

ZEITAUFGELÖSTE MESSUNGEN DES AC INVERSEN
SPIN-HALL-EFFEKTS UND UNTERSUCHUNGEN
VON SPINWELLEN MITTELS LOCK-IN
THERMOGRAPHIE

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(*Dr. rer. nat.*)

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät II
Chemie, Physik und Mathematik

der Martin-Luther-Universität
Halle-Wittenberg

vorgelegt von

Frau OLGA WID
geb. am 23.04.1988 in Karaganda

Erstgutachter: Prof. Dr. Georg Schmidt
Zweitgutachter: Prof. Dr. Georg Woltersdorf
Drittgutachter: Prof. Dr. Andrii Chumak, Wien

Tag der Abgabe: 30.06.2021

Tag der öffentlichen Verteidigung: 28.01.2022

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Physikalische Grundlagen	5
2.1. Ferromagnetismus und magnetische Kopplungen	5
2.1.1. Austauschwechselwirkung	6
2.1.2. Dipol-Dipol-Wechselwirkung	7
2.2. Magnetisierungsdynamik	9
2.2.1. Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung und Ferromagnetische Resonanz	9
2.2.2. Spinwellen in dünnen magnetischen Schichten	12
2.2.3. Spinwellen in begrenzten Strukturen	17
2.3. Koplanarer Wellenleiter (CPW)	19
2.3.1. Berechnung des Oerstedfeldes	20
2.4. Unidirektionaler Wärmetransport durch Spinwellen	22
2.5. Spinpumpen und Spin-Transfer-Torque	24
2.5.1. Spinpumpen und Spin-Mixing-Conductance	24
2.5.2. Berücksichtigen des Rückfluss-Spinstroms	26
2.6. Spin-Hall und inverser Spin-Hall-Effekt	27
2.6.1. Messung des inversen Spin-Hall-Effekts	27
2.6.2. Verhalten bei Magnetfeldumkehr	29
2.7. Induktion und Lenz'sche Regel	30
2.8. Verwendete Materialsysteme	31
3. Untersuchungsmethoden	33
3.1. Methoden der ferromagnetischen Resonanz	33
3.1.1. Messungen im Feldbereich	34
3.1.2. Messungen im Zeitbereich	34
3.1.3. Messungen im Zeitbereich mit Hochfrequenzanregung	36
3.2. Lock-in Thermographie (LIT)	38
3.3. Mikromagnetische Simulationen mit MuMax3	40
4. Untersuchungen der Spinwellenausbreitung mittels LIT	43
4.1. Motivation	43
4.2. Probenherstellung und verwendete Antennen	45
4.2.1. Design und Abmessungen der verwendeten Antennen	45
4.2.2. Prozessierung der Antennen	46
4.3. Experimenteller Aufbau	47

4.4.	Messungen mit dem koplanaren Wellenleiter: unidirektionaler Wärmetransfer durch nicht-reziproke Spinwellen	49
4.4.1.	Messung der Ferromagnetischen Resonanz	49
4.4.2.	Messungen mit der Lock-in Thermographie	53
4.4.3.	Diskussion und Auswirkungen auf den inversen Spin-Hall-Effekt	59
4.5.	Messungen mit der microstrip line: Inhomogenität des externen Magnetfeldes . .	61
4.5.1.	Damon-Eshbach Geometrie	61
4.5.2.	Backward Volume Geometrie	63
4.5.3.	Diskussion und Auswirkungen auf andere Experimente	64

5. Zeitaufgelöste Messungen des ac-ISHE 77

5.1.	Motivation und Stand der Forschung	77
5.2.	Probenherstellung	80
5.2.1.	Design der Messstruktur	80
5.2.2.	Prozessierung der Proben	82
5.3.	Vorüberlegungen zu den Signalbeiträgen für die asymmetrische Messstruktur . .	86
5.3.1.	Induktives Übersprechen an P2	87
5.3.2.	Induktives Signal durch die präzedierende Magnetisierung	88
5.3.3.	Signal durch den ac inversen Spin-Hall-Effekt	91
5.3.4.	Weitere Signalbeiträge und mögliche Effekte	94
5.4.	Das Beseitigen magnetfeldunabhängiger Beiträge	96
5.5.	Experimenteller Aufbau	98
5.6.	Untersuchungen im Feldbereich und Schichtdickenbestimmung	99
5.6.1.	Messungen im Feldbereich	99
5.6.2.	Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)	101
5.6.3.	Simulationen im Feldbereich	102
5.7.	Ablauf der zeitaufgelösten Messungen und Prozedur der Auswertung	109
5.8.	Zeitaufgelöste Untersuchungen an den Kontakten P2	113
5.8.1.	Untersuchung des induktiven Beitrags durch die präzedierende Magnetisierung an P2	113
5.8.2.	Untersuchung des ac inversen Spin-Hall-Effekts an P2	118
5.9.	Zeitaufgelöste Untersuchungen an den Kontakten P1	131
5.9.1.	Erwartete Signalbeiträge an den Kontakten P1 für die asymmetrische und die symmetrische Struktur	131
5.9.2.	Indirekte Messung der zeitaufgelösten ac-ISHE-Spannung	133
5.10.	Diskussion der Amplitudenzunahme und Ausblick	135

6. Zusammenfassung 139

A. Anhang	143
A.1. Untersuchungen mithilfe der Lock-In Thermographie	143
A.1.1. CPW: Nachweis des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfers für un- terschiedliche Frequenzen	143
A.1.2. CPW: Leistungsabhängigkeit der Temperaturdifferenz	144
A.1.3. Microstrip: Leistungsabhängigkeit der FMR-Messung	145
A.1.4. Microstrip: Messung für 8 GHz	146
A.1.5. LIT Messung mit dem großen CPW	146
A.1.6. LIT Messung mit der Grid-Struktur bei unterschiedlichen Messeinstellungen	147
A.2. Zeitaufgelöste Messungen des ac-ISHE	147
A.2.1. Programmieren der Wellenform mit dem AWG872	147
A.2.2. Kompatibilität der HF-Anschlüsse	148
A.2.3. Größenordnung der erwarteten Signalbeiträge	148
A.3. Abwesenheit des ISHE in Kupfer	150
A.4. Ortsaufgelöste Verteilung der Magnetisierung	151

1. Einleitung

In der konventionellen Elektronik werden Ströme, also bewegte Ladungen genutzt, um Informationen zu übertragen und zu verarbeiten. Das Gebiet der Spintronik konzentriert sich dagegen zusätzlich auf die Verwendung des Spins, einer quantenmechanischen Eigenschaft des Elektrons, als Informationsträger. Die Erzeugung, Manipulation und die Detektion der Spinströme sind dabei die grundlegenden Aufgabengebiete der Spintronik [1]. Ein Spinstrom kann in Zusammenhang mit einem elektrischen Strom auftreten oder als reiner Spinstrom vorliegen, wenn sich die dabei transportierten Ladungen gegenseitig aufheben [2]. Es ist außerdem möglich, die Spin-Information ganz ohne Ladungstransport in einem Isolator in Form einer Spinwelle zu übertragen. Spinwellen stellen kollektive Anregungen magnetischer Momente dar und haben in den letzten Jahrzehnten auf dem Gebiet der Spintronik zunehmend an Bedeutung gewonnen [3, 4]. Mithilfe von Spinwellen wurden bereits unter anderem logische Schaltungen [5], ein Spinwellen-Multiplexer [6] sowie ein Isolator-basierter Magnon-Transistor [7] realisiert. Die bisherigen Ansätze zur Datenverarbeitung mit Spinwellen wurden 2020 von Mahmoud et al. in einer Veröffentlichung zusammengefasst [4].

Die Verknüpfung spintronischer und elektronischer Bauelemente kann über den sogenannten inversen Spin-Hall-Effekt (ISHE) erfolgen. Dieser wurde erstmals von Saito *et al.* [8] im Jahr 2006 experimentell nachgewiesen und beschreibt die Umwandlung eines Spinstroms in einen Ladungsstrom, welcher sich dabei aus einem Gleichstrom- (dc) und einem Wechselstrom (ac) Anteil zusammensetzt. Auf der Suche nach neuen geeigneten Materialien wurde der dc-ISHE in verschiedenen Doppellagen-Systemen aus einem Ferromagneten (FM) und einem Nichtmagneten (NM) untersucht [9–15]. Typischerweise wird bei diesen Experimenten ein Spinstrom aus dem FM (Spinquelle) in den NM (Spindetektor) gepumpt und dort durch den ISHE in einen Ladungsstrom umgewandelt. Dabei gilt der Vorzeichenwechsel der detektierten ISHE-Spannung bei Magnetfeldumkehr als Signatur des inversen Spin-Hall-Effekts [16, 17] und wird verwendet, um den ISHE von anderen Effekten zu unterscheiden. Im Jahr 2013 wurde von An *et al.* [18] der sogenannte unidirektionale Spinwellen Wärmetransport mithilfe einer 400 Mikrometer dicken Probe aus Yttrium-Eisen-Granat (YIG) entdeckt. An et al. haben dabei gezeigt, dass der Wärmefluss, welcher durch die nicht-reziproken Spinwellen verursacht wird, unidirektional ist und bei der Umkehr des externen Magnetfeldes umgedreht werden kann. Somit weisen Thermospannungen, die durch den unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfer erzeugt werden können, dasselbe Verhalten bei Magnetfeldumkehr wie der ISHE auf und können mit diesem verwechselt werden. Die Untersuchungen des ISHE finden typischerweise an dünneren FM-Schichten, als von An et al. verwendet, statt. Ob der unidirektionale Wärmetransfer in Schichten von wenigen Hundert Nanometern Dicke eine Rolle spielt, ist bis dahin noch nicht untersucht. Eines der Hauptziele der vorliegenden Dissertation ist daher der Nachweis des unidirektionalen Wärmetransfers

durch nicht-reziproke Spinwellen in einer 200 nm dicken YIG-Schicht. Um diesen Nachweis zu ermöglichen wird erstmals die Lock-in Thermographie Technik auf dem Gebiet der Spintronik angewendet.

Im Gegensatz zum dc-ISHE ist die ac-Komponente des inversen Spin-Hall-Effekts bisher nur vergleichsweise wenig untersucht. Die Überlagerung des ac-ISHE mit anderen hochfrequenten Wechselspannungen, welche zum Beispiel durch die Induktion hervorgerufen werden, erschwert den experimentellen Nachweis. Erstmals konnte die ac-ISHE-Spannung im Jahr 2014 von Wei *et al.* [19] detektiert werden. Im selben Jahr veröffentlichten Weiler *et al.* eine Phasen-sensitive Methode zur Messung des ac-ISHE. Bisher ist es jedoch nicht gelungen, den ac-ISHE zeitaufgelöst zu messen. Daher ist das zweite Hauptziel der vorliegenden Arbeit eine zeitaufgelöste Messung des ac-ISHE.

Aufgrund der beiden formulierten Hauptziele wird die Dissertation in zwei Schwerpunkte: „Untersuchungen von Spinwellen mittels Lock-in Thermographie“ und „Zeitaufgelöste Messungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts“ unterteilt. Die zum Verständnis der durchgeführten Untersuchungen notwendigen physikalischen Grundlagen werden in Kapitel 2 vorgestellt. Dabei bildet die Anregung der Magnetisierungsdynamik mit der Methode der ferromagnetischen Resonanz (FMR) und die Erzeugung von (stehenden) Spinwellen die Basis beider zu untersuchender Schwerpunkte. Unter anderem sind die Beschreibungen des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfers und des Spinpumpens, sowie der experimentelle Zugang zur ac- und dc-Komponente der ISHE-Spannung in diesem Kapitel zu finden.

In Kapitel 3 werden die wichtigsten der verwendeten Untersuchungsmethoden vorgestellt. Dabei wird auf die Methoden der ferromagnetischen Resonanz, die Lock-in Thermographie (LIT) und mikromagnetische Simulationen mit MuMax3 3.3 eingegangen.

Kapitel 4 ist den Untersuchungen von Spinwellen mittels Lock-in Thermographie gewidmet. Dabei wird die Notwendigkeit der LIT-Messungen an dünnen YIG-Schichten motiviert, sowie der experimentelle Aufbau und die Probenprozessierung erläutert. Durch Messungen mit einem planaren Wellenleiter (CPW) wird mithilfe der LIT erstmals der Nachweis des unidirektionalen Wärmetransfers in einer 200 nm dicken YIG-Schicht erbracht. Der Effekt wird durch Untersuchungen mittels einer Microstrip-ähnlichen Antenne bestätigt, wobei zusätzlich ein entlang der Antenne räumlich begrenztes Anregungsprofil, verursacht durch die Inhomogenität des externen Magnetfeldes, beobachtet wird. Im Ausblick dieses Kapitels wird eine mögliche Anwendung der zuletzt genannten Beobachtung vorgestellt.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit dem zweiten Schwerpunkt der Arbeit - den zeitaufgelösten Untersuchungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts. Dabei wird ein Einblick in den aktuellen Stand der Forschung gegeben und zentrale Punkte der Untersuchungen formuliert. Neben der Beschreibung des geeigneten Probedesigns und der Prozessierung, findet außerdem eine ausführliche Betrachtung der erwarteten Signalbeiträge statt, wobei der Fokus auf ihrem Verhalten bei der Umkehr des externen Magnetfeldes liegt. Die durchgeführten Simulationen geben einen tieferen Einblick in die Magnetisierungsdynamik und helfen bei der Interpretation der experimentellen Daten. In diesem Kapitel werden zwei Methoden vorgestellt, welche die erstmalige Messung des zeitaufgelösten ac-ISHE ermöglicht haben. Bei der indirekten Messmethode kann dabei auf die

Verwendung einer Referenzprobe zur Beseitigung unerwünschter Induktionsspannungen verzichtet werden.

In Kapitel 6 wird die Dissertation zusammengefasst.

2. Physikalische Grundlagen

In dem folgenden Kapitel werden die wichtigsten physikalischen Grundlagen behandelt, die zum Verständnis der experimentellen Ergebnisse notwendig sind. Das Kapitel beginnt mit einer kurzen Einführung zum Thema Magnetismus und der Beschreibung magnetischer Kopplungen (Abschnitt 2.1). Dabei werden unter anderem die Ursache der Formanisotropie in dünnen Filmen und die Entstehung von Streufeldern erläutert. In Abschnitt 2.2 werden die Magnetisierungsdynamik mithilfe der Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung und Spinwellenmoden in dünnen magnetischen Schichten sowie in begrenzten Strukturen beschrieben. Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wird bei allen Untersuchungen das Oerstedfeld eines koplanaren Wellenleiters (CPW), der allgemein in Abschnitt 2.3 beschrieben wird, verwendet, um die Magnetisierung zur Präzession anzuregen. Eines der Hauptziele dieser Dissertation ist der Nachweis des sog. unidirektionalen Wärmetransfers durch Spinwellen in dünnen Schichten. Die Entdeckung dieses Effekts und die dafür durchgeführten Experimente werden in dem Abschnitt 2.4 erläutert. Das zweite Hauptziel dieser Arbeit ist die zeitaufgelöste Messung des ac inversen Spin-Hall-Effekts. Die zum Verständnis der Ergebnisse notwendigen Grundlagen wie das Spinpumpen und der experimentelle Zugang zur ac- und dc-Komponente der Spannung werden in den Abschnitten 2.5 und 2.6 vorgestellt. Bei den Messungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts darf die Induktion (Abschnitt 2.7) nicht vernachlässigt werden. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Beschreibung der verwendeten Materialsysteme 2.8 ab.

2.1. Ferromagnetismus und magnetische Kopplungen

Eine elementare Größe für die Beschreibung der Magnetisierung in Festkörpern ist das magnetische Dipolmoment¹ $\vec{\mu}$ [20]. Im Allgemeinen wird unterschieden, ob ein Material ein permanentes magnetisches Moment besitzt, oder ob das magnetische Moment durch ein externes Magnetfeld induziert wird [23]. Für den Fall, dass die magnetischen Momente im Festkörper nicht miteinander wechselwirken, wird zwischen Diamagnetismus ($\vec{\mu}$ wird erst durch ein externes Magnetfeld induziert) und Paramagnetismus (permanente magnetische Momente sind vorhanden und können durch ein externes Feld ausgerichtet werden) unterschieden [24]. Sind permanente magnetische Momente vorhanden, die miteinander koppeln, spricht man von kollektivem Magnetismus [23–25]. Makroskopisch äußert sich der kollektive Magnetismus in der ferro-, ferri- und antiferromagnetischen Ordnung [23]. Bei einem Ferromagneten (FM) sind die magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet². Ferri- und Antiferromagneten sind dagegen Systeme

¹Die intrinsischen magnetischen Momente werden auf atomarer Ebene durch den Spin der Elektronen und durch die Bahnbewegung der Elektronen um den Atomkern verursacht [20–22].

²Unterhalb der sogenannten Curie-Temperatur T_C , die sich je nach Material unterscheidet.

me mit mehreren magnetischen Untergittern, deren magnetischen Momente eine antiparallele Ausrichtung aufweisen [20]. Heben sich die magnetischen Momente der jeweiligen Untergitter vollständig auf, spricht man von Antiferromagnetismus. Bei einem Ferrimagneten unterscheiden sich die Magnetisierungen der Untergitter, sodass eine Gesamtmagnetisierung erhalten bleibt [20, 24].

Im sogenannten Makrospin-Modell erhält man die Magnetisierung \vec{M} durch das aufsummieren der einzelnen magnetischen Momente $\vec{\mu}_i$ pro Volumen V [20, 21]:

$$\vec{M} = \frac{\sum_i \vec{\mu}_i}{V}. \quad (2.1)$$

Somit wird die Magnetisierung eines Ferro- bzw. Ferrimagneten im Makrospin-Modell als uniform im gesamten Probenvolumen angenommen und kann durch einen Magnetisierungsvektor \vec{M} (als Makrospin) angegeben werden [20, 26–28]. Der Betrag von \vec{M} ist dabei die sogenannte Sättigungsmagnetisierung M_S . Für eine detaillierte Darstellung des Makrospin-Modells wird auf die weiterführende Literatur [20, 29, 30] verwiesen.

Die parallele Ausrichtung der magnetischen Momente und somit auch die Sättigungsmagnetisierung M_S werden mit zunehmender Temperatur reduziert, wobei die Temperaturabhängigkeit $M_S(T)$ vom betrachteten System abhängt [2]. Für Temperaturen oberhalb der Curie-Temperatur geht der Magnet in die ungeordnete paramagnetische Phase über [2, 30]. Die magnetische Ordnung unterhalb der Curie-Temperatur wird hauptsächlich durch die Austauschwechselwirkung (Austausch-WW) bedingt, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

2.1.1. Austauschwechselwirkung

Die ferromagnetische Kopplung unterhalb der Curie-Temperatur wird durch das Zusammenspiel der Austausch- und der Dipol-Dipol-Wechselwirkung (Dipol-WW) verursacht [31]. Dabei ist die langreichweitige Dipol-WW zu schwach, um die permanenten magnetischen Momente bei Raumtemperatur auszurichten. Für eine Erklärung der ferromagnetischen Ordnung muss die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung berücksichtigt werden. Die Austausch-WW ist eine Folge der Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen und des Pauli-Prinzips und muss daher quantenmechanisch beschrieben werden [30]. Eine ausführliche Betrachtung der Austausch-WW ist in [20, 25, 30] zu finden. Im Folgenden wird nur das grundlegende Konzept für die Herleitung der Austauschenergie erläutert.

Elektronen sind Fermionen und unterliegen somit dem Pauli-Prinzip. Betrachtet man zwei Elektronen mit überlappenden Wellenfunktionen, muss daher ihre Gesamt-Wellenfunktion bezüglich des Teilchenaustauschs antisymmetrisch sein [2, 21]. Die Gesamt-Wellenfunktion setzt sich aus dem Produkt der Orts- und Spin-Wellenfunktion zusammen [30, 32]. Es kommt zu einer Kopplung der Spinrichtung mit der Coulomb-Wechselwirkung, wodurch eine parallele (Ferromagnet) oder antiparallele (Antiferromagnet) Ausrichtung der Spins begünstigt wird [3]. Der energetische Unterschied dieser Ausrichtungen zweier Elektronenspins \vec{S}_i und \vec{S}_j kann mithilfe des Austauschintegrals J_{ij} durch den Überlapp ihrer Wellenfunktionen bestimmt werden [32]. Nach dem

Heisenberg-Model gilt für die Austauschenergie E_{aus} [3, 30, 32]:

$$E_{aus} = -2 \sum_{i < j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (2.2)$$

Das Vorzeichen des Austauschintegrals J_{ij} bestimmt die parallele ($J_{ij} > 0$) oder antiparallele ($J_{ij} < 0$) Ausrichtung der Spins [23]. Da die Orts-Wellenfunktionen schnell abfallen, ist die Austausch-WW kurzreichweitig. Daher ist es ausreichend, nur über die nächsten Nachbarn zu summieren.

Nach [20] kann die sogenannte Austauschlänge l_{ex} , die sich je nach Material unterscheidet, wie folgt angegeben werden:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_S^2}}. \quad (2.3)$$

Dabei ist A die Austauschkonstante, μ_0 die magnetische Induktionskonstante und M_S die Sättigungsmagnetisierung. Innerhalb der Austauschlänge l_{ex} überwiegt die Austausch-WW die Entmagnetisierungsenergie, welche durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung verursacht wird [33]. Die Entstehung von Streu- und Entmagnetisierungsfeldern als Folge der Dipol-WW wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

2.1.2. Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Auch wenn die Dipol-Dipol-Wechselwirkung für die Erklärung der ferromagnetischen Ordnung nicht ausreicht, ist sie von großer Bedeutung bei der Beschreibung von Spinwellen und dipolaren Streufeldern [2]. Außerdem ist die langreichweitige Dipol-WW der magnetischen Momente verantwortlich für die Bildung von magnetischen Domänen [21] und ist die Ursache für die Formanisotropie eines Ferromagneten [34].

Im Folgenden wird das Magnetfeld $\vec{H}(\vec{r})$ betrachtet, welches von einem magnetischen Dipolmoment $\vec{\mu}_i$ im Abstand \vec{r} erzeugt wird [2, 3, 34]:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3\vec{r}(\vec{r} \cdot \vec{\mu}_i)}{r^5} - \frac{\vec{\mu}_i}{r^3} \right). \quad (2.4)$$

In einem unendlich ausgedehnten Ferromagneten kompensieren sich die Beiträge der einzelnen magnetischen Momente [31]. Für eine anschauliche Darstellung kann (in Analogie zur Elektrostatik) das magnetische Moment $\vec{\mu}$ als ein Paar entgegengesetzter Ladungen, die nicht alleine auftreten, angesehen werden [34, 35]. Schränkt man die Ausdehnung des Körpers ein, dann verursacht der nicht kompensierte Anteil der Dipolfelder ein effektives Magnetfeld (Abb. 2.1 (a)). Dieses wird im Inneren der Probe als Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_{ent} bezeichnet, da es der Magnetisierung (der Ursache seiner Entstehung) entgegenwirkt [34]. Außerhalb der Probe spricht man vom Streufeld (\vec{H}_s in Abb. 2.1 (b)).

Wegen der Beziehung $\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 [\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t)]$ gelten folgende Gleichungen, wobei \vec{B} die

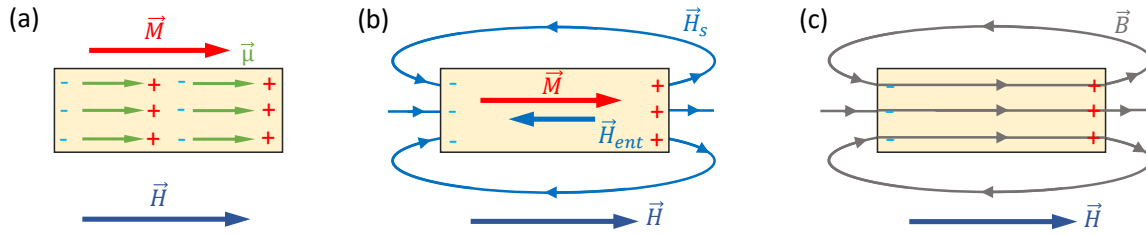


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung der Entmagnetisierungs- und Streufelder einer räumlich begrenzten Probe, die sich in einem externen Magnetfeld \vec{H} befindet. (a) Die ausgerichteten magnetischen Momente $\vec{\mu}$ summieren sich zur Magnetisierung \vec{M} . Dabei erzeugen die unkompensierten magnetischen Ladungen an den Grenzflächen, zu denen \vec{M} senkrecht ist, ein Dipolfeld (b). Dieses wird im Inneren der Probe Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_{ent} und im Außenraum Streufeld \vec{H}_s genannt. (c) Außerhalb der Probe entspricht das Streufeld \vec{H}_s der magnetischen Flussdichte \vec{B} (Gl. 2.5). (Abb. nach [30, 35, 36])

magnetische Flussdichte (Abb. 2.1 (c)) ist und μ_0 die magnetische Induktionskonstante [30]:

$$\vec{H}_{ent} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (\text{Innenraum der Probe}) \quad (2.5)$$

$$\vec{H}_s = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (\text{Außenraum der Probe}) \quad (2.6)$$

Wegen der Quellenfreiheit der magnetischen Flussdichte $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, kann das Entmagnetisierungsfeld als Divergenz der Magnetisierung angegeben werden [34]:

$$\nabla \cdot \vec{H}_{ent} = -\nabla \cdot \vec{M}. \quad (2.7)$$

Die Ausbildung eines Entmagnetisierungsfeldes erfordert einen Energieaufwand, der durch die magnetostatische Energiedichte F_{ent} beschrieben wird [2]:

$$F_{ent} = \frac{\mu_0}{2} \vec{H}_{ent}^2 = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{ent}. \quad (2.8)$$

Um die Streufeldenergie zu minimieren, muss das Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_{ent} verschwinden. Daher richtet sich die Magnetisierung in Abwesenheit eines externen Feldes möglichst parallel zu den Grenzflächen des Ferromagneten aus[3]. Dies wird als Formanisotropie bezeichnet.

Formanisotropie in einem dünnen ferromagnetischen Film

Im Allgemeinen ist das Entmagnetisierungsfeld für einen beliebig geformten Körper schwer zu bestimmen. Für einfache Geometrien kann \vec{H}_{ent} mithilfe des sogenannten Entmagnetisierungstensors N angegeben werden [34]:

$$\vec{H}_{ent} = -N \cdot \vec{M}. \quad (2.9)$$

Für die Spur des Tensors gilt $Spur(N) = N_x + N_y + N_z = 1$ [34]. Die Gl. 2.9, die für einen homogen magnetisierten Rotationsellipsoiden gilt, lässt sich in guter Näherung für dünne Filme

anwenden [31].

Für dünne ausgedehnte Filme verschwindet das in der Schichtebene liegende Entmagnetisierungs-

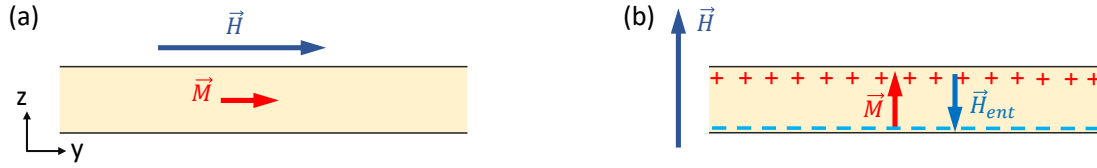


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung des Entmagnetisierungsfeldes einer dünnen magnetischen Schicht. (a) Im Fall einer in der Schichtebene liegenden Magnetisierung können die erzeugten magnetischen Ladungen (und damit auch \vec{H}_{ent}) an den zu \vec{M} senkrechten Grenzflächen vernachlässigt werden. (b) Ist die Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene ausgerichtet, dann entsteht ein starkes Entmagnetisierungsfeld, welches der Magnetisierung entgegenwirkt. (Abb. nach [37])

feld ($N_x = N_y = 0$), da die parallelen Grenzflächen, zu den die Magnetisierung senkrecht ausgerichtet ist, sehr weit auseinander liegen (Abb. 2.2 (a)). Wenn die Schicht senkrecht zur Filmebene magnetisiert ist (Abb. 2.2 (b)), gilt mit $N_z = 1$ [37]:

$$\vec{H}_{ent} = -\vec{M}_S. \quad (2.10)$$

Das Entmagnetisierungsfeld hindert die Magnetisierung daran, sich senkrecht zur Schichtebene auszurichten. Daher liegt \vec{M} in dünnen magnetischen Filmen bevorzugt in der Schichtebene. Diese Formanisotropie hat auch Auswirkungen auf die dynamischen Komponenten des Magnetisierungsvektors während einer Präzessionsbewegung. Bedingt durch die Formanisotropie ist die Präzession der Magnetisierung (\vec{M} in der Schichtebene) nicht zirkular, sondern elliptisch.

Im folgenden Abschnitt werden zunächst die Magnetisierungsdynamik und die Ferromagnetische Resonanz beschrieben, gefolgt von einer Betrachtung sogenannter magnetostatischer Spinwellen (engl. „magnetostatic spin waves“, MSSW), für welche die Dipol-Dipol-Wechselwirkung eine entscheidende Rolle spielt.

2.2. Magnetisierungsdynamik

Unter Magnetisierungsdynamik versteht man im Allgemeinen die Bewegung der Magnetisierung in einem effektiven Magnetfeld. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die phänomenologische Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung (LLGG) verwendet, um diese Spindynamik zu beschreiben. Der große Vorteil dieser Gleichung liegt in ihrer Anschaulichkeit. Durch die LLGG wird es ermöglicht, die Präzessionsrichtung der Magnetisierung einfach zu bestimmen, was für spätere Betrachtungen im Bezug auf die Induktion sich als wichtig erweist (Abschnitt 5.3).

2.2.1. Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung und Ferromagnetische Resonanz

Ohne die Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes wird die Ausrichtung der Magnetisierung \vec{M} in einem Ferromagneten durch seine inneren Felder bestimmt. Legt man nun ein externes Magnetfeld \vec{H} an, welches eine Komponente senkrecht zu \vec{M} besitzt, dann fängt die Magnetisierung an, um das neue Magnetfeld \vec{H}_{eff} zu präzedieren, wobei das effektive Feld die inneren und

die äußeren Felder umfasst. Aufgrund der Dämpfung relaxiert die Magnetisierung während der Präzession in Richtung des effektiven Magnetfeldes. Die Bewegung der Magnetisierung \vec{M} um ihre Gleichgewichtslage kann durch die sogenannte Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG) Gleichung beschrieben werden [38, 39]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \underbrace{-|\gamma| \vec{M} \times \vec{H}_{eff}}_{\text{Präzessionsterm}} + \underbrace{\frac{\alpha}{M_S} \left[\vec{M} \times \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right) \right]}_{\text{Dämpfungsterm}}. \quad (2.11)$$

Dabei ist \vec{H}_{eff} das effektive Magnetfeld, γ das gyromagnetische Verhältnis, M_S die Sättigungsmagnetisierung und α der dimensionslose Dämpfungsparameter. Wie in Abbildung 2.3 veranschaulicht wird, beschreibt der erste Summand der LLG Gleichung die Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld \vec{H}_{eff} . Der zweite Summand ist der Dämpfungsterm, der dafür verantwortlich ist, dass \vec{M} eine gedämpfte Präzession ausführt und in Richtung von \vec{H}_{eff} relaxiert³. Das effektive Magnetfeld kann dabei aus der freien Energiedichte F hergeleitet werden

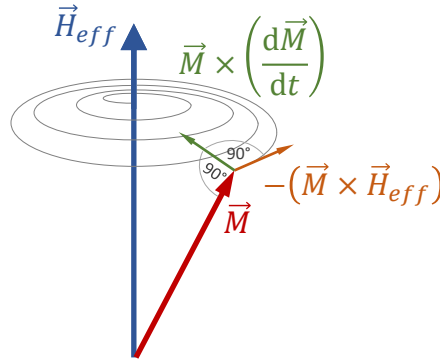


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Bewegung der Magnetisierung \vec{M} nach der Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung 2.11. Hierbei beschreibt der Term $-(\vec{M} \times \vec{H}_{eff})$ das Drehmoment, welches die Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld \vec{H}_{eff} hervorruft. Der Dämpfungsterm $\propto \vec{M} \times \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right)$ erzeugt eine zusätzliche Vektorkomponente, wodurch die Magnetisierung nach einer gedämpften Präzession entlang des effektiven Feldes ausgerichtet wird. (Abb. nach [23])

[40]:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial F}{\partial \vec{M}} \quad (2.12)$$

Die freie Energiedichte eines ferromagnetischen Films im Magnetfeld setzt sich aus den Beiträgen durch die Zeeman-Energie⁴, die Austausch- und Entmagnetisierungsenergie, sowie durch die Anisotropie zusammen [26, 33, 40, 41]. Für die uniforme Präzession der Magnetisierung kann die Austauschenergie vernachlässigt werden [41].

Geht man nun von dem statischen Zustand aus, bei dem die Magnetisierung in Richtung des effektiven Magnetfeldes zeigt, kann das System durch das Hinzufügen eines zeitabhängigen Fel-

³Da $|\vec{M}|$ konstant ist, bewegt sich die Spitze des Magnetisierungsvektors während der Präzession in Abb. 2.3 auf einer Kugeloberfläche.

⁴Durch die Zeeman-Energie wird eine parallele Ausrichtung der Magnetisierung zum externen Magnetfeld bevorzugt [37].

des $\vec{h}(t)$ (senkrecht zum externen Feld) in den dynamischen Zustand gebracht werden. In diesem Fall setzt sich das effektive Magnetfeld aus dem externen Feld \vec{H} , den inneren Feldern \vec{H}_{in} (verursacht durch z. B. Anisotropie) und einem zeitabhängigen Feld $\vec{h}(t)$ zusammen [26, 40]:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_{in} + \vec{h}(t). \quad (2.13)$$

Bei dem Feld $\vec{h}(t)$ handelt es sich um ein Anregungsfeld, welches sich je nach Untersuchungsmethode unterscheidet. Zum Beispiel kann $\vec{h}(t)$ bezogen auf den zeitlichen Verlauf ein Puls, eine Stufe oder ein hochfrequentes Feld sein. In der vorliegenden Dissertation wird das Anregungsfeld $\vec{h}(t)$ durch einen sog. koplanaren Wellenleiter (CPW) erzeugt, was in dem Abschnitt 2.3 beschrieben wird.

Ferromagnetische Resonanz und die Resonanzbedingung

Einen experimentellen Zugang zur Magnetisierungsdynamik erhält man zum Beispiel durch die weit verbreitete Methode der Messung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR). Unter der FMR versteht man allgemein die resonante Absorption von Mikrowellenstrahlung in einem Ferromagneten [26]. Während der Messung befindet sich die zu untersuchende Probe in einem externen Magnetfeld \vec{H} , wobei die Präzession der Magnetisierung durch das (meist Mikrowellen-) Feld $\vec{h}(t)$ angeregt wird. Wenn die sog. Resonanzbedingung, die den Zusammenhang zwischen der Resonanzfrequenz und dem Magnetfeld beschreibt, erfüllt wird, wird der Präzessionswinkel der Magnetisierung maximal. Dabei wird der eingestrahltene Mikrowelle Leistung entzogen, sodass ein Absorptionspeak detektiert wird.

Nach Farle [42] gibt es zwei Herangehensweisen, die erwähnte Resonanzbedingung aus der LLG Gleichung 2.11 zu bestimmen. Zum einen kann dazu ein Gleichungssystem aus zwei gekoppelten Differentialgleichungen für die zeitabhängigen Komponenten der Magnetisierung aufgestellt werden [37, 40]. Zum anderen kann die allgemeine Resonanzformel unter Vernachlässigung der dynamischen Aspekte der FMR aus den zweiten Ableitungen der freien Energiedichte nach den jeweiligen Winkeln der Magnetisierung hergeleitet werden [21, 43].

Die Beziehung zwischen der Resonanzfrequenz und dem Resonanzfeld kann als die sogenannte Kittelformel angegeben werden [44]. Für den Spezialfall eines dünnen magnetischen Films, der in der Schichtebene („in-plane“) magnetisiert ist, gilt [45]:

$$f = |\gamma| \sqrt{H(H + 4\pi M_{eff})}, \quad (2.14)$$

dabei ist f die Resonanzfrequenz, H das angelegte Magnetfeld, $4\pi M_{eff}$ die effektive Sättigungsmagnetisierung und γ das gyromagnetische Verhältnis. Die effektive Sättigungsmagnetisierung beinhaltet neben der Sättigungsmagnetisierung $4\pi M_S$ die out-of-plane uniaxiale Anisotropie H_U^\perp , wobei gilt $4\pi M_{eff} = 4\pi M_S - H_U^\perp$ [40, 46].

Für eine senkrecht zur Schichtebene („out-of-plane“) magnetisierte Schicht gilt:

$$f = |\gamma| (H - 4\pi M_{eff}). \quad (2.15)$$

Durch den Term $-4\pi M_{eff}$ in der Gleichung 2.15 wird deutlich, dass für eine Magnetisierung der Probe senkrecht zur Schichtebene zunächst das (effektive) Entmagnetisierungsfeld ($H_{ent} = -4\pi M_{eff}$) überwunden werden muss. Die Entstehung des Entmagnetisierungsfeldes wurde in dem Abschnitt 2.1.2 beschrieben.

Bestimmung der magnetischen Schichtparameter

Mithilfe der Gleichungen 2.14 und 2.15 können das gyromagnetische Verhältnis und die effektive Sättigungsmagnetisierung bestimmt werden. Dazu werden frequenzabhängige Messungen durchgeführt und die Resonanzposition H für die jeweilige Frequenz bestimmt. Durch einen Fit an die Kurve $f(H)$ können die gesuchten Parameter ermittelt werden.

Mithilfe frequenzabhängiger Messungen kann außerdem durch die Bestimmung der Linienbreite der Resonanzpeaks $\Delta H(2\pi f)$ die Dämpfung α ermittelt werden [21, 47]:

$$\Delta H(2\pi f) = \alpha \frac{2\pi f}{\gamma} + \Delta H(0). \quad (2.16)$$

Der extrinsische Anteil $\Delta H(0)$ macht sich bei der Betrachtung der Abhängigkeit $\Delta H(f)$ als y-Achsenabschnitt bemerkbar [21]. Der extrinsische Anteil hängt von der Schichtqualität ab und wird zum Beispiel durch Inhomogenitäten der Probe verursacht. Für eine weiterführende Betrachtung der intrinsischen und extrinsische Dämpfungsmechanismen wird auf die Arbeit von G. Woltersdorf [33] verwiesen.

Wenn während der Resonanz alle Spins in der untersuchten Probe in Phase präzedieren, wird dies als uniforme Mode bezeichnet. Bei der Messung der Ferromagnetischen Resonanz können neben der uniformen Mode in bestimmten Messkonfigurationen verschiedene Arten von Spinwellen angeregt werden. Auf diese wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

2.2.2. Spinwellen in dünnen magnetischen Schichten

Als Spinwellen (SW), oder auch Magnonen, bezeichnet man kollektive Anregungen von Spins in magnetischen Materialien. Das Konzept der Spinwellen wurde bereits 1930 von Felix Bloch vorgestellt [48]. Im Allgemeinen kann man zwischen dipolaren und Austausch-dominierten Spinwellen unterscheiden. Für Spinwellen mit großer Wellenlänge ist die Verkipfung zweier benachbarter Spins gering und die Austauschwechselwirkung kann vernachlässigt werden. Im Fall solcher Spinwellen (große Wellenlänge, kleiner Wellenvektor \vec{k} , wobei gilt: $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$) ist die langreichweitige Dipol-Wechselwirkung entscheidend, daher werden diese als „dipolare Spinwellen“ bezeichnet. Für kleine Wellenlängen wird die Verkipfung benachbarter Spins größer und die Austauschwechselwirkung kann nicht mehr vernachlässigt werden. Deswegen bezeichnet man Spinwellen mit kleiner Wellenlänge (entspricht großem \vec{k}) als Austausch-dominierte Spinwellen. Hierzu gehören zum Beispiel sogenannte senkrecht stehende Spinwellen (engl: „perpendicular standing spin waves“, PSSW), die sich über die Schichtdicke ausbilden können, wenn das äußere Magnetfeld in der Schichtebene liegt. In der vorliegenden Arbeit werden nur Spinwellen mit kleinen Wellenvektoren \vec{k} untersucht, so dass die Austauschwechselwirkung bei der Berechnung der Dispersionsrelation

vernachlässigt werden kann. Für Betrachtungen, bei denen Dipol- und Austauschwechselwirkung berücksichtigt werden müssen, wird an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen, z. Bsp. die Theorie von Kalinikos und Slavin von 1986 [49].

Im Folgenden werden sogenannte magnetostatische Spinwellen (engl. „magnetostatic spin waves“, MSSW) betrachtet. Der Begriff „magnetostatisch“ bezieht sich dabei darauf, dass für die Beschreibung der Spinwellen Maxwellgleichungen in magnetostatischer Näherung verwendet werden [3, 50]. Die Näherung ist gültig für Spinwellen, deren Wellenlänge viel kleiner ist als die einer elektromagnetischen Welle mit derselben Frequenz, also $\lambda_{SW} \ll c/f$ [50]. Strenggenommen sind sowohl Dipol- als auch Austausch-dominierte SW „magnetostatisch“. Wie die oben genannte Grenze zeigt, lässt sich aus elektrodynamischer Sicht die Näherung sogar besser auf SW kleiner Wellenlänge, also großer Wellenvektoren, anwenden [51]. Aus historischen Gründen werden aber dipolare Spinwellen, also SW mit großer Wellenlänge und kleinen Wellenvektoren, als magnetostatische Spinwellen bezeichnet. Typische Wellenlängen für die MSSW liegen dabei im Bereich von Mikro- bis Millimetern [50].

Das Spektrum magnetostatischer Moden in einer ferromagnetischen Schicht wurde 1960 von R. W. Damon und J. R. Eshbach hergeleitet [52, 53], wobei sie dem Ansatz von Walker [54] folgten. Dieser beinhaltet das simultane Lösen der magnetostatischen Maxwell-Gleichungen und der ungedämpften LLG Gleichung. Als Randbedingungen an der Oberfläche müssen die senkrechte Komponente der magnetischen Induktion \vec{B} und die parallele Komponente des Magnetfeldes \vec{H} stetig sein und weit weg von der Probe gegen Null gehen [53]. Durch ihre Berechnungen haben Damon und Eshbach gezeigt, dass in einem Film, der in der Schichtebene magnetisiert ist, zwei Arten von Moden angeregt werden können: Volumenmoden, genannt „backward volume modes“ (BVM) und nicht-reziproke Oberflächenmoden, die nach Damon und Eshbach benannt wurden („Damon-Eshbach modes“, DEM) [53, 55].

Magnetostatische Backward Volume Moden

Die Backward Volume Moden (BVM) gehören zu den sogenannten Volumenmoden. Diese Moden können für jeden Winkel ϕ zwischen Ausbreitungsvektor und Magnetisierung existieren (Abb. 2.4 (a)). Jedoch wird das Frequenzband der Volumenmoden mit zunehmendem Winkel schmaler und verschwindet für $\phi = 90^\circ$, sodass im Volumenband für diesen Winkel nur eine Mode mit $k=0$ und der Frequenz f_B , auch FMR Frequenz genannt, existieren kann (Abb. 2.4 (a)). Die Mode mit $k=0$ wird als „uniforme Mode“ bezeichnet, da sie einer unendlich großen Wellenlänge entspricht und alle Spins somit in Phase präzedieren. Das Frequenzband der Volumenmoden ist durch die Frequenzen f_A und f_B begrenzt [55]:

$$f_B = \sqrt{f_H (f_H + f_M)}, \quad (2.17)$$

$$f_A = \sqrt{f_H (f_H + f_M \sin^2 \phi)} \quad (2.18)$$

$$\text{mit } f_H = \gamma H, \quad (2.19)$$

$$f_M = \gamma 4\pi M_S, \quad (2.20)$$

wobei H das angelegte Magnetfeld ist, $4\pi M_S$ die Sättigungsmagnetisierung in Oersted (Oe) und γ das gyromagnetische Verhältnis in $\frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$.

Für den Fall $\phi = 0^\circ$, also $\vec{k} \parallel \vec{M}$, bzw. $\vec{k} \parallel \vec{H}^{\text{eff}}$, kann man die Dispersionsrelation für eine über die Schichtdicke homogene BVM näherungsweise mit der folgenden Formel berechnen, wobei d die Dicke der Schicht ist [50]:

$$f_{BVM} = \sqrt{f_H \left(f_H + f_M \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right)}. \quad (2.21)$$

Wie in Abbildung 2.4 (b) zu sehen ist, hat die Dispersionsrelation für die BV Moden eine negative Steigung, woraus mit $v_g = \partial\omega/\partial k$ eine negative Gruppengeschwindigkeit folgt. Diese Besonderheit hat zu dem Namen „Backward Volume“- Moden geführt.

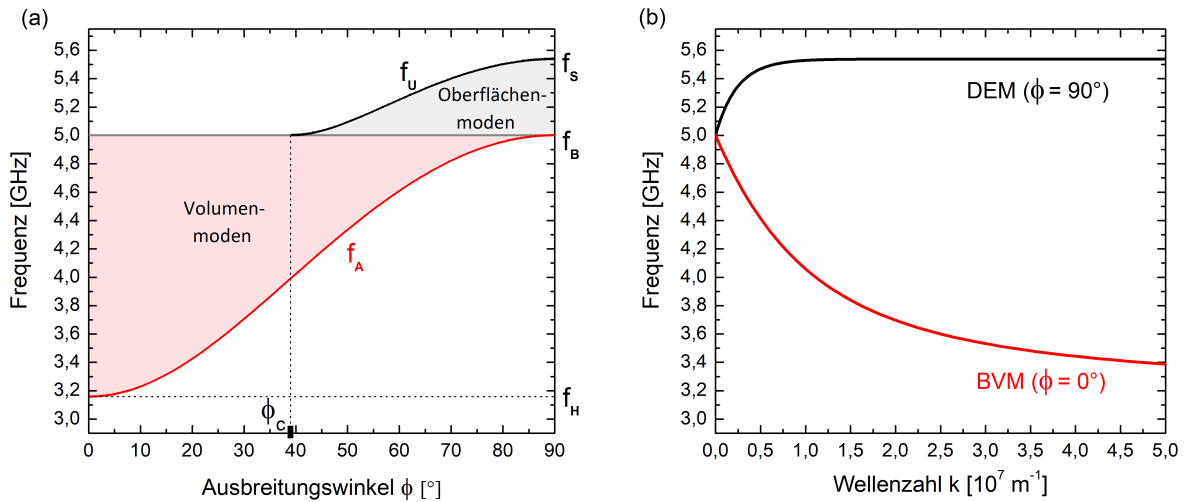


Abbildung 2.4.: Volumen- und Oberflächenmoden für eine 200 nm dicke YIG Schicht mit $H = 1128$ Oe, $4\pi M_S = 1700$ Oe und $\gamma = 2,8$ MHz/Oe. (a) Frequenzband der Volumen- und Oberflächenmoden als Funktion des Ausbreitungswinkels ϕ . Der rot markierte Bereich zeigt das Band der Volumenmoden, welches durch die untere Frequenz f_A (Gl.2.18) und die obere Frequenz f_B (Gl.2.17) begrenzt wird. Mit zunehmendem Winkel wird das Band der Volumenmoden schmaler, bis seine Breite für $\phi = 90^\circ$ auf den Wert Null, bei der Frequenz f_B , zusammenfällt. Die Oberflächenmoden existieren oberhalb des Volumenbandes ab einem kritischen Winkel ϕ_c (Gl.2.23), wobei ihr Frequenzband durch f_B und f_U (Gl.2.24) begrenzt wird. (b) Dispersionsrelation $f(k)$ für die beiden Fälle: $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 0^\circ$. Die obere Kurve (schwarz) für $\phi = 90^\circ$ zeigt die Damon-Eshbach Moden (DEM) und die untere Kurve (rot) mit $\phi = 0^\circ$ die Backward Volume Moden (BVM), berechnet jeweils nach Gleichung 2.26 und 2.21.

⁵Die Spinwellen werden im Experiment mithilfe einer Antenne angeregt. Die Ausbreitung von Spinwellen erfolgt dabei im Allgemeinen senkrecht zur Antennenachse. Um also die genannte Bedingung zu erfüllen, müssen die Antenne und das externe Magnetfeld (in der Ebene) senkrecht zueinander ausgerichtet werden.

Magnetostatische Damon-Eshbach Spinwellen

Die Damon-Eshbach Moden (DEM) sind magnetostatische Oberflächenmoden, deren Ausbreitung nicht-reziprok ist. „Nicht-reziprok“ bedeutet in diesem Fall, dass die Spinwellen an einer der Oberflächen in $+\vec{k}$ oder $-\vec{k}$ Richtung propagieren können, aber nicht in beide [55]. Somit haben die DE Spinwellen einen definierten „Umlaufsinn“ um die Probe. Die Ausbreitungsrichtung \vec{k} für die jeweilige Oberfläche wird durch die Ausrichtung der Magnetisierung \vec{M} bestimmt [55]:

$$\vec{k} \parallel \vec{M} \times \vec{n}, \quad (2.22)$$

wobei \vec{n} der Normalenvektor der Oberfläche ist. Die Präzessionsamplitude der DEM ist an der Oberfläche maximal und nimmt in das Schichtinnere exponentiell ab (Abb. 2.5), wobei die Abklinglänge in der Größenordnung von $2\pi/k$ liegt. Der Effekt der Nicht-Reziprozität kann verstärkt werden, wenn die jeweiligen Oberflächen unterschiedliche Eigenschaften, wie z. Bsp. eine einseitige Metallbeschichtung, aufweisen, was dazu führen kann, dass Spinwellen bestimmter Frequenzen nur in eine Richtung propagieren können [3, 56].

Wie in Abbildung 2.4 (a) zu sehen ist, existieren die Oberflächenmoden außerhalb des Vo-

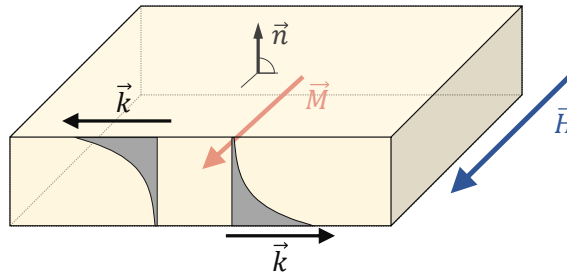


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des Modenprofils und der Ausbreitungsrichtung der Damon-Eshbach Moden auf der Ober- und Unterseite der Schicht. Die Magnetisierung \vec{M} ist dabei in Richtung des Magnetfeldes \vec{H} ausgerichtet, sodass die Bedingung in Gleichung 2.22 auch als $\vec{k} \parallel \vec{H} \times \vec{n}$ formuliert werden kann. Der Normalenvektor \vec{n} der unteren Oberfläche ist nicht mit dargestellt.

lumenbandes in einem Winkelbereich $\phi_c \leq \phi \leq 90^\circ$, wobei ϕ wieder der Winkel zwischen dem Ausbreitungsvektor \vec{k} und der Magnetisierungsrichtung \vec{M} ist. Für den kritischen Winkel ϕ_c gilt [55]:

$$\phi_c = \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{H}{4\pi M_S}} \right). \quad (2.23)$$

Dabei ist H wieder das angelegte Magnetfeld und $4\pi M_S$ die Sättigungsmagnetisierung. Wie in Abbildung 2.4 (a) zu sehen ist, wird das Frequenzband der Oberflächenmoden durch f_B (Gl. 2.17) und f_U begrenzt. Für die obere Grenze f_U gilt dabei nach [55]:

$$f_U = \sqrt{(f_B)^2 + \frac{(f_M \sin^2 \phi - f_H \cos^2 \phi)^2}{4 \sin^2 \phi}} \quad (2.24)$$

Aus der Gleichung 2.24 folgt für $\phi = 90^\circ$ die obere Grenzfrequenz f_S für Oberflächenmoden, :

$$f_S = f_H + \frac{f_M}{2}, \quad (2.25)$$

die für $k \rightarrow \infty$ erreicht wird (Abb. 2.4). Für den Fall $\vec{k} \perp \vec{M}$ kann die Dispersionsrelation der Damon-Eshbach Moden mit der folgenden Gleichung berechnet werden [50]:

$$f_{DEM} = \sqrt{\left(f_H + \frac{f_M}{2}\right)^2 - \left(\frac{f_M}{2}\right)^2 e^{-2kd}} \quad (2.26)$$

mit $f_H = \gamma H$ und $f_M = \gamma 4\pi M_S$. Der Verlauf der nach Gleichung 2.26 berechneten Dispersionsrelation für eine YIG Schicht mit der Dicke $d = 200$ nm ist in der Abbildung 2.4, (b) dargestellt. Wie sich eine Änderung der Schichtdicke oder der Sättigungsmagnetisierung auf die Dispersionsrelation auswirkt, wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

Abhängigkeit der Dispersionsrelation magnetostatischer SW von der Schichtdicke und der Sättigungsmagnetisierung

Nach den Gleichungen 2.21 und 2.26 hängt die Dispersionsrelation sowohl von der Schichtdicke d als auch von der Sättigungsmagnetisierung $4\pi M_S$ ab. In der Abb. 2.4 wurde die Dispersionsrelation in der häufig verwendeten Darstellungsform $f(k)$ gezeigt. In der vorliegenden Dissertation werden jedoch Messungen bei konstanter Anregungsfrequenz f und variablem Magnetfeld H durchgeführt⁶. Daher ist die Darstellung der Dispersionsrelation in der Form $H(k)$ für den späteren Vergleich mit den Messungen besser geeignet.

In der Abb. 2.6 ist die mithilfe der Gleichungen 2.21 und 2.26 berechnete Dispersionsrelation

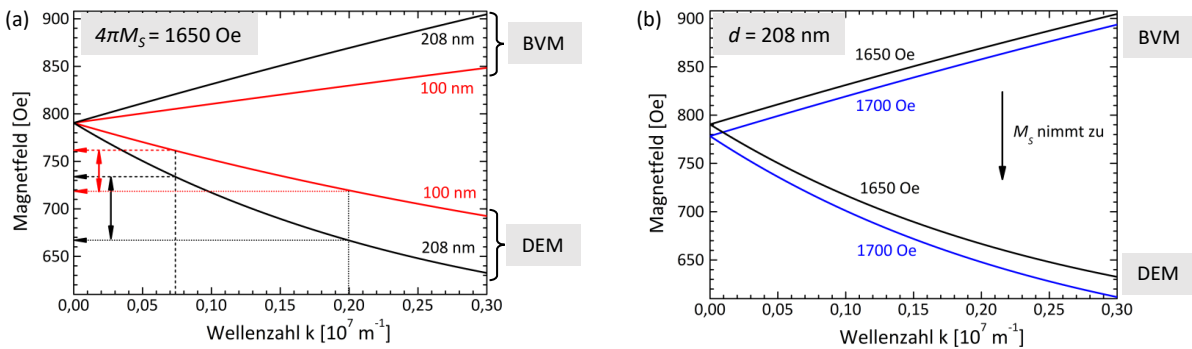


Abbildung 2.6.: Berechnete Dispersionsrelation für eine Frequenz von 4 GHz und $\gamma = 2,88 \text{ MHz/Oe}$. (a) Vergleich zweier Schichtdicken für eine Sättigungsmagnetisierung von 1650 Oe. (b) Vergleich der Dispersion für zwei verschiedene Werte der Sättigungsmagnetisierung bei gleicher Schichtdicke von 208 nm.

$H(k)$ für eine konstante Frequenz von 4 GHz dargestellt. Zu beachten ist, dass in der Form $H(k)$ der untere Zweig der Dispersionsrelation den Damon-Eshbach Moden entspricht. In der Abb. 2.6 (a) wird der Verlauf der Dispersionsrelation für zwei verschiedene Schichtdicken (100 nm und

⁶Die Messmethoden der FMR werden in dem Abschnitt 3.1 vorgestellt.

208 nm) verglichen. In beiden Fällen wurde eine Sättigungsmagnetisierung von 1650 Oe verwendet. Es ist zu erkennen, dass für die kleinere Schichtdicke die Anregung der DEM und der BVM in einem kleineren Magnetfeldbereich stattfindet. Dadurch werden Spinwellen gleicher Wellenzahl k für die jeweilige Schichtdicke bei unterschiedlichen Magnetfeldern angeregt (siehe zum Beispiel $k = 0,2 \cdot 10^{-7} \text{m}^{-1}$). Vergleicht man nun zwei verschiedene Wellenzahlen $k = 0,2 \cdot 10^{-7} \text{m}^{-1}$ und $k = 0,073 \cdot 10^{-7} \text{m}^{-1}$ miteinander, dann erkennt man, dass der Abstand der Magnetfelder, bei den diese Spinwellen angeregt werden, für die kleinere Schichtdicke geringer ist. Dieser Abstand ist in der Abb. 2.6 (a) durch die beiden vertikalen Doppelpfeile gekennzeichnet. Im Experiment bedeutet dies, dass der Peakabstand in einem FMR-Spektrum für einen dünneren Film kleiner ist. Somit kann man durch einen Vergleich von gemessenen FMR-Spektren auf den Schichtdickenunterschied schließen.

Die Abb. 2.6 (b) zeigt einen Vergleich der nach den Gleichungen 2.21 und 2.26 berechneten Dispersionsrelation für zwei unterschiedliche Werte der Sättigungsmagnetisierung. Die schwarze Kurve entspricht dabei der ebenfalls schwarzen Kurve für 208 nm (mit $4\pi M_S = 1650$ Oe) aus der Teilabbildung (a). Die blaue Kurve stellt die Dispersionsrelation dar, die für eine Sättigungsmagnetisierung von $4\pi M_S = 1700$ Oe berechnet wurde. Die Abb. 2.6 (b) zeigt, dass eine Erhöhung der Sättigungsmagnetisierung die gesamte Dispersionsrelation zu kleineren Magnetfeldern verschiebt.

In der vorliegenden Dissertation werden nicht nur dünne Schichten (Kapitel 4) sondern auch Streifen-Strukturen (Kapitel 5) untersucht. Wie sich die Dispersionsrelation in lateral begrenzten Strukturen verändert, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

2.2.3. Spinwellen in begrenzten Strukturen

Schränkt man die laterale Ausdehnung des dünnen ferromagnetischen Films ein, dann führt dies zu Quantisierungseffekten von Spinwellen in der Schichtebene. Detaillierte Untersuchungen zu Spinwellen in lateral begrenzten Strukturen sind in den Veröffentlichungen [3, 57–63] zu finden. Im Folgenden werden die grundlegenden Unterschiede zu den Spinwellen in einem ausgedehnten Film erläutert. Dazu wird ein dünner Streifen mit der Dicke d , der Länge l und der Breite w betrachtet, wobei $l \gg w \gg d$ gilt. Als Nächstes wird der Spezialfall eines longitudinal magnetisierten Streifens betrachtet.

Longitudinal magnetisierter Streifen: Das externe Magnetfeld \vec{H} liegt entlang der langen Achse des Streifens (Abb. 2.7 (a)). Aufgrund der Ausrichtung des Wellenvektors⁷ \vec{k} und der Magnetisierung \vec{M} zueinander ($\vec{k} \perp \vec{M}$) werden in dem Streifen Damon-Eshbach-ähnliche Spinwellen angeregt [63]. Die Spinwellen propagieren in dem Streifen und werden an dessen Rändern reflektiert, wodurch eine stehende Spinwelle entsteht [2, 35, 64]. Unter den vereinfachten Annahmen, dass die dynamische Magnetisierung entlang der Schichtdicke homogen ($k_z = 0$, gute Näherung für dünne Filme) und an den Rändern des Streifens Null ist (geeignete Näherung für $w \gg d$), bekommt man die folgende Beziehung für die Quantisierung des Wellenvektors in der

⁷Zur Erinnerung: im Experiment wird die Ausbreitungsrichtung der Spinwellen (\vec{k}) durch die Ausrichtung der anregenden Antenne bestimmt.

Streifenbreite [57]:

$$k_{x,n} = n \frac{\pi}{w}. \quad (2.27)$$

Dabei ist $n = 1, 2, 3, \dots$ die Modennummer⁸, die die Anzahl der Schwingungsbäuche der stehenden Spinwelle angibt [64] (Abb. 2.7 (a)).

Die Abb. 2.7 (b), welche aus der Arbeit von Bayer *et al.* [63] entnommen wurde, zeigt die gemessene Dispersionsrelation $f(k)$ für einen Permalloy Streifen ($w = 1 \mu\text{m}$, $d = 33 \text{ nm}$) in einem Magnetfeld von 100 Oe. Die schwarzen Quadrate gehören zu den gemessenen Damon-Eshbach-ähnlichen SW und die schwarzen Kreise zu den sogenannten senkrecht stehenden Spinwellen (engl. „perpendicular standing spin waves“, PSSW). Die PSSW [57, 60] sind Austauschdominierte Spinwellen und spielen in der vorliegenden Dissertation keine Rolle. Die Dispersionsrelation einer lateral begrenzten Struktur ist im Vergleich zu der eines geschlossenen Films (gestrichelte Linie in Abb. 2.7 (b)) quantisiert.

Durch einen Vergleich mit der Dispersionsrelation für einen unendlich ausgedehnten Film, er-

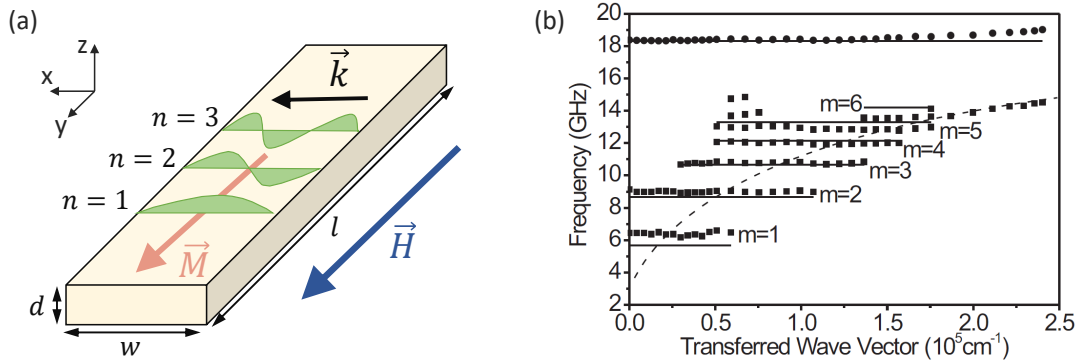


Abbildung 2.7.: Spinwellenmoden in einem longitudinal magnetisierten Streifen. (a) Durch Reflexion der Spinwelle an der langen Streifenseite kommt es zu Entstehung einer stehenden Spinwelle [64]. Dies ist schematisch für die Spinwellenmoden $n = 1$ bis $n = 3$ dargestellt (Teilabb. (a) nach [35]). (b) wurde aus der Arbeit von Bayer *et al.* [63] entnommen und zeigt die gemessene Dispersionsrelation für einen $1 \mu\text{m}$ breiten Permalloy Streifen mit der Dicke $d = 33 \text{ nm}$ in einem Magnetfeld von 100 Oe. Die auf der x-Achse aufgetragene Größe entspricht dem Wellenvektor $k_{x,n}$ aus der Gl. 2.27. Zu beachten ist, dass in der Arbeit von Bayer *et al.* für die Kennzeichnung der Modennummer „ m “ verwendet wurde.

hält man die zu jeder Wellenzahl $k_{x,n}$ gehörenden Resonanzfrequenzen. Für $w \gg d$ stimmen die experimentellen Daten gut mit den theoretischen Vorhersagen überein [63]. Wird das Verhältnis w/d kleiner, dann muss die Streifenbreite w in Gl. 2.27 durch die effektive Streifenbreite w_{eff} ersetzt werden. Dadurch wird die Streufeldenergie berücksichtigt, die von der dynamischen Magnetisierung an den Streifenrändern verursacht wird [64]. Die effektive Streifenbreite hängt dabei vom sog. effektiven dipolaren Pinning ab [62], welches wiederum vom Aspektverhältnis w/d abhängt [2, 64].

Um die Spinwellenmoden in Streifen-Strukturen zu bestimmen und anschaulich darzustellen, werden in der vorliegenden Dissertation mikromagnetische Simulationen mit dem Programm

⁸Häufig beginnt die Nummerierung der Modennummer n bei Null [59, 60] und gibt somit die Anzahl der Knoten der stehenden Welle, abgesehen von den Knoten am Rand, an.

MuMax3 [65] verwendet. Dabei ist vor allem die zeitliche Entwicklung bis hin zur Entstehung der stehenden Spinwelle interessant.

2.3. Koplanarer Wellenleiter (CPW)

In Abschnitt 2.2 wurde beschrieben, dass die Magnetisierung mithilfe eines kleinen zeitabhängigen Feldes $\vec{h}(t)$ (Gl. 2.13) zur Präzession angeregt werden kann. Eine sehr weit verbreitete Methode, solch ein Anregungsfeld zu erzeugen und an die Probe anzulegen, ist der koplanare Wellenleiter (engl. „coplanar waveguide“, CPW). Der CPW gehört zur Kategorie der Streifenleitungen⁹ und besteht aus einem inneren Signalleiter der Breite w_{cpw} und zwei äußeren Masseleitern, die sich auf einem Substrat befinden (Abbildung 2.8) oder lithografisch direkt auf die zu untersuchende Probe prozessiert werden können. Der Bereich zwischen dem Signalleiter und der jeweiligen Massefläche wird als „Gap“ bezeichnet. Durch den Signalleiter fließt der Strom $I(t)$

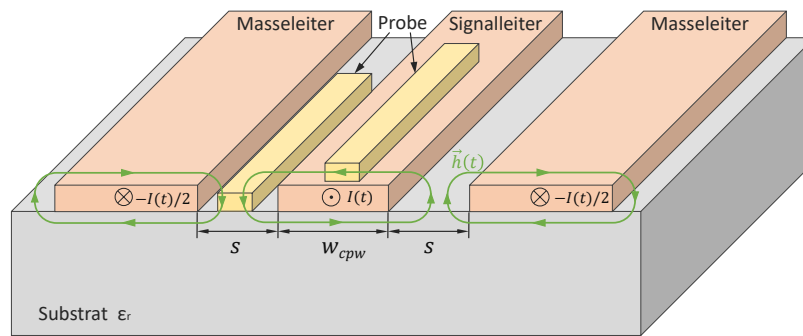


Abbildung 2.8.: Schematischer Aufbau eines koplanaren Wellenleiters (CPW) bestehend aus einem Signalleiter und zwei Masseflächen. Durch den Signalleiter fließt der Strom $I(t)$ und durch die Masseflächen jeweils der $I(t)/2$ in die entgegengesetzte Richtung. Dadurch wird das zeitabhängige Magnetfeld $\vec{h}(t)$ erzeugt. Die beiden Positionen der Probe zeigen Beispiele für die in-plane und out-of-plane Anregung.

und durch die Masseflächen jeweils der Strom $I(t)/2$ in die entgegengesetzte Richtung, wodurch das zeitabhängige Oerstedfeld $\vec{h}(t)$ erzeugt wird. Auf diese Weise können unterschiedliche Anregungsfelder realisiert werden: $\vec{h}(t)$ kann sowohl ein Mikrowellenfeld, als auch eine Stufen- oder Pulsanregung sein. Die Magnetfeldlinien von $\vec{h}(t)$ verlaufen über dem Signalleiter parallel zur Schicht („in-plane“) und senkrecht dazu im Gap („out-of-plane“). Wie in Abb. 2.8 gezeigt ist, kann somit durch eine geeignete Positionierung die Probe in-plane oder out-of-plane angeregt werden. Der CPW dient aber nicht nur als Antenne zur Anregung, sondern auch gleichzeitig zur Messung des von der Probe induzierten Signals. Um den koplanaren Wellenleiter gut in den Messaufbau integrieren zu können, sollte seine Impedanz nah an $50\ \Omega$ liegen. Dies ist vor allem über das Anpassen der Parameter s und w_{cpw} (Abb. 2.8) möglich. Es existieren Programme, welche die Impedanzanpassung für verschiedene Formen von planaren Wellenleitern erleichtern. In der vorliegenden Arbeit wurde zum Beispiel das frei verfügbare Programm „TX-LINE“ [70] verwendet.

⁹Details zum CPW und anderen Formen der planaren Wellenleiter sind zum Beispiel in [66–69] zu finden

Im Rahmen der Dissertation wurden Simulationen der Magnetisierungsdynamik durchgeführt. Für eine nah an den experimentellen Gegebenheiten liegende Vorgabe für die Simulation wird das Anregungsfeld $\vec{h}(t)$ benötigt, welches im Folgenden näherungsweise berechnet wird.

2.3.1. Berechnung des Oerstedfeldes

Ein Stromdurchflossener Leiter wird im Allgemeinen von einem Magnetfeld umgeben. Die Stärke dieses sogenannten Oerstedfeldes lässt sich im einfachsten Fall nach dem Ampèreschen Gesetz

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \cdot I \quad (2.28)$$

berechnen, wobei der Integrationsweg eine von dem Strom I durchflossene Fläche umschließt [71]. Dabei ist $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ die magnetische Induktionskonstante, womit die Dimension von B [$\text{Vs/m}^2 = \text{T}$] ist [71].

In der vorliegenden Arbeit wird das Oerstedfeld des koplanaren Wellenleiters näherungsweise berechnet, indem der CPW als ein langer stromdurchflossener Leiter mit rechteckigem Querschnitt betrachtet wird (Abb. 2.9). In dieser Näherung wird der Skin-Effekt vernachlässigt, was

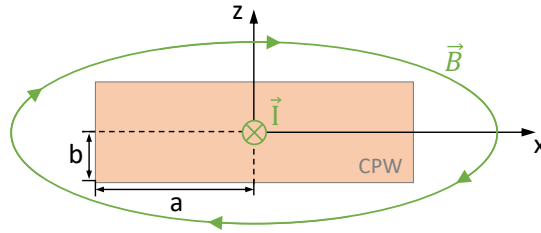


Abbildung 2.9.: Geometrie des CPW im verwendeten Koordinatensystem für die Berechnung des Oerstedfeldes in der Näherung eines langen stromdurchflossenen Leiters. Der Strom I fließt in die positive y -Richtung. \vec{B} deutet den Verlauf der Magnetfeldlinien an. Die Richtungen von \vec{I} und \vec{B} ergeben sich nach der Rechte-Faust-Regel: zeigt der Daumen der rechten Hand die (technische) Stromrichtung von + nach - an, dann geben die gekrümmten Finger der rechten Hand die Richtung der Magnetfeldlinien an.

für die verwendeten Frequenz und CPW Dicke eine geeignete Annahme darstellt [21, 72–74]. Wie in Abbildung 2.9 gezeigt ist, fließt der Strom I in der gewählten Geometrie in die positive y -Richtung. Der Koordinatenursprung liegt in der Mitte des rechteckigen Querschnitts, wobei die Breite des Leiters $2a$ und die Dicke $2b$ beträgt.

Wenn das Vektorpotential \vec{A} einer Stromverteilung bekannt ist, kann mithilfe von

$$\vec{B} = \text{rot}\vec{A} \quad (2.29)$$

das Magnetfeld $\vec{B}(\vec{r})$ im Punkt $P(\vec{r})$ durch Differentiation berechnet werden [71]. Somit erhält man mit dem in [75]¹⁰ berechneten Vektorpotential die folgenden Ausdrücke für die in-plane

¹⁰Die zugehörige Herleitung des Vektorpotentials ist in [76] zu finden.

(B_x) und die out-of-plane Komponente (B_z) des Magnetfeldes:

$$\begin{aligned}
 B_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{4ab} & \left((a-x) \log \left(\frac{(a-x)^2 + (b+z)^2}{(a-x)^2 + (b-z)^2} \right) + (a+x) \log \left(\frac{(a+x)^2 + (b+z)^2}{(a+x)^2 + (b-z)^2} \right) \right. \\
 & + 2 \left[(z-b) \left(\tan^{-1} \left(\frac{a-x}{b-z} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{a+x}{b-z} \right) \right) \right. \\
 & \left. \left. + (b+z) \left(\tan^{-1} \left(\frac{a-x}{b+z} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{a+x}{b+z} \right) \right) \right] \right) \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 B_z = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{4ab} & \left((b-z) \log \left(\frac{(a+x)^2 + (b-z)^2}{(a-x)^2 + (b-z)^2} \right) - (b+z) \log \left(\frac{(a-x)^2 + (b+z)^2}{(a+x)^2 + (b+z)^2} \right) \right. \\
 & + 2 \left[(x-a) \left(\tan^{-1} \left(\frac{b-z}{a-x} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{b+z}{a-x} \right) \right) \right. \\
 & \left. \left. + (a+x) \left(\tan^{-1} \left(\frac{b-z}{a+x} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{b+z}{a+x} \right) \right) \right] \right). \quad (2.31)
 \end{aligned}$$

Eine ausführliche Herleitung des Magnetfeldes für einen langen stromdurchflossenen Leiter rechteckigen Querschnitts ist zum Beispiel in der Arbeit von Chumakov [72] zu finden.

Abbildung 2.10 zeigt die nach den oberen Formeln berechneten Magnetfeldkomponenten h_x

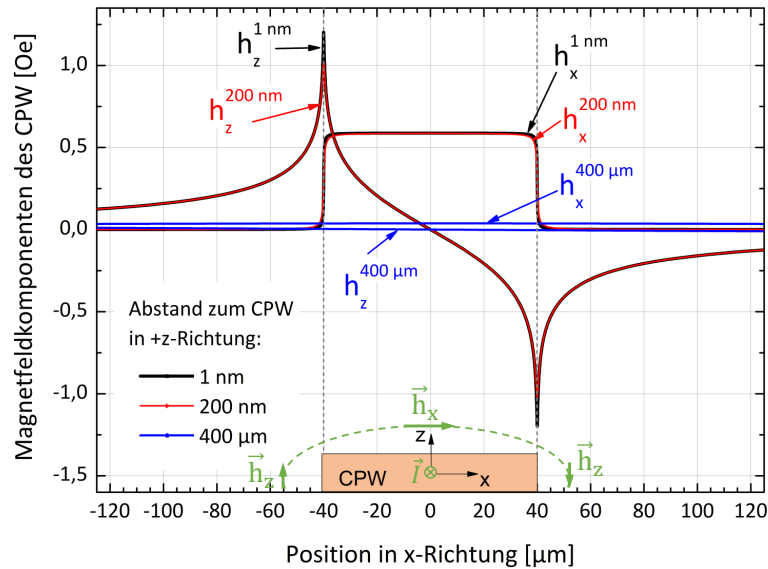


Abbildung 2.10.: Magnetfeldkomponenten des Anregungsfeldes, welches vom koplanaren Wellenleiter erzeugt wird für drei verschiedene Abstände zum CPW in positiver z -Richtung. Der verwendete CPW ist dabei $2 \cdot a = 70 \mu\text{m}$ breit und $2 \cdot b = 310 \text{ nm}$ dick. Für die Berechnung nach den Gleichungen 2.30 und 2.31 wurde angenommen, dass der Strom $I = 7,5 \text{ mA}$ in die positive y -Richtung fließt.

und h_z ¹¹ des Anregungsfeldes eines koplanaren Wellenleiters für drei verschiedene Abstände

¹¹Für die Einheit von B in den Gl. 2.30 und 2.31 gilt: $[B] = \left[\frac{Vs}{Am} \frac{A}{m^2} m \right] = \left[\frac{Vs}{m^2} \right] = [T]$. Die Magnetfeldkomponenten h_x und h_z in der Abb. 2.10 werden in Oersted (Oe) angegeben. Dabei gilt für die Umrechnung: $\mu_0 \cdot 1 \text{ Oe} = 10^{-4} \text{ T}$

zum CPW in positiver z-Richtung: 1 nm, 200 nm und 400 μm . Für die Berechnung fließt durch den CPW, der 70 μm breit und 310 nm dick ist, ein Strom von 7,5 mA in die positive y-Richtung. Im Abstand von 400 μm in z-Richtung sind beide Komponenten nahezu Null (blaue Kurve in Abb. 2.10), sodass die Anregung sehr schwach bis vernachlässigbar ist. Im Gap des koplanaren Wellenleiters ist die in-plane (h_x) Komponente des Magnetfeldes nahezu Null und die Anregung findet über die out-of-plane Komponente (h_z) statt. Wie in Abb. 2.10 zu sehen ist, nimmt h_z mit der Entfernung vom Signalleiter ab, wobei es keinen Unterschied zwischen betrachteten Abständen von 1 nm und 200 nm gibt. Über dem Signalleiter des CPW überwiegt die h_x Komponente, weshalb in diesem Fall von in-plane Anregung gesprochen wird. Nur am Rand des Signalleiters gewinnt die out-of-plane Komponente h_z wieder an Bedeutung. Dies wird auch durch die Krümmung des angedeuteten Verlaufs der Magnetfeldlinien veranschaulicht (Abb. 2.10 eingefügte Skizze des CPW).

Die z-Abhängigkeit der in-plane Komponente (h_x) ist dafür verantwortlich, dass in dicken Proben die Anregung auf der näher am CPW liegenden Seite stärker ist (vergl. Abb. 2.10 $h_x^{1\text{nm}}$ und $h_x^{400\mu\text{m}}$). Dies wird auch im folgenden Abschnitt eine Rolle spielen.

2.4. Unidirektionaler Wärmetransport durch Spinwellen

Im Jahr 2013 wurde der unidirektionale Wärmetransfer, der durch Spinwellen hervorgerufen wird, von An et al. in einer 400 μm dicken YIG Schicht entdeckt [18]. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, dass die Ausbreitung der Damon-Eshbach Spinwellen, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, nicht-reziprok ist. Die DEM propagieren an der Ober- und Unterseite der Schicht in jeweils entgegengesetzte Richtungen (Abb. 2.5). Um den unidirektionalen Wärmetransfer zu realisieren, muss die Population von $+\vec{k}$ und $-\vec{k}$ unterschiedlich sein. Diese Bedingung kann in dicken Schichten, wie sie An et al. verwendeten, erreicht werden, indem die Spinwellen mit einer Antenne, welche sich auf einer Seite des YIG Films befindet, angeregt werden (Abb. 2.11) [18]. Dadurch werden die SW auf der Seite stärker angeregt, die sich in Kontakt mit der Antenne befindet, woraus sich ein netto Spinstrom und damit auch ein Wärmetransfer in eine Richtung ergibt (Abb. 2.11). Aus der Gleichung 2.22 folgt, dass die Richtung des Wärmetransfers mit der Umkehr des externen Magnetfeldes umgedreht werden kann.

An et al. [18] beobachteten in ihren Experimenten zwei Effekte, welche auf der Nicht-Reziprozität der Damon-Eshbach Moden beruhen. Zum einen führt eine asymmetrische Anregung und Ausbreitung der DEM zu einem asymmetrischen Temperaturprofil um die Antenne: die Probe wird nur auf einer Seite¹² der Antenne „erwärmt“, beim Umkehren der Magnetfeldrichtung auf der anderen Seite, wobei die Temperatur direkt an der Antenne am größten ist. Die Beobachtung kann folgendermaßen erklärt werden. Die Spinwellen breiten sich auf einer Seite der Antenne aus, wobei ihre Energie aufgrund der Dämpfung in Wärme umgewandelt wird. Die Temperatur nimmt ausgehend von der Antenne ab, da die Amplitude der Spinwellen mit zunehmender Entfernung abklingt.

In einer lateral ausreichend großen Probe würden keine weiteren Effekte auftreten. Sind die

¹²Die Seite der Antenne, die erwärmt wird, ergibt sich aus der Richtung des Spinstroms in der Abb. 2.11.

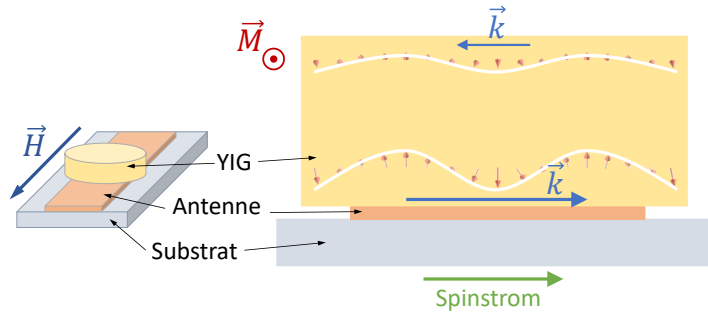


Abbildung 2.11.: Anregung einer dicken Probe mit einer Antenne. Das Anregungsfeld der Antenne nimmt mit der Entfernung ab (gezeigt in Abb. 2.10). Dadurch werden die Spinwellen an der Unterseite des Films stärker angeregt als an der Oberseite. Dieser Unterschied ergibt einen netto Spinstrom in eine Richtung (Abb. nach An *et al.* [18]).

Abmessungen jedoch klein genug, sodass die Spinwellen den Rand der Probe erreichen können, wurde von An *et al.* ein weiterer Effekt beobachtet. Im Fall der Damon-Eshbach Spinwellen wurde der Bereich erhöhter Temperatur nicht direkt an der Antenne, sondern am Rand der Probe gemessen. Für diese Beobachtung nennen An *et al.* zwei mögliche Mechanismen [18]. Einer davon ist die Unterdrückung der Reflexion der SW am Rand der Probe. In einer dicken Schicht ist die Wechselwirkung der DE Moden an Ober- und Unterseite des Films klein. Eine Spinwelle, die am Rand der Probe ankommt, kann nicht zurück reflektiert werden und deponiert ihre gesamte verbleibende Energie in Form von Wärme am Rand der Probe, was zu einer messbaren Temperaturerhöhung führt. An *et al.* haben beobachtet, dass dieser Effekt auch bei einer dünneren YIG Schicht von $30\ \mu\text{m}$ auftritt, bei der die Wechselwirkung zwischen den DEM an Ober- und Unterseite stark sein sollte. Für diese Probe kann die effektive Reflexion am Rand durch das Anschrägen der Probenenden in einem 30° Winkel unterdrückt werden. Der zweite mögliche Mechanismus für die Temperaturerhöhung am Probenrand ist das Auftreten der Zwei-Magnonen-Streuung am Rand der Probe, wo das effektive Magnetfeld nicht uniform ist [18]. Beide von An *et al.* vorgeschlagenen Mechanismen haben zur Folge, dass die Spinwellen ihre Energie in Form von Wärme an das Gitter abgeben, was mithilfe einer Infrarotkamera als Temperaturerhöhung gemessen werden kann.

Im Jahr 2015 wurden theoretische Untersuchungen zum unidirektionalen Wärmetransfer durch Spinwellen, basierend auf einer phänomenologischen Theorie [77] und mikromagnetischen Simulationen [78], veröffentlicht. Adachi und Maekawa [77] entwickelten eine einfache phänomenologische Theorie für die Dynamik des Wärmetransfers in einem gekoppelten System aus Phononen und Damon-Eshbach Spinwellen. Der gerichtete Wärmefluss entsteht dabei durch ein Wechselspiel zwischen der isotropen Wärmediffusion durch Phononen und der unidirektionalen Wärmedrift durch die DEM. Perez und Lopez-Diaz [78] zeigten mithilfe mikromagnetischer Simulationen, dass die Temperaturerhöhung, die An *et al.* [18] am Rand der Probe beobachtet haben, mit der langsamen Abnahme des effektiven Magnetfeldes erklärt werden kann. Die Probengeometrie mit den spitzen Enden verursacht eine Zunahme des Entmagnetisierungsfeldes in den Ecken, wodurch das lokale effektive Magnetfeld reduziert wird. Die Abnahme des Magnetfeldes hat zur Folge, dass die Gruppengeschwindigkeit der Spinwellen abnimmt und das

Wellenpaket komprimiert wird. Wird das effektive Magnetfeld zu klein, so können die Spinwellen nicht weiter propagieren und geben ihre Energie in Form von Wärme an das Gitter ab. Laut Perez und Lopez-Diaz [78] kann dieser Effekt nicht nur über die Geometrie der Probe, sondern auch allgemein durch eine lokale Änderung des effektiven Magnetfeldes erreicht werden.

Die Untersuchungen, die soweit zum unidirektionalen Wärmetransfer durch Spinwellen veröffentlicht wurden, beschäftigten sich mit dicken YIG Schichten (5 μm - 400 μm) [18, 77–79]. Für dünne Schichten mit Dicken von wenigen Hundert Nanometern ist das zu erwartende Verhalten weniger eindeutig und soll im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit untersucht werden (Kapitel 4). Wie sich die Situation für dünne Filme von den bisher in der Literatur untersuchten Proben unterscheidet und welche Auswirkungen der unidirektionale Wärmetransfer auf andere Messmethoden, wie die Messung des inversen Spin-Hall Effekts, hat, wird in Abschnitt 4.1 beschrieben.

2.5. Spinpumpen und Spin-Transfer-Torque

2.5.1. Spinpumpen und Spin-Mixing-Conductance

Das Spinpumpen ist weit verbreitete Methode, reine Spinströme zu erzeugen. Das Konzept des Spinpumpens wurde im Jahr 2002 von Tserkovnyak et al. [80] vorgeschlagen, um die experimentell beobachtete Erhöhung der Dämpfung [81, 82] in Mehrlagensystemen aus Ferromagneten (FM) und Nichtmagneten (NM) zu erklären. Im selben Jahr haben Brataas et al. [83] das Konzept einer durch die ferromagnetische Resonanz betriebenen „Spinbatterie“ vorgeschlagen, mit der reine Spinströme erzeugt werden können.

Laut Tserkovnyak et al. [80, 84] kann die ferromagnetische Dämpfung als adiabatisches Pumpen von Spins in den angrenzenden Nichtmagneten verstanden werden. Mit anderen Worten verliert die präzedierende Magnetisierung im FM an Drehmoment, da ein Spinstrom in den benachbarten NM „gepumpt“ wird. Dadurch nimmt die Dämpfung in der ferromagnetischen Schicht zu. Somit kann eine Dämpfungserhöhung als Nachweis für das Spinpumpen genutzt werden [85]. Experimentell wurde das von Tserkovnyak et al. vorgeschlagene Konzept des Spinpumpens erstmals von Urban et al. [86] bestätigt.

Das Prinzip des Spinpumpens ist in Abbildung 2.12 veranschaulicht. Durch die ferromagnetische Resonanz wird die Magnetisierung im FM zur Präzession angeregt. Die Magnetisierungsdynamik folgt dabei, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, der Landau-Lifschitz-Gilbert Gleichung (Gl. 2.11). Die präzedierende Magnetisierung verursacht durch den Prozess des Spinpumpens einen Spinstrom, der senkrecht zur FM/NM Grenzfläche fließt, wobei für die Spinstromdichte \vec{J}_s^p die folgende Gleichung gilt [80, 84]:

$$\vec{J}_s^p = \frac{\hbar}{4\pi} \left(A_r \left[\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right] - A_i \frac{d\vec{m}}{dt} \right). \quad (2.32)$$

Dabei ist $\vec{m} = \vec{M}/M_S$ der Einheitsvektor der Magnetisierung und \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. A_r und A_i sind Real- und Imaginärteil des komplexen Parameters $A \equiv A_r + iA_i$, der von Tserkovnyak et al. [84] als „spin-pumping conductance“ bezeichnet wur-

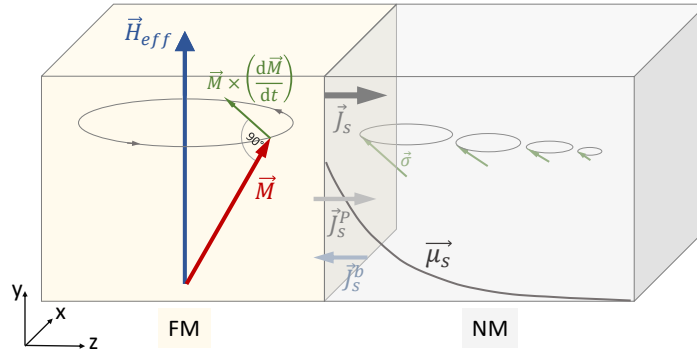


Abbildung 2.12.: Prinzip des Spinpumpens: die präzedierende Magnetisierung im FM injiziert einen Spinstrom in den benachbarten NM. Die Spinstromdichte, bzw. die Spinakkumulation $\vec{\mu}_s$, nehmen mit zunehmender Entfernung von der Grenzfläche ab und induzieren eine Rückfluss-Stromdichte \vec{J}_s^b zurück in den FM (Abschnitt 2.5.2). In dem hier gezeigten Fall ist die Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ proportional zu $\vec{M} \times \left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)$, das heißt, der Imaginärteil von $g^{\uparrow\downarrow}$ wird in Gl. 2.35 vernachlässigt.

de. Der Grenzflächenparameter A kann auch mithilfe der Spin-Mixing-Conductance $g^{\uparrow\downarrow}$ und des Transmissionskoeffizienten $t^{\uparrow\downarrow}$ ausgedrückt werden:

$$A = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow}. \quad (2.33)$$

Das Konzept der Mixing-Conductance $G^{\uparrow\downarrow}$, wobei $G^{\uparrow\downarrow} = \frac{e^2}{h} g^{\uparrow\downarrow}$ ist [87], wurde von Brataas et al. [88] eingeführt und beschreibt den Transport der Spins an der Grenzfläche, die nicht kollinear zur Magnetisierung sind. Der Beitrag $t^{\uparrow\downarrow}$ verschwindet für ferromagnetische Filme, deren Dicke d größer als die Spindiffusionslänge ist [80, 84]. In diesem Fall wird das Spinpumpen nur durch die Spin-Mixing-Conductance an der FM/NM Grenzfläche bestimmt:

$$A = g^{\uparrow\downarrow} = \text{Re}(g^{\uparrow\downarrow}) + i\text{Im}(g^{\uparrow\downarrow}). \quad (2.34)$$

Durch das Berücksichtigen von Gleichung 2.34 in Gl. 2.32, bekommt man für die gepumpte Spinstromdichte ¹³ [80, 89]:

$$\vec{J}_s^p = \frac{\hbar}{4\pi} \left(\text{Re}(g^{\uparrow\downarrow}) \left[\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right] - \text{Im}(g^{\uparrow\downarrow}) \frac{d\vec{m}}{dt} \right). \quad (2.35)$$

Der Realteil der Spin-Mixing-Conductance $\text{Re}(g^{\uparrow\downarrow})$ vergrößert die relative Linienbreite der FMR Linien und der Imaginärteil $\text{Im}(g^{\uparrow\downarrow})$ führt zu einer Verschiebung der Resonanzposition durch

¹³Die Gleichung gilt unter der Annahme, dass der Nichtmagnet eine perfekte „Spinsenke“ für den Spinstrom ist, sodass im NM keine Spinakkumulation entsteht. Der Fall, in dem diese Annahme nicht gilt, wird in dem Abschnitt 2.5.2 beschrieben.

das veränderte gyromagnetische Verhältnis γ , denn es gilt[80]:

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\gamma_0} \left(1 + \frac{g_L \text{Im}(g^{\uparrow\downarrow})}{4\pi M_S} \right), \quad (2.36)$$

$$\alpha = \frac{\gamma}{\gamma_0} \left(\alpha_0 + \frac{g_L \text{Re}(g^{\uparrow\downarrow})}{4\pi M_S} \right). \quad (2.37)$$

Dabei beschreiben γ_0 und α_0 die Volumenwerte für das gyromagnetische Verhältnis und die Dämpfung, g_L ist der Landé Faktor und M_S die Sättigungsmagnetisierung des Films. Aus den Gleichungen 2.36 und 2.37 ist ersichtlich, dass $\text{Re}(g^{\uparrow\downarrow})$ aus der Messung der Dämpfung α und $\text{Im}(g^{\uparrow\downarrow})$ aus der Messung des gyromagnetischen Verhältnisses γ bestimmt werden kann.

Unter der Annahme, dass der Imaginärteil der Spin-Mixing-Conductance viel kleiner ist als der Realteil¹⁴ [90–93], kann $\text{Im}(g^{\uparrow\downarrow})$ in einer überwiegenden Anzahl der Fälle vernachlässigt werden [80, 83, 89].

2.5.2. Berücksichtigen des Rückfluss-Spinstroms

Die Gleichung 2.35 für die gepumpte Spinstromdichte gilt für den Fall, wenn der Nichtmagnet (NM) eine perfekte „Spinsenke“ ist, wodurch sich keine Spinakkumulation ausbildet, bzw. die durch \vec{J}_s^p injizierten Spins schnell genug relaxieren [80, 84]. In diffusiven NM-Schichten entsteht durch die gepumpte Spinstromdichte \vec{J}_s^p eine Spinakkumulation $\vec{\mu}_s$, die einen Rückfluss-Spinstrom (engl. „backflow“) zurück in den FM induziert (Abb. 2.12). Die Spinakkumulation ist dabei ortsabhängig und nimmt durch Spin-Flip-Prozesse mit der Entfernung von der FM/NM-Grenzfläche ab (siehe $\vec{\mu}_s$ in Abb. 2.12). Die Rückfluss-Spinstromdichte \vec{J}_s^b verringert effektiv die gepumpte Spinstromdichte \vec{J}_s^p , was berücksichtigt werden kann, indem die Spin-Mixing-Conductance $g^{\uparrow\downarrow}$ durch die effektive Spin-Mixing-Conductance $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ ersetzt wird. Somit gilt für die Spinstromdichte \vec{J}_s [17, 84, 94]:

$$\vec{J}_s = \vec{J}_s^p - \vec{J}_s^b = \frac{\hbar}{4\pi} \left(\text{Re}(g_{eff}^{\uparrow\downarrow}) \left[\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right] - \text{Im}(g_{eff}^{\uparrow\downarrow}) \frac{d\vec{m}}{dt} \right). \quad (2.38)$$

Ob ein Material eine gute oder eine schlechte „Spinsenke“ darstellt, kann mithilfe des Parameters ϵ abgeschätzt werden. Dieser wurde 1955 von Dyson [95] eingeführt und beschreibt die Wahrscheinlichkeit eines Spin-Flip nach einem Streuereignis. Diese Spin-Flip Wahrscheinlichkeit ϵ ist definiert als das Verhältnis zwischen der elastischen (also „Spin erhaltenden“) und der Spin-Flip Streurrate $\epsilon \equiv \tau_{el}/\tau_{SF}$ und skaliert nach [96] mit Z^4 , wobei Z die Ordnungszahl ist¹⁵. Für eine hohe Spin-Flip Wahrscheinlichkeit $\epsilon \geq 10^{-2}$ gilt ein NM als eine gute Spinsenke [84]. Ein Beispiel für so eine nahezu ideale Spinsenke ist Platin mit $\epsilon \geq 10^{-1}$. Dabei ist Kupfer mit $\epsilon \leq 10^{-2}$ eine schlechte Spinsenke und verursacht dadurch keine messbare Dämpfungserhöhung [84]. Nach Tserkovnyak et al. [84, 94] benötigt man für eine deutliche durch das Spinpumpen verursachte Erhöhung der Dämpfung eine große Spin-Flip Wahrscheinlichkeit $\epsilon \geq 10^{-1}$. Welche

¹⁴Literaturwerte für das Verhältnis von Real- und Imaginärteil der Spin-Mixing-Conductance eines YIG/Pt Bilayers: $\text{Re}(g^{\uparrow\downarrow})/\text{Im}(g^{\uparrow\downarrow})=16\pm 4$ [11, 90], $\text{Re}(g^{\uparrow\downarrow})/\text{Im}(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 36$ [91].

¹⁵ $\epsilon \approx (aZ)^4$, wobei a die Feinstrukturkonstante ist mit $a = e^2/\hbar c = 1/137$ [96, 97]

Kriterien noch eine Rolle spielen, um zu entscheiden, ob es sich um eine gute Spinsenke handelt, ist der Veröffentlichung von Tserkovnyak et al. zu entnehmen [84].

2.6. Spin-Hall und inverser Spin-Hall-Effekt

Der Spin-Hall Effekt (SHE) beschreibt die Umwandlung eines Ladungsstroms in einen Spinstrom, wobei die Elektronen mit entgegengesetztem Spin in entgegengesetzte Richtungen gestreut werden [74]. Ursache für die Spin-abhängige Streuung sind intrinsische und extrinsische („side-jump“ und „skew-scattering“) Mechanismen der Spin-Bahn-Kopplung [73, 87, 98, 99]. Der genannte Effekt wurde bereits 1971 von Dyakonov und Perel [100] theoretisch vorgeschlagen. Später, im Jahr 1999, wurde die Idee von Hirsch [101] wieder aufgegriffen, wobei der Effekt auch den Namen „Spin-Hall Effekt“ (SHE) erhielt. Der zum Spin-Hall umgekehrte Effekt beschreibt die Umwandlung eines reinen Spinstroms in einen Ladungsstrom und wird als „inverser Spin-Hall Effekt“ (ISHE) bezeichnet.

Fließt ein Ladungsstrom durch ein Material mit hoher Spin-Bahn-Wechselwirkung, dann wird dadurch eine Akkumulation von Spin-up Elektronen auf der einen, und von Spin-down Elektronen auf der anderen Seite des Materials erzeugt [11]. Wenn die Anzahl der Spin-up und Spin-down Elektronen in dem Ladungsstrom gleich ist, wird dadurch kein Potentialunterschied, sondern nur eine Spinstromdichte \vec{J}_s erzeugt. Dabei gilt [91]:

$$\vec{J}_s = \Theta_{SH} \frac{\hbar}{2e} \vec{\sigma} \times \vec{J}_c. \quad (2.39)$$

Dabei ist J_s die Richtung des Spinstroms, Θ_{SH} der Spin-Hall-Winkel, e die Elementarladung, \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und $\vec{\sigma}$ die Polarisation des Spinstroms. Da die Elektronen des Ladungsstroms eine beliebige Polarisation haben können, wird die Spinakkumulation auf allen Seiten des Materials erzeugt [11].

2.6.1. Messung des inversen Spin-Hall-Effekts

Der inverse Spin-Hall Effekt wurde erstmals im Jahr 2006 von Saito et al. [8] in einem $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Pt}$ Doppellagensystem experimentell nachgewiesen. Die Messung des ISHE in einem FM-Isolator/Pt System erfolgte 2010 durch Kajiwara et al. [9]. Eine Übersicht über die geschichtliche Entwicklung des SHE und auch des ISHE ist zum Beispiel in [98] zu finden.

Der ISHE wird häufig verwendet, um Spinströme zu detektieren. Das Prinzip der Messung ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Wird in einem FM/NM-Bilagensystem die Magnetisierung in dem Ferromagneten (FM) zur Präzession angeregt, dann wird ein reiner Spinstrom \vec{J}_s in den benachbarten NM injiziert, was als Spinpumpen bezeichnet wird und im vorherigen Abschnitt (Abschnitt 2.5.1) genauer erläutert wurde. Dieser Spinstrom fließt senkrecht zur FM/NM Grenzfläche und die Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ wird durch die Gleichung 2.38 bestimmt. Wie in Abbildung 2.13 zu sehen ist, besitzt die Spinpolarisation $\vec{\sigma}$ eine kleine longitudinale dc Komponente $\vec{\sigma}_{dc}$ und eine größere ac Komponente $\vec{\sigma}_{ac}$, die senkrecht zur Gleichgewichtslage der Magnetisierung polarisiert ist. In dem Nichtmagneten wird der Spinstrom durch den inversen Spin-Hall Effekt

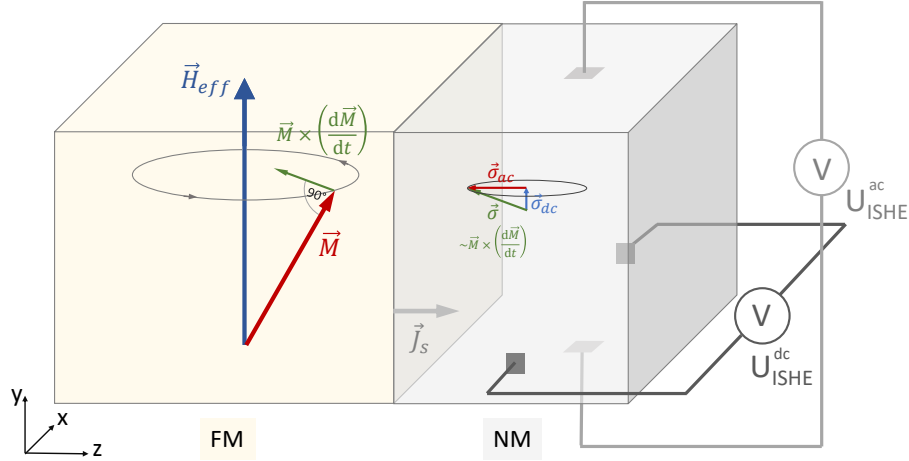


Abbildung 2.13.: Schematische Darstellung der Messung des inversen Spin-Hall Effekts (ISHE).

in einen Ladungsstrom umgewandelt, wodurch an den jeweiligen Kontakten (Abb. 2.13) eine dc und eine ac ISHE-Spannung U_{ISHE} gemessen werden kann. Dabei gilt für die erzeugte Ladungsstromdichte \vec{J}_c [102]:

$$\vec{J}_c = \Theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} \vec{\sigma} \times \vec{J}_s. \quad (2.40)$$

Dabei ist Θ_{SH} der sogenannte Spin-Hall-Winkel, e die Elementarladung¹⁶, \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und $\vec{\sigma}$ die Polarisation des Spinstroms (siehe Gl. 2.38). \vec{J}_s beschreibt dabei die Richtung des Spinstroms und entspricht somit der Grenzflächennormalen. Der Spin-Hall-Winkel Θ_{SH} ist ein Materialparameter [23] und gibt die Effizienz der Umwandlung eines Spinstroms in einen Ladungsstrom an [103]. Dabei kann sich das Vorzeichen von Θ_{SH} je nach Material unterscheiden. Während der Spin-Hall-Winkel von Platin zum Beispiel als positiv angenommen wird, muss Θ_{SH} von Tantal negativ sein [10]. Durch vergleichende Messungen mit verschiedenen NM-Schichten, wie zum Beispiel im Fall von YIG/Pt und YIG/Ta [10], kann man das Vorzeichen des inversen Spin-Hall Effekts in den verschiedenen Materialien relativ zueinander bestimmen [11]. Die Angabe eines absoluten Vorzeichens für den ISHE ist aber schwierig, so ist auch die oben stehende Gleichung 2.40 in der Literatur je nach Quelle mit unterschiedlichem Vorzeichen zu finden. In der Veröffentlichung von Schreier et al. [102] aus dem Jahr 2014 haben mehrere Arbeitsgruppen ihre Ergebnisse zusammengetragen, um das Vorzeichen des inversen Spin-Hall Effekts zu bestimmen. Für die Definition eines positiven Spin-Hall-Winkels Θ_{SH} schlugen sie die folgende Rechte-Hand-Regel vor: Zeigt die Spinpolarisation des Elektrons in Richtung des Daumens, wobei sich das Elektron in Richtung des Zeigefingers bewegt, dann wird das Elektron aus seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung in Richtung des Mittelfingers abgelenkt. Dies entspricht der Ablenkung eines Elektrons an einem negativ geladenen Streuzentrum [102]. Die genannte Rechte-Hand-Regel spiegelt sich auch in der Gleichung 2.40 wieder und wird in der vorliegenden Dissertation verwendet.

¹⁶Die Ladung q des Elektrons ist mit $q = -e$ in der Gleichung 2.40 bereits berücksichtigt.

2.6.2. Verhalten bei Magnetfeldumkehr

Eine Vorzeichenänderung des gemessenen Signals bei Magnetfeldumkehr entspricht der Signatur des inversen Spin-Hall Effekts und wird oft verwendet, um den ISHE von anderen Effekten zu unterscheiden [17]. Bei dem dc-ISHE spielt die Lage der Probe auf dem koplanaren Wellenleiter (vergl. mit Abb. 2.8) für die Vorzeichenumkehr keine Rolle. Im Fall des ac-ISHE muss man zwischen der in-plane und out-of-plane Anregung unterscheiden, denn die Signalumkehr findet nur bei out-of-plane Anregung statt [19, 89]. Dies soll im Folgenden in Abb. 2.14 graphisch abgeleitet werden.

Für die out-of-plane Anregung befindet sich die Probe im Gap zwischen dem Signalleiter und

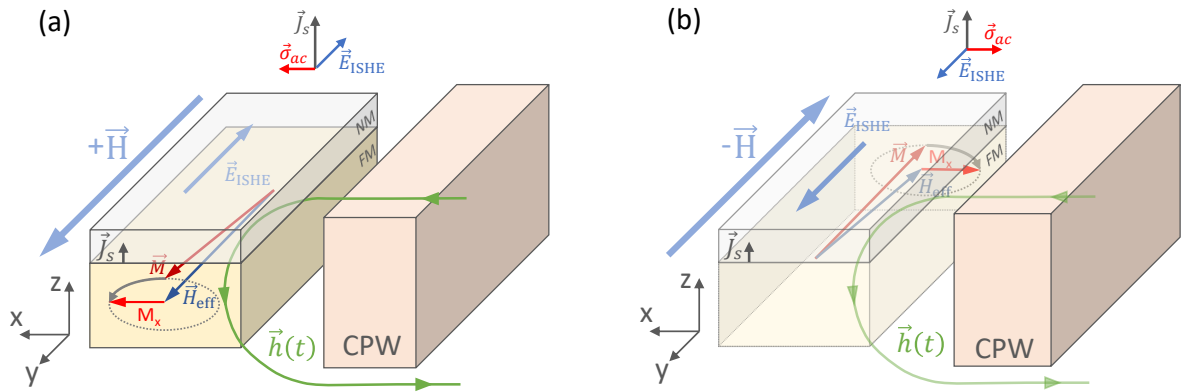


Abbildung 2.14.: Das Verhalten des ac inversen Spin-Hall Effekts mit out-of-plane Anregung bei Umkehr des externen Magnetfeldes: (a) $+\vec{H}$, (b) $-\vec{H}$. In beiden Fällen zeigt M_x die x -Komponente der Magnetisierung nach der ersten viertel Periode der Präzessionsbewegung. Die Spinpolarisation $\vec{\sigma}_{ac}$ in Richtung von M_x ist verantwortlich für das entstehende ac-ISHE Signal, welches das Vorzeichen ändert, wenn das externe Magnetfeld umgedreht wird.

der Massefläche des CPW¹⁷, wobei in Abb. 2.14 nur ein Teil des Signalleiters dargestellt ist. Im Gleichgewichtszustand ist die Magnetisierung entlang des Magnetfeldes \vec{H} ausgerichtet (dieser Zustand ist in Abb. 2.14 nicht gezeigt). Das Anregungsfeld des CPW ist in dem betrachteten Beispiel so gerichtet, dass das externe Feld nach unten ausgelenkt wird. Die Magnetisierung fängt an, um das neue Feld \vec{H}_{eff} zu präzedieren. Die Präzession ist aufgrund der FM Dicke nicht zirkular sondern elliptisch¹⁸. Die Präzessionsrichtung ergibt sich dabei aus der LLG Gleichung (Gl. 2.11) und ist in der Abb. 2.14 als grauer Pfeil in der Ellipse gekennzeichnet¹⁹. Da sich bei einem ac-Signal das Vorzeichen ständig ändert, wird im Folgenden das erste Viertel der Periode, wie das in Abb. 2.14 angedeutet ist, betrachtet. Aufgrund der Beziehung 2.40 ist die M_x -Komponente (da $\vec{M}_x \parallel \vec{\sigma}_{ac}$) für die Entstehung des ac-ISHE Signals verantwortlich. Für die Bestimmung der Signalrichtung (\vec{E}_{ISHE}) wird die Gleichung 2.40 verwendet. Zur Veranschaulichung ist diese in der Abb. 2.14 als Kreuzprodukt der Vektoren $\vec{\sigma}_{ac}$, \vec{J}_s und \vec{E}_{ISHE} skizziert²⁰

¹⁷Der koplanare Wellenleiter wurde in Abschnitt 2.3 vorgestellt

¹⁸Dies wird durch die Formanisotropie verursacht und wurde in dem Abschnitt 2.1.2 erläutert.

¹⁹Die Präzessionsrichtung kann mit der rechten Hand veranschaulicht werden: zeigt der Daumen in Richtung des effektiven Magnetfeldes, dann geben die gekrümmten Finger der Faust die Präzessionsrichtung von \vec{M} an.

²⁰Zur Erinnerung: Der Daumen zeigt in Richtung der Spinpolarisation $\vec{\sigma}_{ac}$ (also M_x -Richtung), der Zeigefinger in Richtung der Spinstromdichte \vec{J}_s (also entlang der Grenzflächennormalen) und der Mittelfinger in Richtung des durch \vec{J}_c verursachten elektrischen Feldes \vec{E}_{ISHE} [102].

Auf die gleiche Weise ergibt sich das Verhalten des Signals bei Magnetfeldumkehr in Abbildung 2.14, (b). Hierzu betrachtet man wieder das erste Viertel der Präzessionsperiode. Das Anregungsfeld ist also auch in diesem Fall nach unten gerichtet, das externe Magnetfeld zeigt aber im Vergleich zu Abb. 2.14, (a) in die entgegengesetzte Richtung. Die Präzessionsrichtung von \vec{M} um \vec{H}_{eff} kann wieder mit der rechten Hand bestimmt werden. Dadurch ergibt sich in diesem Fall eine M_x -Komponente in -x-Richtung. Aus dem Kreuzprodukt (Gl. 2.40) zwischen der Spinpolarisation und der Grenzflächennormalen (\vec{J}_s) bekommt man das elektrische Feld \vec{E}_{ISHE} diesmal in die zu Abb. 2.14, (a) entgegengesetzte Richtung. Somit hat das Signal sein Vorzeichen bei der Umkehr des externen Magnetfeldes geändert.

Auf die gleiche Weise kann gezeigt werden, dass das ac-ISHE Signal für den Fall der in-plane An-

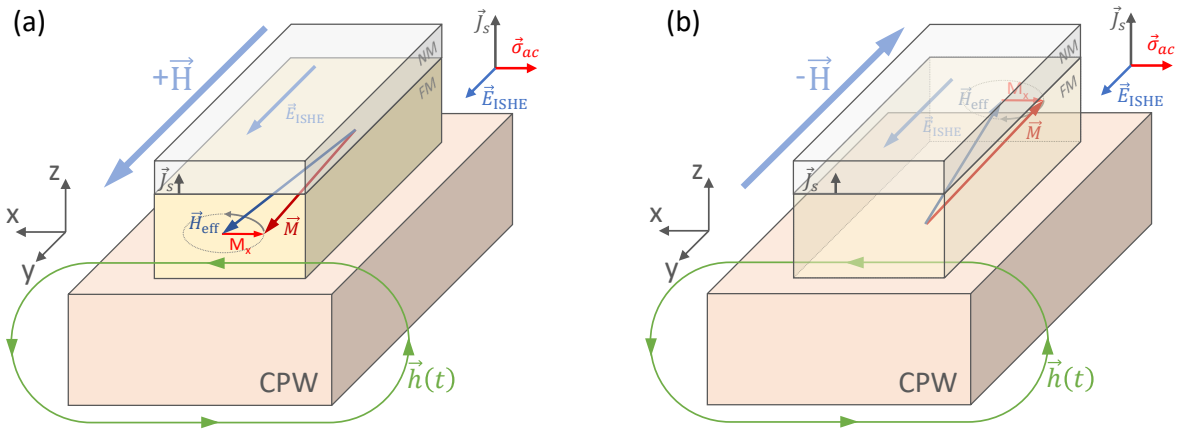


Abbildung 2.15.: Das Verhalten des ac inversen Spin-Hall Effekts mit in-plane Anregung bei Umkehr des externen Magnetfeldes. Das ac-ISHE Signal ist unter der Inversion von \vec{H} symmetrisch.

regung bei Magnetfeldumkehr symmetrisch bleibt, wie das in Abbildung 2.15 dargestellt ist. Die Probe befindet sich dabei auf dem Signalleiter des CPW, um die Anregung in der Schichtebene zu gewährleisten. In dem gezeigten Beispiel wird das externe Feld vom kleinen Magnetfeld $\vec{h}(t)$ nach links ausgelenkt, wodurch die Magnetisierung anfängt um das neue Feld \vec{H}_{eff} zu präzedieren. Die Richtung von \vec{E}_{ISHE} ergibt sich wie im vorherigen Beispiel aus dem Kreuzprodukt von $\vec{\sigma}_{ac}$ und \vec{J}_s und bleibt, wie in Abb. 2.15 deutlich wird, bei Magnetfeldumkehr unverändert.

2.7. Induktion und Lenz'sche Regel

Bei der Messung der ac-ISHE Spannung ist es besonders wichtig zu beachten, dass ein für das Experiment geeigneter Aufbau auch auf ac-Signale anderer Art empfindlich reagiert [19, 89, 104]. Dazu gehören zum Beispiel induktive Signale, die durch den koplanaren Wellenleiter und auch durch das zu untersuchende Bilagen-System hervorgerufen werden [105]. Diese Signale werden für die verwendeten Messstrukturen in Abschnitt 5.3 ausführlich diskutiert. Als Grundlage für die Betrachtungen werden im Folgenden das Induktionsgesetz und die Lenz'sche Regel kurz erläutert.

Bringt man eine Leiterschleife der Fläche A in ein sich änderndes Magnetfeld mit der ma-

netischen Flussdichte \vec{B} , so wird laut Induktionsgesetz in dieser Leiterschleife eine Spannung induziert. Der dabei induzierte Strom ist nach der Lenz'schen Regel so gerichtet, dass er der Ursache seiner Entstehung entgegenwirkt. Für die induzierte Spannung U_{ind} gilt:

$$U_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\int_A \vec{B}(\vec{r})d\vec{A}. \quad (2.41)$$

Somit wird die Induktionsspannung durch die zeitliche Änderung des magnetische Flusses Φ verursacht. Das Minuszeichen ergibt sich dabei aus der Lenz'schen Regel.

2.8. Verwendete Materialsysteme

Sowohl für die Untersuchungen von Spinwellen mittels Lock-in Thermographie als auch für die Messungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts wurde in der vorliegenden Dissertation Yttrium-Eisen-Granat (YIG) auf einem Gadolinium-Gallium-Granat (GGG) Substrat verwendet. YIG ist ein ferrimagnetischer Isolator und zeichnet sich durch seine sehr geringe Dämpfung in der Größenordnung von $6 \cdot 10^{-5}$ aus [106]. Aufgrund dieser niedrigen Dämpfung können Spinwellen in YIG über Distanzen im mm- bis cm-Bereich [50] propagieren. Daher ist YIG besonders gut für die Untersuchungen der Spinwellenausbreitung mittels Lock-in Thermographie geeignet.

Auch für die Untersuchungen des inversen Spin-Hall-Effekts ist YIG ein geeigneter Kandidat, da aufgrund seiner isolierenden Eigenschaften bestimmte parasitäre Effekte bei der Detektion des ISHE ausgeschlossen bzw. minimiert werden können [17]. Als Spindetektor wurde Platin gewählt, da es wegen seiner starken Spin-Bahn-Kopplung besonders gut für die Messungen des ac-ISHE geeignet ist. Dagegen wurde Kupfer für Referenzmessungen genutzt, bei denen die Abwesenheit der ac-ISHE -Spannung erwünscht ist.

3. Untersuchungsmethoden

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden verschiedene Herstellungstechniken und Untersuchungsmethoden¹ verwendet. Da sich die Probenherstellung und der Messaufbau für die Untersuchungen der Lock-in Thermographie und die des inversen Spin-Hall-Effekts stark unterscheiden, werden diese aus Gründen der Übersichtlichkeit erst in den jeweiligen Kapiteln erläutert. Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Untersuchungsmethoden vorgestellt, die eine Grundlage zum Verständnis der durchgeführten Experimente und der erzielten Ergebnisse bilden.

Die Basismethode für die Untersuchungen ist dabei die Messung der ferromagnetischen Resonanz (FMR). Diese wird sowohl für die Messungen der Lock-in Thermographie als auch für die Untersuchungen des inversen Spin-Hall-Effekts benötigt, um das FMR-Spektrum zu bestimmen. Die unterschiedlichen Methoden zur Messung der FMR werden in dem Abschnitt 3.1 vorgestellt. Anschließend wird das Prinzip einer Lock-in Thermographiemessung erklärt, sowie die Vorteile und die wichtigsten Parameter erläutert (Abschnitt 3.2). Für einen Einblick in, unter anderem, die Ortsauflösung der Magnetisierungsdynamik wurden im Rahmen dieser Dissertation Simulationen durchgeführt. Das dazu verwendete mikromagnetische Simulationsprogramm MuMax3[65] und der grundlegende Ablauf der Simulation werden in dem Abschnitt 3.3 beschrieben.

3.1. Methoden der ferromagnetischen Resonanz

Bei den Messungen der ferromagnetischen Resonanz unterscheidet man zwischen Untersuchungen im Zeit-, Frequenz- und Feldbereich. Ein Vergleich dieser Methoden ist in der Veröffentlichung von Neudecker *et al.* [41] zu finden. Bei den Messungen im Zeitbereich wird das Messsignal gegen die Zeit, im Frequenzbereich gegen die Frequenz und im Feldbereich gegen das Magnetfeld aufgetragen². Bei jeder dieser Messmethoden befindet sich die Probe in einem externen Magnetfeld, welches in der vorliegenden Arbeit, falls nichts anderes vermerkt ist, in der Schichtebene (in-plane) liegt und rotiert werden kann. Das externe Magnetfeld wird von einem Elektromagneten erzeugt. Bei dem zeitabhängigen Anregungsfeld handelt es sich um ein Oerstedfeld (Abschnitt 2.3.1), welches von der verwendeten Antenne (Abschnitt 2.3) erzeugt wird und je nach Untersuchungsmethode bezogen auf den zeitlichen Verlauf unterschiedliche Formen haben kann. Im Folgenden wird nur auf die Messungen im Feld- und Zeitbereich eingegangen, da keine Untersuchungen im Frequenzbereich durchgeführt wurden.

¹Hiermit sind Charakterisierungsmethoden im Rahmen der Probenherstellung, experimentelle Messmethoden und Simulationen gemeint.

²Manchmal findet in der Literatur die Einteilung nur in Messungen im Zeit- und Frequenzbereich statt, wobei im Frequenzbereich zwischen Messungen bei konstanter Frequenz oder konstantem Magnetfeld unterschieden wird.

3.1.1. Messungen im Feldbereich

Als Basismethode in der vorliegenden Arbeit wurde die Messung im Feldbereich verwendet. Als Ergebnis bekommt man in diesem Fall ein „FMR Spektrum“, bei dem das FMR Signal gegen das angelegte Magnetfeld aufgetragen ist (siehe Abb. 3.1 (c)). Dazu wird die Probe mit

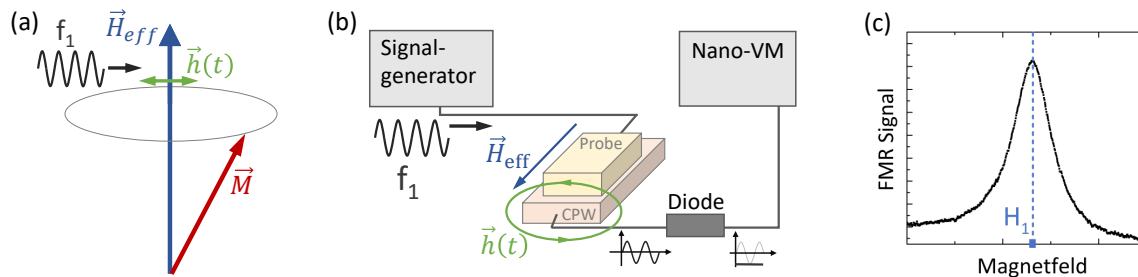


Abbildung 3.1.: Prinzip der FMR Messung im Feldbereich. (a) Zur Anregung der Präzession wird eine Mikrowelle konstanter Frequenz f_1 verwendet. (b) Schematischer Aufbau der Messung im Feldbereich, wobei zur Vereinfachung nur der Signalleiter des koplanaren Wellenleiters (CPW) gezeigt ist. Der CPW erzeugt ein hochfrequentes Oerstedfeld $\vec{h}(t)$ mit der Frequenz f_1 , welches zur Anregung dient. (c) Schematische Darstellung eines gemessenen FMR Spektrums: bei der konstanten Anregungsfrequenz f_1 wird das Magnetfeld schrittweise erhöht, sodass die Resonanzbedingung bei dem Feld H_1 erfüllt ist.

einer Mikrowelle konstanter Frequenz (engl. „continuous wave“, cw) angeregt (Abb. 3.1 (a)) und das externe Magnetfeld in einem geeigneten Magnetfeldbereich schrittweise erhöht, sodass die Resonanzbedingung (Gl. 2.14) erfüllt wird. Das von der Probe kommende Hochfrequenzsignal (HF-Signal) wird von einer Diode³ in eine Gleichspannung umgewandelt, welche proportional zur Amplitude des HF-Signals ist. Diese Gleichspannung wird mit einem Nanovoltmeter (Nano-VM) gemessen. Im Fall der Resonanz wird der eingestrahelten Mikrowelle Leistung entzogen, wodurch die am Nano-VM gemessene Spannung abnimmt. Wie in Abb. 3.1 (c) gezeigt ist, bekommt man an dieser Stelle im FMR Spektrum einen Resonanzpeak bei dem Feld H_1 , welches nach der Resonanzbedingung (Gl. 2.14) zur verwendeten Frequenz f_1 passt.

3.1.2. Messungen im Zeitbereich

Bei der Messung im Zeitbereich wird das Messsignal, wie bereits erwähnt, gegen die Zeit aufgetragen. Eine verbreitete Methode für zeitaufgelöste Untersuchungen ist die pulsenduzierte FMR (engl. „pulsed inductive microwave magnetometry“, PIMM) [105, 107–109]. Die induktive Methode zur Messung der Magnetisierungsdynamik wurde 1999 von Silva et al. [105] vorgestellt, wobei diese Veröffentlichung eine Weiterentwicklung der Arbeit von Dietrich et al. [110] von 1960 darstellte. Im Jahr 2002 stellten Kos et al. [107] den Aufbau, die Software und die Messprozedur für den „Pulsed Inductive Microwave Magnetometer“ vor.

Bei dieser Messmethode wird die Präzession der Magnetisierung in der Probe mit einem Puls oder einer Stufe angeregt. Die Probe befindet sich dabei auf einem koplanaren Wellenleiter (CPW), der bei einer rein induktiven Methode sowohl zur Anregung als auch zur Detektion des

³In Analogie zu dem in dieser Dissertation verwendeten Aufbau hat die Diode in Abb. 3.1 (b) eine negative Polarität (zu beachten ist dabei die schematische Darstellung neben der Skizze der Diode).

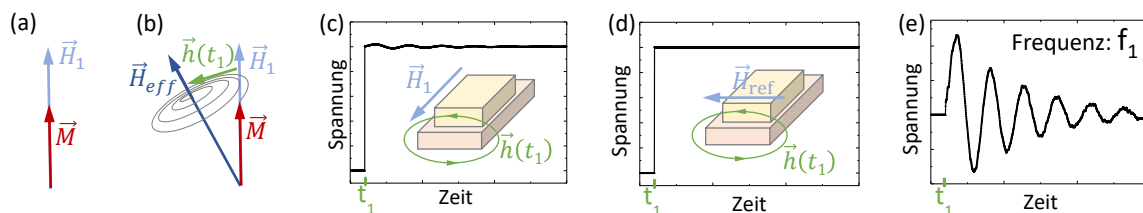


Abbildung 3.2.: Prinzip der FMR Messung im Zeitbereich. (a) Ausgangszustand: die Magnetisierung ist in Richtung des externen Feldes \vec{H}_1 ausgerichtet. (b) Die zum Zeitpunkt t_1 angelegte Stufe lenkt das externe Magnetfeld in die neue Richtung \vec{H}_{eff} aus, was zur Präzession der Magnetisierung um \vec{H}_{eff} führt. (c) Messsignal und Ausrichtung der Magnetfelder \vec{H}_1 und $\vec{h}(t_1)$. Die am Oszilloskop gemessene Spannung setzt sich zusammen aus der anregenden Stufe und der durch die präzedierenden Magnetisierung induzierten Spannung. (d) Referenzmessung: Das externe Magnetfeld \vec{H}_{ref} ist im Vergleich zu (c) um 90° gedreht und zeigt somit in Richtung von $\vec{h}(t_1)$, wodurch keine Anregung stattfindet. Dadurch wird am Oszilloskop nur die anregende Spannungsstufe gemessen. Die von der Präzession der Magnetisierung stammende gedämpfte Schwingung (e) erhält man, wenn man die Referenzmessung (d) von der Messung (c) subtrahiert.

Signals dient. Das Grundprinzip der Stufenanregung ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Um diese Messmethode besser mit der im Feldbereich vergleichen zu können, wird für die Messung ein konstantes externes Magnetfeld \vec{H}_1 (entspricht dem Resonanzfeld aus Abb. 3.1 (c)) angelegt, wobei die Magnetisierung sich nach diesem Feld ausrichtet (Abb. 3.2 (a)). Zur Anregung der Magnetisierung wird zum Zeitpunkt t_1 eine Spannungsstufe durch den CPW geschickt. Der koplanare Wellenleiter ist dabei so ausgerichtet, dass das entstehende Oerstedfeld $\vec{h}(t_1)$ senkrecht zum externen Magnetfeld liegt und dieses somit in die neue Richtung \vec{H}_{eff} auslenkt (Abb. 3.2 (b), (c)). Dadurch fängt die Magnetisierung an, um die neue Richtung von \vec{H}_{eff} in einer gedämpften Schwingung zu präzedieren. Die präzedierende Magnetisierung induziert eine Spannung auf dem CPW, welche zum Beispiel mit einem Abtastoszilloskop (engl. „Sampling Oscilloscope“) gemessen werden kann. Dabei wird aber nicht nur die gedämpfte Schwingung detektiert, sondern auch die anregende Spannungsstufe (Abb. 3.2 (c)), die viel größer als das gesuchte Signal ist. Deswegen muss eine Referenzmessung (Abb. 3.2 (d)) durchgeführt werden, bei der nur die Spannungsstufe detektiert wird. Details dazu sind zum Beispiel in [107, 111, 112] zu finden. Nachdem die beiden Messungen subtrahiert wurden, erhält man das Signal, welches von der präzedierenden Magnetisierung induziert wurde (Abb. 3.2 (e)). Dabei präzediert \vec{M} mit der Frequenz f_1 , die nach der Resonanzbedingung (Gl. 2.14) zum angelegten Magnetfeld H_1 passt (vergl. mit Abb. 3.1). Die Präzessionsfrequenz kann aus der gemessenen gedämpften Schwingung mithilfe einer FFT (engl. „Fast Fourier Transformation“) oder durch das Bestimmen der Periodendauer einer Anpassungsfunktion (Fit) ermittelt werden.

Mithilfe von zwei Anregungsstufen oder durch das Ändern der Pulsweite kann auch die sogenannte kohärente Kontrolle der Magnetisierungsdynamik erfolgen [112]. Das Prinzip ist in Abb. 3.3 am Beispiel der Verstärkung der Präzessionsamplitude dargestellt. Der in Abb. 3.3 (a) gezeigte Vorgang der Stufenanregung wurde in diesem Abschnitt bereits erläutert. Wenn die Magnetisierung das erste Maximum der Präzession in der Teilabbildung (b) erreicht hat, wird eine zweite entgegengesetzte Stufe angelegt, die das effektive Magnetfeld wieder in die ursprüngliche Richtung auslenkt. Die Magnetisierung beginnt um die neue Richtung von \vec{H}_{eff} zu präzedieren,

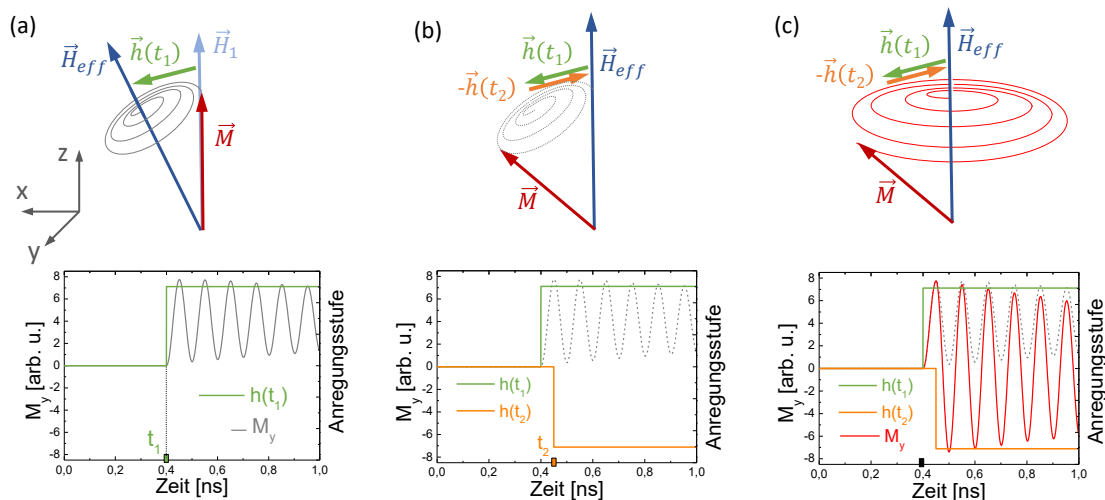


Abbildung 3.3.: Prinzip der kohärenten Kontrolle der Magnetisierungsdynamik am Beispiel der Verstärkung der Präzession. (a) Im Ausgangszustand ist die Magnetisierung \vec{M} entlang des externen Feldes \vec{H}_1 ausgerichtet. Zum Zeitpunkt t_1 wird eine Anregungsstufe $h(t_1)$ angelegt, die das externe Magnetfeld in Richtung \vec{H}_{eff} auslenkt, wobei \vec{M} anfängt, um das neue Feld zu präzedieren. (b) Wenn sich die Magnetisierung zum Zeitpunkt t_2 im ersten Maximum der Präzession befindet, wird die entgegengesetzte Anregungsstufe angelegt, die \vec{H}_{eff} in die ursprüngliche Richtung entlang der z-Achse auslenkt. (c) Die Magnetisierung fängt an, um die neue Richtung von \vec{H}_{eff} zu präzedieren, was im Vergleich zu (a) ungefähr der doppelten Amplitude entspricht. Die Diagramme unter den Skizzen zeigen schematisch den Verlauf der Anregungsstufen und der M_y -Komponente der Magnetisierung.

woraus sich fast die doppelte Amplitude ergibt (Abb. 3.3 (c)). Die unteren schematisch dargestellten Diagramme veranschaulichen den darüber skizzierten Vorgang als zeitlichen Verlauf der Anregungsstufe und der M_y -Komponente der Magnetisierung. Nach dem in der Abb. 3.3 gezeigten Prinzip kann durch das Anlegen einer zweiten Stufe im richtigen Moment die Schwingung verstärkt oder auch ausgelöscht werden (nicht gezeigt in Abb. 3.3). Die Detektion des Signals fand bei diesen Experimenten zunächst mit optischen Methoden statt [108, 109]. Während der Arbeit an der vorliegenden Dissertation ist es gelungen, die kohärente Kontrolle der Magnetisierungsdynamik auch induktiv mithilfe zeitaufgelöster Messungen zu detektieren [112] (Wid *et al.* 2015).

3.1.3. Messungen im Zeitbereich mit Hochfrequenzanregung

Die Messungen im Zeitbereich, die in dem vorherigen Abschnitt erläutert wurden, liefern Informationen über die Magnetisierungsdynamik direkt nach dem Ein- bzw. Ausschalten der Anregung. Mit einer kontinuierlichen Hochfrequenz hat man keinen Zugang zu diesen Informationen. Um zeitaufgelöste Messungen mit Hochfrequenzanregung durchführen zu können, muss für die Anregung das cw Signal so verändert werden, dass der Anfang und gegebenenfalls auch das Ende des Signals sichtbar werden. Diese TR-FMR (engl. „time-resolved ferromagnetic resonance“) genannte Methode wurde erstmals 2006 von Gerrits *et al.* [113] vorgestellt. Dabei wurde die

Probe mit einer Sequenz von Magnetfeld-Pulsen (bis zu 16 Pulse), mit einer Wiederholrate nahe oder gleich der Resonanzfrequenz, angeregt. Die daraus resultierende Magnetisierungsdynamik wurde sowohl mit der optischen als auch der induktiven Messmethode detektiert.

Bei der TR-FMR muss zunächst die Resonanzfrequenz als Funktion des angelegten Magnetfeldes bestimmt werden (Kittelformel 2.14). Je nachdem, welcher Parameter (Frequenz oder Magnetfeld) im Experiment fest vorgegeben ist, eignet sich dazu entweder die konventionelle FMR (Abschnitt 3.1.1) oder die Stufenanregung (Abschnitt 3.1.2). In der Arbeit von Gerrits et al. wurde die durch PIMM Messungen bestimmte Frequenz verwendet, um die Wiederholrate der Pulse zu definieren, wobei beide Messungen (PIMM und anschließend TR-FMR) bei dem gleichen Magnetfeld durchgeführt wurden [113].

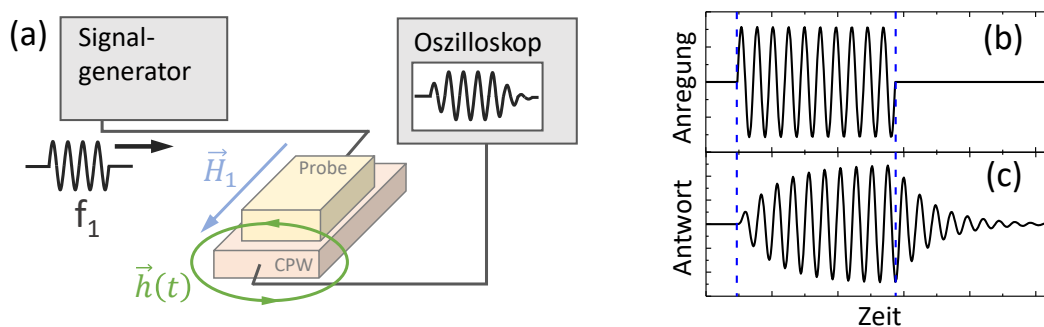


Abbildung 3.4.: Prinzip der zeitaufgelösten FMR Messung: (a) Schematischer Aufbau der Messung im Zeitbereich mit Hochfrequenzanregung. Die Probe wird mit Mikrowellenpulsen der Frequenz f_1 angeregt und die Antwort des Systems mit einem Abtastoszilloskop gemessen. Das angelegte konstante Magnetfeld H_1 entspricht dem nach der Kittelformel zur Frequenz f_1 passendem Resonanzfeld. (b) Beispiel für das anregende Signal. (c) Antwort des Systems auf die in (b) gezeigte Anregung, wobei die vertikalen gestrichelten Linien zur besseren Anschaulichkeit den Anfang und das Ende des Signals markieren. Nach dem Abschalten der Anregung relaxiert die Magnetisierung in einer gedämpften Schwingung.

Im Folgenden wird ein Beispiel betrachtet, bei dem die Anregung mithilfe von Hochfrequenz-Pulsen (HF-Pulsen) stattfindet, wobei die Frequenz (f_1) fest vorgegeben ist. In diesem Fall eignet sich die feldaufgelöste FMR, um das zu f_1 entsprechende Resonanzfeld H_1 zu bestimmen (Abb. 3.1). Um die zeitaufgelöste FMR Messung durchzuführen, wird das Magnetfeld H_1 angelegt und die Probe mit HF-Pulsen der Frequenz f_1 angeregt (Abb. 3.4 (a)), wobei die Antwort des Systems in Analogie zu den PIMM Messungen mit einem Abtastoszilloskop gemessen wird. Für hinreichend lange HF-Pulse ist die Methode vergleichbar mit der konventionellen FMR. Daher ist es auch mit HF-Pulsen möglich, FMR Messungen im Feldbereich durchzuführen, wenn statt des Oszilloskops eine Diode und ein Nanovoltmeter verwendet werden (vergl. mit Abb. 3.1 (b)). Abb. 3.4 zeigt den zeitlichen Verlauf des Anregungssignals (b) und der Antwort des Systems (c). Laut Gerrits et al. [113] kann das beobachtete Verhalten mithilfe der erzwungenen Schwingung eines gedämpften harmonischen Oszillators beschrieben werden. In dem hier verwendeten Beispiel wird nur die uniforme Mode angeregt, wodurch es nur einen Resonanzpeak bei dem Magnetfeld H_1 gibt (Abb. 3.1 (c)). Somit entspricht die Erregerfrequenz f_1 der zu H_1 passenden Eigenfrequenz der Probe und man erhält als Antwort des Systems den in Abb. 3.4 (c) gezeigten Verlauf. Wenn neben der uniformen Mode auch Spinwellen angeregt werden, besteht das

FMR Spektrum im Feldbereich aus mehreren Resonanzpeaks. In diesem Fall würde man bei einer zeitaufgelösten Messung mit Stufenanregung eine Überlagerung von mehreren gedämpften Schwingungen unterschiedlicher Frequenz sehen. Wie die Antwort des Systems bei einer TR-FMR Messung in Anwesenheit von Spinwellen aussieht, ist in der Literatur bislang noch nicht beschrieben und soll im Rahmen der vorliegenden Dissertation unter anderem untersucht werden (Abschnitt 5.8).

3.2. Lock-in Thermographie (LIT)

Die Lock-in Thermographie (LIT) [114, 115] ist eine fest etablierte Methode zur Lokalisierung von Defekten in integrierten Schaltkreisen („integrated circuits“, ICs) und Solarzellen [116]. Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde die LIT erstmals im Bereich der Spintronik zur Untersuchung des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransports verwendet [117] (Wid et al. 2016). Weiterführende Ergebnisse wurden in [118] (Wid et al. 2017) veröffentlicht. Mittlerweile wird die Lock-in Thermographie auch von anderen Forschungsgruppen, zum Beispiel für die Untersuchung des Spin-Peltier Effekts [119–121] und des magnetokalorischen Effekts [122], angewendet.

Die Verwendung der Lock-in Thermographie anstelle einer stationären Infrarotkamera bietet wesentliche Vorteile bezogen auf die Temperatur- und Ortsauflösung. Die LIT ist eine dynamische Untersuchungsmethode, die Modulationen der Temperatur detektiert, wobei eine thermische Auflösung von 100 μK erreicht werden kann. Für die vorliegende Arbeit wurde das InfraTec PV-LIT System verwendet. Ausgestattet mit einem Indiumantimonid (InSb) Detektor mit einer Auflösung von 640×512 Pixel [123], arbeitet die Kamera im Spektralbereich von ca. (2-5) μm mit einer Bildrate von 200 Hz und bietet eine laterale Auflösung von etwa 20 μm pro Pixel.

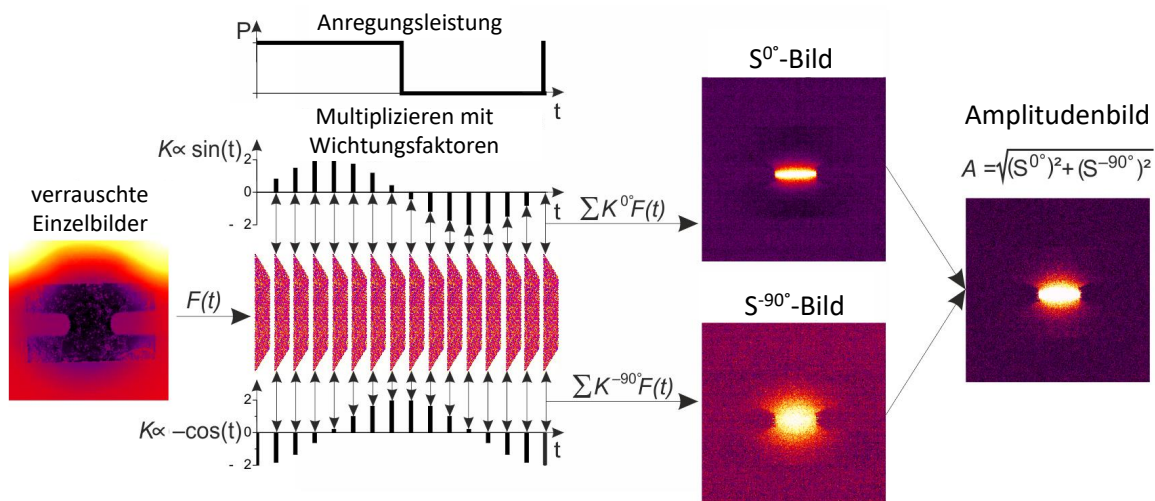


Abbildung 3.5.: Prinzip einer LIT Messung schematisch dargestellt für eine Lock-in Periode mit 15 Bildern/Periode (Abb. wurde mit einer Vorlage von Dr. J. Bauer erstellt [116]). Die Beschreibung der dargestellten Lock-in Korrelation ist im Text zu finden.

In Abb. 3.5 ist das Prinzip einer Lock-in Thermographie Messung schematisch dargestellt. Die

LIT-Kamera nimmt einzelne verrauschte Bilder der Temperaturverteilung mit einer bestimmten Bildrate auf. Die Temperaturverteilung entsteht, weil an die Probe ein Anregungssignal angelegt wird. Die Art dieses Signals kann sich nach der Art der Anwendung unterscheiden. In dem Fall der vorliegenden Dissertation handelt es sich dabei um eine Mikrowellenfrequenz, wie es in dem vorherigen Abschnitt 3.1 beschrieben wurde. Für eine Lock-in Messung benötigt man ein periodisch moduliertes Messsignal von der Probe. Dieses bekommt man, indem man das Anregungssignal mit einer bestimmten Frequenz $f_{lock-in}$ moduliert. Diese Lock-in Frequenz wird dabei von der Kamera bereitgestellt und beträgt maximal ein Viertel der Bildrate der Kamera [116]. Um das Signal zu erhalten, welches in Phase mit der Lock-in Frequenz ist, werden die einzelnen Bilder einer Periode mit den Wichtungsfaktoren einer Sinusfunktion multipliziert und aufsummiert, um das sogenannte S^{0° -Bild zu erhalten. Für das sog. S^{-90° -Bild, welches -90° phasenverschoben zur Anregung ist, wird die Korrelationsprozedur mit der -Cosinus-Funktion durchgeführt. Die S^{0° - und S^{-90° -Bilder werden verwendet, um das Amplitudenbild und das Phasenbild zu erhalten. Für das Amplitudenbild, welches für die Auswertung verwendet wird, gilt dabei:

$$A = \sqrt{(S^{0^\circ})^2 + (S^{-90^\circ})^2}. \quad (3.1)$$

Im Prinzip funktioniert die beschriebene Prozedur so, wie ein zwei-Phasen Lock-in-Verstärker für jedes einzelne Pixel des Bildes.

Die laterale Auflösung der Bilder hängt von der Wärmediffusion im untersuchten Material ab. Dabei skaliert die thermische Diffusionslänge mit

$$\frac{1}{\sqrt{f_{lock-in}}}, \quad (3.2)$$

das heißt, je höher die Lock-in Frequenz ist, umso höher ist die örtliche Auflösung [116]. Je kleiner $f_{lock-in}$ gewählt wird, umso größer wird die erste Hälfte der Lock-in Periode, in der die Probe angeregt, also auch erwärmt wird. Dadurch hat die Wärme mehr Zeit, sich auszubreiten und die laterale Auflösung der Wärmeverteilung verschlechtert sich. Bedingt durch die längere Erwärmungsperiode vergrößert sich aber die Amplitude der detektierten Temperaturänderung, was für Messungen mit kleiner Anregungsamplitude von Vorteil sein kann.

Das Signal-zu-Rausch Verhältnis wird durch die Dauer der Messung ($t_{Messung}$) bestimmt, wobei die Amplitude des gemittelten Rauschens mit

$$\frac{1}{\sqrt{t_{Messung}}}, \quad (3.3)$$

skaliert. So muss, je nach Messung, ein Kompromiss zwischen den einzustellenden Parametern gewählt werden, um ein gutes LIT Ergebnis zu erhalten. Für eine ausführliche und detaillierte Beschreibung der Lock-in Thermographie wird auf das Buch von Breitenstein *et al.* [115] verwiesen, in dessen Neuauflage von 2018 u.a. die Ergebnisse der vorliegenden Dissertation veröffentlicht wurden.

3.3. Mikromagnetische Simulationen mit MuMax3

Um die Dynamik der Magnetisierung und die daraus resultierenden Effekte besser zu verstehen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Simulationen durchgeführt. Dazu wurde das open-source GPU-basierte mikromagnetische Simulationsprogramm MuMax3 verwendet [65]. Im Folgenden werden die grundlegende Funktionsweise von MuMax3, sowie das prinzipielle Vorgehen bei den durchgeführten Simulationen erläutert. Auf Details und die verwendeten Parameter wird in den jeweiligen Kapiteln eingegangen.

MuMax3 verwendet die „finite difference“ (FD) Diskretisierung. Dabei wird der in der Eingabedatei definierte Raum in ein gleichmäßiges Gitter orthorhombischer Zellen unterteilt, wobei vorzugsweise als Zellenanzahl in die jeweilige Raumrichtung eine Potenz von Zwei gewählt werden sollte. Jeder Zelle können verschiedene Parameter, wie Magnetisierung, Dämpfung, angelegte Felder usw. zugeordnet werden. Es besteht auch die Möglichkeit, Geometrien zu definieren, oder die Zellen zu Bereichen zusammenzufassen, um ihnen bestimmte Materialparameter zuzuweisen. Die Programmiersprache der .mx3-Eingabedateien ist eine Untermenge der „Go“ Syntax. Dadurch kann die Eingabedatei individuell gestaltet werden, so dass die Simulationen möglichst nah an den experimentellen Gegebenheiten durchgeführt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Version „MuMax 3.8 final“ [124] verwendet. Die Möglichkeiten von MuMax sind sehr vielfältig, außerdem wird das Programm ständig weiterentwickelt, wobei auch neue Funktionen implementiert werden. Daher wird an dieser Stelle auf eine Beschreibung weiterer möglicher Funktionen von MuMax3 verzichtet und für weiterführende Optionen auf die Literatur [65] verwiesen. Im Folgenden wird auf die prinzipielle Vorgehensweise bei den durchgeführten Simulationen eingegangen.

Als Erstes wird in einer Simulation die Probengeometrie festgelegt. Dabei definiert man die YIG Schicht, bzw. YIG Struktur und unterteilt diese in eine sinnvolle Anzahl an Zellen. Eine größere Anzahl von Zellen verbessert die Auflösung, erhöht aber auch die Rechenzeit. Außerdem ist die Maximalzahl der möglichen Zellen von der verwendeten Grafikkarte begrenzt. Simulationsversuche haben gezeigt, dass diese Grenze in dem Fall der verwendeten Grafikkarte bei ca. $5 \cdot 10^8$ Zellen lag (Grafikkarte GeForce GTX 1070). Nachdem die Probengröße definiert und unterteilt wurde, werden die Zellen zu einem „Bereich“, in MuMax „region“ genannt, zusammengefasst, dem dann Eigenschaften von YIG zugeordnet werden. Für die Berechnung der Anregung werden die Größe und die Position der Antenne in der Eingabedatei definiert. Das anregende Magnetfeld der Antenne wird für die Simulation vereinfacht dargestellt, indem nach den Gleichungen 2.30 und 2.31 das statische Magnetfeld eines unendlich langen stromdurchflossenen Leiters berechnet wird. Dabei wird der Skin-Effekt vernachlässigt, der im Experiment zu höheren Magnetfeldern an den Rändern der Antenne führen würde.

Um das gemessene FMR Spektrum zu simulieren, wird im Analogie zum Experiment (Abschnitt 3.1.1) die Probe mit einer konstanten Hochfrequenz (cw) angeregt. Dazu wird das oben erwähnte statische Magnetfeld der Antenne mit einer zeitabhängigen Sinusfunktion multipliziert. Bei dieser Art der FMR Messung muss das externe Magnetfeld „durchgefahren“ werden, um die Resonanzbedingung zu treffen. In der Simulation wird das externe Feld in einem festgelegten Magnetfeldbereich schrittweise erhöht. Für jeden Magnetfeldschritt läuft die Simulation eine

festgelegte Zeit lang, wobei Daten, wie die Komponenten der Magnetisierung, in bestimmten Zeitabständen gespeichert werden. Die sinnvolle Simulationszeit pro Magnetfeldschritt hängt von der Fragestellung und den Simulationsparametern, wie zum Beispiel der Dämpfung, ab und liegt im verwendeten Fall in der Größenordnung von 300ns. Zwischen den Magnetfeldschritten wird das System relaxiert, um eine Überlagerung der neuen Schwingung mit der des vorherigen Feldschrittes zu vermeiden. Um aus der fertigen Simulation das FMR Spektrum zu erhalten, werden mithilfe eines Mathematica-Programms [125] die Absolutwerte der jeweiligen Magnetisierungskomponenten, die zu einem Magnetfeldschritt gehören, gemittelt. Diese Vorgehensweise entspricht im Experiment der Messung mit einer Diode und einem Nanovoltmeter. In Analogie zum Experiment wird in den Simulationen eine kleine Inhomogenität des externen Magnetfeldes berücksichtigt, welche für die verwendete Position des Probenhalters im Magnetfeld in der Joch-Achse ca. 5 Oe/mm beträgt. Die Entdeckung und die Auswirkungen dieser Magnetfeldinhomogenität werden in 4.5 beschrieben.

Um die Messungen im Zeitbereich (Prinzip in Abschnitt 3.1.2 erläutert) zu simulieren, wird die Probe bei einem festen Magnetfeld angeregt. Die Anregung kann dabei wie oben beschrieben mit einer Hochfrequenz (HF) oder auch mit einer Magnetfeldstufe erfolgen. Unabhängig von der Art der Simulation kann jede Komponente der Magnetisierung in festgelegten Zeitabständen orts aufgelöst im .ovf-Format ausgegeben werden. Um die .ovf-Dateien anzuschauen, kann das Vektorfeld-Display „mmDisp“ von OOMMF [126] verwendet werden oder man nutzt das Kommando „mumax3-convert“ im Eingabeterminale, um die .ovf-Dateien in zum Beispiel .png-Bilder für die jeweilige Komponente der Magnetisierung zu konvertieren.

4. Untersuchungen der Ausbreitung nicht-reziproker Spinwellen mittels Lock-in Thermographie

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Lock-in Thermographie (LIT) Messungen vorgestellt. Die Untersuchungen fanden in Zusammenarbeit mit Dr. Otwin Breitenstein, Dr. Jan Bauer und Prof. Stuart Parkin vom Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik in Halle statt. Die LIT-Kamera wurde für die Experimente vom MPI Halle zur Verfügung gestellt und konnte in den Messplatz zur Untersuchung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) integriert werden. Das Kapitel ist wie folgt aufgebaut. Zunächst wird in Abschnitt 4.1 die Notwendigkeit der LIT-Untersuchungen an dünnen YIG-Schichten motiviert. Um die LIT-Messungen zu machen, mussten geeignete Proben hergestellt (Abschnitt 4.2) und der vorhandene Messplatz angepasst werden, was in dem Abschnitt 4.3 beschrieben wird. Danach wird auf den Nachweis des unidirektionalen Wärmetransfers durch Spinwellen 4.4 und der Inhomogenität des externen Magnetfeldes 4.5 eingegangen.

4.1. Motivation

Wie in Abschnitt 2.4 bereits erwähnt, wurde in bisherigen Veröffentlichungen der unidirektionale Spinwellen Wärmetransfer an dicken YIG-Schichten untersucht [18, 77–79]. An et al. haben gezeigt, dass die Richtung des Wärmeflusses, der durch die nicht-reziproken Damon-Eshbach Moden hervorgerufen wird, unidirektional ist und umgedreht werden kann, wenn das Vorzeichen des externen Magnetfeldes umkehrt wird [18]. Aktuelle Forschung im Bereich der Magnonik konzentriert sich zunehmend auf dünne magnetische Schichten, daher wäre es wichtig zu wissen, ob der Effekt des unidirektionalen Wärmetransfers auch in Filmen von wenigen Hundert Nanometern Dicke auftreten kann. Außerdem kann der Effekt des unidirektionalen Wärmetransfers durch Spinwellen mit anderen Effekten verwechselt werden. Der entstehende Temperaturgradient kann eine Thermospannung hervorrufen, die ihr Vorzeichen bei Magnetfeldumkehr ändert. Eine Vorzeichenänderung des Signals bei Umkehr des angelegten Magnetfeldes entspricht der Signatur des inversen Spin-Hall-Effekts (Abschnitt 2.6). Besonders für Schichten mit hohen Seebeck Koeffizienten oder für sehr kleine ISHE-Spannungen ist es wichtig, den Effekt des unidirektionalen Wärmetransfers zu quantifizieren und zu berücksichtigen [17, 79].

Da das zu erwartende Verhalten für dünne Schichten weniger eindeutig ist, sind weitere Untersuchungen notwendig. Diese wurden im Rahmen der vorliegenden Dissertation durchgeführt und in [117, 118] veröffentlicht. Die Präzessionsamplitude der Damon-Eshbach Moden (Abschnitt 2.2.2)

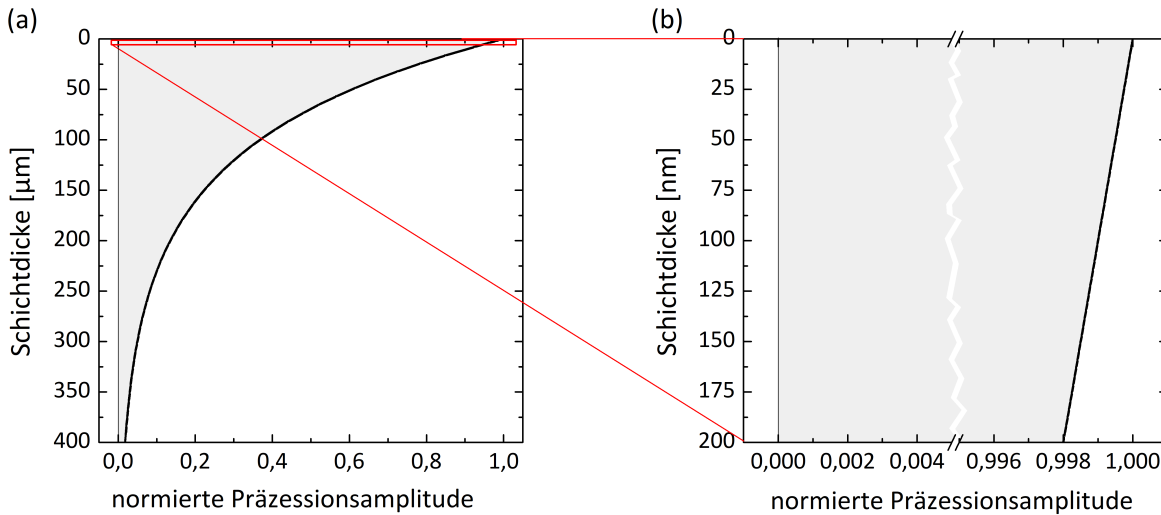


Abbildung 4.1.: Veranschaulichung der Verteilung der normierten Präzessionsamplitude einer DEM mit der Wellenlänge $\lambda = 100 \mu\text{m}$. (a) Dicke Schicht: das Amplitudenmaximum ist auf einer Seite der Schicht lokalisiert und nimmt in das Schichtinnere exponentiell ab, wobei für $400 \mu\text{m}$, also auf der anderen Seite der Probe, fast der Wert Null erreicht wird. (b) Dünne Schicht: die Verteilung der Amplitude innerhalb der Probe ist nahezu homogen. Um die sehr kleine Abnahme der Amplitude mit zunehmender Schichtdicke sichtbar zu machen, wurde im Gegensatz zu (a) eine Skalierung der Abszisse mit Achsenunterbrechung gewählt.

nimmt im Schichtinneren exponentiell ab (Abb. 4.1, (a)). Da die Abklinglänge in der Größenordnung von $2\pi/k$ liegt, ist die Verteilung der Amplitude über die Schichtdicke für dünne Proben nahezu uniform (Abb. 4.1, (b)), genau wie die Anregung durch die Antenne auf der Ober- und Unterseite der Schicht. Aber auch für eine dünne Probe kann die Population von $+\vec{k}$ und $-\vec{k}$ unterschiedlich sein. Es wurde bereits nachgewiesen [56], dass der Effekt der Nicht-Reziprozität soweit verstärkt werden kann, dass Spinwellen bevorzugt in eine Richtung propagieren, wenn die jeweiligen Oberflächen der Schicht unterschiedliche Eigenschaften (z. B. einseitige Metallbeschichtung) aufweisen. Für dünne Schichten verursacht die Anregung mit einer Antenne eine nicht-reziproke Ausbreitung der DEM, aber anders als bisher für dicke Proben beschrieben. Die in-plane und out-of-plane Komponenten des hochfrequenten Mikrowellenfeldes regen Spinwellen an. Die Interferenz dieser ist konstruktiv für die eine Ausbreitungsrichtung und destruktiv für die andere, woraus sich die Propagation der SW in eine Richtung ergibt [50].

Im Experiment von An et al. [18] erreichten die Spinwellen in bestimmten Messkonfigurationen den Rand der dicken YIG-Schicht, wodurch es dort, aufgrund der Unterdrückung von Reflexionen, zu einem Temperaturanstieg kam (Abschnitt 2.4). In einem dünnen Film würde man ein solches Verhalten nicht erwarten, da die Spinwellen aufgrund der erhöhten Dämpfung den Rand der Probe nicht mehr erreichen würden. Der Einfluss der Oberfläche ist in dünnen Schichten durch das veränderte Oberfläche-zum-Volumen Verhältnis größer und Effekte, die durch die Oberfläche verursacht werden, machen sich zunehmend bemerkbar. Die Defekte an der Ober- bzw. Grenzfläche erhöhen die Relaxationsprozesse, wie zum Beispiel die Magnon-Phonon-Streuung, wodurch es zu einer Dämpfungserhöhung in dünnen Schichten kommt [127, 128].

Die bisher veröffentlichten Untersuchungen an dicken YIG-Schichten wurden mit einer Infrarot-

kamera durchgeführt [18]. Da für dünne Proben aus den oben genannten Gründen sehr kleine Signale in Form eines asymmetrischen Temperaturprofils erwartet werden, würde die Empfindlichkeit einer stationären Infrarotkamera nicht ausreichen. Daher wird für alle folgenden Messungen die Lock-in Thermographie (LIT) verwendet. Details zu dieser Messmethode sind in Abschnitt 3.2 zu finden.

4.2. Probenherstellung und verwendete Antennen

In den ersten Voruntersuchungen für die Messung des unidirektionalen Wärmetransfers wurden verschiedene Proben mit YIG Dicken von 100 nm - 5,2 μm und unterschiedlichen Antennenabmessungen hergestellt und gemessen. Anhand der Ergebnisse wurde entschieden, welches Probenesign für die entscheidenden Untersuchungen besser geeignet ist. So werden im Folgenden zunächst nur die Ergebnisse für Proben mit 200 nm YIG und zwei verschiedene Antennenarten vorgestellt.

Für die Messungen wurde kommerziell erworbenes (Firma Matesy [129]) Yttrium-Eisen-Granat (YIG) verwendet, welches durch Flüssigphasenepitaxie (engl.: „liquid phase epitaxy“, LPE) auf einem GGG Substrat gewachsen wurde. Die Dicke der YIG-Schicht beträgt 200 nm. Die gesamte Probe hat laterale Abmessungen von 5 mm \times 8 mm.

4.2.1. Design und Abmessungen der verwendeten Antennen

Um die Spinwellen anzuregen, wurden zwei verschiedene Antennenarten verwendet (Abb. 4.2): ein koplanarer Wellenleiter (engl. „coplanar waveguide“, CPW) und eine „Microstrip“-ähnliche Antenne (deutsch „Mikrostreifenleitung“). Im deutschen Sprachgebrauch werden unter dem Be-

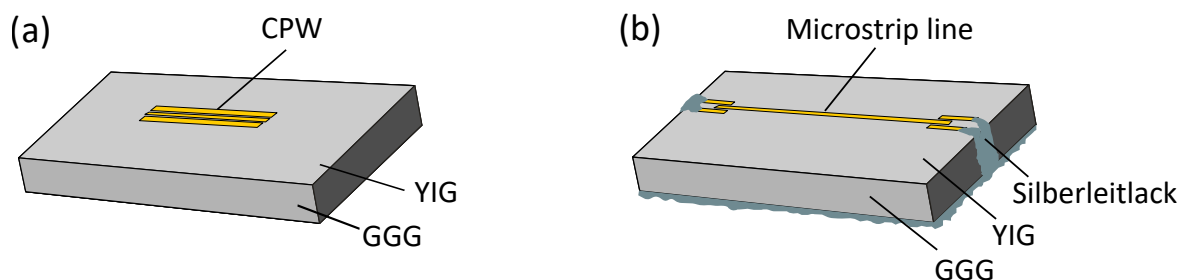


Abbildung 4.2.: Skizze der Probe mit dem koplanaren Wellenleiter (a) und der „Microstrip“-ähnlichen Antenne (b).

griff „Mikrostreifenleitung“ häufig verschiedene Bauformen dieser Antenne zusammengefasst [66]. Daher ist die englische Bezeichnung „microstrip line“ besser geeignet. Bei einer „microstrip line“ befindet sich der Signalleiter auf der Oberseite des Substrats, wobei die untere Fläche des Substrats die Massefläche darstellt [66, 130]. Aufgrund der Geometrie der Hochfrequenz (HF)-

Messspitzen¹, die in dieser Arbeit verwendet werden, um die Antennen zu kontaktieren, mussten zusammen mit dem Signalleiter auf dem YIG Massekontakte prozessiert werden (Abb. 4.2 (b)). Um die Massefläche herzustellen, wurde auf die Rückseite der Probe Leitsilber aufgetragen. Auch die Verbindung zwischen der Massefläche und den Massekontakten auf der Oberseite der Probe wurde mit Leitsilber hergestellt. Daher handelt es sich bei der hier verwendeten Antenne um einen „Microstrip“-ähnlichen Wellenleiter. Zur Vereinfachung des Leseflusses wird diese Antenne im Folgenden „Microstrip“ genannt.

Beide Antennenarten (Abb. 4.2) dienen in der vorliegenden Dissertation sowohl zur Anregung, als auch zur Detektion der von der Probe induzierten Spannung. Die allgemeine Funktionsweise eines CPW wurde in dem Abschnitt 2.3 beschrieben. Der hier verwendete koplanare Wellenleiter (CPW) hat eine Länge l_{cpw} von 2,9 mm, die Breite des Signalleiters w_{cpw} beträgt dabei 80 μm , die Breite der Masseflächen je 125 μm und der Abstand „Gap“ zwischen dem Signalleiter und den Masseflächen 35 μm . Auch im Fall der Microstrip beträgt die Breite des Signalleiters 80 μm , wobei seine Länge 5,2 mm beträgt. Die Prozessierung der Antennen wird im Folgenden erläutert.

4.2.2. Prozessierung der Antennen

Beide Antennenarten werden für die jeweiligen Proben direkt auf dem YIG prozessiert. Der Ablauf der Probenherstellung ist schematisch in der Abb. 4.3 dargestellt. Die Herstellung beginnt mit einem Reinigungsschritt (Abb. 4.3 (1)) mit Aceton im Ultraschallbad (US). Anschließend wird die Probe mit Isopropanol (IPA) gespült und mit Stickstoff (N_2) getrocknet.

Für die Prozessierung der Antennen wird die Elektronenstrahlolithographie (engl. „Electron Beam Lithography“, EBL) verwendet. Bei diesem Verfahren wird auf die Probe im Allgemeinen ein Elektronenstrahl-empfindlicher Lack (engl. „resist“) aufgetragen. Als EBL-Resist wird in der vorliegenden Dissertation PMMA (Polymethylmethacrylat) verwendet. Durch den Elektronenstrahl wird der PMMA-Lack lokal chemisch verändert („belichtet“) und kann durch einen Entwickler gelöst werden (Positivprozess). Somit entsteht mithilfe der EBL eine strukturierte Lackschicht, wobei Bereiche, die nach dem anschließenden Lift-Off Verfahren leer bleiben sollen, von Lack bedeckt sind. Details zur Elektronenstrahlolithographie sind in der Literatur zu finden: [131–133].

Nach dem genannten Reinigungsschritt wird auf die Probe mithilfe einer Lackschleuder (engl.

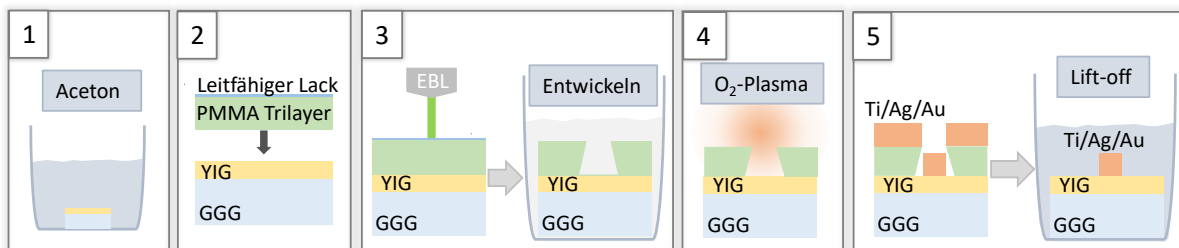


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung der Prozessierung der Antennen.

¹Die Kontaktierung der Antenne mit HF-Spitzen wird im Folgenden in der Abb. 4.4 schematisch dargestellt.

„Spincoater“) ein Dreilagensystem (Trilayer)² aus PMMA-Schichten mit jeweils verschiedenen Molgewichten (600k, 600k und 950k) [134] aufgetragen (Abb. 4.3 (2)). Die Dicke der Lackschicht hängt von der Rotationsgeschwindigkeit des Spincoaters ab. Der für die Prozessierung der Antennen verwendete Trilayer hatte eine Gesamtdicke von ca. 545 nm. Nach dem Auftragen der einzelnen PMMA-Schichten wird die Probe auf einer Heizplatte (HP) bei 160°C (für 600k) bzw. 140°C (für 950k) getrocknet. Da YIG ein Isolator ist, wird die Elektronenstrahlithographie aufgrund von Aufladungseffekten erschwert. Daher wird als letzten Schritt ein leitfähiger Lack aufgetragen („SX AR-PC 5000/90.2a“) und 5 min auf der HP bei 105°C getrocknet.

Mithilfe der EBL („Pioneer“-System der Firma Raith) wird in den Lack eine Struktur belichtet (Abb. 4.3 (3)), die der späteren Antenne entspricht. Dabei werden folgende Parameter verwendet: Flächendosis 700 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, Beschleunigungsspannung 30 kV, Blende 30 μm , Strahlstrom 259 pA. Nach der Belichtung wird die leitfähige Schicht mit deionisiertem Wasser (DIW) entfernt und die Probe anschließend in IPA entwickelt (60s IPA + 3 kurze US Stöße, 60s DIW). Vor dem Aufbringen der Metallisierung wird die Probe mit Sauerstoff-Plasma (hier: 1,5 min, 33% Leistung) gereinigt (Abb. 4.3 (4)). Dieser Schritt verbessert die Haftung der Metallschichten, da zum Beispiel die nach dem Entwickeln verbleibenden Monolagen PMMA entfernt werden. Als letzten Prozessschritt folgt die Herstellung der Antennen im Lift-Off Verfahren (Abb. 4.3 (5)). Dabei werden 10 nm Ti/250 nm Ag/50 nm Au auf die Probe aufgedampft (im Ultrahochvakuum (UHV) mittels eines Elektronenstrahlverdampfers). Das Metall wird nur in den zuvor belichteten Bereichen, die nicht von Lack bedeckt sind, direkt auf dem YIG abgeschieden. Durch den anschließenden Lift-Off in Aceton (10 min, bei 85°C) wird der Lack zusammen mit der darauf befindlichen Metallschicht (Ti/Ag/Au) entfernt, sodass nur die direkt auf dem YIG befindliche Metallschicht übrig bleibt. Nach jedem genannten Prozessschritt findet eine Kontrolle der Proben am Mikroskop statt.

Als Vorbereitung auf die Lock-in Thermographie Messungen wird auf die Probe schwarze Tusche mit einem Pinsel aufgetragen, um eine homogene Wärmeemission zu ermöglichen. Dabei sollten die Stellen des CPW, die später mit den Messspitzen kontaktiert werden, frei bleiben. Der Vorteil von handelsüblicher Tusche im Gegensatz zu anderen Methoden [135] ist, dass diese mit Wasser wieder entfernt werden kann.

4.3. Experimenteller Aufbau

In Abbildung 4.4 ist der Aufbau für die LIT- und die FMR-Messungen am Beispiel der Probe mit dem koplanaren Wellenleiter skizziert. Der CPW zur Anregung der Magnetisierungsdynamik befindet sich in der Mitte der Probe und wird mit den HF-Messspitzen (von Cascade Microtech) kontaktiert. Das externe Magnetfeld \vec{H} , welches bei diesem Messaufbau immer in der Probenebene liegt, wird von einem rotierbaren Elektromagneten erzeugt. So kann durch das Drehen des Magnetfeldes zwischen der Damon-Eshbach und der Backward Volume Geometrie gewechselt

²Die zu wählende Lackdicke, bzw. das Lack-Schichtsystem, richten sich nach den Prozessanforderungen. In diesem Fall war die Verwendung eines Trilayers erforderlich, um den späteren Lift-Off Prozess zu ermöglichen.

werden.

Für die Untersuchung des Spinwellenspektrums werden FMR-Messungen im Feldbereich³ durch-

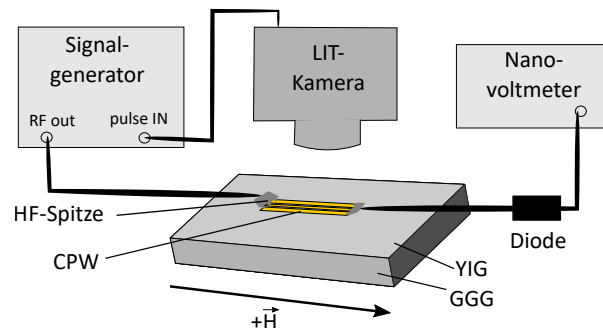


Abbildung 4.4.: Skizze des Messaufbaus für die FMR- und die LIT-Messungen. Für die FMR-Messungen wird an die Probe eine konstante Hochfrequenz (HF) angelegt und das externe Magnetfeld durchgeföhren, um die Resonanzbedingung zu treffen. Die LIT-Messungen werden bei einem festen Wert des externen Magnetfeldes durchgeföhrt. Die kontinuierliche Anregung wird dabei mit einer Lock-in Frequenz moduliert, die von der LIT-Kamera bereitgestellt wird. Um die Emissivität der Probe zu verbessern, wird schwarze Tusche aufgetragen, was in der Abbildung nicht gezeigt ist. (Abb. nach Wid *et al.* 2016 [117].)

geföhrt. Der Signalgenerator (Rohde&Schwarz, SMF 100A) erzeugt eine kontinuierliche Mikrowelle mit einer konstanten Frequenz im GHz-Bereich, die mithilfe der HF-Spitzen zum CPW geleitet wird. Durch die eingestrahelte Hochfrequenz und durch die Präzession der Magnetisierung in der Probe werden im CPW Spannungen induziert. Da es sich dabei um eine hochfrequente Spannung handelt, werden zuerst niederfrequente Störsignale mit einem Hochpass (HP 11668A, 50 MHz bis 18 GHz) rausgefiltert (nicht gezeigt in der Abb. 4.4). Anschließend wird die induzierte Spannung mit einer Schottky-Diode (Krytar, Model 602B) gleichgerichtet und am Nanovoltmeter (Agilent 34420 A) gemessen, während das angelegte externe Magnetfeld schrittweise durchgeföhren wird, um die Resonanzbedingung zu treffen.

Die LIT-Kamera ist direkt über der Probe befestigt. Für die Lock-in Thermographie Messungen wird die kontinuierliche Hochfrequenz des Signalgenerators mit einer Lock-in Frequenz moduliert, die von der Kamera bereitgestellt wird. Für alle zunächst gezeigten LIT-Messungen werden eine Anleistungsleistung von 1 dBm, eine Lock-in Frequenz von 1 Hz und eine Messdauer von 5 min verwendet. Das externe Magnetfeld bleibt während der LIT-Messung konstant. Um eine homogene und bessere Emissivität zu gewährleisten, wird auf die Probe schwarze Tusche aufgetragen. Für alle nachfolgenden Untersuchungen in dem Kpitel 4 wird, falls nichts anderes vermerkt, der hier beschriebene Messaufbau verwendet.

³Die Messmethode wurde in Abschnitt 3.1.1 beschrieben.

4.4. Messungen mit dem koplanaren Wellenleiter: unidirektionaler Wärmetransfer durch nicht-reziproke Spinwellen

Für den Nachweis des unidirektionalen Wärmetransfers durch Spinwellen in einer 200 nm dicken YIG-Schicht wurden zunächst Messungen mit dem CPW durchgeführt. Wie in Abschnitt 2.4 bereits beschrieben wurde, erfolgt der unidirektionale Wärmetransfer, über die Damon-Eshbach-Moden. Somit müssen diese für die LIT-Messungen angeregt werden. Eine gezielte Anregung der DEM bedarf der Kenntnis des Spinwellenspektrums und der Zuordnung der einzelnen Peaks zu den DEM bzw. den BVM. Um das Spinwellenspektrum zu bestimmen, wurden im Vorfeld der LIT-Untersuchungen zunächst FMR-Messungen im Feldbereich durchgeführt. Die Einteilung der gemessenen Resonanzpeaks in die uniforme Mode und die Damon-Eshbach bzw. die Backward Volume Moden erfolgte dabei mithilfe der berechneten Dispersionsrelation. Diese FMR-Untersuchungen werden im Folgenden vorgestellt.

4.4.1. Messung der Ferromagnetischen Resonanz

Um die Dispersionsrelation nach den Gleichungen 2.26 und 2.21 zu berechnen, werden die Sättigungsmagnetisierung $4\pi M_S$ und das gyromagnetische Verhältnis γ benötigt. Diese Parameter werden im folgenden Abschnitt mithilfe der FMR-Messungen bestimmt.

Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung und des gyromagnetischen Verhältnisses

Die Kittelformel wurde verwendet, um die effektive Sättigungsmagnetisierung $4\pi M_{eff}$ und das gyromagnetische Verhältnis γ zu bestimmen. Dafür wurden Messungen im Feldbereich⁴ bei einer Anregungsleistung von 5 dBm und jeweils unterschiedlichen Frequenzen durchgeführt. Die Abbildung 4.5 (a) zeigt beispielhaft eine Auswahl der gemessenen Kurven. Für jede Frequenz wurde das Magnetfeld bestimmt, bei dem die Resonanzbedingung erfüllt wird (entspricht der Peakposition der uniformen Mode im FMR-Spektrum). Die Abbildung 4.5 (b) zeigt die Frequenz zum Quadrat aufgetragen gegen die Position des Resonanzpeaks. Aus dem nichtlinearen Fit mit der angegebenen Anpassungsfunktion ergeben sich (mit der Kittelformel 2.14 für die in-plane Geometrie) folgende Werte für die gesuchten Parameter: $\gamma = (2,87 \pm 0,02)$ MHz/Oe und $4\pi M_{eff} = (1716 \pm 18)$ Oe. Wie in dem Abschnitt 2.2.1 beschrieben wurde, beinhaltet die effektive Sättigungsmagnetisierung einen Beitrag von der uniaxialen senkrechten Anisotropie. Dieser Beitrag ist für YIG aber vernachlässigbar, so dass im weiteren Verlauf für die Berechnung der Dispersionsrelation $4\pi M_S \approx 4\pi M_{eff} \approx 1716$ Oe angenommen werden kann [45]. Wenn man sich die Gleichung 2.17, welche die uniforme Mode für die Damon Eshbach und Backward Volume Geometrie angibt, und die in-plane Kittelformel 2.14 näher anschaut, wird deutlich, dass diese Annahme in der Formel für die Dispersionsrelation bereits berücksichtigt wurde.

⁴Zur Erinnerung: Die Anregungsfrequenz ist konstant und das externe Magnetfeld wird schrittweise erhöht, um die Resonanzbedingung zu erfüllen. Das gemessene Signal (FMR-Spektrum) wird gegen das externe Magnetfeld aufgetragen.

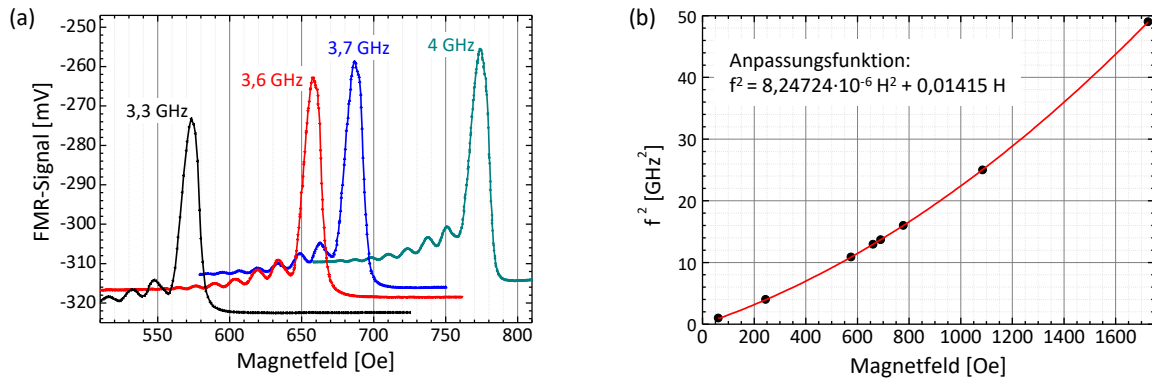


Abbildung 4.5.: Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung und des gyromagnetischen Verhältnisses. (a) Eine Auswahl der Messungen im Feldbereich für die Bestimmung der Resonanzpositionen (der uniformen Mode) für die jeweilige Frequenz. (b) Die schwarzen Punkte geben das Quadrat der Resonanzfrequenz als Funktion der Position des Resonanzpeaks an. Die rote Kurve ergibt sich durch die Anpassung der Gleichung 2.14 an die Daten.

Untersuchung des Spinwellenspektrums

Die folgenden FMR-Messungen wurden bei einer konstanten Frequenz von 5 GHz und einer Anregungsleistung von -1 dBm durchgeführt, während das externe Magnetfeld in einem Bereich von 940 Oe bis 1210 Oe durchgeföhrt wurde. Um bestimmte Moden anregen zu können, wurde das externe Magnetfeld in der Probenebene rotiert. Für die Anregung der Damon-Eshbach Moden gilt $\vec{k} \perp \vec{M}$, also $\vec{k} \perp \vec{H}$ und für die Backward Volume Moden $\vec{k} \parallel \vec{H}$ (Abschnitt 2.2.2). Da bei der Anregung mit einer Antenne die Ausbreitung immer in der Richtung senkrecht zur Antennenachse stattfindet, ist die Richtung von \vec{k} durch die CPW Geometrie festgelegt. Um die DEM anzuregen, wird also das externe Magnetfeld parallel zur Antenne (0°) und für die BVM senkrecht zur Antenne (90°) angelegt. Das Resultat dieser beiden Messungen, sowie die nach den Gleichungen 2.26 und 2.21 berechnete Dispersionsrelation für eine 200 nm dicke YIG-Schicht, sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Für die Wellenzahl $k=0$ wird die uniforme Mode bei einem Magnetfeld von ca. 1084 Oe angeregt. Für $k \neq 0$ zeigt die Dispersion zwei Zweige: einen für die DEM und einen für die BVM. Um die Dispersionsrelation mit den Messungen vergleichen zu können, wurde anstelle der üblichen $f(k)$ -Darstellung, die Form $H(k)$ gewählt. Dies hat, verglichen mit der Form $f(k)$ (Abb. 2.4, b), eine Besonderheit zur Folge: die obere Kurve gehört zu den Backward Volume Moden und die untere zu den Damon-Eshbach Moden. Anhand der Messungen sieht man, dass die uniforme Mode bei beiden Messgeometrien angeregt wird, wobei die Position gut mit dem durch die Dispersionsrelation berechneten Wert übereinstimmt. Verglichen mit der uniformen Mode, werden in der Messung für die DEM Geometrie Spinwellen bei kleineren Magnetfeldern und in der BV Geometrie bei höheren Feldern angeregt. Ausgehend von der berechneten Dispersionsrelation würde man ein kontinuierliches Spinwellenspektrum erwarten. In der Messung sieht man jedoch für beide Geometrien Resonanzpeaks nur bei bestimmten Magnetfeldern. Dies hängt damit zusammen, dass der koplanare Wellenleiter, bedingt durch seine Geometrie und Abmessungen, nur bestimmte k -Vektoren effektiv anregen kann [3].

Zu erwähnen ist hierbei, dass sich die uniforme Mode und die DEM mit der größten Intensität

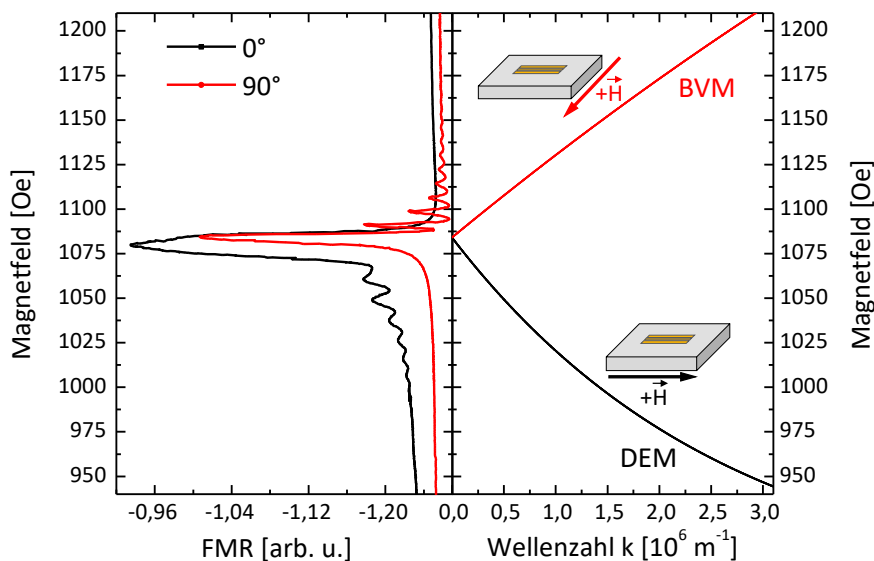


Abbildung 4.6.: Ergebnis der FMR Messung bei einer konstanten Frequenz von 5 GHz und die berechnete Dispersionsrelation (nach Gl. 2.21 und 2.26) für eine 200 nm dicke YIG-Schicht unter Verwendung der oben bestimmten Parameter: $4\pi M_S \approx 1716$ Oe, $\gamma \approx 2,87$ MHz/Oe. Zu beachten ist hierbei die Darstellung der Dispersionsrelation in der Form $H(k)$, anstelle der üblichen Form $f(k)$. Die Angabe 0° und 90° bezieht sich auf die Ausrichtung der CPW-Achse und des externen Magnetfeldes zueinander.

überlagern, sodass in der gezeigten Messung die uniforme Mode nicht als eigenständiger Peak zu sehen ist. Im Folgenden wird mithilfe leistungsabhängiger Messungen gezeigt, dass es sich tatsächlich um zwei Resonanzpeaks handelt.

Leistungsabhängigkeit

Um den Peak der uniformen Mode in der FMR-Messung sichtbar zu machen, wurde bei der folgenden Untersuchung die Anregungsleistung variiert. Da der Wert der am Nanovoltmeter gemessenen Spannung mit der Erhöhung der Anregungsleistung steigt, sind die gemessenen Kurven in vertikaler Richtung gegeneinander verschoben. Um diese Kurven für verschiedene Anregungsleistungen besser vergleichen zu können, wurden sie so in y-Richtung verschoben, dass der Transmissionswert für hohe Magnetfelder außerhalb der Resonanz Null beträgt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Die Position der uniformen Mode ist mit der gestrichelten vertikalen Linie markiert. Während es sich für die Messung mit der Anregungsleistung von -1 dBm nur erahnen lässt, dass es sich bei dem Hauptpeak um zwei überlagerte Resonanzpeaks handelt, sind die beiden in den Messungen für kleinere Anregungsleistungen (-7 dBm und -12 dBm) deutlich zu erkennen. Im Verlauf der Kurve für die Leistung von 5 dBm deutet nichts mehr auf die Anwesenheit eines zweiten Peaks hin, wodurch man fälschlicherweise annehmen könnte, dass es sich bei dem Peak mit der größten Amplitude um die uniforme Mode handelt. Daher ist bei der Wahl der geeigneten Anregungsleistung Vorsicht geboten. Höhere Anregungsleistungen ergeben zwar größere Signale, können aber dadurch auch zu einer Fehlinterpretation des FMR Spektrums

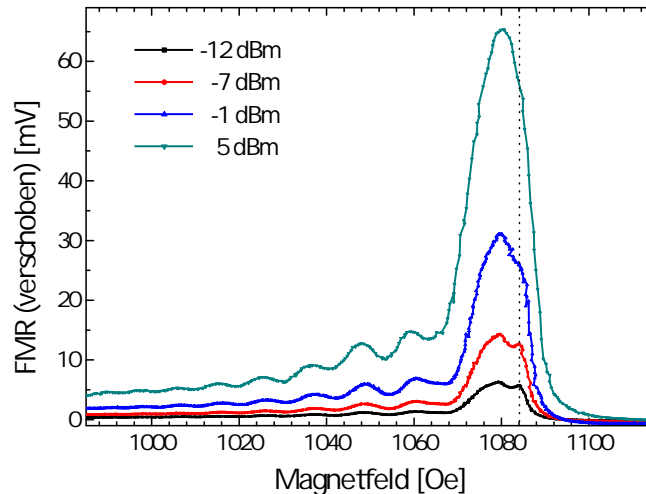


Abbildung 4.7.: Leistungsabhängige Messung (verschoben) der Ferromagnetischen Resonanz in der Damon-Eshbach Geometrie für eine Anregungsfrequenz von 5 GHz. Die gestrichelte vertikale Linie zeigt die Position der uniformen Mode.

führen und somit das Messergebnis verfälschen. Daher muss für die späteren LIT-Messungen die Anregungsleistung sinnvoll gewählt werden, sodass das erzeugte Signal stark genug ist, der Nachweis des gewünschten Effekts aber nicht beeinträchtigt wird.

Messungen für die positive und negative Magnetfeldrichtung

Wie in Abschnitt 2.4 bereits beschrieben, kann die Richtung des Wärmetransfers mit der Umkehr des externen Magnetfeldes umgedreht werden. Um also den Effekt des unidirektionalen Wärmetransport zu untersuchen, werden später LIT-Messungen für jeweils positives und negatives Magnetfeld durchgeführt. Daher ist es wichtig zu wissen, ob das Spinwellenspektrum bei der Umkehr des externen Feldes unverändert bleibt. Abbildung 4.8 zeigt das Ergebnis der FMR-Messungen in der DEM- und BVM-Geometrie für jeweils positives und negatives Magnetfeld. Die eingefügten Skizzen der Probe veranschaulichen die Ausrichtung des externen Magnetfeldes relativ zum anregenden koplanaren Wellenleiter. In der Damon-Eshbach Geometrie ist das Feld parallel und in der Backward Volume Geometrie senkrecht zum CPW ausgerichtet (Abb. 4.8). Die Messungen in Abb. 4.8 zeigen, dass das Spinwellenspektrum sich bei der Umkehr des Magnetfeldes nicht verändert. Wenn man die exakten Positionen der Resonanzpeaks miteinander vergleicht, sieht man, dass diese sich zumindest in der BVM Geometrie für positives und negatives Magnetfeld leicht unterscheiden. Diese kleine Verschiebung von ca. 1 Oe wird durch die Ungenauigkeit der Magnetfeldkalibrierung verursacht. Da später, anstatt die Magnetfeldposition einzustellen, die Peaks exakt angefahren⁵ werden, spielt diese kleine Verschiebung für die LIT-Messungen keine Rolle.

⁵Dazu wird das Magnetfeld schrittweise erhöht und das FMR-Spektrum beobachtet. Wenn ein Peakmaximum erreicht ist, wird die Messung angehalten, wobei das aktuelle Magnetfeld eingestellt bleibt.

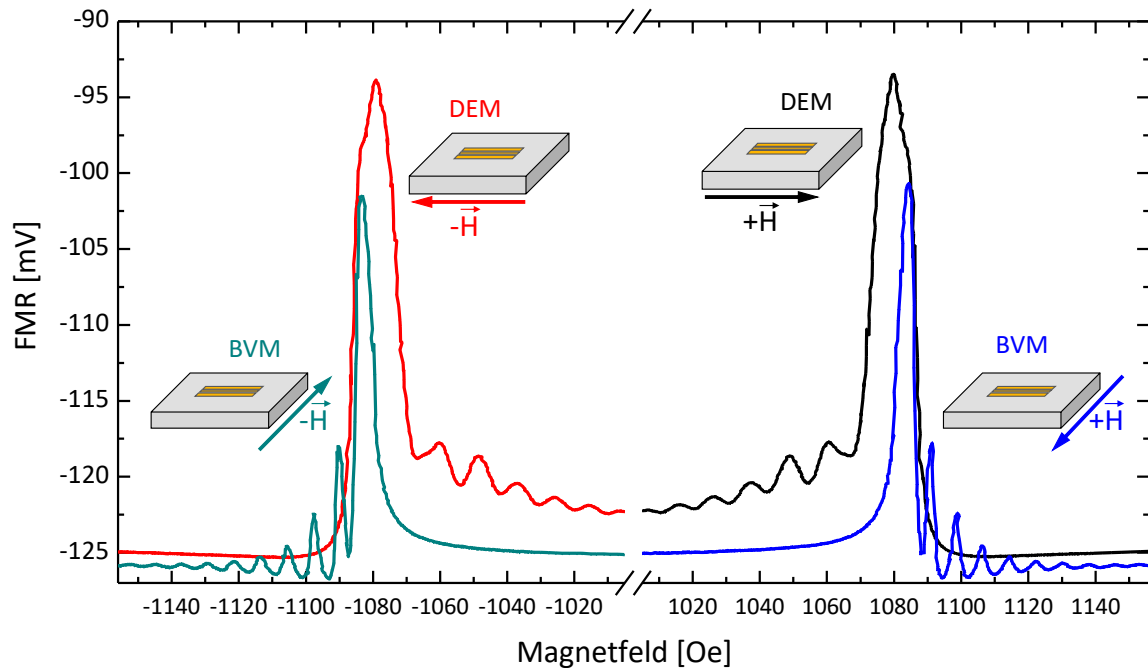


Abbildung 4.8.: FMR-Spektren für jeweils positives und negatives Magnetfeld bei einer Frequenz von 5 GHz und einer Anregungsleistung von -1 dBm. Die eingefügten Skizzen der Probe zeigen die Ausrichtung des externen Magnetfeldes. Damon-Eshbach Geometrie: Magnetfeld parallel zum CPW; Backward Volume Geometrie: Magnetfeld senkrecht zu CPW.

4.4.2. Messungen mit der Lock-in Thermographie

Für die Lock-in Thermographie Messungen werden die Erkenntnisse aus den FMR-Untersuchungen des Spinwellenspektrums genutzt, wobei wieder der bereits beschriebene Messaufbau verwendet wurde. Wie in der Abb. 4.6 gezeigt wurde, erwartet man, dass die DEM für Magnetfelder unterhalb und die BVM für Magnetfelder oberhalb der uniformen Mode angeregt werden. Um den unidirektionalen Wärmetransfer zu untersuchen, wurden zuerst Messungen in der Damon-Eshbach Geometrie durchgeführt. Danach wurde das Magnetfeld um 90° rotiert, um zu zeigen, dass in der Backward Volume Geometrie kein Effekt messbar ist.

Damon-Eshbach Geometrie

In der DEM Geometrie ist das externe Magnetfeld parallel zum anregenden koplanaren Wellenleiter ausgerichtet. Abbildung 4.9 (a) zeigt beispielhaft ein durch die LIT-Kamera aufgenommenes Amplitudenbild zusammen mit der skizzierten Position der HF-Spitzen und des CPW. In dem Bild sind helle und dunkle Bereiche zu erkennen, die teilweise unterschiedlich zu interpretieren sind. Die Enden des koplanaren Wellenleiters erscheinen zum Beispiel deswegen schwarz, da sie nicht mit Tusche bedeckt sind. Diese Stellen wurden bewusst freigelassen, um den CPW mit den HF-Spitzen kontaktieren zu können. Da in diesen Bereichen die Emissivität nicht homogen ist und verstärkt Artefakte auftreten können, wird bei der Auswertung nur der Bereich des CPW betrachtet, welcher von Tusche bedeckt ist. Außerdem stellt sich die Frage, ob der CPW selbst einen Einfluss auf die LIT-Messung hat. Dieser wurde direkt auf der Probe prozessiert

und deckt somit das darunterliegende YIG ab. Da der Wellenleiter aber sehr dünn ist (310 nm) und hauptsächlich aus Silber und Gold besteht, welche sehr gute Wärmeleitfähigkeiten besitzen, kann die Wärme in senkrechter Richtung sehr schnell transportiert werden. Zum Vergleich: die Wärmeleitfähigkeit von YIG bei Raumtemperatur liegt im Bereich von $(6-11) \text{ W/m}\cdot\text{K}^6$ ([136] und darin enthaltene Referenzen), die Wärmeleitfähigkeit von Gold bei $317 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ und die von Silber bei $429 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ [137]. Somit kann die Temperatur des YIG unter dem CPW von der LIT-Kamera ohne Probleme detektiert werden.

Die Helligkeitsunterschiede in den LIT-Bildern deuten auf eine unterschiedliche Erwärmung der

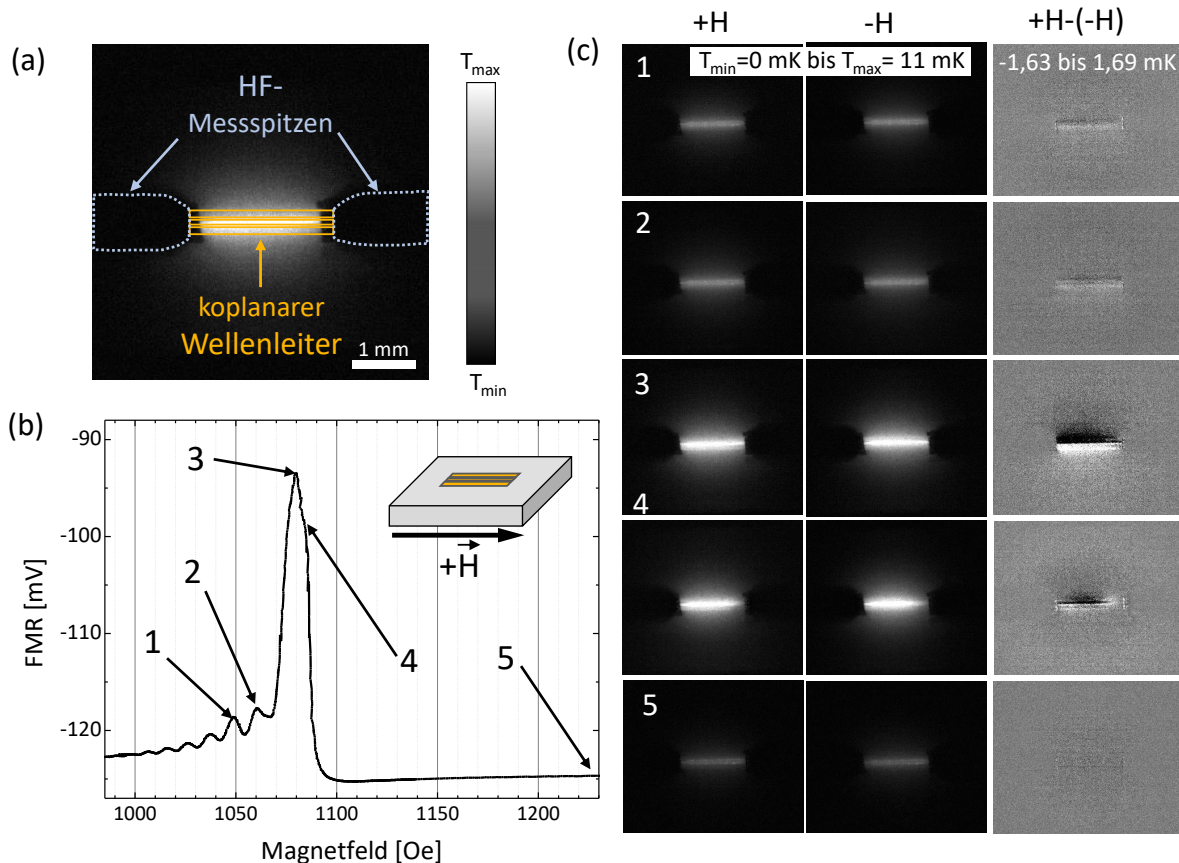


Abbildung 4.9.: (a) Ein LIT Amplitudenbild mit einer Skizze der Position des CPW und der HF-Messspitzen. Die hellen Bereiche zeigen die Erwärmung der Probe an. (b) FMR Messung in der Damon-Eshbach Geometrie. Die Zahlen geben die Positionen des FMR Spektrums an, an denen LIT-Messungen durchgeführt wurden. (c) LIT-Bilder für die Magnetfeldpositionen 1-5 (linke Spalte, +H) und die zugehörigen negativen Werte (mittlere Spalte, -H). Dabei bedeutet schwarz keine Erwärmung und weiß eine Erhöhung der Temperatur um 11 mK. Die Differenzbilder (rechte Spalte, +H(-H)) zeigen den erwarteten Effekt. Um diesen besser sichtbar zu machen, wurde die Skalierung der Grauwerte anders gewählt. Die dargestellten Grauwerte liegen in dem Bereich zwischen -1,63 mK (schwarz) oder tiefer und 1,69 mK (weiß) oder höher. (Abb. nach Wid *et al.* 2016 [117].)

Probe hin. Dies soll im Folgenden genauer erläutert werden, um später die Amplitudenbilder richtig interpretieren zu können. So wie das für Lock-in Methoden charakteristisch ist, kann auch die Lock-in Thermographie Hintergrundsignale beseitigen. Die Grauwerte in den Amplitudenbil-

⁶Die Einheit der Wärmeleitfähigkeit ist Watt pro Meter und Kelvin

dern geben somit keine absolute Temperatur an, sondern den Temperaturunterschied zwischen dem Zustand mit und ohne Anregung. Es wird also die Temperaturerhöhung, die durch die Anregung entsteht mit großer Genauigkeit gemessen. Durch Vergleich verschiedener Messungen wurde für die Messunsicherheit ein Wert kleiner als 0,15 mK bestimmt. Die lokale Emissivität kann zu Abweichungen von $\pm (5-10) \%$ führen, was das Temperaturprofil lokal verfälschen kann. Das Hintergrundsignal, welches im vorliegenden Fall durch die LIT Methode eliminiert wird, entspricht der Raumtemperatur.

Für die Untersuchung des unidirektionalen Wärmetransfers wurden LIT-Messungen an verschiedenen Stellen des FMR Spektrums durchgeführt, wobei Spinwellen unterschiedlicher k -Vektoren angeregt werden. Dazu wurden die in Abbildung 4.9 (b) markierten Peakpositionen angefahren und jeweils ein Amplitudenbild mit der LIT-Kamera aufgenommen (Abb. 4.9 (c), links). Anschließend wurde die Vorgehensweise für die zugehörigen negativen Magnetfelder wiederholt (Abb. 4.9 (c), Mitte). Die Positionen 1 bis 3 in Abb. 4.9 (b) gehören zu den Damon-Eshbach Moden, dabei sind die DEM mit der größten Intensität (3) und die uniforme Mode (4) überlagert. Die Position 5 liegt komplett außerhalb der Resonanz, sodass in dem Fall keine Anregung erwartet wird.

In Abbildung 4.9 (c) (Spalte +H und -H) erkennt man, dass die Erwärmung in den LIT-Bildern mit der Absorptionsamplitude der FMR Messung skaliert. An den jeweiligen Magnetfeldpositionen können folgende Werte für die FMR Amplituden und die zugehörige maximale Temperaturerhöhung bestimmt werden: 6,1 mV/5,1 mK (Position 1), 7 mV/5,2 mK (2), 31,2 mV/12 mK (3), 26,1 mV/11,6 mK (4) und 0 mV/3,4 mK (5). Die Absorptionsamplituden der FMR Messung wurden bestimmt, indem der gemessene Wert für die Spannung außerhalb der Resonanz bei einem hohen Magnetfeld von den Spannungswerten an den jeweiligen Peakpositionen abgezogen wurde. Die kleine Erwärmung an der Position 5 außerhalb der Resonanz entsteht durch Joulesche Wärme im CPW. Vergleicht man Abb. 4.9 (c) 3 und 5, wird deutlich, dass diese Erwärmung, die durch die Ohmschen Verluste verursacht wird (5), viel kleiner ist, als die durch die Absorption während der Resonanz entstehende Temperaturerhöhung (3). Der Beitrag durch die Ohmschen Verluste ist in jedem LIT-Bild vorhanden. Außerdem wird jede aufgenommene Temperaturverteilung durch die Wärmediffusion beeinflusst. Die Diffusion verschlechtert die laterale Auflösung und lässt die Temperaturprofile breiter erscheinen. Wie in Abschnitt 3.2 bereits diskutiert wurde, kann man mit der geeigneten Wahl der Lock-in Frequenz die örtliche Auflösung verbessern (Gl. 3.2).

Die Temperaturverteilung der LIT-Bilder setzt sich also aus den folgenden Beiträgen zusammen: Wärmediffusion, Ohmschen Verluste, Temperaturerhöhung durch die Absorption der Mikrowellenleistung während der Resonanz und einem kleinen Beitrag durch die Damon-Eshbach Moden. Der Letztere lässt sich beim Vergleich der Amplitudenbilder für positives (+H) und negatives Magnetfeld (-H) in Abbildung 4.9 (c) nur erahnen, da sich alle genannten Beiträge in den LIT-Bildern überlagern. Um die Temperaturänderung, die durch die DEM verursacht wird, aus den LIT-Bildern zu extrahieren, ist eine spezielle Vorgehensweise notwendig. Diese wird im Folgenden näher erläutert.

In dem durchgeführten Experiment propagieren die angeregten Spinwellen vom CPW aus und

geben dabei aufgrund von Dämpfung ihre Energie an das Gitter ab. Die Lock-in Thermographie misst die dadurch entstehende Veränderung der Gittertemperatur. Da die Ausbreitung der Spinwellen gedämpft ist, nimmt ihre Amplitude und damit auch die Temperaturänderung mit zunehmender Entfernung vom CPW ab. Im Fall der Damon-Eshbach Moden kommt hinzu, dass die Spinwellenausbreitung auf einer Seite der Antenne verstärkt ist, was zu einer erhöhten Erwärmung und somit zu einem asymmetrischen Temperaturprofil in der Richtung senkrecht zur Antennenachse führen sollte. Um diesen kleinen Effekt sichtbar zu machen, wird die Tatsache genutzt, dass bei der Umkehr des externen Magnetfeldes die Ausbreitung der DEM auf genau der anderen Seite des CPW verstärkt wird. Wie in Abbildung 4.8 bereits gezeigt wurde, bleibt das FMR Spektrum bei Magnetfeldumkehr unverändert. Auch die Beiträge durch die Wärmediffusion und die Ohmschen Verluste sind unabhängig sowohl vom Betrag als auch von der Richtung des externen Magnetfeldes. Die Temperaturerhöhung durch die Leistungsabsorption während der Resonanz skaliert mit der Peakhöhe der FMR (Abb. 4.9 (b, c)) und hängt somit von der angeregten Mode und dadurch von der Magnetfeldposition ab. Aber auch dieser Beitrag ist unabhängig von der Richtung des angelegten Magnetfeldes, da das FMR Spektrum bei Feldumkehr unverändert bleibt.

Um das asymmetrische Temperaturprofil, welches durch die DEM verursacht wird, sichtbar

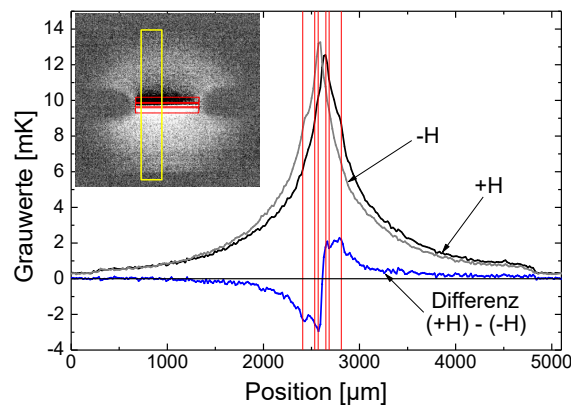


Abbildung 4.10.: Temperaturprofil für den gelb markierten Bereich in dem eingefügten Amplitudenbild für die Magnetfeldposition 3 aus Abb. 4.9. Die roten Linien zeigen die Position des koplaren Wellenleiters an. (Abbildung nach Wid *et al.* 2016 [117])

zu machen, werden die Bilder (Abb. 4.9 c) für die negative Magnetfeldrichtung (-H) von den Bildern für positives Magnetfeld (+H) subtrahiert. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass alle diskutierten unerwünschten Effekte, wie die Beiträge durch die Joulesche Wärme, die Wärmediffusion, und die Temperaturerhöhung während der Resonanz, eliminiert werden, da sie unabhängig von der Magnetfeldrichtung sind. Somit ist in den Differenzbildern (+H-(-H)) in Abbildung 4.9 (c) das antisymmetrische Temperaturprofil zu sehen, welches durch den unidirektionalen Wärmetransfer durch die Damon-Eshbach Moden verursacht wird. Die negativen Grauwerte (schwarz) in den Differenzbildern deuten nicht auf eine tatsächliche Abkühlung der Probe hin; sie bedeuten lediglich, dass die lokale Temperatur in dem subtrahierten Bild höher war, als in dem Bild, von dem es abgezogen wurde. Die Methode ist in Abbildung 4.10 für die Magnetfeldposition 3 genauer dargestellt. Die gezeigten Temperaturprofile wurden durch das

linienweise Mitteln der Daten im gelb markierten Bereich für positives (schwarze Kurve) und negatives (graue Kurve) Magnetfeld erhalten. Die Grauwerte in dem Diagramm geben die Temperaturänderung in mK an. Die roten Linien zeigen die Position des koplanaren Wellenleiters. Wie man an den Linienprofilen für +H und -H sehen kann, ist die Temperatur auf der einen Seite der Antenne höher als auf der anderen. Diese Asymmetrie dreht sich mit der Umkehr des Magnetfeldes um. Die Differenz der Profile für beide Feldrichtungen ergibt wie erwartet das antisymmetrische Temperaturprofil (blaue Kurve). Dieses Profil zeigt, dass der maximale Temperaturunterschied ca. 2,6 mK beträgt und dieser, wie erwartet, mit zunehmendem Abstand vom CPW gegen Null geht. Die Tatsache, dass die asymmetrische Temperaturverteilung auch außerhalb des Bereichs unter der Antenne beobachtet wird, zeigt, dass der Effekt durch propagierende Spinwellen hervorgerufen wird.

Eine genauere Betrachtung der Differenzbilder in Abb. 4.9 (c) zeigt, dass für die beiden DEM mit den kleinen Amplituden (Position 1 und 2) nur eine kleine Asymmetrie in der Temperaturverteilung beobachtet werden kann. Für die DEM mit der größten Intensität (3) zeigen nicht nur die Amplitudenbilder für +H und -H die größte Temperaturerhöhung, sondern auch das Differenzbild den stärksten Effekt. Dieser erstreckt sich außerdem über mehrere Millimeter in einer Richtung senkrecht zur Antennenachse. Die Position 4 gehört zur uniformen Mode, somit sollte die Erwärmung symmetrisch und unabhängig von der Magnetfeldrichtung sein. Dennoch zeigt das Differenzbild einen kleinen Effekt. Dies hängt damit zusammen, dass der Peak der uniformen Mode (4) mit der stärksten Damon-Eshbach Mode (3) überlagert ist. Somit ist an der Magnetfeldposition 4 auch ein kleiner Beitrag durch die asymmetrische Temperaturverteilung der DEM zu messen. Welche Auswirkungen dies auf andere Experimente haben kann, wird in Abschnitt 4.4.3 diskutiert. Außerhalb der Resonanz an Position 5 ist, wie erwartet, kein Effekt zu sehen, da die Temperaturverteilung, die durch die Ohmschen Verluste hervorgerufen wird, magnetfeldunabhängig ist.

Backward Volume Geometrie

Als Nächstes wird die Probe in der Backward Volume Geometrie untersucht. Dabei wird der selbe Aufbau wie bei den vorherigen Untersuchungen zu den Damon-Eshbach Moden verwendet, wobei nun das externe Magnetfeld senkrecht zur Antennenachse ausgerichtet ist (90°). Um den Effekt zu untersuchen, wird ein ähnlicher Satz von Messungen durchgeführt wie im Fall der DEM. In der BV Geometrie werden keine nicht-reziproken Spinwellen angeregt, sodass keine asymmetrische Temperaturverteilung messbar sein sollte. Die Abbildung 4.11 (a) zeigt das FMR Spektrum für die BV Geometrie (rot, 90°) und das aus Abb. 4.9 bekannte Spektrum für die DEM (grau, 0°) zum Vergleich. An den Magnetfeldpositionen 1-4 wurden LIT-Bilder jeweils für ein positives und negatives Magnetfeld aufgenommen. Wie bei den Messungen in der DE Geometrie skaliert auch für die BVM die Temperaturänderung in den Amplitudenbildern mit der Absorption der Mikrowellenleistung: 0,3 mV/4 mK (Position 1), 24,8 mV/11 mK (Pos. 2), 0,6 mV/5,3 mK (Pos. 3) und 7,8 mV/6,5 mK (Pos. 4). Die Magnetfeldposition 1 liegt außerhalb der Resonanz, die Position 2 gehört zur uniformen Mode und die Position 4 zu einer BVM. Position 3 liegt an einem Minimum des Backward Volume Spektrums. Die Differenzbilder zeigen

einen sehr kleinen bis kaum erkennbaren Temperaturunterschied. Wichtig ist, dass dieser für keine der Magnetfeldpositionen asymmetrisch ist. Durch die Abwesenheit der nicht-reziproken Damon-Eshbach Moden kann in der BV Geometrie wie erwartet kein unidirektionaler Wärmetransfer nachgewiesen werden.

Einen guten Vergleich bietet die uniforme Mode, da ihre Magnetfeldposition für beide Messgeo-

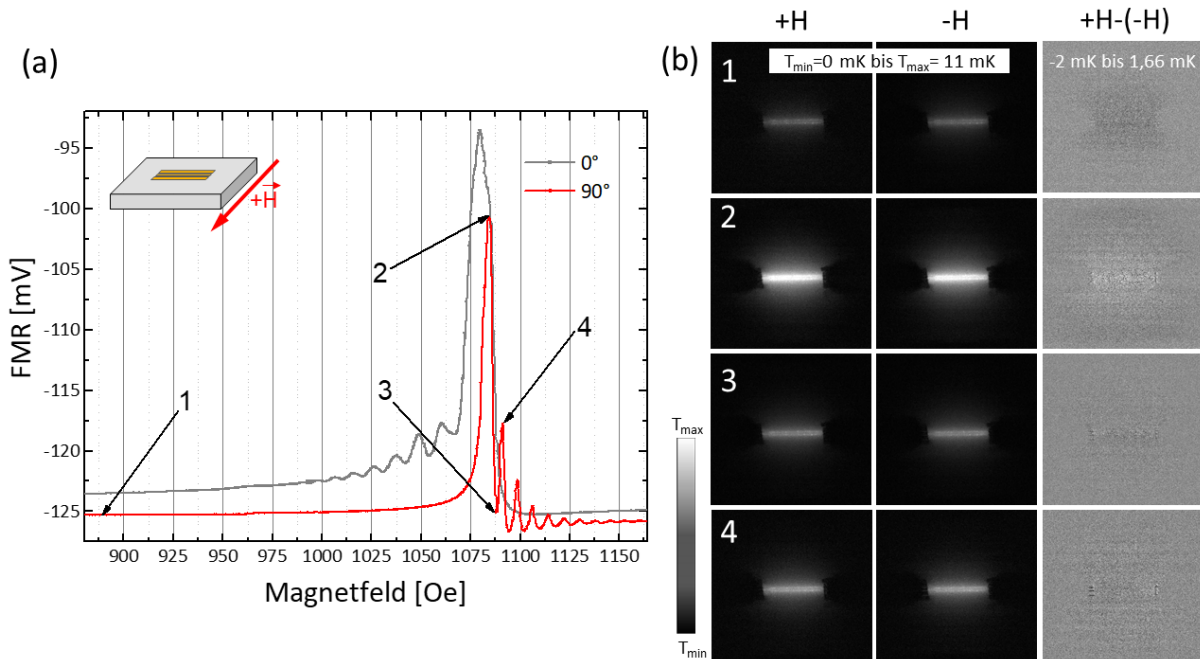


Abbildung 4.11.: (a) FMR-Messung in der Backward Volume Geometrie (90° , rot). Die Zahlen geben die Stellen des FMR Spektrums an, an denen LIT-Messungen durchgeführt wurden. Grau ist das FMR Spektrum dargestellt, welches in der DEM Geometrie (0°) aufgenommen wurde. Im direkten Vergleich erkennt man sehr gut, dass die Peaks der BVM schärfer sind als die der DEM. (b) LIT-Messungen für die Magnetfeldpositionen 1-4 für +H, -H, sowie die Differenzbilder. (Abbildung nach Wid *et al.* 2016 [117])

metrien unverändert bleibt (siehe z. Bsp. Abb. 4.11 (a)). In der DE Geometrie ist die uniforme Mode (Abb. 4.9, 4) mit einem der DEM Peaks überlagert, sodass man im Differenzbild der LIT-Messung einen kleinen Effekt in Form eines antisymmetrischen Temperaturprofils sehen kann. Wie bereits diskutiert, ist die Temperaturerhöhung durch die uniforme Mode allein homogen und unabhängig von der Magnetfeldrichtung. Da in der BV Geometrie keine nicht-reziproken Spinwellen angeregt werden, bleibt bei der Differenzbildung (Abb. 4.11, 2) kein antisymmetrisches Temperaturprofil übrig. Eine kleiner Temperaturunterschied ist in den Differenzbildern für die Magnetfeldpositionen 1 und 2 dennoch zu erkennen. Dieser entsteht durch einen sehr kleinen Unterschied in der Erwärmung für positives und negatives Magnetfeld. Wie in der Abbildung 4.11 (a) zu sehen ist, sind die Resonanzpeaks der Backward-Volume Moden sehr scharf. Für die LIT-Messung wird zuerst eine bestimmte Peakposition für das positive Magnetfeld angefahren. Beim Versuch den entsprechenden Peak für das negative Magnetfeld zu treffen, gibt es immer einen kleinen Unterschied in der erreichten absoluten Absorption, bedingt durch die endliche Genauigkeit der Magnetfeldmessung bzw. der Magnetfeldansteuerung des Elektromagneten. Um diesen Fehler zu minimieren, wird nicht etwa das zum Resonanzpeak gehörende Magnetfeld

eingestellt, sondern das Magnetfeld solange durchgefahren, bis das Peakmaximum erreicht wird. Aber auch mit dieser Methode kann für die beiden entgegengesetzten Magnetfelder nicht der selbe Wert in der Transmission, also der Peakhöhe in der FMR, getroffen werden. Schon eine Abweichung vom Peakmaximum um 0,1 Oe, welche in der FMR kaum anzusteuern ist, führt für die BV Geometrie zu einem messbaren Unterschied in der Erwärmung. Dieser führt nicht zu einer Änderung der Form des Temperaturprofils an sich, sondern zu einer insgesamt etwas höheren oder niedrigeren Erwärmung. Dadurch entsteht bei der Differenzbildung der Bilder $+H(-H)$ der kleine Temperaturunterschied, der in Abb. 4.11 (b) zusehen ist. Verglichen mit einer Gesamterwärmung von 11 mK, beträgt der größte Temperaturunterschied dabei ca. 0,2 mK und ist nur aufgrund der hohen Empfindlichkeit der Lock-in Thermographie messbar. Kleine Abweichungen im Temperaturprofil von ca. 0,1 mK werden durch Rauschen und kleine Inhomogenitäten in der Wärmeemission verursacht.

Abschließend soll betont werden, dass im Fall der BVM der entstandene Temperaturunterschied entweder nur positiv oder nur negativ ist, während bei den Messungen in der Damon-Eshbach Geometrie die Differenzbilder für die DEM Peaks immer ein antisymmetrisches Temperaturprofil aufweisen, welches ein Nachweis für den unidirektionalen Wärmetransfer ist.

4.4.3. Diskussion und Auswirkungen auf den inversen Spin-Hall-Effekt

Die in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Ergebnisse haben gezeigt, dass die Lock-in Thermographie sehr gut geeignet ist, um die lokale Erwärmung der Probe, auch in der Größenordnung von wenigen Millikelvin, zu untersuchen. Sobald Spinwellenmoden angeregt werden, kommt es zu einer Temperaturerhöhung in der YIG-Schicht, welche mit der Absorption der Mikrowellenleistung skaliert und mit zunehmender Entfernung von der Antenne abnimmt. Diese Erwärmung wird sowohl in der Damon-Eshbach, als auch in der Backward Volume Geometrie beobachtet und erreicht für beide Messgeometrien einen ähnlichen Wert. Das Profil der Temperaturerhöhung unterscheidet sich aber für die beiden Messgeometrien: nur in der Damon-Eshbach Geometrie wird ein asymmetrisches Temperaturprofil beobachtet, welches durch die nicht-reziproken DEM verursacht wird. Dabei ist die Erwärmung auf einer Seite der Antenne höher. Die Richtung des Wärmetransfers wird umgedreht, wenn sich das Vorzeichen des externen Magnetfeldes ändert. Obwohl die Temperaturänderung und auch die lokale Ausdehnung des Effekts für die untersuchte 200 nm YIG-Schicht kleiner sind als für eine dicke Probe [18], gelang mithilfe der Lock-in Thermographie der Nachweis des unidirektionalen Wärmetransfers durch die nicht-reziproken Damon-Eshbach Spinwellen. Die Untersuchungen wurden, abgesehen von den gezeigten Messungen bei 5 GHz, auch bei anderen Anregungsfrequenzen durchgeführt, wobei das Ergebnis auch bei diesen Messungen bestätigt werden konnte. Die zugehörigen Untersuchungen für andere Frequenzen werden im Anhang A.1.1 kurz zusammengefasst.

Die Tatsache, dass der Effekt des unidirektionalen Wärmetransfers auch bei dünnen Schichten eine Rolle spielt, hat Auswirkungen auf andere Experimente. Der dc-ISHE (siehe Kapitel 2.6) wird typischerweise in der Damon-Eshbach Geometrie gemessen. In dem Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, dass in dieser Messgeometrie sogar die uniforme Mode einen Temperaturgradienten ent-

lang der Richtung, in welcher der ISHE gemessen wird, erzeugen kann. Befinden sich dann die Kontakte zur Messung der ISHE-Spannung an Stellen unterschiedlicher Temperatur, entsteht zwischen diesen Kontakten eine Thermospannung. Dabei ändert sich bei Umkehr des externen Magnetfeldes das Vorzeichen dieser Thermospannung. Eine Vorzeichenänderung des Signals bei Magnetfeldumkehr entspricht der Signatur des inversen Spin-Hall-Effekts [16, 17] und wurde bisher als Nachweis verwendet. Vor der Entdeckung des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfers wurde neben dem ISHE nur der Nernst-Effekt als ein möglicher Kandidat für den Ursprung eines magnetfeldabhängigen dc Signals in Betracht gezogen [138]. In manchen Untersuchungen nach der Entdeckung von An et al. [18] wurde für dicke YIG-Schichten bereits berücksichtigt, dass der unidirektionale Wärmetransfer Thermospannungen erzeugen kann, die mit der ISHE-Spannung verwechselt werden könnten [79]. Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde gezeigt, dass auch für dünne YIG-Schichten der Effekt des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfers berücksichtigt werden muss. Besonders, wenn bei der ISHE-Messung sehr kleine Spannungen detektiert oder Materialien mit hohen Seebeck Koeffizienten verwendet werden. Dies ist zum Beispiel bei dem leitfähigen Polymer PEDOT:PSS (Poly-3,4-ethylendioxythiophen Polystyrolsulfanat) der Fall, welches häufig in der organischen Elektronik eingesetzt wird. PEDOT:PSS besitzt einen Seebeck Koeffizienten von $160 \mu\text{V K}^{-1}$ oder höher [139, 140], was eine Thermospannung von 160 nV bei einer Temperaturdifferenz von 1 mK ergibt. Für dickere YIG-Schichten können die entstehenden Thermospannungen noch größer sein. Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass die Temperaturdifferenz von ein Paar Millikelvin auch in einer dünnen YIG-Schicht (200 nm) bei relativ kleinen Anregungsleistungen (in den gezeigten Messungen: 1 dBm) erreicht werden kann.

Um ein deutliches Signal zu erhalten, werden bei der Messung des inversen Spin-Hall-Effekts häufig relativ hohe Anregungsleistungen in der Größenordnung von zum Beispiel 20 dBm verwendet. In Abb. 4.7 wurde gezeigt, dass ab einer bestimmten Leistung das FMR-Spektrum fehlinterpretiert werden kann. Dadurch, dass die uniforme Mode nicht mehr als eigenständiger Peak zu erkennen ist, könnte fälschlicherweise angenommen werden, dass es sich bei dem Resonanzpeak mit der größten Amplitude um die uniforme Mode handelt und somit der unidirektionale Wärmetransfer und die dadurch entstehende Thermospannung vernachlässigbar wären. In Wirklichkeit handelt es sich bei dem Hauptpeak in Abb. 4.7 (Messung für 1 dBm und 5 dBm) um die DEM mit der größten Amplitude. Somit wird für diese Magnetfeldposition die höchste Temperaturdifferenz und auch die größte Thermospannung erreicht. Hinzu kommt noch, dass mit zunehmender Anregungsleistung die Temperaturdifferenz größer wird (Anhang A.1.2), wodurch auch die Amplitude der erzeugten Thermospannung zunimmt. Dies muss bedacht werden, wenn bei sehr kleinen ISHE-Signalen hohe Anregungsleistungen verwendet werden.

Nachdem 2016 in dem zu dieser Dissertation gehörenden Artikel [117] darauf hingewiesen wurde, dass der Effekt des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfers Thermospannungen erzeugen kann, die insbesondere bei der Messung des inversen Spin-Hall-Effekts in PEDOT:PSS zu berücksichtigen sind, wurde 2018 von Wang *et al.* [15] ein Artikel veröffentlicht, in dem der genannte Einfluss untersucht wurde. Wang *et al.* kommen sogar zu dem Schluss, dass die dc Spannung, die in dem YIG/PEDOT:PSS Bilayer gemessen wurde, vollständig auf den Temperaturgradienten

ten zurückzuführen ist, der durch die nicht-reziproken Spinwellen hervorgerufen wird. Im Jahr 2020 wurden in der eigenen Fachgruppe Untersuchungen von Qaid *et al.* [141] durchgeführt, die gezeigt haben, dass in PEDOT:PSS eine kleine, aber messbare ISHE-Spannung auftritt. Durch die Optimierung der Probengeometrie ist es Qaid *et al.* gelungen, den Beitrag durch die von den DEM verursachte Thermospannung zu beseitigen. Der verbleibende Effekt konnte teilweise dem ISHE und dem Nernst Effekt zugeordnet werden. Für weiterführende Details wird auf die Veröffentlichung von Qaid *et al.* [141] verwiesen.

4.5. Messungen mit der microstrip line: Inhomogenität des externen Magnetfeldes

Im folgenden Abschnitt werden die Messungen vorgestellt, die mithilfe der microstrip line durchgeführt wurden. Zum einen konnte dabei das Ergebnis, welches im vorherigen Abschnitt mit dem koplanaren Wellenleiter gezeigt wurde, bestätigt werden. Zum anderen wurde mithilfe der Microstrip die Entdeckung gemacht, dass kleine Inhomogenitäten im äußeren Magnetfeld zu einem lokal beschränkten Anregungsprofil entlang der Antenne führen. Diese Beobachtung könnte in einer Weiterentwicklung genutzt werden, um mithilfe der Lock-in Thermographie die orts aufgelöste Verteilung der Inhomogenität eines Magnetfeldes zu „kartographieren“. Die Ergebnisse, die im Folgenden gezeigt werden, wurden teilweise in [118] (Wid *et al.* 2017) veröffentlicht.

4.5.1. Damon-Eshbach Geometrie

Für die Messungen mithilfe der Microstrip wurde dieselbe Vorgehensweise wie bei der Untersuchung der Probe mit dem CPW (Abschnitt 4.4) verwendet. Dabei bleibt der Messaufbau (Abb. 4.4) unverändert, wobei nun aber die Probe mit der Microstrip (Abb. 4.2 (b)) eingebaut wird. Als Erstes wird das externe Magnetfeld parallel zum Signalleiter der Antenne angelegt, um die Spinwellenausbreitung in der Damon-Eshbach Geometrie zu untersuchen. Um die Messungen mit der Microstrip und dem koplanaren Wellenleiter vergleichen zu können, wurde für die nachfolgend vorgestellten Untersuchungen dieselbe Anregungsfrequenz gewählt, die für die Messungen mit dem CPW in Abb. 4.9 und 4.11 verwendet wurde. Für die Ermittlung der Resonanzpositionen wird daher eine FMR-Messung bei einer Anregungsfrequenz von 5 GHz und einer Leistung von 1 dBm durchgeführt (Abb. 4.12 (a)). Das gemessene Spektrum unterscheidet sich von dem Ergebnis, welches mit dem CPW erzielt wurde (vergleiche mit Abb. 4.9 (b)). Die Messung zeigt keine einzelnen Resonanzpeaks mehr, sondern eher ein kontinuierliches Spinwellenspektrum in einem Magnetfeldbereich von ca. 1020 Oe bis 1100 Oe. Die Position der uniformen Mode wird bei demselben Wert des Magnetfeldes von ca. 1084 Oe erwartet.

Die Abbildungen 4.12 (b) und (c) (Zeilen +H und -H) zeigen die LIT-Bilder, welche für die in (a) markierten Magnetfeldpositionen aufgenommen wurden. Um den Effekt des unidirektionalen Wärmetransfers durch die Damon-Eshbach Moden sichtbar zu machen, wird die Differenz (Zeile +H-(-H) in Abb. 4.12) zwischen den Messungen für die entgegengesetzten Magnetfeldrichtungen gebildet. Die Anwendbarkeit dieser Methode wurde bereits in dem Kapitel 4.4.2 über die

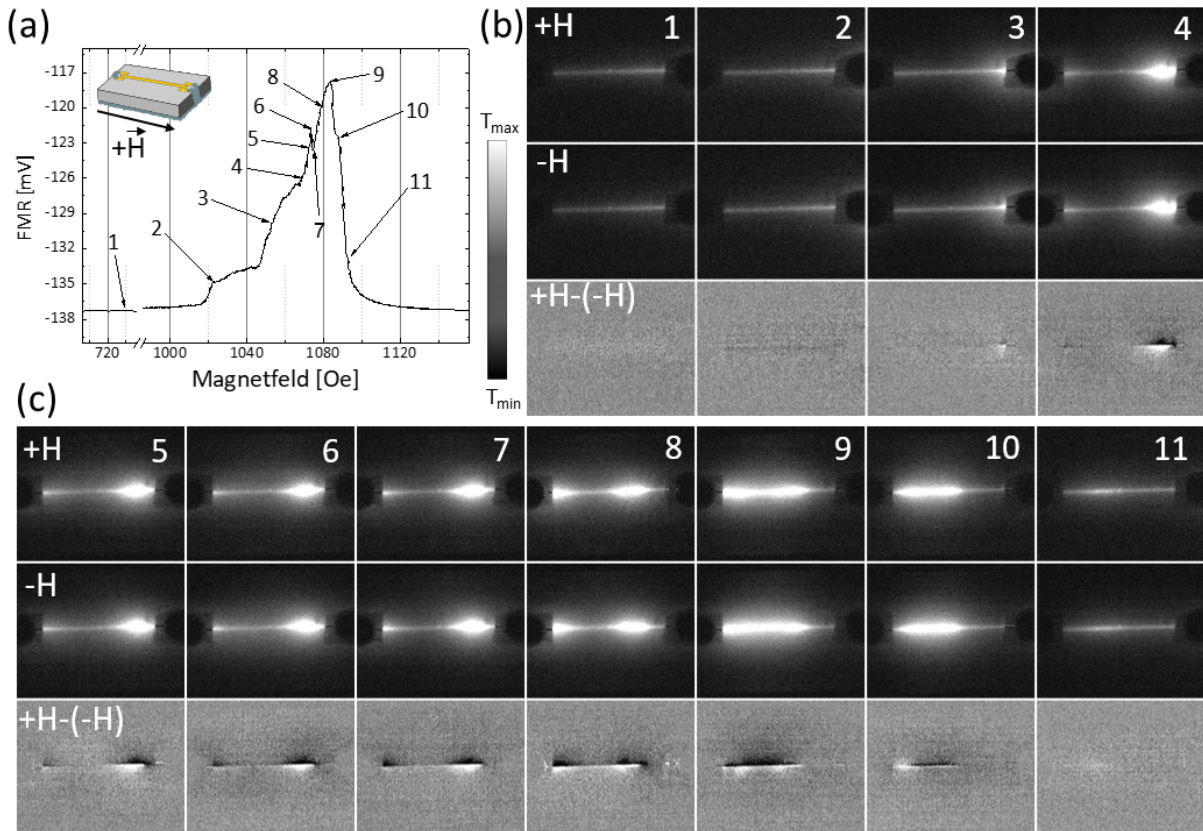


Abbildung 4.12.: (a) FMR Messung mit der Microstrip-ähnlichen Antenne in der Damon-Eshbach Geometrie (0° , siehe eingefügte Skizze der Probe) bei einer Anregungsfrequenz von 5 GHz und einer Leistung von 1 dBm. (b) und (c): LIT-Messungen, welche für die in (a) markierten Feldpositionen durchgeführt wurden. In den Bildern für positives (+H) und negatives (-H) Magnetfeld steht schwarz für 0 mK und weiß für eine Erwärmung von 3 mK. Um den Effekt des unidirektionalen Wärmetransfers sichtbar zu machen, wurden Differenzbilder (+H-(-H)) berechnet, die jeweils in der unteren Reihe in (b) und (c) gezeigt sind. Im Fall dieser Differenzbilder steht schwarz für -0,83 mK und weiß für 0,66 mK. (Abbildung nach Wid *et al.* 2017 [118].)

Messungen mit dem CPW begründet und diskutiert. In Analogie zu den Ergebnissen, die mit dem koplanaren Wellenleiter erzielt wurden, zeigen auch die Differenzbilder für die Messungen mit der Microstrip ein antisymmetrisches Temperaturprofil, welches den Nachweis für den unidirektionalen Wärmetransfer darstellt.

Im Gegensatz zu den Messungen mit dem CPW, zeigen die unbearbeiteten Bilder, welche unter Verwendung der Microstrip aufgenommen wurden (Abb. 4.12 +H und -H), einen interessanten Effekt: die Wärmeverteilung entlang des Signalleiters ist inhomogen und verändert sich mit dem Wert des angelegten Magnetfeldes. Dabei scheint die Anregung lokal stattzufinden, manchmal sogar gleichzeitig an den beiden entgegengesetzten Enden der Antenne. Die Position dieser Bereiche mit Anregung verschiebt sich, wenn das Magnetfeld bei der Messung schrittweise erhöht wird. Ein ähnliches Bild mit lokal begrenzter magnetfeldabhängiger Anregung zeigt sich auch für die Messungen der BVM, welche im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

4.5.2. Backward Volume Geometrie

Um den Effekt in der Backward Volume Geometrie zu untersuchen, wird das externe Magnetfeld um 90° rotiert und somit senkrecht zur Antennenachse angelegt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Für die Aufnahme der LIT-Bilder (4.13 (b), +H und -H) wurden die in

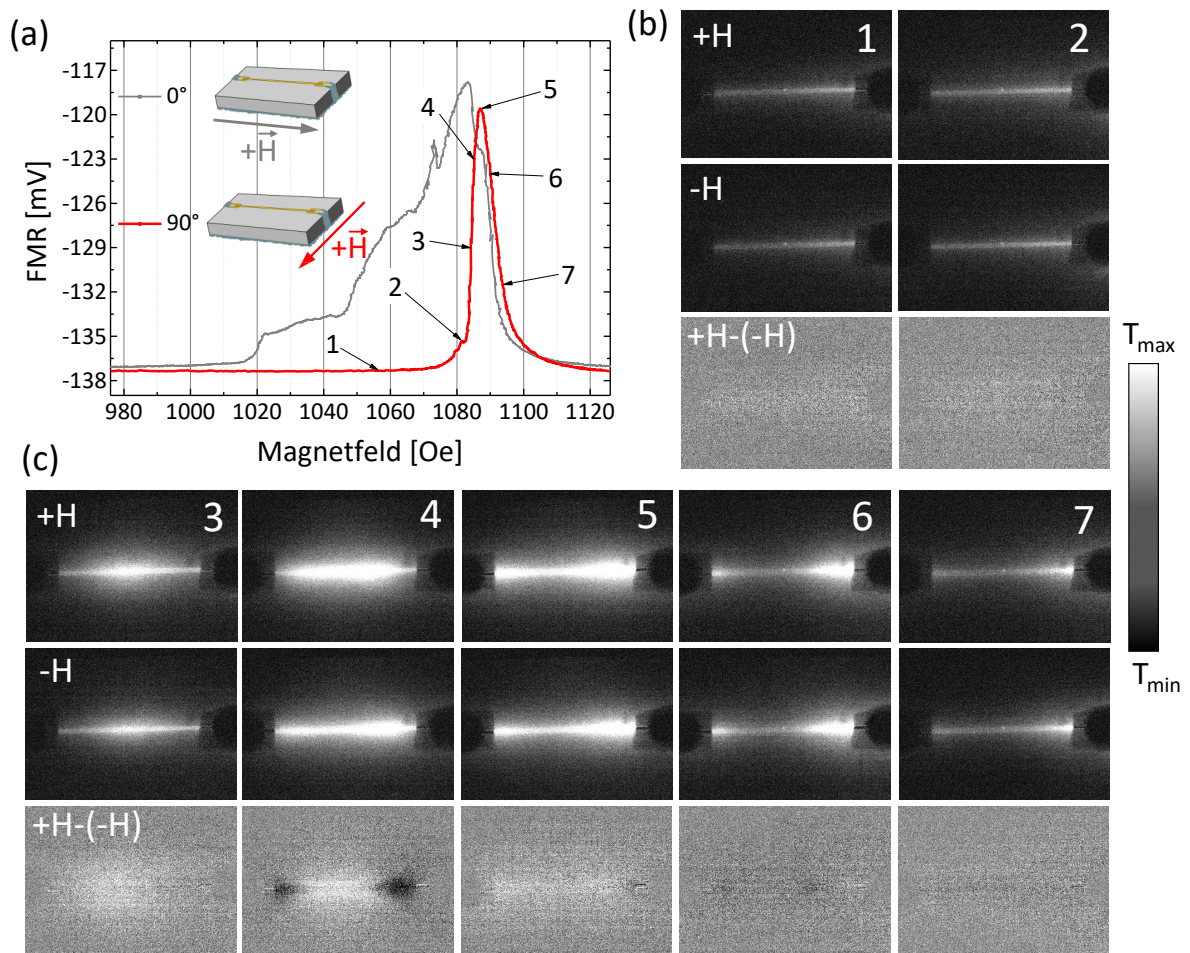


Abbildung 4.13.: (a) FMR-Messung in der Backward Volume Geometrie (90° , rot) mit der Microstrip. Die Zahlen geben die Magnetfeldpositionen des FMR-Spektrums an, an denen LIT-Messungen durchgeführt wurden. Zum Vergleich ist grau das FMR-Spektrum dargestellt, welches in der DEM Geometrie (0°) aufgenommen wurde. (b) und (c) LIT-Messungen für die Magnetfeldpositionen 1-7. In den Bildern für +H und -H steht schwarz für 0 mK und weiß für eine Erwärmung von 2,4 mK. Für die Differenzbilder gilt: schwarz entspricht -0,83 mK und weiß 0,66 mK. (Abbildung nach Wid *et al.* 2017 [118])

4.13 (a) markierten Magnetfeldpositionen angefahren. Schwarz steht dabei für 0 mK und weiß für eine Erwärmung von 2,4 mK. Wie erwartet, zeigen die Differenzbilder (+H-(-H), Skalierung: schwarz -0,83 mK und weiß 0,66 mK) kein antisymmetrisches Temperaturprofil, da keine nichtreziproken Damon-Eshbach Moden angeregt werden. Die Temperaturverteilung im Differenzbild, welche für die Magnetfeldposition 4 entsteht, ist auf die Steigung der FMR Kurve zurückzuführen. Durch den starken Anstieg von ca. 7 mV/1 Oe ist es nicht möglich, den exakten Wert für das zugehörige negative Magnetfeld zu treffen, wodurch bei der Differenzbildung das beobachtete Bild entsteht.

Ähnlich zu den Messungen in der Damon-Eshbach Geometrie kann auch in den unbearbeiteten LIT-Bildern in Abb. 4.13 eine inhomogene Temperaturverteilung entlang des Signalleiters beobachtet werden, wobei sich auch diese in Abhängigkeit von der Magnetfeldposition ändert.

4.5.3. Diskussion und Auswirkungen auf andere Experimente

Die Messungen mit der Microstrip zeigen im Gegensatz zu den Untersuchungen mit dem CPW für beide Geometrien den Effekt der inhomogenen Anregung entlang des Signalleiters (Abb. 4.12, 4.13). Es gibt Bereiche mit und ohne Anregung, wobei die Bereiche, in denen die Anregung stattfindet, sich abhängig vom Wert des angelegten Magnetfeldes verschieben.

Neben der Position der Masseflächen ist die Länge der Signalleiter einer der Unterschiede zwischen den verwendeten Antennenarten. Bei dem CPW ist der Signalleiter 2,9 mm lang und bei der Microstrip 5,2 mm. Es wäre möglich, dass sich bei genau dieser Länge der Microstrip und der verwendeten Frequenz von 5 GHz stehende elektromagnetische Wellen entlang der Antenne bilden, die das Anregungsmuster beeinflussen. Jedoch würden diese stehenden elektromagnetischen Wellen allein nicht zur Erklärung des beobachteten Effekts ausreichen, da das dadurch entstehende Muster nur frequenz- und nicht magnetfeldabhängig wäre. Die Länge der Antenne spielt aber dennoch eine Rolle, was im nächsten Abschnitt näher erläutert wird.

Magnetfeldabhängigkeit des Anregungsmusters

Im Folgenden werden die magnetfeldabhängigen Anregungsmuster diskutiert, die in den unbearbeiteten LIT-Bildern für beide Messgeometrien beobachtet wurden. In der Damon-Eshbach Geometrie (Abb. 4.12, +H, oder -H) entstehen Bereiche mit der Anregung zunächst an den beiden Enden der Microstrip und bewegen sich mit zunehmendem Magnetfeld zur Mitte, bis die Anregung verschwindet. Im Fall der Backward Volume Geometrie findet die Anregung zuerst in der Mitte der Microstrip statt, wobei dieser Bereich zu den Enden des Signalleiters auseinander läuft, wenn das externe Feld erhöht wird.

Die Beobachtungen für beide Messgeometrien lassen sich durch die relativ große Länge der Microstrip und eine kleine Inhomogenität des externen Magnetfeldes erklären. Bei kleinerer Länge des Signalleiters würde das FMR Spektrum der Microstrip vermutlich einzelne Resonanzpeaks zeigen, ähnlich zu der Messung mit dem kürzeren CPW (Abb. 4.9 (b)). Bei einem Elektromagneten mit Joch nimmt das Magnetfeld zum Joch hin zu. Daher macht sich die Magnetfeldinhomogenität erst bei einer längeren Antenne bemerkbar, da diese näher an das Joch herankommt. Wenn die Inhomogenität des Magnetfeldes entlang der Antenne größer ist als die Linienbreite des Resonanzpeaks, kommt es zu dem beobachteten Effekt der lokalen Anregung. Zuerst wird die Resonanzbedingung an den Enden des Signalleiters erreicht, da dort das Magnetfeld höher ist. Mit zunehmendem Feld bewegen sich die Bereiche mit Resonanz zur Mitte der Antenne hin. Dies führt unter anderem zu einer deutlichen Verbreiterung der Resonanzlinien. Da aber bei der verwendeten Probe das FMR Spektrum nicht nur aus einem Resonanzpeak der uniformen Mode besteht, sondern bei kleineren Magnetfeldern auch verschiedene Spinwellen Moden angeregt werden (Abb. 4.6), reicht nur die Betrachtung der Linienbreite eines Peaks für die Argumentation nicht aus. Daher müssen im Folgenden die Dispersionsrelation und die Eigenschaften der

verwendeten Antenne mit berücksichtigt werden.

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 4.14 die Position der Probe innerhalb des externen Ma-

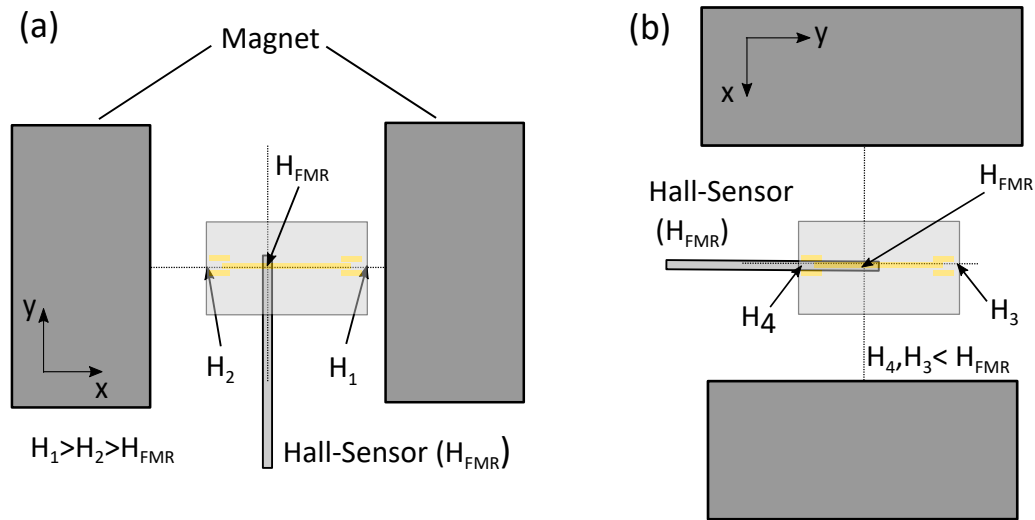


Abbildung 4.14.: Position der Probe mit der Microstrip im externen Magnetfeld für (a) die Damon-Eshbach Geometrie und (b) die Backward Volume Geometrie. Das Magnetfeld H_{FMR} für die FMR-Messung wird mithilfe eines Hall-Sensors gemessen. Verglichen mit der Position des Hall-Sensors die Probe in (a) leicht nach rechts verschoben. Aufgrund der Magnetfeldinhomogenität ist H_{FMR} (a) kleiner als H_1 und H_2 (wobei $H_1 > H_2$) in der DE-Geometrie und (b) größer als H_3 und H_4 in der BV-Geometrie. (Abbildung nach Wid *et al.* 2017 [118])

gnettefeldes dargestellt. Der Hall-Sensor hat in dem Aufbau, bezogen auf das Joch („Magnet“ in Abb. 4.14), eine feste Position und misst das Magnetfeld H_{FMR} für die FMR-Untersuchungen. Auch wenn sich die Hall-Sonde nicht in der Probenebene befindet, ist diese so kalibriert, dass das gemessene Magnetfeld H_{FMR} dem Feld in der Probenebene direkt über dem Hall-Sensor entspricht. Zunächst wird die Damon-Eshbach Geometrie in Abb. 4.14 (a) betrachtet. Durch die Inhomogenität des externen Magnetfeldes ist H_{FMR} kleiner als H_1 und H_2 . Angenommen, die Probe ist leicht nach rechts verschoben, wie das in Abbildung 4.14 (a) gezeigt ist, dann gilt auch $H_1 > H_2 > H_{FMR}$. Eine herkömmliche Antenne, wie die Microstrip, kann Spinwellen mit Wellenvektoren $k < k_{max}$ besonders effektiv anregen, wobei k_{max} durch die Breite w_{cpw} des Signalleiters gemäß $k_{max} = 2\pi/w_{cpw} = 2\pi/80 \mu\text{m}$ bestimmt wird [3]. In dem Fall der verwendeten Antenne ist $k_{max} \approx 8 \cdot 10^4 \text{m}^{-1}$. Trägt man diesen Wert in die berechnete Dispersionsrelation ein, sieht man, dass die Spinwellen mit $k < k_{max}$ in einem Magnetfeldbereich von ca. 1078 Oe-1087 Oe angeregt werden (Abb. 4.15). In der Dispersionsrelation in Abbildung 4.15 ist rot der Zweig der Backward Volume Moden dargestellt. Wenn die Antenne exakt entlang des externen Magnetfeldes ausgerichtet ist und somit $\vec{k} \perp \vec{H}$ gilt, sollten keine BVM angeregt werden⁷. In diesem Fall wäre nur der Magnetfeldbereich bis zur Position der uniformen Mode ($k=0$) zu berücksichtigen. Falls aber die Probe leicht verkippt ist, könnten auch in der DEM Geometrie Volumenmoden angeregt werden (Abb. 2.4 (a)).

Als Nächstes wird die Abb. 4.12 (b)3, in der die Anregung auf der rechten Seite der Microstrip

⁷Zur Erinnerung: siehe Winkelabhängigkeit in Abb. 2.4 (a).

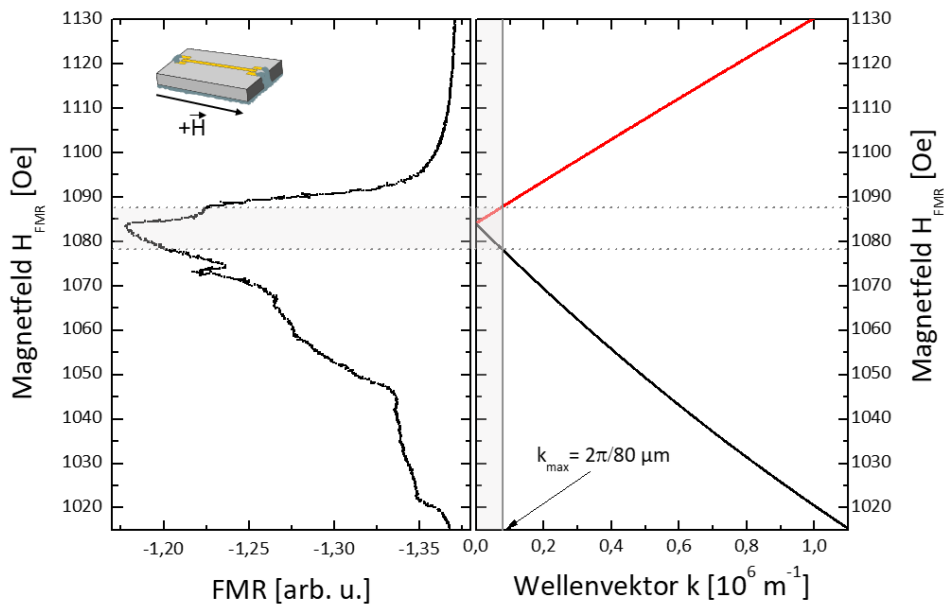


Abbildung 4.15.: FMR Messung mit der Microstrip (links) für 5 GHz und 1 dBm zusammen mit der berechneten Dispersionsrelation (rechts) aus der Abb. 4.6. Die durchgezogene vertikale graue Linie zeigt die Grenze k_{max} . Der Verlauf der Dispersionsrelation zeigt, dass innerhalb dieser Grenze die Spinwellen in einem Magnetfeldbereich zwischen ca. 1078 Oe-1087 Oe angeregt werden.

gerade beginnt, genauer betrachtet. Das zugehörige Magnetfeld, welches in der FMR Messung (Abb. 4.12 (a)) auf der x-Achse aufgetragen ist, entspricht dem von der Hall-Sonde gemessenen Feld H_{FMR} (Abb. 4.14 (a)). Dabei findet die Anregung der DE Spinwellen in Abb. 4.12 (b)3 bei einem eigentlich höheren Feld H_1 statt (Abb. 4.14, (a)), welches, wie bereits erwähnt, in dem Magnetfeldbereich zwischen ca. 1078 Oe- 1087 Oe liegen sollte, da die Spinwellen mit $k < k_{\text{max}}$ angeregt werden. Das Feld H_{FMR} in der Mitte der Microstrip ist noch zu klein, genau wie das Feld H_2 . In Abbildung 4.12 (c) ist für die Position 8 deutlich zu sehen, dass nun auch das YIG auf der linken Seite des Signalleiters angeregt wird, da H_2 dort den nötigen Magnetfeldbereich erreicht. Mit zunehmendem Magnetfeld verschieben sich die Bereiche, in den die Anregung der Spinwellen stattfindet, von den beiden Enden des Signalleiters zu Mitte hin, bis auch das Magnetfeld H_{FMR} den notwendigen Feldbereich erreicht. Außerdem erkennt man in den LIT-Bildern in Abbildung 4.12 gut, dass die Bereiche, in den die Anregung stattfindet, breiter werden, wenn sie sich der Mitte der Antenne nähern, da dort das externe Magnetfeld homogener ist. Das heißt, die Bedingung $1078 \text{ Oe} < H < 1087 \text{ Oe}$ wird in einem breiteren Bereich erfüllt. Aus diesem Grund wird auch das Maximum des FMR Signals erreicht, wenn das gemessene Magnetfeld H_{FMR} in dem Magnetfeldbereich zwischen 1078 Oe und 1087 Oe liegt. Wenn das Magnetfeld weiter erhöht wird ($H_{FMR} > 1087 \text{ Oe}$), verlassen wir den Bereich mit $k < k_{\text{max}}$, in dem die Spinwellen effektiv angeregt werden, und sowohl die FMR als auch die LIT Amplituden nehmen ab.

Analog lassen sich die Beobachtungen in der Backward Volume Geometrie erklären. Wie die Abbildung 4.14 (b) zeigt, ist das externe Magnetfeld um 90° rotiert. In diesem Fall ist das Magnetfeld H_{FMR} in der Mitte der Probe höher als die Felder H_3 und H_4 am Rand, da das Ma-

netfeld in der y -Richtung nach außen hin abnimmt. Somit findet die Anregung der Spinwellen zunächst in der Mitte der Probe statt und läuft zu den beiden Enden des Signalleiters, wenn das Magnetfeld erhöht wird (Abb. 4.13 $+H$ bzw. $-H$). Die Inhomogenität des externen Magnetfeldes in y -Richtung ist kleiner als die in x -Richtung (Koordinatensystem in Abb. 4.14). Daher findet die Anregung der Spinwellen in der Backward Volume Geometrie in einem breiteren Bereich statt.

Nähere Betrachtung der Magnetfeldinhomogenität

In Abbildung 4.16 ist der Unterschied zwischen den Magnetfeldern H_{FMR} und H_{2mm} an zwei verschiedenen Positionen der Probe dargestellt. Die Ausrichtung des externen Magnetfeldes entspricht dabei der DEM Geometrie und liegt entlang der Antennenachse (analog zu Abb. 4.14 (a)). Das Feld H_{FMR} liegt in der Probenebene direkt über der fest in den Messplatz einge-

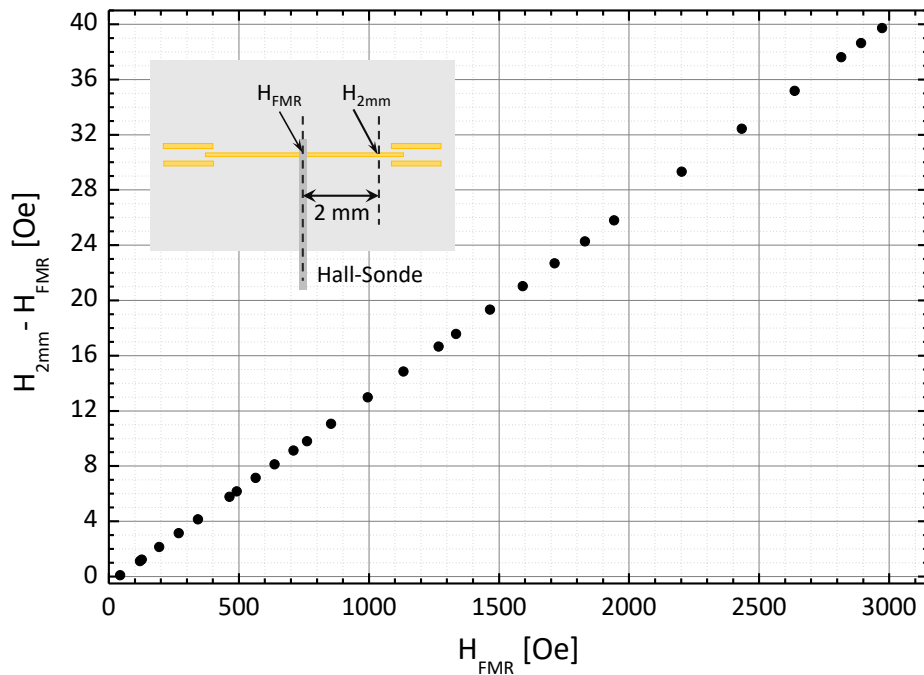


Abbildung 4.16.: Unterschied zwischen den Magnetfeldern an zwei verschiedenen Positionen der Probe. Das Feld H_{FMR} liegt in der Probenebene direkt über der Hall-Sonde, was ungefähr der Mitte der Probe entspricht. Das Magnetfeld H_{2mm} liegt ca. 2 mm daneben. Die eingefügte Skizze veranschaulicht die Lage der beiden Positionen zur Messung der Magnetfelder H_{FMR} und H_{2mm} .

bauten Hall-Sonde, was ungefähr der Mitte der Probe entspricht. Der Vergleich mit Abb. 4.14 (a) macht deutlich, dass H_{FMR} das Magnetfeld ist, welches bei den FMR-Messungen auf der x -Achse aufgetragen wird. Das Magnetfeld H_{2mm} wurde mit einer externen Hall-Sonde gemessen und lag dabei in der Probenebene ca. 2 mm neben H_{FMR} , was dem rechten Rand der Antenne entsprechen würde.

Der Verlauf der Differenz $H_{2mm} - H_{FMR}$ in Abb. 4.16 zeigt deutlich, dass die Magnetfeldinhomogenität mit zunehmendem Wert des Feldes größer wird. Daraus folgt, dass die Inhomogenität

für die FMR Messungen bei kleinen Frequenzen und somit für kleine Magnetfelder noch keine Rolle spielen sollte, da diese in dem Bereich noch vernachlässigbar klein ist.

Um diese Annahme zu überprüfen, wird aus den durchgeführten Messreihen für verschiede-

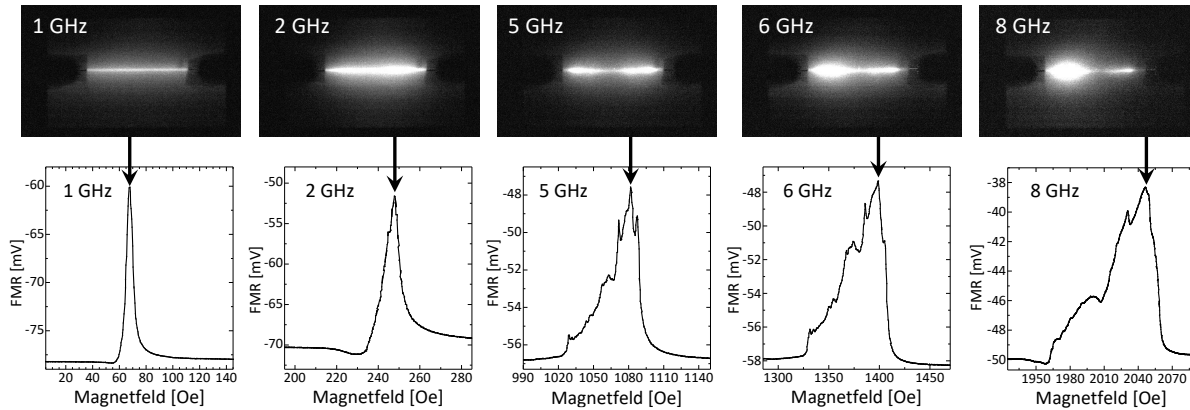


Abbildung 4.17.: LIT-Messung für verschiedene Frequenzen (obere Reihe), aufgenommen bei einer Anregungsleistung von 1 dBm (Lock-in Frequenz: 1 Hz, Messdauer 5 min) an der mit dem Pfeil im FMR-Spektrum (untere Reihe) markierten Peakposition. Dabei steht schwarz in den LIT-Bildern für 0 mK und weiß für eine Erwärmung von 4 mK. Die gezeigten FMR-Messungen wurden bei einer Anregungsleistung von -5 dBm durchgeführt. Zu beachten ist, dass sich die Skalierung der Achsen in den FMR-Messungen unterscheidet.

ne Frequenzen je eine LIT-Messung vorgestellt, die an einer bestimmten Stelle des jeweiligen FMR-Spektrums aufgenommen wurde. Diese Stellen sind in Abbildung 4.17 (untere Reihe) mit einem Pfeil markiert, wobei die zugehörigen LIT-Bilder in der oberen Reihe der Abbildung zu sehen sind. Die Skalierung dieser Bilder ist folgendermaßen gewählt: schwarz bedeutet keine Erwärmung der Probe und weiß steht für eine Temperaturerhöhung von 4 mK. Die in Abb. 4.17 gezeigten LIT-Messungen wurden bei einer Anregungsleistung von 1 dBm und die FMR-Messungen bei einer Leistung von -5 dBm durchgeführt. Da diese FMR-Messungen nur die Position des Peaks veranschaulichen sollten, für den die LIT-Bilder aufgenommen wurden und eine Erhöhung der Leistung nicht die Peakposition verändert (Anhang A.1.3), ist die Verwendung dieser FMR-Spektren zulässig. Ein quantitativer Vergleich der LIT- und FMR-Amplituden wäre in diesem Fall nicht sinnvoll.

Die in Abbildung 4.17 gezeigten Messungen wurden bei Frequenzen von 1 GHz, 2 GHz, 5 GHz, 6 GHz und 8 GHz durchgeführt. Die Position der Probe und der Messspitzen blieb dabei unverändert. Bei der Messung für 1 GHz erkennt man, dass die Magnetfeldinhomogenität (Abb. 4.16: $H_{2mm} - H_{FMR} \approx 0,5 \text{ Oe}$) noch keine Rolle spielt. Die Anregung entlang der Antenne ist homogen und die FMR-Messung zeigt einen schmalen Resonanzpeak. In dem LIT-Bild für 2 GHz ist dagegen bereits eine etwas ungleichmäßige Temperaturverteilung erkennbar: die Anregung in der rechten Hälfte der Antenne scheint dabei etwas stärker zu sein. Wie erwartet, findet auch eine Verbreiterung des FMR-Spektrums statt.

Für 5 GHz bekommt man das aus Abb. 4.12 (c)9 bereits bekannte Anregungsmuster, bei dem sich die Auswirkungen der Magnetfeldinhomogenität deutlich bemerkbar machen. Beim Vergleich dieser beiden Abbildungen wird ersichtlich, dass die Probe in Abb. 4.17, bezogen auf den

Abstand der Probenenden zum Joch, symmetrisch in dem Magnetfeld eingebaut war. Dadurch, dass beide Probenenden ungefähr gleich weit vom Joch entfernt lagen, hat die Anregung für ein bestimmtes Magnetfeld gleichzeitig an den beiden Enden der Antenne stattgefunden. Wie bereits diskutiert wurde, ist die Probe in Abb. 4.12 etwas nach rechts verschoben, was anhand der LIT-Bilder sehr gut erkennbar ist.

Auch in den LIT-Bildern für 6 GHz und 8 GHz in Abbildung 4.17 ist die Auswirkung der Magnetfeldinhomogenität auf das Anregungsmuster deutlich erkennbar. Während aber für 5 GHz die Anregung an den beiden Enden der Antenne fast gleich groß ist (dabei rechts etwas stärker), ist die Anregung am linken Rand der Antenne sowohl für 6 GHz als auch für 8 GHz deutlich stärker. Betrachtet man zum Beispiel die Messung für 8 GHz genauer (Anhang A.1.4), wird deutlich, dass die Erwärmung am linken Rand der Antenne immer stärker ist, unabhängig vom Wert oder der Richtung des eingestellten Magnetfeldes. Da die anregende Hochfrequenz mithilfe einer HF-Spitze immer an der linken Seite der Antenne angelegt wird (Abb. 4.4), könnte man annehmen, dass die Erwärmung in den LIT-Bildern auf dieser Seite der Antenne deswegen immer höher sein müsste. Vergleicht man aber die LIT-Messungen in Abb. 4.17 für 8 GHz (stärkere Erwärmung links) und 2 GHz (stärkere Erwärmung rechts), scheint dieser Effekt frequenzabhängig zu sein. Daher werden im folgenden Abschnitt frequenzabhängige Transmissionsmessungen durchgeführt.

Frequenzabhängigkeit der Transmission

In den vorherigen Abschnitten wurde erläutert, dass sich die beobachteten Anregungsmuster (Abb. 4.12, 4.13) durch die Inhomogenität des externen Magnetfeldes und die Länge der Microstrip erklären lassen. Zuvor wurde am Anfang des Kapitels 4.5.3 begründet, dass eine entlang der Antenne stehende elektromagnetische Welle, die zur verwendeten Frequenz und der Länge des Signalleiters passt, zur Erklärung der LIT-Bilder allein nicht ausreichen würde, da das durch sie entstehende Muster nur frequenz- und nicht magnetfeldabhängig wäre. Dennoch könnten diese frequenzspezifischen Eigenschaften der Microstrip das Anregungsmuster, welches aufgrund der Magnetfeldinhomogenität entsteht, zusätzlich beeinflussen. Denn der Effekt, dass die Anregung an den beiden Enden der Antenne nicht gleich stark ist, scheint gerade frequenz- und nicht magnetfeldabhängig zu sein (Abb. 4.17).

Um diesen Effekt und die Transmissionseigenschaften der Microstrip zu untersuchen, wurden frequenzabhängige LIT-Messungen außerhalb der Resonanz durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Alle darin gezeigten LIT-Bilder wurden bei einem vernachlässigbar kleinem Magnetfeld zwischen 0 Oe und 0,9 Oe aufgenommen, wobei die Skalierung der LIT-Bilder folgendermaßen gewählt wurde: schwarz - keine Erwärmung, weiß - eine Erwärmung von 3 mK. Abbildung 4.18 (b) zeigt die zugehörigen Transmissionswerte, die dabei mithilfe der Diode am Nanovoltmeter gemessen wurden. An dieser Stelle sollte darauf hingewiesen werden, dass das Ausgangssignal der Diode eine negative Polarität besitzt. Daraus folgt, dass die Werte mit größerem Betrag in Abb. 4.18 (b) eine höhere Transmission bedeuten. Eine Betrachtung der LIT-Bilder (a) für die jeweiligen Frequenzen zeigt, dass diese sich nicht wesentlich unterscheiden. Bei genauem Betrachten ist dennoch ein Unterschied in der Temperaturverteilung zwischen den

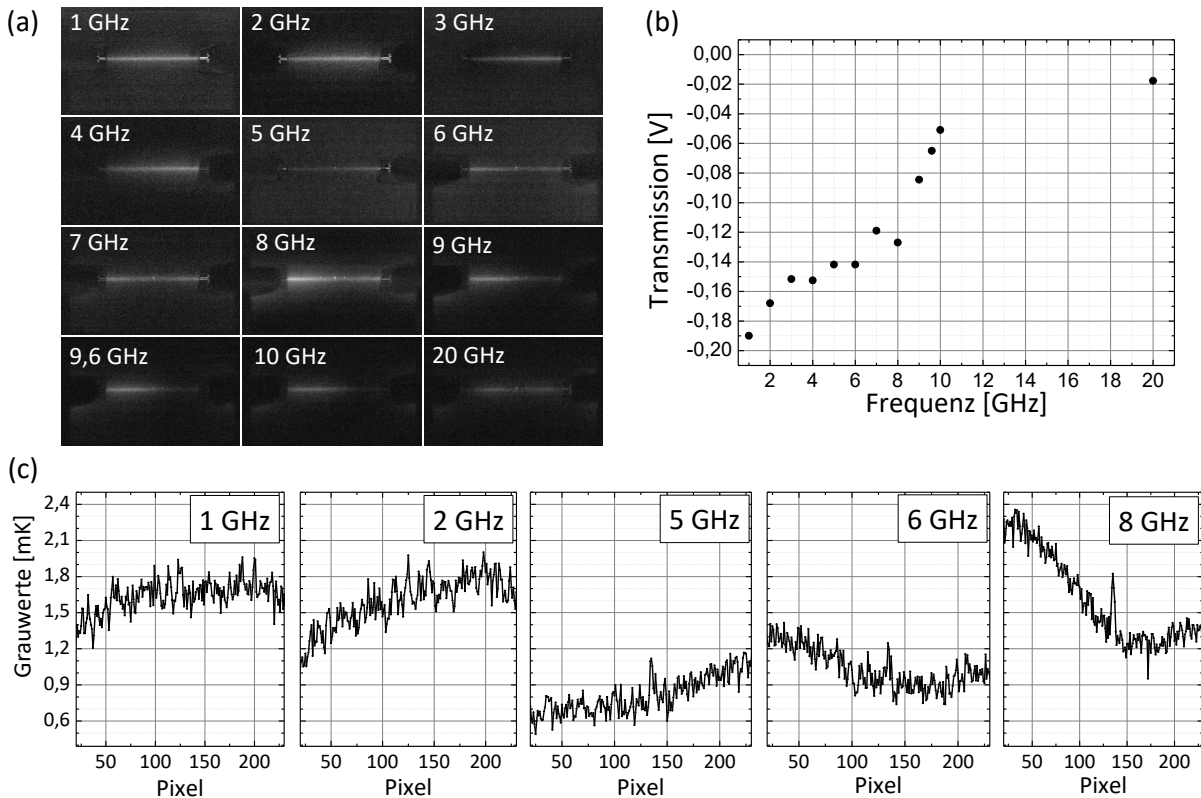


Abbildung 4.18.: Frequenzabhängige Untersuchungen bei einem vernachlässigbar kleinen Magnetfeld und einer Anregungsleistung von 1 dBm. (a) LIT-Bilder für unterschiedliche Frequenzen. (b) Zugehörige Transmissionswerte, die am Nanovoltmeter gemessen wurden. (c) Temperaturprofile entlang des Signalleiters für die Frequenzen 1 GHz, 2 GHz, 5 GHz, 6 GHz, 8 GHz. Die x-Achse gibt dabei die Länge der Microstrip in Pixeln an. Der linke Rand des jeweiligen Diagramms entspricht der linken Seite der Microstrip und der rechte Rand dementsprechend der rechten Seite der Microstrip. Für einen besseren Vergleich wurde für alle Temperaturprofile dieselbe Skalierung gewählt.

Messungen für unterschiedliche Frequenzen erkennbar. Um diesen deutlich zu machen, sind die LIT-Bilder aus Abb. 4.18 (a) für 1 GHz, 2 GHz, 5 GHz, 6 GHz und 8 GHz in Abbildung 4.18 (c) als Temperaturprofile entlang der Microstrip dargestellt. Die Profile wurden dabei für einen rechteckigen Bereich ermittelt, der nur den Signalleiter einschließt und vollständig mit Tusche bedeckt ist. Die x-Achse in 4.18 (c) gibt die Länge der Microstrip, die berücksichtigt wurde, in Pixeln an. Kleine Werte entsprechen dabei der linken und große Werte der rechten Seite des Signalleiters. Während für 1 GHz die Temperaturverteilung entlang der Antenne nahezu homogen ist, ist bei den Messungen für 2 GHz und 5 GHz die Temperaturerhöhung am rechten Rand des Signalleiters etwas höher. Im Gegensatz dazu ist die Erwärmung der Antenne am linken Rand bei der Messung für 6 GHz stärker bzw. deutlich stärker bei der Messung für 8 GHz. Diese Beobachtungen für alle Frequenzen in Abb. 4.18, (c) passen zu dem Effekt, der in Abbildung 4.17 bemerkt wurde und liefern somit eine mögliche Erklärung. Die frequenzabhängigen spezifischen Eigenschaften der Microstrip führen entlang der Antenne zu einer inhomogenen Temperaturverteilung, welche unabhängig vom angelegten Magnetfeld ist. Dieser Effekt überlagert sich für die jeweilige Frequenz mit dem magnetfeldabhängigen Anregungsmuster, welches durch die Inhomogenität des externen Feldes entsteht und führt so zu der Temperaturverteilung, die in den

LIT-Bildern beobachtet wird (Abb. 4.17).

Zusammenhang zwischen Erwärmung und FMR Amplitude

Nachdem die Anregungsinhomogenität erklärt wurde, wird im Folgenden der Zusammenhang zwischen der Amplitude der Temperaturerhöhung in den LIT-Bildern und der gemessenen Intensität des FMR Spektrums diskutiert. Bereits für die Messungen mit dem koplanaren Wellenleiter (Abschnitt 4.4.2) wurde erwähnt, dass die Erwärmung in den LIT-Bildern mit der Absorptionsamplitude der FMR skaliert. Im Fall dieser Messungen war aber die Erwärmung entlang des CPW homogen. Um dieses Verhalten für die inhomogene Anregung entlang der Microstrip genauer zu untersuchen, werden in der DEM Geometrie die Bilder für positive Magnetfelder verwendet (Abb. 4.12, +H). Die Abbildung 4.19 (a) zeigt die zu den Feldpositionen 1-11 gehörenden

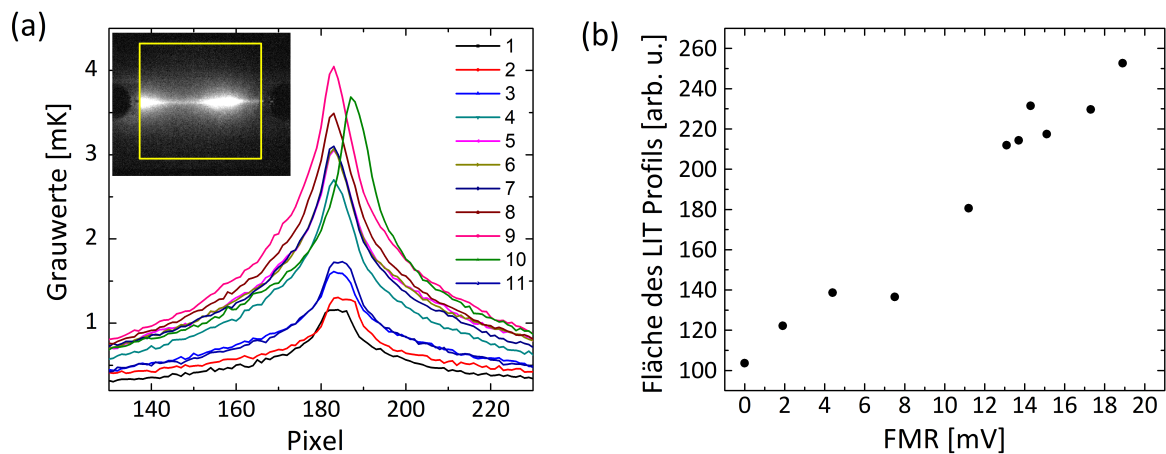


Abbildung 4.19.: (a) Temperaturprofile für die LIT-Bilder (+H, Magnetfeldpositionen 1-11 aus Abb. 4.12, (a)), die in der Damon-Eshbach Geometrie aufgenommen wurden. Um diese Profile zu erhalten, wurden die Daten in dem markierten rechteckigen Bereich (eingefügtes LIT-Bild), der komplett von schwarzer Tusche bedeckt ist, linienweise gemittelt. (b) Darstellung der Erwärmung in Abhängigkeit von der FMR Amplitude. Um die Werte „Fläche des LIT Profils“ zu erhalten, die ein Maß für die Temperaturänderung angeben, wurde über jede Profilkurve aus (a) innerhalb des rechteckigen Bereichs, der verwendet wurde, um die Temperaturprofile zu erhalten integriert. (Abbildung nach Wid *et al.* 2017 [118])

Temperaturprofile. Um diese Profile zu erhalten, wurden die Daten in dem markierten rechteckigen Bereich (in (a) eingefügtes LIT-Bild) linienweise gemittelt. Dieser Bereich wurde so gewählt, dass er komplett mit Tusche bedeckt ist. Zur Bestimmung der gesamten Temperaturänderung dieser Fläche wurde über jede Profilkurve aus (a) innerhalb dieses rechteckigen Bereichs, der zur Ermittlung der Temperaturprofile verwendet wurde, integriert. Der so erhaltene Wert „Fläche des LIT Profils“ ist in Abb. 4.19 (b) gegen die FMR-Amplitude aufgetragen. Die Höhe des FMR Signals wird bestimmt, indem der Wert der Spannung bei hohen Magnetfeldern außerhalb der Resonanz von dem Wert bei der entsprechenden Magnetfeldposition 1-11 abgezogen wird.

An dieser Stelle sollte betont werden, dass die gesamte Antenne, das heißt Bereiche mit und auch ohne Anregung, zum Messung eines FMR-Spektrums beitragen. In den LIT-Bildern ist

allerdings nicht die komplette Microstrip zu sehen, da Teile davon entweder nicht mit Tusche bedeckt sind, oder von den HF-Spitzen abgedeckt werden. Aus diesem Grund bestimmt man manche der „Fläche des LIT Profils“-Werte in Abbildung 4.19 (b) zu klein, besonders, wenn in den zugehörigen LIT-Bildern nicht der gesamte Bereich mit Anregung zu sehen ist. Dies ist zum Beispiel in Abbildung 4.12 (b)3 (rechte Seite der Microstrip) und (c)8 (linke Seite der Microstrip) besonders deutlich.

Die LIT Methode ist empfindlich genug, die Bereiche, in denen die Anregung der Spinwellen stattfindet, optisch aufzulösen. Nur anhand eines FMR-Spektrums kann man nicht unterscheiden, ob die Anregung innerhalb einer Probe homogen ist. Dies wird aber häufig angenommen und kann somit Messergebnisse verfälschen. Der Einfluss der Magnetfeldinhomogenität auf andere Experimente wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

Auswirkungen auf andere Experimente

Eine vorhandene Inhomogenität des externen Magnetfeldes hat nicht nur Auswirkungen auf das Anregungsmuster, wie es in den vorherigen Abschnitten gezeigt wurde, sondern auch auf andere Experimente. Durch die Magnetfeldinhomogenität können Werte, die man typischerweise mithilfe von FMR-Messungen bestimmt, verfälscht werden. Dazu gehören Parameter wie die effektive Sättigungsmagnetisierung $4\pi M_{eff}$, das gyromagnetische Verhältnis γ (Abschnitt 4.4.1) und auch die Linienbreite.

Bei Experimenten in einem inhomogenen Magnetfeld ist es wichtig für die Hall-Sonde, welche für die Messung des Magnetfeldes eingesetzt wird, die richtige Kalibrierung zu verwenden. Wie in Abb. 4.14 erwähnt wurde, ist der Hall-Sensor in dem Messaufbau fest verbaut und befindet sich nicht in der Probenebene. Daher muss die Hall-Sonde mithilfe einer Referenzmessung kalibriert werden. Wenn ein anderer Probenhalter verwendet wird, bei dem die Probe in einer anderen Ebene liegt, muss die Kalibrierung erneuert werden. Das Verwenden der Kalibrierung für eine „falsche“ Magnetfeldebene würde das FMR-Spektrum verschieben und dazu führen, dass die Resonanzpositionen inkorrekt bestimmt werden. Dies verfälscht die Bestimmung der Schichteigenschaften, wie zum Beispiel der effektiven Sättigungsmagnetisierung und des gyromagnetischen Verhältnisses, für die man die Position des Resonanzpeaks benötigt.

Aber auch bei der Verwendung der richtigen Kalibrierung hat die Magnetfeldinhomogenität eine Auswirkung auf die Bestimmung der Schichteigenschaften. Für eine längliche Probe bzw. einen längeren Bereich, in dem die Anregung stattfinden kann, bestimmt man in einem inhomogenen Magnetfeld die Resonanzpositionen tendenziell bei zu kleinen Feldern. Dadurch wird die Kurve $f^2(H)$ (vergl. mit Abb. 4.5) steiler, wodurch die Werte für γ und M_s verfälscht werden.

Die bisher gezeigten LIT-Messungen mit lokal begrenzter Anregung wurden mit Antennen durchgeführt, die relativ kleine Abmessungen besitzen (Abschnitt 4.2) und direkt auf die zu untersuchende YIG-Schicht prozessiert wurden. Ausgehend von der Annahme, dass der Magnetfeldbereich, in dem die Anregung stattfindet, über die Beziehung $k_{max} = 2\pi/w$ (siehe Abb. 4.15) von der Breite w des Signalleiters abhängt, sollte die Anregung für eine breitere Antenne noch stärker lokal begrenzt sein. Um diese Annahme zu überprüfen, wurden Messungen mit einem großen

koplanaren Wellenleiter durchgeführt. Im Gegensatz zu dem bisher verwendeten Aufbau (Abb. 4.4) wurden die Messungen in Abb. 4.20 mithilfe eines Zirkulators in Reflexion durchgeführt, was aber keinen Einfluss auf die Resonanzposition oder die LIT-Messung hat. Für den in Abbildung

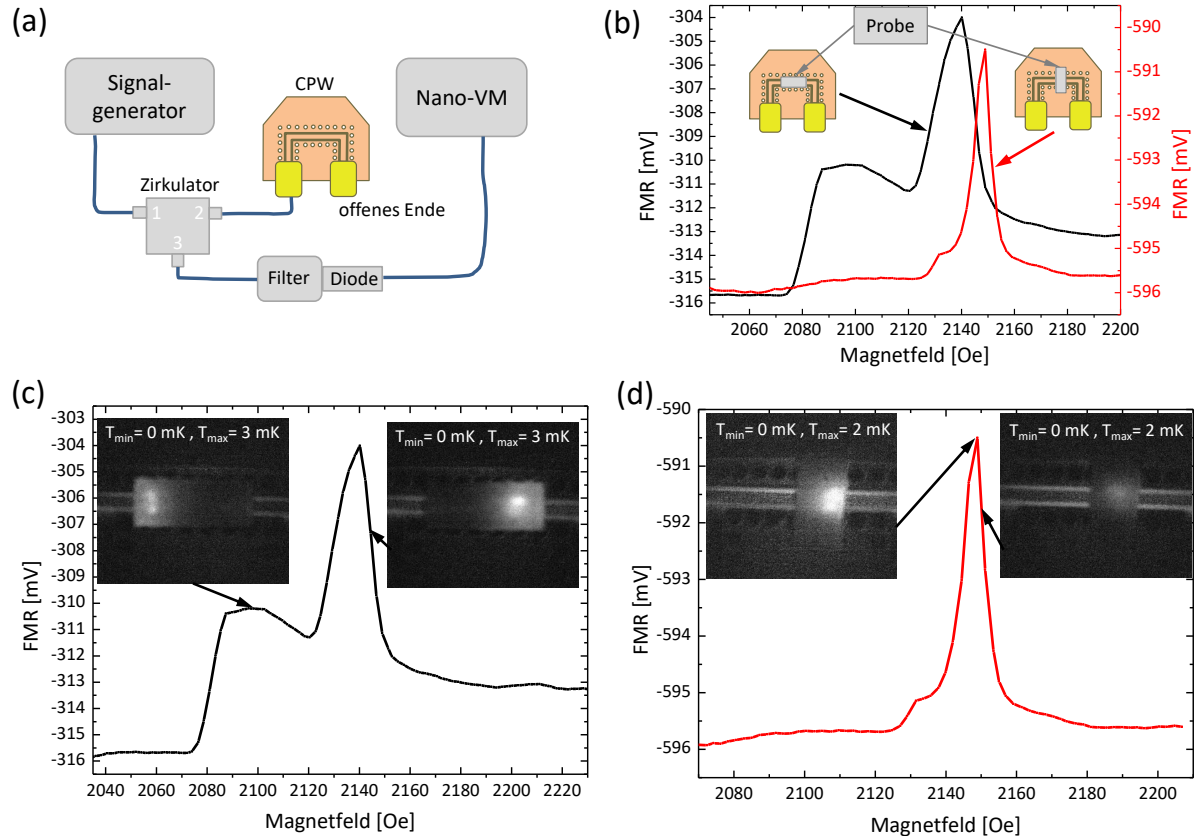


Abbildung 4.20.: Messung mit einem großen koplanaren Wellenleiter (Foto des CPW im Anhang A.1.5, Abb. A.5) und einer YIG-Probe mit einer Dicke von 100 nm und lateralen Abmessungen von ca. $2 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. Die anregende Frequenz beträgt dabei 8 GHz und die verwendete Leistung liegt bei 10 dBm. (a) Aufbau der Messung in Reflexion mithilfe eines Zirkulators. (b) Gemessene FMR Spektren für zwei unterschiedliche Ausrichtungen der Probe. Zu beachten ist hier die unterschiedliche Skalierung der y-Achse. (c) LIT-Bilder für zwei Magnetfeldpositionen, während die Probe entlang des Signalleiters ausgerichtet ist. In (d) ist die Probe quer zum Signalleiter ausgerichtet.

4.20 gezeigten Test wurde eine 100 nm dicke YIG-Schicht verwendet. Die Probe liegt auf der mit schwarzer Tusche bedeckten YIG-Seite auf dem Signalleiter und die LIT-Bilder werden durch das GGG Substrat aufgenommen. Abbildung 4.20 (b) zeigt, wie stark sich das FMR-Spektrum verändert, wenn die Probe auf dem CPW anders ausgerichtet wird. Da das externe Feld entlang des Signalleiters angelegt ist, macht sich die Magnetfeldinhomogenität stärker bemerkbar, wenn die Probe entlang des CPW ausgerichtet ist, was zu einer deutlichen Verbreiterung des FMR-Spektrums führt (Abb. 4.20 (b), schwarze Kurve). Abbildung 4.20 (c) und (d) zeigt LIT-Bilder für je zwei verschiedene Magnetfeldpositionen im FMR-Spektrum. Wie erwartet ist der Bereich, in dem die Anregung stattfindet, lokal begrenzt und verschiebt sich mit dem Wert des angelegten Magnetfeldes. Somit ist es auch bei anderen Bauformen der Antenne wichtig, die Magnetfeldinhomogenität zu berücksichtigen.

Ausblick

Die bisherigen Ergebnisse haben gezeigt, welchen Einfluss die Inhomogenität des externen Magnetfeldes auf die FMR- und die LIT-Messungen hat. Dadurch, dass die Anregung entlang der Antenne lokal stattfindet, verändert sich das FMR-Spektrum in seiner Form und auch Position und kann dadurch fehlinterpretiert werden, was die Bestimmung der Schichteigenschaften verfälscht. Es wäre also wichtig, zunächst abzuschätzen, wie inhomogen das verwendete Magnetfeld ist.

Als Ausblick wird im Folgenden vorgestellt, wie mithilfe der Lock-in Thermographie die Magnetfeldinhomogenität veranschaulicht werden kann. Dazu wurde eine Art Grid-Struktur entworfen⁸, deren Design in Abbildung 4.21 (a) zu sehen ist. Die Struktur besteht aus 25 parallelen waagerechten Streifen, die einen Bereich von $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ ergeben. Analog zu den bisher verwendeten Antennenarten beträgt die Breite dieser Streifen $80\text{ }\mu\text{m}$, wobei der Abstand zwischen den Streifen auch bei $80\text{ }\mu\text{m}$ liegt. Die Rückseite der Probe ist vergoldet und stellt die Massefläche dar. Die Verbindung zwischen den Massekontakten auf der Oberseite, die mit HF-Spitzen kontaktiert werden, und der Rückseite der Probe wurde mit Leitsilber hergestellt. Für die Messung wird das externe Magnetfeld entlang der Streifen angelegt, was der Damon-Eshbach Geometrie entspricht (Skizze in Abb. 4.21 (b)). Die Abbildung 4.21 (b) zeigt das FMR-Spektrum, welches bei einer Anregungsfrequenz von 8 GHz aufgenommen wurde. Diese Frequenz wurde gewählt, da die zugehörigen Resonanzpositionen bei relativ großen Magnetfeldern liegen und somit nach Abb. 4.16 die Magnetfeldinhomogenität sich deutlich bemerkbar machen sollte. Um diese zu veranschaulichen, wurden an den Stellen 1-12 des FMR Spektrums die in 4.21 (c) gezeigten LIT-Bilder aufgenommen.

Da sich die Antennen stark unterscheiden, konnten für die LIT-Messungen mit der Grid-Struktur nicht dieselben Parameter wie für die Messungen mit dem CPW und der Microstrip verwendet werden. Um brauchbare Ergebnisse zu erzielen, war eine höhere Anregungsleistung von 15 dBm notwendig. Dadurch musste auch die Lock-in Frequenz angepasst werden (30 Hz). Im Anhang A.1.6 sind LIT-Bilder für die Grid-Struktur gezeigt, die unter Verwendung unterschiedlicher Parameterwerte aufgenommen wurden, um den Einfluss dieser zu veranschaulichen.

Die LIT-Bilder in Abbildung 4.21 (c) zeigen deutlich, dass das externe Magnetfeld inhomogen ist. Die weißen Regionen mit Anregung entsprechen dabei einem bestimmten begrenzten Magnetfeldbereich. Die dunklen Stellen im LIT-Bild, an denen keine Anregung stattfindet, liegen außerhalb dieses Bereichs. Somit ist mithilfe der Grid-Struktur und der LIT-Messungen eine qualitative zweidimensionale Veranschaulichung der Magnetfeldinhomogenität möglich. Die Bilder machen dabei auch deutlich, dass die Inhomogenität in vertikaler Richtung (quer zur Joch-Achse) viel kleiner als in horizontaler Richtung (entlang der Joch-Achse) ist. Dies ist zum Beispiel sehr gut in Abb. 4.21 (c)6 sichtbar. Dabei ist außerdem erkennbar, dass die Probe im Magnetfeld nach links verschoben ist, da die Anregung zuerst auf der linken Seite der Antenne stattfindet. In Abbildung 4.21 (c)9 erkennt man zum Beispiel die Mitte des externen Magnet-

⁸Die Grid-Struktur wurde nach dem in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Prozess hergestellt.

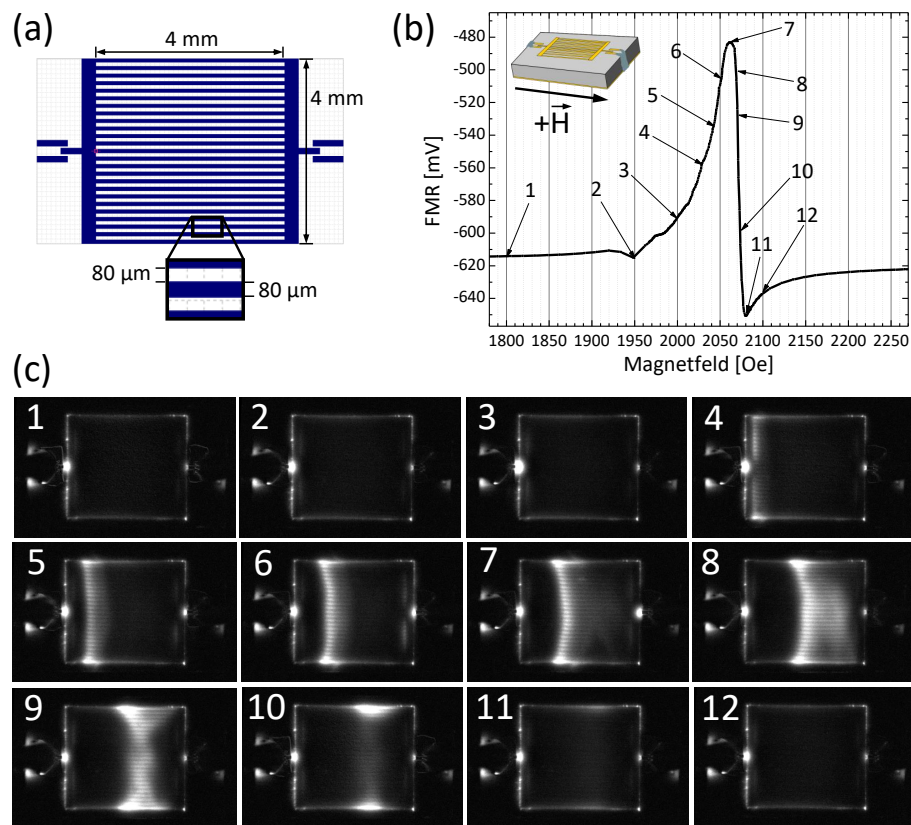


Abbildung 4.21.: Messung mit der Grid-Struktur bei 8 GHz: (a) Design der verwendeten Antenne. (b) FMR-Messung in der DEM-Geometrie bei einer Anregungsleistung von 15 dBm. (c) LIT-Bilder für die Magnetfeldpositionen 1-12, wobei schwarz eine Erwärmung von 0 mK und weiß eine Temperaturerhöhung von 3,5 mK bedeutet. Für die LIT-Messungen wurden folgende Parameter verwendet: Anregungsleistung 15 dBm, Lock-in Frequenz 30 Hz, Messzeit 20 min.

feldes.

Die LIT-Messung mit einer Grid-Struktur macht es möglich, abzuschätzen, wie stark die Inhomogenität des externen Magnetfeldes bei einer bestimmten Anregungsfrequenz ist. Dieses Wissen kann genutzt werden, um die Messbedingungen zu optimieren und den Einfluss, welchen die Magnetfeldinhomogenität auf das Experiment hat, einzuschätzen bzw. zu begrenzen. So können die LIT-Bilder in Abb. 4.21 (c) genutzt werden, um zu entscheiden, wie groß die zu untersuchende Probe sein darf und an welcher Stelle des Magnetfeldes sie platziert werden sollte, damit die Anregung innerhalb der Probe homogen ist.

Die Ergebnisse für die Grid-Struktur wurden als Ausblick vorgestellt. Um mithilfe der LIT quantitative Messungen der Magnetfeldinhomogenität durchführen zu können, sind weitere Untersuchungen notwendig. Es wäre zum Beispiel wichtig zu wissen, ob sich die einzelnen Streifen der Grid-Struktur gegenseitig beeinflussen oder welche Spinwellen genau mit dieser Art der Antenne effektiv angeregt werden. Ein abgewandeltes oder komplett anderes Design der Antenne wäre auch denkbar. So wurde zum Beispiel im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit auch eine Meander-Struktur getestet, die sich aber als ungünstig erwies. Nach den bisherigen Erkenntnissen aus Abb. 4.20 wäre es auch von Vorteil, Signalleiter mit größerer Breite zu verwenden.

den, da dadurch der Magnetfeldbereich, in dem die Anregung stattfindet, kleiner wird. Dies wird anhand der Beziehung $k_{max} = 2\pi/w_{cpw}$ [3] und der Abb. 4.15 deutlich. Somit könnte die Auflösung, welche die Grid-Struktur bei der Veranschaulichung der Magnetfeldinhomogenität liefert, mit breiteren Signalleitern verbessert werden. Einen ähnlichen Effekt hätte die Verwendung eines dünneren YIG Films, da das Band der Spinwellen mit abnehmender Schichtdicke schmaler und flacher wird (gezeigt in Abb. 2.6 (a)) und die Anregung der SW somit in einem kleineren Magnetfeldbereich stattfinden sollte (vergl. Abb. 4.15). In zukünftigen Experimenten sollte auch untersucht werden, ob andere Materialien oder Felder von Nano- bzw. Mikrostrukturen anstelle einer geschlossenen YIG-Schicht besser für eine quantitative Messung der Magnetfeldinhomogenität mithilfe der Lock-in Thermographie geeignet sind. Somit stellen die durchgeführten Untersuchungen mit der Microstrip einen ersten Schritt dar, welcher genutzt werden könnte, um einen auf der LIT basierenden Sensor zur orts aufgelösten Darstellung der Inhomogenität eines Magnetfeldes zu entwickeln.

5. Zeitaufgelöste Messungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts

Im folgenden Kapitel werden die Untersuchungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts vorgestellt. Zuerst wird ausgehend von dem aktuellen Stand der Forschung die Durchführung zeitaufgelöster Untersuchungen motiviert (Abschnitt 5.1). Für diese wurden speziellen Messstrukturen verwendet, deren Design und Prozessierung in Abschnitt 5.2 vorgestellt werden. Aus der Literatur [19, 89, 104, 142] ist bekannt, dass ein für die Messung der ac-ISHE-Spannung geeigneter Aufbau auch auf ac-Signale anderer Art empfindlich reagiert. Daher werden in Abschnitt 5.3 die erwarteten Signalbeiträge anhand einer der Messstrukturen ausführlich diskutiert. Dabei werden vor allem die Richtungen der induzierten Spannungen und das Verhalten dieser bei Magnetfeldumkehr betrachtet. Ausgehend von diesen Überlegungen wird in Abschnitt 5.4 eine Methode zum Beseitigen magnetfeldunabhängiger Beiträge vorgestellt, gefolgt von der Beschreibung des verwendeten Messaufbaus (Abschnitt 5.5). Zur Vorbereitung auf die zeitaufgelösten Untersuchungen werden für die Bestimmung des Spinwellen-Spektrums Messungen und Simulationen im Feldbereich durchgeführt (Abschnitt 5.6). Anschließend werden in dem Abschnitt 5.7 der Ablauf zeitaufgelöster Messungen und die Prozedur der Auswertung vorgestellt. Die ac-ISHE-Spannung wird gemessen, indem der YIG/Pt-Streifen von Zuleitungen kontaktiert wird. Die dabei in den Messschleifen entstehende Induktionsspannung wird mithilfe einer Referenzprobe beseitigt. Die zeitaufgelösten Messungen des ac-ISHE mit dieser Methode werden in Abschnitt 5.8 vorgestellt. Dabei wird insbesondere auf die zeitaufgelöste Magnetisierungsdynamik in Anwesenheit von Spinwellen und auf die Normierung der Signale unter Berücksichtigung des Schichtdickenunterschieds der YIG/Pt- und der Referenzprobe eingegangen. In Abschnitt 5.9 wird das zeitaufgelöste ISHE-Signal indirekt über die im anregenden CPW induzierte Spannung detektiert. Der Vorteil dabei ist, dass für diese Methode keine Referenzprobe benötigt wird. In Abschnitt 5.10 wird die beobachtete Amplitudenzunahme diskutiert und ein Ausblick für weiterführende Experimente gegeben.

5.1. Motivation und Stand der Forschung

Die Messung des inversen Spin-Hall-Effekts ist eine sehr weit verbreitete Methode, Spinströme zu detektieren. Wie in dem Abschnitt 2.6.1 beschrieben wurde, besteht die ISHE-Spannung aus einem dc und einem ac Anteil. Der dc inverse Spin-Hall-Effekt (dc-ISHE) wurde erstmals 2006 von Saito et al. [8] gemessen und seitdem vielfach untersucht. Es gibt Veröffentlichungen zum ISHE in FM/NM-Bilagen mit leitenden FM [16] und FM-Isolatoren [9–14], zum Spinpumpen in granularen Systemen [47] und Oxiden [143, 144], sowie zum ISHE in Polymeren [15, 145]. Es

gibt außerdem Veröffentlichungen zu Schichtdickenabhängigkeiten des ISHE-Signals [146–148] und zum ISHE im Zusammenhang mit anderen Effekten [102, 149], sowie über die zeitliche Entwicklung des dc-ISHE-Signals.

Der ac inverse Spin-Hall-Effekt ist hingegen bisher vergleichsweise nur wenig untersucht. Im Folgenden werden kurz die wichtigsten Veröffentlichungen vorgestellt, die es zu der ac Komponente des ISHE in einem FM/NM-Doppellagensystem gibt.

Theoretische Vorhersage des ac-ISHE

Im Jahr 2013 berechneten Jiao und Bauer [150] die ac- und dc-ISHE-Spannungen unter Berücksichtigung des Rückfluss-Spinstroms und sagten voraus, dass die ac Spannung, die entlang des Magnetfeldes generiert wird, viel größer als die dc Spannung ist.

Messung des ac-ISHE Signals

Im Jahr 2014 wurde die ac-ISHE-Spannung erstmals von Wei et al. [19] gemessen. Sie zeigten, dass das ac Signal etwa 12 mal größer ist, als das mit dem selben Bilagen-System gemessene dc Signal, obwohl mit dem verwendeten Aufbau nur ca. 33 % des ac-ISHE Signals detektiert werden können. In Analogie zu den FMR-Messungen im Feldbereich (vergl. Abschnitt 3.1.1) wurde das ac-ISHE Signal in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld detektiert. Die Messung fand dabei mit einem Leistungsmessgerät oder mithilfe einer Diode und eines Lock-In Verstärkers statt. Durch diese Messmethode gehen die zeitabhängigen Informationen des ac-ISHE-Signals verloren, so dass man nur die Amplitude, aber nicht die Phase der ac-ISHE-Spannung messen kann. Wei et al. zeigten aber, dass die Form des ac-ISHE Peaks von der Phasenbeziehung zwischen dem ISHE-Signal und dem hochfrequenten Untergrund abhängig ist. Die Autoren der Veröffentlichung beschäftigten sich auch mit den parasitären Signalen, die bei der Messung der ac-ISHE Spannung eine Rolle spielen. Laut Wei et al. ist das Messsignal eine Überlagerung von einem magnetfeldunabhängigen hochfrequenten Untergrund, dem eigentlichen ac-ISHE-Signal und einem induktiven Beitrag. Durch eine Vergleichsmessung mit Py/Cu wurde festgestellt, dass der Beitrag durch die Induktion bei dem ac-ISHE-Signal in Py/Pt ca. 5% beträgt. Nähere Informationen zu den ac-ISHE-Messungen sind in der Dissertation von M. Obstbaum [73] zu finden, der einer der Co-Autoren des oben erwähnten Artikels [19] war.

Phasen-sensitive Messung des ac-ISHE Signals

Etwas später im Jahr 2014 stellten Weiler et al. [89] eine Phasen-sensitive Methode für die Messung des ac-ISHE vor. Das spezielle Design der Messstruktur enthielt neben dem Py/NM-Bilayer auch eine Struktur aus Kobalt-Eisen (CoFe). Durch die hohe Symmetrie des CPW zur Detektion (DCPW) fand so gut wie kein Übersprechen der HF-Anregung auf den DCPW statt. Die Messung wurde gleichzeitig an zwei verschiedenen Kontakten mit einem Vektor Netzwerk Analysator (VNA) bei der cw Anregung mit einer festen Frequenz durchgeführt. An einem der Kontakte wurde nur das induktive Signal und an dem anderen Kontakt das induktive Signal zusammen mit der ac-ISHE-Spannung detektiert. Durch einen Fit an die gemessenen Spektren konnten Weiler *et al.* quantitativ neben der Amplitude auch die Phase des ISHE-Signals bestimmen.

Messung des ac-ISHE-Signals mit parametrischer Anregung

Im Jahr 2013 veröffentlichten Hahn et al. [142] einen Artikel über die Messung des ac-ISHE in

einem YIG/Pt Bilayer unter parametrischer Anregung der Ferromagnetischen Resonanz. Bei einer elliptischen Präzession der Magnetisierung kann durch das Anlegen einer Anregung mit der Frequenz f_p entlang des externen Magnetfeldes ab einer bestimmten Leistung die ferromagnetische Resonanz bei der halben Frequenz $f_p/2$ angeregt werden. Laut Hahn et al. kann dadurch das störende Übersprechen der anregenden Frequenz auf die Messung des ac-ISHE Signals bei $f_p/2$ vermieden werden. Nach der Veröffentlichung dieser Ergebnisse haben Weiler et al. in einem Kommentar [104] zu dem Artikel darauf hingewiesen, dass auch unter parametrischer Anregung der Beitrag der Induktion zu dem ac Signal berücksichtigt werden muss. Die zu erwartende Induktionsspannung ist dabei zwei Größenordnungen höher als das von Hahn et al. detektierte ac Signal und ist somit wahrscheinlich die Ursache für die gesamte gemessene Spannung. In einer Antwort [151] auf den Kommentar [104] haben Hahn et al. vermutet, dass in der Probe auch noch uncharakterisierte räumlich inhomogene Spinwellen angeregt werden, die eine quantitative Auswertung des gemessenen Signals verhindern.

Artikel	Methode	Ergebnis
Jiao und Bauer [150]	theoretische Berechnung	Berechnung der ac und dc Spannung Vorhersage: Detektion der ac Spannung (U_{ac}) entlang des Magnetfeldes \vec{H} und $U_{ac} > U_{dc}$
Wei et al. [19]	cw Anregung	ac-ISHE Spektrum als Funktion des Magnetfeldes + Induktion berücksichtigt Resultat: Amplitude des ac-ISHE Signals
Weiler et al. [89]	Phasen-sensitive Messung mit cw Anregung	gleichzeitige Detektion der Induktionsspannung und des ac-ISHE für Probe und Referenz als Spektrum in Abhängigkeit des Magnetfeldes Resultat: Amplitude und Phase des ac-ISHE Signals
Hahn et al. [142]	parametrische Anregung (mit cw Signal)	Überlagerung der Induktionsspannung [104] und des ac-ISHE, sowie Anregung inhomogener Spinwellen [151] verhindern eine quantitative Auswertung des gemessenen Signals

Tabelle 5.1.: Übersicht der im Haupttext genannten Untersuchungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts in FM/NM Bilagen.

Die Tabelle 5.1 fasst die oben beschriebenen Untersuchungen des ac-ISHE zusammen¹. Diese Experimente verbindet die Tatsache, dass die Probe mit einer kontinuierlichen Mikrowelle (engl. „continuous wave“, cw) angeregt und die Amplitude der resultierenden Hochfrequenz in Abhängigkeit von dem angelegten Magnetfeld gemessen wurde. Im Grunde entspricht diese Methode von der Idee her der FMR-Messung im Feldbereich (vergl. mit Abschnitt 3.1.1). Dabei wird die Amplitude eines HF-Signals² nach Erreichen eines stationären Zustandes nach einer gewissen Zeit gemessen. Somit entspricht auch die von Weiler et al. [89] berechnete Phase des ac-ISHE einer Phase nach Erreichen eines stationären Zustandes.

¹Als Ergänzung sollten folgende Arbeiten, die sich mit hochfrequenten Spinströmen beschäftigen, erwähnt werden: [152–154]

²Im Fall der Untersuchungen aus Tabelle 5.1 stammt das HF-Signal vom ac-ISHE, bzw. von der Induktionsspannung

Die bisher verwendeten Messmethoden bieten also keinen Zugang zu der Information, was direkt nach dem Einschalten der Anregung passiert. Daher sollte im Rahmen der vorliegenden Dissertation eine Methode für die zeitlich aufgelöste Messung des ac inversen Spin-Hall-Effekts entwickelt werden. Dabei sind folgende Punkte besonders interessant:

- Wie sieht das ISHE-Signal am Anfang direkt nach dem Einschalten der Anregung aus?
- Gibt es einen Versatz zwischen dem ac-ISHE- und dem FMR-Signal? Jungfleisch et al. [155] haben 2011 gezeigt, dass die dc-ISHE-Spannung langsamer ansteigt und abfällt als das FMR Signal der uniformen Mode, durch die es hervorgerufen wird. Ist dies auch beim ac-ISHE der Fall?
- Wie ändern sich das ac-ISHE und das FMR Signal in Anwesenheit von Spinwellenmoden?

Die bisherigen Veröffentlichungen [19, 89, 104, 142, 150] haben gezeigt, wie wichtig es ist, andere hochfrequente Signale bei der Messung des ac-ISHE zu berücksichtigen. In der vorliegenden Arbeit wird die Untersuchung des zeitlichen Verlaufs des ac-ISHE mithilfe eines YIG/Pt-Bilayers durchgeführt. Um den dabei gemessenen Beitrag durch die Induktionsspannung abzuschätzen, wird zusätzlich eine YIG/Cu/Ti-Referenzprobe verwendet. Der inverse Spin-Hall-Effekt in Kupfer ist aufgrund der schwachen Spin-Bahn Kopplung vernachlässigbar klein [19], sodass das mit dieser Referenzprobe gemessene Signal durch die Induktionsspannung zustande kommt.

Der Herstellungsprozess beider Proben wird in Abschnitt 5.2 vorgestellt. Um das hochfrequente Übersprechen zu beseitigen, wird ein geeignetes Probendesign (Abschnitt 5.2.1) und eine spezielle Messprozedur (Abschnitt 5.4) verwendet.

5.2. Probenherstellung

Für die zeitaufgelöste Messung des ac inversen Spin-Hall-Effekts wurden verschiedene Proben hergestellt. Dabei handelte es sich sowohl um Testproben, die zur Optimierung des Herstellungsprozesses notwendig waren, als auch um Proben, an denen zeitaufgelöste Messungen durchgeführt wurden. Mithilfe der Erfahrungen aus den Experimenten und den Simulationen wurde entschieden, welches Probendesign besser geeignet ist, um den ac-ISHE zu untersuchen. Das Design dieser Messstrukturen wird in Abschnitt 5.2.1 vorgestellt. Der Herstellungsprozess der beiden Proben (YIG/Pt und YIG/Cu/Ti), deren Ergebnisse in dieser Arbeit vorgestellt werden, ist in Abschnitt 5.2.2 erläutert.

5.2.1. Design der Messstruktur

Die Strukturen, die im Folgenden vorgestellt werden, sind so geplant, dass sie verschiedene Kriterien erfüllen, die die Messung des ac-ISHE ermöglichen und sich an die Gegebenheiten des verwendeten Messplatzes (wie zum Beispiel die Anzahl der Messspitzen und die Magnetfeldinhomogenität) anpassen.

Abbildung 5.1 zeigt einen Teil der Messstrukturen, mit deren Hilfe der inverse Spin-Hall-Effekt

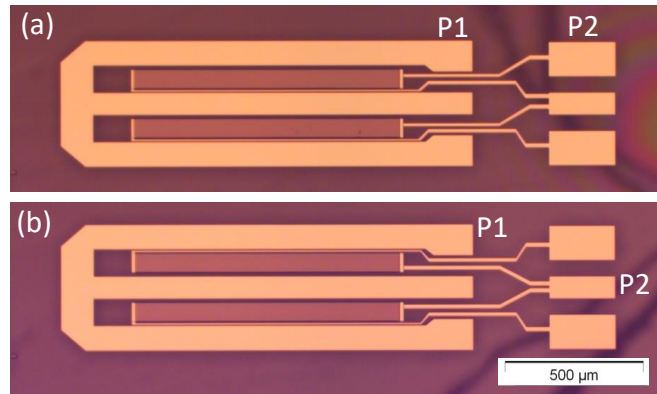


Abbildung 5.1.: Mikroskopaufnahmen der hergestellten Messstrukturen. Für beide Strukturen findet die Anregung an den Kontakten P1 und die Messung des inversen Spin-Hall-Effekts an P2 statt. (a) Messstruktur mit zwei YIG/Metall Streifen jeweils im Gap des CPW und einem asymmetrischen Verlauf der Zuleitungen (dazu ist zu beachten, welche Seite des jeweiligen Streifens mit der mittleren Kontaktfläche bei P2 verbunden ist). (b) Messstruktur mit zwei YIG/Metall Streifen jeweils im Gap des CPW und einem symmetrischen Verlauf der Zuleitungen (jeweils die rechte Seite der Streifen ist mit dem Signalleiter an P2 verbunden).

untersucht wurde. Die zu diesen Strukturen gehörenden Ergebnisse werden im weiteren Verlauf der Arbeit vorgestellt. Die Ergebnisse anderer Messstrukturen werden, falls für die Untersuchung wichtig, im Anhang gezeigt.

Die Präzession der Magnetisierung im YIG-Streifen wird mithilfe eines koplanaren Wellenleiters (CPW) angeregt. Dabei findet an den Kontakten P1 (Abb. 5.1) sowohl die Anregung, als auch die Messung der ferromagnetischen Resonanz statt³. Für beide Messstrukturen (Abb. 5.1) befindet sich jeweils ein YIG/Metall-Streifen im Gap des CPW. Wie später gezeigt wird, kann dadurch ein höheres ISHE-Signal gemessen und manche Signale kompensiert werden. Zur Messung des ISHE (an P2) werden die YIG/Metall-Streifen von Zuleitungen kontaktiert. Für die Messstrukturen wurden zwei unterschiedliche Varianten für den Verlauf der Zuleitungen gewählt: asymmetrisch (Abb. 5.1, (a)) und symmetrisch (Abb. 5.1, (b)). Welche Auswirkungen der jeweilige Verlauf der Zuleitungen auf das gemessene Signal hat, wird in Abschnitt 5.4 erläutert.

Das Design der asymmetrischen (a) und der symmetrischen Struktur (b) ist, bis auf den Verlauf der Zuleitungen, identisch. Für beide Messstrukturen sind die YIG/Metall-Streifen gleich groß und haben Abmessungen von $70\ \mu\text{m} \times 1\ \text{mm}$. Das CPW-Design der beiden Messstrukturen unterscheidet in keinem Punkt. Die Signalleiter der in Abb. 5.1 gezeigten CPW haben die eine Breite von $80\ \mu\text{m}$. Das Gap, also der Abstand zwischen Signalleiter und der jeweiligen Massefläche, beträgt $100\ \mu\text{m}$. Diese Abmessungen wurden so gewählt, damit die Impedanz des CPW nah an $50\ \text{Ohm}$ liegt, was mit dem frei verfügbaren Programm „TX-LINE“ [70] überprüft wurde.

³Details zum gesamten Messaufbau sind in 5.5 erläutert.

5.2.2. Prozessierung der Proben

Bei den beiden Proben handelte es sich um 5 mm × 8 mm großen Stücke eines kommerziell erworbenen YIG-Wafers (Firma Matesy [129]), der mittels Flüssigphasenepitaxie auf einem GGG Substrat hergestellt wurde (Dicke nominell 200 nm). Bedingt durch das Herstellungsverfahren befindet sich die YIG-Schicht auf beiden Seiten des Substrats. Um eventuelle Effekte durch die Rückseite der Probe auszuschließen, wurde die darauf befindliche YIG-Schicht durch Abschleifen entfernt. Die darauffolgenden Prozessschritte werden in den nächsten Abschnitten beschrieben. Nach jedem Prozessschritt findet für alle Proben eine optische Kontrolle am Mikroskop und, falls sinnvoll, eine Schichtdickenmessung am Profilometer (Dektak) statt, um den Prozess zu dokumentieren und mögliche Fehler zu erkennen. Die häufige Kontrolle ermöglicht es, rechtzeitig Anpassungen des Prozesses vorzunehmen oder falls notwendig, den gesamten Prozessschritt zu wiederholen, wenn der Fehler sich nicht anders korrigieren lässt.

YIG/Pt-Probe

Der Herstellungsprozess der YIG/Pt-Probe ist schematisch in Abbildung 5.2 dargestellt, wobei folgende Schritte durchlaufen wurden:

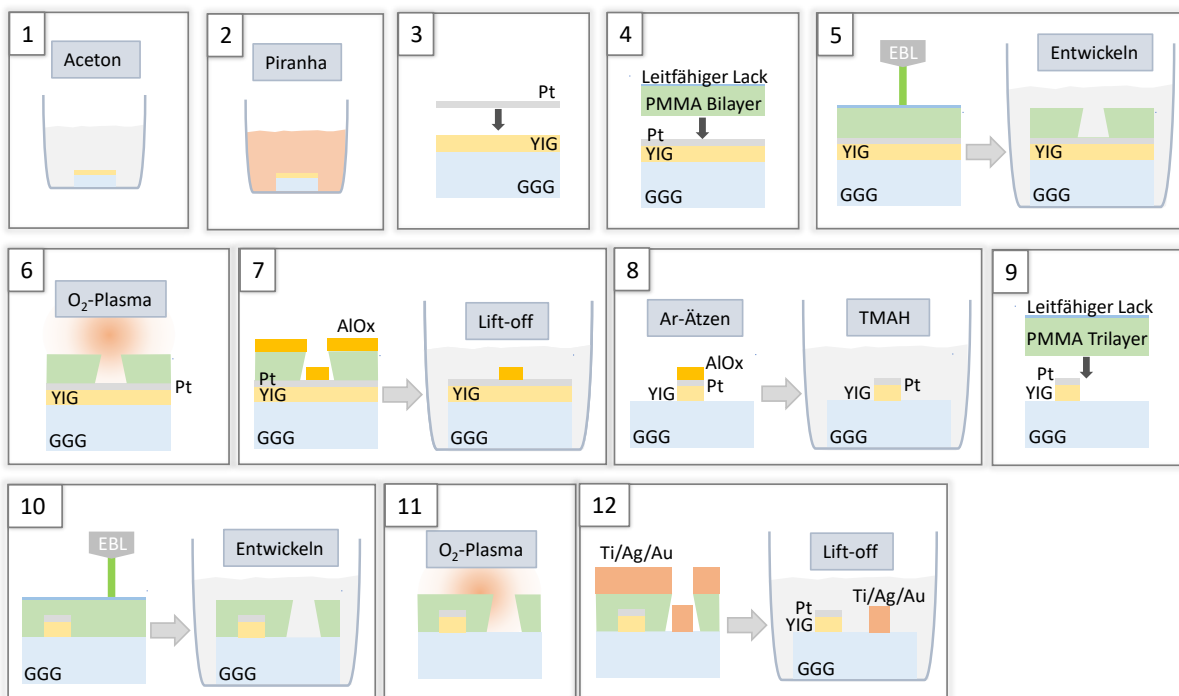


Abbildung 5.2.: Schematische Darstellung des Herstellungsprozesses der YIG/Pt-Probe. Das Design und die Abmessungen der so hergestellten Messstrukturen sind in Abschnitt 5.2.1 beschrieben.

1. Reinigung der Probe nach dem Abschleifen der Rückseite: in Aceton bei 85°C, anschließend in Isopropanol (IPA) im Ultraschallbad (US).
2. Reinigungsschritt zum Verbessern der YIG/Pt-Grenzfläche: Das Spinpumpen hängt sehr stark von der Qualität der YIG/Pt-Grenzfläche ab. Daher wird ein spezieller Reinigungs-

schritt für 10 min in „Piranha“ durchgeführt, um die Grenzfläche zu verbessern [12, 23]. Piranha ist eine Mischung aus Schwefelsäure H_2SO_4 und Wasserstoffperoxid H_2O_2 im Verhältnis 4:1 in dem hier verwendeten Verfahren. Danach wird die Probe in deionisiertem Wasser (DIW) im Ultraschallbad gereinigt, mit DIW gespült, mit Stickstoff (N_2) und anschließend auf der Heizplatte (HP) für 1 min bei $120^\circ C$ getrocknet.

3. Sputtern⁴ von 10 nm Platin.
4. Belacken der Probe: zuerst wird die Probe für 4 min bei $160^\circ C$ auf die Heizplatte gelegt, dieser Schritt dient als Haftvermittler. Anschließend wird mit einer Lackschleuder (engl. „Spincoater“) ein Doppellagensystem (Bilayer) aus zwei PMMA (Polymethylmethacrylat)-Schichten mit jeweils verschiedenen Molgewichten (600k und 950k) [134] aufgetragen. Die Dicke der Lackschicht hängt dabei von der Rotationsgeschwindigkeit des Spincoaters ab. Der in diesem Schritt hergestellte Bilayer war ca. 340 nm dick. Nach dem Auftragen der einzelnen PMMA-Schichten wird die Probe auf der Heizplatte bei $160^\circ C$ (für 600k) bzw. $140^\circ C$ (für 950k) getrocknet. Da YIG ein Isolator ist, was aufgrund von Aufladungseffekten die Elektronenstrahlolithographie erschwert, wird als letzten Schritt ein leitfähiger Lack aufgetragen („SX AR-PC 5000/90.2a“, trocknen 5 min auf der HP bei $105^\circ C$).
5. Elektronenstrahlolithographie (engl. „Electron Beam Lithography“, EBL): in diesem Schritt werden die späteren YIG/Pt-Streifen (siehe Design in Abb. 5.1) und die Marken, die zum Ausrichten des zweiten EBL-Schritts (Punkt 10) benötigt werden, belichtet. Das Grundprinzip der EBL wurde in dem Abschnitt 4.2.2 erwähnt, Details sind in der Literatur ([131–133]) zu finden. Die für diese Belichtung verwendete Flächendosis beträgt $700 \mu C/cm^2$ (Beschleunigungsspannung 30 kV, Blende 30 μm , Strahlstrom 224 pA). Nach dem Belichten wird zunächst die leitfähige Schicht mit DIW entfernt und die Probe anschließend in IPA entwickelt (60 s IPA + 3 kurze US Stöße, 60 s DIW).
6. Das Reinigen der Probe mit Sauerstoff-Plasma (in diesem Fall: 0,5 min, 33% Leistung) vor dem Aufbringen einer Metallschicht verbessert die Haftung, da Verunreinigungen und auch die nach dem Entwickeln verbleibenden Monolagen PMMA entfernt werden. Aber auch in den nicht entwickelten Bereichen wird Lack abgetragen. Dies sollte bereits in dem Schritt 4 berücksichtigt werden, damit der anschließende Lift-off (Schritt 7) funktioniert.
7. Aufdampfen von 215 nm Al_2O_3 (Aluminiumoxid, kurz: AlOx) mittels eines Elektronenstrahlverdampfers. Anschließend: Lift-off in Aceton bei $85^\circ C$, US, spülen in IPA, trocknen mit Stickstoff (N_2).
8. Argon-Ätzen, wobei das AlOx als Ätzmaske dient. Das zu entfernende YIG wird bei diesem Verfahren physikalisch mit Argonionen geätzt. Dabei wird das abgetragene Material mithilfe eines Sekundärionenmassenspektrometers detektiert, wodurch ein Ätzprofil erstellt

⁴ Details zur verwendeten Sputterkammer und Argon-Ätzanlage, incl. Fotos der Anlage und der Beschreibungen des Aufbaus sind in der Dissertation von J. Kleinlein [26] zu finden. Dr. Kleinlein hat in derselben Fachgruppe promoviert und sich während seiner Dissertation mit der Planung und dem Aufbau der genannten UHV-Anlagen beschäftigt.

werden kann. Details zu der verwendeten Argon-Ätzanlage sind in [26] zu finden. Um sicherzustellen, dass die gesamte YIG-Schicht, bis auf die von AlO_x abgedeckten Bereiche, entfernt wurde, wird nach dem Erscheinen des Peaks für das Substrat im Spektrum des Sekundärionenmassenspektrometers für 30 s weiter geätzt. Anschließend wird die AlO_x-Ätzmaske mit 2,38%-igem TMAH (Tetramethylammoniumhydroxid⁵) entfernt (TMAH für 10 min bei 50°C, 1 min DIW, mit DIW spülen und mit N₂ trocknen).

9. Belacken der Probe: PMMA-Trilayer (600k, 600k, 950k) mit einer Gesamtdicke von ca. 545 nm. Analog zu Schritt 4 wird die Probe vor dem Auftragen der PMMA-Schichten kurz bei 160°C auf die Heizplatte gelegt. Das Ausbacken der einzelnen PMMA-Schichten findet auf der HP bei 160°C (für 600k) bzw. 140°C (für 950k) statt. Nach dem PMMA-Trilayer wird analog zu Punkt 4 ein leitfähiger Lack aufgetragen.
10. EBL: Belichten der Antennen und Zuleitungen mit einer Flächendosis von 650 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ (Beschleunigungsspannung 30 kV, Blende 30 μm , Strahlstrom 218 pA). Nach dem Belichten wird zunächst die leitfähige Schicht mit DIW entfernt und die Probe anschließend in IPA entwickelt (60 s IPA + 3 kurze US Stöße, 60 s DIW). Nach einer Kontrolle am Mikroskop wurde die Probe für 5 s nachentwickelt.
11. O₂-Plasma (1,5 min, 33% Leistung).
12. Aufdampfen der Antennen (CPW) und Zuleitungen (10 nm Ti/250 nm Ag/50 nm Au) und anschließender Lift-off in Aceton bei 85°C, US, spülen in IPA, US in IPA, spülen mit IPA, trocknen mit Stickstoff (N₂).

Wie nach jedem Schritt in der Abb. 5.2 wird auch als abschließender Prozessschritt eine Kontrolle am Mikroskop durchgeführt. Dabei wird überprüft, ob zum einen der Lift-Off Prozess funktioniert hat, das heißt, der gesamte Lack mit der darauf befindlichen Metallschicht entfernt wurde. Zum anderen wird durch die optische Kontrolle sichergestellt, dass keine Kurzschlüsse verursacht wurden.

YIG/Cu/Ti-Probe

Der Herstellungsprozess der Referenzprobe (YIG/Cu/Ti) ist in Abbildung 5.3 schematisch dargestellt. Dabei werden die gleichen Messstrukturen wie für die YIG/Pt-Probe prozessiert, mit dem Unterschied, dass anstelle der Pt-Schicht Cu/Ti verwendet wird, wodurch sich manche Prozessschritte ändern.

Als Erstes findet analog zu der YIG/Pt-Probe (Abb. 5.2, 1) ein allgemeiner Reinigungsschritt in Aceton statt. Auf die Reinigung in Piranha wird bei der Referenzprobe bewusst verzichtet, da hier ein möglichst kleines ISHE-Signal gewünscht ist. Nach der Reinigung wird die Probe für 2 min bei 90°C auf eine Heizplatte (HP) gelegt und anschließend ein Haftvermittler („AR300-80“, HP für 3 min bei 180°C) und ein optischer Lack („AR-U 4040 uralt“ [156], HP für 10 min bei 90°C) aufgetragen. Die Belichtung der Probe (Abb. 5.3, 3) findet mittels eines maskenlosen

⁵Herstellerbezeichnung: AZ 726 MIF

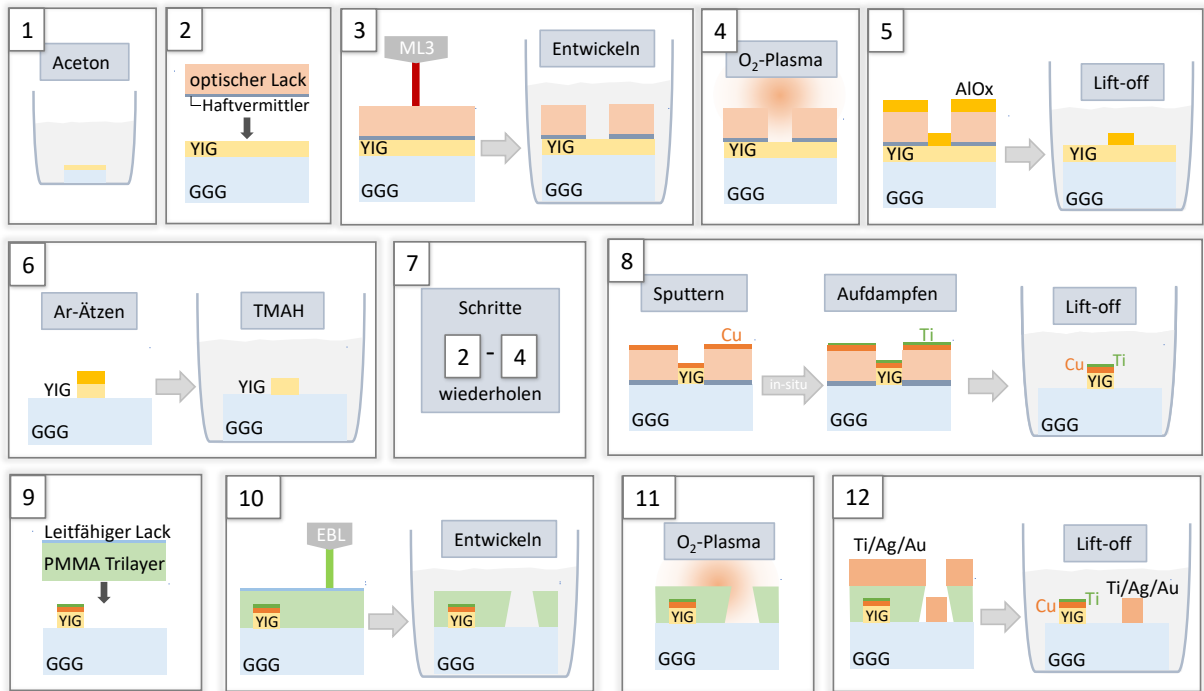


Abbildung 5.3.: Schematische Darstellung des Herstellungsprozesses der YIG/Cu/Ti-Probe. Das Design und die Abmessungen der so hergestellten Messstrukturen sind in Abschnitt 5.2.1 beschrieben.

Lithographie-Systems statt (MicroWriter ML3 von Durham Magneto Optics (DMO))[157], wobei die zukünftigen YIG-Streifen und Marken für weitere Lithographie-Schritte definiert werden. Anschließend wird die Probe mit einer Mischung aus dem Entwickler AR 300-26[158] und deionisiertem Wasser (DIW) im Verhältnis 1 zu 3 entwickelt. Nach der Reinigung im Sauerstoffplasma (Abb. 5.3, 4) wird eine 191 nm dicke AIOx-Schicht aufgedampft, die nach dem Lift-off (5) als Ätzmaske für das Argon-Ätzen (6) dient. Anschließend wird die verbleibende AIOx-Maske mit TMAH entfernt. Im Fall der YIG/Pt-Probe (Abb. 5.2) wurde die YIG-Schicht inklusive Platin geätzt, um die YIG/Pt-Streifen zu erhalten. Bei der Referenzprobe war dies nicht möglich, da das Kupfer durch TMAH angegriffen wird. Deswegen wurden zuerst, wie beschrieben, die YIG-Streifen prozessiert. Für einen zweiten Lithographie-Schritt werden die Punkte 2-4 (Abb. 5.3) wiederholt und anschließend nominell 10 nm Kupfer gesputtert. Zum Schutz der Cu-Schicht vor Oxidation und vor einer Reaktion mit dem PMMA werden in-situ nominell 3 nm Titan aufgedampft. Nach einem erfolgreichen Lift-Off ist die Herstellung der YIG/Cu/Ti-Streifen abgeschlossen. In den Schritten 9-12 werden analog zu der YIG/Pt-Probe die Antennen und die Zuleitungen mittels Elektronenstrahl-Lithographie prozessiert.

5.3. Vorüberlegungen zu den Signalbeiträgen für die asymmetrische Messstruktur

Die Schwierigkeit der Messung des ac inversen Spin-Hall Signals besteht darin, dass ein für das Experiment geeigneter Messaufbau gleichzeitig auch induktive Signale detektiert. Erschwerend kommt hinzu, dass diese induzierten Spannungen die selbe Frequenz, wie das gesuchte ac-ISHE Signal haben, da sie durch den koplanaren Wellenleiter und die präzedierende Magnetisierung hervorgerufen werden. Um also zu entscheiden, ob es sich bei dem gemessenen Signal tatsächlich um die Spannung handelt, die durch den ac inversen Spin-Hall-Effekt erzeugt wird, muss man verstehen und berücksichtigen, welche Beiträge zum Signal für die verwendete Messstruktur zu erwarten sind.

Wie in Abschnitt 2.6.2 beschrieben wurde, gilt der Vorzeichenwechsel des Signals bei Umkehr des externen Magnetfeldes als Signatur des inversen Spin-Hall-Effekts und hilft somit den ISHE von anderen Effekten zu unterscheiden. Daher muss auch das Verhalten aller Signalbeiträge bei Magnetfeldumkehr untersucht werden, um zu entscheiden, ob diese mit dem inversen Spin-Hall-Effekt verwechselt werden können.

Durch das Anlegen von HF-Pulsen an den koplanaren Wellenleiter (CPW, Kontakte P1) wird um den CPW ein hochfrequentes Magnetfeld $\vec{h}(t)$ erzeugt. Dieses regt zum einen die Magnetisierung im YIG-Streifen zur Präzession an und zum anderen induziert es eine Spannung in dem Messkreis, der aus dem YIG/NM-Streifen und den Zuleitungen besteht. Die präzedierende Magnetisierung wiederum induziert eine Spannung in dem CPW, die als FMR Signal an den Kontakten P1 gemessen werden kann. Aber auch an den Kontakten P2 kann durch die Induktion das Signal der präzedierenden Magnetisierung detektiert werden. Bei der asymmetrischen Messstruktur (Abb. 5.1, (a)) wird die ac-ISHE Spannung an den Kontakten P2 gemessen. Diese genannten Beiträge sind aus der Literatur bekannt und wurden auch in den bisherigen Veröffentlichungen berücksichtigt [19, 89, 104]. Es wäre aber auch möglich, dass das hochfrequente ac-ISHE Signal in dem anregenden CPW eine Spannung induziert, so dass das gesuchte ac Signal auch an den Kontakten P2 messbar wird. Zusammenfassend sind folgende Beiträge zum detektierten Signal an den Kontakten P2 zu erwarten:

- ein großes Hintergrundsignal, welches als Übersprechen bezeichnet und durch das Anregungsfeld des CPW induziert wird (Abschnitt 5.3.1),
- ein induktives Signal, welches durch die präzedierende Magnetisierung hervorgerufen wird (Abschnitt 5.3.2)
- und das ac-ISHE Signal (Abschnitt 5.3.3).

An den Kontakten P1 (CPW) sind dabei folgende Beiträge zu erwarten:

- ein induktives Signal, welches durch die präzedierende Magnetisierung hervorgerufen wird (Abschnitt 5.3.2) und der herkömmlichen FMR-Messung mit einem CPW entspricht,
- ein durch den ac-ISHE induziertes Signal (Abschnitt 5.3.3).

Die oben genannten Signale sind sozusagen Beiträge „1. Ordnung“, da diese sich direkt aus der Anregung, der Magnetisierungsdynamik und dem ac-ISHE ergeben und dadurch auch den größten Anteil am gemessenen Signal haben. Im Folgenden wird auf diese Beiträge „1. Ordnung“ an den Kontakten P1 und P2 eingegangen, wobei sowohl das Vorzeichen der Signale, als auch das Verhalten bei Magnetfeldumkehr „hergeleitet“ werden. In Abschnitt 5.3.4 werden weitere Signalbeiträge und mögliche Effekte diskutiert, die zum Beispiel als Konsequenz oben genannter Beiträge entstehen können. Diese Signale „2. Ordnung“ liefern nur einen kleinen Beitrag, können aber bei einem empfindlichen Aufbau dennoch messbare Effekte verursachen. Die Überlegungen in den nächsten Abschnitten sind sehr wichtig, um das detektierte Signal zu verstehen und werden daher ausführlich und möglichst anschaulich beschrieben.

5.3.1. Induktives Übersprechen an P2

Den größten Anteil am gemessenen Signal an den Kontakten P2 macht der hochfrequente Hintergrund aus, der durch sogenanntes Übersprechen (engl. „crosstalk“) verursacht wird. In Abb. 5.4 ist das Prinzip des induktiven Übersprechens schematisch dargestellt. Durch den Stromfluss \vec{I}_{CPW} im koplanaren Wellenleiter (CPW) wird das hochfrequente Anregungsfeld $\vec{h}(t)$ der Frequenz f (hier: 4 GHz) erzeugt. Wird dabei für die Zeitabhängigkeit des Stroms einen sinusförmigen Verlauf angenommen, dann ist aufgrund von $h \propto I_{CPW}$ (Abschnitt 2.3.1) auch der Verlauf von $h(t)$ proportional zu $\sin(2\pi \cdot 4 \text{ GHz} \cdot t)$.

Die jeweiligen NM-Schichten mit den zugehörigen Zuleitungen stellen zwei Leiterschleifen dar.

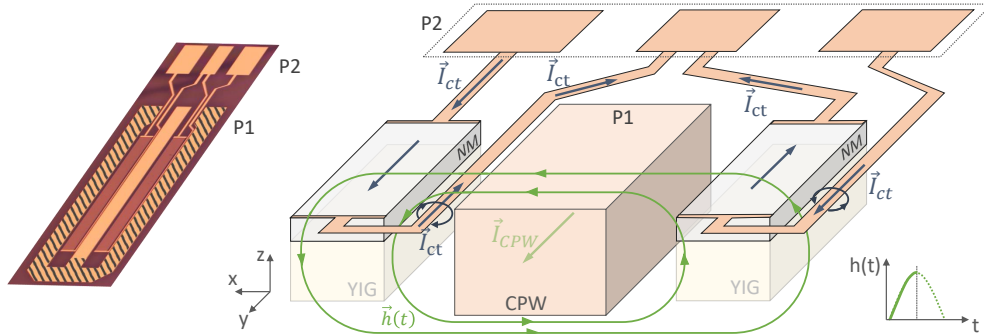


Abbildung 5.4.: Schematische Darstellung des induktiven Übersprechens am Beispiel der asymmetrischen Messstruktur. Der schraffierte Bereich in dem Foto der Struktur ist in der nebenstehenden Skizze nicht dargestellt. Die jeweilige NM-Schicht zusammen mit den zugehörigen Zuleitungen stellt eine Leiterschleife dar. Durch das hochfrequente Anregungsfeld des CPW (hier ist nur ein Teil des Signalleiters dargestellt) wird in den beiden Leiterschleifen eine Spannung induziert. Diese ist dabei unabhängig von dem angelegten Magnetfeld.

Diese befinden sich, wie in Abb. 5.4 zu sehen ist, in dem sich zeitlich ändernden Magnetfeld des CPW, wodurch in beiden Leiterschleifen eine Spannung induziert wird. Diese ist nach Gl. 2.41 proportional zur zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses ($U_{ind} \propto \frac{d\Phi}{dt}$) und damit zur zeitlichen Änderung des Anregungsfeldes $h(t)$. Die Frequenz des induzierten Signals entspricht dabei der Anregungsfrequenz f . Da bei einer Hochfrequenz sich das Vorzeichen des Signals ständig ändert, betrachten wir für alle nachfolgenden Überlegungen das erste Viertel der HF-Periode, wie es im $h(t)$ -Diagramm unten rechts in Abb. 5.4 skizziert ist. Während dieses Viertels nimmt

die Stärke des Anregungsfeldes $h(t)$ zu, wobei es innerhalb der linken Leiterschleife nach unten und innerhalb der rechten Leiterschleife nach oben gerichtet ist. Nach der Lenz'schen Regel ist der induzierte Strom so gerichtet, dass das durch ihn hervorgerufene Magnetfeld (in Abb. 5.4 eingezeichnet um die Zuleitungen auf beiden Seiten) seiner Ursache entgegenwirkt. Die Ursache für die Induktion ist in dem betrachteten Beispiel die zeitliche Änderung, genauer gesagt die Zunahme des anregenden Feldes $\vec{h}(t)$. Das induzierte Magnetfeld um die Leiterschleifen muss also so gerichtet sein, dass es der Zunahme von $\vec{h}(t)$ entgegenwirkt. Daraus ergibt sich die Richtung des induzierten Stroms \vec{I}_{ct} nach der Rechte-Faust-Regel: zeigen die Finger der Faust der rechten Hand in Richtung des induzierten Magnetfeldes, dann gibt der Daumen die Richtung des induzierten Stroms \vec{I}_{ct} (von + nach -) an. Das Übersprechen ist unabhängig von dem angelegten Magnetfeld und bleibt somit unverändert, wenn das externe Feld das Vorzeichen ändert. Die Größenordnung des erwarteten Signals wurde im Anhang A.2.3 berechnet⁶.

Genau genommen, wird beim Einschalten der Hochfrequenz auch im CPW selbst eine Spannung induziert. Dieser als Selbstinduktion bezeichneter Vorgang hängt nur von der Geometrie des koplanaren Wellenleiters und von der angelegten Mikrowelle ab, wobei diese beiden Faktoren in allen Experimenten unverändert bleiben. Die Selbstinduktion im CPW kann nicht getrennt betrachtet werden und trägt genauso zum entstehenden Anregungsfeld $\vec{h}(t)$ bei, wie die angelegte Hochfrequenz. Somit ist die Gesamtheit dieser Beiträge gemeint, wenn von dem Stromfluss \vec{I}_{CPW} oder dem Anregungsfeld $\vec{h}(t)$ die Rede ist.

5.3.2. Induktives Signal durch die präzedierende Magnetisierung

Der koplanare Wellenleiter erzeugt nicht nur das oben beschriebene Übersprechen (Abschnitt 5.3.1), sondern regt auch die Magnetisierung in den beiden YIG-Streifen zur Präzession an, wobei die Anregung im Gap des CPW out-of-plane erfolgt. Die präzedierende Magnetisierung induziert in dem koplanaren Wellenleiter eine Spannung, was die Messung der Ferromagnetischen Resonanz mit einem CPW (Kontakte P1) möglich macht [105]. Diese Spannung wird aber nicht nur im CPW induziert, sondern auch in den beiden Leiterschleifen (Kontakte P2), die jeweils aus der NM-Schicht und den zugehörigen Zuleitungen bestehen, was im Folgenden näher betrachtet wird.

Induktives Signal durch die präzedierende Magnetisierung an P2

Verantwortlich für das induktive Signal an den Kontakten P2 sind die dynamischen Streufelder der M_z - (Abb. 5.5) und der M_x -Komponente (Abb. 5.6) der Magnetisierung. Beide Komponenten sind während der Präzessionsbewegung gleichzeitig vorhanden, werden aber zur besseren Anschaulichkeit in den Abbildungen 5.5 und 5.6 getrennt voneinander betrachtet. Um die Richtung des Signals und das Verhalten bei Magnetfeldumkehr zu bestimmen, wird wieder das erste Viertel der Präzessionsbewegung (grauer Pfeil in der Ellipse in Abb. 5.5) betrachtet. Das externe Magnetfeld \vec{H} zeigt in Abb. 5.5 (a) in die positive y-Richtung. Die Magnetisierung \vec{M} ist im Gleichgewichtszustand entlang des externen Feldes ausgerichtet. Dieser Schritt vor der Anregung

⁶Nach der im Anhang durchgeführten Abschätzung sind für die Spannungen, welche durch das Übersprechen induziert werden, Amplituden in der Größenordnung von ca. 40 mV zu erwarten.

ist in der Abbildung nicht gezeigt. Durch das out-of-plane Anregungsfeld $\vec{h}(t)$ im Gap des CPW

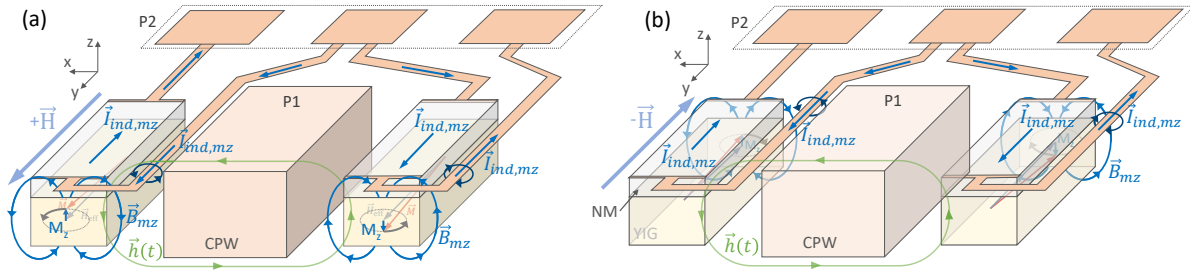


Abbildung 5.5.: Schematische Darstellung des induktiven Beitrags zum Signal durch das dynamische Streufeld \vec{B}_{mz} der M_z -Komponente bei der Messung mit der asymmetrischen Struktur für die positive (a) und negative (b) Magnetfeldrichtung. Betrachtet wird dabei das erste Viertel der Präzessionsperiode, welches mit dem grauen Pfeil markiert ist. Das durch M_z induzierte Signal bleibt bei Magnetfeldumkehr (b) unverändert.

wird das externe Magnetfeld im linken Streifen nach unten und im rechten Streifen nach oben ausgelenkt. In beiden Fällen fängt die Magnetisierung an, um das neue Feld \vec{H}_{eff} zu präzedieren. Die gezeigte Präzessionsrichtung ergibt sich nach der rechte-Hand-Regel aus Abschnitt 2.6.2.

In Abbildung 5.5 ist das dynamische Streufeld \vec{B}_{mz} der M_z -Komponente in beiden YIG-Streifen dargestellt. Zu beachten ist dabei die Richtung dieses Streufeldes innerhalb der jeweiligen Leiterschleife. Am Anfang der Präzessionsbewegung ist die M_z -Komponente maximal und nimmt während der 1/4 Periode bis auf Null ab (Abb. 5.5), wodurch auch die Stärke des Streufeldes \vec{B}_{mz} abnimmt. Da sich die NM-Schicht und die Zuleitungen in dem zeitlich veränderlichen Streufeld befinden, wird in ihnen eine Spannung induziert. Für die Bestimmung der induzierten Stromrichtung $\vec{I}_{ind,mz}$ betrachten wir zunächst die Ausrichtung des Streufeldes innerhalb der linken Leiterschleife in Abb. 5.5 (a). Das Streufeld \vec{B}_{mz} ist im Inneren der Leiterschleife nach unten gerichtet und nimmt ab, da die M_z -Komponente während der ersten 1/4 Periode kleiner wird. Nach der Lenz'schen Regel ist das induzierte Magnetfeld so gerichtet, dass es der Änderung, also der Abnahme von \vec{B}_{mz} entgegenwirkt. Somit muss das induzierte Magnetfeld innerhalb der Leiterschleife auch nach unten zeigen, wie es in Abb. 5.5 (a) zu sehen ist (induziertes Magnetfeld ist eingezeichnet um die Zuleitung). Daraus ergibt sich nach der Rechte-Faust-Regel (Abschnitt 5.3.1) die Richtung des induzierten Stroms $\vec{I}_{ind,mz}$ in der linken Leiterschleife.

Innerhalb der rechten Leiterschleife ist das dynamische Streufeld der M_z -Komponente nach oben gerichtet und nimmt ab (Abb. 5.5 (a)). Dadurch muss nach der Lenz'schen Regel das induzierte Magnetfeld in der rechten Leiterschleife auch nach oben zeigen. Daraus ergibt sich die in Abb. 5.5 (a) gezeigte Stromrichtung $\vec{I}_{ind,mz}$ innerhalb der rechten Leiterschleife.

Auf die gleich Weise erhält man die Stromrichtung $\vec{I}_{ind,mz}$ bei Magnetfeldumkehr (Abb. 5.5 (b)). Beim Vergleich der Stromrichtungen in den Teilabbildungen 5.5 (a) und (b) wird deutlich, dass das Signal, welches durch die M_z -Komponente induziert wird, sich bei Magnetfeldumkehr nicht ändert. Dadurch kann dieser Beitrag eliminiert werden, was später in Abschnitt 5.4 beschrieben wird.

In Abbildung 5.6 ist das dynamische Streufeld \vec{B}_{mx} , welches durch die M_x -Komponente hervorgerufen wird, schematisch dargestellt. Die M_x -Komponente ist am Anfang der Präzession Null

und nimmt während der betrachteten 1/4 Periode zu. In Abb. 5.6 ist die M_x -Komponente am Ende der betrachteten Viertel Periode eingezeichnet. Für die positive Magnetfeldrichtung zeigt das Streufeld \vec{B}_{mx} innerhalb der linken Leiterschleife nach unten⁷ und nimmt zu. Der induzierte Strom ist also so gerichtet, dass das dadurch entstehende Magnetfeld der Zunahme von \vec{B}_{mx} entgegenwirkt. Das Streufeld \vec{B}_{mx} und das induzierte Magnetfeld zeigen somit innerhalb der

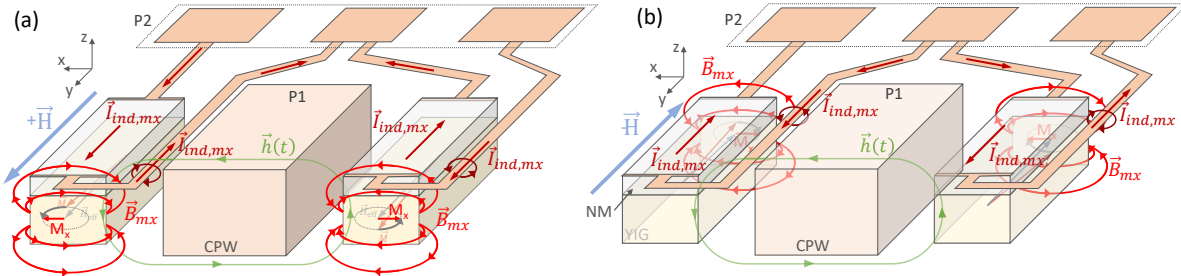


Abbildung 5.6.: Schematische Darstellung des induktiven Beitrags zum Signal, welcher durch das dynamische Streufeld der M_x -Komponente in der asymmetrischen Struktur hervorgerufen wird. Für positives (a) und negatives (b) Magnetfeld wird dabei das erste Viertel der Präzessionsperiode betrachtet, welches mit dem grauen Pfeil markiert ist. Die durch die M_x -Komponente induzierte Spannung dreht sich mit dem Magnetfeld um.

Leiterschleife in entgegengesetzte Richtungen (Abb. 5.6), woraus sich wie oben beschrieben die eingezeichnete Stromrichtung von $\vec{I}_{ind,mx}$ ergibt. Analog bekommt man auch die Richtung von $\vec{I}_{ind,mx}$ in der rechten Leiterschleife.

Betrachtet man auf dieselbe Weise das Verhalten bei negativem Feld (Abb. 5.6 (b)), wird deutlich, dass die Richtung der M_x -Komponente sich im Vergleich zu Teilabb. (a) im jeweiligen YIG-Streifen umdreht. Dadurch wechselt das durch die M_x -Komponente hervorgerufene Induktionssignal das Vorzeichen, wenn das externe Magnetfeld umgedreht wird. Dies entspricht der Signatur des inversen Spin-Hall-Effekts. Um diese beiden Beiträge dennoch voneinander unterscheiden zu können, wurde die YIG/Cu/Ti-Referenzprobe hergestellt, bei welcher der ISHE vernachlässigbar klein ist und nur der Signalbeitrag durch die Induktion zu erwarten ist.

Induktives Signal durch die präzedierende Magnetisierung an P1 (CPW)

Wie am Anfang des Abschnitts 5.3.2 erwähnt, induziert die präzedierende Magnetisierung auch ein Signal im CPW, was der konventionellen FMR-Messung entspricht. Aufgrund der Symmetrie des \vec{B}_{mx} -Streufeldes, bezogen auf den CPW, heben sich die Beiträge durch die M_x -Komponente auf, wodurch diese keinen Beitrag zum FMR Signal liefert (siehe Abb. 5.6).

Das FMR Signal im koplanaren Wellenleiter wird in dem betrachteten Fall (YIG-Streifen im Gap) durch die M_z -Komponente der Magnetisierung induziert (Abb. 5.7). Für die positive Ma-

⁷An dieser Stelle soll drauf hingewiesen werden, dass in allen Abbildungen schematisch nur der obere Teil der Zuleitungen dargestellt ist. Da der CPW und die Kontakte in dem selben Prozessschritt hergestellt werden, haben sie die gleiche Höhe. Dadurch liefert strenggenommen auch die „untere Hälfte“ des Streufeldes einen Beitrag, der teilweise den durch die „obere Hälfte“ des Streufeldes induzierten Beitrag aufhebt. Aufgrund der Asymmetrie der leitenden Flächen in z-Richtung (bezogen auf das Streufeld), bleibt ein Beitrag bestehen, der durch die obere Hälfte des Streufeldes induziert wurde. Zur Übersichtlichkeit wird nur dieser in allen Abbildungen für die M_x -Komponente betrachtet.

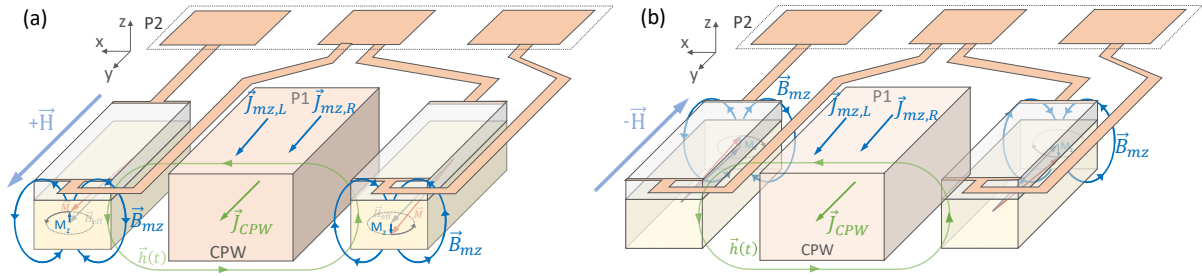


Abbildung 5.7.: Schematische Darstellung der FMR-Messung mit dem CPW. Durch die präzedierende Magnetisierung im YIG Streifen wird in dem anregenden koplanaren Wellenleiter eine Spannung induziert, wobei die M_z -Komponente für die Entstehung des Signals im CPW verantwortlich ist. Die Erklärung zur eingezeichneten Präzessionsrichtung der Magnetisierung ist der Beschreibung von Abb. 5.5 zu entnehmen.

gnettefeldrichtung (Abb. 5.7 (a)) zeigt das Streufeld \vec{B}_{mz} auf der linken Seite des CPW nach unten und auf der rechten Seite nach oben. In beiden Fällen nimmt \vec{B}_{mz} während der ersten 1/4 Periode ab. Der durch den linken YIG-Streifen induzierte Strom $\vec{I}_{mx,L}$ muss also in die positive y-Richtung zeigen, damit das dadurch induzierte Magnetfeld in Richtung von \vec{B}_{mz} zeigen und somit der Abnahme des Streufeldes entgegenwirken kann (Lenz'sche Regel). Mit der analogen Begründung muss auch der durch den rechten YIG-Streifen induzierte Strom $\vec{I}_{mx,R}$ in die positive y-Richtung zeigen (Abb. 5.7 (a)). Somit heben sich beide Beiträge nicht auf und erzeugen das FMR Signal, welches mit dem CPW gemessen wird. Auf die selbe Weise bekommt man die Signalrichtung für das negative Magnetfeld (Abb. 5.7 (b)). Wie zu erwarten war, dreht sich das FMR Signal bei Magnetfeldumkehr nicht um.

5.3.3. Signal durch den ac inversen Spin-Hall-Effekt

Eines der Ziele der vorliegenden Dissertation ist die zeitaufgelöste Messung des ac inversen Spin-Hall-Effekts. Daher ist es besonders wichtig zu verstehen, welchen Beitrag der ac-ISHE zum gemessenen Signal liefert. Wie im Folgenden gezeigt wird, bestimmt dabei die Richtung der erzeugten ac-ISHE-Spannung, auf welche Weise die YIG/Pt-Streifen kontaktiert werden müssen, damit eine Messung des ac-ISHE-Signals möglich wird (asymmetrische Struktur).

In dem Abschnitt 2.6.2 wurde beschrieben, dass das ac-ISHE-Signal bei Magnetfeldumkehr sein Vorzeichen nur dann ändert, wenn sich der zu untersuchende FM/NM-Streifen im Gap des CPW befindet. Bei der asymmetrischen Struktur befinden sich zwei YIG/NM-Streifen jeweils im Gap des CPW. Welche Vorteile dies für die Messung bringt, wird mithilfe der Abbildung 5.8 erläutert. Dazu wird die Entstehung des ac-ISHE-Signals in dem jeweiligen Streifen (Abb. 5.8, (a)) und das Verhalten des Signals bei Magnetfeldumkehr (Abb. 5.8, (b)) betrachtet.

Die Anregung durch den CPW und die dadurch entstehende Präzessionsrichtung wurden bereits in den vorherigen Abschnitten genauer beschrieben (vergl. zum Beispiel mit Abb. 5.5). Da bei hochfrequenten Signalen das Vorzeichen sich ständig ändert, betrachten wir wieder die erste 1/4 Periode der Präzession, die in Abb. 5.8 mit dem grauen Pfeil markiert ist. Während dieses Viertels zeigt die M_x -Komponente der Magnetisierung, die für den ac-ISHE verantwortlich ist, im linken Streifen in +x und im rechten Streifen in -x-Richtung. Analog zu der Erklärung in

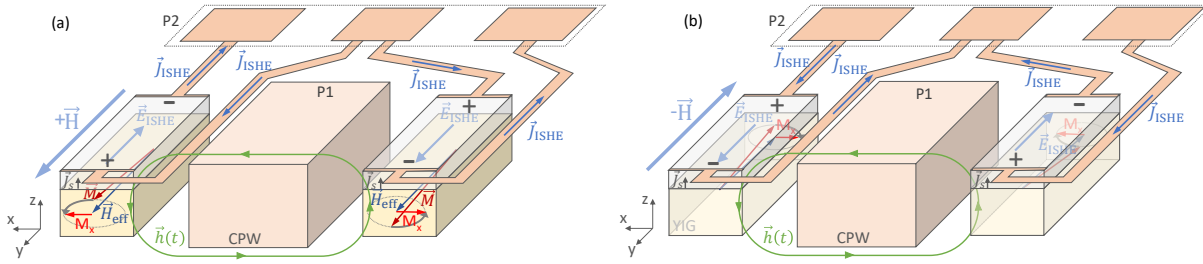


Abbildung 5.8.: Schematische Darstellung der Messung des ac-ISHE Signals mit der asymmetrischen Struktur für (a) positives Magnetfeld und (b) negatives Magnetfeld. Dabei kommt es zum Vorzeichenwechsel des gemessenen Signals bei Magnetfeldumkehr. Zu beachten ist, dass \vec{J}_{ISHE} die physikalische Stromrichtung, also die Bewegungsrichtung der Elektronen (von - nach +), angibt.

Abschnitt 2.6.2 wird für die Richtung des ac-ISHE-Signals (verursacht durch \vec{J}_c bzw. \vec{E}_{ISHE}) die folgende Rechte-Hand-Regel verwendet [102]: der Daumen zeigt in Richtung der Spinpolarisation $\vec{\sigma}_{ac}$ (also M_x -Richtung), der Zeigefinger in Richtung der Spinstromdichte \vec{J}_s (also entlang der Grenzflächennormalen) und der Mittelfinger in Richtung des durch \vec{J}_c verursachten elektrischen Feldes \vec{E}_{ISHE} . Die Bewegungsrichtung der Elektronen (\vec{J}_c) entscheidet über das Vorzeichen der Pole der YIG/Pt-Streifen (Abb. 5.8). Somit wird deutlich, dass das Signal in beiden Streifen entgegengesetzt ist: in dem betrachteten Viertel der Periode ist \vec{E}_{ISHE} links in die negative und rechts in die positive y -Richtung gerichtet. Daher ist der Verlauf der Kontakt-Zuleitungen so gewählt, dass die jeweilige „+“-Seite der Streifen mit der mittleren Kontaktfläche und die jeweilige „-“-Seite mit den äußeren Masseflächen verbunden ist (asymmetrische Struktur). Dies entspricht einer Parallelschaltung von zwei Spannungsquellen. Dabei bleibt die Gesamtspannung gleich und der Widerstand halbiert sich, wodurch an den Kontakten P2 ein höheres Signal (verursacht durch die verdoppelte Stromstärke) im Vergleich zu einer Struktur mit nur einem FM/NM-Streifen gemessen werden kann.

Auf die gleiche Weise bekommt man die Richtung von \vec{E}_{ISHE} für das negative Magnetfeld. Wie zu erwarten war, wechselt das an P2 gemessene Signal sein Vorzeichen, wenn das Magnetfeld umgedreht wird (Abb. 5.8, (b)). Zu beachten ist, dass \vec{J}_{ISHE} in der Abb. 5.8 die physikalische Stromrichtung angibt.

Induktives Signal an P1 (CPW), verursacht durch den ac-ISHE:

Es wäre denkbar, dass der ac-ISHE Strom, der durch die Pt-Schicht und die Zuleitungen fließt, eine Spannung in dem anregenden CPW induziert. Dadurch wäre das ac-ISHE-Signal indirekt auch an den Kontakten P1 messbar. Der Vorgang ist in Abbildung 5.9 schematisch dargestellt. Dabei wurden die Richtungen von \vec{E}_{ISHE} und \vec{J}_{ISHE} aus der Abb. 5.8 übernommen. Zu beachten ist hierbei, dass es sich um die physikalische Stromrichtung, das heißt, um die Bewegungsrichtung von Elektronen handelt. In diesem Fall muss die linke Hand benutzt werden, um aus \vec{J}_{ISHE} die Richtung des Magnetfeldes \vec{h}_{ishe} um die NM-Schicht und die Zuleitungen zu bestimmen (Abb. 5.9). Die Stärke des Magnetfeldes \vec{h}_{ishe} nimmt zu, da das ac-ISHE-Signal in der betrachteten 1/4 Periode zunimmt. Die im CPW induzierten Signale $\vec{J}_{ishe,L}$ (induziert von der Zuleitung im linken Gap) und $\vec{J}_{ishe,R}$ (induziert von dem rechten YIG/Pt-Streifen) müssen also so gerichtet sein, dass

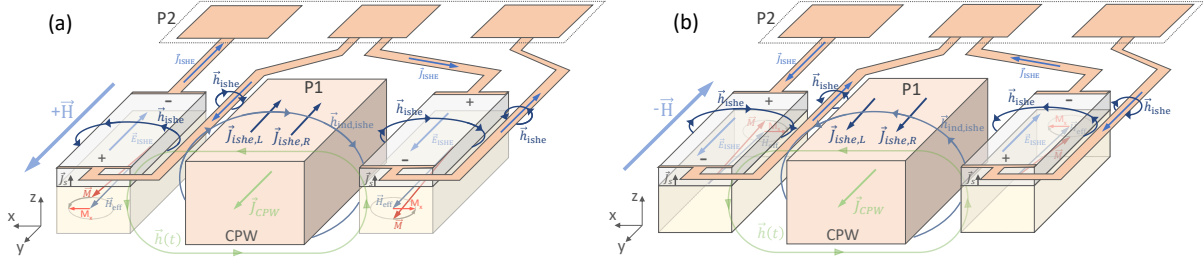


Abbildung 5.9.: Asymmetrische Struktur: schematische Darstellung des induktiven Beitrags, welcher durch den ac-ISHE im CPW der asymmetrischen Struktur verursacht wird. Dabei wird durch das ac-ISHE Signal in dem YIG/Pt-Streifen, bzw. den Zuleitungen eine Spannung in dem anregenden koplanaren Wellenleiter induziert. Das durch den ac-ISHE im CPW induzierte Signal dreht sich bei Magnetfeldumkehr um. (Die Richtungen von \vec{E}_{ISHE} und \vec{J}_{ISHE} wurden aus der Abb. 5.8 übernommen.)

die dadurch entstehenden Magnetfelder ($\vec{h}_{ind,ish,e}$) der Zunahme von $\vec{h}_{ish,e}$ auf der jeweiligen Seite entgegenwirkt (Lenz'sche Regel). Die in Abb. 5.9 (a) und (b) gezeigten Richtungen von $\vec{J}_{ish,e,L}$ und $\vec{J}_{ish,e,R}$ ergeben sich nach der Rechte-Faust-Regel und zeigen somit in Analogie zu den bisherigen Abschnitten die technische Stromrichtung an. Wichtig ist, dass das durch den ac-ISHE im anregenden CPW induzierte Signal bei Magnetfeldumkehr (Abb. 5.9 (b)) seine Richtung ändert. Entscheidend ist hierbei der asymmetrische Verlauf der Zuleitungen.

In der symmetrischen Struktur ist der Verlauf der Zuleitung in linken Gap verändert (vergl.

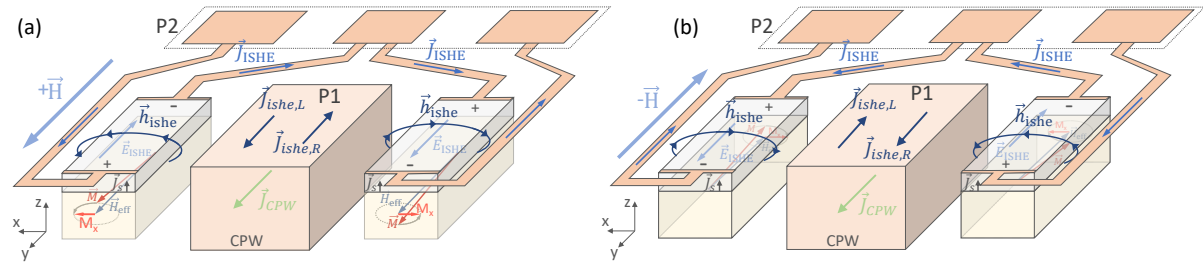


Abbildung 5.10.: Im CPW der symmetrischen Struktur wird kein Signal durch den ac-ISHE induziert. Die vom linken und rechten YIG/Pt-Streifen induzierten Spannungen sind entgegengesetzt gerichtet und kompensieren sich somit gegenseitig sowohl für positives (a) als auch für negatives Magnetfeld (b). Die Richtungen von \vec{E}_{ISHE} und \vec{J}_{ISHE} wurden aus der Abb. 5.8 übernommen.

Abb. 5.9 und Abb. 5.10). Dadurch induziert der YIG/Pt-Streifen des linken Gaps (und nicht mehr die Zuleitung wie in der Abb. 5.9) einen Strom $\vec{J}_{ish,e,L}$ im CPW. Die Richtung von $\vec{J}_{ish,e,L}$ ergibt sich analog zu den vorherigen Beschreibungen nach der Lenz'schen Regel und zeigt in der Abb. 5.10 in die zu $\vec{J}_{ish,e,R}$ entgegengesetzte Richtung, womit sich beide kompensieren. Die Richtungen von $\vec{J}_{ish,e,L}$ und $\vec{J}_{ish,e,R}$ drehen sich mit dem Magnetfeld um (Abb. 5.10 (b)), sind dabei aber immer noch entgegengesetzt gerichtet und heben sich somit gegenseitig auf. Dadurch wird im CPW der symmetrischen Struktur keine Spannung durch den ac-ISHE induziert.

5.3.4. Weitere Signalbeiträge und mögliche Effekte

Im Folgenden wird auf die Effekte 2. Ordnung eingegangen, die sich aus den in Abschnitt 5.3 bereits beschriebenen Signalbeiträgen ergeben oder noch nicht diskutiert wurden.

Auswirkungen des Übersprechens als Effekte 2. Ordnung

Der anregende CPW induziert eine Spannung in den beiden Leiterschleifen (bereits beschrieben in Abschnitt 5.3.1), wodurch das große Hintergrundsignal an den Kontakten P2 verursacht wird (Abb. 5.4). Dabei fließt durch die NM-Schicht und die Zuleitungen der Strom \vec{I}_{ct} . Dieser induzierte Strom kann neben dem beschriebenen Hintergrundsignal (an P2) auch Effekte 2. Ordnung verursachen. Zum einen wird um einen stromdurchflossenen Leiter ein Magnetfeld erzeugt. Somit wirken sowohl die Pt- als auch die Cu-Schicht als koplanare Wellenleiter, die sich direkt über der YIG-Schicht befinden und die Magnetisierung in-plane anregen. Zum anderen könnte der Stromfluss in einem FM/NM-Bilagensystem zur Entstehung des Spin-Hall-Effekts führen, wenn der NM eine hohe Spin-Bahn-Wechselwirkung aufweist, was bei Platin der Fall wäre.

Anregung durch die NM-Schicht: Abbildung 5.11 veranschaulicht das Entstehen und die Auswirkung der (hauptsächlich) in-plane Anregung durch einen Stromfluss \vec{I}_{ct} in den Leiterschleifen. Um die Richtungen der erzeugten Signale (2. Ordnung) zu bestimmen, wird wieder in Analogie zu den vorherigen Abschnitten das erste Viertel der HF-Periode betrachtet, welches in Abb. 5.11 mit dem grauen Pfeil in der Ellipse markiert ist. Der induzierte Strom \vec{I}_{ct} und das dadurch erzeugte Anregungsfeld \vec{h}_{ip} wurden zur besseren Übersichtlichkeit nur im Bereich der NM-Schicht eingezeichnet. Die Richtung von \vec{I}_{ct} wurde dabei aus der Abb. 5.4 übernommen. Die Magnetisierung \vec{M} ist im Gleichgewichtszustand entlang des externen Feldes ausgerichtet (nicht gezeigt in der Abbildung). Durch das in-plane Anregungsfeld \vec{h}_{ip} wird das externe Magnetfeld im linken Streifen in -x und im rechten Streifen in +x-Richtung ausgelenkt. In beiden Fällen fängt die Magnetisierung an, um das neue Feld \vec{H}_{eff} zu präzedieren. Am Anfang der Präzessionsbewegung ist die M_x -Komponente maximal (Abb. 5.11 (a), (b)) und nimmt während des ersten Viertels der Präzessionsperiode ab. Somit wird auch das durch die M_x -Komponente erzeugte dynamische Streufeld \vec{B}_{mx} kleiner. Innerhalb der linken Leiterschleife in Abb. 5.11 (a) ist das Streufeld nach unten gerichtet. Das induzierte Magnetfeld, muss also in der Leiterschleife auch nach unten zeigen, da es der Abnahme des Streufeldes \vec{B}_{mx} entgegenwirkt. Die eingezeichnete Richtung des induzierten Stroms $\vec{I}_{ip,mx}$ ergibt sich wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben. Auf die gleiche Weise erhält man den Verlauf von $\vec{I}_{ip,mx}$ für die negative Magnetfeldausrichtung in Abbildung 5.11 (b). Vergleicht man die Teilabbildungen (a) und (b) miteinander, dann wird deutlich, dass das durch die M_x -Komponente induzierte Signal sich bei Magnetfeldumkehr nicht ändert.

Die M_z -Komponente ist am Anfang der Präzession Null und nimmt während der betrachteten 1/4 Periode zu. In Abb. 5.11 (c,d) ist die M_z -Komponente am Ende der Viertel Periode dargestellt. Für die positive Magnetfeldrichtung zeigt das Streufeld \vec{B}_{mz} innerhalb der linken Leiterschleifen nach oben und nimmt zu. Dadurch muss nach der Lenz'schen Regel das induzierte Magnetfeld im Inneren der Leiterschleife nach unten zeigen, woraus sich die eingezeichnete

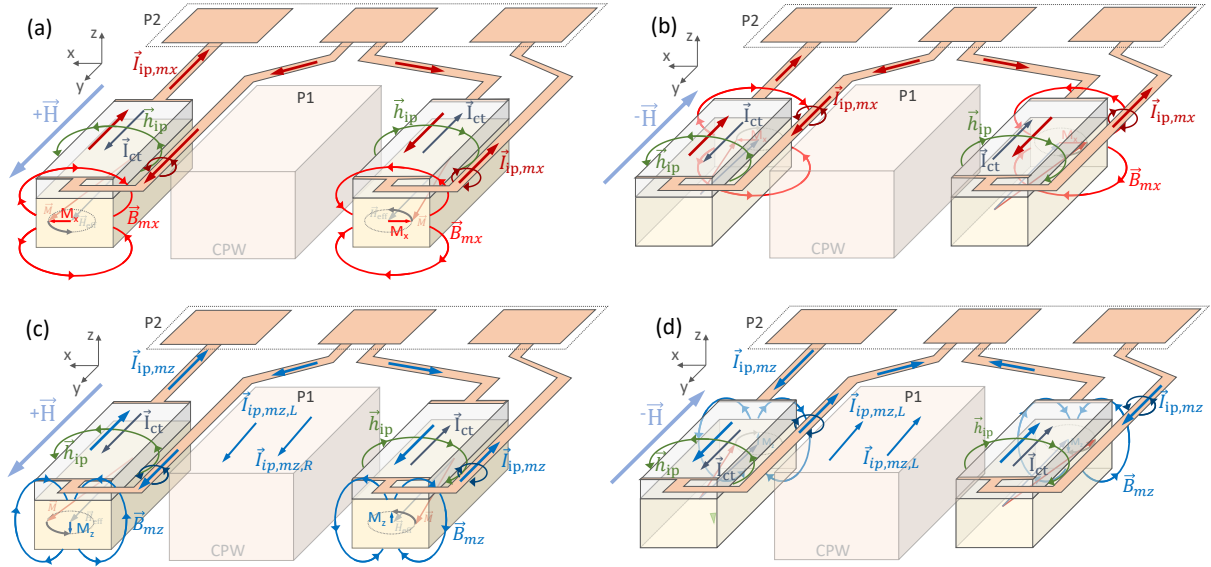


Abbildung 5.11.: Schematische Darstellung eines Effekts 2. Ordnung, der durch das Übersprechen verursacht wird. Der in den Leiterschleifen induzierte Strom \vec{I}_{ct} erzeugt ein in-plane Anregungsfeld \vec{h}_{ip} , welches die Magnetisierung im YIG-Streifen zur Präzession anregt. Durch die dynamischen Streufelder der M_x - (a,b) und der M_z -Komponente (c,d) wird in den Messschleifen eine Spannung induziert. Die durch die M_x -Komponente induzierte Spannung bleibt bei Magnetfeldumkehr (b) unverändert. Das durch die M_z -Komponente induzierte Signal dreht sich mit dem Magnetfeld um (d). Die Teilabbildungen (c) und (d) zeigen außerdem die Richtungen der im CPW induzierten Ströme, die durch das dynamische Streufeld \vec{B}_{mz} erzeugt werden. Zur Beschreibung des induzierten Stroms \vec{I}_{ct} wird auf die Abb. 5.4 verwiesen.

Stromrichtung von $\vec{I}_{ip,mz}$ ergibt. Auf die selbe Weise bekommt man die Stromrichtung in der rechten Leiterschleife und auch die induzierten Signale für das negative Magnetfeld. Vergleicht man Abbildung 5.11 (c) und (d) die Stromrichtungen, so erkennt man, dass es bei dem durch die M_z -Komponente induzierten Signal zum Vorzeichenwechsel kommt, wenn das Magnetfeld umgekehrt wird.

Die in diesem Abschnitt beschriebenen dynamischen Streufelder können nicht nur in den Leiterschleifen, sondern auch im CPW eine Spannung induzieren, sodass auch an den Kontakten P1 ein Signal messbar wird. Aufgrund der Symmetrie des \vec{B}_{mx} Streufeldes bezüglich des CPW liefert dieses keinen Beitrag zum Messsignal an den Kontakten P1. Die Spannung, die im CPW induziert wird, wird durch das Streufeld der M_z -Komponente verursacht. Die Richtung der induzierten Ströme $\vec{I}_{ip,mz,L}$ (erzeugt durch den linken YIG Streifen) und $\vec{I}_{ip,mz,R}$ (erzeugt durch den rechten YIG Streifen) sind in der Abb. 5.11 (c,d) skizziert. Die Richtung des auf diese Weise induzierten Signals ändert bei Magnetfeldumkehr das Vorzeichen (Abb. 5.11 (d)).

Die hier beschriebene Anregung durch die NM-Schicht und die dadurch entstehende Magnetisierungsdynamik liefern als Effekte 2. Ordnung einen relativ kleinen Beitrag zum gemessenen Signal (sowohl an P1, als auch an P2) im Vergleich zu der Hauptanregung mit der out-of-plane Komponente des CPW, die in Abschnitt 5.3.2 beschrieben wird.

Weitere mögliche Effekte

Spin-Hall-Effekt in der YIG/Pt-Probe: Der Spin-Hall-Effekt beschreibt die Umwandlung eines Ladungsstroms in einen Spinstrom (Abschnitt 2.6). Es besteht also die Möglichkeit [74, 159], dass der durch das Übersprechen in den Messstrukturen induzierte Strom \vec{I}_{ct} zur Entstehung des Spin-Hall-Effekts im YIG/Pt-Streifen führt. In der YIG/Cu-Probe wäre dieser Effekt nicht vorhanden, da der (inverse) Spin-Hall-Effekt in Kupfer aufgrund der schwachen Spin-Bahn Kopplung vernachlässigbar klein ist [19].

Einfluss der Erwärmung: Die YIG/NM-Streifen werden durch den Stromfluss \vec{I}_{ct} und die dadurch entstehenden Ohm'schen Verluste und aufgrund der Absorption von Leistung während der Resonanz erwärmt. Allgemein ist die Sättigungsmagnetisierung temperaturabhängig. Durch die Erwärmung des YIG nimmt M_S ab[160], wodurch sich die Resonanzlinie zu höheren Magnetfeldern verschiebt.

5.4. Das Beseitigen magnetfeldunabhängiger Beiträge

Ähnlich zu den Untersuchungen mit der Lock-In Thermographie in Kapitel 4.4.2, wird eine spezielle Herangehensweise verwendet, um magnetfeldunabhängige Hintergrundsignale zu beseitigen: es wird jeweils eine Messung für positives und eine für negatives Magnetfeld im Zeitbereich durchgeführt. Anschließend werden die Messdaten für $-\vec{H}$ von den für $+\vec{H}$ subtrahiert. Da das Vorzeichen mancher Signalbeiträge, wie das des ac-ISHE, sich bei Magnetfeldumkehr ändert, bleiben diese bei der Differenzbildung erhalten. Beiträge, die sich bei Magnetfeldumkehr nicht ändern, werden dabei beseitigt.

Zur besseren Übersicht der Messung an den Kontakten P2 sind in Abbildung 5.12 ((a)-(d)) alle bisher diskutierten Signalbeiträge für die asymmetrische Struktur schematisch dargestellt, dabei wurde die Richtung der Signale aus den jeweiligen Abbildungen aus dem Abschnitt 5.3 übernommen. In Analogie zu der bereits beschriebenen asymmetrischen Struktur, bekommt man die in Abbildung 5.12 ((e)-(h)) schematisch gezeigten Signalbeiträge für die symmetrische Struktur, indem man den unterschiedlichen Verlauf der Zuleitungen im linken Gap berücksichtigt.

Gelb unterlegte Beiträge (f, g, h) in Abb. 5.12 tragen nicht zum Gesamtsignal bei, da durch den gewählten Verlauf der Zuleitungen die Signale des YIG/NM-Streifens im linken und rechten Gap sich gegenseitig aufheben. Dies ist an den schematisch eingezeichneten Pfeilrichtungen zu erkennen. Somit kann mit der symmetrischen Messstruktur kein ac-ISHE Signal gemessen werden. Die symmetrische Struktur ist aber dennoch nützlich für die zeitaufgelösten Untersuchungen des ac-ISHE. Wie sich im Verlauf der Arbeit zeigen wird, können Messungen mit der symmetrischen Struktur (Abschnitt 5.9) dazu verwendet werden, getroffene Annahmen zu bestätigen.

Grau unterlegte Signale in Abb. 5.12 werden durch die Differenzbildung beseitigt, da sie bei Magnetfeldumkehr unverändert bleiben. Dazu gehören das Übersprechen für die asymmetrische (a) und die symmetrische Struktur (e), sowie das induktive Signal, welches durch die M_z -Komponente verursacht wird (Hauptanregung durch den CPW: (c), (g)) und durch die M_x -Komponente, welche durch die NM-Schicht angeregt wird ((d), (h)).

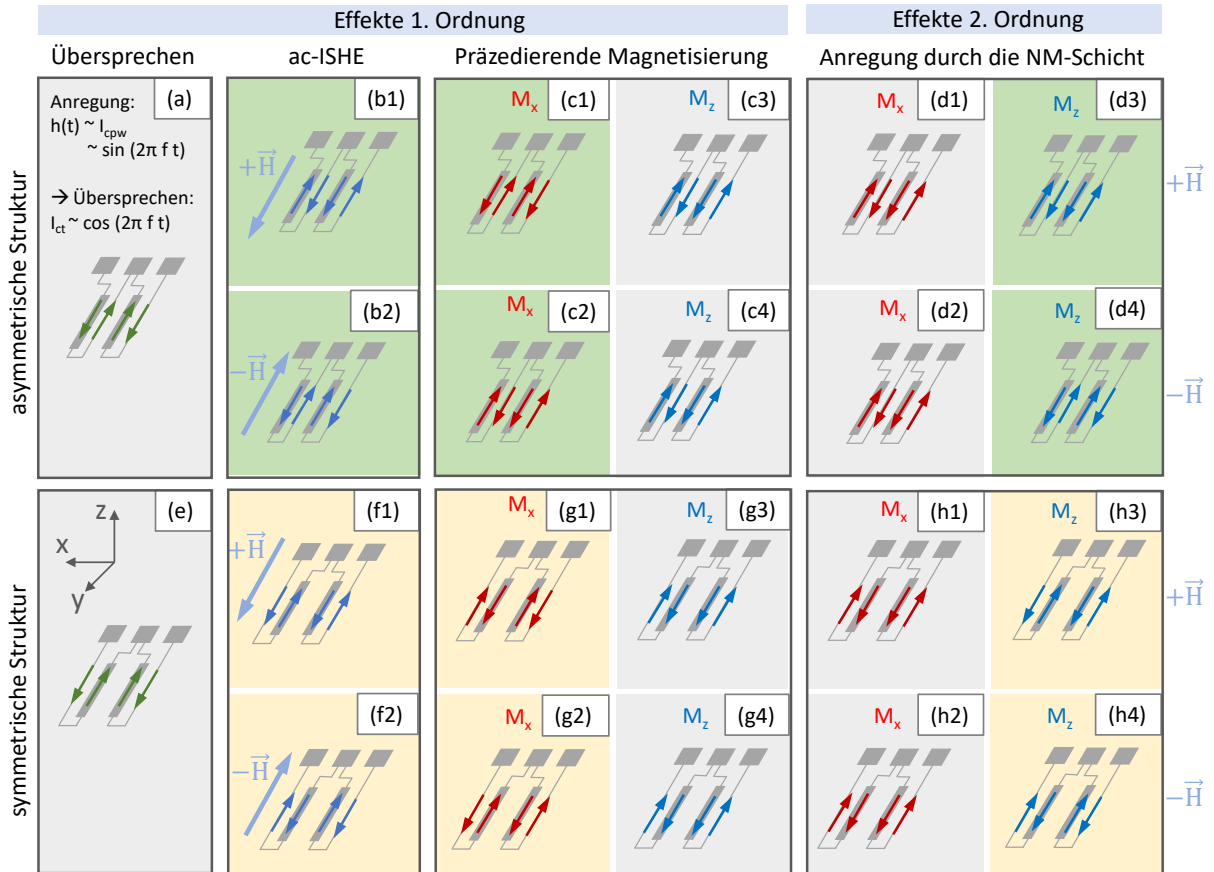


Abbildung 5.12.: Schematische Darstellung aller Signalbeiträge für die asymmetrische Struktur, die in Abschnitt 5.3 erläutert wurden ((a)-(d)). Auf die gleiche Weise wurden die Signalrichtungen für die symmetrische Struktur „hergeleitet“ ((e)-(h)). Gelb unterlegte Beiträge: durch den Verlauf der Zuleitungen heben sich die Signale des linken und des rechten YIG/NM-Streifens gegenseitig auf. Grau unterlegte Signalbeiträge werden durch die Differenzbildung (+H-(-H)) beseitigt, grün unterlegte Beiträge bleiben nach der Differenzbildung bestehen.

Grün unterlegte Signale in Abb. 5.12 bleiben nach der Differenzbildung erhalten, da sie ihr Vorzeichen bei Magnetfeldumkehr ändern. Somit kann der ac-ISHE mit der asymmetrischen Struktur gemessen werden (Abb. 5.12 (b)). Das durch die M_x -Komponente (c), bzw. durch die M_z -Komponente ((d), angeregt durch die NM-Schicht), hervorgerufene Induktionssignal verhält sich bei Magnetfeldumkehr wie der ac inverse Spin-Hall-Effekt: es ändert das Vorzeichen. Dies bedeutet, dass bei der Differenzbildung für die YIG/Pt-Probe neben dem ac-ISHE auch das induktive Signal übrig bleibt, welches von dem Streufeld der präzedierenden Magnetisierung⁸ erzeugt wird. Aus diesem Grund wurde eine YIG/Cu/Ti-Referenzprobe hergestellt, bei der nach der Differenzbildung der zeitaufgelösten Messungen für $+\vec{H}$ und $-\vec{H}$ nur das durch

⁸Um die einzelnen Beiträge und deren Entstehung anschaulich zu erklären, wurde bisher zwischen der „Hauptanregung des CPW“ (Abb. 5.12 (c), (g)) und der „Anregung, verursacht durch die NM-Schicht“ (Abb. 5.12 (d), (h)) unterschieden, wobei auch die M_x - und die M_z -Komponente einzeln betrachtet wurden. Experimentell sind beide Anregungen gleichzeitig vorhanden und können nicht unabhängig voneinander betrachtet werden. In der Messung kann auch nicht zwischen dem Beitrag durch die M_x - bzw. die M_z -Komponente unterschieden werden. Daher wird im Folgenden die Formulierung „präzedierende Magnetisierung“ verwendet, ohne, dass zwischen den Anregungsarten, bzw. den Komponenten der Magnetisierung unterschieden wird. Welche Beiträge tatsächlich eine Rolle spielen, kann der Abb. 5.12 entnommen werden.

die präzedierende Magnetisierung induzierte Signal übrig bleibt. Dabei unterscheiden sich aber die induzierten Spannungen für YIG/Pt und YIG/Cu/Ti, da die Widerstände beider Proben nicht gleich sind. Erst nach einer geeigneten Normierung können die Messungen miteinander verglichen werden. Nach der Subtraktion der Messung mit der Referenzprobe (nur Induktion) von der Messung mit YIG/Pt (Induktion und ac-ISHE) erhält man das zeitaufgelöste Signal, welches von dem ac inversen Spin-Hall-Effekt erzeugt wird (Abschnitt 5.8.2).

5.5. Experimenteller Aufbau

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde ein vorhandener FMR Messplatz so erweitert, dass die zeitaufgelöste Messung des inversen Spin-Hall-Effekts ermöglicht wurde. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 5.13 dargestellt. Die zu untersuchende Messstruktur (symmetrisch oder asymmetrisch, siehe Abb. 5.1) wird mithilfe von HF-Messspitzen kontaktiert. Dabei findet an den Kontakten P1 (vergl. auch mit den Messstrukturen in Abb. 5.1) sowohl die Anregung der Präzession, als auch die Detektion der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) statt. Um so eine

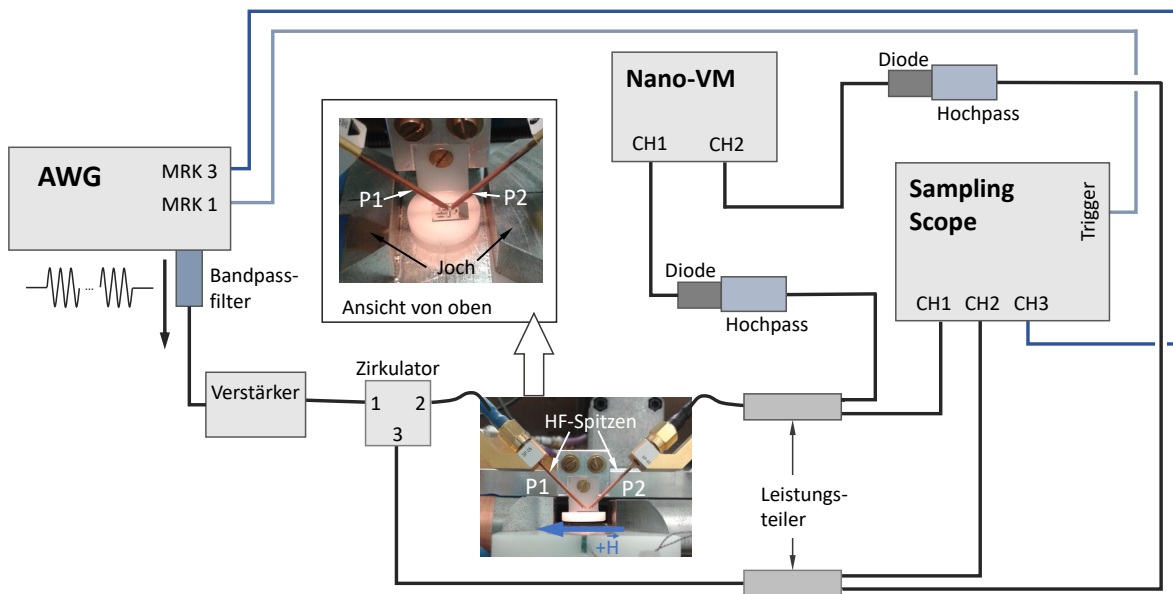


Abbildung 5.13.: Schematische Darstellung des Aufbaus für die Messung der Ferromagnetischen Resonanz und des inversen Spin-Hall-Effekts im Feld- und Zeitbereich. Die Beschriftung „P1“ bzw. „P2“ markiert hier die jeweilige HF-Spitze, die zu den Kontaktflächen P1 und P2 führt.

Messung in Reflexion mit nur einer HF-Spitze zu ermöglichen, wird ein Zirkulator verwendet. Die anregende Hochfrequenz wird von einem Generator für beliebige Wellenformen (engl. „Arbitrary Waveform Generator“, AWG) der Firma Euvis (Modell AWG872) [161] erzeugt. Um trotz der HF-Anregung eine Messung im Zeitbereich durchführen (Abschnitt 3.1.3) zu können, werden als Wellenform Hochfrequenz-Pulse (HF-Pulse) programmiert (A.2.1). Die Frequenz beträgt dabei 4 GHz, die HF-Pulse sind 2,048 μ s lang und haben einen Abstand von 2,048 μ s. Um Störsignale anderer Frequenzen zu beseitigen, werden die HF-Pulse mithilfe eines Bandpass (VBFZ-4000+

von Mini-Circuits) mit der Bandbreite von 3,5 GHz - 4,5 GHz gefiltert. Anschließend wird das Signal mit einem Breitband-Verstärker der Firma Picosecond Pulse Labs (Modell 5882) verstärkt. Dadurch hat das Signal, welches nach dem Zirkulator an der Probe ankommt, eine Peak-zu-Peak Amplitude von ca. 750 mV. Dies entspricht bei einer 50Ω Anpassung einer Anregungsleistung von ca. 1-2 dBm.

Die Messung des inversen Spin-Hall-Effekts findet an den Kontakten P2 statt. Da die Messungen im Zeitbereich sehr empfindlich sind, sollten feld- und zeitaufgelöste Messungen direkt nacheinander durchgeführt werden, ohne dass der Aufbau, bzw. der Kabelverlauf, zwischendurch verändert wird. Deswegen wird das von P1 (bzw. vom Zirkulator) und von P2 kommende Signal mithilfe von Leistungsteilern aufgeteilt (siehe Abb. 5.13). Ein Teil des Signals jeweils von P1 (FMR) und P2 (ISHE) wird für die zeitaufgelöste Messung mit dem Sampling Scope (DSA8300 von Tektronix) detektiert. Dabei wird als Trigger der Marker 1 vom AWG verwendet. An einem dritten Kanal (CH3) des Sampling Scopes wird der vom AWG erzeugte Marker 3 gemessen. Dieser dient später als Referenz für die Verschiebung der Signale am Ende des HF-Pulses. Der andere Teil des Signals jeweils von P1 (FMR) und P2 (ISHE) wird für die Messung im Feldbereich am Nanovoltmeter (Nano-VM) detektiert. Da es sich dabei um ein HF-Signal handelt, werden zuerst niederfrequente Störsignale mit einem Hochpass (HP 11668A, 50 MHz bis 18 GHz) rausgefiltert. Anschließend werden die beiden HF-Signale mit Dioden (Modell 602B von Krytar) gleichgerichtet und können am Nano-VM gemessen werden.

Abschließend sollte erwähnt werden, dass allgemein bei der Messung von Hochfrequenzsignalen der Frequenzbereich der einzelnen Komponenten und die Art der Kabel und Anschlüsse unbedingt berücksichtigt werden sollten. In dem gezeigten Messaufbau werden überwiegend SMA-Kabel verwendet, die aber zum Beispiel mit manchen der Module des Sampling Scopes (1.85 mm-Anschlüsse) nicht kompatibel sind, sodass geeignete Adapter verwendet werden müssen. Eine Übersicht über die Kompatibilität der HF-Anschlüsse ist im Anhang A.2.2 zu finden.

5.6. Untersuchungen im Feldbereich und Schichtdickenbestimmung

Um zeitaufgelöste Messungen (vergl. mit Abschnitt 3.1.3) durchführen zu können, muss zuerst mithilfe einer feldaufgelösten Messung das FMR-Spektrum für die positive und negative Magnetfeldausrichtung bestimmt werden. In den folgenden Abschnitten werden die Messungen und die zugehörigen Simulationen im Feldbereich für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe vorgestellt.

5.6.1. Messungen im Feldbereich

Für die Messungen wird der in Abbildung 5.13 gezeigte Aufbau verwendet, wobei hier die asymmetrische Messstruktur (Abb. 5.1 (a)) untersucht wird. Da die verwendeten HF-Pulse lang genug sind, ist die Messung mit der konventionellen FMR mit cw Anregung vergleichbar. Um den ac-ISHE messen zu können, wird das externe Magnetfeld \vec{H} entlang der Kontakte angelegt. In Abbildung 5.14 sind die Ergebnisse für die YIG/Pt (a) und die YIG/Cu/Ti-Probe (b) dargestellt. Dabei wurde zur besseren Vergleichbarkeit der Signale die Skalierung der Achsen gleich

gewählt. An den Kontakten P1 findet die Anregung und die Messung der Ferromagnetischen Resonanz statt (schwarze Kurven). Es ist deutlich ein FMR-Spektrum mit mehreren Resonanzpeaks zu erkennen, welches bei Magnetfeldumkehr, wie erwartet, unverändert bleibt.

An den Kontakten P2 wird die ac-ISHE Spannung inklusive der in 5.3 erwähneter Signalbei-

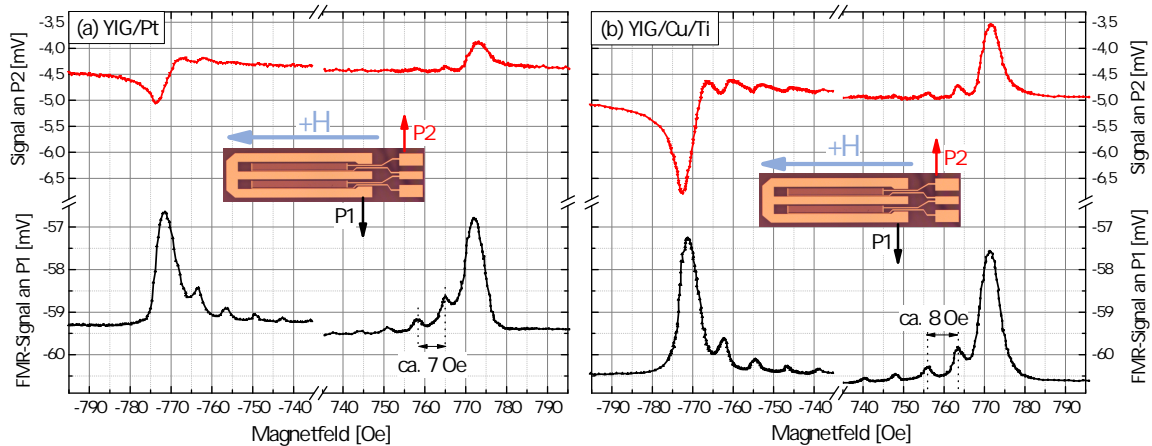


Abbildung 5.14.: Messungen im Feldbereich für die asymmetrische Messstruktur (eingefügt als Foto) für die YIG/Pt (a) und die YIG/Cu/Ti Referenzprobe (b) für jeweils positives und negatives Magnetfeld. Die unteren Kurven (schwarz) zeigen das an den Kontakten P2 aufgenommene FMR-Spektrum. Die oberen Kurven (rot) zeigen das an P2 aufgenommene Signal, welches auch den ac-ISHE enthält. Für eine bessere Vergleichbarkeit wurde die Skalierung der Achsen in (a) und (b) gleich gewählt.

träge gemessen (rote Kurven). Diese Art der Messung entspricht in der Grundidee den bisher veröffentlichten Untersuchungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts [19, 89]. Durch die Messung mit der Diode wird die Amplitude des Hochfrequenzsignals nach Erreichen eines stationären Zustandes (da die HF-Anregungspulse lang genug sind) gemessen. Die Phaseninformation geht dabei verloren. In Abb. 5.14 ist zu sehen, dass das an P2 gemessene Signal sich bei dem negativen Magnetfeld scheinbar umdreht. Dies sollte aber nicht mit dem Vorzeichenwechsel des inversen Spin-Hall-Effekts verwechselt werden. Denn der Vorzeichenwechsel eines HF-Signals allein würde bei der Messung mit einer Diode nicht zur Signalumkehr führen. Die Diode gibt eine Spannung aus, die proportional zur Amplitude des Hochfrequenzsignals ist, die Phase spielt dabei keine Rolle. Das heißt, bei zwei HF-Signalen gleicher Amplitude, die 180° gegeneinander verschoben sind (was einem Vorzeichenwechsel entspricht), würde die Diode den gleichen Wert für die Spannung ausgeben. Das Vorzeichen richtet sich dabei nach der Polarität der Diode (hier: negativ). Somit wäre bei einer Messung im Feldbereich mit einer Diode für den inversen Spin-Hall-Effekt kein Vorzeichenwechsel des Signals bei Magnetfeldumkehr messbar. Die an P2 gemessene Signalform entsteht durch eine Superposition aller in Abschnitt 5.3 bzw. Abb. 5.12 genannter Signalbeiträge [19]. Das Hintergrundsignal (Abschnitt 5.3.1) ist dabei magnetfeldunabhängig und bleibt in seiner Amplitude und Phase gleich. Dieses Signal wird überlagert mit den beiden Beiträgen durch die Induktion (Abschnitt 5.3.2) und den ac-ISHE (Abschnitt 5.3.3), die ihre Phase bei Magnetfeldumkehr ändern (um 180°). Dadurch ergeben sich unterschiedliche Amplituden des HF-Gesamtsignals für positives und negatives Magnetfeld. Bei einer genauen Betrachtung der Skalierung der roten Kurven in Abb. 5.14 wird ersichtlich, dass die Amplitude

des Gesamtsignals an den Resonanzpositionen für positives Magnetfeld kleiner (Peak nach oben) und für negatives Magnetfeld größer (Peak nach unten) wurde. Beide Signale sind dabei aber durch die Polarität der Diode negativ.

Anhand der Messwerte außerhalb der Resonanz ist in der Abb. 5.14 zu erkennen, dass zwischen den FMR Spektren für positives und negatives Magnetfeld ein Offset besteht. Für beide Proben ist jeweils die Kurve für negatives Magnetfeld (sowohl an P1, als auch an P2) nach oben versetzt. Dieser Effekt kann durch das Berücksichtigen der Anregung, welche durch die NM-Schicht verursacht wird, erklärt werden. Dies wird in dem Abschnitt 5.6.3 genauer erläutert und anhand von Simulationen im Feldbereich bestätigt.

Bei der Bestimmung der Peakabstände in den FMR-Spektren (schwarze Kurven in Abb. 5.14) erkennt man, dass diese in den Messungen mit YIG/Pt und YIG/Cu/Ti unterschiedlich sind. Der Abstand zwischen den Resonanzpositionen für die YIG/Pt-Probe ist kleiner. Wie in dem Abschnitt 2.2.2 (Abb. 2.6 (a)) beschrieben wurde, deutet dies auf eine kleinere Schichtdicke hin. Um diese Vermutung zu überprüfen, wurden die Dicken der beiden Proben mithilfe von TEM-Aufnahmen, die im nächsten Abschnitt gezeigt werden, bestimmt.

5.6.2. Transmissionselektronenmikroskopie (TEM)

Da es bei den Messungen im Feldbereich (Abschnitt 5.6.1) Anhaltspunkte dafür gab, dass sich die YIG Dicke bei der YIG/Pt- und der YIG/Cu/Ti-Probe unterscheidet, wurden zur Kontrolle der Schichtdicke TEM-Messungen⁹ durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.15 zu sehen.

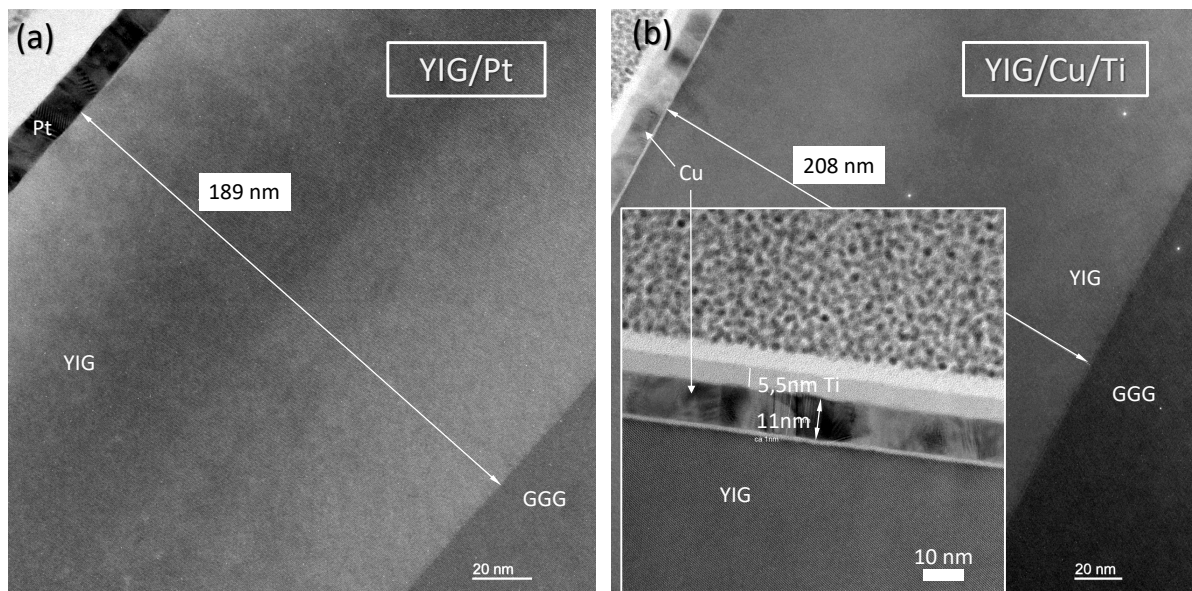


Abbildung 5.15.: TEM-Charakterisierung der YIG/Pt (a) und der YIG/Cu/Ti-Probe (b). Die Bilder wurden von Dr. Frank Heyroth aufgenommen.

⁹Eine praktische Einführung in die Transmissionselektronenmikroskopie ist in [162] zu finden.

	YIG/Pt-Probe	YIG/Cu/Ti-Probe
YIG	189 nm	208 nm
Metallschicht	11,8 nm Pt	11 nm Cu 5,5 nm Ti

Tabelle 5.2.: Durch die TEM-Charakterisierung bestimmte Schichtdicken

Bei TEM-Charakterisierung ergab die in der Tabelle 5.2 zusammengefassten Schichtdicken. Die Dicke des YIG Films bei der YIG/Pt-Probe beträgt 189 nm und bei der YIG/Cu/Ti-Probe 208 nm. Dieser Unterschied hat Auswirkungen auf die Messungen (Abschnitt 5.8.2) und darf daher nicht vernachlässigt werden.

In dem eingefügten Bild in Abb. 5.15 (b) ist gut zu erkennen, dass sich zwischen dem YIG und dem Kupfer eine ca. 1 nm dicke amorphe Schicht befindet. Dies hat aber keine negativen Auswirkungen auf die Messung. Da bei der Referenzprobe ein möglichst kleiner bzw. ein nicht vorhandener Beitrag durch das Spinpumpen erwünscht ist, ist eine „schlechte“ Qualität der FM/NM-Grenzfläche bei dieser Probe sogar von Vorteil.

5.6.3. Simulationen im Feldbereich

Um den Einfluss des Schichtdickenunterschieds zu veranschaulichen und die experimentellen Ergebnisse besser zu verstehen, wurden zunächst Simulationen für beide YIG-Dicken im Feldbereich durchgeführt. Die Beschreibung des allgemeinen Ablaufs einer Simulation mit MuMax3 ist in Abschnitt 3.3 zu finden. Die für die Simulationen notwendigen Parameter zur Charakterisierung der YIG-Schicht wurden experimentell bestimmt. Um die Dämpfung α zu ermitteln, wurden mithilfe der YIG/Pt-Probe Messungen im Feldbereich bei unterschiedlichen Frequenzen durchgeführt. Das externe Magnetfeld lag dabei in der Probenebene. Durch die Bestimmung der Linienbreite und die Auftragung dieser gegen die Frequenz konnte nach der Gl. 2.16 der Dämpfungsterm α ermittelt werden. Die Sättigungsmagnetisierung M_S und des gyromagnetische Verhältnis γ wurden mithilfe einer YIG-Probe¹⁰ durch Messungen im Feldbereich bei verschiedenen Frequenzen ermittelt, wobei das externe Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene angelegt war. Aus den gemessenen FMR-Spektren wurde für jede Frequenz f die Position H der uniformen Mode bestimmt. Durch die Darstellung $f(H)$ konnten mithilfe der Kittelformel für die out-of-plane Geometrie (Gl. 2.15) die gesuchten Parameter (γ , M_S) ermittelt werden. Folgende Werte haben sich dabei ergeben und werden für die Simulationen verwendet: Sättigungsmagnetisierung $M_S = 131300$ A/m, Dämpfung $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-4}$ und das gyromagnetische Verhältnis $\gamma = 1,8121 \cdot 10^{11}$ rad/Ts.

¹⁰Die Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung und des gyromagnetischen Verhältnisses fand im Rahmen einer Untersuchung statt, bei der überprüft werden sollte, ob der durchgeführte Reinigungsschritt in Piranha (Abschnitt 5.2.2) einen Einfluss auf die Schichtparameter hat. Daher wurden verschieden behandelte unstrukturierte YIG-Proben verwendet. Im Rahmen der Messunsicherheit hatte der Reinigungsschritt keine Auswirkungen auf die ermittelten Schichtparameter.

Simulationsanordnung

Abbildung 5.16 (a) zeigt eine Skizze der simulierten Anordnung: die Magnetisierungsdynamik wird in nur einem YIG-Streifen simuliert. In Analogie zum Experiment ist dieser YIG-Streifen $70 \mu\text{m} \times 1 \text{mm} \times 189 \text{nm}$ (bzw. 208nm) groß. Der mit den Abmessungen der YIG-Schicht definierte Simulationsbereich wird in $256 \times 2048 \times 4$ Zellen unterteilt. Zur Anregung der Magneti-

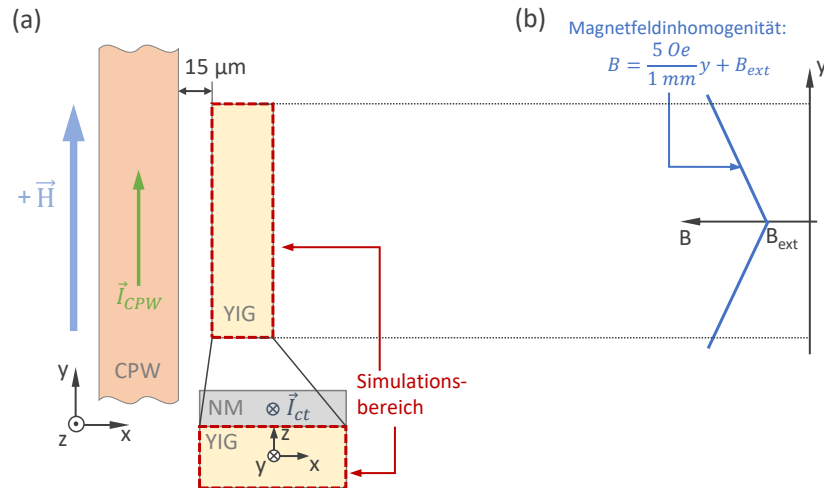


Abbildung 5.16.: Simulation der Magnetisierungsdynamik. (a) Schematische Darstellung der Simulationsanordnung. Zur besseren Übersichtlichkeit ist die Skizze nicht maßstabsgetreu. Der Simulationsbereich ist rot gestrichelt eingrahmt. (b) Das Diagramm $B(y)$ zeigt das Profil der Magnetfeldinhomogenität, welches für die Simulationen verwendet wurde.

sierungsdynamik wird eine Antenne definiert, die sich $15 \mu\text{m}$ neben dem YIG Streifen befindet. Diese ist $80 \mu\text{m}$ breit und 310nm dick. Ein Strom von $7,5 \text{mA}$ (Bestimmung dieses Wertes im Anhang A.1) fließt durch die Antenne in y -Richtung, wobei für die Zeitabhängigkeit der anregenden Hochfrequenz ein sinusförmiger Verlauf angenommen wird. Nach den Gleichungen 2.30 und 2.31, die in dem Eingabefile der Simulationen vorgegeben werden müssen, wird das anregende Magnetfeld innerhalb des YIG Streifens berechnet. Die Magnetfeldkomponenten des Anregungsfeldes in dem gesamten Bereich um den CPW wurden bereits in der Abb. 2.10 gezeigt. Der Verlauf der Magnetfeldkomponenten innerhalb der Probe ist in Abb. 5.17 dargestellt. Wie in der Abbildung zu sehen ist, findet die Anregung über die out-of-plane Komponente (h_z) statt, da sich der YIG-Streifen neben dem Signalleiter befindet und h_z dort viel größer ist, als die in-plane Komponente h_x . Aufgrund der geringen YIG Dicke gibt es keinen Unterschied zwischen dem Anregungsfeld h_z an den Positionen 2 und 3 (zu beachten ist, dass die Skizze in Abb. 5.17 nicht maßstabsgetreu ist). Somit sind in den Simulationen keine Nicht-Reziprozitäts-Effekte zu erwarten, die durch unterschiedlich starke Anregungsfelder an der Ober- und Unterseite einer Schicht entstehen (vergleiche mit Abb. 2.11).

Wie in Abschnitt 3.3 bereits erwähnt, wird für alle Simulationen die Inhomogenität des externen Magnetfeldes berücksichtigt, deren Auswirkungen in dem Kapitel über die Lock-In Thermographie (Abschnitt 4.5.3) untersucht wurden. Das Profil der berücksichtigten Inhomogenität ist in Abb. 5.16 (b) skizziert. Dabei wird vereinfacht angenommen, dass das externe Magnetfeld von

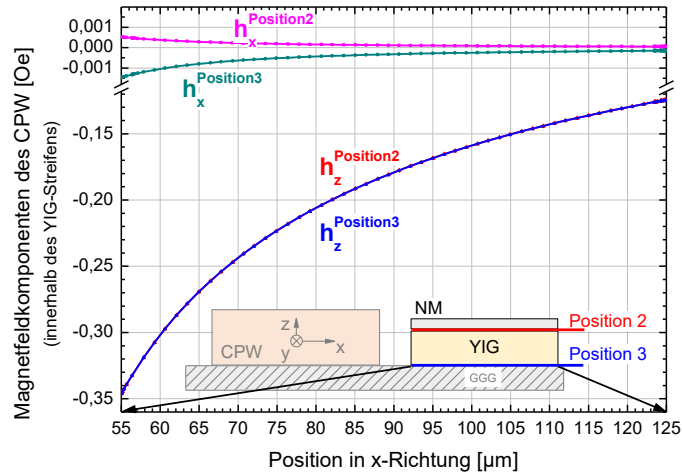


Abbildung 5.17.: Magnetfeldkomponenten des Anregungsfeldes des CPW innerhalb des YIG-Streifens (Skizze der Anordnung ist nicht maßstabsgetreu). Dabei ist h_x die in-plane und h_z die out-of-plane Komponente. Da der YIG-Streifen sich neben dem Signalleiter befindet, findet die Anregung durch die out-of-plane Komponente statt. Es gibt dabei keinen sichtbaren Unterschied zwischen den Kurven für $h_z^{Position2}$ und $h_z^{Position3}$.

der Mitte der Probe nach außen hin (entlang der langen Probenseite) linear mit 5 Oe/mm^{11} zunimmt. Die Größe B_{ext} ist dabei das Magnetfeld, welches in der Simulation vorgegeben und schrittweise durchgeföhren wird.

Außerdem wird für die gezeigten Simulationen auch die (größtenteils in-plane) Anregung berücksichtigt, welche durch den Stromfluss in der NM-Schicht verursacht wird und in Abschnitt 5.3.4 bereits genauer beschrieben wurde. Um diese Anregung zu simulieren, wird eine zweite Antenne definiert, welche die Abmessungen der jeweiligen NM-Schicht hat (siehe Tabelle 5.2) und sich direkt auf dem YIG-Streifen befindet (Abb. 5.16 (a)). Der Strom \vec{I}_{ct} , der durch diese zweite Antenne auch in y-Richtung fließt, wurde im Anhang A.2.3 mithilfe der durch das Übersprechen induzierten Spannung bestimmt und beträgt für Platin $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ A}$ (Gl. A.5) und für die Kupferschicht $3,9 \cdot 10^{-4} \text{ A}$ (Gl. A.6). Das Anregungsfeld um die jeweilige NM-Schicht wird wieder nach den Gleichungen 2.30 und 2.31 berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 5.18 dargestellt. Gezeigt sind dabei die in-plane (h_x) und die out-of-plane (h_z) Komponente des Anregungsfeldes in einem Bereich innerhalb des YIG-Streifens ($-35 \mu\text{m} < x < 35 \mu\text{m}$) für zwei verschiedene Positionen in der z-Richtung. Position 2 entspricht der Ober- und Position 3 der Unterseite des YIG-Streifens. Der Verlauf der out-of-plane Komponente h_z unterscheidet sich nicht an der beiden Positionen 2 und 3. Ein Zoom in die Kurve h_x (Abb. 5.18) zeigt, dass die in-plane Komponente an der Oberseite des YIG, also näher an der NM-Schicht, etwas größer ist. Dieser Unterschied beträgt aber aufgrund der geringen YIG Dicke nur ca. 0,4% und bewirkt somit keinen Unterschied in der Magnetisierungsdynamik an der Ober- und Unterseite des YIG-Streifens. Dies wurde in den Simulationen überprüft, indem Daten für die Ober- und Unterseite des YIGs getrennt ausgegeben und verglichen wurden.

¹¹Dieser Wert wurde in dem Kapitel über Untersuchungen mithilfe der Lock-In Thermographie experimentell für die verwendete Messkonfiguration bestimmt (siehe Abb. 4.16)

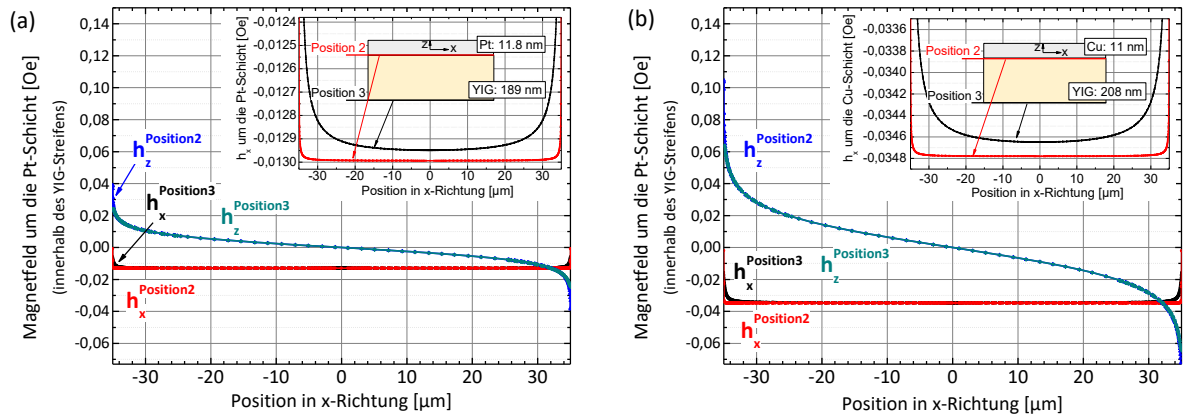


Abbildung 5.18.: Magnetfeldkomponenten des Anregungsfeldes, welches durch den Strom in der (a) Platin- und (b) Kupfer-Schicht verursacht wird. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Skalierung der Achsen in den Hauptbildern gleich gewählt. Die kleinen eingefügten Bilder zeigen einen Zoom in die Daten für die in-plane Komponente h_x .

Vergleicht man die Abb. 5.17 und 5.18 miteinander, so wird deutlich, dass das Anregungsfeld um die NM-Schicht wesentlich kleiner ist als das Anregungsfeld des CPW. Die durch die NM-Schicht verursachte Anregung hat keinen Einfluss auf den qualitativen Verlauf des simulierten FMR-Spektrums: nur die Amplitude wird beeinflusst, die Peakposition bleibt aber unverändert, was im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

Vergleich der Simulationen und Messungen im Feldbereich

Abbildung 5.19 zeigt einen Vergleich der gemessenen (bereits bekannt aus der Abb. 5.14) und der simulierten FMR-Spektren für die YIG/Pt- (a) und die YIG/Cu/Ti-Probe (b). Für eine bessere Vergleichbarkeit ist die Skalierung der jeweiligen Diagramme in Abb. 5.19 gleich gewählt. Die oberen Graphen zeigen die gemessenen (schwarz) und die unteren die simulierten (rot) FMR-Spektren.

Wie aus dem Abschnitt um die Abb. 5.7 bereits bekannt, ist hauptsächlich die m_z -Komponente der Magnetisierung verantwortlich für die Entstehung des FMR-Signals, welches am CPW gemessen wird und in Abb. 5.19 (oben) zu sehen ist. In Analogie dazu werden für jeden Magnetfeldschritt die Absolutbeträge der m_z -Komponente¹² gemittelt, um das simulierte FMR-Spektrum zu bestimmen. In Abb. 5.19 (a) zeigt der untere Graph die Simulation für 189 nm, was im Experiment der YIG-Dicke in der YIG/Pt-Probe entspricht. Die untere Kurve in Abb. 5.19 (b) für die Dicke von 208 nm entspricht dabei der gemessenen Dicke für die YIG/Cu/Ti-Probe. Wie in Abschnitt 5.6.1 und anhand der Dispersionsrelation (Abb. 2.6 (a)) bereits vermutet wurde, unterscheiden sich die Peakabstände im FMR-Spektrum für Filme unterschiedlicher Dicke. Dies konnte auch durch die Simulationen bestätigt werden: die Abstände der Resonanzpeaks für die dickere YIG-Schicht ((b), 208 nm) betragen ca. 8 Oe und sind somit etwas größer als die Peakabstände für die 189 nm dicke Probe (ca. 7 Oe, siehe Abb. 5.19 (a)).

Anhand der Simulationen für negatives Magnetfeld ist in Abb. 5.19 zu erkennen, dass der Haupt-

¹²Auch eine Betrachtung der gemittelten Absolutbeträge der m_x -Komponente führt qualitativ zum selben Verlauf des FMR-Spektrums und wird hier nicht gezeigt.

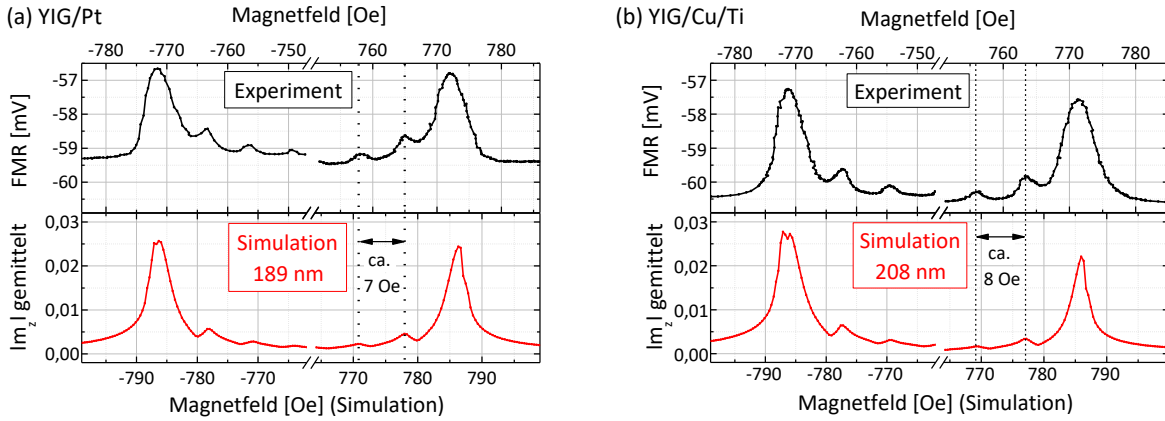


Abbildung 5.19.: Vergleich der Simulationen und Messungen im Feldbereich für die (a) YIG/Pt- und (b) die YIG/Cu/Ti-Probe. Das gemessene FMR-Spektrum (obere Diagramme, schwarz) ist bereits bekannt aus Abb. 5.14. Für das simulierte FMR-Spektrum (untere Diagramme, rot) wurde für jeden Magnetfeldschritt der Absolutbetrag der m_z -Komponente gemittelt. Es gilt außerdem $m = M/M_S$.

peak im FMR-Spektrum eine Überlagerung zweier Peaks darstellt, wobei einer von ihnen wahrscheinlich zur uniformen Mode gehört. Im Experiment kann die Anwesenheit dieser beiden Peaks nicht aufgelöst werden, was die Interpretation der später durchgeführten Messungen im Zeitbereich (Abschnitt 5.8) erschweren kann. Für die zeitaufgelösten Untersuchungen wird zuerst eine Peakposition für positives Feld und danach die entsprechende Peakposition für negatives Magnetfeld eingestellt. Dadurch, dass der Hauptpeak aus zwei Resonanzpeaks besteht, die im gemessenen FMR-Spektrum nicht getrennt erkennbar sind, kann es passieren, dass man bei der Messung für positives und negatives Magnetfeld zwei unterschiedliche Moden miteinander vergleicht. Dies muss später bei der Interpretation der zeitaufgelösten Daten, die für den Hauptpeak aufgenommen wurden, berücksichtigt werden.

Wie die Abb. 5.19 zeigt, ist ein Vergleich der absoluten Magnetfeldpositionen für Experiment und Simulation nicht möglich. Dies liegt an der vorhandenen Inhomogenität des externen Magnetfeldes. Für eine gegebene Frequenz wird die Position der Resonanzpeaks in der Simulation hauptsächlich durch den Wert des gyromagnetischen Verhältnisses bestimmt (wenn M_S dabei fest bleibt). Der Wert von $\gamma = 1,8121 \cdot 10^{11}$ rad/Ts, der für die Simulationen verwendet wird, wurde experimentell bestimmt mithilfe frequenzabhängiger Messungen und eines Fits an die Kurve $f^2(H)$ durch die Kittelformel (Gl. 2.14). Wie in Abschnitt 4.5.3 bereits beschrieben, werden durch die Magnetfeldinhomogenität bei einer langen Probe die Resonanzpositionen tendenziell bei zu kleinen Feldern bestimmt. Dadurch wird die Kurve $f^2(H)$ steiler und γ wird zu groß bestimmt. Ein größeres γ verschiebt das FMR-Spektrum in der Simulation zusätzlich zu kleineren Feldern. Die selbe Auswirkung hat das Berücksichtigen der Magnetfeldinhomogenität in der Simulation: das FMR-Spektrum wird zu den vom Betrag kleineren Magnetfeldwerten verschoben. Denn das FMR-Signal wird gegen das Magnetfeld B_{ext} (Abb. 5.16 (b)) in der Mitte der Probe aufgetragen, während die Resonanz schon am Rand der Probe bei einem höheren Magnetfeld stattfinden kann. Eine leicht andere Positionierung der Probe im Experiment führt auch zu einer „Verschiebung“ des FMR-Spektrums. Dadurch ist der Vergleich der absoluten Resonanzpositionen

zwischen Simulation und Experiment (Abb. 5.19) nicht sinnvoll.

Es konnte auch gezeigt werden, dass die Amplitude des FMR-Spektrums für die negative Magnetfeldrichtung sowohl im Experiment, als auch in der Simulation etwas größer ist als für das positive Magnetfeld¹³. Dieser Unterschied in der Amplitude zwischen entgegengesetzten Magnetfeldrichtungen kommt aufgrund der Anregung durch die NM-Schicht zustande. Wenn die Magnetisierung nur durch den CPW angeregt wird, bleibt die m_z -Komponente, die für die Signalentstehung verantwortlich ist, bei Magnetfeldumkehr unverändert (rote Kurve in Abb. 5.20), weswegen ein FMR-Spektrum bei Umkehr des Magnetfeldes auch unverändert bleibt (bekannt aus Abb. 5.7). Der Beitrag zum Signal (durch die m_z -Komponente), welcher durch die NM-

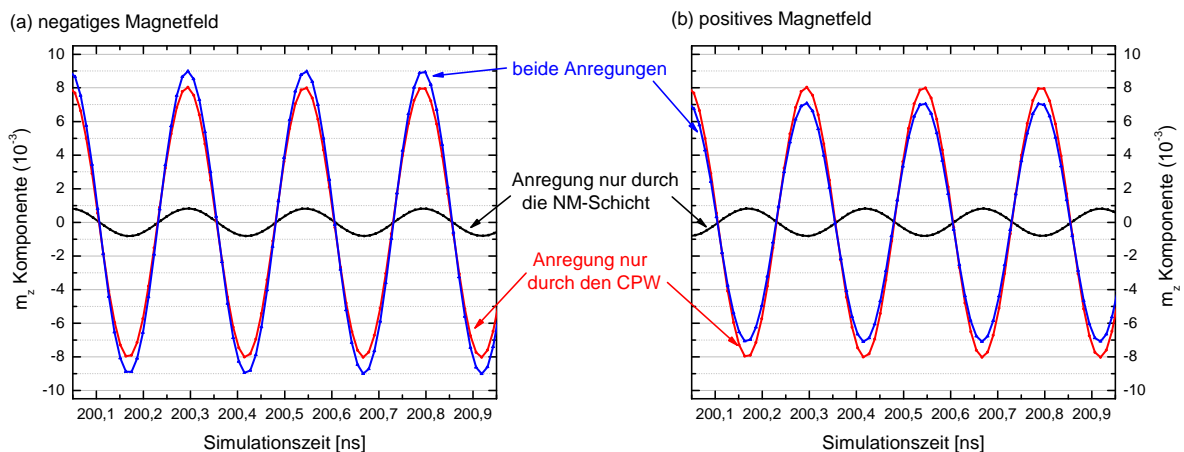


Abbildung 5.20.: Phasenbeziehung der m_z -Komponente für negatives (a) und positives (b) Magnetfeld. Die Kurven zeigen einen Ausschnitt der zeitaufgelösten Simulationsdaten (YIG Dicke: 189 nm, Magnetfeld: 778 Oe) vor dem Mitteln der Absolutbeträge von m_z . Die Skalierung der Achsen ist gleich gewählt. Die schwarze Kurve zeigt die m_z -Komponente für den Fall, dass die Magnetisierung nur durch das Magnetfeld um die NM-Schicht angeregt wurde. Für die rote Kurve wurde nur die Anregung durch den CPW berücksichtigt, während blau das Ergebnis unter Berücksichtigung beider Anregungen zeigt.

Schicht angeregt wird, ist wesentlich kleiner und ändert das Vorzeichen bei Magnetfeldumkehr (schwarze Kurve, Abb. 5.20). Dadurch ergeben sich in Summe, wenn beide Anregungen berücksichtigt werden, unterschiedliche Amplituden im FMR-Spektrum für die positive und die negative Magnetfeldrichtung (blaue Kurve in Abb. 5.20).

Ortsaufgelöste Verteilung der Magnetisierung

Um die Spinwellen in dem simulierten YIG-Streifen zu untersuchen, wird am Ende eines jeden Magnetfeldschrittes, also nach einer Simulationszeit von 300 ns, die Verteilung der Magnetisierung ortsaufgelöst gespeichert¹⁴. Anschließend kann diese komponentenweise mit einer geeigneten Skalierung in ein Bildformat umgewandelt werden. Als Beispiel zeigt die Abb. 5.21 (a) die ortsaufgelöste Verteilung der m_z -Komponente an ausgewählten Stellen des FMR-Spektrums für

¹³Dies gilt auch für die Werte jeweils außerhalb der Resonanz.

¹⁴Der allgemeine Ablauf der Simulationen wurde in Abschnitt 3.3 beschrieben

die 189 nm dicke YIG-Schicht. Die Werte in den Bildern sind von -0,02 bis 0,02 skaliert, wobei die Magnetisierung auf 1 normiert ist ($m = M/M_S$). Blau steht dabei für negative und rot für positive Werte, während weiß für Null steht. Die Verteilung der Magnetisierung für die 208 nm dicke Schicht (hier nicht gezeigt) unterscheidet sich rein optisch nicht von den in Abb. 5.21 gezeigten Bildern, da die Unterschiede in der Amplitude minimal sind.

An den jeweiligen Resonanzpeaks sind Damon-Eshbach-ähnliche Spinwellen (aufgrund der Ausrichtung von \vec{H} und \vec{k} zueinander) mit unterschiedlichen Modennummern n (Gl. 2.27) zu erkennen. Dabei handelt es sich jeweils um eine stehende Welle, die durch mehrfache Reflexion an der langen Probenseite entsteht (Abschnitt 2.2.3). Wie zu erwarten war, sind die Modennummern an den Peakpositionen ungerade. Auch in einer Messung können nur diese Moden detektiert werden, da bei geraden Modennummern sich die Beiträge des Wellenbergs und Wellentals gegenseitig aufheben [28]. Ab ca. 787 Oe ändert sich die Ausrichtung des k -Vektors und entspricht der Orientierung in der Backward Volume Geometrie ($\vec{k} \parallel \vec{H}$).

In Abb. 5.21 ist zu erkennen, dass die Amplitude der Magnetisierung entlang des Streifens nicht

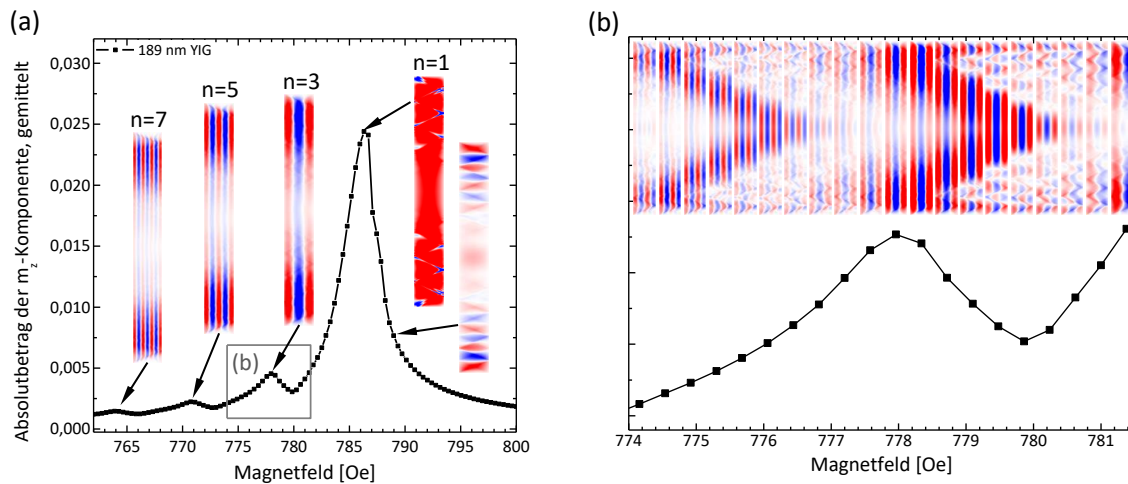


Abbildung 5.21.: Ortsaufgelöste Verteilung der simulierten m_z -Komponente der Magnetisierung am Beispiel der 189 nm dicken YIG-Schicht an verschiedenen Stellen des FMR-Spektrums (a). Das externe Magnetfeld liegt entlang des Streifens an. Teilabbildung (b) zeigt eine genauere Betrachtung des Resonanzpeaks zwischen 774 Oe und 781,5 Oe. Die Bilder zeigen die Verteilung der m_z -Komponente an dem jeweils darunter liegenden Punkt des Magnetfeldes. Alle Bilder wurden nach 300 ns Simulationszeit gespeichert. Farbkodierung: blau steht für negative Werte (Min. -0,02), weiß für Null und rot für positive Werte (Max. 0,02).

konstant ist, wobei sie am Rand höher ist als in der Mitte. Aus dem Kapitel über die Lock-In-Thermographie (Abschnitt 4.5.3) ist bekannt, dass dieser Effekt durch die Inhomogenität des externen Magnetfeldes verursacht wird. Das Feld an den Enden der Probe ist größer (siehe definiertes Feldprofil in Abb. 5.16 (b)), womit dort die Resonanzbedingung zuerst erfüllt wird. Mit zunehmendem Magnetfeld verschiebt sich dieser Bereich zur Mitte der Probe. Mithilfe der Lock-In Thermographie wurde ein geschlossener Film untersucht, dadurch fand die Verschiebung des Bereichs, in dem die Resonanzbedingung erfüllt ist, über das gesamte FMR-Spektrum statt (z.Bsp. Abb. 4.12). Um genauer zu untersuchen, wie sich die Verteilung der m_z -Komponente

in einem YIG-Streifen mit dem Magnetfeld entwickelt, schauen wir uns den Bereich zwischen 774 Oe und 781,5 Oe genauer an (Abb. 5.21 (b)). Zu erkennen ist, dass die Anregung, wie erwartet, zuerst an den Enden des Streifens stattfindet und sich mit zunehmendem Magnetfeld zur Mitte verschiebt. Im Gegensatz zum geschlossenen Film passiert dies aber nicht über das gesamte FMR-Spektrum. Da die Dispersionsrelation einer begrenzten Struktur nicht kontinuierlich ist, macht sich die Magnetfeldinhomogenität „innerhalb eines jeden Peaks“, also für jede Modennummer, bemerkbar. Die Amplitude des FMR-Spektrums bis ca. 776,5 Oe und die zugehörigen Bilder (Abb. 5.21 (b)) zeigen anschaulich, dass Spinwellen mit geraden Modennummern (in diesem Fall $n=4$) keinen, bzw. wenig Beitrag zum Signal liefern.

5.7. Ablauf der zeitaufgelösten Messungen und Prozedur der Auswertung

Für die zeitaufgelösten Untersuchungen wird zuerst, wie in Abschnitt 5.6.1 beschrieben, das FMR-Spektrum für positives und negatives Magnetfeld bestimmt. Durch die Verwendung von Leistungsteilern in dem Messaufbau (Abb. 5.13), ist es möglich, direkt im Anschluss die Messung im Zeitbereich durchzuführen, ohne den Kabelverlauf ändern zu müssen. Dazu wird zunächst eine bestimmte Peakposition im Feldbereich für positives Magnetfeld direkt angesteuert¹⁵. Bei diesem konstanten Feld wird mit dem Sampling Oszilloskop eine Messung am Anfang des HF-Pulses und danach am Ende des HF-Pulses aufgenommen. Dabei wird an dem Kanal 1 (CH1) das von den Kontakten P2 (ISHE-Seite) kommende und an dem Kanal 2 (CH2) das von P1 (FMR-Seite) kommende Signal detektiert. An dem Kanal 3 (CH3) wird ein Marker gemessen, der vom AWG erzeugt wird. Dieser wird später für die Verschiebung der detektierten Signale am Ende des HF-Pulses benötigt. Die oben genannten Punkte werden danach für das zugehörige negative Magnetfeld durchgeführt, d.h. es wird der gleiche Peak für $-H$ angesteuert und eine Messung mit dem Sampling Scope am Anfang und am Ende des HF-Pulses aufgenommen. Diese Schritte für positives und negatives Magnetfeld werden für alle interessanten Peakpositionen wiederholt. Dabei kann die Messreihe auch in der dc-Geometrie durchgeführt werden. Der experimentelle Zugang zur dc-Geometrie wurde in Abschnitt 2.6.1 beschrieben.

Danach wird der genannte Messablauf für die Referenzprobe wiederholt. Dabei wird die Referenzprobe so eingebaut, dass sie sich möglichst an der selben Position im Magnetfeld befindet. Dies wird sichergestellt, indem beim Probenwechsel die HF-Spitzen angehoben werden und die neue Probe so positioniert wird, dass die entsprechenden Kontakte (P1 und P2) sich möglichst unter den Messspitzen befinden. Da das externe Magnetfeld inhomogen ist, kann eine unterschiedliche Positionierung der Probe zu einer Verschiebung¹⁶ des FMR-Spektrums führen, wie das in Abschnitt 4.5.3 bereits diskutiert wurde. Da die Peaks für die zeitaufgelösten Messungen

¹⁵Dazu wird das Magnetfeld schrittweise erhöht und dabei das FMR-Spektrum aufgenommen und beobachtet. Wenn eine Peakposition erreicht ist, wird die Messung angehalten.

¹⁶Dies ist aber keine echte Verschiebung. Bei zwei unterschiedlichen Positionierungen der Probe im Magnetfeld findet die Resonanz immer noch bei gleichen Magnetfeldern statt. Die Sonde, die das Magnetfeld während der Messung detektiert, ist aber für eine bestimmte Position kalibriert, sodass die Werte für die andere Position „falsch“ ausgegeben werden. Dadurch scheint sich das FMR-Spektrum zu verschieben.

direkt angesteuert werden, spielt die Verschiebung des FMR-Spektrums keine große Rolle.

Prozedur der Auswertung

Im Folgenden wird die Vorgehensweise bei der Auswertung der Daten am Beispiel des in Abbildung 5.22 (a) markierten Peaks erläutert. Wie oben bereits beschrieben, wird die Peakposition im Feldbereich angesteuert und anschließend die Messung im Zeitbereich durchgeführt. Danach werden die beiden Schritte für die negative Magnetfeldrichtung wiederholt. Abbildung 5.22 (b) zeigt die zeitaufgelösten Messungen für positives (schwarz) und negatives (rot) Magnetfeld. Nach dem „Einschalten“ des anregenden HF-Pulses bei ca. 1030 ns, wird an den Kontakten P2 für beide Magnetfeldrichtungen ein deutliches Signal detektiert. Wie in Abschnitt 5.3 bereits beschrieben wurde, setzt sich dieses Signal zum größten Teil aus dem hochfrequenten Untergrund, dem induktiven Beitrag durch die präzedierende Magnetisierung und dem ac-ISHE zusammen. Die letzten beiden Beiträge ändern dabei ihre Phase bei Magnetfeldumkehr um 180° und sorgen somit dafür, dass sich das Gesamtsignal für $+H$ und $-H$ unterscheidet (Abb. 5.22 (b)). Dies führt auch zu der in Abschnitt 5.6.1 diskutierten Signalform bei der Messung des ac-ISHE im Feldbereich (Abb. 5.14). In der zeitaufgelösten Messung an den Kontakten P2 in Abb. 5.22 (b)

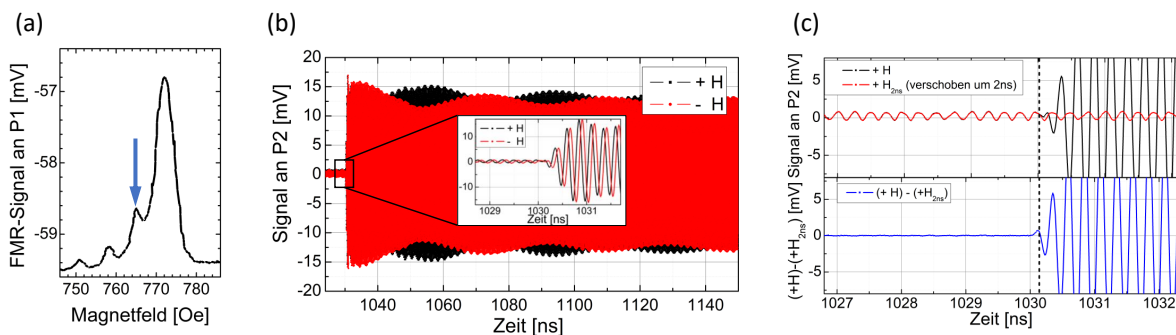


Abbildung 5.22.: Prozedur der Auswertung für zeitaufgelöste Messungen am Beispiel der in (a) gezeigten Peakposition. (b) Zeitaufgelöste Messung für positives (schwarz) und negatives (rot) Magnetfeld können leicht gegeneinander verschoben sein (eingefügtes Bild). (c) Suche nach dem Anfang der Anregung mithilfe des kleinen HF-Signals der „Nulllinie“ am Beispiel der Messung für das positive Magnetfeld. Die hier gezeigten Messungen im Zeitbereich wurden an den Kontakten P2 detektiert.

ist eine Art Schwebung zu erkennen, mit der das Signal überlagert ist. Diese entsteht durch den induktiven Beitrag der präzedierenden Magnetisierung und wird in dem Abschnitt 5.8 ausführlich untersucht.

Für die spätere Differenzbildung $(+H) - (-H)$ ist es notwendig, dass die Anregung und somit auch die gemessene Antwort für positives und negatives Magnetfeld zu exakt dem selben Zeitpunkt anfangen. Ein Zoom in den Anfang des Signals zeigt aber, dass die Kurven für $+H$ und $-H$ leicht gegeneinander verschoben sein können (Abb. 5.22 (b)). Falls vorhanden, muss diese Verschiebung vor der weiteren Auswertung korrigiert werden. Da anhand der gemessenen Kurven es nicht eindeutig ist, wo genau der „Anfang“ des Signals sich zeitlich befindet, ist eine spezielle Prozedur notwendig. Um diesen Anfang zu finden, wird ausgenutzt, dass die „Nulllinie“ vor

dem HF-Puls auch ein hochfrequentes Signal¹⁷ mit einer sehr kleinen Amplitude darstellt (Abb. 5.22 (b), Zoom). Bei genauem Betrachten ist erkennbar, dass dieses kleine Signal zusätzlich moduliert ist, wobei die Modulation eine Periode von 2 ns aufweist. Sobald der HF-Puls zeitlich beginnt, müsste das gemessene Signal anfangen, von dieser „modulierten Nulllinie“ abzuweichen. Abbildung 5.22 (c) zeigt die daraus resultierende Vorgehensweise am Beispiel der Messung für positives Magnetfeld (schwarze Kurve). Um den Anfang des HF-Pulses zu finden, werden die Datenpunkte der Nulllinie um +2 ns verschoben (rote Kurve). Die gute Übereinstimmung der schwarzen und der roten Kurve bis ca. 1030 ns in 5.22 (c) bestätigt, dass die Verschiebung um 2 ns sinnvoll ist. Der Punkt, an dem die schwarze Originalkurve anfängt, von der verschobenen roten Kurve abzuweichen, wird als der Anfang der Anregung angesehen, der für alle Messungen gleich sein muss. Um diesen Punkt noch deutlicher zu sehen, wird die Differenz zwischen der schwarzen und der roten Kurve gebildet. Diese ist in Abb. 5.22 (c) in blau dargestellt. Die vertikale gestrichelte Linie markiert dabei den Anfang des Signals, der nach der oben beschriebenen Prozedur ermittelt wurde. Als nächstes wird auf die gleiche Weise die Differenz (H)-(H_{2ns}) auch für die negative Magnetfeldrichtung bestimmt. Durch das anschließende punktweise Verschieben der Differenz (H)-(H_{2ns}) zusammen mit den Originalkurven für positives und negatives Magnetfeld wird sichergestellt, dass alle detektierten Signale (sowohl an P1 als auch an P2) zum selben Zeitpunkt anfangen.

Die Genauigkeit mit der die Kurven punktweise verschoben werden können, hängt von dem

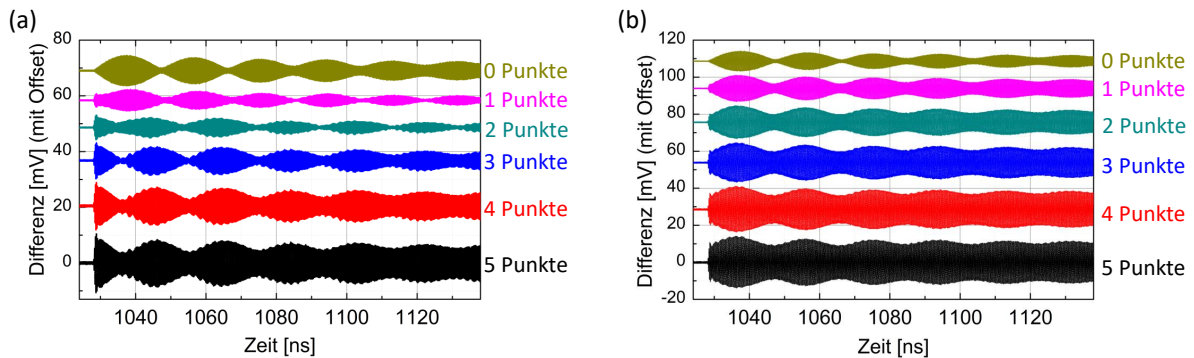


Abbildung 5.23.: Auswirkung der punktweisen Verschiebung auf den Verlauf der Differenz. Die Messung für (a) negatives Magnetfeld und (b) positives Magnetfeld wurde um die angegebene Anzahl von Punkten nach links verschoben. Der Punkteabstand beträgt 4,17 ps. „0 Punkte“ gibt dabei die Differenz an, die mithilfe der beschriebenen Prozedur bestimmt wurde.

Abstand der Punkte, also von der Auflösung, ab. Diese wiederum wird von dem Messintervall bestimmt, welches bei der Messung mit dem Sampling Scope gewählt wurde. Für das verwendete Messintervall von 200 ns beträgt die Auflösung 12,5 ps. Da diese für eine feine Verschiebung zu grob ist, werden die gemessenen Kurven für beide Kanäle (CH1 und CH2) noch vor der oben beschriebenen Prozedur zuerst mit 48000 Punkten interpoliert, wodurch eine Auflösung von ca. 4,17 ps erreicht wird. Mit diesem Punkteabstand kann eine Verschiebung (falls vorhanden) zwischen den Messungen für positives und negatives Magnetfeld genauer korrigiert werden. Welchen Einfluss die punktweise Verschiebung der Daten auf die resultierende Differenz (+H-(-H)) hat,

¹⁷Möglicherweise wird dieses Signal durch ein Übersprechen des internen Taktsignals des AWG verursacht.

wird in 5.23 veranschaulicht. Dabei ist die Kurve, welche jeweils der Verschiebung von 0 Punkten entspricht, die mithilfe der beschriebenen Prozedur bestimmte Differenz. Ausgehend davon wurden in (a) die Messungen für negatives und in (b) die Messungen für positives Magnetfeld um die angegebene Anzahl von Punkten nach links verschoben, wobei der Punkteabstand 4,17 ps beträgt. Schon eine kleine Verschiebung der Datenpunkte zueinander führt bei der Differenzbildung Punkt für Punkt zu einem erkennbaren Unterschied im resultierenden Kurvenverlauf, was die Notwendigkeit einer geeigneten Prozedur für die Auswertung der Daten verdeutlicht.

5.8. Zeitaufgelöste Untersuchungen an den Kontakten P2

Das Signal an den Kontakten P2 setzt sich für die YIG/Pt-Probe in erster Linie aus dem hochfrequentem Übersprechen, dem induktiven Beitrag durch die präzedierende Magnetisierung und dem ac-ISHE zusammen (Signalbeiträge wurden ausführlich in Abschnitt 5.3 und 5.4 diskutiert). Das Hintergrundsignal, welches durch das Übersprechen verursacht wird, ist magnetfeldunabhängig und wird durch die Differenzbildung zwischen den zeitaufgelösten Messungen für positives und negatives Magnetfeld beseitigt. Das übrig bleibende Differenzsignal besteht somit aus dem induktiven Beitrag durch die präzedierende Magnetisierung und dem ac-ISHE. Beide werden im Folgenden näher untersucht. Dabei wird zunächst auf den Beitrag eingegangen, der durch die präzedierende Magnetisierung induziert wird (Abschnitt 5.8.1), da dieser größer ist als das erwartete ac-ISHE Signal (Abschnitt 5.8.2).

5.8.1. Untersuchung des induktiven Beitrags durch die präzedierende Magnetisierung an P2

Der induktive Beitrag, der nach der Differenzbildung bleibt, wird durch die Präzession der Magnetisierung verursacht (für die beteiligten Komponenten: siehe Abb. 5.12) und gibt Auskunft über die Magnetisierungsdynamik. Da in der Literatur bisher noch nicht beschrieben ist, was bei der cw Anregung von Spinwellen im Zeitbereich passiert, wird dies im Folgenden näher untersucht. Dazu wird zuerst das Differenzsignal für die YIG/Pt-Probe betrachtet, welches in Abb.

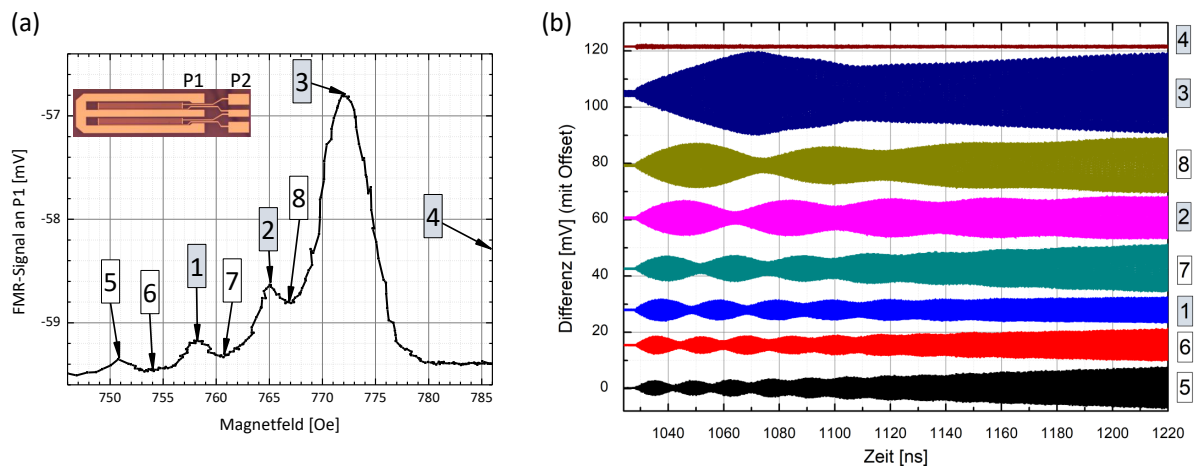


Abbildung 5.24.: Untersuchung der Magnetisierungsdynamik im Zeitbereich an der YIG/Pt-Probe. (a) FMR-Spektrum im Feldbereich, aufgenommen an den Kontakten P1. (b) Zugehöriges Differenzsignal (+H-(-H)) zwischen den zeitaufgelösten Messungen für positives und negatives Magnetfeld, die an den in (a) markierten Feldpositionen aufgenommen wurden. Feldposition 4 ist nur angedeutet und liegt bei 3052 Oe.

5.24 (b) zu sehen ist. Abbildung 5.24 (a) zeigt das bereits bekannte FMR-Spektrum, welches mit der asymmetrischen Struktur an den Kontakten P1 detektiert wurde. Für die gekennzeichneten Feldpositionen 1-8 werden an den Kontakten P2 Messungen im Zeitbereich für jeweils positives und negatives Magnetfeld aufgenommen. Das Differenzsignal ((+H)-(-H)) ist in Abbildung 5.24 (b) zu sehen. Dieses Signal erhält man nach der in Abschnitt 5.7 beschriebenen Prozedur.

Die Feldposition 4 ist an Abbildung 5.24 (a) nur angedeutet und liegt bei 3052 Oe. Da dieser Punkt außerhalb der Resonanz liegt, ist kein Signal zu erwarten, was auch durch das Differenzsignal in Abb. 5.24 (b) bestätigt wird. Für alle anderen Differenzsignale in Abb. 5.24 (b) ist deutlich eine Schwebung und ihr Ausschlagen zu erkennen. Eine Schwebung entsteht im Allgemeinen, wenn Schwingungen zweier Frequenzen f_1 und f_2 , die sich wenig unterscheiden, überlagert werden. Für die Frequenz f_E der Einhüllenden der Schwebung gilt dabei:

$$f_E = \frac{|f_1 - f_2|}{2}. \quad (5.1)$$

In der Abb. 5.25 nimmt mit zunehmendem Magnetfeld die Frequenz der Einhüllenden der Schwebung ab. Daher ist nach der Gl. 5.1 zu erwarten, dass auch der Unterschied der Frequenzen, welche die Entstehung der Schwebung verursachen, kleiner wird.

Um die Frequenzen dieser Schwebungen zu bestimmen, wird für alle Differenzsignale aus der Abb. 5.24 (b) eine Fast Fourier-Transformation (FFT) durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbil-

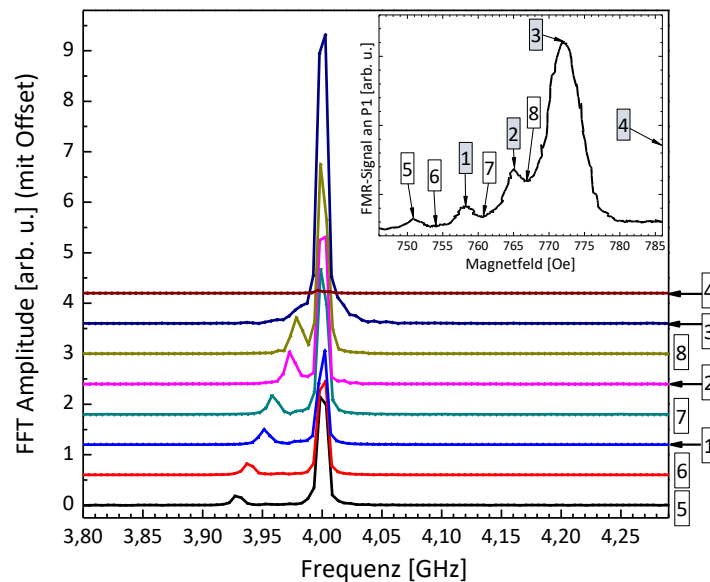


Abbildung 5.25.: FFT des Differenzsignals aus der Abbildung 5.24 (b). Das kleine eingefügte Bild (entspricht 5.24 (a)) zeigt die Magnetfeldpositionen, bei den die entsprechenden Messungen aufgenommen wurden.

dung 5.25 zu sehen. Wie zu erwarten war, ist auch in der FFT kein Signal für die Feldposition 4 zu sehen, da dieser Punkt außerhalb der Resonanz liegt und somit bei diesem Magnetfeld keine Anregung stattfindet. Für alle anderen Feldpositionen in Abb. 5.25 ist deutlich ein Peak bei einer Frequenz von 4 GHz zu erkennen, welche der Anregungsfrequenz entspricht. Außerdem zeigt die FFT für alle Feldpositionen, bis auf Position 3, eine zweite Frequenz < 4 GHz. Dabei wird diese Frequenz mit abnehmendem Magnetfeld kleiner (vergl. mit den Feldpositionen in dem eingefügten Bild in Abb. 5.25). Für die Feldposition 3, welche dem Hauptpeak im FMR-Spektrum entspricht, ist im Zeitbereich (Abb. 5.24 (b)) eine Amplitudenänderung, aber keine deutliche Schwebung zu erkennen. Auch die FFT zeigt für diese Messung nur einen Peak bei 4 GHz. Falls eine zweite Frequenz vorhanden sein sollte, liegt diese sehr nah an 4 GHz und kann mithilfe

der FFT nicht aufgelöst werden. Allgemein hängt der Punkteabstand, also die Auflösung der FFT, von dem Messbereich der zeitaufgelösten Daten ab, die für die FFT verwendet wurden. In dem hier vorliegenden Fall beträgt das Messintervall 200 ns, was eine Auflösung von $5 \cdot 10^{-3}$ GHz ergibt.

In allen weiteren Untersuchungen (Messungen und Simulationen) konzentrieren wir uns auf die in den Abbildungen 5.24 und 5.25 markierten Positionen 1-4.

Simulation der Magnetisierungsdynamik mit HF-Pulsen und einer Stufenanregung im Vergleich mit den Messungen

Um das Verhalten der Magnetisierung besser zu verstehen, wurden zuerst zeitaufgelöste Simulationen durchgeführt, bei den die Präzession in Analogie zum Experiment mithilfe von HF-Pulsen angeregt wurde. Der Aufbau der Simulation und die verwendeten Parameter wurden bereits in dem Abschnitt 5.6.3 am Beispiel der Simulationen im Feldbereich beschrieben. Die Simulationsanordnung aus der Abb. 5.16 bleibt dabei unverändert. Der mit den Abmessungen des YIG-Streifens definierte Simulationsbereich wird für die zeitaufgelösten Simulationen in $256 \times 2048 \times 8$ Zellen unterteilt.

Wie bereits erwähnt, werden im Folgenden die Peakpositionen 1-3 und die Position 4 (Abb. 5.24 (a)) außerhalb der Resonanz untersucht. In Analogie zum Experiment wird für die Simulationen im Zeitbereich ein konstantes externes Magnetfeld angelegt, welches der zu untersuchenden Feldposition aus der Messung entspricht. Der Wert dieses Magnetfeldes wird mithilfe des simulierten FMR-Spektrums im Feldbereich ermittelt und kann, zum Beispiel, in der Abb. 5.19 abgelesen werden. Der anregende HF-Puls wird nach einer Simulationszeit von 300 ns abgeschaltet, wobei die Simulation danach noch weitere 300 ns lang läuft. Während der gesamten Zeit von 600 ns werden die Werte der Magnetisierungskomponenten alle 12 ps und die orts aufgelöste Verteilung der Magnetisierung alle 10 ns gespeichert¹⁸. Auch wenn für einen Vergleich mit dem Experiment jeweils ca. 200 ns mit und ohne Anregung ausreichen würden, wurde die Simulationszeit von je 300 ns gewählt, damit in Analogie zur Messung die erwartete Schwebung abklingen kann, bevor der HF-Puls ausgeschaltet wird.

Anhand der Simulationen wurde ermittelt, dass nach der Differenzbildung das Signal, welches durch die m_z -Komponente (angeregt durch die NM-Schicht (2. Ordnung), siehe Abb. 5.12) verursacht wird, ca. 15 mal kleiner ist als das Differenzsignal der m_x -Komponente. Somit macht das durch die m_z -Komponente induzierte Signal nur ca. 6 % des Gesamtsignals aus. Daher ist nach der Differenzbildung (auch im Experiment) hauptsächlich die M_x -Komponente der präzedierenden Magnetisierung für die Entstehung des induktiven Signals verantwortlich (Abb. 5.12). Somit wird im Folgenden der simulierte Verlauf der m_x -Komponente ($m_x = M_x/M_S$) betrachtet.

Ein Vergleich zwischen den aus Abb. 5.24 (b) bereits bekannten gemessenen Differenzsignalen

¹⁸Dieser Abstand von 10 ns ist für einen groben Überblick über die zeitliche Entwicklung der Magnetisierungsverteilung während der langen Simulationszeit von 300 ns ausreichend. Es gehen dabei aber Informationen verloren, vor allem über die anfänglichen Nanosekunden nach dem Einschalten des HF-Pulses, da erst nach 10 ns ein Bild gespeichert wird. Daher werden später, als ein Kompromiss zwischen der Anzahl der erzeugten Bilder und dem Informationsgehalt über die Entwicklung der Magnetisierung, auch Bilder in anderen zeitlichen Abständen gespeichert bzw. gezeigt.

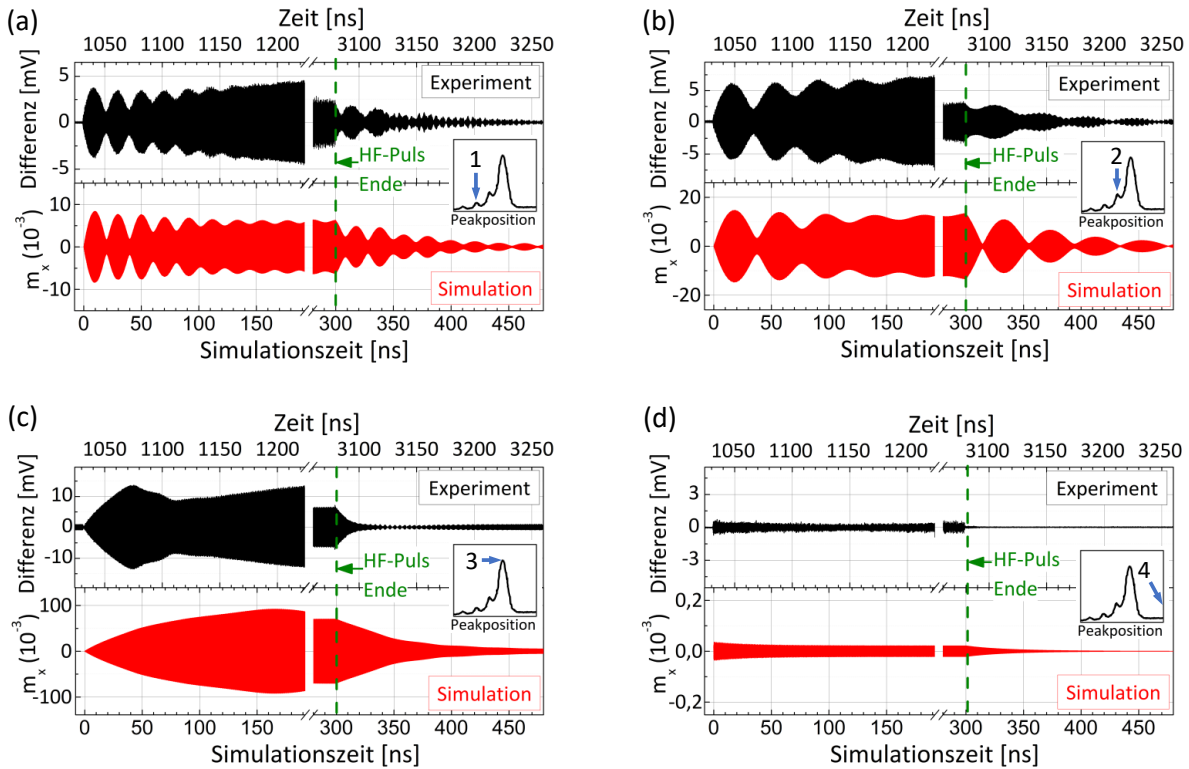


Abbildung 5.26.: Vergleich der Messungen (schwarz; Differenzsignale aus Abb. 5.24, YIG/Pt-Probe) an den Positionen 1-4 mit den Simulationen (rot; für 189 nm YIG Dicke), bei den die Magnetisierungsdynamik mithilfe eines HF-Pulses angeregt wurde. Die gestrichelte grüne Linie zeigt das Ende des HF-Pulses an. Zu besserer Darstellung unterscheidet sich die Skalierung der y-Achse. Für m_x gilt dabei: $m_x = M_x/M_S$.

(schwarz) und den Simulationen (rot) ist in Abbildung 5.26 für die Magnetfeldpositionen 1-4 dargestellt. Die jeweiligen Peakpositionen sind in den kleinen eingefügten Bildern des FMR-Spektrums in Abb. 5.26 veranschaulicht. Wie zu erwarten war, liefert auch die Simulation an einem Punkt außerhalb der Resonanz (Peakposition 4) eine vernachlässigbar kleine Signalamplitude (Abb. 5.26 (d)). Für die Peakpositionen 1 und 2 (Abb. 5.26 (a) und (b)) gibt es eine sehr gute Übereinstimmung der Schwebungen, sowohl während, als auch nach dem Abschalten des HF-Pulses (Zeitpunkt ist markiert durch die grüne gestrichelte Linie). Für den Hauptpeak (Position 3, Abb. 5.26 (c)) zeigt die Simulation, ähnlich zur Messung, eine Amplitudenänderung, aber keine Schwebung. Wobei sich aber der Verlauf dieser Amplitudenänderung von dem Ergebnis des Experiments unterscheidet. In allen betrachteten Fällen in der Abb. 5.26 klingt die Schwingung nach dem Abschalten des HF-Pulses ab. Dabei gilt: wenn bei eingeschaltetem HF-Puls eine Schwebung zu beobachten war, bleibt diese auch nach dem Abschalten des HF-Pulses bestehen und klingt mit der Zeit ab.

Um die Frequenzen zu bestimmen, die zum beobachteten Verlauf führen, wird für die Peakpositionen 1-3 eine FFT der Daten aus der Abb. 5.26 durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 5.27 dargestellt. Dabei zeigt die obere Reihe die FFT der Daten bei eingeschaltetem HF-Puls und die mittlere Reihe die FFT nach dem Abschalten des HF-Pulses für jeweils die Messung (schwarz) bzw. die Simulation (rot).

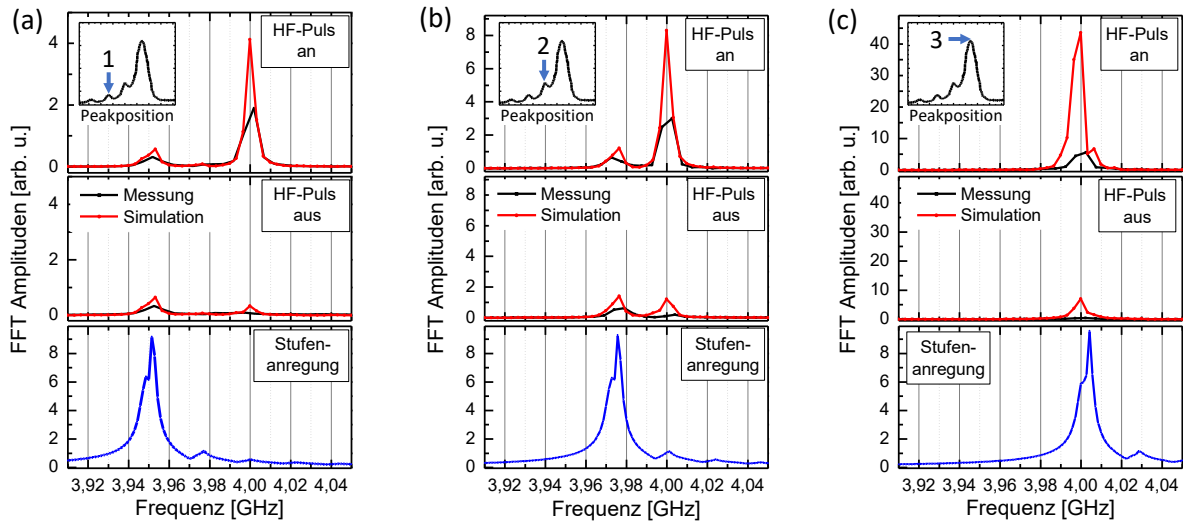


Abbildung 5.27.: FFT der Daten aus der Abb. 5.26 (Peakpositionen 1-3). Obere Reihe: bei eingeschaltetem HF-Puls, mittlere Reihe: nach dem Abschalten des HF-Pulses. Die unteren Bilder zeigen jeweils die FFT einer Simulation (blau), die mit einer Stufenanregung durchgeführt wurde.

Wie schon bekannt aus der Abb. 5.25, entsteht die Schwebung (an den Magnetfeldpositionen 1 und 2) durch eine Überlagerung von zwei Frequenzen, wobei eine von ihnen der Anregungsfrequenz von 4 GHz entspricht. Um das Vorhandensein der beiden Frequenzen besser interpretieren zu können, werden die Eigenmoden des Systems bei dem jeweiligen Magnetfeld bestimmt. Dazu wird eine Simulation durchgeführt, bei der die Magnetisierungsdynamik mit einer Stufe¹⁹ angeregt wird. Die Stufenanregung hat dabei den Vorteil, dass keine Frequenz wie bei einer cw Anregung (oder einem HF-Puls) vorgegeben wird. Somit antwortet das System mit den Eigenfrequenzen, die zum eingestellten Magnetfeld passen. Die FFT der Simulation mit Stufenanregung ist in der unteren Reihe der Abb. 5.27 dargestellt (blau). Zu erkennen ist dabei ein Frequenzspektrum mit mehreren Peaks unterschiedlicher Amplitude, wobei sich die Position des Hauptpeaks mit dem angelegten Magnetfeld verschiebt (vergleiche Abb. 5.27 (a), (b) und (c)). Aufgrund der extra lang gewählten Simulationszeit von 700 ns und der dadurch feineren Auflösung der FFT, konnte aufgelöst werden, dass sich im Hauptpeak zwei Frequenzen überlagern. Dabei entspricht der Peak mit der größten Amplitude der „uniformen“²⁰ Mode.

In Abb. 5.28 ist der zeitliche Verlauf der ortsaufgelösten Magnetisierungsverteilung der m_x -Komponente für die Peakposition 1 dargestellt. Für die ersten 30 ns nach dem Einschalten des HF-Pulses wurde die Verteilung der Magnetisierung alle 1,1 ns gespeichert²¹. Danach sind die Bilder für die Zeitpunkte 40 ns, 50 ns, 60 ns, 100 ns, 200 ns und 300 ns gezeigt. Durch das Propagieren der Spinwelle und Reflexionen an der langen Streifenseite (bekannt aus Abschnitt 2.2.3) hat sich nach 300 ns die stehende Welle mit der Modennummer $n = 5$ eingestellt. Das entsprechende Bild nach 300 ns wurde für die m_z -Komponente in der Abb. 5.21 bereits gezeigt.

¹⁹Das Prinzip der Stufenanregung wurde in dem Abschnitt 3.1.2 anhand der Messungen im Zeitbereich beschrieben.

²⁰In einer begrenzten Struktur, also einem YIG-Streifen, würde man von der $n=1$ Mode sprechen (vergl. mit Abb. 5.21). Aufgrund der Anschaulichkeit wird hier die Formulierung „uniforme“ Mode verwendet.

²¹Die im zeitlichen Abstand von 333 ps gespeicherten Bilder für die Simulationszeit von 50 ns sind im Anhang A.4 zu finden.

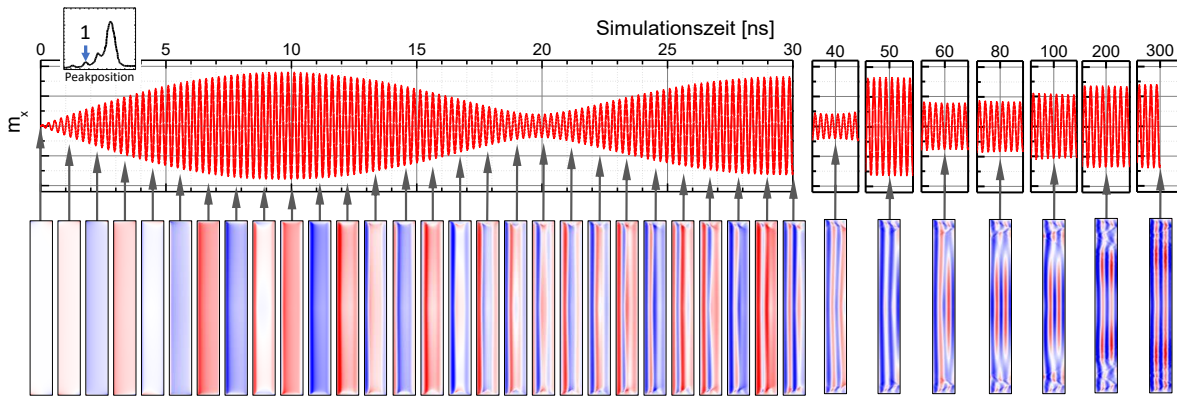


Abbildung 5.28.: Ortsaufgelöste Verteilung der Magnetisierungsdynamik (m_x -Komponente) für das Magnetfeld an der Peakposition 1. Farbkodierung der Bilder: blau steht für negative Werte (Min. $-0,02$), weiß für Null und rot für positive Werte (Max. $0,02$).

Die hochfrequente Anregung von Spinwellen im Zeitbereich kann am Beispiel der Daten für die Peakposition 1 interpretiert werden, wenn man die Abb. 5.27 (a) zusammen mit dem zeitlichen Verlauf der ortsaufgelösten Magnetisierungsverteilung der m_x -Komponente in Abb. 5.28 betrachtet. Der Beginn des HF-Pulses kann als Stufenanregung angesehen werden. Aus diesem Grund werden im ersten Moment nach dem Einschalten des HF-Pulses die Moden entsprechend der Stufenanregung (Abb. 5.27 (a), blau) angeregt. Dabei hat die uniforme Mode mit der Frequenz von $3,95$ GHz die höchste Amplitude, weshalb die Verteilung der Magnetisierung in Abb. 5.28 bis ca. 8 ns uniform ist. Die 4 GHz-Mode ist im Spektrum der Stufenanregung auch vorhanden, jedoch mit einer sehr kleinen Amplitude (Abb. 5.27 (a), blau). Mit jeder Schwingung des HF-Pulses, der eine Frequenz von 4 GHz hat, wird diese 4 GHz-Spinwelle nach dem Prinzip der kohärenten Kontrolle (zur Erinnerung: Abb. 3.3) verstärkt. Aus diesem Grund nimmt die Amplitude der 4 GHz-Mode stark ab, wenn der HF-Puls abgeschaltet wird, wobei die Amplitude der uniformen $3,95$ GHz-Mode unverändert bleibt (Abb. 5.27 (a), Mitte). Mit Zeit nehmen die Amplituden beider Moden ab, daher kann nach dem Abschalten des HF-Pulses eine abklingende Schwebung beobachtet werden.

5.8.2. Untersuchung des ac inversen Spin-Hall-Effekts an P2

Eines der Hauptziele der vorliegenden Dissertation ist die zeitaufgelöste Messung des ac inversen Spin-Hall-Effekts. Die M_x -Komponente, die für das ac-ISHE Signal verantwortlich ist, erzeugt auch die induzierte Spannung, anhand welcher im vorherigen Abschnitt die Magnetisierungsdynamik untersucht wurde. Um die beiden Beiträge (Induktion und ac-ISHE) voneinander trennen zu können, wird die YIG/Cu/Ti-Probe verwendet, bei der nur das induktive Signal erwartet wird, da der ISHE in Kupfer vernachlässigbar klein²² ist. Durch die Differenzbildung der zeitaufgelösten Messungen für die YIG/Pt- (Induktion und ac-ISHE) und die YIG/Cu/Ti-Probe (nur Induktion) sollte nur der Beitrag durch den ac-ISHE übrig bleiben. Dabei ist jedoch Folgendes zu beachten:

²²Dies wurde mithilfe von Messungen in der dc-Geometrie überprüft (Anhang A.3, Abb. A.8)

- Obwohl beide Proben von einem Wafer stammen, haben sie unterschiedliche Schichtdicken (in Abschnitt 5.6.2 gezeigt). Dadurch werden an der selben Peakposition unterschiedliche Frequenzen für die jeweilige Probe angeregt. Dies verändert den Verlauf der entstehenden Schwebung, wodurch es nicht möglich ist, die Differenz Punkt für Punkt für den gesamten Signalverlauf zu bilden.
- Die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe haben unterschiedliche Widerstände und Impedanzen (Wellenwiderstände), wodurch für sie verschiedene Werte für die induzierte Spannung gemessen werden. Daher müssen die Messdaten der beiden Proben vor der Differenzbildung normiert werden. Dabei sind die unterschiedlichen Widerstände und die Reflexionen, die aufgrund von Fehlanpassungen der Impedanz innerhalb der Messleitung entstehen, zu berücksichtigen. Bei der Normierung ist außerdem zu beachten, dass aufgrund der unterschiedlichen Schichtdicke auch leicht²³ unterschiedliche Spannungen in der jeweiligen Probe induziert werden.

Auswirkungen des Schichtdickenunterschieds

In Abschnitt 5.6.3 wurden bereits die Auswirkungen des Schichtdickenunterschieds auf Messungen und Simulationen im Feldbereich gezeigt. Für Proben unterschiedlicher Schichtdicke unterscheiden sich die Peakabstände und somit auch die Peakpositionen im jeweiligen FMR-Spektrum (Abb. 5.19). Die ortsaufgelöste Verteilung der Magnetisierung bezogen auf die Peakpositionen bleibt von dem Unterschied in der Schichtdicke unberührt (Abb. 5.21): an den jeweiligen Peakpositionen (die bei unterschiedlichen Magnetfeldern liegen) werden in beiden Fällen Spinwellen mit den entsprechenden Modennummern angeregt.

Durch Untersuchungen im Zeitbereich kann gezeigt werden, dass für die beiden betrachteten Proben an derselben Peakposition unterschiedliche Frequenzen angeregt werden. Dies verursacht nach der Gl. 5.1 eine Änderung des Verlaufs der entstehenden Schwebung (Abb. 5.29). In Abbildung 5.29 ((a1), (b1), (c1)) sind die zeitaufgelösten Simulationen für beide Schichtdicken an den Peakpositionen 1-3 gezeigt. In Analogie zum Experiment wurde für die Darstellung in der Abb. 5.29 die Differenz zwischen dem Verlauf der m_x -Komponente für positives und negatives Magnetfeld gebildet. Die schwarze Kurve entspricht dabei der aus Abb.5.26 bereits bekannten Simulation für 189 nm. Die rote Kurve zeigt die Simulation für eine YIG-Schichtdicke von 208 nm. Anhand des unterschiedlichen Verlaufs der Einhüllenden der Schwebung an der jeweiligen Peakposition ist ersichtlich, dass unterschiedliche Frequenzen angeregt wurden. Dadurch kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen den Signalverläufen für die beiden Schichtdicken. Am Anfang unterscheiden sich die jeweiligen Kurvenverläufe weder in der Amplitude, noch in der Phase. Dies ist in der Abb. 5.29 ((a2), (b2), (c2)) exemplarisch für die ersten 7 ns gezeigt. Nach ca. 60 ns (Abb. 5.29 (a3-c3)) ist hingegen sowohl eine Phasenverschiebung, als auch ein Unterschied in der Amplitudenhöhe zu erkennen. Der Wert von 60 ns wurde an dieser Stelle beispielhaft gewählt: die Phasenverschiebung entwickelt sich mit der Zeit, abhängig von der jeweiligen Peakposition, bzw. von dem Unterschied der dabei angeregten Frequenzen.

²³ca. 10%, was später (Gl. 5.10) gezeigt wird.

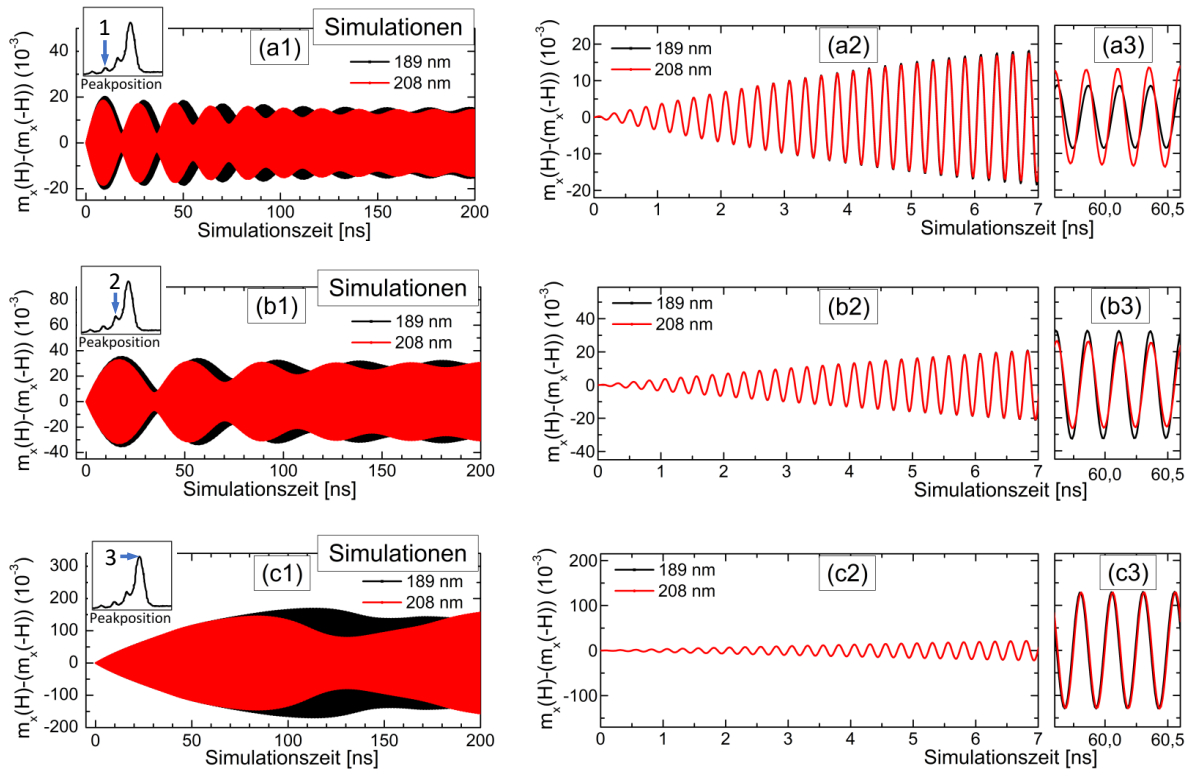


Abbildung 5.29.: Vergleich der Simulationen für eine YIG Dicke von 189 nm (schwarz; bereits bekannt aus Abb. 5.26) und 208 nm (rot) an den Peakpositionen 1-3 (a1-c1). Für die Darstellung wurde in Analogie zum Experiment die Differenz des Kurvenverlaufs der m_x -Komponente für positives ($m_x(H)$) und negatives Magnetfeld ($m_x(-H)$) gebildet. Die Teilabbildungen (a2)-(c2) zeigen die ersten 7 ns des Kurvenverlaufs und (a3)-(c3) den entstandenen Unterschied nach ca. 60 ns.

Um die Phasenverschiebung für den gesamten betrachteten Simulationszeitraum von 200 ns zu bestimmen, werden die Nulldurchgänge der Kurven für die beiden Schichtdicken (aus Abb.5.29) mithilfe eines Mathematica-Programms [125] ermittelt²⁴. Die Abb. 5.30 (a) zeigt einen Ausschnitt des Kurvenverlaufs mit den markierten n-ten Nullstellen $t_{189,n}$ und $t_{208,n}$. Die Indizes „189“ und „208“ geben die Schichtdicke in Nanometern an und „n“ steht für die Nummer der Nullstelle. Zur Bestimmung der Phasenverschiebung wird der Abstand $t_{189,n} - t_{208,n}$ zwischen benachbarten Nullstellen der jeweiligen Schichtdicke berechnet. Die Teilabbildungen 5.30 (b), (c) und (d) zeigen die auf diese Weise ermittelte Phasenverschiebung (in Picosekunden) zwischen den Kurven an den Peakpositionen 1-3. Die zeitliche Entwicklung der Phasenverschiebung in der Abb. 5.30 macht deutlich, dass Messungen und Simulationen für Proben unterschiedlicher Schichtdicke nur am Anfang der Anregung miteinander verglichen werden können. Im Experiment haben die interpolierten Signalverläufe eine Auflösung von ca. 4,17 ps (Abschnitt 5.7), was bedeutet, dass die Kurven für die Differenzbildung nicht genauer als um 4,17 ps gegeneinander verschoben werden können. Daher wird als eine noch hinnehmbare Phasenverschiebung der Wert

²⁴Prinzip der Bestimmung der Nulldurchgänge: zuerst werden die zeitabhängigen Daten in Mathematica importiert. Anschließend wird in einer Schleife (für der gesamten Kurvenverlauf) überprüft, ob das Produkt der y-Werte zweier benachbarter Punkte < 0 ist. Falls dies zutrifft, gab es zwischen diesen beiden Punkten einen Nulldurchgang. Um diesen zu ermitteln, wird die Nullstelle einer Geraden bestimmt, die durch diese beiden Punkte verläuft. Anschließend wird die Nullstelle einer Liste hinzugefügt.

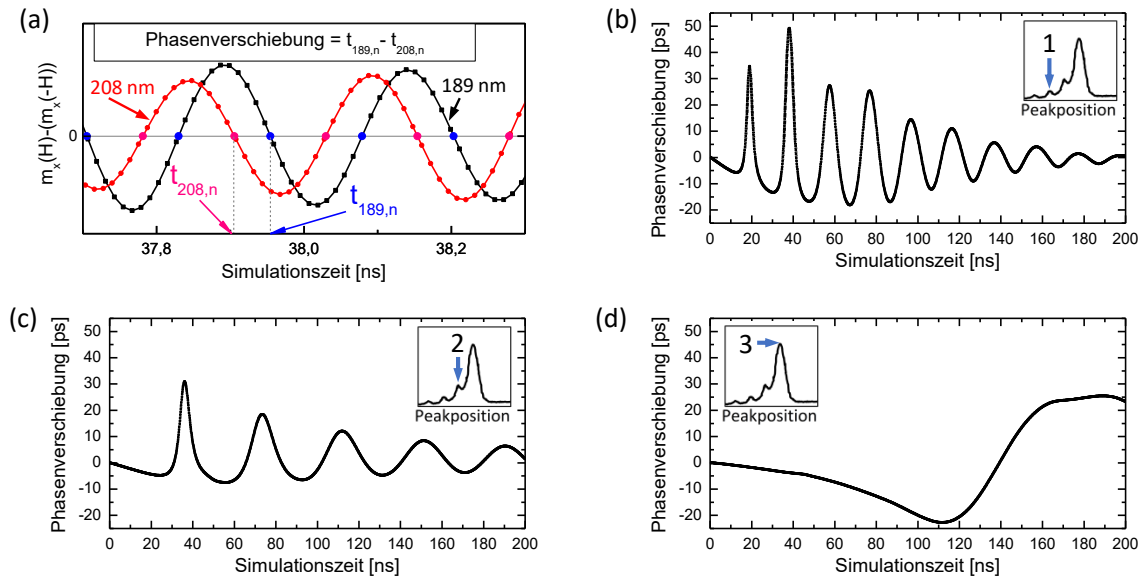


Abbildung 5.30.: Zeitliche Entwicklung der Phasenverschiebung, die in der Simulation durch den Schichtdickenunterschied verursacht wird. (a) Veranschaulichung der Berechnung der Phasenverschiebung mit den eingezeichneten n -ten Nulldurchgängen $t_{189,n}$ und $t_{208,n}$. Durch die Differenzbildung $t_{189,n} - t_{208,n}$ bekommt man die Phasenverschiebung zwischen den Simulationen für die YIG Dicken von 189 nm und 208 nm an den Peakpositionen 1 (b), 2 (c) und 3 (d).

von 4,17 ps verwendet. Somit ergeben sich aus der Abb. 5.30 die folgenden zeitlichen Grenzen, in den ein Vergleich der Proben unterschiedlicher Schichtdicke sinnvoll ist:

- Peakposition 1: bis ca. 8 ns,
- Peakposition 2: bis ca. 18 ns,
- Peakposition 3: bis ca. 42 ns.

Der Unterschied in der Amplitudenhöhe innerhalb der genannten Bereiche ist für die Peakposition 1 kleiner als 4,7%, für die Peakposition 2 kleiner als 7,9% und für die Peakposition 3 kleiner als 1%.

Mit zunehmender Simulationszeit klingt die Schwebung ab und eine Schwingung konstanter Frequenz und Amplitude stellt sich ein. Dies wird in der Abb. 5.31 am Beispiel der Simulation für die YIG Dicke von 189 nm verdeutlicht. Dabei wird mithilfe der abschnittsweise durchgeführten FFT gezeigt, dass mit zunehmender Zeit nur die Frequenz von 4 GHz angeregt wird. Aus diesem Grund wird in der Abb. 5.30 (b) und (c) die Phasenverschiebung, die durch den Schichtdickenunterschied verursacht wird, mit der Zeit kleiner, da für beide Schichtdicken die 4 GHz Schwingung überwiegt. Somit sind die Signale für die jeweilige Schichtdicke auch in einem Bereich um ca. 200 ns miteinander vergleichbar, da die Phasenverschiebung unterhalb der Grenze bleibt, die für den Anfang der Schwebung formuliert wurde.

Die Auswertung der Daten für die Peakposition 3 gestaltet sich als schwierig. In dem Abschnitt 5.6.3 wurde anhand der Messung für negatives Magnetfeld in der Abb. 5.19 gezeigt, dass der Hauptpeak eine Überlagerung zweier Moden darstellt, die in der Simulation für positives Magnetfeld nicht aufgelöst werden können. Somit ist es möglich, dass bei der Auswertung der

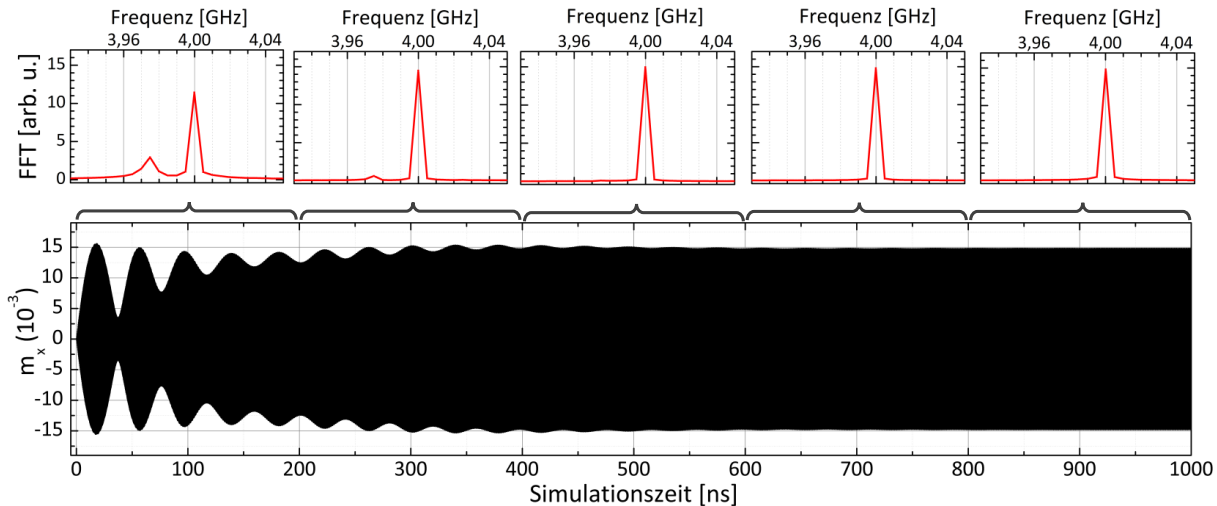


Abbildung 5.31.: Abschnittsweise FFT der simulierten Daten für 189 nm YIG Dicke.

Peakposition 3 zwei unterschiedliche Moden verglichen werden.

Im Experiment wird durch die zeitliche Änderung der M_x -Komponente eine Spannung in der jeweiligen Probe induziert. Somit gilt die in Abb. 5.30 beschriebene Phasenbeziehung auch für die Spannungen, welche in der YIG/Pt- und der YIG/Cu/Ti-Probe induziert werden. Zur Erinnerung: die Simulation für 189 nm entspricht im Experiment der YIG/Pt-Probe und die Simulation für 208 nm der YIG/Cu/Ti-Referenzprobe. Im Folgenden wird die Normierung der Daten unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Widerstände und Impedanzen der beiden Proben vorgestellt.

Normierung der Daten für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe

Propagiert eine hochfrequente Welle durch eine Leitung, so kommt es aufgrund von Reflexionen zu Transmissionsverlusten. Dabei entstehen die Reflexionen durch die sogenannte Fehlanpassung der Impedanz. Eine „angepasste Leitung“ bedeutet, dass der Abschlusswiderstand (hier: $Z_L = 50 \Omega$) gleich dem Leitungswiderstand Z_0 ist. Weichen beide voneinander ab, kommt es zu Reflexionen. Zur Veranschaulichung der dabei entstehenden zeitlichen Entwicklung der Spannungsamplitude wird in der Hochfrequenztechnik ein sogenannter Wellenfahrplan (bzw. Impulsfahrplan) verwendet [163, 164]. Bei diesem graphischen Verfahren wird die Überlagerung mehrerer vorwärts- und rückwärtslaufender Wellen anschaulich dargestellt (Abb. 5.32). Der Ort auf der Leitung wird dabei horizontal und das Vielfache der Laufzeit t_M zwischen den Punkten 1 und 2 vertikal aufgetragen [163–165]. Im Folgenden werden die ersten Schritte der Aufstellung eines Wellenfahrplans nach [163–165] für die hier verwendete Messanordnung vorgestellt. Diese ist vereinfacht schematisch in der Abb. 5.32 dargestellt.

In der asymmetrischen Struktur mit dem dc Widerstand R_{asym} wird die Spannung U_{erz} erzeugt (Abb. 5.32). Am Anfang „sieht“ die erzeugte Spannung U_{erz} nur die Impedanz Z_0 der Messstruktur, sodass an dem Punkt 1 (Abb. 5.32) nach der Spannungsteilerregel die Spannung U_1

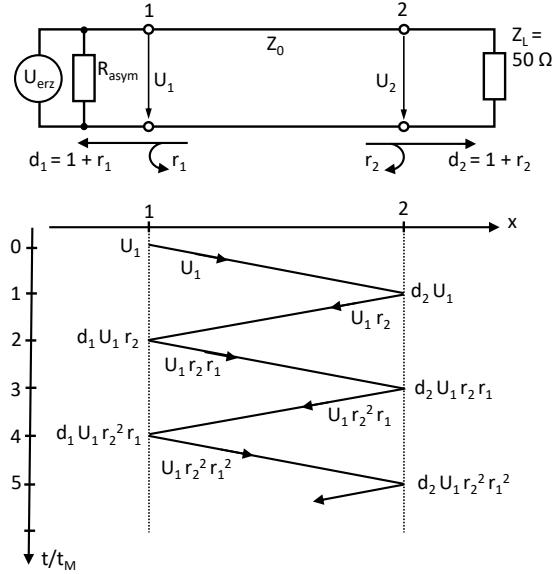


Abbildung 5.32.: Wellenfahrtplan nach [164] für die in dieser Arbeit verwendete Messanordnung. Z_0 ist die Impedanz der Messstruktur und Z_L ist der $50\ \Omega$ Abschlusswiderstand, an dem die Messung stattfindet. Die Spannung U_{ertz} wird in der asymmetrischen Messstruktur mit dem Widerstand R_{asym} erzeugt. Durch das Propagieren des Signals durch die Messleitung zwischen den Punkten 1 und 2 (mit der Propagationszeit t_M) ändert sich die Amplitude der Spannung. Die entstehende Entwicklung der Spannungsamplitude ist in dem unteren Wellenfahrtplan graphisch veranschaulicht.

entsteht:

$$U_1 = U_{ertz} \cdot \frac{Z_0}{Z_0 + R_{asym}}. \quad (5.2)$$

Die vorwärtslaufende Welle mit der Amplitude U_1 breitet sich aus und wird an der Stelle 2 (Abb. 5.32) aufgrund der Fehlanpassung der Impedanz teilweise reflektiert, wobei eine rückwärtslaufende Welle mit der Amplitude $U_2 = r_2 \cdot U_1$ entsteht. Für den Reflexionsfaktor r_2 gilt dabei:

$$r_2 = \frac{50\ \Omega - Z_0}{50\ \Omega + Z_0}. \quad (5.3)$$

Für die transmittierte Welle mit dem Durchgangskoeffizienten $d_2 = 1 + r_2$ an dem Punkt 2 gilt [164]:

$$U_1 \cdot d_2 = U_1 \cdot (1 + r_2) = U_1 \cdot \left(1 + \frac{50\ \Omega - Z_0}{50\ \Omega + Z_0}\right). \quad (5.4)$$

Die reflektierte Welle mit der Amplitude $U_2 = r_2 \cdot U_1$ läuft zurück (Abb. 5.32) und wird an dem Punkt 1 wieder teilweise reflektiert (mit r_1) bzw. transmittiert ($d_1 = 1 + r_1$), wobei für den Reflexionsfaktor r_1 gilt:

$$r_1 = \frac{R_{asym} - 50\ \Omega}{R_{asym} + 50\ \Omega}. \quad (5.5)$$

Mit der Zeit läuft die Welle in dem Messkreis hin und zurück und wird dabei teilweise mit den Faktoren r_1 und r_2 reflektiert. Mit jeder weiteren Laufzeit wird der Wellenfahrtplan mit einem Spannungswert unter Berücksichtigung der Reflexionen erweitert. Mithilfe des Wellenfahrtplans kann somit anschaulich gezeigt werden, dass sich die Spannung mit der Zeit dem Endwert U_∞

annähert [164], welcher im Experiment als U_{mess} gemessen werden kann:

$$U_{\infty} = U_{erz} \cdot \frac{50 \Omega}{50 \Omega + R_{asym}} \hat{=} U_{mess} \quad (5.6)$$

Die Gleichung 5.6 entspricht einem Spannungsteiler zwischen der Spannung U_{erz} , die in dem Messkreis mit R_{asym} erzeugt wird und der Spannung U_{mess} , die an 50Ω gemessen wird. Wie schnell sich der Endwert der Spannung einstellt, hängt von der Laufzeit des Signals in der Messleitung und auch von den Werten der Widerstände/Impedanzen ab.

Abbildung 5.33 zeigt die Entwicklung der am Punkt 2 (Abb. 5.32) entstehenden Spannungsam-

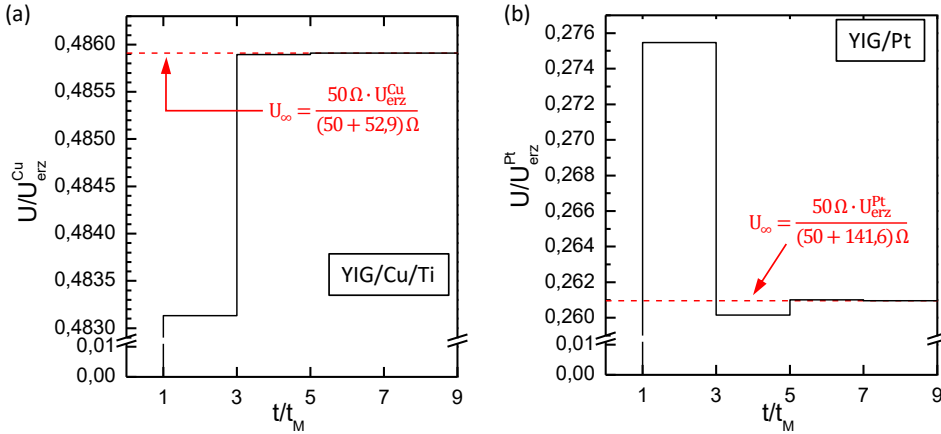


Abbildung 5.33.: Entwicklung der Spannungsamplitude an dem Punkt 2 nach dem Wellenfahrplan aus der Abb. 5.32 für die YIG/Cu/Ti- (a) und die YIG/Pt-Probe (b). Die rote gestrichelte Linie zeigt den Endwert der Spannung nach Gl. 5.6. Für die Berechnung verwendeten Werte: $R_{asym}^{Cu} = 52,9 \Omega$, $Z_0^{Cu} = 60 \Omega$, $R_{asym}^{Pt} = 141,6 \Omega$, $Z_0^{Pt} = 102 \Omega$.

plitude für die YIG/Cu/Ti-Referenzprobe (a) und die YIG/Pt-Probe (b). In dem Wellenfahrplan in der Abb. 5.32 wurde das Prinzip der Spannungsentwicklung veranschaulicht: Jedes Mal, wenn die Welle am Punkt 2 transmittiert wird, kommt ein Beitrag zu der Spannung U dazu, sodass gilt: $U = d_2 U_1 + d_2 U_1 r_2 r_1 + d_2 U_1 r_2^2 r_1^2 + d_2 U_1 r_2^3 r_1^3 + \dots$. Die Spannung U nähert sich mit der Zeit dem Wert U_{∞} (Gl. 5.6) an. Für die Berechnung des Verlaufs in Abb. 5.33 wurden folgende Werte verwendet: $R_{asym}^{Cu} = 52,9 \Omega$, $Z_0^{Cu} = 60 \Omega$, $R_{asym}^{Pt} = 141,6 \Omega$, $Z_0^{Pt} = 102 \Omega$. Dabei wurden die dc Widerstände R_{asym} für die jeweilige Probe mithilfe eines Multimeters gemessen. Die Bestimmung der Impedanzen Z_0^{Pt} und Z_0^{Cu} erfolgte mit dem Programm TX-LINE [70] für die Konfiguration eines CPW [19] mit den Parametern und Abmessungen der asymmetrischen Struktur. Das Ergebnis von TX-LINE [70] wurde durch eine Impedanz-Messung mittels TDR²⁵ (engl. „Time Domain Reflectometry“)[166] überprüft und konnte bestätigt werden. Die gestrichelte rote Linie in Abb. 5.33 (a) und (b) gibt den Endwert der Spannung nach Gl. 5.6 für die jeweilige Probe an. Die Laufzeit t_M durch die asymmetrische Struktur beträgt näherungsweise $t_M \approx \frac{3 \text{ mm}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \approx 10 \text{ ps}$. Der Endwert der Spannung wird somit in der YIG/Cu/Ti-Probe in Abb. 5.33 (a) nach einer Laufzeit von $5 \cdot t_M \approx 50 \text{ ps}$ und in der YIG/Pt-Probe nach $7 \cdot t_M \approx 70 \text{ ps}$ erreicht. Bei einer Fre-

²⁵Grundprinzip der TDR: Das Sampling Oszilloskop erzeugt eine Spannungsstufe, die durch die Messleitung propagiert, wobei es aufgrund von Fehlanpassungen der Impedanz zu Reflexionen kommt. Diese werden vom Sampling Scope gemessen und analysiert, wodurch die Impedanz bestimmt wird.

quenz von 4 GHz stellt sich der Endwert der gemessenen Spannung (Gl. 5.6) also bereits nach ca. einer 1/4 Periode ein. Somit kann die Formel 5.6 für die Normierung der zeitabhängigen Daten verwendet werden.

Die in den jeweiligen Proben erzeugten Spannungen U_{erz}^{Cu} und U_{erz}^{Pt} unterscheiden sich. Es wird angenommen, dass in der Referenzprobe nur eine Spannung durch die Induktion erzeugt wird, während U_{erz}^{Pt} sich aus den Beiträgen durch die Induktion und den ac-ISHE zusammensetzt:

$$\begin{aligned} U_{erz}^{Cu} &= U_{ind}^{Cu} \\ U_{erz}^{Pt} &= U_{ind}^{Pt} + U_{ISHE}. \end{aligned} \quad (5.7)$$

Mithilfe der Gl. 5.6 kann aus den gemessenen Daten für die YIG/Cu/Ti-Probe $U_{ind,mess}^{Cu}$ die Spannung U_{ind}^{Cu} bestimmt werden, die in dieser Probe erzeugt wird:

$$U_{ind}^{Cu} = U_{ind,mess}^{Cu} \cdot \left(1 + \frac{52,9 \Omega}{50 \Omega} \right) = 2,058 \cdot U_{ind,mess}^{Cu} \quad (5.8)$$

Die Spannung U_{ind} , die in den beiden Leiterschleifen (R_{asym}) der jeweiligen Probe induziert wird, wird hauptsächlich durch die die M_x -Komponente der Magnetisierung verursacht, wobei gilt [19, 89, 104, 105]:

$$U_{ind} = -\frac{\mu_0 \cdot d \cdot l}{2} \cdot \frac{dM_x(t)}{dt}. \quad (5.9)$$

Dabei ist d die Dicke der jeweiligen YIG-Schicht, l die Länge des YIG-Streifens und $\frac{dM_x(t)}{dt}$ die zeitliche Änderung der M_x -Komponente der Magnetisierung, die mithilfe der Simulationen (aus Abb. 5.29) bestimmt werden kann. Für das Verhältnis der induzierten Spannungen in der jeweiligen Probe gilt:

$$U_{ind}^{Pt} = U_{ind}^{Cu} \cdot \frac{189 \text{ nm}}{208 \text{ nm}} \cdot \underbrace{\frac{\left(\frac{dM_x(t)}{dt} \right)^{189 \text{ nm}}}{\left(\frac{dM_x(t)}{dt} \right)^{208 \text{ nm}}}}_{\approx 1 \text{ am Anfang der Anregung}} \quad (5.10)$$

Die hochgestellten Indizes zeigen die jeweilige Schichtdicke des YIG-Streifens in den Simulationen. Anhand von Simulationsdaten am Anfang²⁶ des HF-Pulses wird deutlich, dass der Verlauf der zeitlichen Änderung der M_x -Komponente sich für beide Schichtdicken nicht unterscheidet (Abb. 5.29). Zu Erwähnen ist hierbei, dass die gezeigten Simulationen für beide Schichtdicken mit einem Wert für die Dämpfung von $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-4}$ durchgeführt wurden. Dieser Wert wurde experimentell mithilfe der YIG/Pt-Probe bestimmt (Abschnitt 5.6.3). Es wäre zu erwarten, dass der Dämpfungsparameter für die YIG/Cu/Ti-Schicht aufgrund der fehlenden Dämpfungserhöhung, die durch das Spinpumpen verursacht wird, kleiner ist. Für eine unstrukturierte YIG-Schicht (ohne NM) wurde experimentell ein Wert von $\alpha = 6,1 \cdot 10^{-5}$ ermittelt. Jedoch auch die Verwendung dieses Wertes für die Simulation (Abb. 5.34) ändert nicht die Amplitude der Simulationsdaten am Anfang der Anregung (bis ca. 9 ns). Somit kann der letzte Quotient in Gl. 5.10

²⁶Dieser Wert hängt von der eingestellten Peakposition ab, was in dem vorherigen Abschnitt beschrieben wurde.

für eine Betrachtung der Werte am Anfang des HF-Pulses vernachlässigt werden.

Durch Umstellen der Gleichung 5.7 erhält man mit den Gleichungen 5.6, 5.10 und 5.8 die

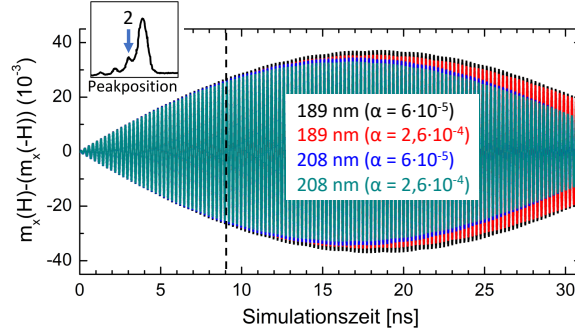


Abbildung 5.34.: Simulationen für die YIG-Dicken von 189 nm und 208 nm und jeweils zwei Dämpfungsparameter ($\alpha = 6 \cdot 10^{-5}$ und $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-4}$). Die gestrichelte vertikale Linie zeigt den Bereich bis ca. 9 ns an, in welchem die Dämpfung keine Änderung der Amplitude verursacht.

erzeugte ac-ISHE Spannung:

$$U_{ISHE} = \left(1 + \frac{141,6 \Omega}{50 \Omega} \right) \cdot U_{mess}^{Pt} - \frac{189 \text{ nm}}{208 \text{ nm}} \cdot 2,058 \cdot U_{ind,mess}^{Cu}$$

$$U_{ISHE} = 3,832 \cdot U_{mess}^{Pt} - 1,87 \cdot U_{ind,mess}^{Cu} \quad (5.11)$$

Die Gleichung 5.11 gibt die weitere Vorgehensweise an, mit der aus den gemessenen Daten für die YIG/Pt-Probe (U_{mess}^{Pt}) und die YIG/Cu/Ti-Referenzprobe ($U_{ind,mess}^{Cu}$) der Beitrag der erzeugten ac-ISHE Spannung (U_{ISHE}) extrahiert werden kann.

Normierte Messdaten und Extrahieren der zeitaufgelösten ac-ISHE Spannung

Abb. 5.35 zeigt die mit den Faktoren aus Gl. 5.11 normierten Messdaten für die YIG/Pt- (schwarz) und die YIG/Cu/Ti-Probe (rot) an den Peakpositionen 1 - 4. Zur besseren Vergleichbarkeit der Amplituden ist die Skalierung der Achsen in allen Teilabbildungen gleich gewählt. Wie anhand der YIG/Pt-Probe zu erwarten war, ist auch für die Referenzprobe außerhalb der Resonanz kein Signal messbar (Abb. 5.35 (d)). Daher wird die Peakposition 4 in der folgenden Auswertung nicht berücksichtigt.

In Analogie zu den Simulationen (Abb. 5.29) werden auch im Experiment aufgrund der abweichenden Schichtdicke unterschiedliche Frequenzen an der jeweiligen Peakposition angeregt. Dies ist in der Abb. 5.35 an dem Verlauf der Schwebungen für die entsprechende Probe und Peakposition zu erkennen²⁷. Daher muss berücksichtigt werden, dass die Differenzbildung nach Gl. 5.11 nur am Anfang der Anregung sinnvoll ist. Die zeitlichen Grenzen, die dabei gelten, wurden mithilfe der Abb. 5.30 in dem entsprechenden Abschnitt bereits ermittelt und unter Betrachtung des Einflusses der Dämpfung in der Abb. 5.34 noch weiter auf die ersten 9 ns eingeschränkt. In Abb. 5.35 ist außerdem zu erkennen, dass an den Peakpositionen 1 - 3 die Amplitude der Messdaten für die YIG/Pt-Probe mit der Zeit zunimmt. Diese Aufweitung des Signals wurde weder

²⁷Zur Erinnerung: bei der Überlagerung zweier Schwingungen mit den Frequenzen f_1 und f_2 gilt für die Frequenz der Einhüllenden der Schwebung $f_E = \frac{|f_1 - f_2|}{2}$.

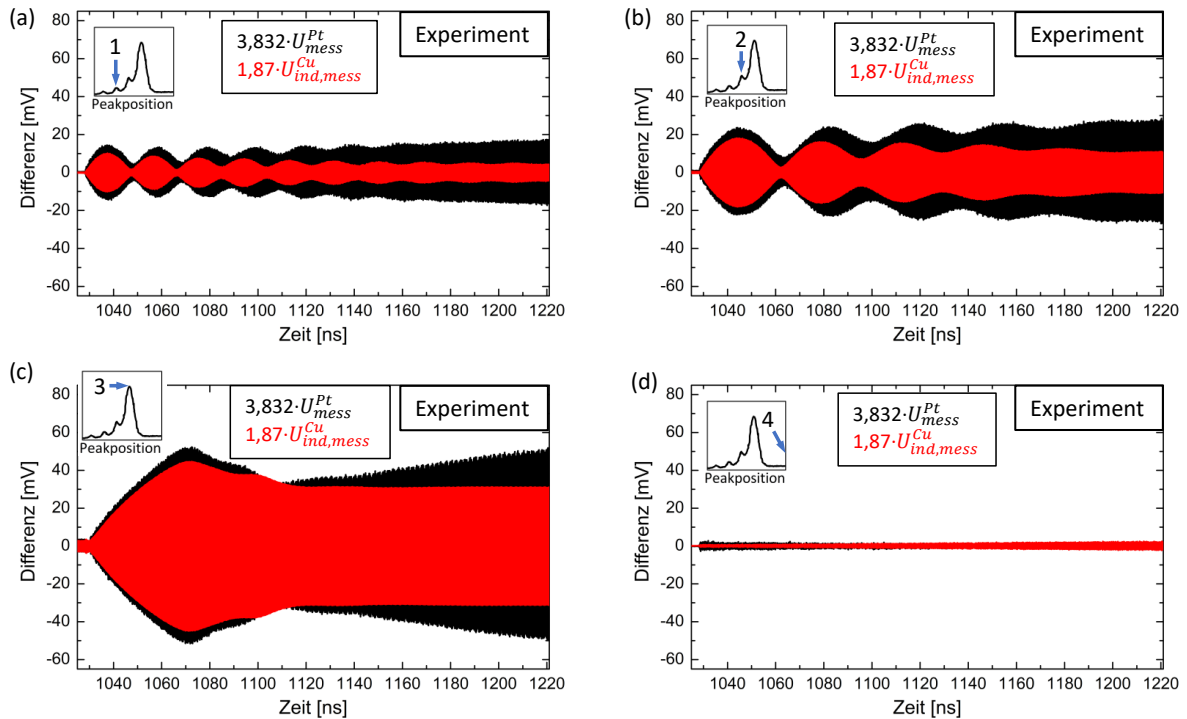


Abbildung 5.35.: Normierte Messdaten für die Peakpositionen 1-4. Schwarze Kurven sind die aus der Abb. 5.26 bekannten Messungen (Differenz (+H-(-H))) für die YIG/Pt-Probe, die nach der Gl. 5.11 normiert wurden. Rot sind die normierten Messdaten (Differenz (+H-(-H))) für die YIG/Cu/Ti-Referenzprobe.

in den Simulationen, noch für die Referenzprobe beobachtet und wird in Abschnitt 5.10 genauer untersucht.

Zunächst wird der Unterschied zwischen dem Kurvenverlauf für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe bestimmt, indem die Phasenverschiebung zwischen den experimentellen Daten (Differenz in Abb. 5.35) in Analogie zur Abb. 5.30 berechnet wird. Das Ergebnis ist für die Peakpositionen 1-3 in der Abb. 5.36 dargestellt. Dabei ist schwarz die Phasenverschiebung zwischen den normierten Messdaten aus der Abb. 5.35. Zum Vergleich ist als graue Kurve die aus der Abb. 5.30 bekannte Phasenverschiebung, die anhand der Simulationen für die YIG Streifen unterschiedli-

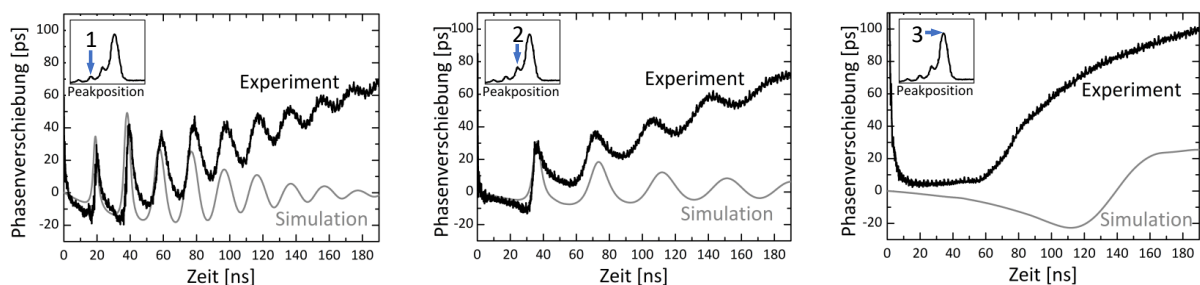


Abbildung 5.36.: Phasenverschiebung (schwarz) zwischen den normierten Messdaten für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe an den Peakpositionen 1-3. Zum Vergleich ist grau die aus der Abb. 5.30 bekannte Phasenverschiebung dargestellt, die sich in der Simulation aufgrund der unterschiedlichen YIG Dicke ergeben hat.

cher Schichtdicke bestimmt wurde, dargestellt. In Abb. 5.36 ist zu erkennen, dass die mithilfe der Messdaten ermittelte Phasenverschiebung (schwarze Kurve) zusätzlich zu dem erwarteten Verlauf des Phasenunterschieds (grau) einen scheinbar linearen Anstieg aufweist. Dies bedeutet, dass der Phasenunterschied zwischen den Messdaten für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe in dem beobachteten Messintervall mit der Zeit zunimmt²⁸. Für die ersten ca. 40 ns stimmen der gemessene (schwarz) und der erwartete Verlauf (grau) der Phasenverschiebung für die Peakpositionen 1 und 2 (Abb. 5.36) gut überein. In dem zeitlichen Bereich, in welchem die Gleichung 5.11 angewendet werden kann (nach den bisherigen Diskussionen in den ersten 9 ns) spielt dieser Anstieg somit noch keine Rolle. Für die Peakposition 3 weichen der gemessene (schwarz) und der simulierte Verlauf der Phasenverschiebung (grau) schon am Anfang der Anregung voneinander ab. Wie in Abschnitt 5.8.1 anhand von Simulationen ermittelt wurde, stellt der Hauptpeak eine Überlagerung zweier Moden dar (gezeigt in Abb. 5.27 (c), blau), die im Experiment nicht aufgelöst werden können. Somit kann während der Messung nicht sichergestellt werden, ob für entgegengesetzte Magnetfeldrichtungen dieselbe Mode angeregt wurde. Aus diesem Grund wird die Peakposition 3 in der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt.

Extrahieren der ac-ISHE Spannung: Im Folgenden wird die in der YIG/Pt-Probe erzeugte ac-ISHE-Spannung nach Gl. 5.11 aus den normierten Messdaten an den Peakpositionen 1 und 2 (aus Abb. 5.35) extrahiert. Dabei wird die oben erwähnte zeitliche Grenze von 9 ns für die Anwendbarkeit der Differenzbildung beachtet. Das Ergebnis ist in der Abb. 5.37 dargestellt. Die blaue Kurve zeigt den zeitlichen Verlauf der extrahierten ac-ISHE-Spannung U_{ISHE} . Die

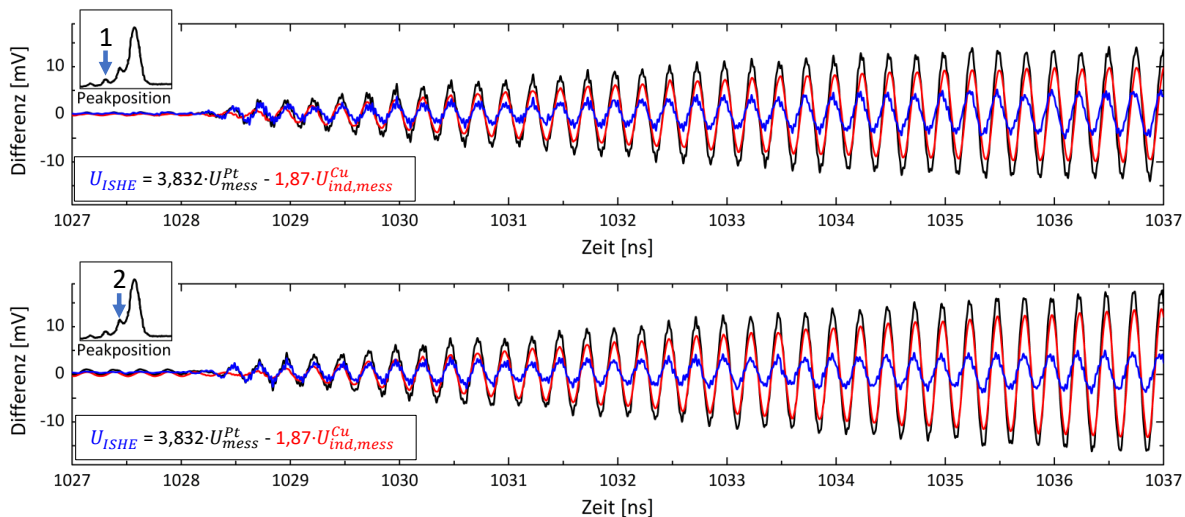


Abbildung 5.37.: Zeitaufgelöste ac-ISHE-Spannung U_{ISHE} (blau) für die Peakpositionen 1 und 2 innerhalb der ersten ca. 9 ns nach dem Einschalten des HF-Pulses. Die ac-ISHE-Spannung wurde nach der angegebenen Gleichung (entspricht Gl. 5.11) aus den normierten Messdaten für die YIG/Pt- (schwarz) und die YIG/Cu/Ti-Probe (rot) extrahiert.

normierten Messdaten für die YIG/Pt-Probe (schwarz) und die YIG/Cu/Ti-Referenzprobe (rot) sind zum Vergleich in der Abb. 5.37 mit dargestellt. Dabei wird deutlich, dass es keinen Versatz

²⁸Die Phasenbeziehung zwischen den Messkurven wird in Abschnitt 5.10 diskutiert.

zwischen dem zeitlichen Beginn der Induktionsspannung (rot) und der ac-ISHE-Spannung (blau) gibt. Beide werden sofort nach dem Einschalten der HF-Anregung (bei ca. 1028 ns) erzeugt. Im Folgenden wird die Phasenbeziehung zwischen der Induktions- und der ac-ISHE-Spannung näher betrachtet. Diese ist in der Abb. 5.38 für die Peakpositionen 1 (a) und 2 (b) dargestellt.

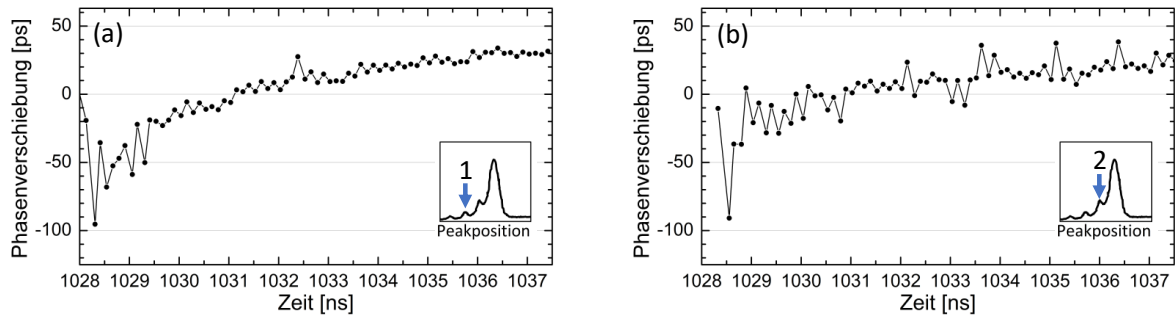


Abbildung 5.38.: Zeitlicher Verlauf der Phasenverschiebung zwischen der Induktionsspannung in der YIG/Cu/Ti-Referenzprobe und der extrahierten ac-ISHE-Spannung U_{ISHE} aus der Abb. 5.37 für die Peakpositionen 1 (a) und 2 (b).

Für die Berechnung der Phasenverschiebung²⁹ wurden die ermittelten Nulldurchgänge der ac-ISHE-Spannung (blau in Abb. 5.37) von den Nulldurchgängen der Induktionsspannung in der YIG/Cu/Ti-Referenzprobe (rot in Abb. 5.37) subtrahiert. Da die ac-ISHE-Spannung $\propto M_x$ und die Induktionsspannung $\propto \frac{dM_x}{dt}$ (Gl. 5.9) ist, wäre ein Phasenunterschied von $\pi/2$ zu erwarten, was bei der Frequenz von 4 GHz einer Verschiebung von 62,5 ps entspricht. Diese wird in der Abb. 5.38 nicht beobachtet. Für beide Peakpositionen in der Abb. 5.38 ist die Phasenverschiebung am Anfang der Anregung negativ, erreicht bei ca. 1031 ns den Wert Null und steigt langsam mit der Zeit an. Anhand des Kurvenverlaufs in der Abb. 5.38 wird vermutet, dass die Phasenverschiebung zwischen der Induktions- und der ac-ISHE-Spannung sich einem Wert nähert, sodass sich mit der Zeit eine feste Phasenbeziehung einstellt. Um diese Annahme zu überprüfen, muss die Phasenverschiebung über einen größeren Zeitraum nach dem Einschalten des HF-Pulses analysiert werden, was mit der Verwendeten Methode nicht möglich ist. Eine alternative Methode wird in dem Abschnitt 5.9 vorgestellt.

Im direkten Vergleich (Abb. 5.39) der ac-ISHE-Spannungen für die Peakpositionen 1 und 2 ist kein deutlicher Unterschied zwischen den beiden sowohl in der Phase als auch in der Amplitude zu erkennen. Die Amplitude der beiden ac-ISHE-Spannungen nimmt in dem betrachteten Intervall zu. In der Abb. 5.39 (b) ist die berechnete Phasenverschiebung zwischen den ac-ISHE-Spannungen aus der Teilabbildung (a) dargestellt. Zum besseren Vergleich wurde dieselbe Skalierung der Achsen wie in der Abb. 5.38 gewählt. Die Phasenverschiebung zwischen den ac-ISHE-Spannungen für die Peakpositionen 1 und 2 ist in dem betrachteten Messintervall von ca. 9 ns nahezu Null, was bedeutet, dass die erzeugten ac-ISHE-Spannungen in diesem Zeitintervall dieselbe Frequenz haben. Um zu entscheiden, ob es sich dabei um eine einzelne Frequenz handelt, oder wie im Fall der untersuchten Magnetisierungsdynamik zwei Frequenzen angeregt werden, muss der zeitaufgelöste Verlauf der ac-ISHE-Spannung in einem längeren Intervall un-

²⁹Das Verfahren wurde in der Abb. 5.30 (a) erläutert.

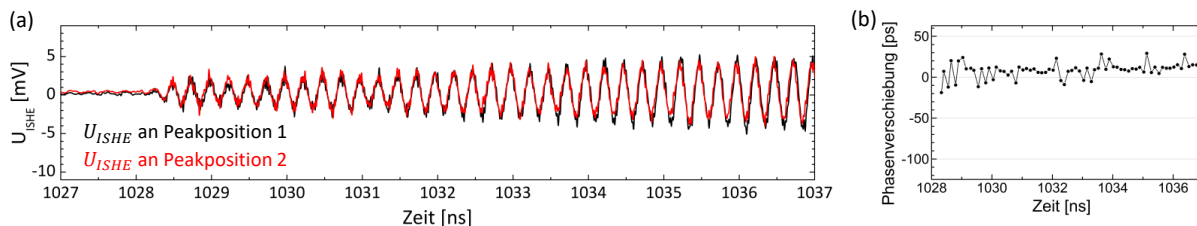


Abbildung 5.39.: Direkter Vergleich der ac-ISHE-Spannungen für die Peakpositionen 1 und 2: (a) Zeitlicher Verlauf; (b) Phasenverschiebung zwischen den ac-ISHE-Spannungen aus (a).

tersucht werden. Mit den in diesem Abschnitt vorgestellten Messung an den Kontakten P2 ist dies aufgrund der Unterschiede der YIG/Pt- und der Referenzprobe nicht möglich. Im folgenden Abschnitt wird eine indirekte Methode der Messung des ac-ISHE vorgestellt, bei der auf die Verwendung der Referenzprobe verzichtet werden kann.

5.9. Zeitaufgelöste Untersuchungen an den Kontakten P1

Im vorangegangenen Abschnitt 5.8 wurde die ac-ISHE Spannung erstmals zeitaufgelöst gemessen und konnte für die ersten 9 ns nach dem Einschalten des HF-Pulses mit einer geeigneten Prozedur und Normierung aus den Messdaten extrahiert werden. Wie bereits beschrieben,³⁰ werden an den Kontakten P2 neben dem ac-ISHE auch induktive Beiträge 1. und 2. Ordnung detektiert, wobei die Effekte 1. Ordnung den größten Beitrag zum Signal liefern. Um diese Induktionsspannungen zu eliminieren ist die Verwendung einer Referenzprobe, bei der nur die induktiven Beiträge auftreten, notwendig. Mit einer geeigneten Normierung Gl. 5.11 wird aus den Messdaten für die YIG/Pt-Probe (ac-ISHE und Induktion) mithilfe der Referenzprobe (nur Induktion) die ac-ISHE-Spannung extrahiert. Der Gültigkeitsbereich dieser Normierung musste jedoch aufgrund der Schichtdickenunterschiede zwischen der YIG/Pt- und der Referenzprobe auf die ersten 9 ns eingeschränkt werden. Daher wäre eine Methode von Vorteil, bei welcher auf die Verwendung der Referenzprobe verzichtet werden kann. Diese wird im Folgenden vorgestellt.

5.9.1. Erwartete Signalbeiträge an den Kontakten P1 für die asymmetrische und die symmetrische Struktur

Wie in dem Abschnitt 5.3.3 beschrieben wurde, besteht die Möglichkeit, dass der ac-ISHE eine Spannung in dem anregenden CPW induziert. Diese wechselt bei Magnetfeldumkehr das Vorzeichen (Abb. 5.9) und wird bei der Differenzbildung (+H-(-H)) in der asymmetrischen Struktur nicht beseitigt. Dieser und andere Beiträge aus dem Abschnitt 5.3, die zum gemessenen Signal an den Kontakten P1 (CPW) führen können, sind zur Übersichtlichkeit in der Abb. 5.40 zusammengefasst. Die Richtungen der Beiträge sind dabei schematisch dargestellt und wurden aus den entsprechenden Abbildungen aus dem Abschnitt 5.3 übernommen (siehe Bildunterschrift Abb. 5.40). Grün unterlegte Beiträge bleiben nach der Differenzbildung bestehen, während grau unterlegte Beiträge eliminiert werden. Bei gelb unterlegten Beiträgen kompensieren sich die durch die linke und rechte Leiterschleife induzierten Spannungen, sodass an den Kontakten P1 kein Signal gemessen wird.

Der CPW dient im Experiment zur Anregung der Magnetisierungsdynamik und zur Detektion des FMR-Signals. Durch die gewählte Messgeometrie (YIG-Streifen im Gap) wird das FMR-Signal durch das dynamische Streufeld der M_x -Komponente verursacht (1. Ordnung, Abb. 5.40 (c)). Die dadurch im CPW induzierte Spannung bleibt bei Magnetfeldumkehr unverändert (zu beachten ist die Pfeilrichtung innerhalb des CPW in Abb. 5.40 (c)). Aus diesem Grund ändert sich auch das gemessene FMR-Spektrum bei Umkehr des externen Magnetfeldes nicht.

Wie in Abschnitt 5.3.4 beschrieben wurde, kann die Magnetisierung nicht nur direkt durch den CPW angeregt werden, sondern auch über das Oerstedfeld des vom CPW in der jeweiligen Leiterschleife induzierten Stroms \vec{I}_{ct} (Abb. 5.40(d)). Die auf diese Weise erzeugte Präzession der Magnetisierung ist als Effekt 2. Ordnung wesentlich kleiner als der beschriebene Beitrag 1. Ordnung (c) und induziert somit eine kleinere Spannung im CPW (Teilabb. (d)). Diese ändert bei Magnetfeldumkehr die Richtung und kann somit durch die Differenzbildung nicht eliminiert we-

³⁰Übersicht der Signalbeiträge an den Kontakten P2 ist in der Abb. 5.12 zu finden.

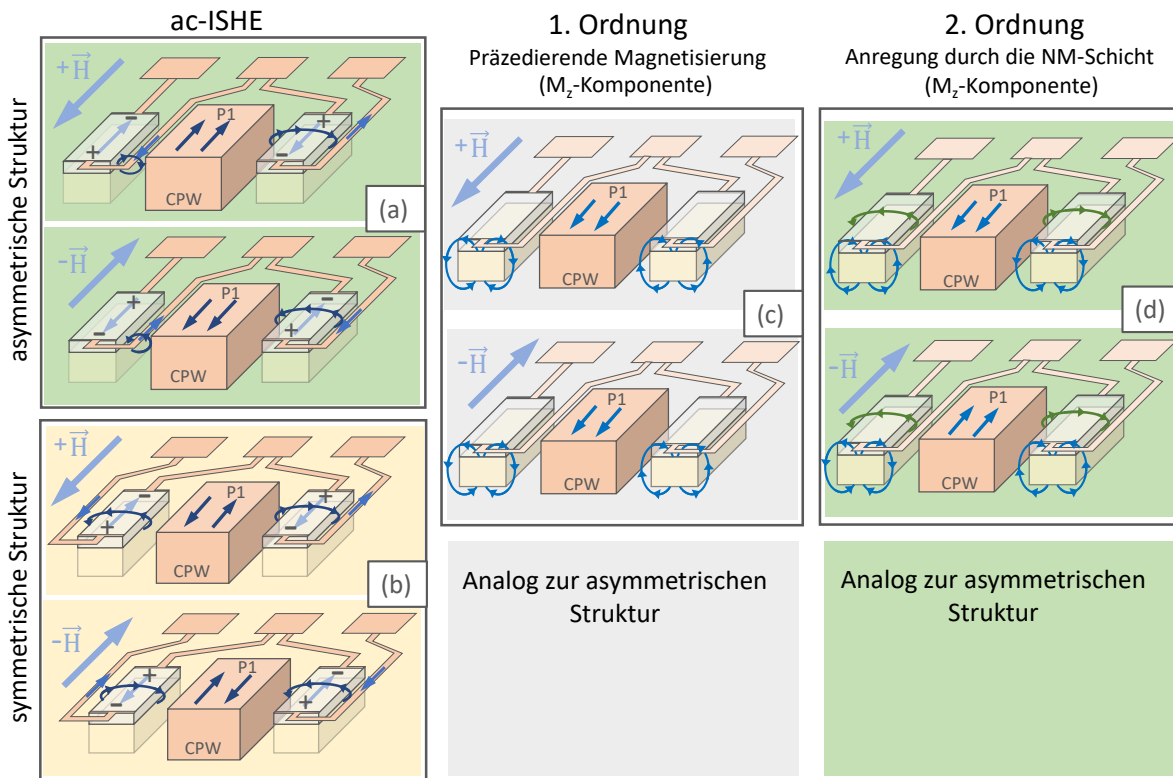


Abbildung 5.40.: Übersicht der im CPW induzierten Spannungen für die asymmetrische und symmetrische Strukturen. Der jeweilige Pfeil innerhalb des CPW veranschaulicht die Richtung des durch die linke bzw. rechte Leiterschleife induzierten Stroms. Grün unterlegte Signalbeiträge bleiben nach der Differenzbildung (+H-(-H)) erhalten, während grau unterlegte Beiträge beseitigt werden. Gelb unterlegte Beiträge: durch die linke und rechte Leiterschleife werden im CPW jeweils entgegengesetzte Spannungen induziert, die sich gegenseitig kompensieren. Die Betrachtung der Spannung, die durch das Streufeld der präzedierenden Magnetisierung im CPW verursacht wird (c,d), ist für beide Strukturen identisch, da der Verlauf der Zuleitungen keine Rolle spielt. Die skizzierten Richtungen der Effekte wurden aus den folgenden Abbildungen übernommen: (a) Abb. 5.9; (b) Abb. 5.7; (c) Abb. 5.11 ; (d) Abb. 5.10.

ben. In Abschnitt 5.6.3 wurde gezeigt, dass der Beitrag 2. Ordnung, der bei Magnetfeldumkehr das Vorzeichen wechselt, in Überlagerung mit dem richtungsunabhängigen Beitrag (Teilabb. (c)) einen kleinen Unterschied in der Signalhöhe des FMR-Spektrums für entgegengesetzte Magnetfeldrichtungen verursacht. Mithilfe von Simulationen wurde außerdem gezeigt, dass der Beitrag 2. Ordnung ca. 15 mal kleiner als der Beitrag 1. Ordnung ist und somit im Experiment vermutlich vernachlässigbar wäre.

Für Spannungen, die durch dynamische Streufelder der Magnetisierungskomponenten im CPW induziert werden (Abb. 5.40 (c,d)), gibt es keinen Unterschied zwischen der symmetrischen und der asymmetrischen Struktur, da der Verlauf der Zuleitungen dabei keine Rolle spielt. Bei der Spannung dagegen, die durch den ac-ISHE im CPW induziert wird, ist der Verlauf der Zuleitungen entscheidend. In der asymmetrischen Struktur (Abb. 5.40 (a)) wird durch den Stromfluss in der Zuleitung (linkes Gap) und in der Pt-Schicht (rechtes Gap) eine Spannung im CPW induziert, die bei Umkehr des Magnetfeldes das Vorzeichen wechselt und somit durch die Differenzbildung nicht beseitigt wird. Für die symmetrische Struktur wird durch den veränderten Verlauf der

Zuleitung in der linken Leiterschleife (Abb. 5.40 (b)) im CPW eine Spannung induziert, die den Beitrag durch den rechten YIG/Pt-Streifen kompensiert, wodurch mit der symmetrischen Struktur an den Kontakten P1 keine ac-ISHE-Spannung detektiert werden kann.

Anhand der Abbildung 5.40 wird deutlich, dass für die symmetrische Struktur sowohl für die YIG/Pt- als auch für die YIG/Cu/Ti-Probe nach der Differenzbildung der Messdaten für positives und negatives Magnetfeld ($+H(-H)$) nur der kleine Beitrag 2. Ordnung, verursacht durch die präzedierende Magnetisierung, übrig bleibt. Dies gilt auch für die asymmetrischen Struktur der YIG/Cu/Ti-Probe. Die indirekte Messung der ac-ISHE-Spannung erfolgt daher mithilfe der asymmetrischen Struktur der YIG/Pt-Probe (Abb. 5.40 (a)).

5.9.2. Indirekte Messung der zeitaufgelösten ac-ISHE-Spannung

Die Messungen an den Kontakten P1 wurden zeitgleich mit den bereits gezeigten Messungen (an P2) durchgeführt, wobei die induzierten Spannungen an jeweils einem der Kanäle des Sampling Oszilloskops detektiert wurden (siehe Aufbau in Abb. 5.13). Somit gilt auch der in Abschnitt 5.7 beschriebene Messablauf und die Prozedur der Auswertung für die an P1 durchgeführten Untersuchungen.

In Analogie zu den Messungen an den Kontakten P2 (Abb. 5.37) werden im Folgenden die Messdaten für die Peakpositionen 1 und 2 ausgewertet. Das Ergebnis der Differenzbildung für die YIG/Pt- (schwarz) und die YIG/Cu/Ti-Probe (rot) ist in Abb. 5.41 dargestellt. Die Abb.

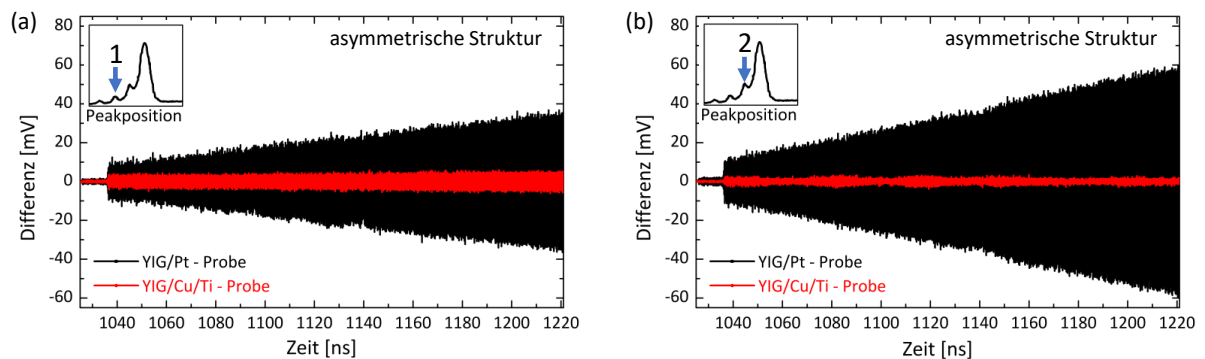


Abbildung 5.41.: Indirekte Messung der ac-ISHE-Spannung mithilfe des anregenden CPW (Kontakte P1) an den Peakpositionen 1 (a) und 2 (b). Schwarz ist die Differenz der Messungen ($+H(-H)$) für die YIG/Pt-Probe, die der ac-ISHE-Spannung und einem kleinen Beitrag 2. Ordnung durch die präzedierende Magnetisierung entspricht (vergl. mit Abb. 5.40). Zum Vergleich ist rot das Differenzsignal für die YIG/Cu/Ti-Probe dargestellt, welches nur durch den induktiven Beitrag 2. Ordnung verursacht wird.

5.41 verdeutlicht den Vorteil der indirekten ac-ISHE-Messung: die Induktionsspannung, verursacht durch die Magnetisierungsdynamik 1. Ordnung (Abb. 5.40 (a)), wird im Gegensatz zu den Messungen an den Kontakten P2 (vergl. mit Abb. 5.35), durch die Differenzbildung beseitigt. Die Induktionsspannung, die durch die Magnetisierungsdynamik 2. Ordnung verursacht wird, ist wie erwartet viel kleiner, was anhand der Messung mit der YIG/Cu/Ti-Probe (rot in Abb. 5.41) bestätigt wird. Mithilfe der symmetrischen Struktur (vergl. mit Abb. 5.40 (b)) konnte dieser induktive Beitrag 2. Ordnung auch in der YIG/Pt-Probe gemessen werden (schwarz in

Abb. 5.42) und ist dabei kleiner als das in der YIG/Cu/Ti-Probe gemessene Signal (rot). Die Differenzsignale in Abb. 5.42 (a) werden durch eine konstante Phasenverschiebung (Abb. 5.42 (b)) zwischen den Messkurven für positives und negatives Magnetfeld verursacht, die unterhalb der Auflösung von ca. 4,17 ps liegt. Somit stellen die Differenzsignale in Abb. 5.42 (a) die Genauigkeitsgrenzen der Auswerteprozedur und nicht das echte Induktionssignal dar. Dies bedeutet, dass das Induktionssignal, welches durch die Magnetisierungsdynamik 2. Ordnung verursacht wird, noch kleiner ist und somit vernachlässigt werden kann.

Die Schwarze Kurve in der Abb. 5.41 ist die Spannung, die aufgrund des ac-ISHE in dem CPW

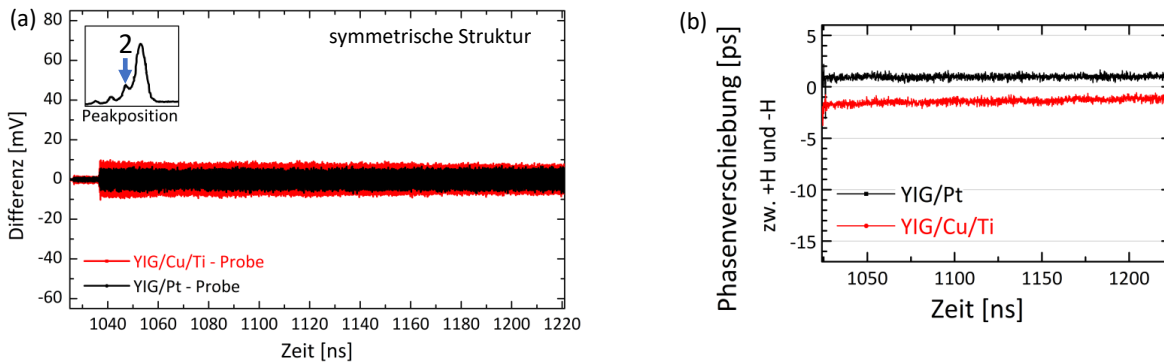


Abbildung 5.42.: (a) An den Kontakten P1 mit der symmetrischen Struktur gemessene Spannung (Differenzsignal) für die YIG/Pt- (schwarz) und die YIG/Cu/Ti-Probe (rot). (b) Phasenverschiebung zwischen den Messungen für positives und negatives Magnetfeld für die jeweilige Probe.

induziert wird und entspricht somit indirekt (über die Induktion) der ac-ISHE-Spannung. Wie bereits bei den Messungen an den Kontakten P2 (Abb. 5.35) ist auch für die indirekt gemessene ac-ISHE-Spannung ein Anstieg der Amplitudenhöhe mit der Zeit zu erkennen³¹. Dabei wird jedoch keine Überlagerung mit einer Schwebung beobachtet, weshalb vermutet wird, dass die Schwebung bei den Messungen an den Kontakten P2 vollständig auf das durch die Magnetisierungsdynamik hervorgerufene Induktionssignal zurückzuführen ist.

Abbildung 5.43 (a) zeigt die Messdaten der YIG/Pt-Probe für die Peakpositionen 1 und 2 aus

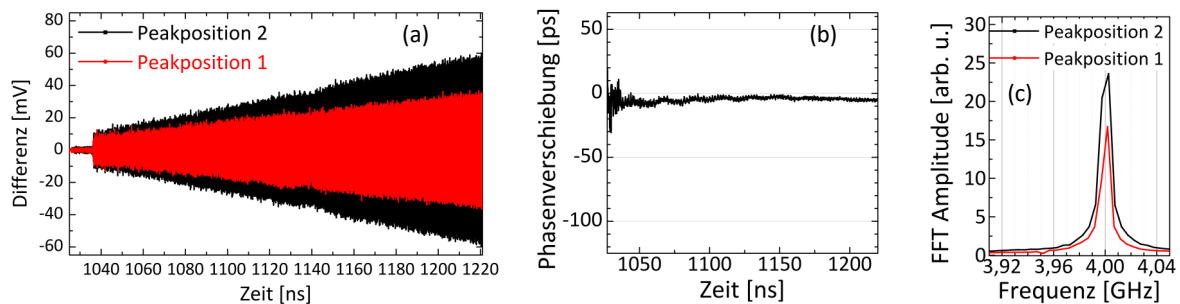


Abbildung 5.43.: Messung mit der asymmetrische Struktur der YIG/Pt-Probe.(a) Direkter Vergleich der Spannungen (Differenz (+H-(-H))), die im CPW durch den ac-ISHE an den Peakpositionen 1 und 2 induziert werden. (b) Phasenverschiebung zwischen den Differenzsignalen aus (a). (c) FFT der Differenzsignale aus (a).

³¹Es sei noch zu erwähnen, dass der „Spannungssprung“ bei ca 1040 ns, der bei allen an den Kontakten P1 durchgeführten Messungen vorhanden ist, ein Artefakt des Messaufbaus ist und durch den Zirkulator und die Messung in Reflexion verursacht wird.

der Abb. 5.41 im direkten Vergleich. Dabei nimmt die Amplitude der ac-ISHE-Spannung für die jeweilige Peakposition mit der Zeit unterschiedlich stark zu. Die ermittelte Phasenverschiebung zwischen den beiden Signalen aus der Teilabbildung (a) ist (bis auf Schwankungen durch den Einschaltvorgang) während der gesamten Messzeit von ca. 200 ns nahezu Null. Somit konnte das Ergebnis, welches in der Abb. 5.39 für die ersten 9 ns erzielt wurde, in einem längeren Messintervall bestätigt werden. Eine FFT der Daten aus der Abb. 5.43 (a) zeigt für beide Peakpositionen eine einzelne Frequenz von 4 GHz, was schon anhand des Kurvenverlaufs vermutet wurde, das keine Schwebung erkennbar ist. Auf Basis dieser Messdaten wird die Vermutung aufgestellt, dass die Frequenz der ac-ISHE-Spannung unabhängig vom angelegten Magnetfeld der Anregungsfrequenz entspricht. Im Folgenden wird die Amplitudenzunahme untersucht, die für die YIG/Pt-Probe sowohl bei den Messungen an den Kontakten P2 (Abb. 5.35) als auch an den Kontakten P1 (Abb. 5.41) detektiert wurde.

5.10. Diskussion der Amplitudenzunahme und Ausblick

Die Zunahme der Amplitude mit der Zeit kann durch die Betrachtung der Phasenbeziehungen der Signale vor der Differenzbildung erklärt werden. In Abb. 5.44 sind die Messungen für die positive und negative Magnetfeldrichtungen an den Peakpositionen 1, 2 und 4 jeweils für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe dargestellt. Durch die Auswerteprozedur (Abschnitt 5.7) wurde, falls vorhanden, die Verschiebung der Messkurven beseitigt, um im weiteren Verlauf der Auswertung die Differenz (+H-(-H)) bilden zu können. Die linke Spalte zeigt den Verlauf der Messkurven zu Beginn der Anregung. Mit der Zeit scheint sich eine Phasenverschiebung zwischen den Signalen zu entwickeln, wobei der Zustand nach ca. 200 ns in der mittleren Spalte dargestellt ist. In diesen Zeitintervall ist kein Unterschied zwischen den Messungen für positives (rot) und negatives Magnetfeld (schwarz) für die YIG/Cu/Ti-Probe zu erkennen (die schwarze Messkurve wird dabei von der roten verdeckt). Das gleiche gilt für beide Proben an der Peakposition 4 außerhalb der Resonanz (Abb. 5.44 (c2)). Für die Peakpositionen 1 (a2) und 2 (b2) ist für die YIG/Pt-Probe eine Verschiebung zwischen den Messungen für +H und -H zu erkennen. Um diese Entwicklung für das gesamte Messintervall von 200 ns zu zeigen, wird die Phasenverschiebung zwischen den gezeigten Messungen für positives und negatives Magnetfeld für die jeweilige Probe ermittelt (rechte Spalte). Wie schon vermutet wurde, ist die Verschiebung der Messkurven für +H und -H für die YIG/Cu/Ti-Probe nahezu Null. Daher ergibt sich bei der Differenzbildung (+H-(-H)) eine vernachlässigbar kleine Signalamplitude (vergl. mit Abb. 5.41). Die Phasenverschiebung der gemessenen Spannungen für positives und negatives Magnetfeld für die YIG/Pt-Probe nimmt mit der Zeit zu. Dadurch entsteht im Differenzsignal (Abb. 5.41) die beobachtete Amplitudenzunahme, welche für die Peakposition 1 und 2 unterschiedlich stark ist, da der Anstieg der Phasenverschiebung sich unterscheidet ((a3) und (b3) in Abb. 5.44). Die Betrachtung der Messdaten für die Untersuchungen an den Kontakten P2 (Abb. 5.35) führt zum selben Ergebnis und wird hier nicht gezeigt.

Mithilfe der in Abb. 5.44 ermittelten Phasenbeziehung kann die Beobachtung aus der Abb. 5.36 erklärt werden. In dieser wurde bei der Phasenverschiebung zwischen den normierten Differenz-

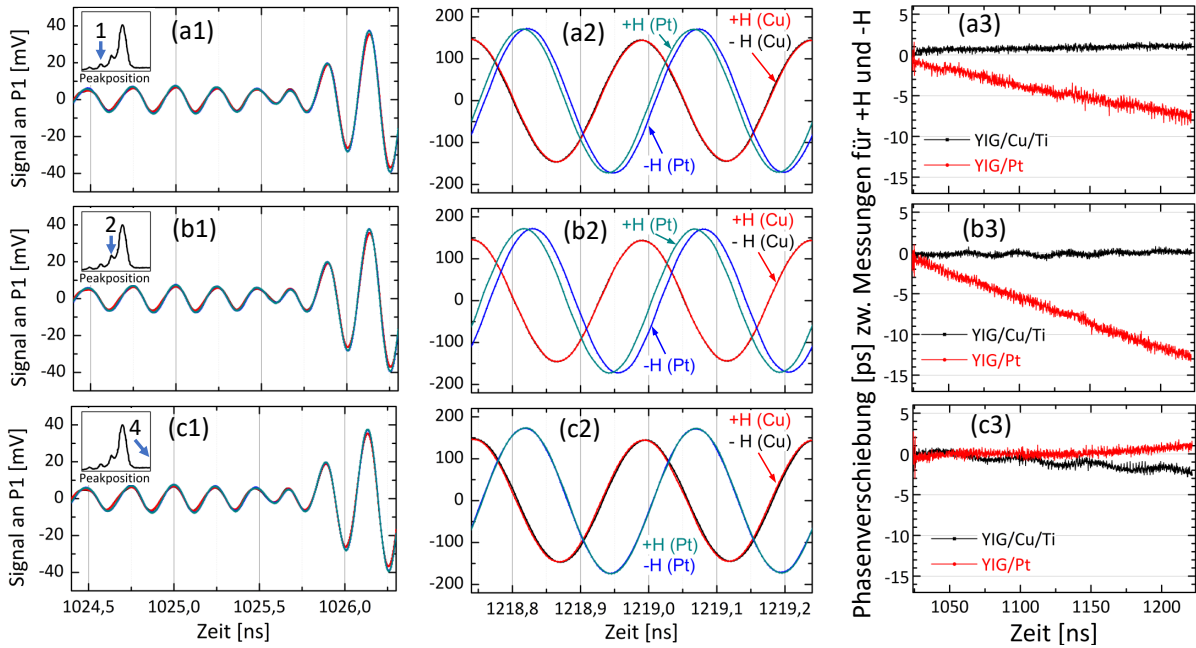


Abbildung 5.44.: Zeitlicher Verlauf der Phasenbeziehung zwischen den Messungen an den Kontakten P1 für positives (+H) und negatives Magnetfeld (-H) für die Peakpositionen 1 (a), 2 (b) und 4 (c). Durch die Auswerteprozedur gibt es keine Verschiebung zwischen den einzelnen Messungen am Anfang der Anregung (linke Spalte). Die mittlere Spalte zeigt den Verlauf der gemessenen Kurven nach ca. 200 ns für die jeweilige Magnetfeldrichtung (+H und -H) und Probe (Pt oder Cu). In der Rechten Spalte wurde die Phasenverschiebung zwischen den Messungen für positives und negatives Magnetfeld für die YIG/Pt- (rot) und die YIG/Cu/Ti-Probe (schwarz) bestimmt.

signalen für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe ein linearer Anstieg beobachtet. Mithilfe der Abb. 5.44 (a3) und (b3) wird deutlich, dass dieser durch die zeitliche Entwicklung der Verschiebung zwischen den Messdaten für die YIG/Pt-Probe verursacht wurde.

Es konnte gezeigt werden, dass die Amplitudenzunahme der Differenzsignale (Abb. 5.35) und 5.41) durch die zeitliche Entwicklung der Phasenbeziehung zwischen den Messungen für positives und negatives Magnetfeld erklärt werden kann. Der Ursprung der Phasenverschiebung muss jedoch noch untersucht werden. Dazu wird zunächst die Abb. 5.44 (c2) betrachtet. Diese zeigt die gemessenen Kurven für +H und -H für ein Magnetfeld außerhalb der Resonanz, wobei eine Verschiebung zwischen den Messdaten für die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe zu erkennen ist. Einen möglichen Ansatz für die Erklärung dieser Verschiebung könnte die Betrachtung der Temperatur liefern. Wie in Abschnitt 5.3.4 erwähnt wurde, ist der Wert der Sättigungsmagnetisierung temperaturabhängig, wobei M_S mit zunehmender Temperatur abnimmt. Eine kleinere Sättigungsmagnetisierung verschiebt die Resonanzlinien zu höheren Magnetfeldern (gezeigt in Abb. 2.6 (b)). Während der Messung werden die YIG/NM-Streifen durch den Stromfluss \vec{I}_{ct} und die dadurch entstehenden Ohm'schen Verluste sowie aufgrund der Absorption von Leistung während der Resonanz erwärmt. Dabei „beginnt“ die Erwärmung mit dem Einschalten des HF-Pulses, sodass die Temperatur der Probe während der Messung (bis zu einem Sättigungswert) zunimmt. Somit entspricht das gemessene FMR-Spektrum, mit dem die Peakpositionen für die zeitaufgelösten Untersuchungen eingestellt werden, dem Zustand der erhöhten Temperatur. Die Resonanzpositionen, die dabei ermittelt werden, stimmen für den Anfang der Anregung nicht,

da diese durch die höhere Sättigungsmagnetisierung im „kalten Zustand“ verschoben sind. Mithilfe der LIT konnten für die Erwärmung Werte in der Größenordnung von (5-25) mK geschätzt werden, wobei für die YIG/Cu/Ti-Probe aufgrund der höheren Stromdichte eine stärkere Erwärmung zu erwarten wäre. Somit würden sich die YIG/Pt- und die YIG/Cu/Ti-Probe während der Messung unterschiedlich stark erwärmen, was eine unterschiedlich starke Änderung der Sättigungsmagnetisierung zur Folge hätte. Durch die Verschiebung der Resonanzlinien würden in der jeweiligen Probe andere Frequenzen angeregt werden, was eine Phasenverschiebung der Signale verursachen könnte. Der zu erwartende Effekt wäre jedoch sehr klein: nach [160] kann abgeschätzt werden, dass im vorliegenden Fall eine Änderung der Sättigungsmagnetisierung in der Größenordnung von 5 Oe/1 K zu erwarten wäre. Dies entspricht für die bei der Messung abgeschätzte Erwärmung einer Änderung der Sättigungsmagnetisierung von weniger als 0,13 Oe. Ob dieser kleine Effekt die Verschiebung der Signale in Abb. 5.44 (c2) verursachen könnte, kann nur durch weitere ausführliche Untersuchungen geklärt werden.

Außerdem ist durch die LIT-Messungen bekannt, dass die Erwärmung durch Ohm'schen Verluste und aufgrund der Absorption von Leistung während der Resonanz magnetfeldunabhängig ist und somit durch die Differenzbildung zwischen den Messdaten für entgegengesetzte Magnetfeldrichtungen beseitigt werden kann. Der beschriebene Temperaturansatz könnte also nicht die Phasenverschiebung erklären, die zur zeitlichen Amplitudenzunahme für die YIG/Pt-Probe führt (Abb. 5.44). Diese Phasenverschiebung wird nur für die YIG/Pt-Probe beobachtet und auch nur für Messstrukturen, mit denen der ac-ISHE gemessen werden kann. Daher wird vermutet, dass die mit der Zeit entstehende Verschiebung der Messkurven für positives und negatives Magnetfeld durch den inversen Spin-Hall-Effekt verursacht wird. Es besteht außerdem die Möglichkeit [74, 159], dass der durch das Übersprechen induzierte Strom \vec{I}_{ct} zur Entstehung des Spin-Hall-Effekts im YIG/Pt-Streifen führt. Der dadurch verursachte Spinstrom würde die Magnetisierungsdynamik im YIG-Streifen beeinflussen. In sogenannten Modulation-of-Damping (MOD) Experimenten [167] wird der Spinstrom, der durch den SHE verursacht wird, genutzt, um die Dämpfung der FM-Schicht zu modifizieren. Dieser Effekt kann beschrieben werden, indem in der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung ein zusätzlicher Term durch den Spin-Transfer-Torque berücksichtigt wird, der die zusätzliche Dämpfung oder Anti-Dämpfung verursacht. Ob dieser Effekt eine Phasenverschiebung zwischen den Messdaten für entgegengesetzte Magnetfeldrichtungen im Zeitbereich verursachen kann, könnte mit der vorgestellten Messmethode in zukünftigen Experimenten untersucht werden.

Die in dieser Arbeit vorgenommenen Betrachtungen können auch auf die dc-Geometrie übertragen werden. Die dc-ISHE-Spannung oszilliert aufgrund der elliptischen Präzession mit der doppelten Anregungsfrequenz. Dieser Wechselspannung-Anteil kann in weiterführenden Experimenten mit der symmetrischen Struktur in der dc-Geometrie detektiert werden.

Es wurde gezeigt, dass der ac-ISHE indirekt über die im anregenden CPW induzierte Spannung gemessen werden kann, wobei keine Referenzprobe benötigt wird. In zukünftigen Experimenten kann daher auf die Prozessierung der Kontakte P2 verzichtet werden. Stattdessen sollte die Leiterschleife, die den FM/NM-Streifen enthält, geschlossen werden. Dadurch könnte die Messung am CPW in Transmission stattfinden, wodurch der durch den Zirkulator verursachte

Spannungssprung verschwindet, da der Zirkulator nicht mehr benötigt wird. Bei dieser optimierten Messstruktur sollte der Verlauf der Zuleitungen, die nun die geschlossene Leiterschleife bilden, asymmetrisch bleiben.

6. Zusammenfassung

In dem einleitenden Kapitel wurden für die vorliegende Dissertation zwei Hauptziele formuliert: der Nachweis des unidirektionalen Wärmetransfers durch Spinwellen in einer 200 nm dicken YIG-Schicht und die zeitaufgelöste Messung des ac inversen Spin-Hall-Effekts. Beide Ziele konnten durch die Wahl einer geeigneten Methode oder durch die Entwicklung eines geeigneten Messaufbaus und Probedesigns erreicht werden.

Der unidirektionale Spinwellen Wärmetransfer in einer 200 nm dicken YIG-Schicht konnte mithilfe der Lock-In Thermographie (LIT) nachgewiesen werden. Dabei wurde die LIT im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals auf dem Gebiet der Spintronik angewendet. Die Untersuchungen der Spinwellenausbreitung mithilfe der LIT wurden mit zwei verschiedenen Antennenarten durchgeführt. Anhand der Messungen mittels eines koplanaren Wellenleiters (CPW) wurde gezeigt, dass die Ausbreitung nicht-reziproker Damon-Eshbach Moden (DEM) zu einer asymmetrischen Temperaturverteilung in einer Richtung senkrecht zur Antennenachse führt. Diese Richtung wird bei Umkehr des externen Magnetfeldes umgedreht. Der durch die DEM verursachte Effekt ist in dünnen Schichten sehr klein und konnte nur durch die hohe Empfindlichkeit der LIT detektiert werden. Um den Effekt der asymmetrischen Temperaturverteilung, verursacht durch den unidirektionalen Wärmetransfer, deutlicher sichtbar zu machen, wurde die Differenz zwischen den LIT-Bildern für positives und negatives Magnetfeld gebildet. Dabei wurden magnetfeldunabhängige Effekte wie die Erwärmung durch die Ohm'schen Verluste und durch die Wärmediffusion beseitigt. Das Ergebnis war ein antisymmetrisches Temperaturprofil, welches den unidirektionalen Wärmefluss durch die DEM verdeutlicht. Bei den verwendeten Messparametern wurde dabei der maximale Temperaturunterschied von ca. 2,6 mK detektiert. Wie zu erwarten war, wurde dieser Effekt in der Backward Volume Geometrie nicht beobachtet.

Die asymmetrische Temperaturverteilung wurde in der DEM-Geometrie sogar an der Position der uniformen Mode detektiert, da diese sich im FMR-Spektrum mit einer der Damon-Eshbach Moden überlagerte. Die dadurch entstehende Thermospannung hätte dieselbe Symmetrie wie der dc inverse Spin-Hall-Effekt und müsste insbesondere bei kleinen gemessenen ISHE-Spannungen oder Materialien mit hohen Seebeck-Koeffizienten berücksichtigt werden. Es wurde außerdem festgestellt, dass hohe Anregungsleistungen, wie sie oft bei ISHE-Messungen verwendet werden, zwar das gemessene Signal erhöhen, aber zur Fehlinterpretation des FMR-Spektrums führen können, da die nah beieinander liegenden Resonanzlinien nicht mehr als einzelne Peaks zu erkennen sind. Dadurch könnte fälschlicherweise die DEM mit der höchsten Amplitude als uniforme Mode interpretiert werden, was bei einer ISHE-Messung zu noch höheren Thermospannungen führen würde.

Mithilfe der LIT-Messungen mit der Microstrip wurde die asymmetrische Temperaturverteilung in der DEM-Geometrie bestätigt. Bei diesen Untersuchungen wurde außerdem festgestellt, dass

das Anregungsmuster entlang der Microstrip inhomogen ist. Diese Beobachtung konnte unter Berücksichtigung der Inhomogenität des externen Magnetfeldes interpretiert und folgendermaßen erklärt werden. Die Anregung einer Antenne findet effektiv für Spinwellen bis zu einem bestimmten k -Vektor statt. Dieser Wellenvektorbereich entspricht über die Dispersionsrelation einem bestimmten Magnetfeldbereich. Liegen Teile der Microstrip aufgrund der Magnetfeldinhomogenität außerhalb dieses Magnetfeldbereichs, so kann dort keine Anregung stattfinden, wodurch ein magnetfeldabhängiges Anregungsmuster entsteht. Als Ausblick wurden Messungen mit einer Grid-Struktur zur Veranschaulichung der Magnetfeldinhomogenität vorgestellt. In einer Weiterentwicklung könnten diese Erkenntnisse genutzt werden, um einen auf der LIT basierenden Sensor zur orts aufgelösten Messung der Inhomogenität eines Magnetfeldes zu entwickeln.

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation konnte der ac inverse Spin-Hall-Effekt erstmals zeitaufgelöst gemessen werden. Dazu wurden geeignete Messstrukturen prozessiert und ein Messplatz aufgebaut. Aus der Literatur war bekannt, dass das ac-ISHE-Signal mit einer Induktionsspannung überlagert ist, welche durch die Magnetisierungsdynamik verursacht wird. In der vorliegenden Arbeit wurde der zeitliche Verlauf dieser Induktionsspannung genutzt, um das Verhalten der Magnetisierung zeitaufgelöst zu untersuchen. Mithilfe von Simulationen konnte ein noch tieferer Einblick in die Magnetisierungsdynamik gewonnen und das Verhalten bei der Anregung mithilfe von HF-Pulsen erklärt werden. Dabei kann das erste Ansteigen eines HF-Pulses am Anfang als eine Stufenanregung angesehen werden. Dadurch werden die Eigenmoden des Systems angeregt, wobei die uniforme Mode die größte Amplitude besitzt. Die Spinwellenmode, welche die Frequenz der Anregung besitzt, wird durch den HF-Puls nach dem Prinzip der kohärenten Kontrolle verstärkt. Durch die Überlagerung beider Moden wurde im Zeitbereich eine Schwebung detektiert.

Zur Messung des ac-ISHE wurden Untersuchungen an den Zuleitungen, mit denen die YIG/NM-Steifen kontaktiert waren (P2) und am anregenden CPW (P1) vorgestellt. Die erstmalige zeitaufgelöste Messung des ac-ISHE fand an den Kontakten P2 statt, wobei eine Referenzprobe (YIG/Cu/Ti) verwendet wurde, um den Beitrag durch die Induktionsspannung zu beseitigen. Aufgrund des Schichtdickenunterschieds beider Proben wurden die Auswirkungen dieser Unterschiede ausführlich betrachtet und der Gültigkeitsbereich für den Vergleich beider Proben formuliert. Nach einer geeigneten Normierung konnte der ac-ISHE durch das Beseitigen des induktiven Beitrags aus den Messdaten der YIG/Pt-Probe extrahiert werden. Somit konnte der ac-ISHE zeitaufgelöst für die ersten 9 ns nach dem Einschalten der Anregung detektiert werden. Dabei wurde beobachtet, dass es keinen Versatz zwischen dem Anfang des Induktions- und des ac-ISHE-Signals gibt.

Mit der indirekten Messung des ac-ISHE wurde eine Methode vorgestellt, bei der keine Referenzprobe benötigt wird. Dabei wurde das Signal detektiert, welches durch die ac-ISHE-Spannung im anregenden CPW induziert wurde. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass in der asymmetrischen Messstruktur die Induktionsspannungen 1. Ordnung durch die Differenzbildung der Signale für entgegengesetzte Magnetfeldrichtungen eliminiert werden. Die verbleibenden Induktionsspannungen 2. Ordnung sind dabei vernachlässigbar klein, sodass auf die Verwendung ei-

ner Referenzprobe verzichtet werden kann. Die FFT-Untersuchung der indirekt gemessenen ac-ISHE-Spannung hat ergeben, dass die Frequenz des ac-ISHE-Signals der Anregungsfrequenz entspricht. Eine zweite Frequenz wie im Fall der Induktionsspannung wurde dabei nicht beobachtet.

Sowohl bei der direkten als auch bei der indirekten Messung des ac-ISHE wurde für das Differenzsignal der YIG/Pt-Probe eine Zunahme der Amplitude beobachtet, die durch eine sich mit der Zeit entwickelnde Phasenverschiebung der Messkurven für entgegengesetzte Magnetfeldrichtungen erklärt werden konnte. Für den möglichen Ursprung der Phasenverschiebung wurden infrage kommende Effekte vorgeschlagen, wobei das Zustandekommen dieser Phasenverschiebung nicht abschließend geklärt werden konnte. Für weiterführende Experimente wurde die Möglichkeit der zeitaufgelösten Messung des dc-ISHE mithilfe der symmetrischen Messstruktur aufgezeigt und ein Design für eine optimierte Messstruktur vorgeschlagen.

A. Anhang

A.1. Untersuchungen mithilfe der Lock-In Thermographie

A.1.1. CPW: Nachweis des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfers für unterschiedliche Frequenzen

In Analogie zu den Messungen für 5 GHz in Abschnitt 4.4.2 wurde der unidirektionale Spinwellen Wärmetransfer auch für andere Anregungsfrequenzen untersucht. Die Abb. A.1 fasst die Ergebnisse für 2 GHz, 3,3 GHz und 8 GHz zusammen, wobei pro Frequenz drei ausgewählte Punkte vorgestellt werden. Die Messungen in Abb. A.1 wurden in der DEM Geometrie durchge-

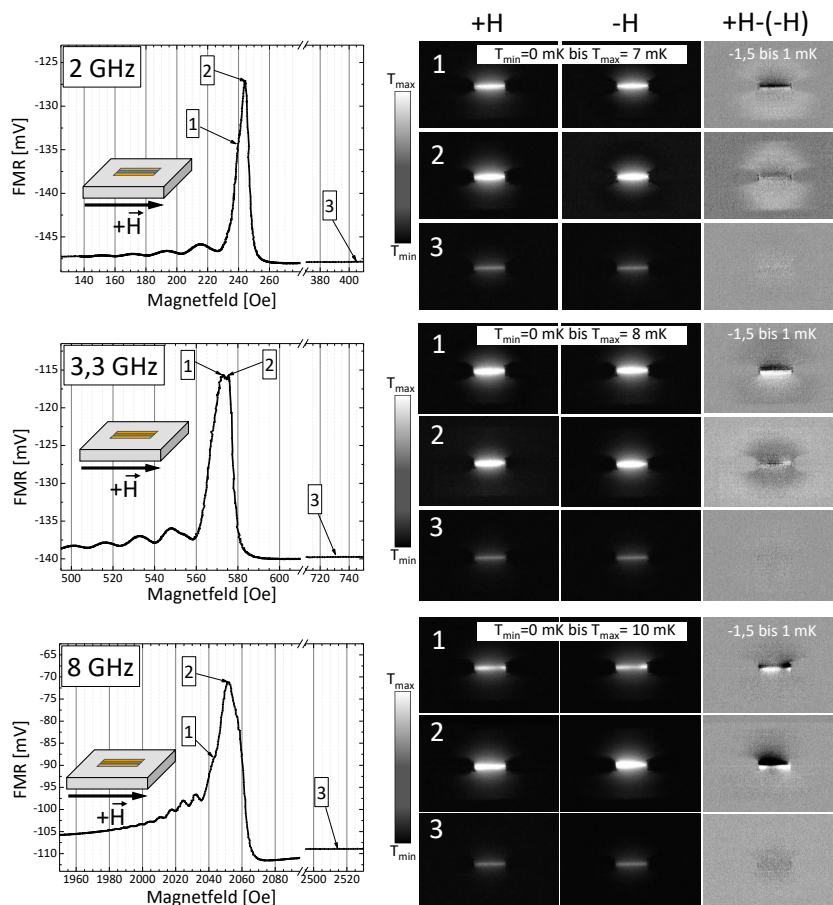


Abbildung A.1.: Messungen in der DEM Geometrie bei den Anregungsfrequenzen von 2 GHz, 3,3 GHz und 8 GHz. Alle LIT Bilder wurden bei einer Anregungsleistung von 1 dBm, einer Lock-In Frequenz von 1 Hz und der Messzeit von 5 min aufgenommen.

führt, sodass im LIT Differenzbild ein antisymmetrisches Temperaturprofil erwartet wird, sobald

nicht-reziproke Damon-Eshbach Spinwellen angeregt werden. Zu den Details der Messung und der Diskussion zur Interpretation der LIT Bilder wird auf den Abschnitt 4.4.2 verwiesen.

Die LIT Bilder für jeweils positives und negatives Magnetfeld für alle gemessenen Frequenzen (Spalten +H und -H) bestätigen das Verhalten, welches für 5 GHz in 4.4.2 beobachtet wurde: die Erwärmung in den LIT Bildern skaliert mit der Absorptionsamplitude der FMR Messung. Beim Vergleich der Frequenzen untereinander ist zu beachten, dass die LIT Bilder für +H und -H für die jeweiligen Frequenzen unterschiedlich skaliert werden mussten (siehe Abb. A.1). Für die Differenzbilder wurde die gleiche Skalierung gewählt. Wie erwartet, zeigen die Differenzbilder ein antisymmetrisches Temperaturprofil, welches als Nachweis des unidirektionalen Spinwellen Wärmetransfers dient. Außerhalb der Resonanz (Position 3 bei jeder Frequenz) ist kein Effekt messbar, da dort keine Spinwellen angeregt werden.

Die Temperaturverteilung in den Differenzbildern kann auch helfen zu entscheiden, ob es sich bei dem zugehörigen Peak um die uniforme oder eine Damon-Eshbach Mode handelt. Bei der Messung für 2 GHz, zum Beispiel, befindet sich an der Position 1 eine DEM, da dort ein größerer Effekt gemessen wird, obwohl die Amplitude an der Position 2 höher ist. Bei dem Peak 2 handelt es sich um die uniforme Mode, wobei im Differenzbild ein kleiner Temperaturunterschied zu sehen ist, da die uniforme Mode mit der DEM überlagert ist. Das Gleiche gilt für die uniforme Mode an Position 2 bei der Messung für 3,3 GHz.

Bei der Messung für 8 GHz scheint die Temperaturverteilung entlang des koplanaren Wellenleiters ungleichmäßig zu sein, was sich auch in den zugehörigen Differenzbildern widerspiegelt. Dieser Effekt wurde bei den Untersuchungen mit der Microstrip (Abschnitt 4.5) noch deutlicher beobachtet und in Abschnitt 4.5.3 ausführlich diskutiert.

A.1.2. CPW: Leistungsabhängigkeit der Temperaturdifferenz

Um die Abhängigkeit der entstehenden Temperaturdifferenz von der Anregungsleistung zu untersuchen, wurden LIT Bilder für -10 dBm, -5 dBm, 1 dBm, 5 dBm aufgenommen. Die Messungen wurden in der DEM Geometrie bei einer Frequenz von 3,3 GHz für jeweils positives und negatives Magnetfeld durchgeführt und die Differenz zwischen den LIT Bildern gebildet (+H-(-H)). Der Wert des Magnetfeldes entspricht dabei der Damon-Eshbach Mode mit der höchsten Amplitude. Das eingefügte LIT Bild in Abbildung A.2, (a) zeigt als Beispiel eines der Differenzbilder mit dem erwarteten antisymmetrischen Temperaturprofil. Das gelbe Rechteck zeigt den Bereich, für den die Temperaturprofile aus A.2, (a) ermittelt wurden. Wie in den Erläuterungen zu Abb. 4.10 bereits erklärt wurde, bedeuten die negativen Grauwerte nur, dass die lokale Temperatur in dem subtrahierten Bild höher war, als in dem Bild, von dem es abgezogen wurde. Abbildung A.2, (b) zeigt die in (a) abgelesenen Temperaturdifferenzen für die jeweilige Magnetfeldrichtung, aufgetragen gegen die Anregungsleistung.

In Abbildung A.2 ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmender Anregungsleistung die Temperaturänderung größer wird.

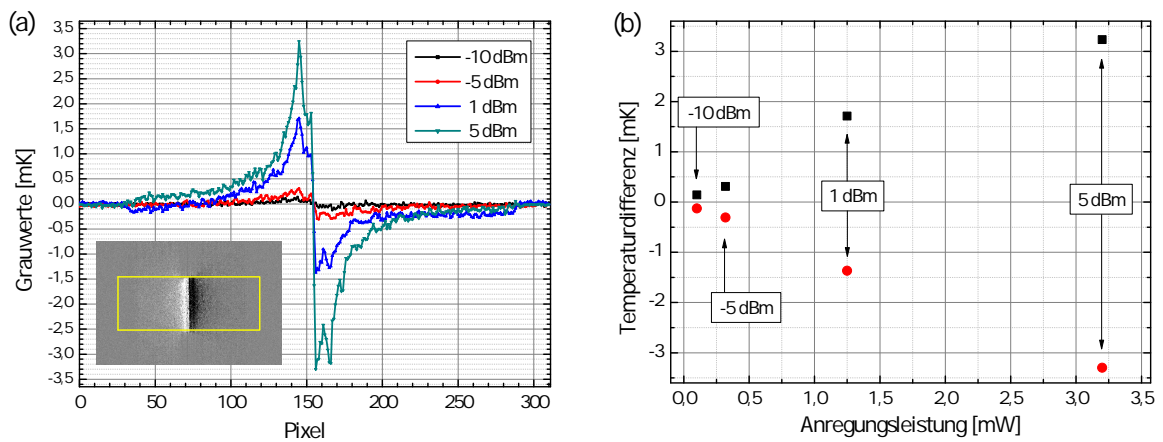


Abbildung A.2.: Leistungsabhängige Messung mit dem koplanaren Wellenleiter in der DEM Geometrie bei einer Anregungsfrequenz von 3,3 GHz. (a) Temperaturprofile der Differenzbilder, erhalten durch linienweise Mitteln in dem gelb markierten Bereich (siehe eingefügtes LIT Differenzbild). (b) Abgelesene Werte für die Temperaturdifferenz für die jeweilige Magnetfeldrichtung in Abhängigkeit von der Anregungsleistung.

A.1.3. Microstrip: Leistungsabhängigkeit der FMR-Messung

Die FMR Messungen mit der Microstrip wurden bei verschiedenen Anregungsleistungen durchgeführt. Die Abb. A.3 zeigt die Ergebnisse in der Damon-Eshbach Geometrie bei einer Frequenz

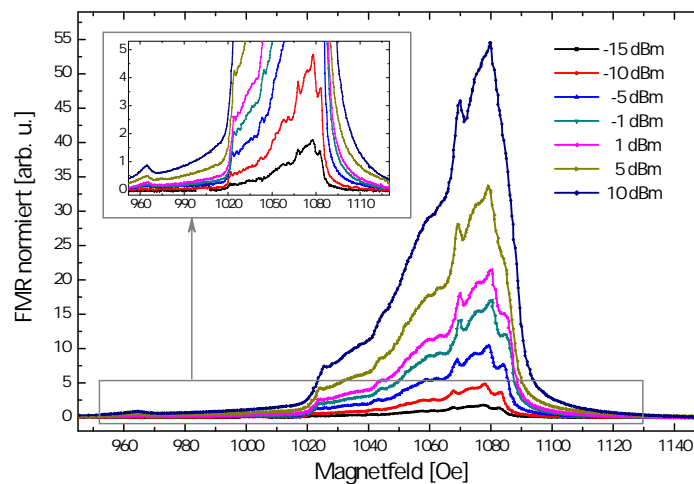


Abbildung A.3.: FMR Messungen mit der Microstrip bei einer Frequenz von 5 GHz und unterschiedlichen Anregungsleistungen in der DEM Geometrie.

von 5 GHz. Um diese Kurven für verschiedene Anregungsleistungen miteinander vergleichen zu können, wurden sie so normiert, dass der Transmissionswert für kleine Magnetfelder außerhalb der Resonanz Null beträgt. Das eingefügte Bild in Abb. A.3 zeigt die Messungen für -15 dBm und -10 dBm etwas genauer. Wie in Abschnitt 4.4.1 bereits erwähnt wurde, lassen sich die einzelnen Resonanzpeaks bei kleineren Anregungsleistungen besser auflösen. Die Peakposition wird dabei von der verwendeten Leistung nicht beeinflusst. Für manche Resonanzpeaks aber

lässt sich die Position bei höheren Anregungsleistungen nicht bestimmen, da diese nicht mehr als eigenständiger Peak zu erkennen sind. Dies erschwert die Interpretation des FMR Spektrums.

A.1.4. Microstrip: Messung für 8 GHz

Abbildung A.4 zeigt die Messungen mit der Microstrip bei einer Anregungsfrequenz von 8 GHz. Um die einzelnen Resonanzpeaks besser aufzulösen, wurden die FMR Messungen bei einer Anregungsleistung von -5 dBm durchgeführt. Für die LIT Messungen wurden die folgenden Parameter verwendet: Messzeit 5 min, Lock-In Frequenz 1 Hz und Anregungsleistung 1 dBm. In den LIT Bildern für beide Messgeometrien ist sehr gut das magnetfeldabhängige Anregungsmuster zu erkennen, welches in dem Abschnitt 4.5.3 diskutiert wurde. Außerdem sieht man in jedem der LIT Bilder für 8 GHz, dass die Erwärmung auf der linken Seite der Antenne stärker ist. Auf diesen Effekt wird in Abschnitt 4.5.3 (Abb. 4.18) eingegangen.

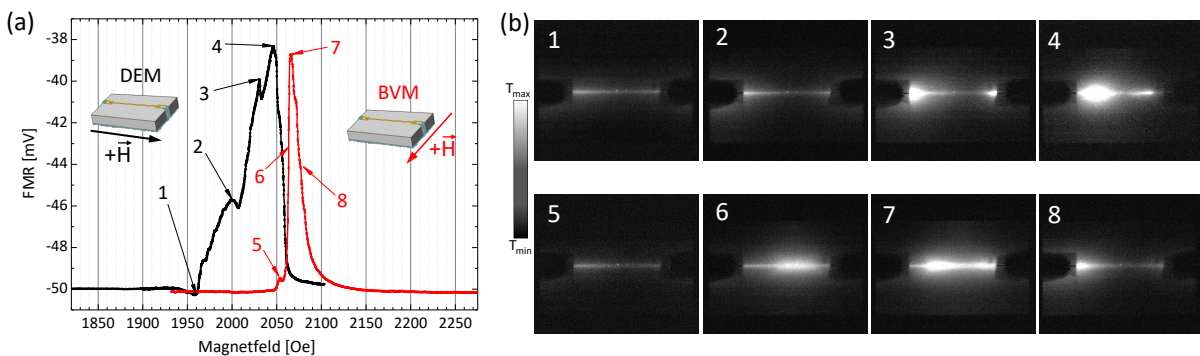


Abbildung A.4.: Messungen mit der Microstrip bei einer Frequenz von 8GHz. (a) FMR Messung in der DEM Geometrie (schwarz) und BVM Geometrie (rot). (b) LIT Bilder für das positive Magnetfeld an den jeweiligen in (a) gezeigten Feldpositionen. Für die LIT Bilder wurde die folgende Skalierung gewählt: schwarz bedeutet keine Erwärmung und weiß steht für eine Temperaturerhöhung von 4 mK.

A.1.5. LIT Messung mit dem großen CPW

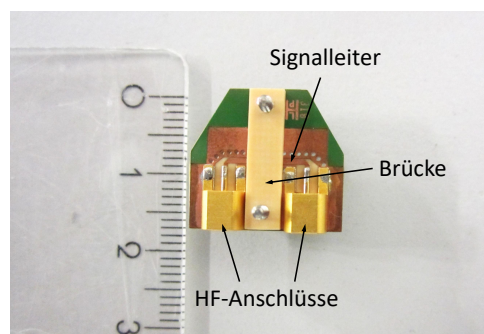


Abbildung A.5.: Koplanarer Wellenleiter, der für die Messungen in Abbildung 4.20 verwendet wurde. Die Brücke dient normalerweise zur Befestigung der Probe, wurde aber für die vorgestellte Messreihe nicht verwendet, damit die gesamte Probe auf dem Signalleiter für die LIT Kamera sichtbar bleibt.

A.1.6. LIT Messung mit der Grid-Struktur bei unterschiedlichen Messeinstellungen

Da die Grid-Struktur sich sehr stark von den beiden bisher verwendeten Antennen unterscheidet, konnten für die LIT Messungen nicht die selben Parameter benutzt werden. Dies ist sehr

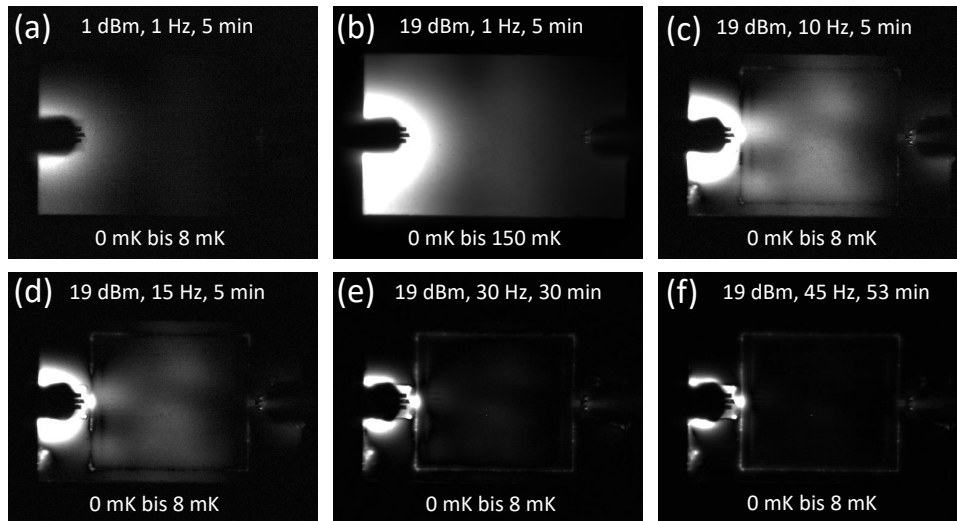


Abbildung A.6.: LIT Bilder für die Grid-Struktur bei einem Magnetfeld von ca. 1950 Oe unter Verwendung unterschiedlicher Parameter für die LIT Messung. Zu beachten ist, dass die Skalierung von (b) sich von den anderen Bildern unterscheidet.

gut in Abb. A.6, (a) zu sehen: mit den Einstellungen, die für die Messungen mit dem CPW und der Microstrip verwendet wurden, kann für die Grid-Struktur kein brauchbares Ergebnis erzielt werden. Auch eine Erhöhung der Anregungsleistung in (b) führt zu keiner Verbesserung. Erst bei einer Erhöhung der Lock-In Frequenz in (c)-(f) wird die Grid-Struktur sichtbar. Aus dem Zusammenhang 3.2 ist bekannt, dass eine Vergrößerung der Lock-In Frequenz $f_{lock-in}$ die lokale Auflösung verbessert. Je größer $f_{lock-in}$ gewählt wird, umso kürzer wird die erste Hälfte der Lock-In Periode, in der die Probe angeregt, also auch erwärmt wird. Dadurch hat die Wärme weniger Zeit, sich auszubreiten und die laterale Auflösung der Wärmeverteilung wird verbessert. Dabei muss aber beachtet werden, dass durch die kürzere Erwärmungsperiode die Amplitude der detektierten Temperaturänderung kleiner wird.

A.2. Zeitaufgelöste Messungen des ac-ISHE

A.2.1. Programmieren der Wellenform mit dem AWG872

Für das Programmieren einer benutzerdefinierten Wellenform wird ein Textfile mit der Signalinformation erstellt und im „.uda“-Format gespeichert. Die Daten werden dabei als Hexadezimalzahlen eingegeben. Die Eingabe in der Ersten Spalte der Textdatei bestimmt die Amplitude der Wellenform, wobei durch die 11 bit Amplitudenauflösung Zahlen von 0 bis 7FF (hexadezimal) vorgegeben werden können. Bei der Eingabe der Daten ist auch die zeitliche Auflösung von 8 GSPS (Gigasamples per second) zu beachten. Das bedeutet, dass die Datenpunkte in einem

Abstand von $1,25 \cdot 10^{-10}$ s gesetzt werden.

In der zweiten Spalte der Textdatei werden zwei Marker definiert. Einer davon wird als Trigger-signal für das Abtastoszilloskop (Sampling Scope) verwendet und der andere wird am Sampling Scope mitgemessen, um später eine Referenz für eventuelle Verschiebungen der Signale gegeneinander zu haben. Weitere Informationen zum Wellenformgenerator AWG872 sind im „AWG User Manual“ [161] zu finden.

A.2.2. Kompatibilität der HF-Anschlüsse

Die Bezeichnung vieler Koaxialkabel für Hochfrequenzanwendungen leitet sich von dem inneren Durchmesser des äußeren Leiters ab. Durch diese mechanischen Unterschiede sind nicht alle Kabel miteinander kompatibel. Die in der folgenden Tabelle gezeigte Kompatibilität sollte beachtet werden, da ansonsten die Anschlüsse beschädigt werden können.

	SMA	2,92 mm	K	2,4 mm	1,85 mm	V
SMA	ja	ja	ja	-	-	-
2,92 mm	ja	ja	ja	-	-	-
K	ja	ja	ja	-	-	-
2,4 mm	-	-	-	ja	ja	ja
1,85 mm	-	-	-	ja	ja	ja
V	-	-	-	ja	ja	ja

Tabelle A.1.: Übersicht über die Kompatibilität von HF-Anschlüssen. Tabelle nach [168].

A.2.3. Größenordnung der erwarteten Signalbeiträge

Im Folgenden wird die Größenordnung mancher der in dem Abschnitt 5.3 diskutierten Signalbeiträge berechnet. Die Abschätzung der Signalthöhe ist notwendig, um für die Simulation realistische Werte für die in-plane und die out-of-plane Anregung zu haben. Zur Erklärung der Entstehung der einzelnen Signalbeiträge wird auf den Abschnitt 5.3 verwiesen.

Größenordnung des Übersprechens (induktive Kopplung)

In der linken und rechten Leiterschleife werden aufgrund des asymmetrischen Verlaufs der Zuleitungen leicht unterschiedliche Spannungen induziert (Abb. A.7). Wie in dem Abschnitt über den Messaufbau erwähnt wurde, hat das Signal, welches nach dem Zirkulator an den CPW angelegt wird, eine Peak-zu-Peak Amplitude von 750 mV (gemessen an 50Ω). Dies entspricht einer Amplitude von 375 mV. Somit gilt für die Amplitude des Stroms im CPW:

$$\frac{375 \text{ mV}}{50\Omega} = 7,5 \text{ mA.} \tag{A.1}$$

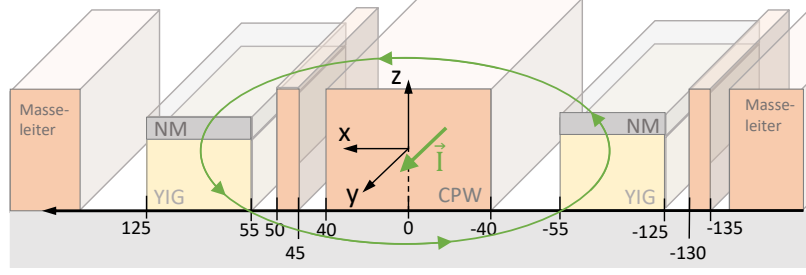


Abbildung A.7.: Schematische Darstellung (nicht maßstabsgetreu) des Querschnitts der asymmetrischen Struktur mit dem verwendeten Koordinatensystem. Die waagerechte Achse zeigt die lateralen Abmessungen und Abstände in μm an.

Für die Zeitabhängigkeit des Stroms im koplanaren Welleiter wird folgendes angenommen:

$$I_{cpw} = 7,5 \text{ mA} \cdot \sin(2\pi \cdot 4\text{GHz} \cdot t) \quad (\text{A.2})$$

Für die induzierte Spannung gilt nach Gleichung 2.41:

$$U_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_A \vec{B}(\vec{r}) d\vec{A}$$

Somit ergibt sich für die Struktur auf der linken Seite, wenn über den Bereich der Leiterschleife neben dem FM/NM-Streifen integriert wird:

$$\begin{aligned} U_{ct,L}^{asym} &= -\frac{d}{dt} \int_{45\mu\text{m}}^{125\mu\text{m}} \int_0^l B_z dy dx = -1\text{mm} \frac{d}{dt} \int_{45\mu\text{m}}^{125\mu\text{m}} B_z dy dx \\ &\approx 45 \text{ mV} \cdot \cos(2\pi \cdot 4 \text{ GHz} \cdot t) \end{aligned}$$

Der Index „ct“ steht dabei für „crosstalk“. Auf die gleiche Weise berechnet man die induzierte Spannung für die Struktur im rechten Gap:

$$\begin{aligned} U_{ct,R}^{asym} &= -\frac{d}{dt} \int_{-55\mu\text{m}}^{-135\mu\text{m}} \int_0^l B_z dy dx = -1\text{mm} \frac{d}{dt} \int_{45\mu\text{m}}^{125\mu\text{m}} B_z dy dx \\ &\approx 37 \text{ mV} \cdot \cos(2\pi \cdot 4 \text{ GHz} \cdot t) \end{aligned}$$

Unter der Annahme, dass der Widerstand der linken und der rechten Leiterschleife gleich ist, bekommt man bei der Verwendung beider Leiterschleifen (entspricht einer Parallelschaltung) an den Kontakten P2 den folgenden Beitrag durch das Übersprechen:

$$\begin{aligned} U_{ct}^{asym} &\approx \frac{(45 \text{ mV} + 37 \text{ mV})}{2} \cdot \cos(2\pi \cdot 4 \text{ GHz} \cdot t) \\ &\approx 41 \text{ mV} \cdot \cos(2\pi \cdot 4 \text{ GHz} \cdot t) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Der Verlauf der Zuleitungen bei der symmetrischen Struktur entspricht dem der rechten Leiterschleife (Kontakte verlaufen zwischen dem YIG/NM-Streifen und der Massefläche). Somit gilt für den durch das Übersprechen verursachten Beitrag bei der Verwendung der symmetrischen

Struktur:

$$U_{ct}^{sym} \approx 37 \text{ mV} \cdot \cos(2\pi \cdot 4 \text{ GHz} \cdot t) \quad (\text{A.4})$$

Größenordnung der in-plane Anregung durch die NM Schicht

Um zu berechnen, wie groß die Anregung ist, die durch den Stromfluss in der Leiterschleife verursacht wird, werden die Gleichungen 2.30 und 2.31 verwendet. Dabei wird angenommen, dass der Strom I_{ct} durch die Leiterschleife und somit auch durch die NM-Schicht fließt, deshalb sind für a und b in Gl. 2.30 bzw. 2.31 die Parameter der NM-Schicht einzusetzen. Für den Strom in der Leiterschleife gilt dabei:

$$I_{ct} = \frac{U_{ct}}{R_{LS}},$$

wobei R_{LS} der Widerstand der Leiterschleife ist. An den Kontakten P2 wurde für die asymmetrische Struktur (YIG/Pt) ein Widerstand von $R_{asym}^{Pt} \approx 141,6 \text{ } \Omega$ gemessen, somit gilt unter der Annahme, dass beide Leiterschleifen den gleichen Widerstand R_{LS}^{Pt} haben:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{asym}^{Pt}} &= \frac{1}{R_{LS}^{Pt}} + \frac{1}{R_{LS}^{Pt}} = \frac{2}{R_{LS}^{Pt}} \\ R_{LS}^{Pt} &= 2 \cdot R_{asym}^{Pt} = 2 \cdot 141,6 \text{ } \Omega = 283,2 \text{ } \Omega \end{aligned}$$

Daraus kann der Strom berechnet werden, der in der Leiterschleife durch das Übersprechen verursacht wird:

$$I_{ct}^{Pt} = \frac{U_{ct,mess}^{asym}}{R_{LS}^{Pt}} = \frac{41 \text{ mV}}{283,2 \text{ } \Omega} \approx 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ A.} \quad (\text{A.5})$$

Für die YIG/Cu-Probe wurde an den Kontakten P2 der asymmetrischen Struktur ein Widerstand von $R_{asym}^{Cu} \approx 52,9 \text{ } \Omega$ gemessen, wodurch gilt:

$$I_{ct}^{Cu} = \frac{U_{ct,mess}^{asym}}{R_{LS}^{Cu}} = \frac{41 \text{ mV}}{2 \cdot 52,9 \text{ } \Omega} \approx 3,9 \cdot 10^{-4} \text{ A.} \quad (\text{A.6})$$

Mit den berechneten Strömen aus A.5 und A.6 kann für die YIG/Pt- und die YIG/Cu-Probe das Magnetfeld \vec{h}_{ip} berechnet (Gl. 2.30, 2.31) werden, welches von der NM-Schicht verursacht wird.

A.3. Abwesenheit des ISHE in Kupfer

Um zu überprüfen, ob der ISHE in der YIG/Cu/Ti-Probe wie erwartet vernachlässigbar klein ist, wurden Messungen in der dc-Geometrie durchgeführt. Die ac-ISHE-Messungen sind für diesen Nachweis nicht geeignet, da nach der Abb. 5.12 für jede Struktur induktive Beiträge detektiert werden.

Für die Messung des dc-ISHE wurde der Aufbau aus der Abb. 5.13 verwendet, wobei die Filter und Dioden durch einen Tiefpassfilter (Lowpass) ersetzt wurden, um die hochfrequenten Induktionsspannungen zu beseitigen. Das externe Magnetfeld wurde um 90° rotiert (vergl. mit Abb.

2.13). Da sich in der asymmetrische Struktur die Beiträge der beiden YIG/NM-Streifen in der

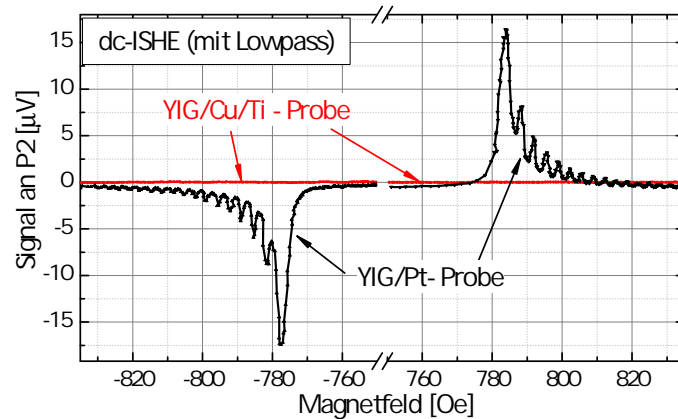


Abbildung A.8.: Messung des dc-ISHE mit der YIG/Pt-Probe (schwarz) und der YIG/Cu/Ti-Probe (rot). Der ISHE in Kupfer ist wie erwartet vernachlässigbar klein.

dc-Geometrie gegenseitig kompensieren, wurde für diese Messung eine Messstruktur mit nur einem Streifen im Gap der CPW verwendet. Ein Vergleich der Messungen des dc-ISHE (Abb. A.8) für die YIG/Pt-Probe (schwarz) und die YIG/Cu/Ti-Probe (rot) zeigt, dass der ISHE in Kupfer wie erwartet vernachlässigbar klein ist.

A.4. Ortsaufgelöste Verteilung der Magnetisierung

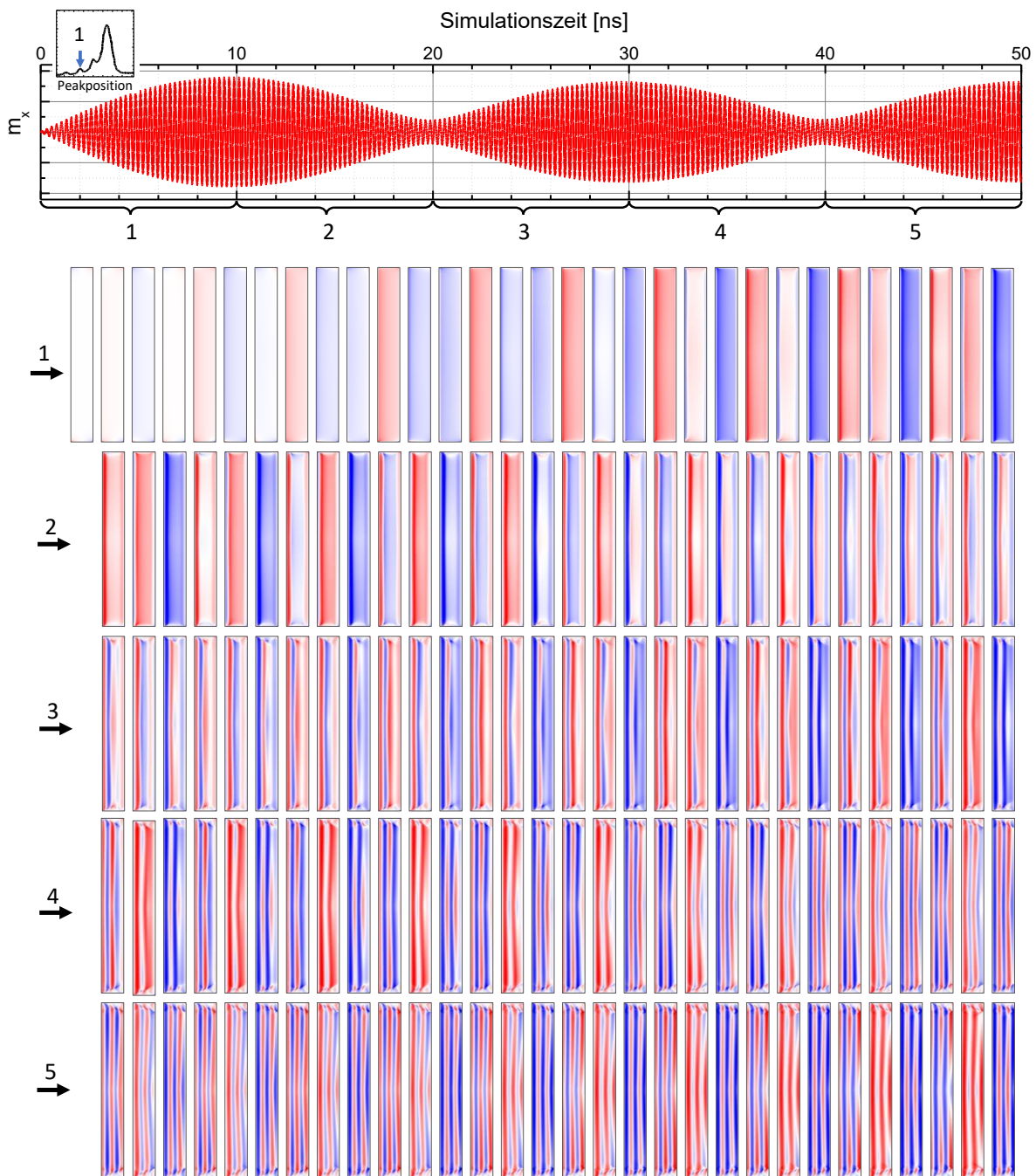


Abbildung A.9.: Ortsaufgelöste Verteilung der Magnetisierungsdynamik für die zeitaufgelöste Simulation an der Peakposition 1. Zur besseren Darstellung wurde die Simulationszeit von 50 ns in 5 Abschnitte von je 10 ns unterteilt. Die Bilder der Magnetisierungsverteilung in jedem Abschnitt 1-5 wurden in einem Abstand von 333 ps aufgenommen und sind von links nach rechts zu betrachten.

Literatur

- [1] Jairo Sinova u. a. „Spin Hall effects“. In: *RMP* 87.4 (Okt. 2015), S. 1213–1260. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.87.1213>.
- [2] Björn Obry. „Design der Spinwellenpropagation durch eine magnetische Strukturierung ein- und zweidimensionaler Systeme“. Diss. Technische Universität Kaiserslautern, 2013.
- [3] Philipp Marius André Pirro. „Lineare und nichtlineare Spinwelleninteraktionen in magnetischen Mikrostrukturen“. Diss. Technische Universität Kaiserslautern, 2014.
- [4] Abdulqader Mahmoud u. a. „Introduction to spin wave computing“. In: *Journal of Applied Physics* 128.16 (2020), S. 161101. DOI: 10.1063/5.0019328. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/5.0019328>.
- [5] T. Schneider u. a. „Realization of spin-wave logic gates“. In: *Applied Physics Letters* 92.2 (2008), S. 022505. DOI: 10.1063/1.2834714. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2834714>.
- [6] K. Vogt u. a. „Realization of a spin-wave multiplexer“. In: *Nature Communications* 5.1 (Apr. 2014), S. 3727. ISSN: 2041-1723. URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms4727>.
- [7] Andrii V. Chumak, Alexander A. Serga und Burkard Hillebrands. „Magnon transistor for all-magnon data processing“. In: *Nature Communications* 5.1 (Aug. 2014), S. 4700. ISSN: 2041-1723. URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms5700>.
- [8] E. Saitoh u. a. „Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect“. In: *Applied Physics Letters* 88.18 (2006), S. 182509. DOI: 10.1063/1.2199473. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2199473>.
- [9] Y. Kajiwara u. a. „Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator“. In: *Nature* 464.7286 (März 2010), S. 262–266. ISSN: 1476-4687. URL: <https://doi.org/10.1038/nature08876>.
- [10] C. Hahn u. a. „Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta“. In: *PRB* 87.17 (Mai 2013), S. 174417. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.87.174417>.
- [11] Nynke Vlietstra. „Spin transport and dynamics in magnetic insulator/metal systems“. Diss. Rijksuniversiteit Groningen, 2016.
- [12] M. B. Jungfleisch u. a. „Improvement of the yttrium iron garnet/platinum interface for spin pumping-based applications“. In: *Appl. Phys. Lett.* 103.2 (Apr. 2013), S. 022411. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.4813315. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4813315>.

- [13] Z. Qiu u. a. „Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface“. In: *Appl. Phys. Lett.* 103.9 (Apr. 2013), S. 092404. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.4819460. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4819460>.
- [14] Fengyuan Yang und P. Chris Hammel. „FMR-driven spin pumping in Y3Fe5O12-based structures“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 51.25 (Mai 2018), S. 253001. ISSN: 1361-6463. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6463/aac249>.
- [15] P. Wang u. a. „Unidirectional Spin-Wave-Propagation-Induced Seebeck Voltage in a PE-DOT:PSS/YIG Bilayer“. In: *PRL* 120.4 (Jan. 2018), S. 047201. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.047201>.
- [16] K. Ando u. a. „Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system“. In: *Journal of Applied Physics* 109.10 (2011), S. 103913. DOI: 10.1063/1.3587173. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3587173>.
- [17] Ryo Iguchi und Eiji Saitoh. „Measurement of Spin Pumping Voltage Separated from Extrinsic Microwave Effects“. In: *J. Phys. Soc. Jpn.* 86.1 (Okt. 2017), S. 011003. ISSN: 0031-9015. DOI: 10.7566/jpsj.86.011003. URL: <https://doi.org/10.7566/JPSJ.86.011003>.
- [18] T. An u. a. „Unidirectional spin-wave heat conveyer“. In: *Nat Mater* 12.6 (Juni 2013), S. 549–553. ISSN: 1476-1122. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nmat3628>.
- [19] Dahai Wei u. a. „Spin Hall voltages from a.c. and d.c. spin currents“. In: *Nature Communications* 5.1 (Apr. 2014), S. 3768. ISSN: 2041-1723. URL: <https://doi.org/10.1038/ncomms4768>.
- [20] J. M. D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. DOI: 10.1017/cbo9780511845000.
- [21] Markus Otto Härtinger. „Untersuchung magnetischer Materialien mit Methoden der Ferromagnetischen“. Diss. Universität Regensburg, 2016.
- [22] Allan H. Morrish. *The Physical Principles of Magnetism*. Hrsg. von Robert J. Herrick. IEEE Magnetics Society, 2001.
- [23] Matthias Benjamin Jungfleisch. „Spin pumping and inverse spin Hall effect in yttrium iron garnet/platinum heterostructures“. Diss. Technische Universität Kaiserslautern, 2013.
- [24] Birgit Hebler. „Kopplungsphänomene in ferri- undferromagnetischen Heterostrukturen“. Diss. Universität Augsburg, 2017.
- [25] Gerd Czycholl. „Kollektiver Magnetismus“. In: *Theoretische Festkörperphysik Band 2*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, S. 271–345. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-53701-5_6.
- [26] Johannes Kleinlein. „Strominduzierte Magnetisierungsdynamik in (Pseudo-)Spinventil-Nanodrähten“. Diss. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2015.

-
- [27] Anjan Barman u. a. „Chapter One - Time-Domain Study of Magnetization Dynamics in Magnetic Thin Films and Micro- and Nanostructures“. In: *Solid State Physics*. Bd. 65. Academic Press, Jan. 2014, S. 1–108. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780128001752000017>.
- [28] Fabian Giesen. „Magnetization Dynamics of Nanostructured Ferromagnetic Rings and Rectangular Elements“. Diss. Universität Hamburg, 2005.
- [29] K. H. J. Buschow und F. R. de Boer. *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*. Bd. 1. Springer, Boston, MA, 2003. ISBN: 978-0-306-47421-7. DOI: 10.1007/b100503.
- [30] Rudolf Gross und Achim Marx. *Festkörperphysik*. De Gruyter Oldenbourg, 2014. DOI: 10.1524/9783110358704. URL: <https://doi.org/10.1524/9783110358704>.
- [31] Sebastian Schäfer. „Parametrisch angeregte kohärente Wechselwirkungen in räumlich eingeschränkten Magnongasen“. Diss. Technische Universität Kaiserslautern, 2010.
- [32] Björn Obry. „Design der Spinwellenpropagation durch eine magnetische Strukturierung ein- und zweidimensionaler Systeme“. Diss. Technische Universität Kaiserslautern, 2013.
- [33] Georg Woltersdorf. „Spin-pumping and two-magnon scattering in magnetic multilayers“. Diss. Simon Fraser University, 2004.
- [34] Oliver Posth. „Spin-Transfer-Torque in ferro/nichtferromagnetischen Säulenstrukturen“. Diss. Universität Duisburg-Essen, 2010.
- [35] Boris Divinskiy. „Spin-wave dynamics driven by spin-orbit torque“. Diss. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2020.
- [36] M. Soiński. „Entmagnetisierung einer rechteckigen, ebenen, ferromagnetischen Probe im stationären Magnetfeld“. In: *Archiv für Elektrotechnik* 67.6 (Nov. 1984), S. 403–410. ISSN: 1432-0487. URL: <https://doi.org/10.1007/BF01614885>.
- [37] Ingo Neudecker. „Magnetization Dynamics of Confined Ferromagnetic Systems“. Diss. Universität Regensburg, 2006.
- [38] T. L. Gilbert. „Abstract only; full report, Armor Research Foundation Project No. A059, Supplementary Report, May 1, 1956 (unpublished)“. In: *Phys. Rev.* 100 (1955), S. 1243.
- [39] T.L. Gilbert. „A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials“. In: *Magnetics, IEEE Transactions on* 40.6 (2004), S. 3443–3449. ISSN: 0018-9464.
- [40] Z. Celinski, K. B. Urquhart und B. Heinrich. „Using ferromagnetic resonance to measure the magnetic moments of ultrathin films“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 166.1 (Feb. 1997), S. 6–26. ISSN: 0304-8853. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885396004283>.
- [41] I. Neudecker u. a. „Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 307.1 (Dez. 2006), S. 148–156. ISSN: 0304-8853. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885306007116>.

- [42] Michael Farle. „Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers“. In: *Reports on Progress in Physics* 61.7 (Juli 1998), S. 755–826. ISSN: 1361-6633. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/61/7/001>.
- [43] J. O. Artman. „Ferromagnetic Resonance in Metal Single Crystals“. In: *Phys. Rev.* 105.1 (Jan. 1957), S. 74–84. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.74>.
- [44] Charles Kittel. „On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption“. In: *Phys. Rev.* 73.2 (Jan. 1948), S. 155–161. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.73.155>.
- [45] Houchen Chang u. a. „Role of damping in spin Seebeck effect in yttrium iron garnet thin films“. In: *Sci Adv* 3.4 (Apr. 2017), e1601614. URL: <http://advances.sciencemag.org/content/3/4/e1601614.abstract>.
- [46] Hailong Wang u. a. „Strain-tunable magnetocrystalline anisotropy in epitaxial $Y_3Fe_5O_{12}$ thin films“. In: *PRB* 89.13 (Apr. 2014), S. 134404. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.134404>.
- [47] Tim Richter. „Spinpumpen und inverser Spin-Hall-Effekt in granularen Systemen“. Diss. MLU Halle-Wittenberg, 2018.
- [48] F. Bloch. „Zur Theorie des Ferromagnetismus“. In: *Zeitschrift für Physik* 61 (1930), S. 206.
- [49] B. A. Kalinikos und A. N. Slavin. „Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions“. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 19.35 (Dez. 1986), S. 7013–7033. ISSN: 0022-3719. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3719/19/35/014>.
- [50] A A Serga, A V Chumak und B Hillebrands. „YIG magnonics“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43.26 (2010), S. 264002–. ISSN: 0022-3727. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3727/43/i=26/a=264002>.
- [51] B.A. Kalinikos. „Spectrum and linear excitation of spin waves in ferromagnetic films“. In: *Sov. Phys. J* 24.8 (1981), S. 718–731–. ISSN: 0038-5697. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00941342>.
- [52] R. W. Damon und J. R. Eshbach. „Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab“. In: *Journal of Applied Physics* 31.5 (1960), S104–S105. DOI: 10.1063/1.1984622. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1984622>.
- [53] R. W. Damon und J. R. Eshbach. „Magnetostatic modes of a ferromagnet slab“. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 19.3 (Mai 1961), S. 308–320. ISSN: 0022-3697. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369761900415>.
- [54] L. R. Walker. „Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance“. In: *Phys. Rev.* 105.2 (Jan. 1957), S. 390–399. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.390>.

- [55] M. J. Hurben und C. E. Patton. „Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized isotropic films“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 139.3 (Jan. 1995), S. 263–291. ISSN: 0304-8853. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885395900063>.
- [56] G. A. Melkov u. a. „Wave front reversal with frequency conversion in a nonreciprocal medium“. In: *Applied Physics Letters* 89.25 (2006), S. 252510. DOI: 10.1063/1.2404587. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2404587>.
- [57] Sergey O. Demokritov und Burkard Hillebrands. „Spinwaves in Laterally Confined Magnetic Structures“. In: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Hrsg. von Burkard Hillebrands und Kamel Ounadjela. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2002, S. 65–92. URL: https://doi.org/10.1007/3-540-40907-6_3.
- [58] P. H. Bryant u. a. „Magnetostatic-mode spectrum of rectangular ferromagnetic particles“. In: *PRB* 47.17 (Mai 1993), S. 11255–11262. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.47.11255>.
- [59] C. Mathieu u. a. „Lateral Quantization of Spin Waves in Micron Size Magnetic Wires“. In: *PRL* 81.18 (Nov. 1998), S. 3968–3971. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.3968>.
- [60] J. Jorzick u. a. „Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires“. In: *PRB* 60.22 (Dez. 1999), S. 15194–15200. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.15194>.
- [61] J. Jorzick u. a. „Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements“. In: *PRL* 88.4 (Jan. 2002), S. 047204. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.047204>.
- [62] K. Yu. Guslienko u. a. „Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes“. In: *PRB* 66.13 (Okt. 2002), S. 132402. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.132402>.
- [63] Christian Bayer u. a. „Spin-Wave Excitations in Finite Rectangular Elements“. In: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*. Hrsg. von Burkard Hillebrands und Andr  Thiaville. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006, S. 57–103. URL: https://doi.org/10.1007/10938171_2.
- [64] Helmut Schulthei . „Koh renz und D mpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen“. Diss. Technische Universit t Kaiserslautern, 2010.
- [65] Arne Vansteenkiste u. a. „The design and verification of MuMax3“. In: *AIP Advances* 4.10 (2014), S. –. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4899186>. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/adva/4/10/10.1063/1.4899186>.
- [66] M. Thumm. *Hoch- und H chstfrequenz-Halbleiterschaltungen*. Universit t Karlsruhe (TH), Skript zur Vorlesung. WS 2008/2009.

- [67] Leo G. Maloratsky. „Reviewing The Basics Of Microstrip Lines An understanding of the fundamentals of microstrip transmission lines can guide high-frequency designers in the proper application of this venerable circuit technology“. In: *Microwaves and RF* (2000).
- [68] Leo G. Maloratsky. „Chapter 2 - Characteristics of Planar Transmission Lines“. In: *Passive RF & Microwave Integrated Circuits*. Burlington: Newnes, Jan. 2004, S. 5–34. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780750676991500031>.
- [69] Leonhard Stiny. *Passive elektronische Bauelemente*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2019. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-658-24733-1_1.
- [70] *TX-LINE*. <https://www.awr.com/awr-software/options/tx-line> (aufgerufen am 08.06.2021).
- [71] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2009. ISBN: 978-3-540-68210-3.
- [72] Dmytro Chumakov. „High Frequency Behaviour of Magnetic Thin Film Elements for Microelectronics“. Diss. Technische Universität Dresden, 2006.
- [73] Martin Obstbaum. „Inverse spin Hall effect in metallic heterostructures“. Diss. Universität Regensburg, 2015.
- [74] Luqiao Liu u. a. „Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect“. In: *PRL* 106.3 (Jan. 2011), S. 036601. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.036601>.
- [75] M. Strütt. „Das magnetische Feld eines rechteckigen, von Gleichstrom durchflossenen Leiters“. German. In: *Archiv für Elektrotechnik* 18.3 (Mai 1927), S. 282–282. ISSN: 0003-9039. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01656721>.
- [76] M. Strütt. „Das magnetische Feld eines rechteckigen, von Gleichstrom durchflossenen Leiters“. In: *Archiv für Elektrotechnik* 17.5 (Sep. 1926), S. 533–535. ISSN: 1432-0487. URL: <https://doi.org/10.1007/BF01673592>.
- [77] Hiroto Adachi und Sadamichi Maekawa. „Theory of unidirectional spin heat conveyer“. In: *Journal of Applied Physics* 117.17 (2015), S. 17C710. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4908019>. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/117/17/10.1063/1.4908019>.
- [78] Noel Perez und Luis Lopez-Diaz. „Magnetic field induced spin-wave energy focusing“. In: *Phys. Rev. B* 92.1 (Juli 2015), S. 014408–. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.92.014408>.
- [79] Z. Qiu u. a. „Spin-current injection and detection in k-(BEDT-TTF)₂Cu[N(CN)₂]Br“. In: *AIP Advances* 5.5 (2015), S. 057167. DOI: 10.1063/1.4922007. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4922007>.
- [80] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas und Gerrit E. W. Bauer. „Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films“. In: *PRL* 88.11 (Feb. 2002), S. 117601. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.88.117601>.

- [81] S. Mizukami, Y. Ando und T. Miyazaki. „Ferromagnetic resonance linewidth for NM/80NiFe/NM films (NM=Cu, Ta, Pd and Pt)“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 226-230 (Mai 2001), S. 1640–1642. ISSN: 0304-8853. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885300010970>.
- [82] B. Heinrich u. a. „Ferromagnetic-resonance study of ultrathin bcc Fe(100) films grown epitaxially on fcc Ag(100) substrates“. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (15 1987), S. 1756–1759. DOI: 10.1103/PhysRevLett.59.1756. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.1756>.
- [83] Arne Brataas u. a. „Spin battery operated by ferromagnetic resonance“. In: *PRB* 66.6 (Aug. 2002), S. 060404. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.060404>.
- [84] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas und Gerrit E. W. Bauer. „Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers“. In: *PRB* 66.22 (Dez. 2002), S. 224403. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.224403>.
- [85] S. Mizukami, Y. Ando und T. Miyazaki. „Effect of spin diffusion on Gilbert damping for a very thin permalloy layer in Cu/permalloy/Cu/Pt films“. In: *PRB* 66.10 (Sep. 2002), S. 104413. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.104413>.
- [86] R. Urban, G. Woltersdorf und B. Heinrich. „Gilbert Damping in Single and Multilayer Ultrathin Films: Role of Interfaces in Nonlocal Spin Dynamics“. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (21 2001), S. 217204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.217204. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.217204>.
- [87] Oleksandr Talalaevskyy. „Dynamical measurements of the Spin Hall angle“. Diss. Universität Regensburg, 2017.
- [88] Arne Brataas, Yu. V. Nazarov und Gerrit E. W. Bauer. „Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet–Normal Metal Systems“. In: *PRL* 84.11 (März 2000), S. 2481–2484. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.84.2481>.
- [89] Mathias Weiler u. a. „Phase-Sensitive Detection of Spin Pumping via the ac Inverse Spin Hall Effect“. In: *PRL* 113.15 (Okt. 2014), S. 157204. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.157204>.
- [90] N. Vlietstra u. a. „Exchange magnetic field torques in YIG/Pt bilayers observed by the spin-Hall magnetoresistance“. In: *Applied Physics Letters* 103.3 (2013), S. 032401. DOI: 10.1063/1.4813760. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4813760>.
- [91] Matthias Althammer u. a. „Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic insulator/normal metal hybrids“. In: *PRB* 87.22 (Juni 2013), S. 224401. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.87.224401>.
- [92] K. Xia u. a. „Spin torques in ferromagnetic/normal-metal structures“. In: *PRB* 65.22 (Mai 2002), S. 220401. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.220401>.

- [93] Maciej Zwierzycki u. a. „First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films“. In: *PRB* 71.6 (Feb. 2005), S. 064420. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.064420>.
- [94] Yaroslav Tserkovnyak u. a. „Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures“. In: *RMP* 77.4 (Dez. 2005), S. 1375–1421. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.77.1375>.
- [95] Freeman J. Dyson. „Electron Spin Resonance Absorption in Metals. II. Theory of Electron Diffusion and the Skin Effect“. In: *PR* 98.2 (Apr. 1955), S. 349–359. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.98.349>.
- [96] R. Meservey und P. M. Tedrow. „Surface Relaxation Times of Conduction-Electron Spins in Superconductors and Normal Metals“. In: *PRL* 41.12 (Sep. 1978), S. 805–808. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.41.805>.
- [97] T. Kimura u. a. „Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect“. In: *PRL* 98.15 (Apr. 2007), S. 156601. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.156601>.
- [98] G. Vignale. „Ten Years of Spin Hall Effect“. In: *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* 23.1 (Okt. 2009), S. 3. ISSN: 1557-1947. URL: <https://doi.org/10.1007/s10948-009-0547-9>.
- [99] Saburo Takahashi und Sadamichi Maekawa. „Spin current, spin accumulation and spin Hall effect“. In: *Science and Technology of Advanced Materials* 9.1 (Jan. 2008), S. 014105. ISSN: 1878-5514. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1468-6996/9/1/014105>.
- [100] M. I. D’Yakonov und V. I. Perel’. „Possibility of Orienting Electron Spins with Current“. In: *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 13 (1971), S. 467. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1971JETPL..13..467D>.
- [101] J. E. Hirsch. „Spin Hall Effect“. In: *PRL* 83.9 (Aug. 1999), S. 1834–1837. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.1834>.
- [102] Michael Schreier u. a. „Sign of inverse spin Hall voltages generated by ferromagnetic resonance and temperature gradients in yttrium iron garnet platinum bilayers“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 48.2 (Dez. 2014), S. 025001. ISSN: 1361-6463. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/48/2/025001>.
- [103] Matthias Althammer u. a. „Spin Pumping“. In: *Spintronics for Next Generation Innovative Devices*. Hrsg. von Katsunami Sato und Eiji Saitoh. John Wiley & Sons, Ltd., 2015. Kap. 6, S. 111–124. ISBN: 9781118751886. DOI: 10.1002/9781118751886.
- [104] Mathias Weiler u. a. „Comment on "Detection of Microwave Spin Pumping Using the Inverse Spin Hall Effect"“. In: *arXiv:1401.6407* (2014).
- [105] T. J. Silva u. a. „Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics and in thin-film Permalloy“. In: *Journal of Applied Physics* 85.11 (1999).

- [106] Christoph Hauser u. a. „Yttrium Iron Garnet Thin Films with Very Low Damping Obtained by Recrystallization of Amorphous Material“. In: *Scientific Reports* 6.1 (Feb. 2016), S. 20827. ISSN: 2045-2322. URL: <https://doi.org/10.1038/srep20827>.
- [107] Anthony B. Kos, Thomas J. Silva und Pavel Kabos. „Pulsed inductive microwave magnetometer“. In: *Review of Scientific Instruments* 73.10 (2002), S. 3563–3569. DOI: 10.1063/1.1505657.
- [108] M. Bauer u. a. „Suppression of magnetic-field pulse-induced magnetization precession by pulse tailoring“. In: *Applied Physics Letters* 76.19 (2000), S. 2758–2760. DOI: 10.1063/1.126466.
- [109] T. M. Crawford, P. Kabos und T. J. Silva. „Coherent control of precessional dynamics in thin film permalloy“. In: *Applied Physics Letters* 76.15 (2000), S. 2113–2115. DOI: 10.1063/1.126280.
- [110] W. Dietrich, W. E. Proebster und P. Wolf. „Nanosecond Switching in Thin Magnetic Films“. In: *IBM Journal of Research and Development* 4.2 (1960), S. 189–196. ISSN: 0018-8646.
- [111] Sangita S. Kalarickal u. a. „Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods“. In: *Journal of Applied Physics* 99.9 (2006), S. 093909. DOI: 10.1063/1.2197087. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2197087>.
- [112] O. Wid u. a. „Coherent control of magnetization precession in electrically detected time domain ferromagnetic resonance“. In: *AIP Advances* 5.11 (2015), S. 117120. DOI: 10.1063/1.4935648. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4935648>.
- [113] Th. Gerrits u. a. „Large-angle magnetization dynamics measured by time-resolved ferromagnetic resonance“. In: *PRB* 73.9 (März 2006), S. 094454. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.094454>.
- [114] O. Breitenstein u. a. „Microscopic lock-in thermography investigation of leakage sites in integrated circuits“. In: *Rev. Sci. Instr.* 71 (2000), S. 4155–4160.
- [115] Martin Langenkamp Otwin Breitenstein Wilhelm Warta. *Lock-in Thermography - Basics and Use for Evaluating Electronic Devices and Materials*. 2. Aufl. Springer, 2010.
- [116] Jan Bauer, Otwin Breitenstein und Jan-Martin Wagner. „Lock-in Thermography: A Versatile Tool for Failure Analysis of Solar Cells“. In: *ASM International* 3 (2009), S. 6–12.
- [117] Olga Wid u. a. „Investigation of the unidirectional spin heat conveyer effect in a 200 nm thin Yttrium Iron Garnet film“. In: *Scientific Reports* 6 (Juni 2016), S. 28233–. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/srep28233>.
- [118] Olga Wid u. a. „Investigation of non-reciprocal magnon propagation using lock-in thermography“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50.13 (2017), S. 134001–. ISSN: 0022-3727. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3727/50/i=13/a=134001>.

- [119] Shunsuke Daimon u. a. „Thermal imaging of spin Peltier effect“. In: *Nature Communications* 7 (Dez. 2016), S. 13754–. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms13754>.
- [120] Ryo Iguchi und Ken-ichi Uchida. „Charge-current angle and frequency dependences of the spin Peltier effect induced by the spin Hall effect“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 57.9 (Juni 2018), 0902B6. ISSN: 1347-4065. URL: <http://dx.doi.org/10.7567/JJAP.57.0902B6>.
- [121] Ken-ichi Uchida u. a. „Combinatorial investigation of spin-orbit materials using spin Peltier effect“. In: *Scientific Reports* 8.1 (Okt. 2018), S. 16067. ISSN: 2045-2322. URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-018-34493-6>.
- [122] Yusuke Hirayama u. a. „High-throughput direct measurement of magnetocaloric effect based on lock-in thermography technique“. In: *Applied Physics Letters* 111.16 (2017), S. 163901. DOI: 10.1063/1.5000970.
- [123] www.infratec-infrared.com (aufgerufen am 12.06.2021).
- [124] *MuMax3 Version*. URL: <https://github.com/mumax/3/releases/tag/v3.8>.
- [125] Inc. Wolfram Research. *Mathematica*. Version 9.0. Champaign, Illinois: Wolfram Research, Inc., 2012.
- [126] M.J. Donahue und D.G. Porter. *OOMMF User's Guide, Version 1.0*. National Institute of Standards und Technology. Gaithersburg, MD, Sep. 1999.
- [127] Yiyun Sun u. a. „Yttrium Iron Garnet Nano Films: Epitaxial Growth, Spin-Pumping Efficiency, and Pt-Capping-Caused Damping“. In: *Recent Advances in Magnetic Insulators - From Spintronics to Microwave Applications*. Bd. 64. Academic Press, Jan. 2013. Kap. 6, S. 157–191. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978012408130700006X>.
- [128] Eva Liskova Jakubisova u. a. „Interface effects in nanometer-thick yttrium iron garnet films studied by magneto-optical spectroscopy“. In: *Applied Physics Letters* 108.8 (2016), S. 082403. DOI: 10.1063/1.4942379. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4942379>.
- [129] <https://matesy.de/de/> (aufgerufen an 25.06.2021). Matesy GmbH.
- [130] Daniel D. Stancil und Anil Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer US, 2009. ISBN: 978-0-387-77864-8.
- [131] Nezih Pala und Mustafa Karabiyik. „Electron Beam Lithography (EBL)“. In: *Encyclopedia of Nanotechnology*. Hrsg. von Bharat Bhushan. Dordrecht: Springer Netherlands, 2016, S. 1033–1057. URL: https://doi.org/10.1007/978-94-017-9780-1_344.
- [132] Yifang Chen. „Nanofabrication by electron beam lithography and its applications: A review“. In: *Microelectronic Engineering* 135 (März 2015), S. 57–72. ISSN: 0167-9317. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016793171500101X>.

- [133] Vito Clericò, Mario Amado und Enrique Diez. „Nanolithography techniques and their applications“. In: Hrsg. von José María De Teresa. IOP Publishing, 2020. Kap. Electron beam lithography and its use on 2D materials, S. 3–1–3–49. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/978-0-7503-2608-7ch3>.
- [134] *Produktinformation: Positiv-PMMA E-Beamresists AR-P 630-670er*. Allresist. URL: https://www.allresist.de/wp-content/uploads/2020/03/AR-P630-670_Deutsch_Allresist_Produktinformation.pdf.
- [135] Hilmat Straube. „Quantitatives Verständnis von Lock-in-Thermographie an Dünnschicht-Solarmodulen“. Diss. Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, 2011.
- [136] Yun Young Kim. „Thermal Conductivity of a Nanoscale Yttrium Iron Garnet Thin-Film Prepared by the Sol-Gel Process“. eng. In: *Nanomaterials (Basel, Switzerland)* 7.28858249 (Aug. 2017), S. 247. ISSN: 2079-4991. URL: <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC5618358/>.
- [137] David R Lide, Hrsg. *Handbook of Chemistry and Physics*. 87. Aufl. CRC Press, 2006-2007.
- [138] Kazuya Ando u. a. „Solution-processed organic spin-charge converter“. In: *Nature Materials* 12.7 (Juli 2013), S. 622–627. ISSN: 1476-4660. URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3634>.
- [139] Nicolas Massonnet u. a. „Improvement of the Seebeck coefficient of PEDOT:PSS by chemical reduction combined with a novel method for its transfer using free-standing thin films“. In: *J. Mater. Chem. C* 2.7 (2014), S. 1278–1283. ISSN: 2050-7526. URL: <http://dx.doi.org/10.1039/C3TC31674B>.
- [140] Olga Bubnova u. a. „Semi-metallic polymers“. In: *Nature Materials* 13.2 (Feb. 2014), S. 190–194. ISSN: 1476-4660. URL: <https://doi.org/10.1038/nmat3824>.
- [141] Mohammad M. Qaid u. a. „Quantifying the inverse spin-Hall effect in highly doped PEDOT:PSS“. In: *PRRESEARCH* 2.1 (Feb. 2020), S. 013207. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevResearch.2.013207>.
- [142] C. Hahn u. a. „Detection of Microwave Spin Pumping Using the Inverse Spin Hall Effect“. In: *PRL* 111.21 (Nov. 2013), S. 217204. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.217204>.
- [143] Martin Wahler u. a. „Inverse spin Hall effect in a complex ferromagnetic oxide heterostructure“. In: *Scientific Reports* 6.1 (Juni 2016), S. 28727. ISSN: 2045-2322. URL: <https://doi.org/10.1038/srep28727>.
- [144] Christoph Hauser. „Ferromagnetische Resonanz und Spinpumpen in Oxiden“. Diss. MLU Halle Wittenberg, 2019.
- [145] Mohammad M. Qaid Mohammad. „Spin pumping and inverse spin Hall effect in $\dot{\text{I}}\text{E}$ -conjugated polymers“. Diss. MLU Halle-Wittenberg, 2020.

- [146] V. Castel u. a. „Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system“. In: *Appl. Phys. Lett.* 101.13 (Aug. 2012), S. 132414. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.4754837. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4754837>.
- [147] O. d’Allivy Kelly u. a. „Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system“. In: *Appl. Phys. Lett.* 103.8 (Okt. 2013), S. 082408. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.4819157. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4819157>.
- [148] M. B. Jungfleisch u. a. „Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ heterostructures measured by the inverse spin Hall effect“. In: *PRB* 91.13 (Apr. 2015), S. 134407. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.134407>.
- [149] Ryo Iguchi u. a. „Effect of spin Hall magnetoresistance on spin pumping measurements in insulating magnet/metal systems“. In: *Applied Physics Express* 7.1 (Dez. 2013), S. 013003. ISSN: 1882-0786. URL: <http://dx.doi.org/10.7567/APEX.7.013003>.
- [150] HuJun Jiao und Gerrit E. W. Bauer. „Spin Backflow and ac Voltage Generation by Spin Pumping and the Inverse Spin Hall Effect“. In: *PRL* 110.21 (Mai 2013), S. 217602. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.217602>.
- [151] C. Hahn u. a. „Erratum: Detection of Microwave Spin Pumping Using the Inverse Spin Hall Effect [Phys. Rev. Lett. 111, 217204 (2013)]“. In: *PRL* 112.17 (Apr. 2014), S. 179901. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.179901>.
- [152] P. Hyde u. a. „Electrical detection of direct and alternating spin current injected from a ferromagnetic insulator into a ferromagnetic metal“. In: *PRB* 89.18 (Mai 2014), S. 180404. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.180404>.
- [153] J. Li u. a. „Direct Detection of Pure ac Spin Current by X-Ray Pump-Probe Measurements“. In: *PRL* 117.7 (Aug. 2016), S. 076602. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.076602>.
- [154] Patrick P. Hofer u. a. „Proposal for an ac spin current source“. In: *EPL (Europhysics Letters)* 107.2 (Juli 2014), S. 27003. ISSN: 1286-4854. URL: <http://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/107/27003>.
- [155] M. B. Jungfleisch u. a. „Temporal evolution of inverse spin Hall effect voltage in a magnetic insulator-nonmagnetic metal structure“. In: *Applied Physics Letters* 99.18 (2011), S. 182512. DOI: 10.1063/1.3658398. URL: <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3658398>.
- [156] *Product information: Positive and Negative Photoresists AR-U 4000*. Allresist.
- [157] *MicroWriter von Durham Magneto Optics (DMO)*. <https://qd-europe.com/de/de/produkt/photo-lithographie-systeme/> (aufgerufen am 21.05.2021).
- [158] *Entwickler für AR-Resists*. Allresist.

-
- [159] Martin Maria Decker. „Spin Current Induced Control of Magnetization Dynamics“. Diss. Universität Regensburg, 2017.
- [160] Hannes Maier-Flaig. „Magnetic resonance of ferrimagnetic insulators“. Diss. Technische Universität München, 2018.
- [161] *AWG User Manual*. Euvis. URL: http://www.euvis.com/open/awg_man_full/.
- [162] Thomas Gemming Jürgen Thomas. *Analytical Transmission Electron Microscopy*. 1. Aufl. Springer, Dordrecht, 2014. ISBN: 978-94-017-8601-0. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-94-017-8601-0>.
- [163] Sophocles J. Orfanidis. *Electromagnetic Waves and Antennas*. Rutgers University, 2016.
- [164] Martin Schlup. *Wellen auf Leitungen, Skript zum Kurs Elektrizitätslehre 3*. Zürcher Hochschule für Angewandte Wissenschaften. 2017.
- [165] Ekbert Hering u. a. „Entwicklung digitaler Schaltungen“. In: *Elektronik für Ingenieure*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2001, S. 486–520. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-21862-4_13.
- [166] *TDR Impedance Measurements*. Application Note. Tektronix.
- [167] Bhaskar Kaviraj und Jaivardhan Sinha. „Relativistic torques induced by currents in magnetic materials: physics and experiments“. In: *RSC Adv.* 8.44 (2018), S. 25079–25093. URL: <http://dx.doi.org/10.1039/C8RA04001J>.
- [168] *Tutorial Note 2: Microwave Connectors*. SHF Communication Technologies AG. URL: https://www.shf-communication.com/wp-content/uploads/appnotes/shf_tutorial_note_microwave_connectors.pdf.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Als Erstes danke ich Prof. Schmidt für die Möglichkeit, die Dissertation in seiner Fachgruppe anfertigen zu können. Ich weiß es sehr zu schätzen, dass Sie zu jeder Zeit für die teils sehr langen Diskussionen zur Verfügung standen. Während der Zeit meiner Promotion habe ich sehr viel gelernt.

Außerdem danke ich allen Gutachtern für die Zeit, die Sie in das Lesen meiner Arbeit investiert haben.

Prof. Woltersdorf danke ich für die gute Zusammenarbeit unserer Fachgruppen und für die sehr hilfreichen Diskussionen.

Dr. O. Breitenstein, Dr. J. Bauer und Prof. S. Parkin danke ich für unsere Kooperation an der Lock-In Thermographie. Insbesondere vielen Dank an Otto und Jan für die angenehme Zusammenarbeit. Es hat Spaß gemacht mit euch an den Experimenten und den Veröffentlichungen zu arbeiten.

Ich bedanke mich bei den Teams der feinmechanischen und der elektronischen Werkstatt für die schnelle Ausführung zahlreicher Aufträge.

Ein großer Dank geht an Dr. Frank Heyroth, Dr. Bodo Fuhrmann, Frank Syrowatka und Sven Schlenker für die Unterstützung im Reinraum, die angenehme Zusammenarbeit und die gute Laune. Insbesondere Danke ich Frank Heyroth für die zahlreichen Erklärungen und Hilfestellungen zur Elektronenstrahlithographie und für das Kümern um unsere Simulationsrechner.

Ich bedanke mich bei der gesamten Fachgruppe Nanostrukturierte Materialien, bei allen ehemaligen und aktuellen Mitarbeitern, Doktoranden und auch Studenten von denen ich so viel lernen durfte. Danke auch an alle Büronachbarn, die ich in der Zeit hatte. Danke an alle Kollegen, die zum Teil auch die Zeit ihrer Promotion dafür verwenden, Geräte und Anlagen zu betreuen, um uns allen den reibungslosen Forschungsablauf zu ermöglichen.

Ein großes Danke geht an Dr. Marco John, Dr. Matthias Maiberg, Dr. Tim Richter und Dr. Christoph Hauser für das Korrekturlesen meiner Arbeit. Dr. Maiberg und Alexander Müller

danke ich außerdem für die Hilfe bei der Suche nach den richtigen Mathematica-Befehlen.

Ich möchte mich auch bei meinem ehemaligen Physiklehrer, Herrn Rinnert bedanken. Sie haben mir immer das Gefühl gegeben, dass ich jede Aufgabe schaffen kann. Das hat meine Freude an der Physik nur noch verstärkt.

Danke an meine Freunde für die tolle Zeit, die wir zusammen hatten und noch haben werden. Danke für die nötige Ablenkung, aber auch für das Erinnern daran, dass Aufgeben keine Option ist. Danke für die Mensabesuche, die Kaffeepausen, unsere gemeinsamen Urlaube, die wir schon seit so vielen Jahren zusammen machen. Ohne euch wäre die Studien- und Promotionszeit nicht dieselbe gewesen!

Insbesondere möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Danke für eure Unterstützung und vor allem die Geduld in den letzten Jahren.

Ein ganz besonderes Dankeschön geht an meinen Mann Marco! Danke, dass du immer an meiner Seite bist und mich vor allem in den schwierigen Lebenssituationen unterstützt!

Eidesstattlicher Erklärung

Hiermit versichere ich, Olga Wid, dass ich die vorliegende Arbeit, **„Zeitaufgelöste Messungen des ac inversen Spin-Hall-Effekts und Untersuchungen von Spinwellen mittels Lock-in Thermographie“**, selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Stellen in der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form in keiner anderen Fakultät vorgelegt.

Halle, den 30. Juni 2021

Publikationsliste

Olga Wid, Jan Bauer, Alexander Müller, Otwin Breitenstein, Stuart S P Parkin and Georg Schmidt, *Investigation of non-reciprocal magnon propagation using lock-in thermography*. J. Phys. D: Appl. Phys. 50 (2017) 134001

Olga Wid, Jan Bauer, Alexander Müller, Otwin Breitenstein, Stuart S. P. Parkin & Georg Schmidt, *Investigation of the unidirectional spin heat conveyer effect in a 200 nm thin Yttrium Iron Garnet film*. Sci. Rep. 6, 28233; doi: 10.1038/srep28233 (2016)

Olga Wid, M. Wahler, N. Homonnay, T. Richter, and G. Schmidt, *Coherent control of magnetization precession in electrically detected time domain ferromagnetic resonance*, AIP Advances 5, 117120 (2015)

M. Wahler, B. Büttner, H.-H. Blaschek, N. Homonnay, Olga Wid, K. J. O'Shea, D. McGrouther, D. A. MacLaren, and G. Schmidt, *Controlling magnetic anisotropy in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ nanostructures*, Appl. Phys. Lett. 104, 052408 (2014)

Lebenslauf

Persönliche Angaben:

Vor- und Nachname: Olga Wid
Geburtsdatum: 23.04.1988
Geburtsort: Karaganda
Staatsangehörigkeit: Deutsch

Ausbildung:

Seit 2013 Promotion an der MLU Halle-Wittenberg in der Fachgruppe Nanostrukturierte Materialien
2010-2013 Studium der Physik an der MLU Halle-Wittenberg
Abschluss: Master of Science (Note: 1.5)
2007-2010 Studium der Physik an der MLU Halle- Wittenberg
Abschluss: Bachelor of Science (Note: 1.8)
2004-2007 Frieden-Gymnasium, Halle/ Saale
Abschluss: Abitur (Note: 1.4)

Halle (Saale), 30.06.2021