

Spinpumpen und inverser Spin-Hall-Effekt in granularen Systemen

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

Tim Richter

geb. am 07.08.1988 in Halle (Saale)

Tag der Verteidigung

19.10.2018

1. Gutachter: Prof. Dr. Georg J. Schmidt
2. Gutachter: Prof. Dr. Georg Woltersdorf
3. Gutachter: Prof. Dr. Sebastian T. B. Goennenwein

Angaben zur Person und zum Bildungsweg

Angaben zur Person

Name:	Tim Richter
Anschrift:	Fechterweg 17, 06128 Halle (Saale)
E-Mail:	trtimrichter@gmail.com
Geburtsdatum & - ort:	07.08.1988 in Halle (Saale)
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Geschlecht:	männlich

Bildungsweg

2001 – 2007	Gymnasium Südstadt Halle (Saale) Abschluss: Abitur
2007 – 2010	Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Abschluss: Bachelor of Science (Physik)
2010 – 2012	Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Abschluss: Master of Science (Physik)
2013 – 2018	Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Promotion (Dr. rer. nat.)

Halle (Saale), 17. Dezember 2018

Tim Richter

Publikationen während der Promotion

Robert Göckeritz, Nico Homonnay, Alexander Müller, Tim Richter, Bodo Fuhrmann, Georg Schmidt, *Nanosized perpendicular organic spin-valves*, Applied Physics Letters 106, 102403 (2015)

Olga Wid, Martin Wahler, Nico Homonnay, Tim Richter, Georg Schmidt, *Coherent control of magnetization precession in electrically detected time domain ferromagnetic resonance*, AIP Advances 5, 117120 (2015)

Martin Wahler, Nico Homonnay, Tim Richter, Alexander Müller, Christian Eisenschmidt, Bodo Fuhrmann, Georg Schmidt, *Inverse spin Hall effect in a complex ferromagnetic oxide Heterostructure*, Scientific Reports 6, 28727 (2016)

Christoph Hauser, Tim Richter, Nico Homonnay, Christian Eisenschmidt, Mohammad Qaid, Hakan Deniz, Dietrich Hesse, Maciej Sawicki, Stefan G. Ebbinghaus, Georg Schmidt, *Yttrium Iron Garnet Thin Films with Very Low Damping Obtained by Recrystallization of Amorphous Material*, Scientific Reports 6, 20827 (2016)

Tim Richter, Maximilian Paleschke, Martin Wahler, Frank Heyroth, Hakan Deniz, Dietrich Hesse, Georg Schmidt, *Spin pumping and inverse spin Hall effect in ultrathin SRO films around the percolation limit*, Physical Review B 96, 184407 (2017)

Mohammad Qaid, Tim Richter, Alexander Müller, Christoph Hauser, Georg Schmidt, *Spin Pumping and Inverse Spin Hall effect in PEDOT:PS*, Physical Review B 96, 184405 (2017)

Christoph Hauser, Christian Eisenschmidt, Tim Richter, Nico Homonnay, Alexander Müller, Hakan Deniz, Georg Schmidt, *Annealing of amorphous yttrium iron garnet thin films in argon atmosphere*, Journal of Applied Physics 122, 083908 (2017)

Halle (Saale), 17. Dezember 2018

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Magnetisierungsdynamik	3
2.1.1. Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung	3
2.1.2. Ferromagnetische Resonanz	6
2.2. Mechanismus des Spinpumpens	8
2.2.1. Spinstrom	8
2.2.2. Spinpumpen	12
2.3. Ursache und Beschreibung des inversen Spin-Hall-Effektes	16
2.3.1. Spin-Bahn-Wechselwirkung	16
2.3.2. Inverser Spin-Hall-Effekt	18
2.4. Materialsysteme	20
2.4.1. Yttrium-Eisen-Granat	20
2.4.2. Strontiumruthenat	21
2.4.3. Buckminsterfulleren (C_{60})	22
2.4.4. Dihexylquatertiophen	24
2.4.5. Platin	25
3. Experimentelle Grundlagen	26
3.1. Schichtherstellung	26
3.1.1. gepulste Laserablation (PLD)	26
3.1.2. Organische Molekularstrahldeposition (OMBD)	28
3.1.3. Magnetron-Sputterdeposition	29
3.2. Charakterisierungsmethoden	31
3.2.1. RHEED	31
3.2.2. Transmissionselektronenmikroskopie	32
3.2.3. SQUID	33
3.2.4. Anregung zu ferromagnetischer Resonanz	34
3.2.5. Detektion des ISHE	40
4. Abscheidung des Spininjektors	46
4.1. Deposition von in situ YIG	46
4.2. Deposition von ex situ YIG und Vergleich mit in situ YIG	47
4.3. Reproduzierbarkeit des ISHE bei Pt(13)/YIG(20)	50
5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)	52
5.1. Abscheidung	52
5.2. RHEED-Charakterisierung	53
5.3. TEM-Charakterisierung	54

Inhaltsverzeichnis

5.4.	Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung von YIG und SRO/YIG . . .	56
5.5.	Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz	58
5.6.	Untersuchung des ISHE für verschiedene Dicken	62
6.	Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten	67
6.1.	Spinpumpen durch C_{60}	67
6.1.1.	Abscheidung	67
6.1.2.	TEM-Charakterisierung	68
6.1.3.	Magnetisierungsbestimmung über FMR-Resonanzpositionen . . .	69
6.1.4.	Analyse der FMR-Linienbreiten	70
6.1.5.	Untersuchung auf ISHE	73
6.2.	Modell zum Spintransport durch Inseln	75
6.2.1.	Abhängigkeit der Dämpfung α von der nominellen Zwischen- schichtdicke d_{ZS} bei granularen Zwischenschichten	75
6.2.2.	Abhängigkeit des ISH-Stroms von der nominellen Zwischen- schichtdicke d_{ZS} bei granularen Zwischenschichten	77
6.2.3.	Vergleich zwischen Modell und Messresultaten	84
6.3.	Spinpumpen durch DH4T	89
6.3.1.	Abscheidung	89
6.3.2.	TEM-Charakterisierung	90
6.3.3.	Untersuchung der FMR-Spektren	91
6.3.4.	Untersuchung auf ISHE	93
6.3.5.	Diskussion	95
7.	Zusammenfassung	97
	Literaturverzeichnis	98
A.	Anhang	112

Abkürzungsverzeichnis

C₆₀	Buckminsterfulleren
FFT	Fast-Fourier-Transformation
FM	Ferromagnet
FMR	Ferromagnetische Resonanz
GGG	Gadolinium-Gallium-Granat
PLD	gepulste Laserablation
RF	Hochfrequenz (radio frequency)
ISHE	inverser Spin-Hall-Effekt
LLG	Landau-Lifshitz-Gleichung
LLGG	Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung
NM	Nichtmagnet
OMBD	organische Molekularstrahldeposition
PMMA	Polymethylmethacrylat
RT	Raumtemperatur
RHEED	reflection high-energy electron diffraction
SHE	Spin-Hall-Effekt
SSE	Spin-Seebeck-Effekt
SRO	Strontiumruthenat
SQUID	superconducting quantum interference device
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
UHV	Ultrahochvakuum
UV	Ultraviolett
YIG	Yttrium-Eisen-Granat
DH4T	α,ω -Dihexylquaterthiophen

1. Einleitung

Elektronische Bauteile in der heutigen Zeit verwenden hauptsächlich die Ladung des Elektrons zum Transport und zur Manipulation von Information. Neben der Ladung ist das Elektron auch Träger eines Spins, einem quantenmechanischen Drehmoment. Die Spintronik befasst sich unter anderem mit der Entwicklung von Bauteilen unter der Verwendung des Elektronenspins. Dazu werden im Gegensatz zu Ladungsströmen sogenannte Spinströme genutzt, um Informationen zu transportieren beziehungsweise zu manipulieren. Ein großer Vorteil der Spinströme ist die im Vergleich zu elektrischen Strömen deutlich geringere Dissipation von Energie [TS14]. Gelänge es die Mehrheit der elektronischen Bauteile durch spintronische Bauteile zu ersetzen, wäre es möglich, einen Großteil der in den elektronischen Bauteilen nicht nutzbaren thermischen Energie einzusparen. Weiterhin ermöglichen spintronische Bauteile im Vergleich zu herkömmlichen Halbleiterbauteilen eine erhöhte Datenverarbeitungsgeschwindigkeit, sowie eine erhöhte Bauteildichte [WAB⁺01]. Neben der Entwicklung von logischen Operatoren führt dieses Forschungsgebiet auch zu neuen Ansätzen im Bereich der erneuerbaren Energien. Mit der Entdeckung des Spin-Seebeck-Effektes kann in Kombination mit dem inversen Spin-Hall-Effekt ein Temperaturgradient zur Energieernte genutzt werden [UTH⁺08, KUK⁺12].

Die Generation und Manipulation von Spinströmen ist von ausschlaggebender Bedeutung bei der Entwicklung von spintronischen Anwendungen. Effekte wie das Spinpumpen, bei dem ein Spinstrom von einer ferromagnetischen Grenzfläche in angrenzende Materialien injiziert wird, und der inverse Spin-Hall-Effekt, also die Erzeugung einer Gleichspannung durch einen Spinstrom, sind dabei von besonderem Interesse. Der inverse Spin-Hall-Effekt und das Spinpumpen wurden in der Vergangenheit in Ferromagneten mit nichtmagnetischen Metallen, Halbleitern und sogar anti-ferromagnetischen Isolatoren intensiv untersucht [HBM⁺11, HdLK⁺13, WDHY14a, JLW⁺15]. Weiterhin ist das Spinpumpen, welches typischerweise auch eine Erhöhung der Gilbert-Dämpfung im Ferromagneten verursacht, stark von der Spin-Mixing-Conductance abhängig. Materialsysteme, bei denen zwischen Ferromagnet (Spinquelle) und Spinsenke eine Zwischenschicht eingeführt wurde, zeigten eine Veränderung des Spinpumpens und damit auch eine Veränderung der inversen Spin-Hall-Spannungen [DWYH14]. Untersuchungen des Spinpumpens und des inversen Spin-Hall-Effektes bei unterschiedlichen Morphologien des Spindetektors sowie auch der

1. Einleitung

Zwischenschicht fehlen bisher jedoch gänzlich, obwohl sie von entscheidender Bedeutung bei spintronischen Anwendungen sein können. In dieser Arbeit wird speziell auf diese Aspekte am Beispiel der Materialsysteme Strontiumruthenat (SRO)/Yttrium-Eisen-Granat (YIG), Pt/C₆₀/YIG und Pt/DH4T/YIG eingegangen.

In Kapitel 2 werden die für diese Arbeit nötigen theoretischen Grundlagen zum Spinpumpen und zum inversen Spin-Hall-Effekt vorgestellt. Die experimentellen Grundlagen zur Messung beider Effekte werden in Kapitel 3 beschrieben.

Zwei verschiedene Abscheideprozesse des Spininjektors werden in Kapitel 4 beschrieben und miteinander verglichen.

In Kapitel 5 wird das System SRO auf YIG diskutiert. Mit den vorgestellten Ergebnissen soll verdeutlicht werden, dass die Morphologie des Spindetektors nicht zu vernachlässigen ist und einen entscheidenden Einfluss auf die zu messende inverse Spin-Hall-Spannung hat.

In Kapitel 6 wird der Einfluss der organischen Zwischenschichten zwischen Platin und YIG auf die inverse Spin-Hall-Spannung gezeigt. Dazu wird ein geometriebasiertes Modell für die Spininjektion vorgestellt.

Die Arbeit wird in Kapitel 7 zusammengefasst.

2. Theoretische Grundlagen

Sowohl die in dieser Arbeit diskutierten grundlegenden Effekte als auch die verschiedenen verwendeten Materialien werden in diesem Kapitel vorgestellt. Dabei wird zuerst auf die Magnetisierungsdynamik eingegangen. Anschließend wird darauf aufbauend der erzeugte, in benachbarte Materialien diffundierende Spinstrom erklärt und dessen dortige Umwandlung in eine elektrische Spannung erläutert.

2.1. Magnetisierungsdynamik

Als Magnetisierungsdynamik wird die Bewegung bzw. die Ausrichtung einer Magnetisierung innerhalb eines magnetischen Feldes bezeichnet. Über eine Kreiselbewegung geht die Magnetisierung in einen Gleichgewichtszustand über, der der parallelen Ausrichtung zum magnetischen Feld entspricht. Dieser Übergang kann mit der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung beschrieben werden. Durch gezielte, wiederholte Anregungen kann der Übergang in einen Gleichgewichtszustand vermieden werden, sodass die Magnetisierung permanent präzediert. Dabei kann es, wie bei erzwungenen Schwingungen, zu einem Resonanzfall kommen. Sind die Resonanzbedingungen erfüllt, so wird von ferromagnetischer Resonanz gesprochen.

2.1.1. Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die Präzessionsbewegung einer Magnetisierung \vec{M} unter dem Einfluss von internen und externen Magnetfeldern wurde 1935 phänomenologisch von Landau und Lifshitz in der Landau-Lifshitz-Gleichung (LLG) beschrieben [LL35]. In dieser beschreibt ein Drehmomentterm die ungedämpfte Präzessionsbewegung um das effektive Magnetfeld \vec{H}_{eff} und ein Dämpfungsterm die Bewegung der Magnetisierung in eine parallele Ausrichtung zu \vec{H}_{eff} . Die LLG liefert allerdings nur bei geringen Dämpfungen zufriedenstellende Resultate. Aufgrund dessen führte Gilbert 1955 einen modifizierten Dämpfungsterm ein. Die modifizierte Gleichung wird Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLGG) genannt und stellt die Grundlage der Magnetisierungsdynamik dar. Im Folgenden wird die Herleitung der LLGG erläutert.

2. Theoretische Grundlagen

Eine Beziehung zwischen einem magnetischen Dipolmoment \vec{m} eines magnetischen Dipols und seinem Drehimpuls \vec{L} ist mit der Gleichung

$$\vec{m} = -\gamma \vec{L} \quad (2.1)$$

gegeben [BSKB05]. γ entspricht dem gyromagnetischen Verhältnis und setzt sich aus dem Landé-Faktor g , dem Bohr'schen Magneton μ_B und der reduzierten Planck-Konstante \hbar gemäß

$$\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar} \quad (2.2)$$

zusammen. Befindet sich ein magnetisches Moment innerhalb eines effektiven Magnetfeldes \vec{H}_{eff} , so wirkt ein Drehmoment \vec{D} auf \vec{m} , so dass sich

$$\vec{D} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.3)$$

ergibt [BSKB05]. μ_0 entspricht dabei der magnetischen Feldkonstante. Das effektive Magnetfeld \vec{H}_{eff} setzt sich aus einem angelegten externen Feld \vec{H}_{ext} , dem Austauschfeld \vec{H}_{Aus} , dem Demagnetisierungsfeld \vec{H}_{Dem} und dem Anisotropiefeld \vec{H}_{Ani} der magnetischen Schicht zusammen [BSKB05]:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_{Ani} + \vec{H}_{Dem} + \vec{H}_{Aus}. \quad (2.4)$$

Die Magnetisierung \vec{M} entspricht der Volumennormierung der magnetischen Momente \vec{m} im betrachteten Volumen V .

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (2.5)$$

Mit den Gleichungen (2.1), (2.3) und (2.5) ergibt sich eine zeitabhängige Präzessionsbewegung von \vec{M} um \vec{H}_{eff} [LL35]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.6)$$

In Anbetracht von beobachteten Effekten wie z.B. der zunehmenden Orientierung der Magnetisierung in Richtung des effektiven Feldes ($\vec{M} \parallel \vec{H}_{eff}$) und keiner unendlichen andauernden Präzession von \vec{M} um \vec{H}_{eff} , genügt Gl. (2.6) nicht zur exakten Beschreibung des Systems und es muss ein zusätzlicher Term eingeführt werden, welcher die beobachtete Ausrichtung zum Feld zulässt. Dazu ergänzten Landau und

2. Theoretische Grundlagen

Lifshitz Gl. (2.6) um einen Dämpfungsterm zu

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\lambda_{LL}}{M_s^2} \left[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \right]. \quad (2.7)$$

Gl. (2.7) ist die Landau-Lifshitz-Gleichung. λ_{LL} entspricht einem phänomenologischen Dämpfungsparameter und M_s der Sättigungsmagnetisierung des Materials [LL35]. Im Grenzfall von großen Dämpfungen führt Gl. (2.7) zu einer Erhöhung der Präzessionsfrequenz [Kik56] und damit zu unphysikalischen Ergebnissen. Gilbert modifizierte die Gleichung daher, indem er dissipative Effekte in Gl. (2.6) einbezog [Gil55]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\mu_0\alpha}{M_s} \left[\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right]. \quad (2.8)$$

α entspricht der Gilbert-Dämpfung. Mit dem rekursiven Einführen von Gl. (2.6) in Gl. (2.8) erhält man:

$$\left(\frac{1 + \alpha^2}{\gamma} \right) \frac{d\vec{M}}{dt} = -\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) \right] \quad (2.9)$$

Im Grenzfall kleiner Dämpfungen ist α^2 zu vernachlässigen und die LLGG (Gl. (2.9)) wird zur LLG (Gl. (2.7)) mit $\lambda_{LL} = \alpha\gamma M_s$ [Kik56]. Abb. 2.1 zeigt schematisch die

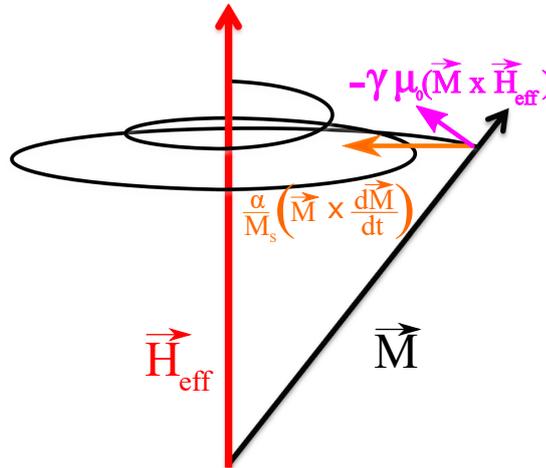


Abbildung 2.1.: Darstellung der Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors \vec{M} um den Magnetfeldvektor \vec{H}_{eff} . Der violette Vektor stellt das Drehmoment dar, welches \vec{M} auf eine Kreisbahn um \vec{H}_{eff} zwingt. Der orangefarbene Vektor zeigt die wirkende Dämpfung und damit ein wirkendes Drehmoment in Richtung \vec{H}_{eff} . Es resultiert eine Kreiselbewegung bis zur parallelen Orientierung von \vec{M} und \vec{H}_{eff} .

2. Theoretische Grundlagen

Ausrichtung einer Magnetisierung nach Gl. (2.8). Der Drehmomentterm $-\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{eff}$ lässt die Magnetisierung um \vec{H}_{eff} präzedieren, der Dämpfungsterm $\frac{\alpha}{M_S}[\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}]$ zwingt sie in Richtung von \vec{H}_{eff} bis zur parallelen Orientierung.

2.1.2. Ferromagnetische Resonanz

Ferromagnetische Resonanz (FMR) bezeichnet den Zustand, in dem die Magnetisierung, aufgrund eines sich periodisch ändernden \vec{H}_{eff} , in Resonanz präzediert. Der Winkel $\sphericalangle(\vec{H}_{eff}, \vec{M})$ wird dabei maximal. Es gibt zwei Arten, eine magnetische Schicht auf ferromagnetische Resonanz zu untersuchen: die zeitaufgelöste und die frequenz aufgelöste Methode. In dieser Arbeit wird nur die frequenz aufgelöste Methode verwendet, weshalb im Folgenden näher auf diese Methode eingegangen wird. Bei der frequenz aufgelösten FMR wird eine Mikrowelle in den Resonator eingekoppelt. Nun wird die transmittierte Mikrowellenleistung entweder bei fest eingestellter Hochfrequenz als Funktion des externen Feldes detektiert, oder bei einem fest angelegten Feld als Funktion der Hochfrequenz (radio frequency) (RF). In beiden Fällen wird ein Teil der Mikrowellenleistung absorbiert, wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist und sich damit die Magnetisierung der Schicht in ferromagnetischer Resonanz befindet. Aus dem Absorptionsspektrum kann mithilfe der Linienbreite des Spektrums die Gilbert-Dämpfung α ermittelt werden. Das Verfahren der frequenz aufgelösten Methode mit veränderlichem externen Magnetfeld und fester Frequenz wird hauptsächlich in dieser Arbeit verwendet. Diese Methode wird nun detaillierter beschrieben.

Das effektive Magnetfeld (Gl. (2.4)) muss durch das magnetische Wechselfeld $\vec{h}(t)$ mit der Hochfrequenz ω ergänzt werden:

$$\vec{H}_{eff}(t) = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_{Ani} + \vec{H}_{Dem} + \vec{H}_{Aus} + \vec{h}(t). \quad (2.10)$$

In dieser Arbeit wird die ferromagnetische Resonanz hauptsächlich in in-plane Geometrie, also \vec{H}_{ext} und \vec{h} innerhalb der Schichtebene, untersucht. Celinski et al. leiteten anhand der Gl. (2.10) und der LLGG die RF-Suszeptibilität χ mit deren Resonanzbedingung her [CUH97]. χ ist gegeben durch

$$\chi = \chi' + i\chi'' = \frac{M_S(B_{eff} - i\alpha\frac{\omega}{\gamma})}{(B_{eff} - i\alpha\frac{\omega}{\gamma})(\mathcal{H} - i\alpha\frac{\omega}{\gamma}) - (\frac{\omega}{\gamma})^2}, \quad (2.11)$$

2. Theoretische Grundlagen

wobei die Relationen

$$B_{eff} = |\vec{H}_{ext}| + 4\pi M_{eff} + \frac{K_1^{eff}}{2M_S}(3 + \cos(4\varphi_M)) \quad (2.12)$$

$$\mathcal{H} = |\vec{H}_{ext}| + \frac{2K_1^{eff}}{M_S} \cos(4\varphi_M) \quad (2.13)$$

$$4\pi M_{eff} = 4\pi D_{mag} M_S - \frac{2K_u^{eff}}{M_S} \quad (2.14)$$

gelten. B_{eff} entspricht der effektiven magnetischen Flussdichte und \mathcal{H} dem effektiven Wechselfeld; beide sind Funktionen vom externen Feld \vec{H}_{ext} . D_{mag} ist der Demagnetisierungsfaktor, $4\pi M_{eff}$ die effektive Magnetisierung, K_1^{eff} die effektive vierzählige in-plane Anisotropiekonstante, K_u^{eff} die effektive uniaxiale Anisotropiekonstante und φ_M der Winkel $\sphericalangle(\vec{e}_x, \vec{M})$, illustriert in Abb. 2.2. Der Realteil χ' beschreibt die

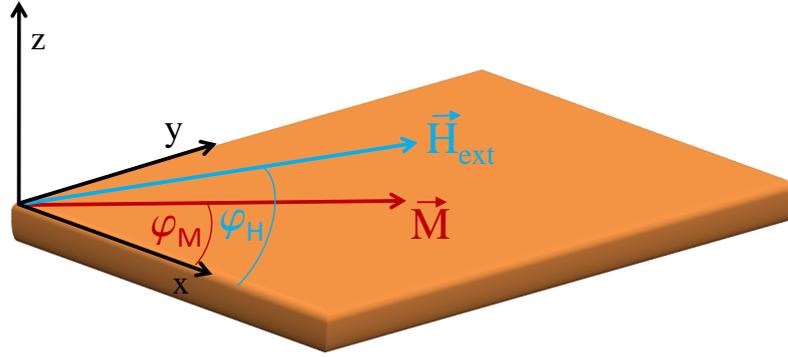


Abbildung 2.2.: In-plane Geometrie: das externe Feld liegt innerhalb der Schicht. φ_M beschreibt den Winkel zwischen Magnetisierung und x-Achse, φ_H zwischen externem Feld und x-Achse. Im Falle der Sättigung gilt $\varphi_M = \varphi_H$. In dieser Arbeit wird das magnetische Wechselfeld nur in y-Richtung angelegt; \vec{H}_{ext} kann variiert werden, wird jedoch meist für maximalen Effekt nach der LLGG in x-Richtung angelegt.

Dispersion, der Imaginärteil χ'' die Absorption der eingestrahlenen elektromagnetischen Wellen. Mit der Vernachlässigung der Dämpfung in Gl. (2.11) ergibt sich für die Resonanzbedingung

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = B_{eff}(H_{FMR}) \mathcal{H}(H_{FMR}) \quad (2.15)$$

2. Theoretische Grundlagen

mit H_{FMR} als Resonanzbedingung erfüllendes externes Magnetfeld. Es wird aufgrund der geringen in-plane Anisotropiefelder von 0-30 Oe [IEP00, WDHY14b] und Koerzitivfeldstärken von 2-5 Oe davon ausgegangen, dass bei allen FMR-Untersuchungen in dieser Arbeit die Magnetisierung des Yttrium-Eisen-Granats gesättigt war. Im Fall der Sättigung der Magnetisierung ($\vec{M} \parallel \vec{H}_{ext}$) kann der Imaginärteil von Gl. (2.11) beschrieben werden mit [CUH97]:

$$\chi'' = \frac{M_S B_{eff}(H_{FMR})}{B_{effFMR} + \mathcal{H}(H_{FMR})} \cdot \frac{\Delta H}{\Delta H + (H_{ext} - H_{FMR})^2} \quad (2.16)$$

$$\Delta H = \frac{\alpha \omega}{\gamma}. \quad (2.17)$$

Gl. (2.16) entspricht einer nahezu perfekten Lorentzfunktion der Form $\frac{A}{1+x^2}$, ΔH der halben Halbwertsbreite (HWHM). Aus der Bestimmung von ΔH aus einer Absorptionskurve nach Gl. (2.16) lässt sich mit Gl. (2.17) die Gilbert-Dämpfung α ermitteln.

2.2. Mechanismus des Spinpumpens

Die Injektion eines Spinstroms geschieht in den Experimenten dieser Arbeit durch Spinpumpen, verursacht durch die ferromagnetische Resonanz. In diesem Abschnitt soll daher zuerst der Begriff des Spinstroms und anschließend der Mechanismus des Spinpumpens erklärt werden.

2.2.1. Spinstrom

Im Gegensatz zu einem elektrischen Ladungsstrom fließt bei einem Spinstrom nicht die Ladung, sondern die Spininformation. Dies kann sowohl über Elektronen als auch über Spinwellen (Magnonen) geschehen.

Der Elektronenspin (Eigendrehimpuls des Elektron) besitzt die Spinquantenzahl $s = \frac{1}{2}$. Quantenmechanisch muss der Eigendrehimpuls durch den Spinoperator \hat{s} beschrieben werden und wird definiert durch

$$\hat{s} = \frac{\hbar}{2} \hat{\sigma}. \quad (2.18)$$

$\hat{\sigma}$ entspricht dem Pauli-Matrizen-Vektor. Für den Eigendrehimpuls in z-Richtung

2. Theoretische Grundlagen

ergibt sich mit den Eigenfunktionen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ und der Pauli-Matrix $\hat{\sigma}_z$:

$$\hat{s}_z|\uparrow\rangle = \frac{\hbar}{2}\hat{\sigma}_z \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2}|\uparrow\rangle \quad (2.19)$$

$$\hat{s}_z|\downarrow\rangle = \frac{\hbar}{2}\hat{\sigma}_z \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix} = -\frac{\hbar}{2}|\downarrow\rangle. \quad (2.20)$$

Mit den Eigenfunktionen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ werden üblicherweise die Zustände „Spin-up“ bzw. „Spin-down“ mit den Eigenwerten $\pm\frac{\hbar}{2}$ bezeichnet [DL07].

Aus der Ladungsträgerdichte n , der Elementarladung $e > 0$ und der mittleren Geschwindigkeit \vec{v} der Elektronen kann die elektrische Stromdichte \vec{J}_e nach Gl. (2.21) berechnet werden [AM07].

$$\vec{J}_e = -ne\vec{v} = (\vec{J}_\uparrow + \vec{J}_\downarrow) \quad (2.21)$$

Unabhängig vom Spin der Elektronen wird in Gl. (2.21) nur der Ladungstransport beschrieben. Die elektrische Stromdichte kann ebenfalls als Summe der elektrischen Stromdichten $\vec{J}_\uparrow, \vec{J}_\downarrow$ der \uparrow, \downarrow -Elektronen angesehen werden, wobei analog zu Gl. (2.21) \vec{J} durch $\vec{J}_{\uparrow(\downarrow)} = -n_{\uparrow(\downarrow)} e v_{\uparrow(\downarrow)}$ definiert ist.

Die Spinstromdichte \vec{J}_s betrachtet den Transport des Eigendrehimpulses $\frac{\hbar}{2}$ der Elektronen. Sie setzt sich mit $\vec{J}_{\uparrow(\downarrow)}$ zusammen zu [STSC13]

$$\vec{J}_s = \frac{1}{e}\frac{\hbar}{2}(\vec{J}_\uparrow - \vec{J}_\downarrow). \quad (2.22)$$

Gl. (2.22) beschreibt einen durch Elektronen getragenen Spinstrom. Magnonen werden hier vernachlässigt. Mit Gl. (2.21) und Gl. (2.22) können sich verschiedene Konfigurationen einstellen. Im Fall des reinen Ladungsstroms (unpolarisierter Strom) gilt $\vec{J}_\uparrow = \vec{J}_\downarrow$ und \vec{J}_s wird null. Es fließt ein elektrischer Strom aber kein Spinstrom. Abb. 2.3 a) illustriert dies schematisch. Im Falle $\vec{J}_\uparrow = -\vec{J}_\downarrow$ wird nur der Spin transportiert, indem sich Elektronen mit unterschiedlicher Spinorientierung in entgegengesetzte Richtungen bewegen. Der Nettoladungsstrom ist $\vec{J}_e = 0$. Es fließt damit ein reiner Spinstrom (Abb. 2.3 b)). Von einem spinpolarisierten Strom spricht man, wenn die Spinstromdichte einer Spinsorte überwiegt. Abb. 2.3 c) zeigt dies für den Fall $\vec{J}_\uparrow > \vec{J}_\downarrow$; ein Ladungs- und Spintransport findet statt.

Die Ladungsstromdichte der Elektronen lässt sich aus dem Ohmschen Gesetz und aus dem sich durch Konzentrationsunterschiede ergebenden Diffusionsstrom wie folgt

2. Theoretische Grundlagen

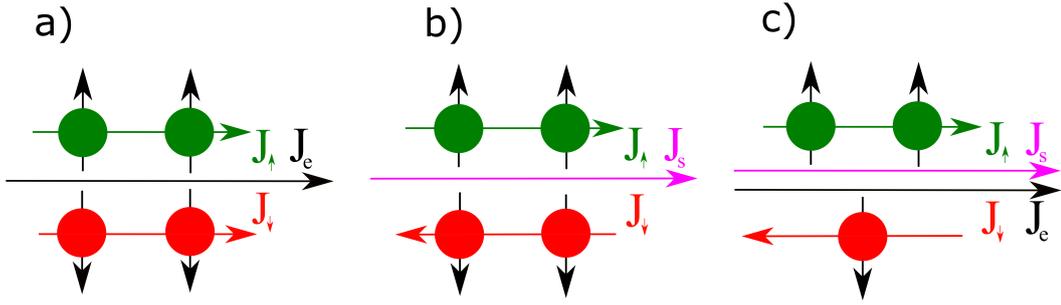


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der verschiedenen Ladungs- und Spintransporte. a) zeigt einen reinen Ladungstransport. Elektronen beider Spinsorten bewegen sich parallel. Die gegenteilige Konfiguration ist in b) mit dem reinen Spintransport gezeigt, indem sich die Elektronen verschiedener Spins antiparallel zueinander bewegen. Der Fall des spinpolarisierten Stroms ist in c) dargestellt. Aufgrund der ungleichen Spinströme ergibt sich sowohl ein Ladungs-, als auch ein Spinstrom.

berechnen [TM08]:

$$\vec{J}_e = \sigma \vec{E} + e D \vec{\nabla} n \quad (2.23)$$

D stellt die Diffusionskonstante der Elektronen dar, σ die elektrische Leitfähigkeit und \vec{E} die elektrische Feldstärke. Das elektrochemische Potential μ setzt sich aus dem chemischen μ_{ch} und elektrischen Potential Φ (Gl. (2.24)) [JNFvW03, TM08] zusammen.

$$\mu = \mu_{ch} + e\Phi \quad (2.24)$$

Gilt $|e\Phi| < kT$, so kann das chemische Potential mit $\mu_{ch} = \frac{n}{N(E_F)}$ beschrieben werden [JNFvW03, STSC13]. $N(E_F)$ ist dabei die Zustandsdichte an der Fermienergie E_F . Mit der Relation $\vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi$ und der Einstein-Relation $\sigma = e^2 N D$ wird Gl. (2.23) in Gl. (2.25) überführt.

$$\vec{J}_e = \frac{\sigma}{e} \vec{\nabla} \mu \quad (2.25)$$

Bei Ferromagneten ist sowohl die Ladungsträgerdichte als auch die Zustandsdichte spinabhängig, so dass auch das chemische Potential als spinabhängiger Parameter betrachtet werden muss. Ist die Spin-Fliplänge, die mittlere Länge bis ein Spin-Flip auftritt, deutlich größer als die Impuls-Streulänge (der allgemeine Fall), so kann der Transport durch wohldefinierte Leitfähigkeiten $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$ beschrieben werden [JNFvW03]. Dementsprechend gilt

$$\vec{J}_{\uparrow} = \frac{\sigma_{\uparrow}}{e} \vec{\nabla} \mu_{\uparrow} \quad (2.26)$$

$$\vec{J}_{\downarrow} = \frac{\sigma_{\downarrow}}{e} \vec{\nabla} \mu_{\downarrow}. \quad (2.27)$$

2. Theoretische Grundlagen

Im stationären Fall gilt für die Ladungsstromdichte die Kontinuitätsgleichung $\vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_\uparrow + \vec{J}_\downarrow) = 0$. Da durch Streuprozesse Spin-Flips von \uparrow -Elektronen zu \downarrow -Elektronen und umgekehrt auftreten können, verändern sich die Spinträgerdichten zeitlich. Dies führt für die Spinstromdichte zu folgender Kontinuitätsgleichung [TM08].

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{J}_\uparrow - \vec{J}_\downarrow) = e \frac{\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - e \frac{\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (2.28)$$

$\delta n_{\uparrow(\downarrow)}$ gibt die Abweichung der Trägerdichte vom Gleichgewichtszustand an; $\tau_{\downarrow\uparrow}$, $\tau_{\uparrow\downarrow}$ sind Streuzeiten der Spins zum jeweils entgegengesetzten Zustand. Anhand von Gl. (2.28) ist zu erkennen, dass, im Gegensatz zum Ladungsstrom, der Spinstrom nicht erhalten ist. Van Son et al. zeigten, dass die Diffusionsgleichung für den stationären Zustand gegeben ist durch [VSVKW87, VF93, JNFvW03]:

$$\nabla^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) = \frac{1}{\lambda^2}(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow). \quad (2.29)$$

Die Spin-Diffusionslänge entspricht $\lambda = \sqrt{D \tau_{sf}}$ mit der Spin-Flip-Zeit von $\frac{1}{\tau_{sf}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right)$ [HZ97]. Die Spinakkumulation μ_s ergibt sich aus der Differenz der spinabhängigen elektrochemischen Potentiale.

$$\mu_s = \mu_\uparrow - \mu_\downarrow \quad (2.30)$$

Es lässt sich aus Gl. (2.22), (2.25) und (2.30) die Spinstromdichte wie folgt beschreiben:

$$\vec{J}_s = -\frac{\hbar \sigma}{2e^2} \vec{\nabla} \mu_s. \quad (2.31)$$

Der Gradient der Spinakkumulation kann somit als Ursache eines Spinstroms angesehen werden. Analog berechnet sich die elektrische Stromdichte aus dem Gradienten der Summe der spinabhängigen elektrochemischen Potentialen,

$$\vec{J}_e = \frac{\sigma}{e} \vec{\nabla} (\mu_\uparrow + \mu_\downarrow). \quad (2.32)$$

Wird ein magnetisches Moment durch eine Störung aus der Ruhelage ausgelenkt, so präzediert dieses Moment, wie in Kap. 2.1.1 beschrieben, um die Richtung der Magnetisierung. Durch die Dipol-Dipol- und Austauschwechselwirkung ist das Moment mit benachbarten Momenten gekoppelt, wodurch sich die Störung als Welle im ferro- bzw. antiferromagnetischen Festkörper ausbreitet. Diese Welle wird als Spinwelle oder auch als Magnon-Quasiteilchen bezeichnet. 2004 konnten Wang et al. aus theoretischen Überlegungen zeigen, dass ein Spinstrom im ferro- bzw. antiferromagnetischen Festkörper auch durch Magnonen fließen kann [WWWX04]. Dieser

2. Theoretische Grundlagen

Spinstrom wird ebenso durch den Gradienten der Spinakkumulation generiert und konnte in zahlreichen Experimenten mit ferromagnetischen und antiferromagnetischen Isolatoren nachgewiesen werden [KHT⁺10, WDHY14a, CLD⁺15, CPB⁺16].

2.2.2. Spinpumpen

2002 stellten Tserkovnyak et al. ein Modell vor, mit dem die Erhöhung der Gilbert-Dämpfung bei Ferromagnet (FM) / Nichtmagnet (NM)-Schichtsystemen in FMR-Experimenten erklärt werden konnte [TBB02b, TBB02a]. Dabei zeigten sie das Konzept des Spinpumpens, welches als inverser Prozess des Spin-Transfer-Torque von Berger und Slonczweski [Ber96, Slo96] vermutet wurde. Dieses Konzept soll hier vorgestellt werden.

In einem Ferromagneten sind die Energiebänder der 3d-Elektronen spinabhängig um den Wert der Austauschenergie verschoben. Dies hat zur Folge, dass die Zustandsdichte im Gleichgewichtszustand am Punkt der Fermienergie $N_{\uparrow(\downarrow)}(E_F)$ unterschiedlich für \uparrow - und \downarrow -Elektronen ist (Abb. 2.4 a)). Mit einer abrupten Änderung der Magnetisierung ergibt sich eine effektive Verschiebung der Energiebänder. Es entsteht eine Spinakkumulation. Elektronen mit $E > E_F$ verringern ihre Energie über Spin-Flip-Prozesse und füllen somit das gegensätzliche Band. Ist währenddessen ein NM mit dem FM verbunden, so kann eine Injektion eines Spinstroms in den NM als weiterer Relaxationsprozess auftreten, dargestellt in Abb. 2.4 b), bis der Gleichgewichtszustand im FM wieder erreicht ist (Abb. 2.4 c). [JS85, JS88b, JS88a].

Mit einem sich zeitlich verändernden Magnetfeld entsteht eine Spinstromdichte $\vec{J}_s^{pump}(t)$. Diese kann mittels adiabatischer Näherung berechnet werden. Es ergibt sich für die gepumpte Spinstromdichte nach [TBB02b]:

$$\vec{J}_s^{pump}(t) = \frac{\hbar}{4\pi M_S} \left(A_r \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} - A_i \frac{d\vec{M}}{dt} \right). \quad (2.33)$$

In Gl. (2.33) setzt sich $\vec{J}_s^{pump}(t)$ aus einem Gleichspinstromanteil \vec{J}_{sDC}^{pump} und einem Wechelspinstromanteil $\vec{J}_{sAC}^{pump}(t)$ zusammen. Die Zwischenschichtparameter

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{mn} \{ |r_{mn}^{\uparrow} - r_{mn}^{\downarrow}|^2 + |t_{mn}^{\uparrow} - t_{mn}^{\downarrow}|^2 \} \quad (2.34)$$

$$A_i = \text{Im} \sum_{mn} \{ r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})^* + t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})^* \} \quad (2.35)$$

2. Theoretische Grundlagen

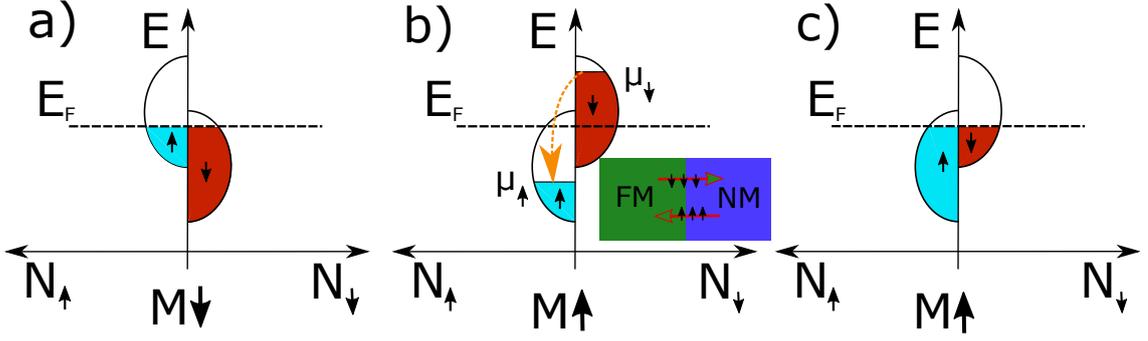


Abbildung 2.4.: Entstehung der Spinakkumulation durch die Richtungsänderung der Magnetisierung. Im Fall a) ist der Ferromagnet im Gleichgewicht. Anschließend wird die Magnetisierung abrupt in die entgegengesetzte Richtung gedreht, wodurch sich die spinabhängigen Bänder verschieben, dargestellt in b). Der Spin-Flip-Prozess und die Spinstrominjektion in angrenzende Nichtmagneten sind Relaxationsprozesse, um den Gleichgewichtszustand in c) zu erreichen.

ergeben sich aus den Reflektionsmatrixelementen $r_{mn}^\uparrow, r_{mn}^\downarrow$ und den Transmissionsmatrixelementen $t_{mn}^\uparrow, t_{mn}^\downarrow$ an der Grenzfläche für \uparrow -, und \downarrow -Elektronen. Gl. (2.34) und (2.35) lassen sich zusammenfassen zu

$$A_r + i A_i = \sum_{mn} (\delta_{mn} - r_{mn}^\uparrow (r_{mn}^\downarrow)^*) - \sum_{mn} t_{mn}^\uparrow (t_{mn}^\downarrow)^* = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow}. \quad (2.36)$$

Dabei entspricht $g^{\uparrow\downarrow}$ der Spin-Mixing-Conductance and $t^{\uparrow\downarrow}$ dem Transmissionskoeffizienten. $t^{\uparrow\downarrow}$ kann für Ferromagneten und 3d-Metalle vernachlässigt werden [TBB02b]. Weiterhin kann der Spinstrom \vec{I}_s als zeitliche Änderung des Spinmoments \vec{s} mit dem Verhältnis $\frac{d\vec{s}}{dt} = \vec{I}_s$ betrachtet werden. Damit ergibt sich mit Gl. (2.1)

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{g\mu_B}{\hbar M} \frac{d\vec{s}}{dt} = -\frac{g\mu_B}{\hbar M} \vec{I}_s \quad (2.37)$$

Mit Gl. (2.33), (2.36) und (2.37) ergibt sich beim Spinpumpen für die Magnetisierung die Relation

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{\Delta\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.38)$$

mit [MVP⁺10, MPF⁺10, AS10]

$$\Delta\alpha = \frac{g\mu_B g^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_S d_{FM}}. \quad (2.39)$$

Der Parameter $g^{\uparrow\downarrow}$ entspricht der Spin-Mixing-Conductance pro Grenzfläche und

2. Theoretische Grundlagen

d_{FM} der Schichtdicke des Ferromagneten. Durch einen permanenten Transport der Spins aus dem FM in den NM wird die Gilbert-Dämpfung α um den Wert $\Delta\alpha$ erhöht. Daher wird nicht die Gilbert-Dämpfung α , sondern eine effektive Dämpfung α_{eff} gemessen, welche gegeben ist durch [TBB02b]

$$\alpha_{eff} = \alpha + \Delta\alpha. \quad (2.40)$$

Im Folgenden soll unter gepumptem Spinstrom nur der DC-Anteil des gepumpten Spinstroms verstanden werden, da sich diese Arbeit hauptsächlich auf diesen Anteil beschränkt. Ein gepumpter Spinstrom durch die NM/FM Grenzfläche erzeugt eine Spinakkumulation im NM. Üblicherweise verringert sich die Spinakkumulation durch Spin-Flip-Prozesse mit wachsendem Abstand z zur Grenzfläche und bleibt dementsprechend nicht erhalten. Es ergibt sich eine eindimensionale Diffusionsgleichung für μ_s mit [TBB02b, WBvW⁺06, MVP⁺10]

$$\frac{\partial\mu_s}{\partial t} = D_{NM} \frac{\partial^2\mu_s}{\partial z^2} - \frac{\mu_s}{\tau_{sf}}. \quad (2.41)$$

Mit den Grenzbedingungen $J_s(z=0) = J_s^{pump} = -\frac{\hbar\sigma}{2e^2} \frac{\partial\mu_s}{\partial z} |_{z=0}$, $J_s(z=d_{NM}) = 0 = -\frac{\hbar\sigma}{2e^2} \frac{\partial\mu_s}{\partial z} |_{z=d_{NM}}$ und D_{NM} als Diffusionskonstante des Nichtmagneten kann für Gl. (2.41) die Lösung

$$\mu_s(z) = \mu_{s0} \frac{\cosh\left[\frac{\sqrt{1+i\omega\tau_{sf}}(z-d_{NM})}{\lambda}\right]}{\sinh\left[\frac{\sqrt{1+i\omega\tau_{sf}}(d_{NM})}{\lambda}\right]} \quad (2.42)$$

berechnet werden [TBB02b]. Für Hochfrequenzen deutlich kleiner der Spinrelaxationsrate $\omega \ll \tau^{-1}$ kann der Wurzelterm in Gl. (2.42) vernachlässigt werden. In dieser Arbeit wird mit $\omega \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$ experimentiert. Die Bedingung ist daher mit Pt, einem Material mit einer hohen Ordnungszahl, leicht erfüllt [TBB02b]. Gilt der Fall $d_{NM} \gg \lambda$, so kann aus Gl. (2.31) und (2.42) die Spinstromdichte im NM abhängig vom Ort z berechnet werden mit [AS10]:

$$J_s(z) = J_s^{pump} \frac{\sinh\left[\frac{(z-d_{NM})}{\lambda}\right]}{\sinh\left[\frac{(d_{NM})}{\lambda}\right]}. \quad (2.43)$$

Schematisch ist der Spinpump-Vorgang in Abb. 2.5 a) dargestellt. Mit zunehmendem Abstand zur FM/NM-Grenzfläche nimmt die Spinstromdichte ab. Ist $d_{NM} \gg \lambda$ nicht gültig, so kann sich die Spinakkumulation bis zur NM/Vakuum-Grenze ausdehnen.

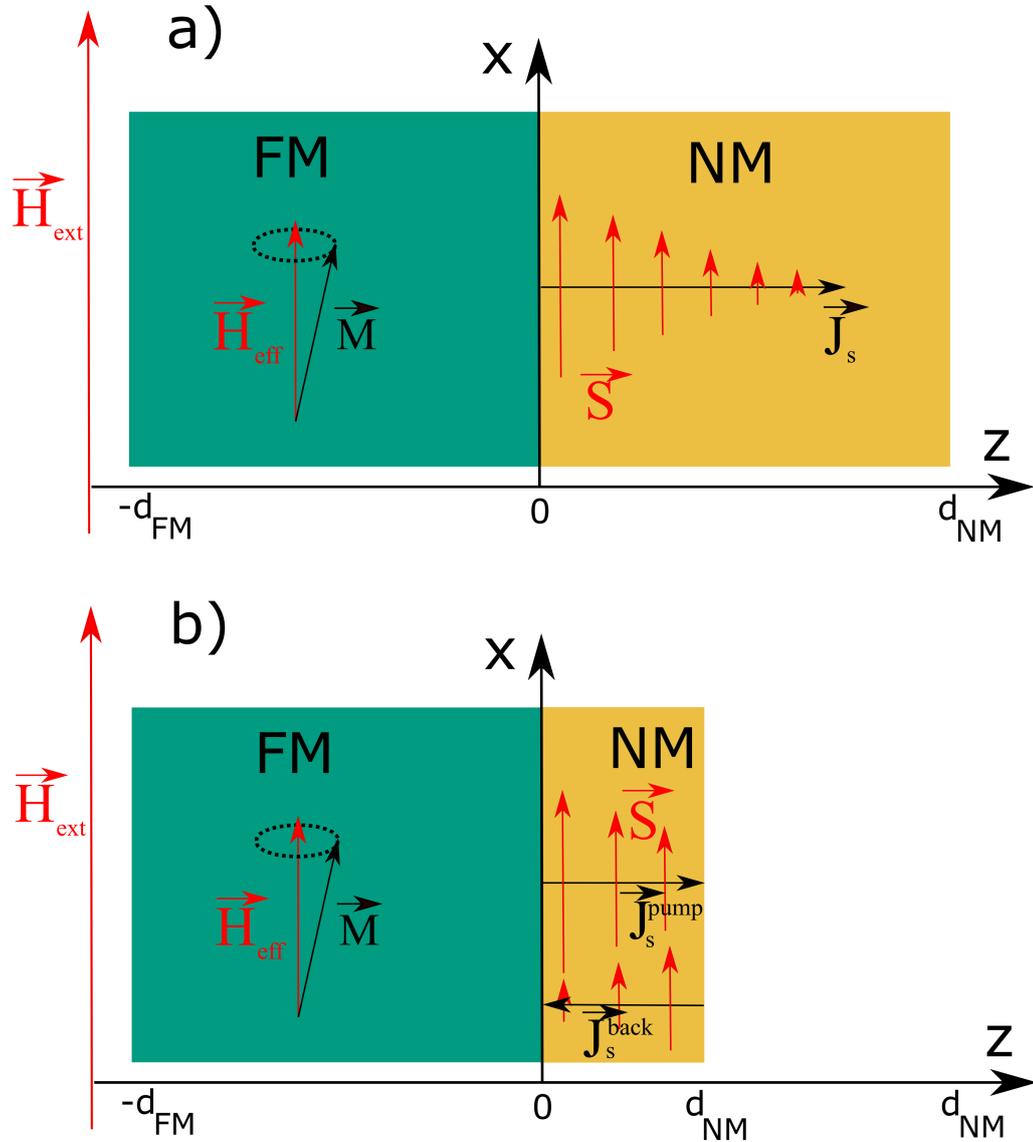


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung des Spinpump-Mechanismus'. Durch eine ferromagnetische Resonanzanregung wird durch das Spinpumpen ein Spinstrom in den NM injiziert. Dabei wird die Spinstromdichte durch Spin-Flip-Prozesse verringert, je tiefer der Spinstrom diffundiert. Im Falle $d_{\text{NM}} \gg \lambda$, in a), kann der Rückstrom vernachlässigt werden. Sollte $d_{\text{NM}} \ll \lambda$ nicht gelten, so wie in b), setzt sich der Spinstrom aus Pump- und Rückflussstrom zusammen. Dementsprechend wird $g^{\uparrow\downarrow}$ in Gl. (2.39) durch $g_{\text{eff}}^{\uparrow\downarrow}$ ersetzt.

2. Theoretische Grundlagen

Der Spinstrom wird an dieser Grenze reflektiert und fließt anschließend in Richtung FM. Es wird die effektiv gepumpte Spinstromdichte $J_{s_{eff}}^{pump}$ eingeführt, die sich aus gepumpter Spinstromdichte und Rückflusspinstromdichte zusammensetzt (Gl. 2.44) [TBB02b, BTBH02, WBvW⁺06].

$$J_{s_{eff}}^{pump} = J_s^{pump} - J_s^{back} \quad (2.44)$$

Abb. 2.5 b) veranschaulicht diese Zusammensetzung. In Gl. (2.43) kann J_s^{pump} mit $J_{s_{eff}}^{pump}$ ersetzt werden. Dazu analog wird die effektive Spin-Mixing-Conductance $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ eingeführt. Mit ihr kann $J_{s_{eff}}^{pump}$ nach Gl. (2.33) bzw. $\Delta\alpha$ nach Gl. (2.39) berechnet werden.

Als Spininjektor wird in dieser Arbeit das Material YIG verwendet. Wie in Kap. 2.4.1 detailliert beschrieben, zeichnet es sich als ferrimagnetischer Isolator aus. Es gilt $\Phi = 0$ und $\mu = \mu_{ch}$ nach Gl. (2.24). Aufgrund der Ladungsneutralität ist $\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow} = \text{konsant}$. Nach Gl. (2.32) wird somit ein reiner Spinstrom von YIG zum NM injiziert. In YIG wird der Spinstrom durch Magnonen transportiert, welche anschließend an der YIG/NM Grenzfläche von den Elektronen im NM absorbiert werden können. Der Spinstrom wird daraufhin im NM durch Elektronen transportiert.

2.3. Ursache und Beschreibung des inversen Spin-Hall-Effektes

Fließt ein Spinstrom in einem Material, so verursachen verschiedene Spinstreueffekte eine Umwandlung des Spinstroms in einen elektrischen Strom. Dieser Effekt wird inverser Spin-Hall-Effekt (ISHE) genannt. Im Folgenden wird auf die Spinstreumechanismen und anschließend auf die Theorie des ISHE eingegangen.

2.3.1. Spin-Bahn-Wechselwirkung

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist ein relativistischer Effekt, welcher mit der Dirac-Gleichung beschrieben werden kann. Ein sich in einem elektrischen Feld \vec{E} bewegendes Elektron erfährt ein Magnetfeld \vec{B} senkrecht zu \vec{E} und \vec{v} , an welches sich das magnetische Moment des Elektrons koppelt. Der Bahndrehimpuls \vec{L} ist parallel zum magnetischen Feld und damit antiparallel zu \vec{s} , wodurch sich die Spin-Bahn-Kopplung $\beta \vec{L} \cdot \vec{s}$ ergibt (β als Kopplungskonstante). Aus dem Hamiltonian der

2. Theoretische Grundlagen

Spin-Kopplung der Dirac-Gleichung kann der Störhamiltonian [MVSK12]

$$H_{SO} = -\frac{\hbar}{(2m_e c)^2} \hat{\sigma}(\vec{k} \times \vec{\nabla} V_{vac}(\vec{r})), \quad (2.45)$$

welcher in der Pauli-Gleichung auftritt, abgeleitet werden, wobei m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, \vec{k} den Wellenvektor des Elektrons und V_{vac} das auf das Elektron wirkende Potential darstellt. V_{vac} setzt sich aus dem sich vom Gitter ergebenden Potential $V_{intr}(\vec{r})$ (intrinsisches Potential) und einem nicht periodischen Potential $V_{extr}(\vec{r})$, verursacht durch Verunreinigungen (extrinsisches Potential), zusammen. Kommt ein Elektron einer Verunreinigung näher, so erfährt es ein inhomogenes Magnetfeld. Entsprechend dem Gradienten der Zeeman-Energie $\propto \vec{\nabla}(\vec{B} \cdot \vec{s})$ [Dya08] erfahren die Elektronen eine spinabhängige Kraft. \uparrow - und \downarrow -Elektronen werden somit unter unterschiedlichen Streuwinkeln und damit in unterschiedliche Richtungen gestreut. Dieser extrinsische Mechanismus wird „screw-scattering“ genannt [Mot29, Ber70, Dya08, MVSK12]. Der zweite extrinsische Mechanismus ist als „side-jump“ bekannt. Dabei wird eine laterale Trennung der \uparrow - und \downarrow -Elektronen durch die Verzerrung der Elektronenwellenfunktion am Ort der Verunreinigung geschaffen [Ber70]. Das screw-scattering und der side-jump Effekt treten in Superposition auf.

Die intrinsische Spintrennung kann mit der semiklassischen Boltzmannnäherung für die Elektronengeschwindigkeit $\vec{v}_{k,\uparrow(\downarrow)}$ beschrieben werden [SSW⁺15]:

$$\vec{v}_{k,\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n(\vec{k})}{\partial \vec{k}} - e \vec{E} \times \vec{B}_n(\vec{k}_{\uparrow(\downarrow)}). \quad (2.46)$$

$\vec{B}_n(\vec{k}_{\uparrow(\downarrow)})$ gibt dabei die Berry-Verbiegung der Elektronenwellenfunktion im Kristall an [Ber84, SSW⁺15]. Der erste Term von Gl. (2.46) repräsentiert die Gruppengeschwindigkeit der Wellenfunktion des Elektrons; hingegen wird der zweite Term als anomale Geschwindigkeit, verursacht durch die Berry-Verbiegung, bezeichnet, welche senkrecht zum elektrischen Feld steht. In Nichtmagneten ist die Berry-Verbiegung für \uparrow und \downarrow entgegengesetzt, wodurch die Spins entgegengerichtete Geschwindigkeiten erfahren und getrennt werden. Die Berry-Verbiegung ist materialspezifisch. So konnten Guo et al. einen großen intrinsischen Effekt für Platin berechnen [GMCN08].

Die beschriebenen Mechanismen der Spin-Bahn-Kopplung führen bei einem unpolarisierten elektrischen Strom zur Trennung der \uparrow - und \downarrow - Träger senkrecht zum Stromfluss, illustriert in Abb. 2.6 a). Dies wird Spin-Hall-Effekt (SHE) genannt und kann zur Generierung eines reinen Spinstroms verwendet werden. Bei einem

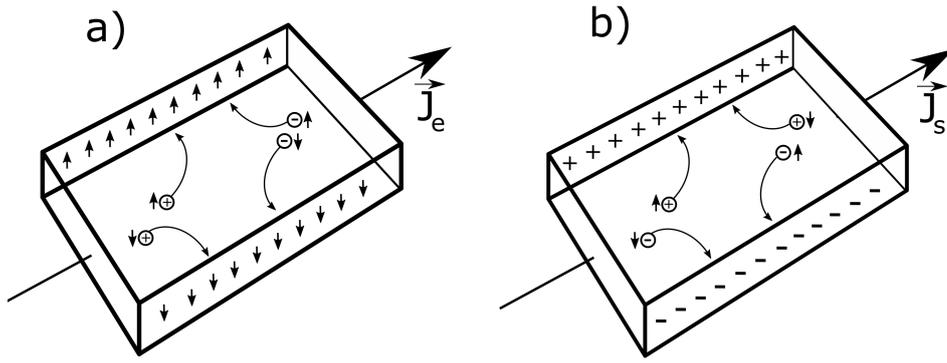


Abbildung 2.6.: a) Fließt ein Ladungsstrom durch ein Material, so sorgt die Spin-Bahn-Kopplung für eine Trennung der Spins und damit zur Umwandlung des Ladungsstroms in einen Spinstrom senkrecht zum Ladungsstrom, auch bekannt als Spin-Hall-Effekt. b) Der Umkehrprozess wird inverser Spin-Hall-Effekt genannt. Dabei werden bei einem Spinstrom die Ladungsträger getrennt, wodurch senkrecht zum Spinstrom ein elektrisches Feld entsteht.

Spinstrom führt die Spin-Bahn-Kopplung hingegen zur Trennung der Ladungsträger (Abb. 2.6 b)), auch inverser Spin-Hall-Effekt (ISHE) genannt. Im stationären Fall entsteht senkrecht zur Spinstromrichtung ein elektrisches Feld, wodurch der durch den ISHE entstehende Ladungsstrom kompensiert wird. Der dabei erzeugte elektrische Potentialunterschied kann detektiert werden. Die Richtung des elektrischen Feldes wird durch das Kreuzprodukt von \vec{J}_s und Spinpolarisationsrichtung \vec{s} bestimmt.

$$\vec{E}_{ISHE} \propto \vec{J}_s \times \vec{s} \quad (2.47)$$

Dementsprechend kann die erzeugte Spannung nur quer zur Spinstromrichtung detektiert werden. Da bei diesem Effekt ein Spinstrom in einen elektrischen Strom umgewandelt wird, ist dieser Effekt ein Umkehrprozess zum SHE.

2.3.2. Inverser Spin-Hall-Effekt

In dieser Arbeit wird der ISHE zur Spindetektion genutzt. Dazu wird ein Spinstrom durch ferromagnetische Resonanz vom FM in den NM injiziert. In diesem Kapitel soll deshalb detaillierter auf den durch FMR-Spininjektion entstehenden ISHE eingegangen werden.

Die Effizienz der Spin-zu-Ladungsstromumwandlung wird mit dem Spin-Hall Winkel η angegeben. Er ist mit dem Verhältnis $\eta = \sigma_{SH}/\sigma$ eine materialspezifische Größe. Dabei ist σ_{SH} die Spin-Hall-Leitfähigkeit, welche sich aus den Beiträgen des

2. Theoretische Grundlagen

screw-scattering, dem side-jump Effekt und der intrinsischen Streuung zusammensetzt [TM08]. Dementsprechend ergibt sich für die umgewandelte Ladungsstrom-

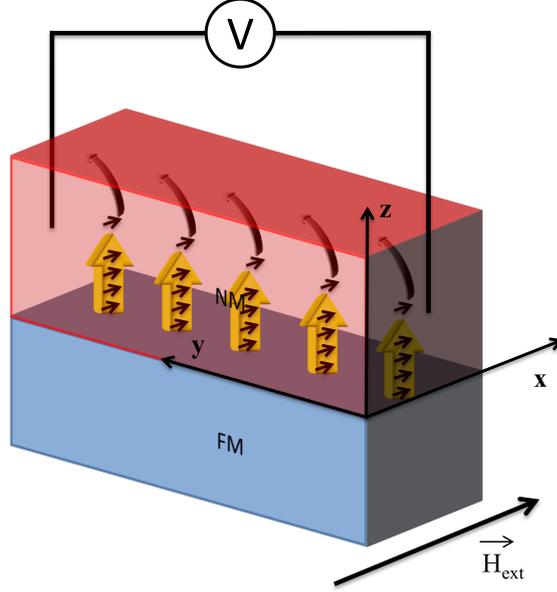


Abbildung 2.7.: Darstellung einer Geometrie zur Untersuchung des ISHE. Die gelben Pfeile repräsentieren die Richtung des DC-Spinstroms, erzeugt durch ferromagnetische Resonanz. Dieser wird durch die in Kap. 2.3.1 beschriebene Spin-Bahn-Kopplung in einen elektrischen Strom umgewandelt. Da es sich hier um einen reinen Spinstrom handelt, fließt nur eine Spinsorte, wodurch eine messbare Potentialdifferenz erzeugt wird.

dichte mit der Spinpolarisationsrichtung \vec{s} [SUMT06, TM08],

$$\vec{J}_e^{ISHE} = \eta \frac{2e}{\hbar} \vec{J}_s \times \vec{s}. \quad (2.48)$$

In Abb. 2.7 ist eine Geometrie zur Messung des ISHE schematisch illustriert. Wird das gezeigte Koordinatensystem verwendet, kann durch Einsetzung von Gl. (2.43) in (2.48) die elektrische Stromdichte angegeben werden [AS10, ATI⁺11]:

$$J_e^{ISHE} \vec{e}_y = \frac{1}{d_{NM}} \int_0^{d_{NM}} J_s(z) dz \vec{e}_y = J_s^{pump} \eta \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \frac{\lambda}{d_{NM}} \tanh \left(\frac{d_{NM}}{2\lambda} \right) \vec{e}_y. \quad (2.49)$$

Der elektrische Strom berechnet sich bei homogenem Spinpumpen mit der Querschnittsfläche A durch die Beziehung $I_{ISHE} = J_e^{ISHE} \cdot A$. Die gemessene Spin-Hall-Spannung U_{ISHE} steht mit dem Ohmschen Gesetz in Verbindung zum Strom: $U_{ISHE} = I_{ISHE} \cdot R$. Aufgrund des zur Oberfläche parallelen \vec{J}_e^{ISHE} entspricht R

dem NM-Schichtwiderstand des Bereichs, in dem Spins vom FM gepumpt werden.

2.4. Materialsysteme

In diesem Abschnitt werden die in dieser Arbeit verwendeten Materialien YIG, SRO, C₆₀, DH4T und Platin mit ihren physikalischen Eigenschaften näher erläutert.

2.4.1. Yttrium-Eisen-Granat

YIG, auch $Y_3Fe_5O_{12}$, ist ein ferrimagnetischer Isolator mit einer Bandlücke von 2,85 eV [ML74, WPRB75] und durch seine hohe Curie-Temperatur von 545 K [GG57, Lam71] auch bei Raumtemperatur ferrimagnetisch. Es kristallisiert in einer Granatstruktur, das heißt in einem kubisch raumzentrierten Kristallsystem (bcc-Gitter) mit der Raumgruppe 230 ($Ia\bar{3}D(O_h^{10})$) [TZK82]. Die Gitterkonstante beträgt $a = 12,376 \text{ \AA}$ [GG57, GEC69]. Die Einheitszelle, illustriert in Abb. 2.8 a), besteht aus 160 Atomen, und 8 Formeleinheiten. Es werden ein oktaedrisches und ein te-

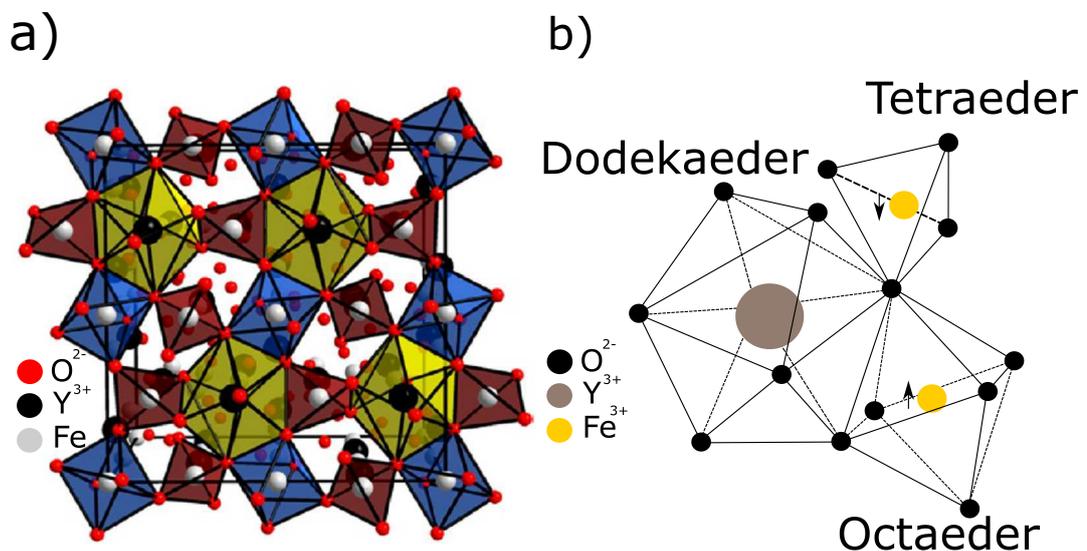


Abbildung 2.8.: Darstellung der Kristallstruktur von YIG. In a) ist eine Einheitszelle mit den sich bildenden Dodekaedern, Oktaedern und Tetraedern [SRS⁺13] gebildet. Die antiparallele Ausrichtung der magnetischen Momente der Eisenionen aufgrund der Superaustauschwechselwirkung ist in b) dargestellt.

traedrisches Übergitter mit eingebauten, zentralen Eisenionen Fe^{3+} im Tetraeder-Oktaeder-Verhältnis 3:2 sowie Dodekaeder mit eingebauten zentralen Yttriumionen

2. Theoretische Grundlagen

Y^{3+} geformt. Die Dodekaeder werden von 8 Sauerstoffionen O^{2-} , die Oktaeder von 6 und die Tetraeder von 4 O^{2-} -Ionen gebildet. Durch die benachbarten Sauerstoffionen kommt es aufgrund der Superaustauschwechselwirkung [GG57] zu einer antiparallelen Ausrichtung der magnetischen Momente der Eisenionen auf den Oktaeder- und Tetraederplätzen (Abb. 2.8 b). Jedes Eisenion hat ein magnetisches Moment von $5\mu_B$, die Yttriumionen sind hingegen diamagnetisch und besitzen ein magnetisches Moment von $0\mu_B$. Das Sättigungsmoment pro Formeleinheit $m_{S,uf}$ kann mithilfe der Néel-Theorie [N48] berechnet werden und ergibt sich für YIG zu

$$m_{S,uf} = |3m_{Y^{3+}} - (3m_{F_{Tetr.}^{3+}} - 2m_{F_{Okt.}^{3+}})| = |0\mu_B - (15\mu_B - 10\mu_B)| = 5\mu_B.$$

Anderson et al. konnten bei Temperaturen nahe dem Nullpunkt das berechnete Sättigungsmoment von $5\mu_B$ bestätigen [And64]. Bei Raumtemperatur (RT) kann ein Sättigungsmoment von $3,6\mu_B$ beobachtet werden [HRT74]. Die elektrische Leitfähigkeit von $\approx 10^{-12} \frac{1}{\Omega m}$ [SKKBL+98] und die Bandlücke von 2,85 eV [ML74] (bei RT) kategorisieren YIG zu einem elektrischen Isolator.

Mit einer theoretisch berechneten Gilbert-Dämpfung von $3 \cdot 10^{-5}$ [Spa64] ist es ein idealer Kandidat für die Erforschung von Spinwellen im makroskopischen Bereich. Weiterhin können aufgrund der kleinen Gilbert-Dämpfung deutlich höhere Spinströme am ferromagnetischen Resonanzpunkt in angrenzende Materialien injiziert werden als mit herkömmlichen Ferromagneten. Aus diesem Grund ist es ein oft gewählter Spininjektor zur Erforschung des Spinpumpens und Spinleitens in verschiedenen Materialien. Die bisher ermittelte kleinste Gilbertdämpfung in YIG beträgt $2,7 \cdot 10^{-5}$ [KMFD+17].

2.4.2. Strontiumruthenat

SRO, auch $SrRuO_3$, gehört zur Klasse der Perovskite. Bei Raumtemperatur besitzt es eine orthorhombische Struktur mit der Raumgruppe 62 ($Pbnm(D_{2h}^{16})$) und den Gitterkonstanten $a = 5,53 \text{ \AA}$, $b = 5,57 \text{ \AA}$ und $c = 7,85 \text{ \AA}$ [KH98], gezeigt in Abb. 2.9 a). SRO hat einen Phasenübergang vom orthorhombischen Kristallsystem in ein tetragonales (Raumgruppe 140 ($I4/mcm(D_{4h}^{18})$), zu sehen in Abb. 2.9 b), bei einer Temperatur von 820 K und vom tetragonalen in ein kubisches Kristallsystem (Raumgruppe 221 ($Pm\bar{3}m(O_h^1)$), zu sehen in Abb. 2.9 c)), bei 950 K [KH98]. Bei Raumtemperatur besitzt SRO eine metallähnliche Leitfähigkeit von $2,5 \cdot 10^5 \frac{1}{\Omega m}$ [IMG07]. Diese Leitfähigkeit ergibt sich aus den unbesetzten 4d-Orbitalen des Ru-Atoms [CEG+83]. SRO ist ferromagnetisch und hat eine Curie-Temperatur von $\sim 150 \text{ K}$

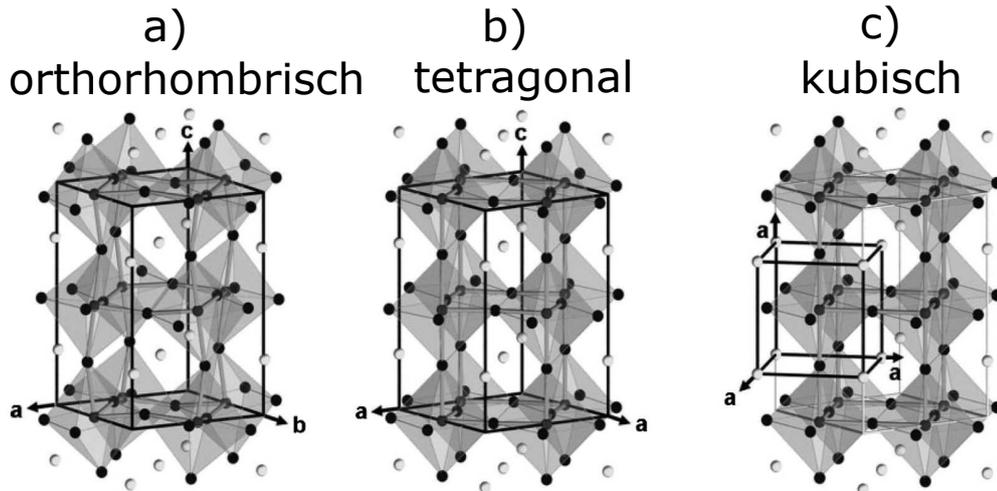


Abbildung 2.9.: Die drei Phasen eines SRO-Kristalls. Bei einer Temperatur von unter 820 K ergibt sich ein orthorhombischer Kristall, zwischen 820 K und 950 K ein tetragonaler und ab 950 K ein kubischer Kristall [KKS⁺12].

[KKS⁺12]. Weiterhin konnte der ISHE in SRO bei Raumtemperatur und bei 100 K in der ferromagnetischen Phase bereits nachgewiesen werden [WHR⁺16].

Üblicherweise wird SRO aufgrund der epitaktischen Kompatibilität auf Perovskite mit ähnlicher Gitterkonstante abgeschieden. In dieser Arbeit wird SRO jedoch auf YIG deponiert. Dabei wächst das abgeschiedene SRO inselförmig und das entstandene granulare Schichtsystem kann mit den in Kapitel 3.2 erläuterten Methoden charakterisiert werden.

2.4.3. Buckminsterfulleren (C_{60})

Neben den üblicherweise bekannten Kohlenstoffkristallen wie Diamant und Graphit kann Kohlenstoff in weitere Polymorphe wie Fullere kristallisieren. Während die C-Atome in Graphit sp^2 und in Diamant sp^3 -hybridisieren, variiert die Hybridisierung, und damit auch der Bindungswinkel, bei Fullerenen zwischen sp^2 und sp^3 abhängig von der Anzahl der Kohlenstoffatome. Die C-Atome sind damit kovalent mit den drei nächsten C-Atomen so gebunden, dass sich ein mit n C-Atomen geschlossenes Makromolekül bildet. Dieses Makromolekül wird aus annellierten Fünf- und Sechseckringen aufgebaut und formt ein Polyeder. Das bekannteste Fulleren besteht aus 60 C-Atomen, ist $sp^{2,28}$ hybridisiert [HPKS93] und wird als Buckminsterfulleren (C_{60}) bezeichnet (Abb. 2.10 a)). Es ist durch die Erfüllung der „Isolated Pentagon Rule“ von Barth und Lauton besonders stabil [BL66, LB71]. Allgemein destabilisieren sich jene C_n -Moleküle durch intramolekulare Spannungen und aufgrund der elektroni-

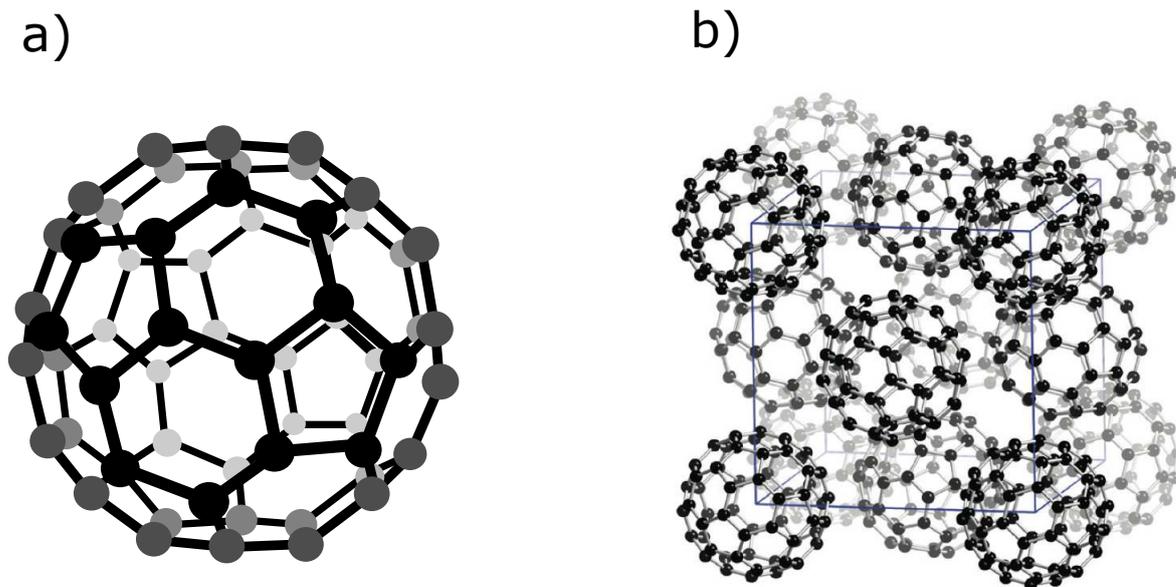


Abbildung 2.10.: Das Buckminsterfulleren ist in a) dargestellt. Es besteht aus 60 C-Atomen, welche ein Polyeder formen. b)[WORA14] zeigt einen aus C_{60} -Molekülen geformten fcc-Kristall. Die Moleküle sind aufgrund der Van-der-Waals-Wechselwirkung miteinander gebunden.

schen Struktur, deren annellierte Fünfecke direkt aneinander grenzen. Die IPR-Regel sagt aus, dass alle Makromoleküle, bei denen die Fünfecke durch Sechsecke getrennt sind, nicht destabilisieren. C_{60} ist somit das kleinste stabile Fulleren. Weitere nach der IPR-Regel aufgebaute und ebenfalls beobachtete stabile Fullerene sind z.B. C_{70} , C_{76} und C_{82} [KNW⁺92]. Für die elektronischen Eigenschaften sind hauptsächlich die delokalisierten π -Elektronen verantwortlich. Die Bindung zwischen den Atomen wird von den stark lokalisierten σ -Elektronen gebildet. Der Durchmesser von C_{60} beträgt $a = 7,1 \text{ \AA}$ [HML⁺91].

Die Bildung eines organischen Festkörpers, hauptsächlich über Van-der-Waals-Bindungen, ist ein maßgeblicher Unterschied zu den kovalent gebundenen anorganischen Festkörpern. Da meist alle kovalenten Bindungen innerhalb des Moleküls besetzt sind, sind die resultierenden Festkörper meist äußerst weich. Diamant stellt mit den Kovalentbindungen innerhalb des Festkörpers eine Ausnahme dar. Die C_{60} -Moleküle bilden bei Temperaturen unter 260 K ein primitives kubisches Kristallgitter (sc-Gitter). Bei 260 K ändert sich das Gitter mit einem Phasenübergang erster Ordnung in ein flächenzentriertes kubisches Kristallgitter (fcc-Gitter) mit der Raumgruppe 225 ($Fm\bar{3}m(O_h^5)$). Die Gitterkonstante beträgt $a = 14,145 \text{ \AA}$ [Sat11]. Abb. 2.10 b) zeigt schematisch das Kristallgitter. In dem gebildeten Kristall rotieren die C_{60} Moleküle aufgrund von thermischer Anregung [HFM⁺91]. Erst bei einer Temperatur von unter 100 K ist keine Molekülrotation mehr zu beobachten [LP12].

2. Theoretische Grundlagen

Untersuchungen von Schreiber et al. [Sch06] zeigten eine leichte Bindung der C_{60} -Moleküle auf einem Silizium (Si)-Substrat bei Raumtemperatur mittels Van-der-Waals-Wechselwirkung. Bei höheren Substrattemperaturen im Bereich von 600°C kommt es zu stärkeren Bindungen, da die Bindungen zwischen den C-Atomen aufbrechen und sich kovalente Si-C-Bindungen bilden. Da in dieser Arbeit mit Substrattemperaturen nahe Raumtemperatur gearbeitet wird, wird eine Van-der-Waals-Bindung zwischen C_{60} und YIG vermutet.

Mithilfe der Dichtefunktionaltheorie berechneten Jalali-Asadabadi et al. die elektronische Bandstruktur eines fcc- C_{60} -Kristalls. Die direkte Bandlücke am Symmetriepunkt X beträgt $2,1\text{ eV}$ [JAGO⁺16]. Die elektrische Leitfähigkeit ist mit 10^{-8} bis $10^{-14}\frac{1}{\Omega\text{m}}$ gering [PYX⁺93, Has11]. Durch Dotierungen oder durch Verunreinigungen im C_{60} können zusätzlich verschiedene Leitfähigkeiten erreicht werden. So erhält man eine Halbleiterleitfähigkeit, wenn C_{60} mit Bor dotiert wird [XBZ⁺03], metallische Leitfähigkeit mit Alkalimetalldonatoren und sogar Supraleitung bei hinreichend kleinen Temperaturen [Had92].

2.4.4. Dihexylquatertiophen

α,ω -Dihexylquaterthiophen (DH4T) kristallisiert in einem monoklinen Kristallsystem mit der Raumgruppe 14 ($P2_1/c(C_{2h}^5)$) mit den Gitterkonstanten $a = 6,049\text{ \AA}$, $b = 7,814\text{ \AA}$ und $c = 28,532\text{ \AA}$ [MCB⁺05]. Die Summenformel ist $C_{28}H_{34}S_4$ und der Aufbau des Moleküls ist in Abb. 2.11 dargestellt. DH4T hat einen endothermischen

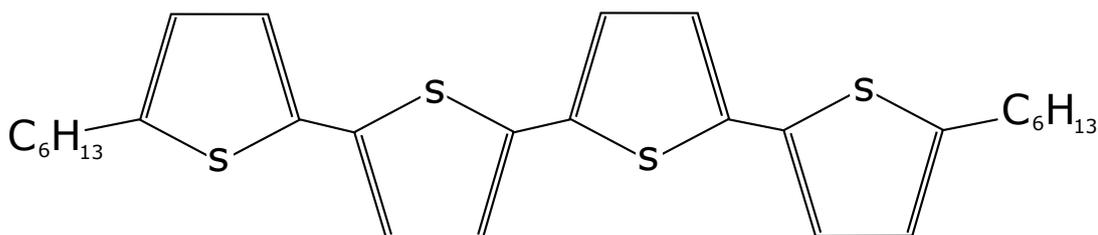


Abbildung 2.11.: Chemische Struktur von DH4T

Phasenübergang in eine flüssigkristalline Mesophase bei einer Temperatur von 87°C , die bis zur Schmelztemperatur von 179°C besteht. Bei Depositionstemperaturen oberhalb von 87°C bildet DH4T eine langreichweitige Ordnung im Bereich von 10 bis $100\text{ }\mu\text{m}$, welche bei Abkühlung auf Raumtemperatur bestehen bleibt [AVD⁺04]. Diese Ordnung konnte nicht bei niedrigeren Depositionstemperaturen beobachten werden. Weiterhin zeigt Toffanin [Tof09], dass DH4T erst in Inseln mit einer hohen Dichte von Nukleationszentren aufwächst und sich anschließend die Schicht schließt.

2. Theoretische Grundlagen

Die durchschnittliche Höhe der DH4T-Inseln, bis zur kompletten Schließung der Schicht, beträgt 5 nm. Es wird davon ausgegangen, dass eine schwache Bindung von DH4T und YIG per Van-der-Waals-Wechselwirkung auftritt.

DH4T ist ein organischer p-Typ Halbleiter mit einer Ladungsträgermobilität von $3 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ [GHEK⁺98]. Die Leitfähigkeit beträgt $0,5 \frac{1}{\Omega\text{m}}$ [RCMMSR⁺17].

2.4.5. Platin

Die Kristallisation von Pt erfolgt in ein fcc-Gitter mit der Raumgruppe 225 ($Fm\bar{3}m(O_h^5)$) [OKO05]. Es ist ein metallischer Leiter mit einer Leitfähigkeit von $9,48 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega\text{m}}$ [KOS⁺07, HdLK⁺13]. Die Spindiffusionslänge wurde von verschiedenen Gruppen bestimmt, wobei die Werte von 1,5 nm bis 10 nm variieren [VKO07, KOS⁺07, IVH⁺15, ZVP⁺13]. Für den Spin-Hall-Winkel werden Werte von 0,0037 bis 0,08 [KOS⁺07, ATH⁺08, MPF⁺10, LBR11] angegeben. Diese Eigenschaften machen Platin zu einem idealen Kandidaten für die Messung des ISHE. Aus diesem Grund wird Platin üblicherweise als Spindetektor in Spinpump Experimenten genutzt [UTH⁺08, DWP⁺13, WDP⁺14, WDHY14a, MASG⁺17], so auch in dieser Arbeit.

3. Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Prozessierung, die Schichtherstellung und die Charakterisierungsmethoden erläutert. Dabei wird auf die Funktionsweise der Verfahren und deren Aufbau Bezug genommen.

3.1. Schichtherstellung

Zur Herstellung der Proben werden drei Abscheidungsverfahren angewendet: gepulste Laserablation (*pulsed laser deposition*), organische Molekularstrahldeposition (*organic molecular beam deposition*) und Magnetron-Sputterdeposition. Für jedes Abscheidungsverfahren steht eine speziell dafür entwickelte Kammer in einem Reinraum der Klasse 100 zur Verfügung. Alle drei Kammern sind mit derselben Transferkammer verbunden, welche es ermöglicht, Proben ohne Brechen des Vakuums in die jeweiligen Kammern zu transferieren und diese mit dem Depositionsverfahren der Wahl weiter zu prozessieren.

3.1.1. gepulste Laserablation (PLD)

Die gepulste Laserablation (PLD) wird in einer zu Ultrahochvakuum (UHV) fähigen und mit O₂-Gas gefüllten Kammer angewendet. Dabei wird hochintensive und gepulste Ultraviolett (UV)-Laserstrahlung auf das Targetmaterial fokussiert, um dieses abzutragen und auf ein Substrat abscheiden zu lassen.

Trifft ein Laserpuls das Targetmaterial, so kann das Material durch nicht-resonante Mehrphotonenionisation und optische Feldionisation spontan ionisiert werden. Die ionisierten Atome stoßen einander ab und es kommt zur explosionsartigen Ausbreitung des Materials, auch Coulombexplosion genannt [HMTS09]. Das Material breitet sich als ionisierter Dampf aus; es entsteht eine Plasmabirne. Durch die Coulombexplosion direkt an der Targetoberfläche breitet sich das abgetragene Material größtenteils anisotrop aus [KZS⁺00]. Anschließende Streuprozesse im Prozessgas sorgen für eine teilweise isotrope Ausbreitung. Für Abscheidungen oxidischer Materialien wird üblicherweise O₂ verwendet. Der Substrathalter ist so positioniert, dass die Normale

3. Experimentelle Grundlagen

des Substrats parallel zur Normalen der Targetoberfläche steht. Kommt der Plasmadampf mit einer Oberfläche in Kontakt, so kondensiert er. Der Ablationsprozess ist schematisch in Abb. 3.1 dargestellt.

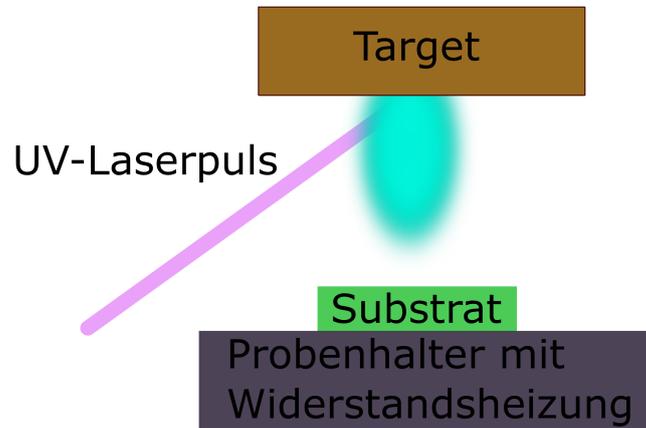


Abbildung 3.1.: Ein Laserpuls trifft auf das Target. Es entsteht eine Plasmabirne aus dem ablatierten Material, die sich in Richtung des Substrates ausbreitet. Das Material kondensiert anschließend auf dem Substrat.

Die Nukleation und Schichtqualität ist im Wesentlichen von fünf Parametern abhängig: dem Prozessdruck des O_2 , der Laserfluenz, der Substratoberfläche, der Substrattemperatur und dem Abstand zwischen Target und Substrat. Der Prozessdruck bestimmt, mit welcher Energie das Material auf das Substrat trifft [IKMA98, HFF⁺14]. Es konnte gezeigt werden, dass bei niedrigen Prozessdrücken und damit höherenergetischen Atomen und Ionen im Plasma bereits deponiertes Material am Substrat wieder abgetragen wird, was sowohl zur Verringerung der Wachstumsrate und zur Veränderung der Stöchiometrie des Films führt als auch das bereits deponierte Material bzw. Substrat beschädigt [HWCC95, FSK99, SFK00, HKKK94]. Höhere Prozessdrücke bremsen die Teilchen aufgrund der kleineren, mittleren, freien Weglänge ab. Weiterhin ist bei Abtragung von oxidischen Materialien Sauerstoff als Prozessgas zu wählen, um einen bestmöglichen Transfer der stöchiometrischen Eigenschaften vom Target zum abgeschiedenen Film zu ermöglichen [CML⁺93]. Die Laserfluenz beeinflusst sowohl die Wachstumsrate als auch die Nukleation und die stöchiometrischen Eigenschaften des abgeschiedenen Materials, da sie maßgeblich die Ionisation der Plasmabirne bestimmt. Wu et al. [WWC99] zeigten, dass bei der richtigen Geometrie von Plasmabirne und Substrat Inselwachstum verhindert und eine glatte Schicht abgeschieden werden kann. Der Fehlschnitt, die Rauigkeit der Substratoberfläche und die Gitterfehlpassung zwischen Substrat- und Schichtmaterial beeinflussen sowohl die Nukleation als auch die Schichtqualität [KKR⁺98].

3. Experimentelle Grundlagen

Allgemein kann die Nukleation mit hohen Substrattemperaturen verringert werden [FAD⁺09].

Die in dieser Arbeit genutzte Kammer zur gepulsten Laserablation ist eine von Twente Solid State Technology entwickelte und aufgebaute UHV-Kammer. Der Hintergrunddruck beträgt ca. 10^{-8} mbar. Der verwendete Laser (Coherent, COMPEX Pro 205) mit einer Wellenlänge von 248 nm strahlt mit einem Winkel von 45° zur Targetoberfläche auf das Target. Die Laserfluenz kann maximal $3,5 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ betragen. Mittels eines im Strahlengang eingebauten Attenuators kann die Laserfluenz variiert werden. Sie wird mithilfe eines Powermeters bestimmt. Das Substrat ist 5 cm von der Targetoberfläche entfernt. Mit einer in dem Substrathalter eingebauten Widerstandsheizung kann das Substrat auf bis zu 1200°C erhitzt werden. Die Substrattemperatur wird mit einem Pyrometer gemessen.

3.1.2. Organische Molekularstrahldeposition (OMBD)

Die organische Molekularstrahldeposition (OMBD) wird zur Abscheidung der organischen Materialien C_{60} und DH4T verwendet. In einer UHV-Kammer werden aus einer mit organischem Material gefüllten Knudsenzelle die aufzubringenden Moleküle thermisch verdampft. Aufgrund der großen freien Weglänge im Bereich von 1 km im UHV kann die Streuung der Moleküle im Restgas vernachlässigt werden. Es bildet sich ein Molekularstrahl. Das Substrat ist so ausgerichtet, dass sich die thermisch verdampften Moleküle anschließend auf dem Substrat ablagern können. Die Temperatur des Substrates kann dabei variiert werden. Durch große Unterschiede in der Kristallstruktur und Gitterkonstante zwischen deponiertem Material (C_{60} / DH4T) und Substrat (YIG) sind die abgeschiedenen organischen Filme in dieser Arbeit nicht epitaktisch. Abb. 3.2 illustriert den Depositionsvorgang schematisch.

Die OMBD ist eine in der Literatur gängige Methode zur Abscheidung von organischen Filmen [FBHS94, BSWW04, HCJ00, HKKK94, CKP⁺03]. So wird diese Methode üblicherweise sowohl zur Abscheidung von C_{60} [YSK94, RSN⁺03] als auch von DH4T [BBC⁺02, SST03] verwendet.

Der Hintergrunddruck in der verwendeten Kammer ist stets im Bereich von 10^{-9} mbar. Die Substrattemperatur ist während des ganzen Prozesses auf RT. Mittels eines PID-geregelten Widerstandsheizers wird das zu deponierende Material in der Knudsenzelle erhitzt. Der Verdampfungsprozess beginnt bei C_{60} bei einer Temperatur von 404°C und bei DH4T bei 202°C . Das Substrat wird bis zum Start des Verdampfungsprozesses durch einen Shutter geschützt. Wird die eingestellte Temperatur erreicht, öffnet sich der Shutter. Mittels einer Quarzkristallmikrowaage wird

3. Experimentelle Grundlagen

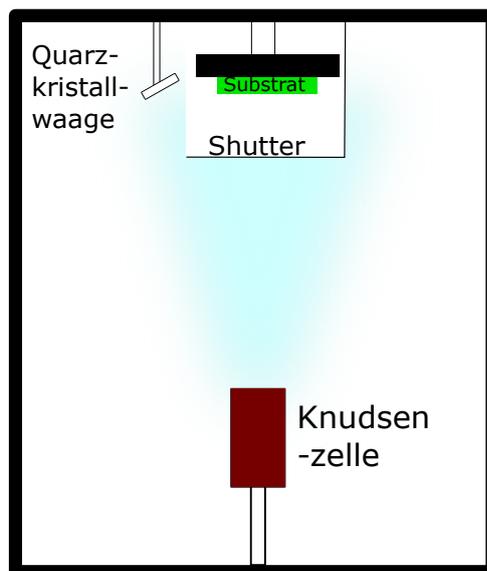


Abbildung 3.2.: Schematischer Aufbau zur OMBD; in der Knudsenzelle wird das Material bis zur Verdampfung erhitzt. Der entstehende Molekularstrahl kondensiert bei offenem Shutter auf dem Substrat. Die Menge des deponierten Materials wird während der Deposition mit einer Quarzkristallwaage gemessen. Der Shutter schließt automatisch beim Erreichen der gewünschten Schichtdicke.

die Schichtdicke aus dem gemessenen Materialfluss ermittelt. Der Shutter schließt automatisch nach dem Erreichen der gewünschten Schichtdicke.

3.1.3. Magnetron-Sputterdeposition

Pt wird als Spinsenkenmaterial auf die C₆₀- bzw. DH4T-Schichten mittels Magnetron-Sputterdeposition aufgebracht. Beim Sputtern werden Ionen eines Argon-Plasmas auf ein Targetmaterial beschleunigt. Deren kinetische Energie ist dabei hoch genug, um Targetatome herauszulösen, welche sich an ein Substrat anlagern [RSL95]. Zur Erzeugung des Plasmas werden zwei Elektroden genutzt, zwischen denen eine Spannung anliegt. An der Kathode befindet sich das Targetmaterial. Die Anode, an der sich das Substrat befindet, liegt auf dem Massepotential. Zwischen diesen Elektroden wird Argongas eingelassen. Durch Stoßionisation können Atome im Gas ionisiert werden. Das elektrische Feld beschleunigt anschließend die Ar⁺-Ionen auf das Target. Es bedarf eines starken elektrischen Feldes, um das Herauslagern der Targetatome durch hochenergetische Ionen zu garantieren. Für jedes ionisierte Ar-Atom wird ein ungebundenes Elektron zum Substrat beschleunigt. Weiterhin werden beim Auftreffen der Ar⁺-Ionen auf das Target ebenfalls Elektronen heraus-

3. Experimentelle Grundlagen

geschlagen. Ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen klein genug, sodass im Mittel jedes Elektron mindestens einen Stoßprozess mit einem Gasatom ausführt, führt dies aufgrund der hohen kinetischen Energie zur Ionisation des Gasatoms. Die Ionisation des Gases zum Plasma erfolgt somit durch Stoßionisation und erhält sich selbständig aufrecht. Beim Magnetron-Sputtern sind zusätzlich Magnete hinter dem Targetmaterial angebracht. Die heraustretenden Elektronen gyrieren um die

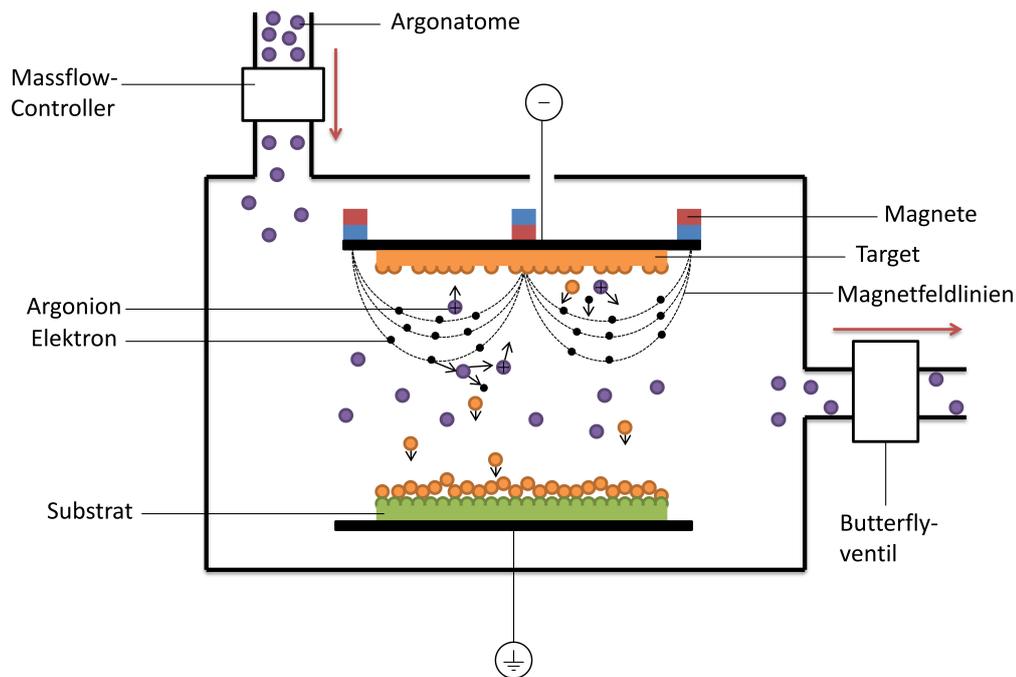


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung des Magnetron-Sputterprozesses. Argongas wird durch Stoßionisation zum Plasma gezündet. Die Ionen beschleunigen aufgrund des elektrischen Feldes zum Target, wobei sie dort Targetatome und Elektronen herauslösen. Die Elektronen gyrieren aufgrund der Überlagerung von magnetischem und elektrischem Feld vor der Targetoberfläche, wodurch weitere Argonatome ionisiert werden. Die herausgeschlagenen Targetatome lagern sich auf dem Substrat ab.

Magnetfeldlinien. Der erhöhte Laufweg der Elektronen erhöht die Ionisierungsrate von Gasatomen durch Stoßprozesse, wodurch Abscheidungen auch bei niedrigen Ar-Drücken möglich werden. Die örtliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen und damit die Ionisungsverteilung ist räumlich stark inhomogen. Es folgen nach längeren Sputterprozessen charakteristische Erosionsgräben im Targetmaterial. Der bisher beschriebene Prozess wird auch als DC-Magnetron-Sputtern bezeichnet und ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt.

In dieser Arbeit besteht das Plasmagas aus hochreinem Argon (99,9999%). Die

3. Experimentelle Grundlagen

Prozessbedingungen können mittels Upstream-Regelung (Regelung des Gasflusses durch einen Massflow-Controller) oder Downstream-Regelung (Regelung der Pumpleistung durch ein Butterflyventil) eingestellt werden. Mittels eines Baratrons kann der Argongasdruck für jeden Sputterprozess beobachtet werden. Die Magnete sind nach der von Kelly et al. vorgestellten Konfiguration des „Unbalanced Modus Type-2“ angebracht [KA00]. Der Basisdruck in der Kammer beträgt $\approx 1 \cdot 10^{-8}$ mbar und wird mit einer Bayard-Alpert-Röhre aufgenommen. Die DC-Sputterprozesse können sowohl strom- und spannungsstabilisiert als auch leistungsstabilisiert betrieben werden. Alle Pt-Schichten wurden in dieser Arbeit leistungsstabilisiert abgeschieden.

3.2. Charakterisierungsmethoden

In dieser Arbeit werden sowohl Charakterisierungsmethoden zur Struktur (RHEED, TEM) als auch zur magnetischen und elektrischen Charakterisierung (SQUID, FMR, ISHE) angewendet. Die Funktionsweise und die für die Charakterisierung eventuell nötige Prozessierung wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

3.2.1. RHEED

Die Beugung hochenergetischer Elektronen bei Reflexion (reflection high-energy electron diffraction (RHEED)) ist eine verbreitete Methode zur in situ Oberflächenuntersuchung von kristallinen Schichten. Unter streifendem Einfall werden hochenergetische Elektronen auf eine Probe fokussiert, dort reflektiert und treffen anschließend auf einen Leuchtschirm. Dort wird das entsprechende Beugungsmuster durch die Beugung der Elektronen in der Probe sichtbar. Aufgrund der niedrigen Eindringtiefe der Elektronen stellt dieses Verfahren eine oberflächensensitive Charakterisierungsmethode dar. In Abb. 3.4 a) ist schematisch die Funktionsweise der RHEED dargestellt. Die sich ergebenden Reflexe im Beugungsmuster erfüllen die Laue-Bedingung. Mithilfe einer Ewald-Konstruktion kann im \vec{k} -Raum das Beugungsmuster nachvollzogen werden, da jeder Schnitt eines reziproken Gitterstabes, welcher sich aus der obersten atomaren Lage ergibt, mit der Ewald-Kugel einen auftretenden Reflex repräsentiert (Abb. 3.4 b)). Es entsteht ein Beugungsmuster mit von Punktreflexen gebildeten Kreisen, welche Laue-Kreise genannt werden. Wächst die zu untersuchende Schicht nicht glatt sondern in Inseln, kann sich das Beugungsmuster deutlich vom idealen Fall unterscheiden. In diesem Fall durchdringen die Elektronen die Inseln. Das reziproke Gitter besteht dann nicht aus Gitterstäben, sondern aus einem re-

3. Experimentelle Grundlagen

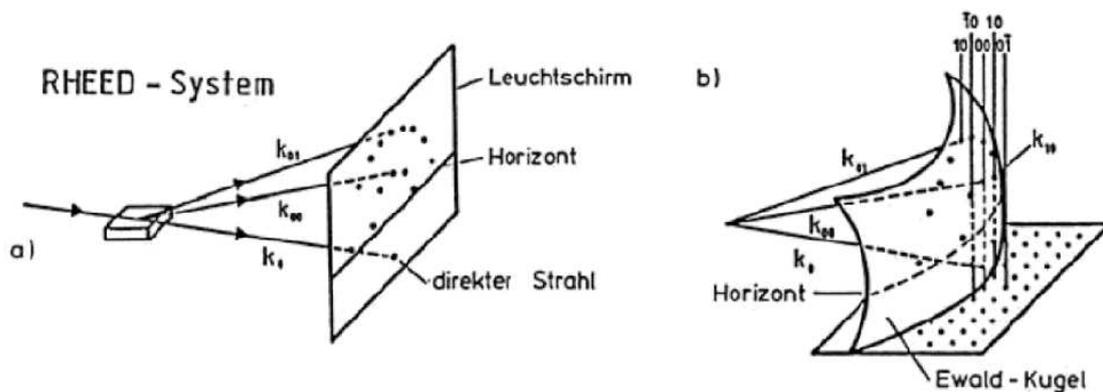


Abbildung 3.4.: Experimenteller Aufbau des RHEED a) mit der dazugehörigen Beugungsordnung im \vec{k} -Raum b) [HG13].

ziproken dreidimensionalen Punktgitter. Die Bragg-Bedingung ist nur für wenige Punkte erfüllt. Das RHEED-Beugungsbild zeigt somit Beugungsreflexe, welche sich nicht auf den Laue-Kreisen befinden, sondern entsprechend der dreidimensionalen Kristallsymmetrie des Materials angeordnet sind. Es entsteht ein Durchstrahlungsbild [LD12].

RHEED wird üblicherweise unter UHV-Bedingungen verwendet, womit die mittlere freie Weglänge der Elektronen groß genug ist, um von der Elektronenkanone zum RHEED-Schirm zu gelangen. Oft sind jedoch bei oxidischen Abscheidungen Prozessdrücke von 0,01-1 mbar nötig. Die Reduzierung der mittleren freien Weglänge der Elektronen auf $\mu\text{m-cm}$ führt zur Unschärfe des RHEED-Bildes. Um diesem entgegenzuwirken, werden RHEED-Kanone, Substrathalter und Leuchtschirm beim Hochdruck-RHEED üblicherweise im Abstand von 30-50 cm voneinander montiert. In dieser Arbeit beträgt der Abstand von RHEED-Kanone zum Substrat 11,1 cm und vom Substrat zum Leuchtschirm 12,5 cm. Weiterhin betragen die verwendete Elektronenenergie 30 keV und der Einfallswinkel $2-4^\circ$.

3.2.2. Transmissionselektronenmikroskopie

Die klassische Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) ermöglicht es, die Realstruktur im Querschnitt eines zu untersuchenden Schichtsystems bis in den Nanometerbereich (und darunter) abzubilden. Die Funktionsweise der TEM ist wie die klassische Lichtmikroskopie, nur dass anstelle von Photonen Elektronen, die aus einer Kathode emittiert und auf mehrere 100 keV beschleunigt werden, zur Abbildung über magnetische Linsen verwendet werden. Die um einige Größenordnungen kleinere Elektronenwellenlänge ermöglicht die höhere Auflösung in der Elektronen-

3. Experimentelle Grundlagen

mikroskopie. Anstelle des Absorptionskontrastes im Lichtmikroskop tritt ein Streu- und bei kristallinen Proben ein Beugungskontrast auf. Bildet man solch eine kristalline Probe ab, ist es möglich die Atomsäulen direkt im Mikroskop sichtbar zu machen (HRTEM). Für die in der Arbeit angegebenen TEM-Bilder wird ein Elektronenmikroskop JEOL JEM-4010 mit einer Beschleunigungsspannung von 400 kV genutzt. Das Bild der transmittierten Elektronen wird über einen Szintillator mit einer CCD-Kamera aufgenommen.

Die Nutzung der TEM erfordert dünne elektronentransparente Proben. Hierzu wird, unter Einsatz eines fokussierten Ionenstrahls (FIB) aus Gallium-Ionen in einem mehrstufigen Verfahren, eine Lamelle aus der Probe geschnitten, im Anschluss auf ca. 100 nm abgedünnt und abschließend bei einer Beschleunigungsspannung der Gallium-Ionen von 5 kV sowie 2 kV unter flachem Winkel poliert. Durch die Politur wird die Dicke der durch den Ionenstrahl geschädigten Oberflächenschicht auf wenige Nanometer reduziert. Zum Einsatz kommt hier eine Versa 3D von FEI.

3.2.3. SQUID

Für diese Arbeit wird das superconducting quantum interference device (SQUID)-Magnetometer „MPMS3 SQUID-Vibrating sample magnetometer“ von Quantum Design verwendet. Für die genaue Funktionsweise wird auf Quantum Design verwiesen [Qua]. Mit dem SQUID-Magnetometer ist es möglich, das magnetische Moment einer Probe zu messen. Die Magnetisierung der Probe kann mit einem externen variierbaren Magnetfeld von -7 T bis 7 T manipuliert werden, womit Hysteresemessungen der Probe ermöglicht werden. Die Probentemperatur ist im Bereich von 1,8 K bis 400 K einstellbar. Das Messgerät hat einen systematischen Messfehler des angelegten Magnetfeldes um -2,7 Oe.

Das in dieser Arbeit untersuchte ferrimagnetische Material YIG ist auf dem paramagnetischen Substrat GGG deponiert. Das magnetische Moment von paramagnetischen Materialien verhält sich linear mit dem angelegten externen Feld. Abb. 3.5 a) zeigt die Messung des magnetischen Momentes einer YIG/GGG Probe in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld. Erst durch das Subtrahieren des linearen Anteils des paramagnetischen GGG kann das magnetische Moment bei Sättigung der YIG-Schicht bestimmt werden (Abb. 3.5 b)). Dies ist für alle in dieser Arbeit gezeigten SQUID-Messungen an YIG durchgeführt worden. Die Sättigungsmagnetisierung ergibt sich dann durch das Normieren des magnetischen Momentes bei Sättigung auf das Volumen der YIG-Schicht.

3. Experimentelle Grundlagen

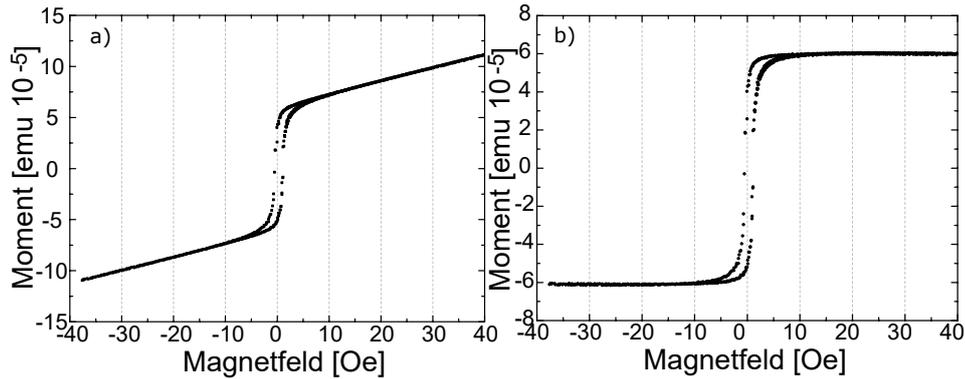


Abbildung 3.5.: Beispielhaft gemessene Hysteresekurve einer YIG/GGG Probe in a). Der paramagnetische Hintergrund von GGG verhindert eine Bestimmung des Sättigungsmomentes von YIG. Wird dieser Linearanteil abgezogen, so ergibt sich die Hysteresekurve von YIG, gezeigt in b).

3.2.4. Anregung zu ferromagnetischer Resonanz

Zur weiteren magnetischen Charakterisierung werden die Proben auf ferromagnetische Resonanz untersucht. Die Funktionsweise des dafür genutzten Messaufbaus wird im Folgenden erläutert.

Mit der Schichtseite werden die Proben auf einem koplanaren Wellenleiter befestigt. Abb. 3.6 illustriert schematisch den Aufbau eines koplanaren Wellenleiters. Innen- und Außenleiter bestehen aus $35\ \mu\text{m}$ dickem Kupfer. An den Hochfrequenzleiter (auch Signalleiter) des Wellenleiters wird eine Wechselspannung im GHz-Frequenzbereich angelegt. Nach dem Biot-Savartschen Gesetz erzeugt der fließende Wechselstrom ein magnetisches Wechselfeld \vec{h} mit derselben Frequenz. Die Außenleiter liegen auf Massepotential. Der Signalleiter ist $600\ \mu\text{m}$ breit, die Lückenbreite zwischen Signal- und Masseleiter beträgt $100\ \mu\text{m}$. Der Wellenleiter wird samt Probe in ein homogenes Magnetfeld \vec{H}_{ext} mit einstellbarer Feldstärke befestigt. Zur Erzeugung des homogenen Magnetfeldes wird ein Elektromagnet genutzt. Dieser ermöglicht Feldstärken von $-3500\ \text{Oe}$ bis $3500\ \text{Oe}$. Mithilfe einer Hall-Sonde wird das erzeugte Magnetfeld zu jeder Zeit gemessen. Eine, durch den Hochfrequenzgenerator SMF 100A der Firma Rohde erzeugte, Wechselspannung wird an den koplanaren Wellenleiter angelegt. Anschließend werden Störspannungen und induzierte Wechselspannungen durch Modellierungen des Magnetfeldes mittels eines Hochpassfilters herausgefiltert. Das resultierende Signal wird mit einer Gleichrichterdiode gleichgerichtet. Mit einem Nanovoltmeter kann die gleichgerichtete Spannung gemessen werden. Die gemessene Gleichspannung ist proportional zur Höhe der Amplitude der Hochfrequenzspannung. Bei Erfüllung der Resonanzbedingung einer magnetischen

3. Experimentelle Grundlagen

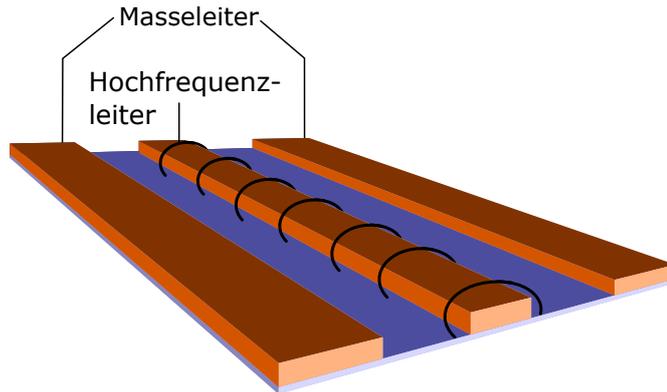


Abbildung 3.6.: Schematischer Aufbau eines Wellenleiters. Die beiden äußeren Leiter liegen auf Massepotential. Das Wechselpotential liegt am inneren Leiter an, auch Hochfrequenz- oder Signalleiter genannt. Um diesen wird das magnetische Wechselfeld erzeugt (Magnetfeldlinien als schwarze Linien gekennzeichnet).

Schicht wird ein Teil der eingestrahnten Leistung von dieser absorbiert. Folglich wird weniger Leistung transmittiert und der gemessene Gleichspannungswert am Nanovoltmeter sinkt. Die Untersuchung auf ferromagnetische Resonanz erfolgt durch die schrittweise Erhöhung der Feldstärke des Elektromagneten mit der Messung der transmittierten Leistung für jeden Schritt.

Das Magnetfeld des Elektromagneten wird durch ein zusätzliches zweites Magnetfeld moduliert. Dazu ist um das Joch des Magneten eine Spule gewickelt, an der durch einen Funktionsgenerator vom Typ AFG-2005 von Gw Instek, eine Wechselspannung mit vorgegebenen Frequenz anliegt. Mit einem Lock-in-Verstärker, einem schmalbandigen und phasensensitiven Bandpassfilter, welcher mit der Modulationsfrequenz synchronisiert wird, kann die Ableitung der transmittierten Leistung gemessen und Rauschen unterdrückt werden. Exemplarisch ist eine FMR-Messung einer 20 nm YIG-Schicht bei 9,6 GHz in Abb. 3.7 a) dargestellt. Aus der Lorentz-Funktion (2.16) und deren Ableitung lässt sich bei um H_{FMR} symmetrischen Spektren mit der Relation [Wol04]

$$\Delta H = \frac{\sqrt{3}}{2} \Delta H_{PP} \quad (3.1)$$

die halbe Halbwertsbreite (HWHM) ΔH aus der Peak-to-Peak Linienbreite ΔH_{PP} bestimmen, jedoch können auch um H_{FMR} asymmetrische Spektren beobachtet werden. Durch die Kopplung der magnetischen Schicht mit dem Wellenleiter können Teile des Real- und Imaginärteils der Suszeptibilität χ (Gl. 2.11) vermischt werden. Es wird ein Vermischungswinkel ϵ eingeführt. Die asymmetrische Absorptionsfunk-

3. Experimentelle Grundlagen

tion ist nach [CUH97, Wol04] gegeben durch

$$\text{Im}[\chi] \cos(\epsilon) + \text{Re}[\chi] \sin(\epsilon) \propto \frac{\Delta H \cos(\epsilon) + (H - H_{FMR}) \sin(\epsilon)}{\Delta H^2 + (H - H_{FMR})^2}. \quad (3.2)$$

Die Ableitung nach H gibt die nötige Fitfunktion der mittels Lock-in gemessenen Spektren an.

$$\begin{aligned} \frac{d(\text{Im}[\chi] \cos(\epsilon) + \text{Re}[\chi] \sin(\epsilon))}{dH} &\propto \frac{-2(H - H_{FMR})\Delta H \cos(\epsilon)}{(\Delta H^2 + (H - H_{FMR})^2)^2} \\ &+ \frac{(\Delta H^2 - (H - H_{FMR})^2) \sin(\epsilon)}{(\Delta H^2 + (H - H_{FMR})^2)^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die rote Linie in Abb. 3.7 a) stellt den Fit nach Gl. (3.3) dar. Die Proben erfahren weiterhin eine inhomogene magnetische Wechselfeldanregung. Dies liegt zum einen an den im Vergleich zum Signalleiter deutlichen größeren Abmessungen der Proben, wodurch diese aufgrund der Signalleitergeometrie inhomogenen Feldbereichen ausgesetzt sind. Zum anderen ist durch den Skineffekt die Stromdichte an den Rändern des Signalleiters höher als im Inneren [Mes15], womit es dort zu einem höheren Wechselfeld und damit zu einem inhomogenen Wechselfeld kommt. Dies hat keine Auswirkungen auf die Halbwertsbreite der Absorptionslinie der uniformen Mode ($k = 0$), jedoch ist es dadurch möglich, Spinmoden ($k \neq 0$) anzuregen, welche eine scheinbare Halbwertsverbreiterung im Absorptionsspektrum $A(H)$ verursachen können. Mithilfe von Mehrlinienfits können die entsprechenden Spinmoden aus dem Absorptionsspektrum extrahiert und die uniforme Absorptionslinie untersucht werden. Mit der Bestimmung von ΔH kann nach Gl. (3.4) die Gilbert-Dämpfung α berechnet werden. Abb. 3.7 b) zeigt beispielhaft die Ermittlung von α in in-plane Geometrie an einer 20 nm YIG-Schicht in einem Frequenzbereich von 12 GHz bis 24 GHz mit dem Anpassen der Funktion

$$\Delta H(\omega) = \frac{\alpha}{\gamma} \omega + \Delta H(0). \quad (3.4)$$

Dazu wird γ mit der in-plane-Kittelformel (3.5) in einem Frequenzbereich von 2 GHz bis 24 GHz mit dem Wert $2,78 \frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$ bestimmt [KWG⁺03, CLZ⁺14, LCV⁺14, HRH⁺16].

$$\omega = 2\pi|\gamma| \sqrt{(H_{FMR} + H_{Ani})(H_{FMR} + 4\pi M_S + H_{Ani})} \quad (3.5)$$

Für Messungen in out-of-plane-Geometrie ist die out-of-plane Kittelformel zu verwenden.

$$\omega = 2\pi|\gamma|(H_{FMR} - 4\pi M_S) \quad (3.6)$$

3. Experimentelle Grundlagen

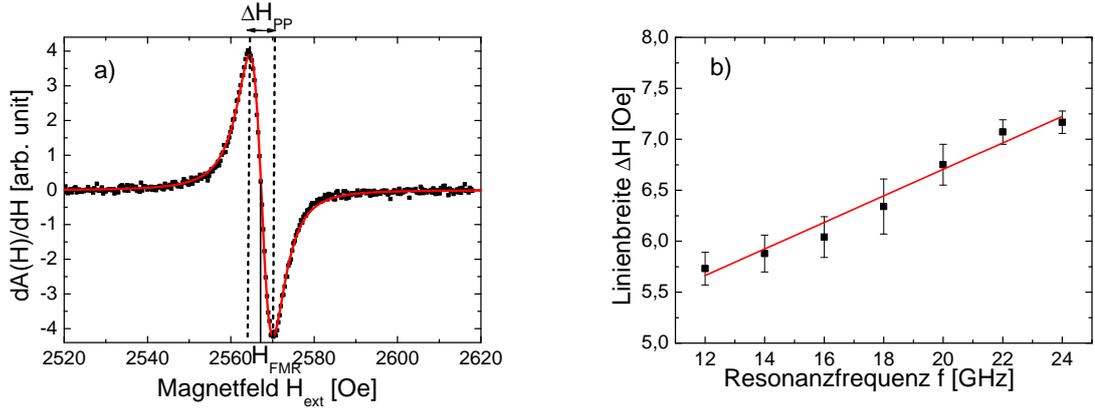


Abbildung 3.7.: Exemplarische FMR-Messung (Ableitung des Absorptionsspektrums $A(H)$) bei 9,6 GHz einer 20 nm YIG-Schicht in a). Die rote Linie zeigt die Anpassung nach Gl. (3.3). ΔH_{PP} ist die Peak-to-Peak-Linienbreite, H_{FMR} die Resonanzmagnetfeldstärke. Die Vergrößerung der halben Halbwertsbreite (HWHM) mit dem Erhöhen der Frequenzen in b) ermöglicht per linearer Anpassung nach Gl. (3.4) die Bestimmung der Dämpfung. Sie beträgt hier $3,8 \cdot 10^{-4}$.

Allgemein zeigt sich für alle betrachteten Proben $\gamma \approx 2,8 \frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$ mit einer Abweichung von $0,02 \frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$. Die Dämpfung ergibt sich damit in Abb. 3.7 b) zu $3,8 \cdot 10^{-4}$. Weiterhin ergibt sich für $\Delta H(0)$ nach Gl. (2.17) 4,1 Oe anstatt der erwarteten 0 Oe. Dies kann mit extrinsischen Effekten wie der Zwei-Magnonen-Streuung erklärt werden. Dabei wird die uniforme Mode $\vec{k} = 0$ zu einem entarteten Magnon $\vec{k} \neq 0$ gestreut. Die Gesamtzahl der Magnonen bleibt unverändert, M_z bleibt also gleich. Die Spins sind jedoch für $\vec{k} \neq 0$ nicht parallel ausgerichtet, wodurch $|\vec{M}|$ abnimmt und M_x , M_y relaxieren. Das sich ergebende System kann nicht mehr mit der LLGG beschrieben werden. 1961 beschrieben Sparks et al. den Effekt der Zwei-Magnonen-Streuung in YIG [SLK61]. Seitdem gibt es eine Reihe von Simulationen und Experimenten, die die Ursachen und Auswirkungen der nichtlinearen Zwei-Magnonen-Streuung beschreiben [HCH85, AM99, ZLB⁺07]. Abb. 3.8 illustriert verschiedene Effekte, die zu $\Delta H(\omega)$ beitragen. Für höhere Frequenzen ist die Zwei-Magnonen-Streuung vernachlässigbar und Gl. (3.4) kann angewendet werden.

Der Einfluss des Modulationsfeldes auf das zu messende Signal wird im Weiteren diskutiert. Im Folgenden soll unter der Linienbreite die halbe Halbwertsbreite verstanden werden. Abb. 3.9 a) zeigt eine Lorentzfunktion $f(H_{ext})$ einer Absorptionslinie mit einer Linienbreite ΔH von 10 Oe. Die Resonanzposition x_0 ist mit 2500 Oe definiert. Abb. 3.9 b) zeigt den Differenzenquotienten $\frac{f(H_{ext}+\Delta x)-f(H_{ext}-\Delta x)}{(H_{ext}+\Delta x)-(H_{ext}-\Delta x)}$, also das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers, in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld H_{ext} . Δx stellt dabei das Modulationsfeld dar und ist variiert mit 1 Oe (rot),

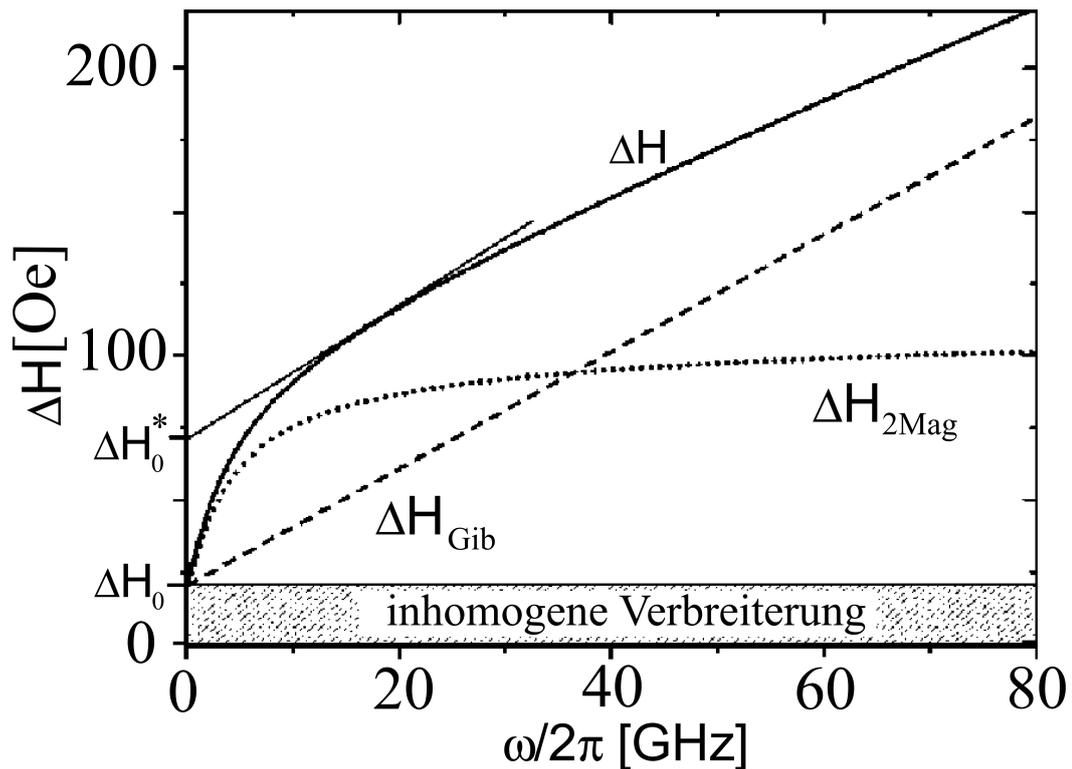


Abbildung 3.8.: Die verschiedenen Beiträge zur $\Delta H(\omega)$ -Abhängigkeit nach Lindner et al. [LLK⁺03]. Die gestrichelte Linie zeigt das intrinsische Gilbert-Dämpfen nach Gl. (2.17), die gepunktete Linie das extrinsische Dämpfen verursacht durch die Zwei-Magnonen-Streuung. Die durchgezogene Linie ist die resultierende $\Delta H(\omega)$ beider Beiträge. Bei höheren Frequenzen ist zur Bestimmung der Gilbert-Dämpfung der Beitrag der Zwei-Magnonen-Streuung vernachlässigbar.

5 Oe (grün), 10 Oe (blau) und 20 Oe (braun). Je kleiner das Modulationsfeld ist, desto besser kann der Differentialquotient mit dem Differenzenquotienten abgeschätzt werden. Dementsprechend sind kleinstmögliche Modulationsfelder für eine genaue Abschätzung zu wählen. Ist das gewählte Modulationsfeld zu groß, so vergrößert sich die gemessene halbe Linienbreite $\Delta H_{\Delta x}$, wie in Abb 3.9 b) dargestellt. Kleinere Modulationsfelder führen jedoch zu kleineren Transmissionsänderungen, welche unter Umständen nicht mehr detektierbar sind. Somit muss ein Kompromiss zwischen großem und kleinem Modulationsfeld gefunden werden. Die Tabelle 3.1 gibt die errechneten Fehler zwischen der realen ΔH und gemessenen $\Delta H_{\Delta x}$ Linienbreite durch unterschiedliche Modulationsfelder Δx an.

3. Experimentelle Grundlagen

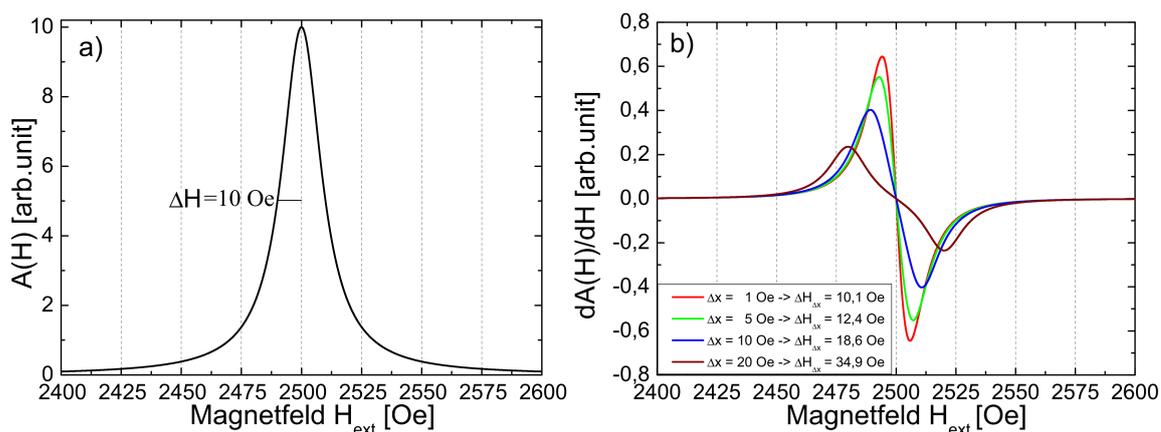


Abbildung 3.9.: Eine FMR-Absorptionslinie mit einer Linienbreite $\Delta H = 10$ Oe ist mithilfe der entsprechenden Lorentzfunktion berechnet und in a) illustriert. In b) ist das errechnete Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers mit verschiedenen Modulationsfeldern dargestellt. Mit höheren Modulationsfeldern ergibt sich eine Abweichung zur realen Linienbreite ΔH . Dementsprechend müssen im Allgemeinen die Modulationsfelder an die zu messende Linienbreite angepasst werden.

Fehler $\frac{\Delta H_{\Delta x} - \Delta H}{\Delta H}$ in %		Δx in Oe				
		0,1	1	2,5	5	10
ΔH in Oe	1	0,5	85	435	866	1732
	5	0,1	3,9	24	86	349
	10	0,07	0,97	6,2	24	86
	20	0,003	0,03	1,6	6,2	24

Tabelle 3.1.: Der Fehler zwischen der realen Linienbreite ΔH und der sich durch das Modulationsfeld Δx vergrößerten Linienbreite $\Delta H_{\Delta x}$ wird in Prozent für verschiedene ΔH und Δx angegeben. Es zeigt sich, dass der sich ergebende Fehler bei unter 1% bleibt, wenn $\Delta x = \frac{\Delta H}{10}$ gilt. Bei $\Delta x = \frac{\Delta H}{2}$ ergibt sich ein Fehler von 24%, wohingegen $\Delta x = \Delta H$ in einem Fehler von ≈ 85 -86% resultiert.

Anhand der Fehler kann abgeschätzt werden, wie groß das Modulationsfeld maximal sein darf, um sinnvolle Linienbreiten zu messen. Sollte das Modulationsfeld den Wert von einem Viertel der zu messenden Linienbreite besitzen, so ist mit einem Fehler von ≈ 6 -7% zu rechnen. Bei einem Zehntel sogar ≈ 1 %. Dementsprechend kann für große Linienbreiten das Modulationsfeld angepasst werden, um eine Erhöhung des Messsignals zu gewährleisten. Die in dieser Arbeit kleinste gemessene Linienbreite beträgt 1,8 Oe mit einem Modulationsfeld von 0,07 Oe. Daraus kann eine reale Linienbreite von 1,79 Oe berechnet werden. Der sich ergebende Fehler ist

3. Experimentelle Grundlagen

somit unter einem Prozent. Für Linienbreitenmessungen im Bereich von 10 Oe wurde ein Modulationsfeld von 0,7 Oe gewählt; die reale Linienbreite ist somit 9,98 Oe. Es ergibt sich ebenfalls ein Fehler von unter einem Prozent. Die Vergrößerung der Linienbreite durch das Modulationsfeld ist somit vernachlässigbar.

3.2.5. Detektion des ISHE

Die am FMR-Resonanzpunkt entstehende ISH-Spannung kann mit einem Nanovoltmeter detektiert werden. Wie in Kapitel 2.2.2 erläutert, wird ein Spinstrom von YIG in Pt durch das Spinpumpen injiziert, wenn sich die Magnetisierung des YIG in ferromagnetischer Resonanz befindet. Der in das Pt injizierte Spinstrom hat eine Spinpolarisation von 1, die Spinvektoren aller Spins sind somit parallel zueinander ausgerichtet. Im Pt werden die Spins anschließend durch den ISHE spinabhängig gestreut. Die Leitungselektronen im Pt sind die Träger der Spins. Nach Gleichung (2.48) ergibt sich ein Ladungsstrom in Richtung des Kreuzproduktvektors von Spinstromvektor und Spinpolarisationsvektor. Dementsprechend ergibt sich ein messbarer elektrischer Potentialunterschied, welcher mit einem Nanovoltmeter detektiert werden kann. Um rauschärmere Messungen zu erhalten, wird hier ebenfalls das Verfahren der Lock-in-Technik verwendet. Abb. 3.10 zeigt den schematischen Aufbau. In diesem Lock-in-Verfahren wird nicht das Magnetfeld moduliert, da es eine Spannung in den angebrachten Zuleitungen induzieren würde und somit ISHE-Messungen erschwert. Deshalb wird die Hochfrequenzspannung mit einer Rechteckspannung amplitudenmoduliert. Die Option der Amplitudenmodulation ist im Hochfrequenzgenerator SMF 100A integriert. Dabei kann die Frequenz der Rechteckspannung, also die Modulationsfrequenz, eingestellt werden. Die Modulationsfrequenz beträgt bei allen Messungen in dieser Arbeit 197 Hz und wird ebenfalls im SMF 100A eingestellt. Nach einer halben Periodendauer der Modulationsfrequenz wechselt die Amplitude der Rechteckspannung auf null. Das zu messende Signal ist linear von der Amplitude abhängig. Demzufolge entspricht in diesem Fall der Differenzenquotient dem Differentialquotienten, also der Ableitung des Signals nach der Amplitude. Für das Ausgangssignal U_{out} des Lock-in-Verstärkers gilt $U_{out} = \frac{1}{T} \int_0^T U_{in} \cdot f_{mod} dt$, wobei U_{in} das Eingangssignal, f_{mod} die Modulationsfunktion und T die Integrationszeit ist. Es ergibt sich nach Ausführung des Zeitintegrals, dass das Ausgangssignal um die Hälfte des Eingangssignals verringert wird.

Um die hergestellten Proben auf einen zu messenden ISHE zu untersuchen, müssen diese weiter prozessiert werden. Dazu werden die Proben auf ein Probenmaß von $2 \times 5 \text{ mm}^2$ gespaltet. Anschließend wird jeweils ein Kupferkabel an den kurzen

3. Experimentelle Grundlagen

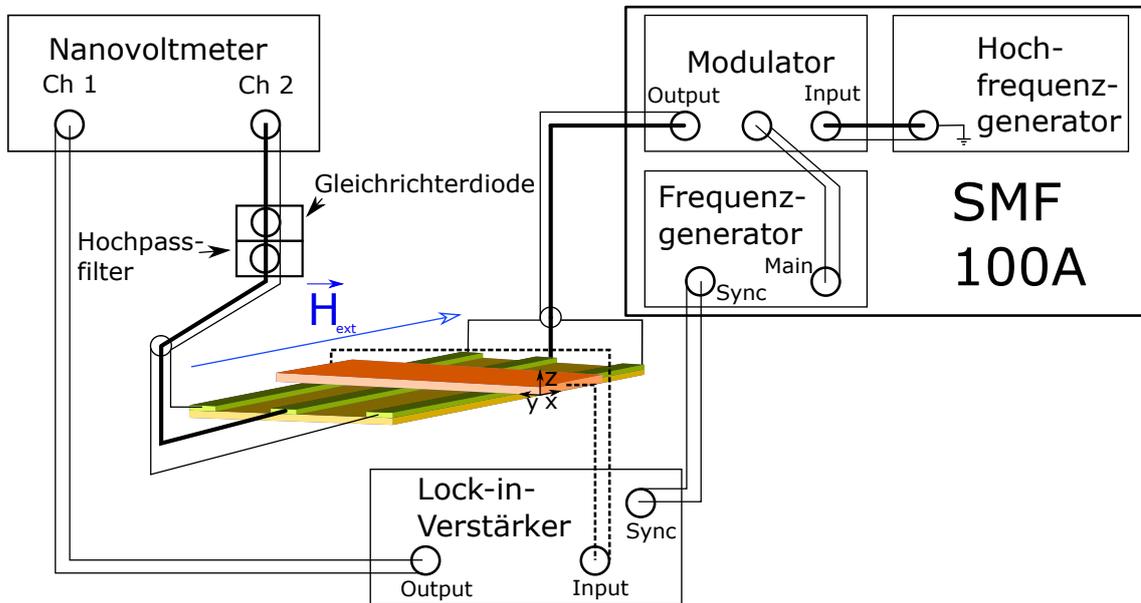


Abbildung 3.10.: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Untersuchung einer Probe (orange) auf den ISHE. Die fettgedruckten Linien stellen den Innenleiter der Hochfrequenz(RF)-Kabel dar. Die gestrichelten Linien illustrieren die an die Probe angebrachten Kupferkabel. Ein RF-Generator generiert eine fest eingestellte RF-Spannung. Die Hochfrequenzleistung kann im Generator eingestellt werden. Die RF-Spannung wird im Modulator mit einer Frequenz von 197 Hz amplitudenmoduliert. Der Frequenzgenerator gibt gleichzeitig eine Synchronisationsfrequenz an den Lock-in-Verstärker. Modulator und Modulationsfrequenzgenerator sind im Gerät SMF 100A integriert. Die amplitudenmodulierte Hochfrequenz erzeugt das hochfrequente magnetische Wechselfeld im Wellenleiter. Mit dem Filter und der Gleichrichterdiode wird die RF-Spannung in eine zur transmittierten Leistung proportionale DC-Spannung umgewandelt, welche in Channel 2 des Nanovoltmeters gemessen wird. Die an den beiden kurzen Kanten der Probe montierten Kabel (gestrichelte Linie) sind mit dem Eingangskanal des Lock-in-Verstärkers verbunden. Das ausgegebene Signal des Verstärkers wird in Channel 1 des Nanovoltmeters gemessen.

3. Experimentelle Grundlagen

Kanten mit Leitsilber befestigt. Mithilfe der Kupferkabel ist es möglich, sowohl den Schichtwiderstand der leitenden Schicht zu bestimmen als auch eine entstehende Spannung zu detektieren. Um Kurzschlüsse und damit verbundene Effektvermindierungen durch Silberleitlackrückstände zu vermeiden, welche durch die Montage gemäß Anhang A entstehen, sind die Rückseiten der Proben mit Sandpapier poliert worden. Die fertig prozessierten Proben werden mit der Schichtseite auf den Wellenleiter montiert. Da in diesen Experimenten die oberste Schicht leitende Eigenschaften hat, muss ein Kurzschluss in und zwischen den Leitern verhindert werden, indem der Wellenleiter mit einer isolierenden dünnen Schicht von der zu untersuchenden Probe getrennt wird. Dazu wurde Polyimid Durimide 32 A mit N-Methyl-2-pyrrolidon im Verhältnis 1:4 auf den Wellenleiter aufgetragen. Die sich ergebende isolierende Schicht ist ca. 50 nm dick.

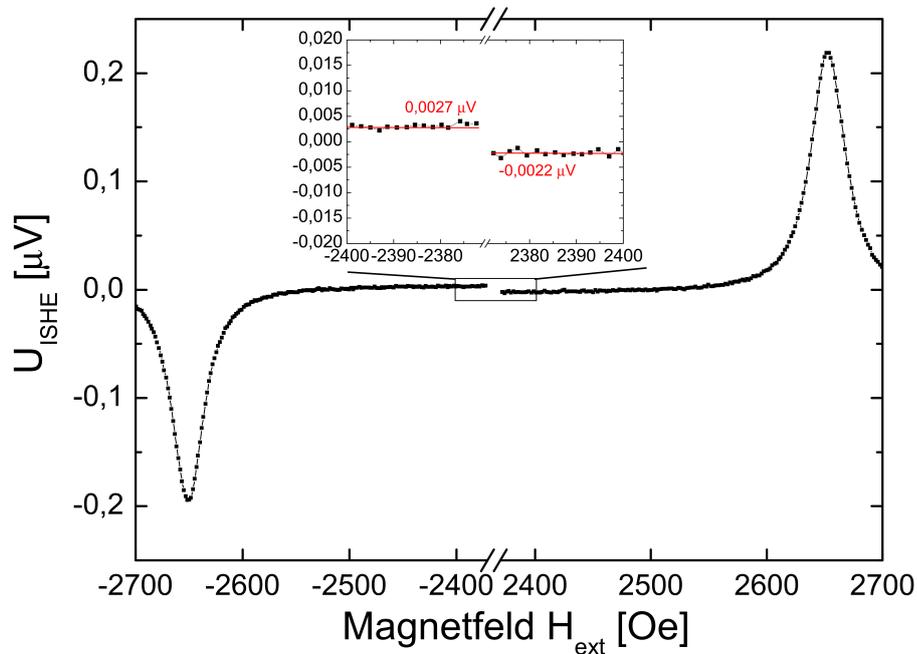


Abbildung 3.11.: Exemplarische ISHE-Messung an einer Pt(10)/YIG(20)-Schicht bei einer Frequenz von 9,6 GHz und einer Leistung von 4,8 mW. Mit der Änderung der Magnetfeldpolarität ändert sich die Polarität der ISH-Spannung U_{ISHE} . Weiterhin erzeugt der Spin-Seebeck-Effekt einen Offset entgegengesetzt zur ISH-Spannung. Um die korrekte ISH-Spannung zu ermitteln, muss diese um den Offset korrigiert werden.

Im Folgenden wird die Notation $Q(d)$ verwendet, wobei d die Schichtdicke des Materials Q in Nanometer darstellt. Abb. 3.11 zeigt beispielhaft das Ergebnis einer Messung des ISHE an Pt(10)/YIG(20). Mit der Veränderung der Polarität des Magnetfeldes dreht sich die Magnetisierung und damit der Spinpolarisationsvektor um

3. Experimentelle Grundlagen

180°, weshalb sich die Polarität der gemessenen ISH Spannung ebenfalls ändert.

Die Joulsche Wärme erzeugt einen Temperaturgradienten im Pt/YIG - Schichtsystem. Uchida et al. konnten zeigen, dass der longitudinale Spin-Seebeck-Effekt (SSE) einen Spinstrom injiziert. Der Spinstrom fließt aufgrund der Temperaturdifferenz $T_L > T_M$, mit T_M als effektiver Magnonentemperatur und T_L als effektiver Temperatur der Leitungselektronen, vom NM zum FM [UAO⁺10]. Der longitudinale SSE erzeugt somit einen zum Spinpumpen entgegengesetzten Spinstrom. Die gemessene Spannung des SSE muss daher eine gegenteilige Polarität zur ISH-Spannung haben. Der SSE ist unabhängig von der externen Magnetfeldstärke, wodurch sich ein konstanter Offset ergibt. In Abb. 3.11 können Offsets von $0,0027 \mu\text{V}$ bzw. $-0,0022 \mu\text{V}$ detektiert werden. Lediglich die Änderung des Spinvektors ändert die gemessene SSE-Spannung, weshalb für beide Magnetfeldpolaritäten derselbe Spannungsoffset zu erwarten ist. Die Differenz von $0,0005 \mu\text{V}$ ist mit der Messgenauigkeit des verwendeten Nanovoltmeters zu begründen.

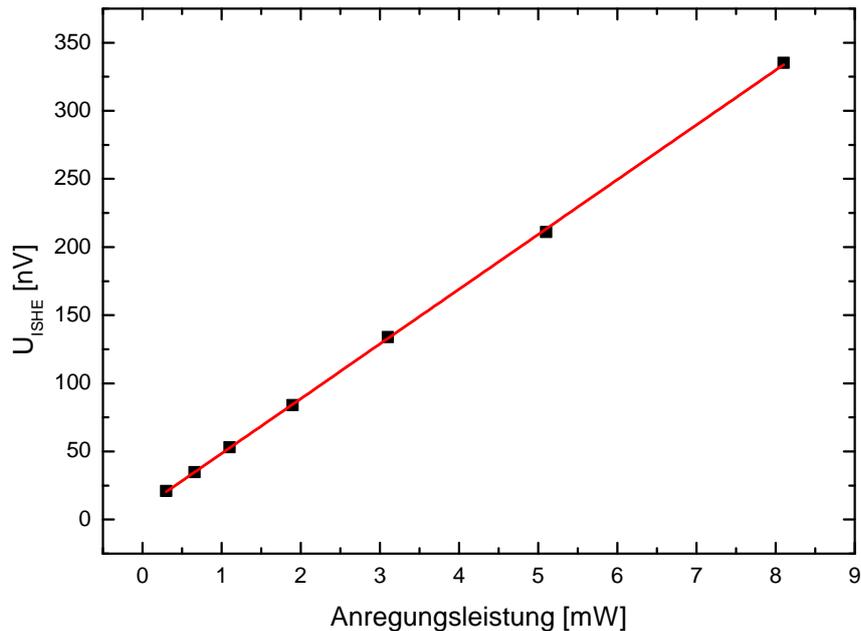


Abbildung 3.12.: Die ISH-Spannung von Pt(10)/YIG(20) bei 9,6 GHz mit variierender Eingangsleistung.

Die ISH-Spannung ist proportional zur angelegten Hochfrequenzleistung [DWP⁺13]. Abb. 3.12 zeigt die Effekthöhe des ISHE in einer Pt(10)/YIG(20)-Schicht bei unterschiedlichen Leistungen mit einer RF von 9,6 GHz. Die transmittierte Leistung ist innerhalb der einzelnen Probenreihen auf denselben Wert normiert, um durch ver-

3. Experimentelle Grundlagen

gleichbare Wechselfelder eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Dies entspricht bei SRO/YIG- und Pt/C₆₀/YIG(19)-Proben 10,65 mW, bei Pt/DH4T/YIG(19)-Proben 7,9 mW und bei Pt/DH4T/YIG(200)-Proben 0,079 mW.

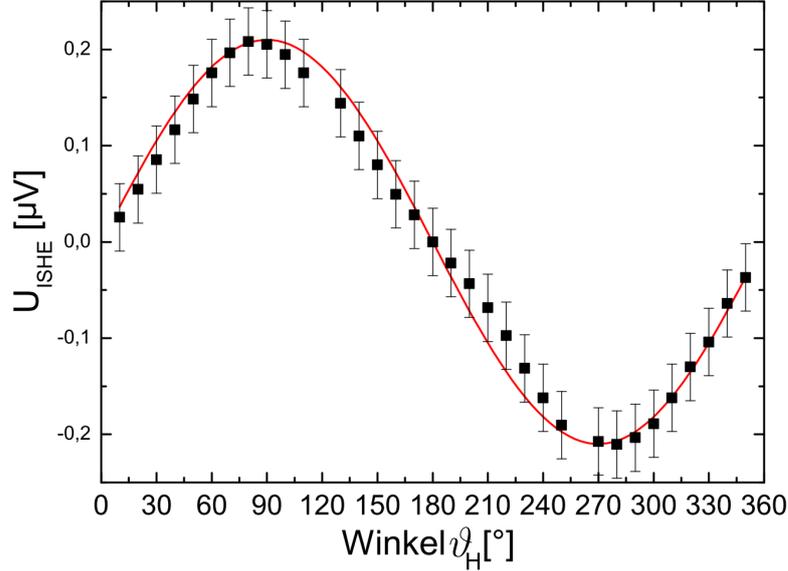


Abbildung 3.13.: In-plane Winkelabhängigkeit von U_{ISHE} . Das externe Magnetfeld \vec{H}_{ext} ist parallel zum magnetischen Wechselfeld \vec{h} bei 0° bzw. senkrecht bei 90° . Der sinusförmige Fit (rote Linie) entspricht dem erwarteten Verlauf bei Spinpumpen als Ursache des ISHE.

Aufgrund des bereits erwähnten Skineffekts erfährt der Probenbereich am Rand des Signalleiters stärkere Wechselfelder. Die absorbierte Gesamtleistung kann somit als eine Summe der absorbierten Leistung in den verschiedenen Bereichen angesehen werden. Dabei ist im Flächenverhältnis die Absorption am Rand des Signalleiters höher. Folglich ist der entstehende ISHE am Rand ausgeprägter. In dieser Arbeit wird die Auswertung unter der Annahme homogener Anregung vorgenommen. Für eine exakte Bestimmung muss jedoch die Magnetfeldverteilung am Wellenleiter für jede Hochfrequenzleistung berücksichtigt werden. Da innerhalb der Probenreihen die Hochfrequenzleistung gleich bleibt und damit auch die Magnetfeldverteilung, können die Proben miteinander verglichen werden. Es wird der Schichtwiderstand R_G der Proben gemessen, wohingegen die ISH-Spannung nur am Ort der Anregung (Breite des Signalleiters \times Breite der Probe) erzeugt wird. Die angegebenen ISH-Ströme gemäß $I_{ISHE} = U_{ISHE}/R_G$ müssen demnach mit einem Skalierungsfaktor multipliziert werden. Mit $R_G = \varrho \frac{L}{db}$, wobei ϱ der spezifische Widerstand, d die Schichtdicke, b die Länge der kurzen Kante (Breite der Probe) und L die Länge der langen Kante (Länge der Probe) ist, ergibt sich bei einer $2 \times 5 \text{ mm}^2$ Probe und einer Signalleiterbreite von $600 \mu\text{m}$ ein Skalierungsfaktor von $8,333 \left(\frac{5 \text{ mm}}{600 \mu\text{m}} \right)$. Aufgrund des Skineffekts muss

3. Experimentelle Grundlagen

jedoch der wahre Skalierungsfaktor leicht von 8,333 abweichen. Proben mit gleicher Probengeometrie besitzen denselben Skalierungsfaktor, wodurch diese miteinander verglichen werden können. Zusammengefasst sei erwähnt, dass sich Proben einer Probenserie nur miteinander vergleichen lassen, wenn die Hochfrequenzleistung und die Probengeometrie gleich bleibt. Dies ist in dieser Arbeit stets der Fall gewesen.

Die durch Spinpumpen erzeugte inverse Spin-Hall-Spannung U_{ISHE} genügt der folgenden Abhängigkeit von der Ausrichtung des externen Magnetfeldes \vec{H}_{ext} :

$$U_{ISHE} \propto \vec{J}_S \times \vec{\sigma} \propto (\vec{h} \times \vec{H}_{ext}) \times \vec{M} \propto (\vec{h} \times \vec{H}_{ext}) \times \vec{H}_{ext} \propto \sin(\vartheta_H) \cdot (\vec{e}_{J_S} \times \vec{H}_{ext}) \quad (3.7)$$

wobei $\sphericalangle(\vec{h}, \vec{H}) = \vartheta_H$ und $\sphericalangle(\vec{e}_{J_S}, \vec{H}) = 90^\circ$, mit \vec{e}_{J_S} als Einheitsvektor von \vec{J}_S , gilt. Abb. 3.13 zeigt den Verlauf der ISH-Spannung einer Pt(10)/YIG(20) Probe bei einer Leistung von 4,8 mW und variierendem Winkel ϑ_H . Die rote Linie stellt eine Anpassung an eine Sinusfunktion gemäß den Erwartungen nach Gl. (3.7) dar. Aufgrund der guten Übereinstimmung können Effekte, bei denen Spannungen gemessen werden können, welche nicht proportional $\sin(\vartheta_H)$ sind (z.B. der anisotrope Magnetowiderstand), demnach vernachlässigt werden.

4. Abscheidung des Spininjektors

Sowohl für den ISHE- als auch für Spinpump-Experimente ist die YIG-Schicht als Spininjektor von elementarer Bedeutung. In dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche PLD-Depositionsprozesse zur Abscheidung von YIG verwendet, welche in diesem Kapitel vorgestellt werden. Anschließend werden zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit Experimente zur Bestimmung des ISHE in Pt mit YIG als Spininjektor gezeigt.

4.1. Deposition von in situ YIG

Gadolinium-Gallium-Granat (GGG), auch $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, kristallisiert wie YIG in einer Granatstruktur mit der Raumgruppe 230 ($Ia\bar{3}D(O_h^{10})$) [HPC+68]. Die Gitterfehlanpassung zwischen beiden Materialien ergibt sich aus den Gitterkonstanten von YIG mit $a = 12,376 \text{ \AA}$ und von GGG mit $a = 12,375 \text{ \AA}$ zu 0,008 % [GEC69]. Dementsprechend ist GGG ein geeigneter Substratkandidat zur Abscheidung von YIG und wird folglich als Substrat verwendet. Die Substrate stammen von der CRYSTEC GmbH, besitzen eine (111)-Oberfläche und $\langle 110 \rangle$ -Richtung entlang der Seitenkanten geschnitten. Nach der Montage des Substrats auf dem Probenhalter gemäß Anhang A wird der Probenhalter in die PLD-Kammer eingeschleust. Bei einer Substrattemperatur von $816 \text{ }^\circ\text{C}$, einem Sauerstoffprozessdruck von 0,025 mbar und einer auf das YIG-Target treffenden Laserfluenz von $2,5 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ wird ein YIG-Film auf ein GGG-Substrat deponiert. Die Laserpulsfrequenz beträgt stets 5 Hz, was eine Depositionsrate von $0,5 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$ ergibt. Die entstehende YIG-Schicht besitzt nach der Deposition kristalline Eigenschaften. Dies zeigt die RHEED-Aufnahme in Abb. 4.1. Beugungsreflexe sind direkt nach der Beendigung des Depositionsprozesses sichtbar. Da die YIG-Schicht direkt nach der Deposition bereits kristalline Eigenschaften aufweist, wurde das kristalline YIG in-situ hergestellt und wird entsprechend im Folgenden kurz als in-situ-YIG bezeichnet. Die Ergebnisse weiterer Charakterisierungen, wie TEM, FMR und SQUID werden zusammen mit dem Vergleich von in-situ und ex-situ-YIG im nächsten Kapitelabschnitt 4.2 gezeigt.

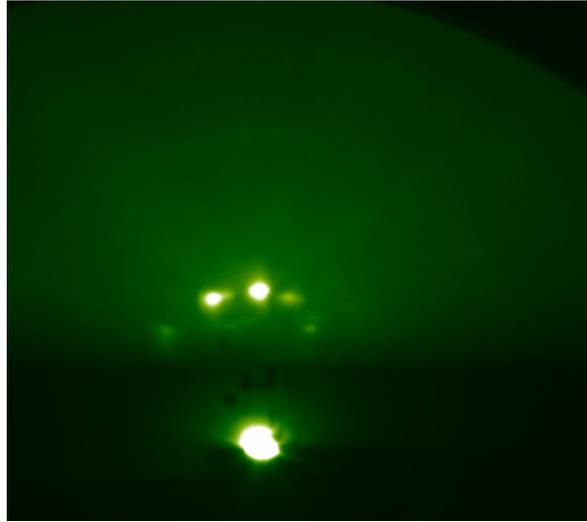


Abbildung 4.1.: RHEED-Aufnahme einer 20 nm YIG-Schicht direkt nach der Deposition. Aufgrund von unterscheidbaren Beugungsreflexen kann von einer kristallinen Phase der YIG-Schicht ausgegangen werden.

4.2. Deposition von ex situ YIG und Vergleich mit in situ YIG

In diesem Abschnitt wird neben der beschriebenen in-situ Abscheidung von YIG eine weitere Methode zur Deposition von YIG vorgestellt. Dabei wird ein Substrat entsprechend Anhang B auf dem Probenhalter befestigt. Das Substrat bleibt während der Deposition auf Raumtemperatur, die restlichen Depositionsparameter bleiben jedoch wie beim in-situ Prozess (Sauerstoffprozessgasdruck 0,025 mbar, Laserfluenz $2,5 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$, Pulsfrequenz 5 Hz). Eine 100 nm YIG Schicht wird nach diesen Prozessparametern hergestellt. Abb 4.2 a), veröffentlicht in [HRH⁺16], zeigt eine TEM-Abbildung der Schicht. In Abb. 4.2 b) ist die RHEED-Aufnahme direkt nach der Deposition dargestellt. Weder in der Fast-Fourier-Transformation (FFT) des markierten Bereichs der TEM-Abbildung (Inset von Abb. 4.2 a)) noch in der RHEED-Aufnahme der Schicht Abb. 4.2 b) sind Beugungsreflexe zu erkennen. Die YIG-Schicht ist demnach amorph. Weiterhin kann kein Absorptionspeak im FMR-Absorptionsspektrum detektiert werden, weshalb davon auszugehen ist, dass die hergestellte Schicht keine spontane Magnetisierung besitzt.

Die 100 nm YIG-Schicht wird anschließend in einem Quarzofen getempert. Für diesen Prozessschritt muss die hergestellte Probe aus der PLD-Kammer ausgeschleust und anschließend wieder in den Quarzofen eingeschleust werden. Die Temperparameter betragen 800 °C für 3 h bei Sauerstoffatmosphärendruck im Quarzofen. In einer anschließenden RHEED-Charakterisierung können deutliche Beugungsreflexe

4. Abscheidung des Spininjektors

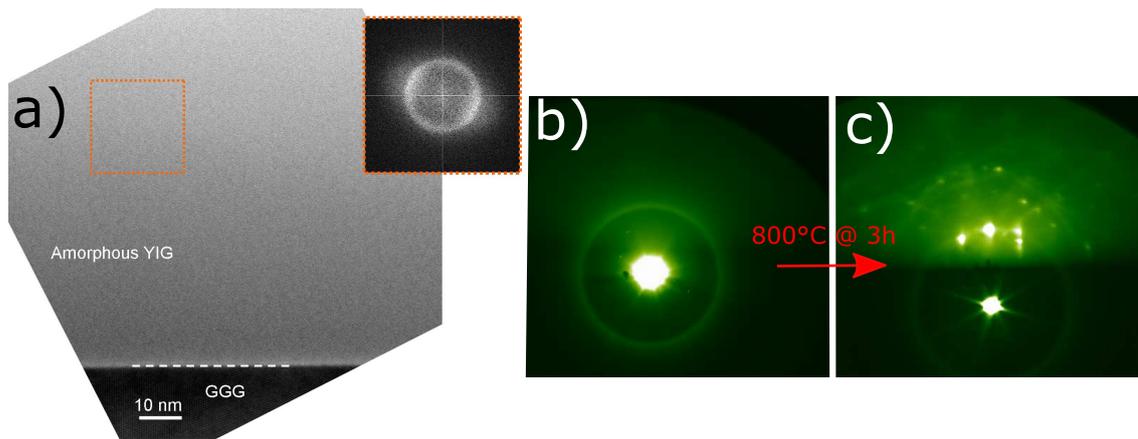


Abbildung 4.2.: Strukturelle Charakterisierung von 100 nm ex-situ-YIG. Nach der Deposition besitzt die Schicht amorphe Eigenschaften. a) zeigt eine TEM-Aufnahme mit einer FFT des ausgewählten Bereichs (veröffentlicht in [HRH+16]); b) stellt die RHEED-Aufnahme direkt nach der YIG-Abscheidung dar. In beiden Fällen sind keine Beugungsreflexe zu beobachten. Erst nach dem Ausheizen in O₂-Atmosphärendruck sind Beugungsreflexe im RHEED, wie in c) gezeigt, zu beobachten. Die amorphe Schicht ist in eine kristalline Phase übergegangen.

abgebildet werden, dargestellt in Abb. 4.2 c). Demnach ist durch das Tempern im Quarzofen die Schicht von einer amorphen in eine kristalline Phase übergegangen. Da zwischen Abscheidung und Ausheilen das Vakuum gebrochen werden muss und die YIG-Schichten erst nach dem Tempern im Quarzofen kristalline Eigenschaften aufweisen, wird das kristalline YIG nach diesem Prozess ex-situ hergestellt und im Folgenden kurz als ex-situ-YIG bezeichnet.

Die 20 nm in situ und die 100 nm ex-situ-YIG-Schicht werden nachfolgend miteinander verglichen. Dazu sind in Abb. 4.3 a) und b) die TEM- (veröffentlicht in [HRH+16]) und in c) und d) die RHEED-Aufnahmen der Schichten abgebildet. Für einen besseren Vergleich der Gilbert-Dämpfungen wird eine zweite, 20 nm ex-situ-YIG-Schicht hergestellt. Die Linienbreite ΔH als Funktion der Resonanzfrequenz zur Bestimmung der Dämpfung in beiden Schichten ist in in Abb. 4.3 e) und f) dargestellt. Vergleicht man die TEM-Aufnahmen der in-situ (Abb. 4.3 a)) und ex-situ (Abb. 4.3 b)) YIG-Schicht, so scheinen beide kristalline Schichten frei von sichtbaren Defekten zu sein. Die FFT der markierten Bereiche der TEM-Abbildungen zeigen in beiden Fällen die gleichen sichtbaren Reflexe, vergleichbar mit den Reflexen des GGG-Substrates. Abb. 4.3 a) und b) zeigen somit auf GGG epitaktisch abgeschiedene einkristalline YIG-Schichten. Beide RHEED-Aufnahmen zeigen ein vergleichbares

4. Abscheidung des Spininjektors

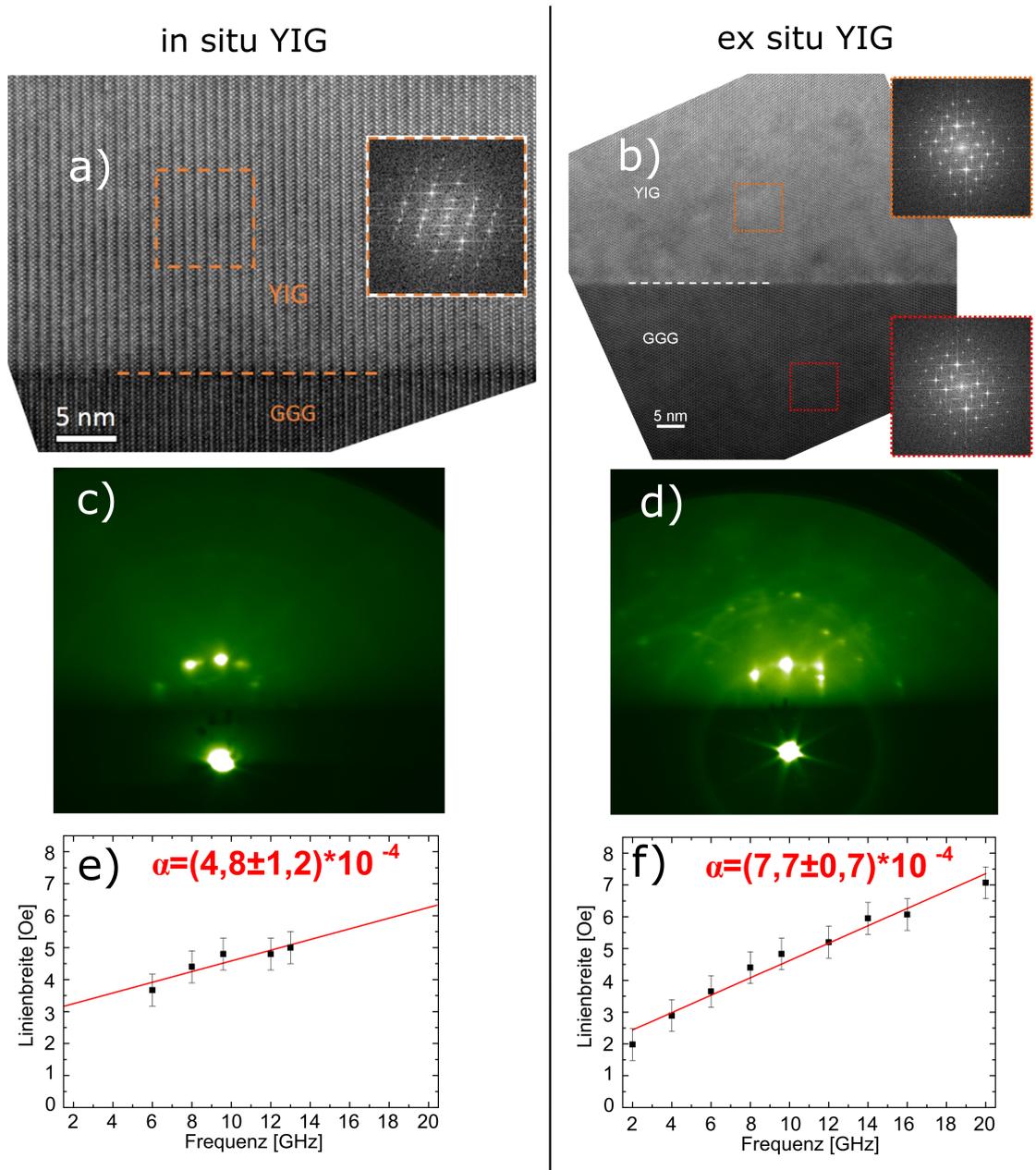


Abbildung 4.3.: Vergleich von in-situ-YIG mit ex-situ-YIG. a) und b) zeigen gegenüberstellend die TEM-Aufnahmen. Die in b) gezeigte TEM-Aufnahme ist in [HRH⁺16] veröffentlicht worden. Beide Aufnahmen besitzen eine hohe kristalline Qualität. Die Insets zeigen die FFT der ausgewählten Bereiche, wobei auch hier beide YIG-Schichten mit dem GGG-Substrat vergleichbare Reflexe besitzen. Die gleiche Kristallinität wird ebenfalls in den RHEED-Aufnahmen c) und d) mit gleichen Beugungsreflexen ersichtlich. Anzumerken ist, dass die Kikuchi-Linien der ex-situ-Schicht deutlich ausgeprägter sind. In e) und f) wird die Linienbreite-Resonanzfrequenz-Abhängigkeit gezeigt, um nach Gl. (3.4) die Dämpfungskonstante α zu bestimmen.

4. Abscheidung des Spininjektors

Beugungsmuster; jedoch sind Kikuchi-Linien bei der ex-situ-Schicht in Abb. 4.3 d) deutlich ausgeprägter als in Abb. 4.3 c), was auf eine allgemein bessere Oberflächenqualität der ex-situ-YIG-Schicht hindeutet. Diese vermeintlich unterschiedliche Oberflächenqualität scheint jedoch keine Auswirkung auf die Gilbert-Dämpfung zu haben. So sind die Dämpfungen mit $\alpha = (4,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$ für in-situ (Abb. 4.3 e)) bzw. $\alpha = (7,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$ für ex-situ-YIG (Abb. 4.3 f)) in der gleichen Größenordnung. Hauser et al. zeigten jedoch, dass durch Optimierungen der ex-situ Prozessparameter auch Gilbert-Dämpfungen von bis zu $6,15 \cdot 10^{-5}$ erreicht werden können [HRH⁺16]. Weiterhin kann in SQUID-Charakterisierungen gezeigt werden, dass die Sättigungsmagnetisierung in der in-situ bzw. ex-situ-YIG-Schicht $(105 \pm 3) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ bzw. $(115 \pm 3) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ beträgt. Die höhere Sättigungsmagnetisierung in der ex-situ-Schicht kann mit dem höheren Sauerstoffdruck während des Ausheilens im Quarzofen begründet werden, wodurch Sauerstoffleerstellen eher geschlossen werden. Manuilov et al. zeigten, dass Sauerstoffleerstellen einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Sättigungsmagnetisierung haben [MG10].

Die vorgestellten kristallinen und magnetischen Eigenschaften von in-situ und ex-situ-YIG sind miteinander vergleichbar. Aufgrund des geringeren Zeitbedarfs in der PLD und der höheren Schichtqualität ist dennoch der ex-situ-YIG Herstellungsprozess dem in-situ Prozess vorzuziehen.

4.3. Reproduzierbarkeit des ISHE bei Pt(13)/YIG(20)

Mit dem oben beschriebenen ex-situ Prozess können YIG-Schichten hergestellt werden, die auf den ISHE untersucht werden können. Zu diesem Zweck werden drei 20 nm ex-situ-Schichten Y1, Y2 und Y3 innerhalb eines kurzen Zeitintervalls hergestellt. Anschließend werden die Proben in die Sputterkammer transferiert, um mittels Magnetron-Sputterdeposition jeweils 13 nm Pt abzuschneiden. Der Ar-Prozessdruck und die Sputterleistung betragen stets $6,7 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ bzw. 25 W. Aufgrund der Prozessierung ist zu erwarten, dass die drei Proben einen vergleichbaren ISHE zeigen. Um dies zu bestätigen werden die drei Proben auf den ISHE untersucht. Die verwendete RF-Leistung beträgt 10,65 mW bei einer Frequenz von 9,6 GHz. Tab. 4.1 zeigt den Schichtwiderstand R der Pt-Schicht, die gemessene ISH-Spannung U_{ISHE} und den daraus ermittelten ISH-Strom I_{ISHE} . Die Probenfläche misst bei Y1, Y2 und Y3 jeweils $2 \times 5 \text{ mm}^2$. Im Rahmen der Messunsicherheit ist I_{ISHE} für alle drei Proben vergleichbar. Folglich muss sowohl die Deposition des Spininjektors (YIG),

4. Abscheidung des Spininjektors

Probe	R [Ω]	U_{ISHE} [nV]	I_{ISHE} [nA]
Y1	145 ± 4	1013 ± 40	$6,99 \pm 0,49$
Y2	85 ± 3	590 ± 24	$6,94 \pm 0,49$
Y3	86 ± 3	616 ± 25	$7,16 \pm 0,50$

Tabelle 4.1.: Tabellarische Darstellung des ermittelten Widerstandes, der ISH-Spannung U_{ISHE} und des sich daraus ergebenden ISH-Strom I_{ISHE} von drei Pt(13)/YIG(20)-Schichten mit ex situ YIG bei einer RF-Leistung von 10,65 mW.

als auch die des in Kap. 6 verwendeten Spindetektors, Platin, im Rahmen der Reproduzierbarkeit nicht weiter optimiert werden.

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

Wahler et al. konnten einen messbaren ISHE von auf LSMO aufgewachsenem SRO demonstrieren [WHR⁺16], wobei SRO homogen auf LSMO abgeschieden wird. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass SRO inselförmig auf YIG abgeschieden wird und der ISHE in SRO detektiert werden kann. Dabei beeinträchtigt die Morphologie des Spindetektors den ISHE maßgeblich. Zur strukturellen Charakterisierung der SRO/YIG-Schichten werden TEM und RHEED, zur magnetischen Charakterisierung SQUID, FMR und ISHE angewendet. Ein Großteil der in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse können auch in [RPW⁺17] nachgelesen werden.

5.1. Abscheidung

Für die Detektion des ISHE in SRO wird das GGG/YIG-System als Spininjektor verwendet. Dementsprechend wird YIG auf GGG vor der Abscheidung des SRO abgeschieden. Experimente mit ex-situ und in-situ-YIG als Spininjektor zeigen, dass, im Gegensatz zu Proben mit SRO und in-situ-YIG, kein ISHE bei SRO und ex-situ-YIG detektiert werden kann. Im Folgenden wird deshalb für alle in diesem Kapitel vorgestellten Proben 27 nm in-situ-YIG als Spininjektor gewählt. Dementsprechend wird in diesem Abschnitt auch nur die Abscheidung des SRO auf in-situ-YIG vorgestellt.

Nach der Deposition von 27 nm in-situ-YIG wird die Substrattemperatur von 816 °C auf 604 °C geändert. Erst dann wird die Abscheidung des SRO begonnen. Die Abkühlrate beträgt dabei $2 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{min}}$. Weiterhin wird die Laserfluenz auf $2,4 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ und der Druck des Sauerstoffprozessgases auf 0,025 mbar eingestellt. Die nominelle Abscheiderate beträgt unter diesen Parametern $1,1 \frac{\text{nm}}{\text{min}}$. Nach der Deposition konnte der Probenhalter mit der hergestellten Probe aus der PLD-Kammer ausgeschleust werden, um diese anschließend zu charakterisieren.

Im Folgenden werden acht Proben mit unterschiedlichen nominellen SRO-Schichtdicken d_{SRO} vorgestellt. Zusätzlich wird als Referenz eine reine 27 nm in-situ-YIG Schicht abgeschieden. Tab. 5.1 stellt die Probenbezeichnung und nominellen SRO-

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

Probe	A	B	C	D	E	F	G	H	Y
d_{SRO} [nm]	5	7,5	9,2	9,5	9,8	10,0	13,4	15,0	0,0

Tabelle 5.1.: Zusammenfassung der Probenbezeichnung und der nominellen Dicken der SRO-Schichten, welche auf 27 nm in-situ-YIG deponiert wurden.

Schichtdicken in der hergestellten und anschließend charakterisierten Probenreihe zusammen.

5.2. RHEED-Charakterisierung

Nach den Abscheidungen werden die Schichten mittels RHEED charakterisiert. Abb. 5.1 a) zeigt das RHEED-Beugungsmuster der in-situ-YIG Schicht für die Probe B kurz nach der Deposition; Abb. 5.1 b) zeigt das Beugungsmuster für diese Probe nach der zusätzlichen Abscheidung der SRO-Schicht. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich das Beugungsmuster von einem symmetrischen Muster zu einem asymmetrischen Muster verändert. Diese Asymmetrie wird bei Probe C ebenfalls mithilfe von RHEED-Messungen genauer untersucht. Dazu wird der Azimutwinkel um jeweils 90° in 30° Schritten im bzw. gegen den Uhrzeigersinn rotiert. Abb. 5.2 zeigt

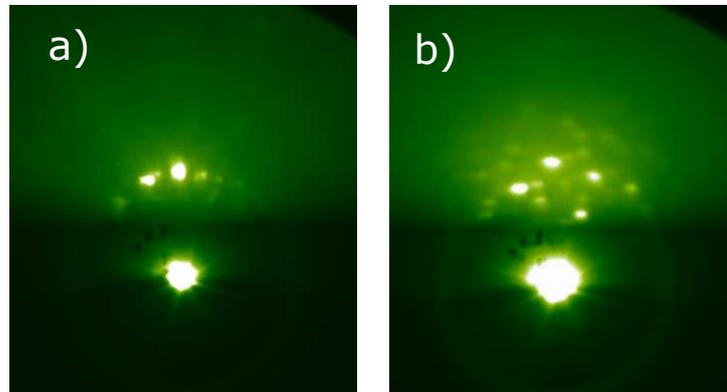


Abbildung 5.1.: RHEED-Aufnahmen von Probe B a) nach der YIG Deposition bei einer Substrattemperatur von 816°C und b) nach der SRO-Deposition bei einer Substrattemperatur von 604°C . Aus dem symmetrischen Beugungsmuster wird ein asymmetrisches Beugungsmuster.

die Aufnahmen für die einzelnen Azimutwinkel. So ist bei einem Azimutwinkel von 0° in Abb. 5.2 d) ein vergleichbares Muster wie in Abb. 5.1 b) zu erkennen. Zudem ergibt sich für -90° , -30° , 30° und 90° (Abb. 5.2 a,c,e,g)) dasselbe erkennbare symmetrische Muster. Die daraus folgende 6-zählige Symmetrie lässt den Schluss

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

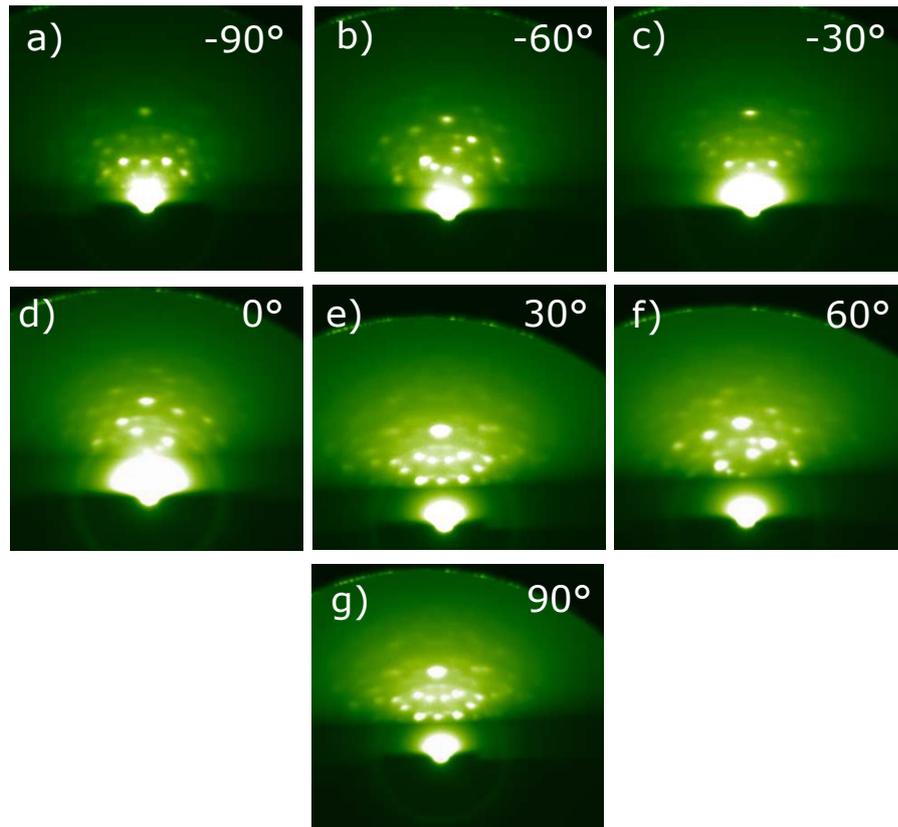


Abbildung 5.2.: Aufnahmen der RHEED von Probe C mit veränderlichem Azimutwinkel. Ein symmetrisches Muster ist bei -90° , -30° , 30° und 90° und damit eine 6-zählige Symmetrie zu erkennen. Weiterhin sind Reflexe außerhalb der Laue-Ringe ein deutliches Indiz für Inselwachstum der SRO-Schicht.

zu, dass es sich bei dem hier abgeschiedenen SRO um eine 3-zählige Kristallsymmetrie mit (111)-Oberfläche handelt, welche von der (111)-YIG Schicht induziert wird. Weiterhin erscheinen Reflexe außerhalb der Laue-Ringe im Beugungsmuster, was ein Indiz für ein in Inseln abgeschiedenes SRO ist. Um dies zu bestätigen, werden im nächsten Abschnitt TEM-Aufnahmen der Proben B, F und H präsentiert.

5.3. TEM-Charakterisierung

Zur Bestätigung des Inselwachstums werden TEM-Aufnahmen der Proben B (7,5 nm SRO), F (10 nm SRO) und H (15 nm) angefertigt. Die oberste Schicht muss während der FIP-Präparation geschützt werden. Dazu wird eine dünne Pt-Schicht abgeschieden. Diese Schicht wird nur für die TEM-Präparation benötigt. Die FMR- und ISHE-Charakterisierungen werden an den vorher abgespalteten $2 \times 5 \text{ mm}^2$ Stücken

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

ohne oberste Pt-Schicht durchgeführt. Für die Proben B und F wird zusätzlich Kohlenstoff für einen besseren Kontrast zwischen der SRO- und Pt-Schicht deponiert. Wie schon in Kap. 4.2 zeigt Abb. 5.3 ein auf dem GGG homogen abgeschiedenes, monokristallines YIG ohne sichtbare Defekte oder Einschlüsse. Die Dicke der YIG-Schichten scheinen von Probe zu Probe in einem Bereich von 20-34 nm ((27 ± 7) nm) zu variieren. Es wird eine über einen großen Zeitraum abhängige Depositionsrate, durch Alterungs- bzw. Abnutzungserscheinungen des verwendeten YIG-Targets, vermutet. Die FFT-Analysen der markierten Bereiche der TEM-Aufnahme in Abb.

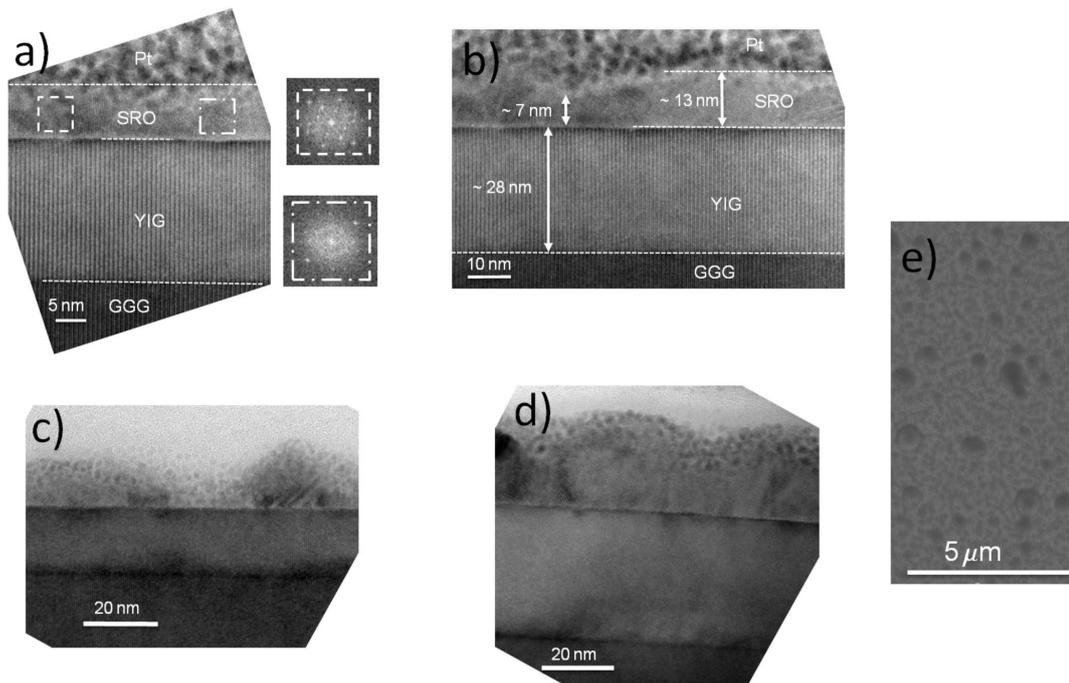


Abbildung 5.3.: TEM-Aufnahmen der Proben F (a) und b)), B (c)) und H (d)) und die Draufsicht mittels Rasterelektronenmikroskopie von Probe B (e)). Die YIG-Schichten sind homogen und monokristallin abgeschieden, die Dicke variiert jedoch von Probe zu Probe ((27 ± 7) nm). Das SRO ist hingegen polykristallin bzw. amorph (Insets in a) zeigen FFT der markierten Bereiche) und inhomogen abgeschieden (a-d)).

5.3 a) von Probe F zeigen jedoch verschiedene polykristalline bzw. amorphe Phasen der SRO-Schicht. Weiterhin ist eine inhomogene Schichtdicke zu erkennen. Während bei Probe B einzelne isolierte Inseln auf YIG deponiert wurden (Abb. 5.3 c)), sind hingegen bei Probe F die Inseln miteinander verbunden (Abb. 5.3 b)). Die SRO-Schichtdicke unterliegt jedoch auch innerhalb der Probe F einer deutlichen Schwankung von 7-13 nm. Bei Probe H handelt es sich ebenso um eine geschlossene Schicht mit deutlicher Schichtdickenschwankung. Aufgrund des oben beschriebenen inhomogenen

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

genen (Insel)wachstums, kann dem SRO keine eindeutige Schichtdicke zugeordnet werden. Daher werden in den folgenden Abschnitten die nominellen Schichtdicken als Maß für die Menge des deponierten SRO betrachtet. Die nominellen Dicken beziehen sich dabei auf Kalibrierungen des SRO-Wachstums auf LSMO unter den gleichen Wachstumsbedingungen.

Mittels eines Rasterelektronenmikroskopes wurde die Oberfläche von Probe B untersucht, um die bereits durch TEM gefundene Trennung der Inseln an dieser Probe zu bestätigen. Dies ist in Abb. 5.3 e) illustriert.

5.4. Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung von YIG und SRO/YIG

Die Sättigungsmagnetisierung M_S von YIG und SRO/YIG werden in diesem Abschnitt bestimmt. Dazu werden exemplarisch die Hysteresekurven von Probe Y und G in in-plane-Geometrie mittels eines SQUID-Magnetometers bei RT aufgenommen. Weiterhin wird sowohl die effektive Magnetisierung $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s + H_{Ani}$ mittels ferromagnetischer Resonanz von Probe Y und G in in-plane Geometrie nach Gl. (3.5) bestimmt, als auch die Sättigungsmagnetisierung von Probe Y und H mittels out-of-plane FMR nach Gl. (3.6). Die FMR Analyse beschränkt sich in diesem Abschnitt hauptsächlich auf die Ermittlung der effektiven Magnetisierung, der Sättigungsmagnetisierung und γ mittels der Kittelformeln (Gl. (3.5), (3.6)). Eine weiterführende FMR-Analyse wird in Kap. 5.5 gegeben.

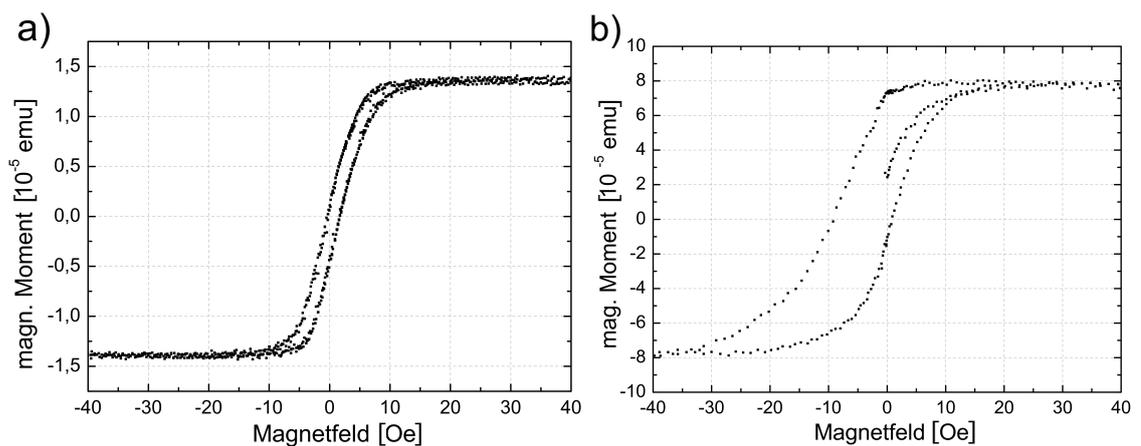


Abbildung 5.4.: Hysteresekurven mittels des SQUID-Magnetometers von a) Probe Y, b) Probe G. Der paramagnetische Anteil des GGG-Substrats wurde bereits korrigiert. Gemessen wurde in in-plane-Geometrie bei RT.

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

Abb. 5.4 zeigt die mittels des SQUID-Magnetometers aufgenommenen Hysteresekurven für Probe Y (a)) und G (b)). In Sättigung kann ein magnetisches Moment der Probe Y von $(1,49 \pm 0,01) \cdot 10^{-5}$ emu (Abb. 5.4 a)) bzw. $(8,77 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$ emu für Probe G (Abb. 5.4 b)) bestimmt werden. Zur Bestimmung der Sättigungsmagnetisierung ist das Volumen der YIG-Schicht in der jeweiligen Probe zu berechnen. Ergebnisse aus Messungen der Röntgenreflektometrie ergaben eine YIG-Schichtdicke von 23 nm für Probe Y. Die Fläche bei dieser Probe wird mittels eines Polygonenzug einer optischen Mikroskopaufnahme ermittelt und beträgt 6 mm^2 . Es ergibt sich ein YIG-Volumen in Probe Y von $1,38 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$. Eine analoge Vorgehensweise führt bei dem untersuchten Stück von Probe G (Probenfläche $5 \times 5 \text{ mm}^2$) zu einem YIG-Volumen von $8,08 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$. Die Sättigungsmagnetisierung beträgt bei RT somit $(108 \pm 3) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ für Probe Y und $(109 \pm 3) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ für Probe G. Innerhalb der Fehlergrenzen sind beide Sättigungsmagnetisierungen gleich, dennoch um ca. 22% kleiner als der berichtete Bulk-Wert von $140 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ bei RT [HRT74]. Die geringere Sättigungsmagnetisierung kann sowohl durch Eisen- als auch durch Sauerstoffmangel des YIG erklärt werden [MG10]. Das Koerzitivfeld von Probe G ist mit $(4,9 \pm 0,7) \text{ Oe}$ im Vergleich zur Probe Y mit $(1,1 \pm 0,1) \text{ Oe}$ leicht erhöht. Um SRO auf Ferromagnetismus zu überprüfen, wurde Probe G auf 50 K (T_C von SRO beträgt 150 K) gekühlt und anschließend eine in-plane-Hysteresekurve aufgenommen. Dabei konnte neben der Hysteresekurve des YIG im Rahmen der Messgenauigkeit kein weiteres ferromagnetisches Signal detektiert werden.

In Abb. 5.5 a) ist die Resonanzfrequenz- H_{FMR} -Abhängigkeit in in-plane-Geometrie gemessen an Probe Y dargestellt. Die rote Linie zeigt die Anpassung der Funktion in Gl. (3.5) an die Messwerte. Das gyromagnetische Verhältnis γ der Probe Y wird zu dem Wert $(2,78 \pm 0,01) \frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$ bestimmt bzw. die effektive Magnetisierung M_{eff} zu $(166 \pm 10) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. Die gleiche Analyse führt bei Probe G zu $(2,82 \pm 0,01) \frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$ für γ bzw. zu $(166 \pm 10) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ für M_{eff} (Abb. 5.5 b)). FMR Messungen in out-of-plane-Geometrie ergeben nach Gl. (3.6) eine Sättigungsmagnetisierung von M_S von $(127 \pm 14) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ für Probe Y (Abb. 5.6 a)) bzw. $(133 \pm 15) \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ für Probe H (Abb. 5.6 b)). Da sowohl die effektiven Magnetisierungen als auch die Sättigungsmagnetisierungen von Probe Y und von Probe G bzw. H sich nicht signifikant unterscheiden, kann davon ausgegangen werden, dass die SRO-Schicht keinen Beitrag zur ermittelten Sättigungsmagnetisierung hat. Nur die YIG-Schicht trägt zur gemessenen Sättigungsmagnetisierung bei. Ein Vergleich der errechneten Werte zeigt im Rahmen der Messunsicherheiten vergleichbare Werte für die Messungen mittels SQUID und mittels der Anpassung durch die out-of-plane-Kittelgleichung. Unterschiedliche Werte zwischen effektiver Magnetisierung und Sättigungsmagnetisierung deuten auf

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

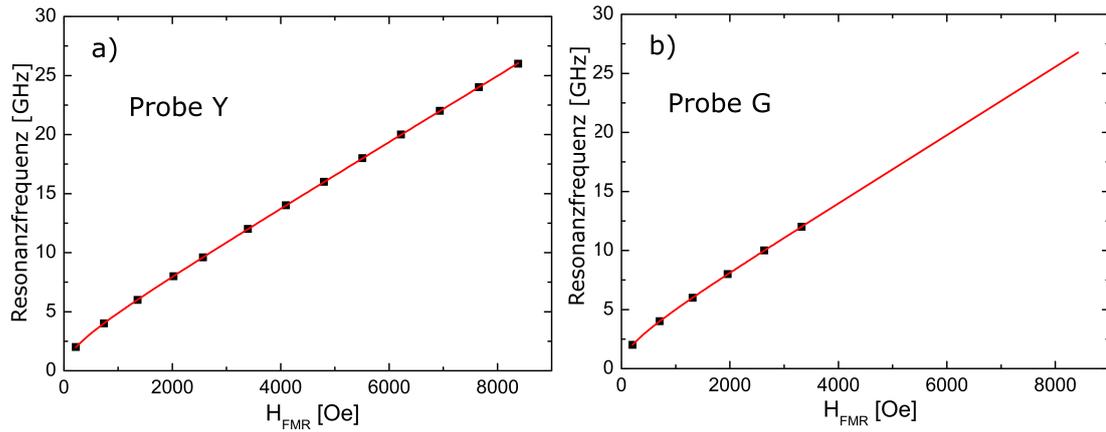


Abbildung 5.5.: Resonanzfrequenz- H_{FMR} -Abhängigkeit in in-plane Geometrie von a) Probe Y und b) Probe G. Die rote Linie ist die Anpassung der Funktion in Gl. (3.5) an die Messwerte.

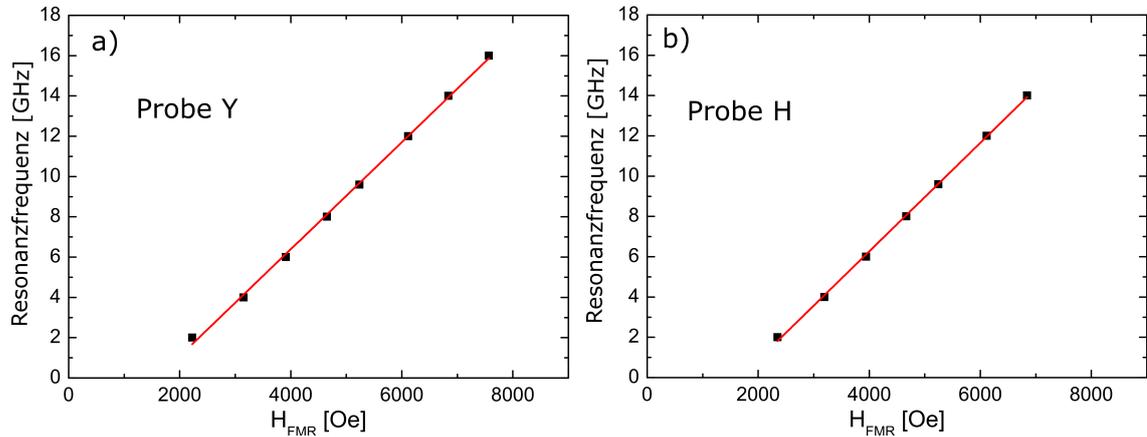


Abbildung 5.6.: Resonanzfrequenz- H_{FMR} -Abhängigkeit in out-of-plane-Geometrie von a) Probe Y und b) Probe H. Die rote Linie ist die Anpassung der Funktion in Gl. (3.6) an die Messwerte.

eine out-of-plane-Anisotropie im YIG hin. Diese beträgt hier ca. 490 Oe und entspricht damit ungefähr dem Wert, wie in dem von Hauser et al. vorgestellten YIG [HRH⁺16, HER⁺17].

5.5. Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz

Die Linienbreite der FMR aller Proben aus Tab. 5.1 wird bei 9,6 GHz untersucht. Exemplarisch sind die FMR-Spektren für die Proben Y, E und C in Abb. 5.7 a), b) und c) dargestellt. Die Fitfunktion aus Gl. (3.3) wird an die Messdaten angepasst

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

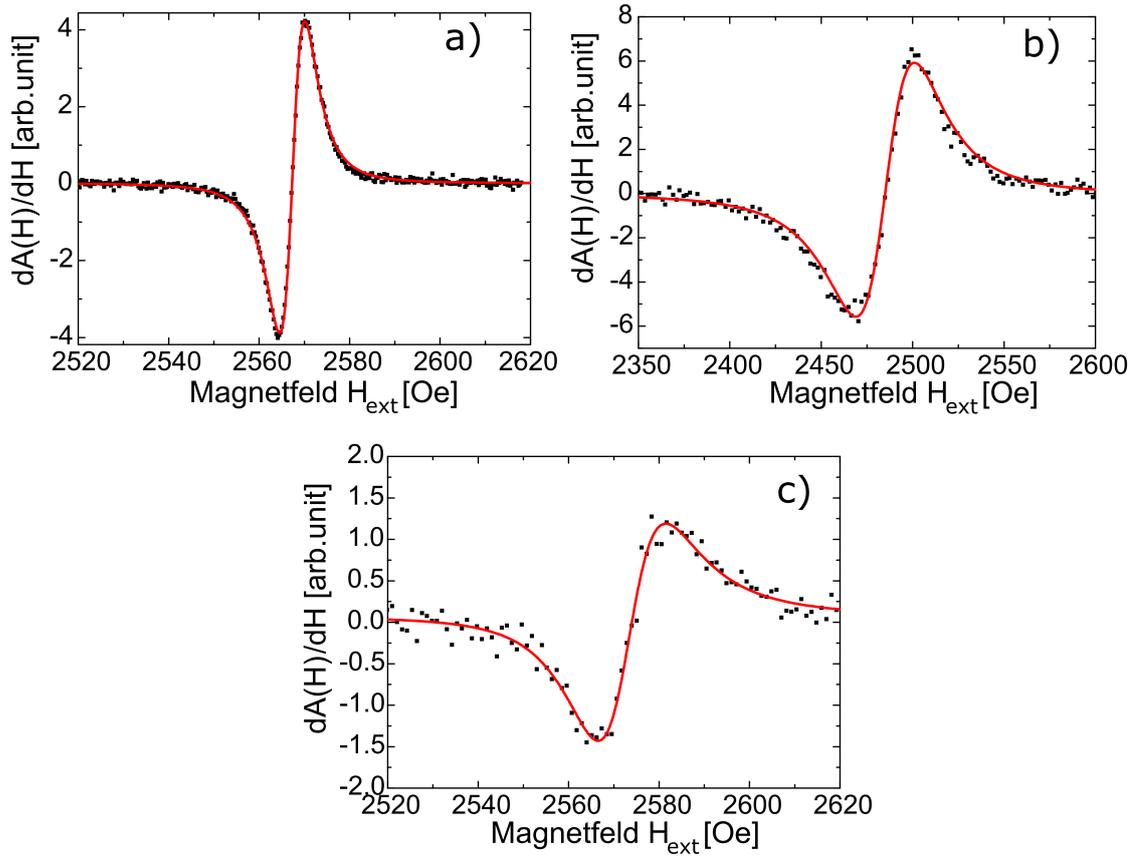


Abbildung 5.7.: FMR-Spektren der Proben a) Y mit $\Delta H = (4,9 \pm 0,3) \text{ Oe}$, b) E mit $\Delta H = (27,7 \pm 0,5) \text{ Oe}$, c) C mit $\Delta H = (13,0 \pm 1,0) \text{ Oe}$. Die Linienbreiten sind mittels Fits der Funktion aus Gl. (3.3) bestimmt worden.

und die Linienbreite extrahiert. Es ergibt sich für die reine 27 nm YIG-Schicht eine Linienbreite von $(4,8 \pm 0,3) \text{ Oe}$. Für Probe E bzw. C konnte ΔH zu $(27,7 \pm 0,7) \text{ Oe}$ bzw. $(13 \pm 1) \text{ Oe}$ bestimmt werden. Aufgrund der Schichtdickenschwankung des YIG scheinen auch die Linienbreiten stark von Probe zu Probe zu variieren. Der permanente Fluss von Spins reduziert den Präzessionswinkel und vergrößert die Dämpfung der YIG-Schicht, was nach Gl. (2.17) in einer Vergrößerung der Linienbreite resultiert [TBB02b, TBB02a, HBM⁺11, AVLaRS⁺11]. In allen genannten SRO/YIG-Proben ist diese Vergrößerung zu beobachten, wie der Tab. 5.2 zu entnehmen ist. Da nicht bekannt ist, ob für alle Proben die intrinsische Linienbreite identisch ist, kann eine genauere Analyse nur mit der Bestimmung der Gilbert-Dämpfung erfolgen. Die Gilbert-Dämpfungen werden für die Proben Y, B, C, F, G und H ermittelt. Zur Bestimmung der Dämpfung werden frequenzabhängige Messungen der Linienbreite an diesen Proben vorgenommen. Abb. 5.8 a) zeigt diese Abhängigkeit für die Probe Y. Die Frequenz wird in einem Bereich von 2 GHz bis 26 GHz in 2 GHz Schrit-

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

Probe	nominelle SRO-Schichtdicke [nm]	FMR-Linienbreite [Oe]
A	5	11±1
B*	7,5	34±7
C	9,2	13±1
D	9,5	42±10
E	9,8	28±2
F	10	16±1
G	13,4	36±7
H	15	27±2
Y	0	5±1

Tabelle 5.2.: Liste der hergestellten Proben mit ihren nominellen SRO-Schichtdicken und den ermittelten FMR-Linienbreiten bei 9,6 GHz. Mit * markierte Proben zeigen mehr als nur eine Absorptionslinie. Die Linienbreite der uniformen Mode kann mittels eines Mehrlinienfits extrahiert werden.

ten in in-plane Geometrie und von 2 GHz bis 16 GHz in out-of-plane-Geometrie variiert. Die Gilbert-Dämpfung ergibt sich durch einen linearen Fit gemäß der Gl. (3.4) zu $(6,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ in in-plane und zu $(7,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ in out-of-plane-Konfiguration. Die Linienbreite-Frequenz-Abhängigkeit von Probe C ist in Abb. 5.8 b) gezeigt. Hier kann die Dämpfung mit einer linearen Fitfunktion mit dem Wert $\alpha = (3,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ ermittelt werden. Ein ähnlicher Wert kann für Probe F in Abb. 5.8 c) mit $\alpha = (3,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ bestimmt werden. Probe H in Abb. 5.8 d) zeigt hingegen eine Dämpfung von $\alpha = (5,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$. Die Vergrößerung der Dämpfung durch die SRO-Schicht entspricht folglich einer Größenordnung.

Die Variation der YIG-Schichtdicke von ca. 25 % zwischen den Proben der Probenreihe beeinflusst die Dämpfungsvergrößerung durch das Spinpumpen, gezeigt von Jungfleisch et al. [JCK⁺15]. Während die Messunsicherheiten sich bisher hauptsächlich über Messfehler der einzelnen Messungen ergeben, muss die Schwankung der YIG-Schichtdicke bei einem Vergleich der Dämpfungen untereinander zusätzlich berücksichtigt werden. Abb. 5.9 zeigt ein Diagramm der ermittelten Dämpfungen, aufgetragen über die nominellen SRO-Schichtdicke. Neben den großen Fehlerbalken ist eine deutliche Zunahme der Gilbert-Dämpfung mit wachsender nomineller SRO-Schichtdicke erkennbar. Auf den ersten Blick erscheint dies überraschend, da Wahler et al. eine Spindiffusionslänge in SRO von 1,7 nm bestimmten [WHR⁺16]. Bei sehr viel dickeren Schichten müsste die Dämpfung nicht länger von der SRO-Schichtdicke abhängig sein, sodass Gl. (2.39) gilt. Der Grund für das in Abb. 5.9 gezeigte Verhalten ist mit dem inselförmigen Wachstum der SRO-Schichten zu begründen. Aufgrund der im Vergleich zur Inselhöhe der SRO-Inseln viel kleineren Spindiffusionslänge in SRO ist die zu bestimmende Dämpfung nicht länger von der

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

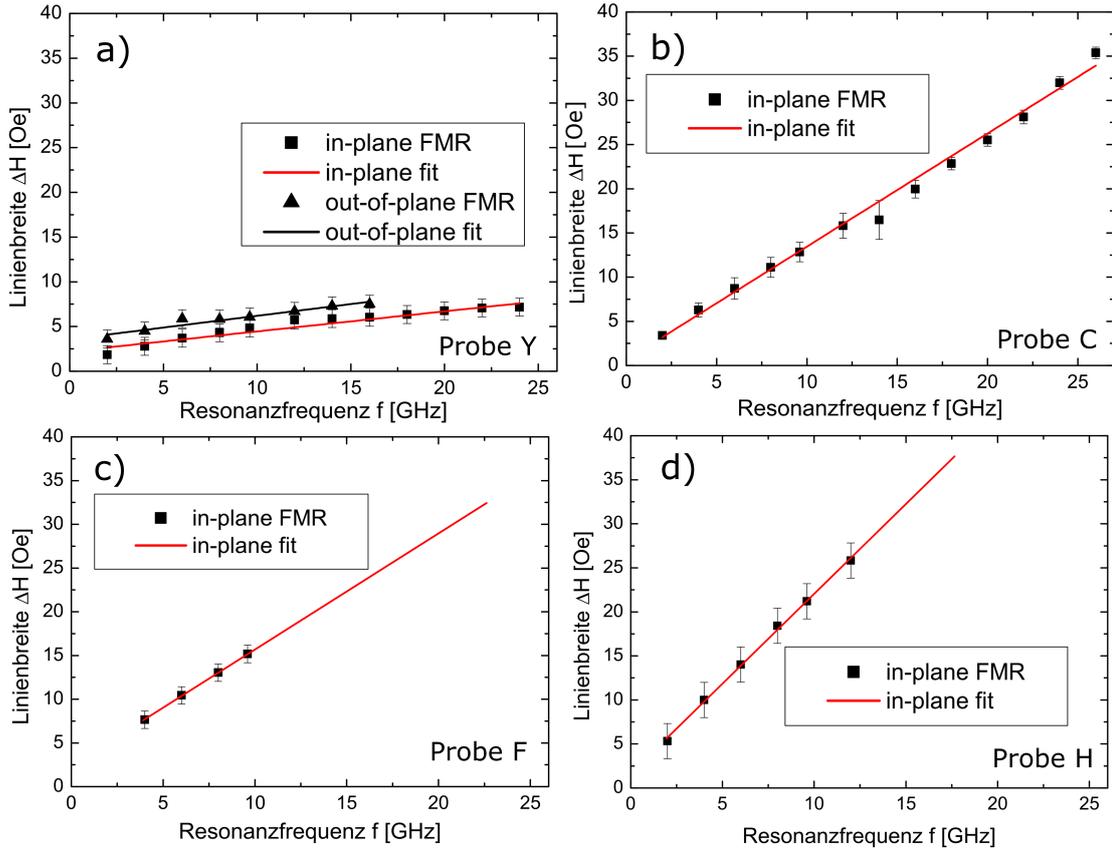


Abbildung 5.8.: Bestimmung der Dämpfungskonstante von a) Probe Y (in-plane und out-of-plane, b) Probe C (in-plane), c) Probe F (in-plane) und d) Probe H (in-plane). Die Linien sind die linearen Fits zur Bestimmung von α .

Inseldicke abhängig, sondern erhöht sich proportional mit dem Bedeckungsgrad. Der Bedeckungsgrad steigt für geringe Bedeckungen linear, für große Bedeckungen nähert sich der Bedeckungsgrad jedoch langsam der Sättigung [BSKB05]. Für fast geschlossene SRO Schichten sollte sich die Dämpfung somit sättigen. Anhand des Diagramms lässt sich aufgrund der großen Fehlerbalken keine Aussage über eine mögliche Linearität oder Sättigung tätigen. Sowohl eine lineare Kurve als auch eine Sättigungskurve sind im Rahmen der Fehlerbalken möglich. Die TEM-Aufnahme in Abb. 5.3 d) deutet auf eine (nahezu) geschlossene SRO-Schicht bei Probe H hin. Diese Tatsache wird auch durch die Probenwiderstände R in Tab. 5.3 unterstützt. Die sprunghafte Widerstandsänderung von Probe E zu F kann als Anzeichen für eine geschlossene Schicht gesehen werden. Dies wird in Kap. 5.6 zusammen mit dem ISHE genauer diskutiert.

Nach Gl. (2.39) lässt sich mit Probe H eine untere Grenze für die Spin-Mixing-Conductance von SRO/YIG angeben. Es ergibt sich $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ zu $9,6 \cdot 10^{19} \frac{1}{m^2}$. Diese

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

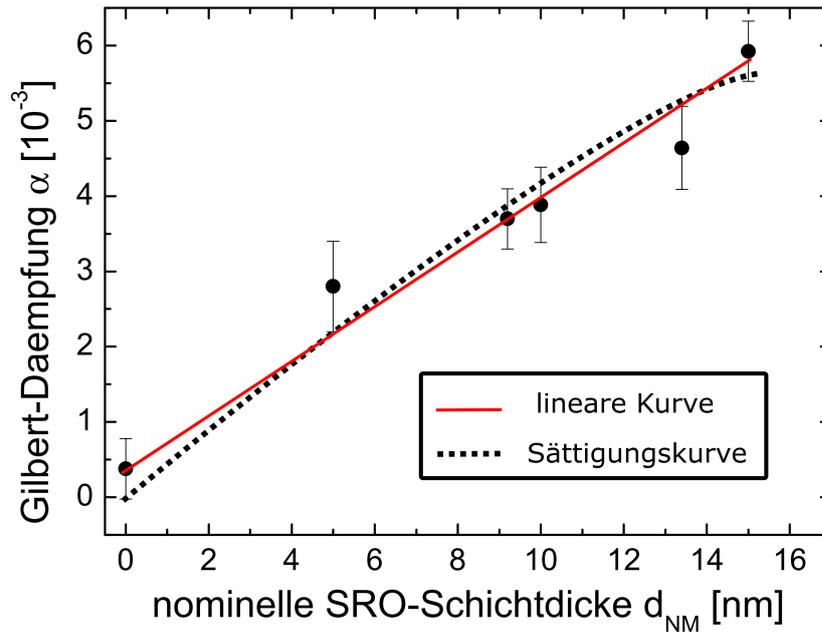


Abbildung 5.9.: Gilbert-Dämpfung als Funktion der nominellen SRO-Dicken. Die hinzugefügten Kurven sollen dem Betrachter auf eine mögliche Linearität (rot) oder Sättigung (gestrichelt) hinweisen.

untere Grenze ist zwei Größenordnungen größer als $g^{\uparrow\downarrow} = 1,3 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{m}^2}$ von Pt/YIG [QAU+13].

5.6. Untersuchung des ISHE für verschiedene Dicken

Von den acht Proben konnte bei sechs der ISHE detektiert werden. Abb. 5.10 zeigt exemplarisch an Probe C solch eine Messung der ISH-Spannung als Funktion des Magnetfeldes. Die typische Charakteristik ist deutlich zu sehen. Das Ändern der Polarität des angelegten Magnetfeldes resultiert in einer Änderung der Polarität der ISH-Spannung. Diese Charakteristik ist bei allen Proben mit detektierbarem ISHE beobachtbar. Zur Bestimmung der Peak-Spannung werden die Kurven, wie in Abb. 5.10 gezeigt, durch Lorentzfits angepasst. Die Peakspannungen für alle Proben dieser Probenserie sind in Tab. 5.3 gelistet.

Ausgehend von der Schichtmorphologie folgt die Spannungs-Schichtdicken-Abhängigkeit einem komplexeren Verhalten. Während die Dämpfungsabhängigkeit dem Bedeckungsgrad des SRO folgt, hängt der ISHE zusätzlich vom Widerstand innerhalb der Schicht ab. Speziell für Schichten, welche sich aus Inseln zusammensetzen, müssen verschiedene Fälle betrachtet werden.

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

Proben	d_{NM} [nm]	R [k Ω]	U_{ISHE} [μ V]	I_{ISHE} [$10^{-2}nA$]
A	5	$(7,5 \pm 1,9) \cdot 10^3$	0	0
B	7,5	132 ± 33	0	0
C	9,2	$30,6 \pm 7,65$	$1,1 \pm 0,3$	$3,6 \pm 1,4$
D	9,5	$38,0 \pm 9,5$	$0,19 \pm 0,05$	$0,50 \pm 0,18$
E	9,8	$36,0 \pm 9,0$	$0,1 \pm 0,03$	$0,28 \pm 0,11$
F	10	$6,1 \pm 1,5$	$3,0 \pm 0,8$	$49,2 \pm 17,9$
G	13,4	$8,1 \pm 2,0$	$0,31 \pm 0,08$	$3,8 \pm 1,4$
H	15	$7,5 \pm 1,9$	$0,85 \pm 0,2$	$11,3 \pm 3,9$

Tabelle 5.3.: Liste von allen hergestellten Proben mit ihren nominellen SRO-Schichtdicken d_{NM} , den Schichtwiderständen R , U_{ISHE} (Peak-Spannung bestimmt mithilfe eines Lorentzfits) und dem sich ergebenden Strom I_{ISHE} .

Für sehr geringe Bedeckungen ist die Perkolationschwelle nicht erreicht. Es gibt keine leitfähige Verbindung zwischen den beiden Enden der Probe, zwischen denen die ISH-Spannung gemessen wird (Abb. 5.11 a)). Dementsprechend kann kein ISHE detektiert werden, obwohl die Dämpfung durch das Spinpumpen in die Inseln erhöht wird. Wird mehr Material deponiert, steigt sowohl die Verteilungsdichte der Inseln als auch die Inselgröße. An einem bestimmten Punkt ist das Perkolationslimit erreicht und es gibt einen oder mehrere leitfähige Pfade (Abb. 5.11 b)). In diesem Fall ermöglichen diese Pfade eine Detektion der ISH-Spannung. Dennoch ist ein genauer Wert der ISH-Spannung schwer zu bestimmen, da sie auch von dem lokalen Widerstand der Probe abhängt. Aufgrund des Inselwachstums kann der Widerstand sogar zwischen zwei Leitpfaden variieren. Weiterhin sind die Leitpfade nicht geradlinig zwischen beiden Enden. In bestimmten Bereichen kann ein Teil des Leitpfades in eine entgegengesetzte Richtungen laufen. Für eine konstante Leitfähigkeit sollte die ISH-Spannung vergleichbar mit direkten Leitpfaden sein. Besitzen jedoch unterschiedliche Bereiche unterschiedliche spezifische Widerstände, so wird die ISH-Spannung nicht berechenbar. Die Spannung kann so höher oder niedriger als die ISH-Spannung einer homogenen geschlossenen Schicht sein. Dass der Fall unterschiedlicher spezifischer Widerstände angenommen werden kann, wird mittels unterschiedlicher beobachteter Phasen in den TEM-Aufnahmen in Abb. 5.3 a) begründet. Weiterhin sind einzelne Leitpfade in Parallelschaltung verknüpft und erzeugen unterschiedliche ISH-Spannungen. Die Annahme eines nicht vorhandenen Stromflusses zwischen den Leitpfaden muss hier nicht erfüllt sein. Ist in einem dritten Fall das Substrat jedoch nahezu komplett von Inseln bedeckt, kann die Schichtdicke als uniform betrachtet werden (Abb. 5.11 c)). In diesem Fall wird eine nach Azevedo et al. beschriebene Schichtdickenabhängigkeit des ISHE erwartet [AVLaRS⁺11]. Ei-

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

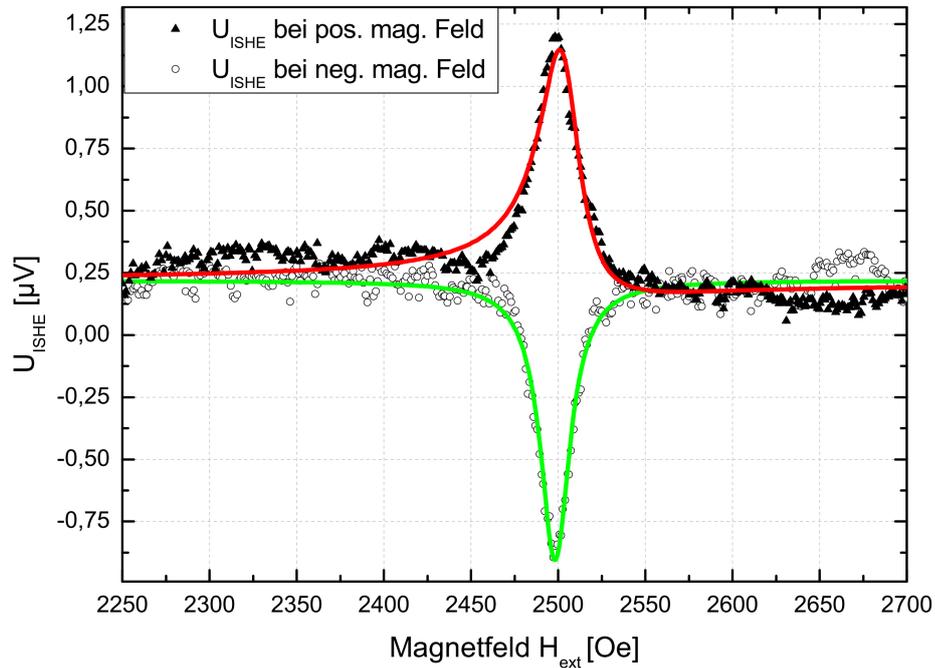


Abbildung 5.10.: Messung des ISHE für positive und negative Polarität des angelegten Magnetfeldes. Eine Feldumpolung bewirkt eine Änderung der ISHE-Polarität. Die rote Linie zeigt den Lorentzfit für ein positives Magnetfeld, die grüne für ein negatives Magnetfeld.

ne gute Möglichkeit, diese drei Fällen voneinander zu unterscheiden, ist durch die Messung des Schichtwiderstandes der Proben gegeben. Gemessen wird der Widerstand zwischen den zwei Kontakten, an denen auch die ISH-Spannung gemessen wird. Da alle Kontakte mit Silberleitlack befestigt worden sind, wird eine Länge von $4,0 \pm 1,0$ mm angenommen. Entsprechend wird der Fehler des Widerstandes mit 25 % abgeschätzt. Alle Widerstandswerte der Proben sind in Tab. 5.3 angegeben. Der beschriebene Trend ist deutlich zu erkennen. Für Probe A, mit nominell 5 nm SRO-Schichtdicke, kann ein Widerstand von einigen $M\Omega$ bestimmt werden, was indiziert, dass das Perkolationslimit kaum erreicht ist. Für Probe B (7,5 nm) ist der Widerstand schon um das fünfzigfache gesunken. Für eine nominelle Schichtdicke von 9,2 nm (Probe C) ist der Widerstand im Vergleich zu Probe B um den Faktor vier reduziert. Da eine ISH Spannung gemessen werden kann, ist davon auszugehen, dass mehrere Leitpfade existieren. Die Widerstände der Proben C, D und E sind im Rahmen der Messgenauigkeit gleich. Für die Proben F, G und H konnten ebenfalls ähnliche Widerstände ermittelt werden, allerdings im Vergleich zu C, D und E um einen Faktor fünf geringer. In diesem Fall beginnen sich die Schichten zu schließen oder sind schon geschlossen, was die sprunghafte Widerstandsänderung von Probe

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

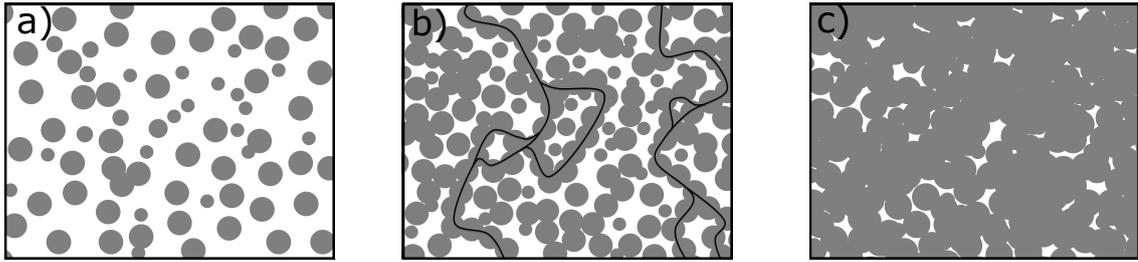


Abbildung 5.11.: Schematische Darstellung der verschiedenen Morphologien der SRO-Schicht. In a) ist die Perkolationschwelle nicht erreicht, in b) ist das Perkoalitionslimit erreicht und in c) bedecken die Inseln nahezu komplett das Substrat zu einer nahezu geschlossenen Schicht.

E zu F erklären kann. Dementsprechend ergibt sich der Widerstand nicht aus verbundenen Inseln, sondern aus einer Schicht mit Löchern. Es ist anzumerken, dass der Widerstand von Probe F (10 nm) näher am Widerstand von Probe H (15 nm), als von Probe C (9 nm) ist. Die TEM-Aufnahmen in Abb. 5.3 a) und b) machen deutlich, dass die Schicht von Probe F aus unbekanntem Gründen in einer anderen Morphologie abgeschieden worden ist. So ist zwar die Durchschnittsdicke geringer als die von der 15 nm SRO-Schicht (Probe H), allerdings scheint sie ebenfalls homogener zu sein. Aufgrund der Gleichmäßigkeit der Schicht ergibt sich somit ein relativ geringer Widerstand. Die Probenwiderstände der Proben F, G und H sind entgegen den Erwartungen für Schichtwiderstände nicht inversproportional zu den nominell abgeschiedenen SRO-Schichtdicken. Die Abweichung von der Inversproportionalität kann mit den in Abb. 5.3 b) und f) gezeigten, nicht homogenen SRO-Schichtdicken begründet werden. Um zu überprüfen, ob der ISHE dem erwarteten Trend folgt, werden alle ISH-Spannungen zu ISH-Strömen normiert. Alle Proben können aufgrund der gleichen Probengröße und dem gleichen Anregungsfeldbereich miteinander verglichen werden. Es reicht daher, den gemessenen Gesamtwiderstand zu verwenden. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass die Suszeptibilität und das Anregungsfeld an sich bei allen Proben gleich sind, die Fehlerbalken jedoch aufgrund der unterschiedlichen YIG-Schichtdicken angepasst werden müssen. Für die ISH-Ströme können drei unterschiedliche Bereiche definiert werden: Im ersten Bereich mit hohen Widerständen ist kein ISHE zu beobachten. Im zweiten Bereich mit Widerständen von ca. $30 \text{ k}\Omega$ ist der ISH-Strom kleiner als $3,6 \cdot 10^{-2} \text{ nA}$. Für Proben mit geringen Widerständen (ca. $7 \text{ k}\Omega$) ist der ISH-Strom in der Größenordnung von 10^{-1} nA . Eine Ausnahme stellt hier Probe G dar. Es wird vermutet, dass sich hier die YIG-Schichtdicke sich deutlich von nominell 27 nm unterscheidet. Dies hätte keinen Effekt auf den zu messenden Gesamtwiderstand des SRO, jedoch auf die detektierte ISH-Spannung, da

5. ISHE bei einem granularen Spindetektor (SRO auf YIG)

der gepumpte Spinstrom, und damit die ISH-Spannung, von der YIG-Schichtdicke abhängt.

Die diskutierten Resultate zeigen, dass bei inhomogenem Wachstum oder sogar Inselwachstum der ISHE stark von dem vorgestellten Verhalten von homogenen Schichten nach Azevedo et al. abweicht [AVLaRS⁺11]. Erst eine Studie über die Morphologie des Spindetektors zeigt im Detail, ob die in der Literatur beschriebenen Modelle für geschlossene Schichten angewendet werden dürfen. Gerade im Bereich von ultradünnen Schichten, bei denen oft die Spindiffusionslänge über die ISH-Spannungs-Schichtdickenabhängigkeit bestimmt wird, müssen die beschriebenen Effekte als zusätzliche Fehlerquelle berücksichtigt werden.

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

In diesem Kapitel soll das Spinpumpen durch granulare Materialien diskutiert werden. Im ersten Abschnitt wird das Schichtsysteme Pt(10)/C₆₀(x)/YIG(19) (ex-situ) und die daraufhin durchgeführten Charakterisierungen vorgestellt. Daraufhin wird ein Modell zur Erklärung der Messergebnisse vorgestellt. Danach werden zwei weitere Probenreihen mit DH4T als Zwischenschicht hergestellt. Dazu werden 19 nm ex-situ und 200 nm kommerziell hergestelltes YIG als Spininjektor und 13 nm Pt als Spindetektor verwendet. Diese Proben werden abschließend ebenfalls auf Spinpumpen untersucht.

6.1. Spinpumpen durch C₆₀

Das Spinpumpen durch C₆₀ wird in diesem Abschnitt charakterisiert. TEM-Aufnahmen zeigen die Struktur der hergestellten Schichten. Weiterhin werden die ferromagnetische Resonanz und der ISHE der Proben untersucht.

6.1.1. Abscheidung

Bevor die Pt/C₆₀/YIG-Proben hergestellt werden, wird die Depositionsrate von C₆₀ bestimmt und der Tooling-Faktor der OMBD-Quarzwaage auf diese Depositionsrate justiert. Dazu wird ein Siliziumsubstrat gemäß Anhang B auf dem Probenhalter befestigt und in die OMBD-Kammer eingeschleust. Anschließend wird die mit C₆₀ gefüllte Knudsenzelle auf 404 °C erhitzt. Das Substrat wird für 275 min in den resultierenden Molekularstrahl platziert. Diese Probe wird im Folgenden Probe CZ genannt. Um die C₆₀-Schichtdicke der Probe CZ zu bestimmen, wird diese ausgeschleust und die Oberfläche mittels eines Skalpels angeritzt. Da C₆₀ ein weiches Material ist, Silizium jedoch ein hartes Material, wird an der freigekehrten Stelle nur C₆₀ entfernt. Somit kann mit einem Profilometer die Dicke der C₆₀-Schicht entlang des Kratzers bestimmt werden. Tab. 6.1 zeigt die an sechs verschiedenen Stellen gemessene Dicken. Es ergibt sich eine durchschnittliche Dicke von 43,9 nm mit einer

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

C ₆₀ -Dicke [nm]	43,9	45,5	42,6	44,9	45,1	41,2	Ø43,9
-----------------------------	------	------	------	------	------	------	-------

Tabelle 6.1.: C₆₀-Dicken gemessen an sechs Stellen entlang des Kratzers bei Probe CZ.

Abweichung von 2,7 nm. Ausgehend von der durchschnittlichen Dicke ergibt sich eine Depositionsrate von $(0,16 \pm 0,01) \frac{\text{nm}}{\text{min}}$. Im Folgenden wird diese Depositionsrate für das Wachstum von C₆₀ als konstant angenommen. Alle im Weiteren angegebenen Schichtdicken entsprechen somit nominellen Schichtdicken nach dieser Rate.

Zur Herstellung des Schichtsystems Pt/C₆₀/YIG werden YIG/GGG-Proben mit 19 nm ex-situ-YIG nach Anhang B auf den Probenhalter montiert. Um Schichtdickenschwankungen des YIG wie in Kap. 5 zu vermeiden, werden alle YIG/GGG-Proben innerhalb eines kurzen Zeitintervalls hergestellt. Der Probenhalter wird anschließend in die OMBD-Kammer eingeschleust. Nach der Deposition der C₆₀-Schichten werden die Proben ohne Brechen des Vakuums in die Sputterkammer transferiert. Der Hintergrunddruck bleibt dabei stets auf höchstens $4 \cdot 10^{-8}$ mbar. Bei einer Leistung von 25 W und einem Argonprozessdruck von $6,7 \cdot 10^{-3}$ mbar wird auf jede Probe 13 nm Pt abgeschieden. Die Proben können anschließend ausgeschleust und auf eine Größe $2 \times 5 \text{ mm}^2$ gespalten werden. Insgesamt werden zehn Proben mit einer C₆₀-Zwischenschicht und eine Referenzprobe Pt/YIG hergestellt. In Tab. 6.2 sind alle Proben mit ihren nominellen C₆₀-Schichtdicken gelistet. Schließlich wird noch eine 19 nm ex-situ-YIG-Schicht auf GGG ohne Pt als Referenzschicht hergestellt. Diese Probe wird als YR bezeichnet.

Probe	C0	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9	C10
d _{C₆₀} [nm]	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Tabelle 6.2.: Alle hergestellten Proben zur Charakterisierung des Spinpumpens mit dem Schichtsystem Pt(13)/C₆₀(d_{C₆₀})/YIG(19).

6.1.2. TEM-Charakterisierung

Für ein genaueres Verständnis der strukturellen Eigenschaften werden die Proben C1, C3, C6 und C10 für die TEM-Charakterisierung präpariert. Abb. 6.1 zeigt die jeweiligen TEM-Aufnahmen. Die YIG-Schichten sind wie erwartet homogen und monokristallin abgeschieden. Mit einer Differenz von $\pm 2 \text{ nm}$ weichen die Schichtdicken um ca. 10% von den angestrebten 19 nm ab. Weiterhin ist das Inselwachstum der C₆₀-Schicht in allen TEM-Aufnahmen deutlich zu erkennen. In C1 (Abb. 6.1 a)) ist die Anzahl der Inseln deutlich geringer als in C3 (Abb. 6.1 b)). In C6 sind

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

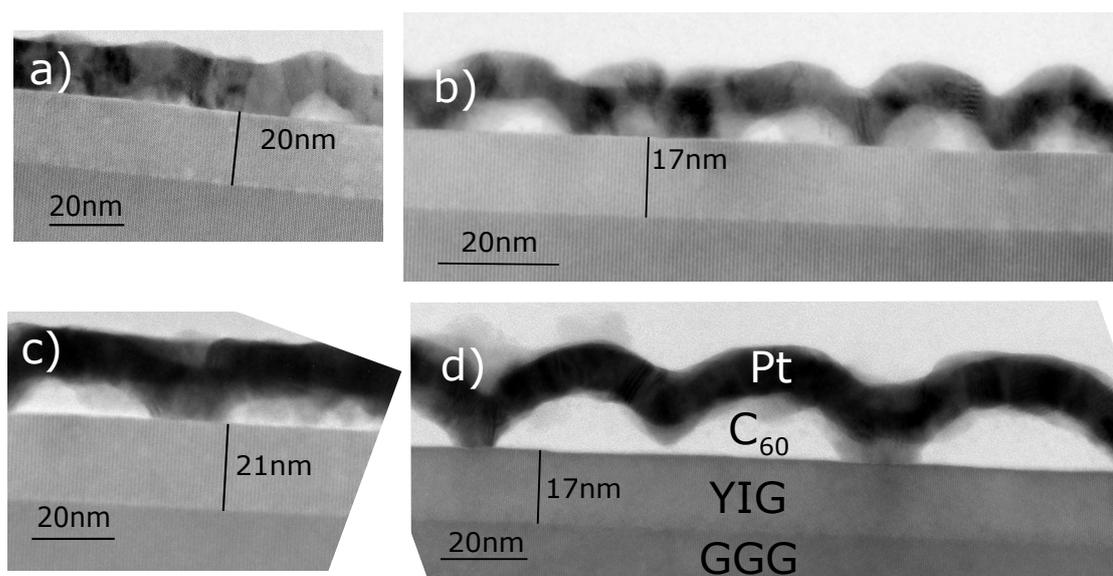


Abbildung 6.1.: TEM-Aufnahmen der Proben C1, C3, C6 und C10 (a,b,c,d). Mit größerer nomineller Schichtdicke erhöht sich die Anzahl der Inseln, die Inselhöhe bleibt jedoch konstant (siehe a-c). Erst wenn die Schicht nahezu geschlossen ist, vergrößert sich die Inselhöhe.

die C_{60} -Inseln miteinander verbunden, weshalb in Abb. 6.1 c) abgeflachte C_{60} -Inseln zu erkennen sind. Die Inselhöhe der Inseln beträgt bei den Proben C1, C3 und C6 ca. 5 nm. In Abb. 6.1 d) (Probe C10) ist die C_{60} -Schicht fast geschlossen. Die dort gezeigten Inseln besitzen eine Inselhöhe von ca. 13 nm. Eine eindeutige C_{60} -Dicke kann aufgrund der Inseln nicht angegeben werden. Im Folgenden werden deshalb die nominellen Dicken als Maß für die Menge des deponierten C_{60} aufgefasst. Betrachtet man die Pt-Schichten in den TEM-Abbildungen, so fällt auf, dass diese ebenfalls homogen abgeschieden werden. Mit einer Schichtdicke von (13 ± 1) nm ergibt sich eine Pt-Dickenunauigkeit von ca. 8 %.

6.1.3. Magnetisierungsbestimmung über FMR-Resonanzpositionen

Um einen Einfluss der C_{60} -Schichten auf die Magnetisierung des YIG auszuschließen, werden für die Proben YR, C0, C4, C6 und C9 die effektiven Magnetisierungen bestimmt. Eine Charakterisierung mittels SQUID kann hier nicht durchgeführt werden, da zur Demontage der Proben vom SQUID-Probenhalter Aceton und Isopropanol verwendet werden müssen. C_{60} ist allerdings sowohl in Aceton als auch in Isopropanol stark löslich. Aus diesem Grund wird M_{eff} aus den Resonanzfrequenzen als Funkti-

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

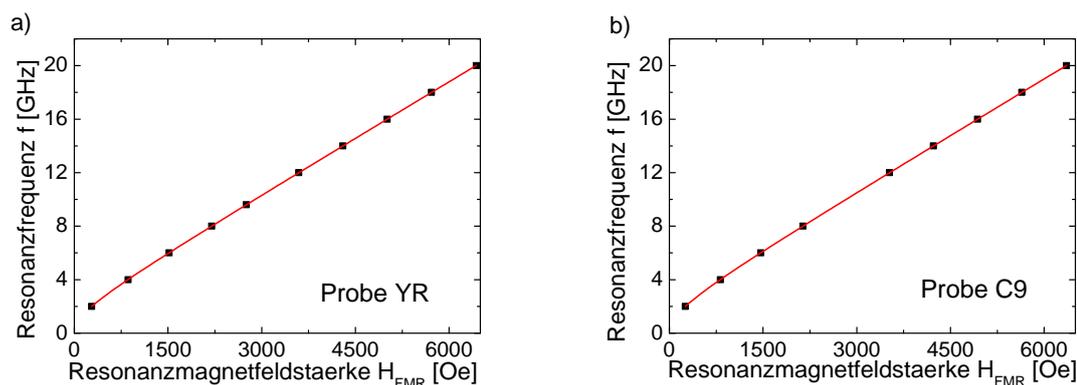


Abbildung 6.2.: Anpassung der in-plane Kittelformel als Funktion der Resonanzfrequenz an die Resonanzmagnetfeldstärke für a) Probe YR, b) Probe C9.

on der H_{FMR} (Resonanzmagnetfeldstärke) in-plane-Geometrie bestimmt. Dazu wird nach Gl. (3.5) eine Funktion an den sich ergebenden Verlauf angepasst und die Parameter extrahiert. Abb. 6.2 zeigt dies exemplarisch für die Proben YR (a)) und C9 (b)). In Tab. 6.3 sind alle ermittelten Parameter der Proben zusammengefasst. Wie bereits in Kap. 3.2.4 erwähnt, ergibt sich für γ ein Wert von $(2,80 \pm 0,02) \frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$.

Probe	C0	C4	C6	C9	YR
$\gamma \left[\frac{\text{MHz}}{\text{Oe}} \right]$	$2,82 \pm 0,02$	$2,82 \pm 0,02$	$2,82 \pm 0,02$	$2,8 \pm 0,02$	$2,8 \pm 0,02$
$M_{eff} \left[\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3} \right]$	119 ± 10	126 ± 10	128 ± 10	132 ± 10	120 ± 10

Tabelle 6.3.: Extrahierte Parameter γ , und M_{eff} aus der Anpassung der Fitfunktion nach Gl. (3.5) für Probe C0, C4, C6, C9 und YR .

Weiterhin kann der Tabelle eine effektive Magnetisierung im Bereich von $119 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ bis $132 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ entnommen werden. Sie sind im Rahmen der Messunsicherheiten miteinander vergleichbar. Die gefundenen Werte für γ und M_{eff} stimmen mit berichteten Werten für ex-situ-YIG-Schichten [HRH⁺16] überein. Die Streuung von $13 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ wird auch von Hauser et al. [HER⁺17] beobachtet und kann auf die Stöchiometrie der YIG-Schicht zurückgeführt werden [MKG09, MG10]. Dementsprechend beeinflussen sowohl Pt als auch C₆₀ die Magnetisierung des YIG nicht.

6.1.4. Analyse der FMR-Linienbreiten

Die FMR-Linienbreiten der Proben werden ebenfalls bestimmt. Abb. 6.3 zeigt exemplarisch die Absorptionsspektren der Proben C0 (a)), C6 (b)) und YR (c)) bei 9,6 GHz bei einer Hochfrequenzleistung von 1 mW. Die in Gl. (3.3) gegebene Funk-

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

tion wird an die Spektren angefügt. In Abb. 6.3 b) und c) tritt neben der Absorptionslinie der uniformen Mode zusätzlich eine weitere Absorptionslinie, verursacht durch eine Spinwelle, auf. Folglich wird ein Zweilinienfit verwendet, um die uniforme Mode aus der Superposition beider Linien zu extrahieren. Die blaue Linie zeigt jeweils die Absorption verursacht durch die uniforme Mode, die orangefarbene die Absorption durch eine Spinwelle und die rote die resultierende Superpositionen beider Linien. Es ergibt sich für C6 eine Linienbreite (Absorptionslinie der uniformen Mode) von $(6,3 \pm 0,5)$ Oe und für YR $(4,30 \pm 0,05)$ Oe. Eine Spinwelle bei

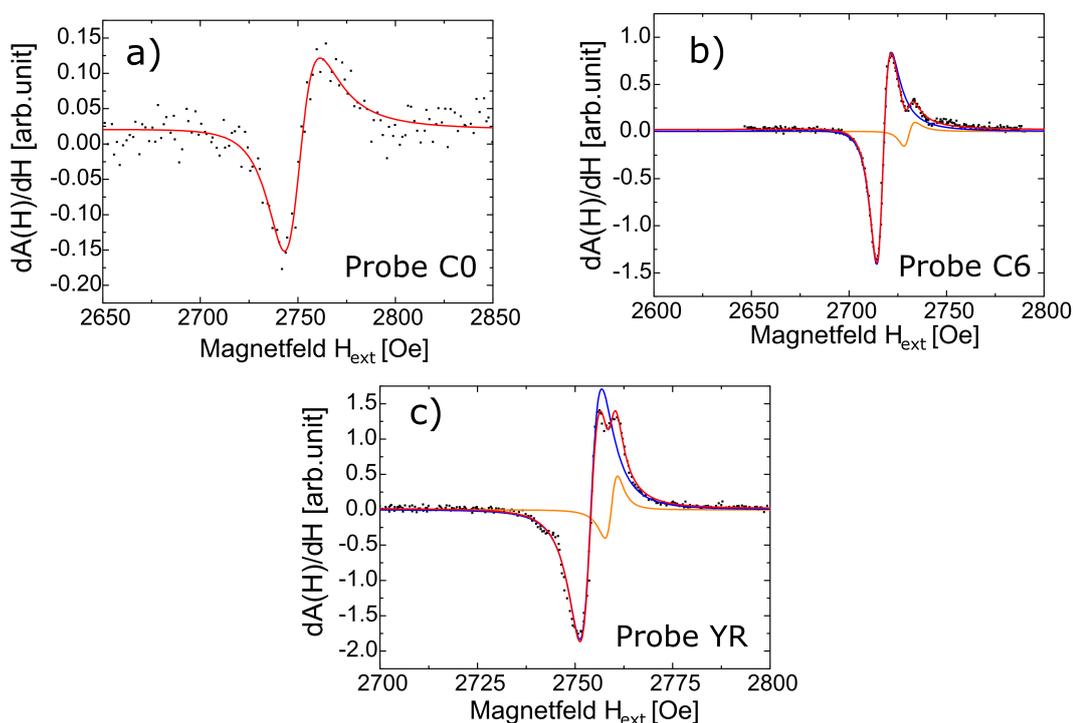


Abbildung 6.3.: FMR-Linienbreiten mit ihren Fits (rot) für a) Probe C0, b) C6 und c) YR bei einer Frequenz von 9,6 GHz und einer Anregungsleistung von 1 mW.

C0 konnte weder bei dem gezeigten, verbrauchten FMR-Spektrum, noch bei einem hier nicht gezeigten rauscharmen 2 GHz-Spektrum detektiert werden. Ein Einlinienfit ist somit anwendbar. Es ergibt sich bei 9,6 GHz ein ΔH von $(15,0 \pm 0,5)$ Oe. Die unterschiedlichen Resonanzmagnetfeldstärken ergeben sich aus den leicht unterschiedlichen Sättigungsmagnetisierungen (Tab. 6.3).

Ausgehend von den Linienbreiten werden unterschiedliche Dämpfungen für die verschiedenen Proben erwartet. Die Dämpfungen werden aus der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite bestimmt. Beispielfhaft ist die Dämpfungsbestimmung für die Proben C0, C6 und YR in Abb. 6.4 dargestellt. Es ergeben sich die Dämpfungs-

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

en $(4,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$, $(1,60 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$ und $(0,77 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$ für C0 (Abb. 6.4 a)), C6 (Abb. 6.4 b)) bzw. YR (Abb. 6.4 c)). Aus den Dämpfungen von C0 und YR und der Sättigungsmagnetisierung des ex-situ-YIG ergibt sich für die Pt/YIG-Grenzfläche eine Spin-Mixing-Conductance $g^{\uparrow\downarrow}$ von $5,97 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{mm}^2}$. In den TEM-Aufnahmen (Abb. 6.1) ist zu erkennen, dass C_{60} in Inseln abgeschieden wird. Die Proben C1-C10 haben sowohl Pt/YIG als auch C_{60} /YIG Grenzflächen. Eine Berechnung der Spin-Mixing-Conductance nach Gl. (2.39) ist daher für diese Proben nicht sinnvoll.

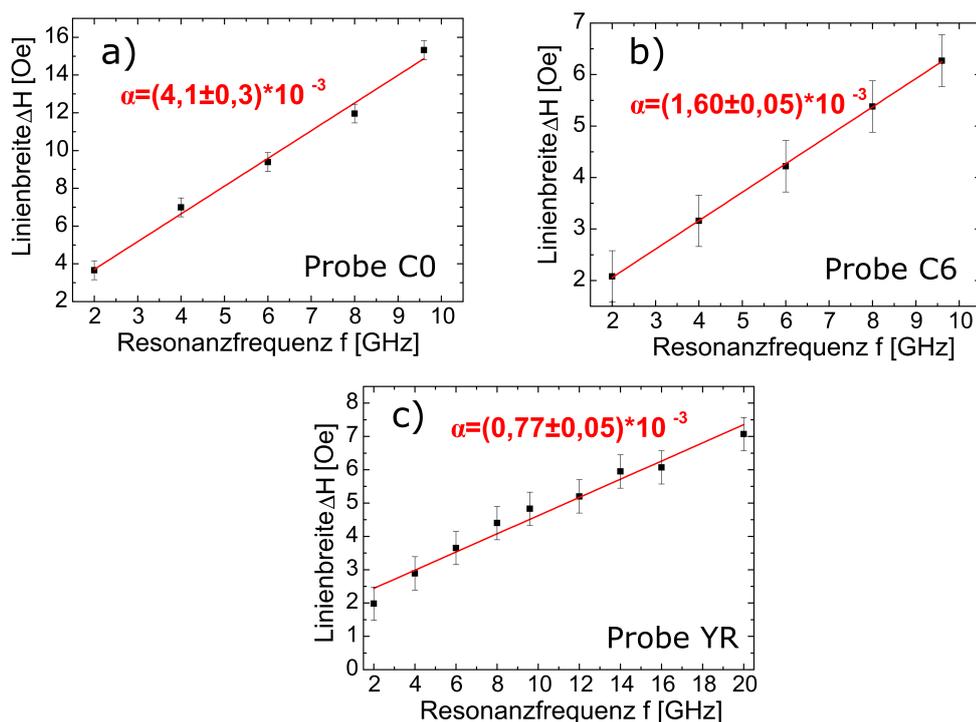


Abbildung 6.4.: Dämpfungsbestimmung nach Gl. (3.4) für a) Probe C0, b) Probe C6 und c) Probe YR. Für C0 ergibt sich $(4,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$, für C6 $(1,6 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$ und für YR $(0,77 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$. Die Dämpfungserhöhung ist ein deutliches Indiz für Spinpumpen.

In Abb. 6.5 sind alle Dämpfungen in Abhängigkeit von der nominellen C_{60} -Schichtdicke aufgetragen. Der Fehler setzt sich aus dem statistischen Fehler des Fits und der Ungenauigkeit der Schichtdicke zusammen. Es kann zwischen drei Bereichen unterschieden werden: Im ersten Bereich von 0-4 nm C_{60} -Dicke ist im Rahmen der Messungenauigkeit die Dämpfung konstant bei ca. $4 \cdot 10^{-3}$. Von 4 nm auf 5 nm C_{60} -Dicke verringert sich die Dämpfung sprunghaft um ca. $2,5 \cdot 10^{-3}$ absolut, was den zweiten Bereich kennzeichnet. Anschließend nähert sich die Dämpfung im dritten Bereich der Dämpfung des 19 nm YIG an. Ein Modell zu diesem Verhalten ist in Kap. 6.2 gegeben.

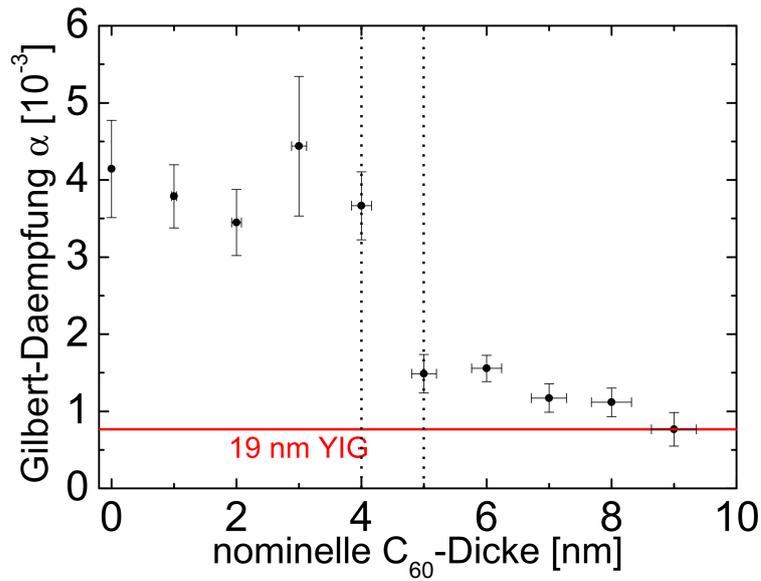


Abbildung 6.5.: Verhalten der Dämpfung mit Erhöhung der nominellen C_{60} -Dicke.

6.1.5. Untersuchung auf ISHE

Alle Proben der Probenserie werden bei 9,6 GHz und bei einer Anregungsleistung von 10,65 mW auf den ISHE untersucht. Gezeigt sind die Messungen an den Proben C0, C3 und C6 in Abb. 6.6 a), b) und c). Wie erwartet, kehrt sich bei einem Vorzeichenwechsel des Magnetfelds auch das Vorzeichen der ISH-Spannung um. Beide ISH-Spannungen weisen sowohl die gleiche Amplitude, als auch die für den ISHE typische Symmetrie auf. Für jede Messung wird die ISH-Peakspannung bestimmt. Da sich die Probenschichtwiderstände voneinander unterscheiden, was aufgrund der unterschiedlichen Rauigkeit der Pt-Schicht zu erwarten ist (siehe Abb. 6.1), können die U_{ISHE} nicht direkt miteinander verglichen werden. Darum wird U_{ISHE} auf die jeweiligen Schichtwiderstände normiert. Es ergibt sich I_{ISHE} . Abb. 6.7 zeigt I_{ISHE} der Proben aufgetragen über die verschiedenen nominellen C_{60} -Dicken. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Variation der YIG-Dicke (10 %), der Messunsicherheit des Widerstandes (3 %), der Messunsicherheit des U_{ISHE} von 4% und der Schwankung der nominellen C_{60} -Dicke. Im Rahmen dieser Messunsicherheiten lassen sich drei Bereiche beobachten: Bereich I erstreckt sich von 0 bis 3 nm C_{60} -Zwischenschicht. I_{ISHE} verringert sich mit der Erhöhung der C_{60} -Dicke. Vergleicht man C4 mit C0 (Pt/YIG), so ist I_{ISHE} dort um 65 % geringer. Anschließend erhöht sich I_{ISHE} bei den Zwischenschichtdicken 3 bis 7 nm, welcher Bereich II genannt wird. I_{ISHE} sättigt anschließend, zu sehen bei 6 und 7 nm. Verglichen mit C0 ist dort I_{ISHE} nur 15 % niedriger. Mit einer weiteren Erhöhung der Zwischenschichtdicke ab 7 nm sinkt der Wert von I_{ISHE} plötzlich ab. Dies wird als Bereich III bezeichnet.

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

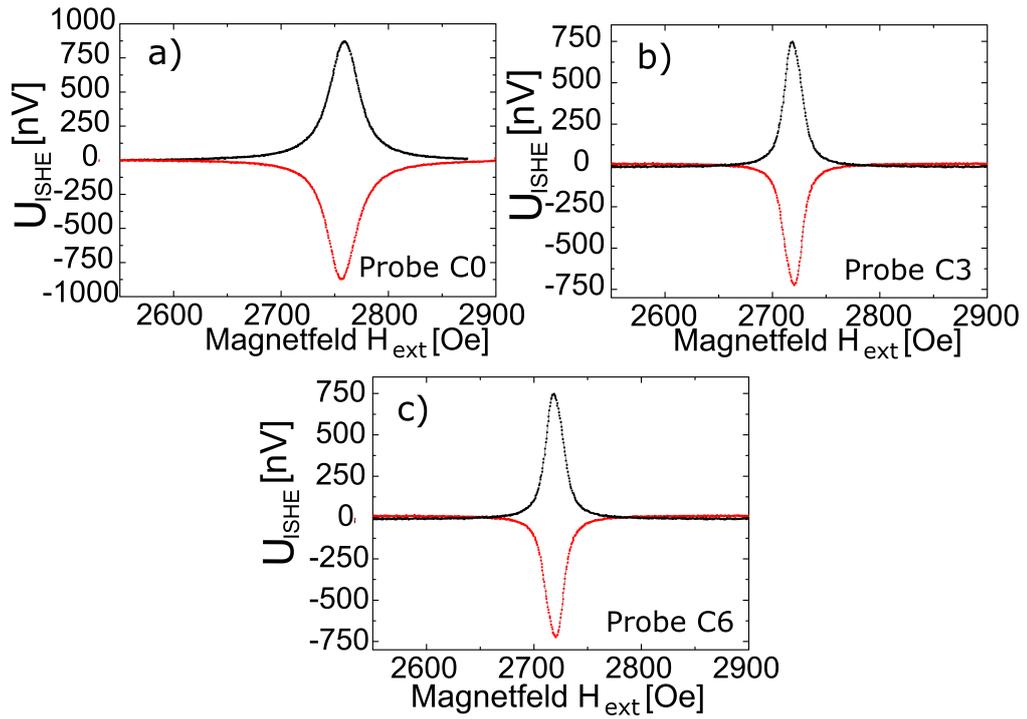


Abbildung 6.6.: Messung der ISH-Spannung an C0 (a)), C3 (b)) und C6 (c)). Die schwarze Messpunkte zeigen U_{ISHE} bei positivem Magnetfeld H_{ext} , die roten Messpunkte bei negativem Magnetfeld.

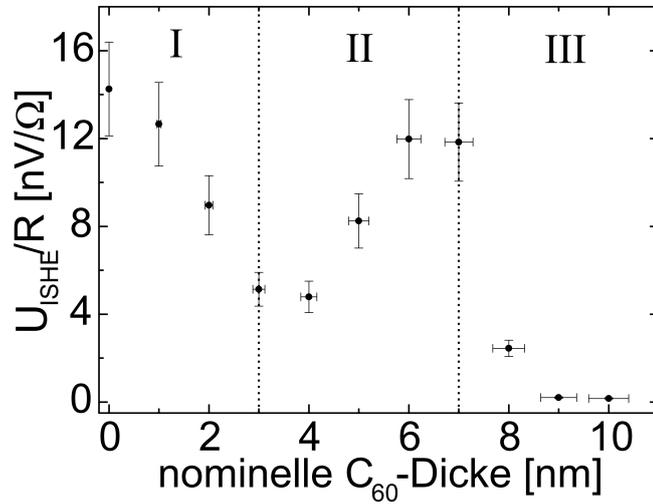


Abbildung 6.7.: Abhängigkeit von I_{ISHE} von der nominellen C_{60} -Zwischenschichtdicke. Es können drei Bereiche beobachtet werden: Im Bereich I (Proben C0-C3) verringert sich I_{ISHE} mit zunehmender C_{60} -Dicke. Anschließend erhöht sich I_{ISHE} im Bereich II (C3-C7), bis es im Bereich III stark abklingt (C7-C10).

6.2. Modell zum Spintransport durch Inseln

In diesem Abschnitt wird eine Theorie für die Ursachen der gezeigten Verhalten in Abb. 6.5 und 6.7 vorgestellt und ein Modell zur Beschreibung diesen entwickelt. Abschließend wird ein Vergleich des Modells mit den Resultaten diskutiert.

6.2.1. Abhängigkeit der Dämpfung α von der nominellen Zwischenschichtdicke d_{ZS} bei granularen Zwischenschichten

Ausgehend von den TEM-Aufnahmen (Abb. 6.1) handelt es sich im vorgestellten Schichtsystem Pt/C₆₀/YIG um eine Kombination aus Spindiffusion in einem Zweischichtsystem und aus Spindiffusion in einem Dreischichtsystem. Die Spindiffusion eines Zweischichtsystem ist in Kap. 2.2.2 beschrieben. Du et al. zeigten mit Cu als Zwischenschicht (Spindiffusionskonstante $\lambda_{Cu} \gg d_{Cu}$) für die zwei Dreischichtsysteme Pt/Cu/YIG und W/Cu/YIG, dass der in die Spinsenke ($\lambda_{Pt/W} \ll d_{Pt/W}$) gepumpte Spinstrom maßgeblich von sowohl der Dicke der Zwischenschicht als auch von den Spin-Mixing-Conductances der Grenzflächen abhängt [DWYH14]. So steigt der vom YIG in das W gepumpte Strom, wenn sich zwischen dem Spininjektor und der Spinsenke eine Cu-Schicht befindet, was sich unter anderem in $\alpha_{W/Cu/YIG} > \alpha_{W/YIG} > \alpha_{YIG}$ widerspiegelt. Für Pt/Cu/YIG kann genau das Gegenteil beobachtet werden, d.h. die Zwischenschicht verringert den gepumpten Strom und es ergibt sich $\alpha_{Pt/YIG} > \alpha_{Pt/Cu/YIG} > \alpha_{YIG}$. Du et al. zeigten weiter, dass sich die effektive Spin-Mixing-Conductance für ein Dreischichtsystem wie folgt berechnet:

$$\frac{1}{g_{eff}^{\uparrow\downarrow}} = \frac{1}{g_{SI/ZS}^{\uparrow\downarrow}} + R_{ZS} + \frac{1}{g_{ZS/SS}^{\uparrow\downarrow}}. \quad (6.1)$$

$g_{SI/ZS}^{\uparrow\downarrow}$ sei die Spin-Mixing-Conductance zwischen Spininjektor und Zwischenschicht, $g_{ZS/SS}^{\uparrow\downarrow}$ zwischen Zwischenschicht und Spinsenke und R_{ZS} der Widerstand der Zwischenschicht definiert durch $R_{ZS} = \frac{2e^2 d_{ZS}}{h\sigma}$ mit σ bzw. d_{ZS} als elektrischer Leitfähigkeit bzw. Zwischenschichtdicke. Bezogen auf die Spin-Mixing-Conductance zwischen Spininjektor und Spinsenke $g_{SI/SS}^{\uparrow\downarrow}$ kann man zwei Fälle unterscheiden: Für den ersten Fall gilt $g_{SI/SS}^{\uparrow\downarrow} < g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$. Der Pumpstrom im Dreischichtsystem ist also größer als im Zweischichtsystem ohne Zwischenschicht, denn es gilt nach Kap. 2.2.2 $g \propto J_s^{pump} \propto \Delta\alpha$. Für den zweiten Fall gilt mit $g_{SI/SS}^{\uparrow\downarrow} > g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ das entgegengesetzte. Auf der Grundlage dieser Fälle und der oben bestimmten Dämpfung muss also unter der Annahme einer geschlossenen C₆₀-Schicht bei Probe C9 $g_{YIG/Pt}^{\uparrow\downarrow} > g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ gelten.

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

Das oben beschriebene Modell von Du et al. gilt so nur für geschlossene Zwischenschichten. Für nicht geschlossene Zwischenschichten, wie sie hier an den Proben C1-C8 beobachtet werden, kann das Modell nicht angewandt werden. Im Folgenden wird daher eine Theorie abgeleitet, welchen den Einfluss von Inseln auf das Spinpumpen beschreibt. Um den Einfluss der Bedeckung durch Inseln auf die Dämpfung vereinfacht darzustellen, werden die Inseln in der Zylindernäherung betrachtet. Dazu wird ein Raster mit Quadraten der Kantenlänge a und der Fläche A_{\square} betrachtet. Im Mittelpunkt eines jeden Quadrates ist eine Zylinderinsel mit dem Radius r , einer Grundfläche A_{\circ} und einer stets konstanten Zylinderhöhe t platziert. Diese Einheit wird nun periodisch fortgesetzt, sodass es aus Symmetriegründen genügt, ein einzelnes Quadrat zu betrachten. In dem hier vorgestellten Fall gibt es somit Pt/YIG- und Pt/C₆₀/YIG-Bereiche. Durch längere Deposition des Zwischenschichtmaterials erhöht sich der Radius r und damit A_{\circ} . Für $\alpha_{YIG/Pt}$ wird die Dämpfung von C0 mit $4 \cdot 10^{-3}$ verwendet, für $\alpha_{YIG/C_{60}/Pt}$ von C9 mit $0,78 \cdot 10^{-3}$. Es ergibt sich für die Gesamtdämpfung in Abhängigkeit von r folgende Relation:

$$\alpha(r) = \begin{cases} \alpha_{YIG/Pt} \cdot \frac{A_{\circ}(r)}{A_{\square}} + \alpha_{YIG/C_{60}/Pt} \cdot \frac{A_{\square} - A_{\circ}(r)}{A_{\square}} & \text{für } 0 < r \leq a/2 \\ \alpha_{YIG/Pt} \cdot \frac{A_{\circ}(r) - A_{\ominus}(r)}{A_{\square}} + \alpha_{YIG/C_{60}/Pt} \cdot \frac{A_{\square} - (A_{\circ}(r) - A_{\ominus}(r))}{A_{\square}} & \text{für } a/2 < r < a/\sqrt{2} \end{cases} \quad (6.2)$$

A_{\ominus} sei die in das benachbarte Raster hinausragende Fläche. Die Gleichungen setzen sich aus zwei Termen zusammen. Der erste Term beschreibt die von der Insel bedeckte Fläche mit dem Dämpfungsterm $\alpha_{YIG/C_{60}/Pt}$. Der zweite Term betrachtet die nicht bedeckte Fläche mit der Dämpfung $\alpha_{YIG/Pt}$. Weiterhin muss abhängig vom Zylinderradius zwischen zwei Fällen unterschieden werden. Im ersten (oberen) Fall von Gl. (6.2) ist die Vergrößerung des Zylinders bis $r = a/2$ betrachtet. Mit steigendem r erhöht sich die Bedeckung bis der Zylinder ab $r = a/2$ die Ränder des Quadrates berührt, siehe Abb. 6.8. Anschließend muss die zweite (untere) Gleichung betrachtet werden, da mit wachsendem r die Kreisfläche über das Raster hinausragt. Die in das benachbarte Rasterquadrat hinausragende Fläche A_{\ominus} muss dementsprechend subtrahiert werden. Mit wachsendem $r \geq a/2$ steigt die Bedeckung nun deutlich langsamer an, bis das Quadrat schließlich bei $r = a/\sqrt{2}$ komplett von der Insel bedeckt ist. Gl. (6.2) ist am Punkt $\alpha(a/2)$ stetig. Abb. 6.8 stellt Gl. (6.2) für verschiedene r dar. Dieses Modell zeigt, dass die Bedeckung bei Zwischenschichtinselnwachstum einen maßgeblichen Einfluss auf die Dämpfung des YIG hat. Der Zylinderradius ist proportional zur Menge des abgeschiedenen Materials. Dementsprechend gilt $\alpha(d_{ZS}) \propto \alpha(r)$ mit d_{ZS} als nominelle Zwischenschichtdicke (Maß für die abgeschiedene Materialmenge). Abweichungen treten durch von der Zylinderform

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

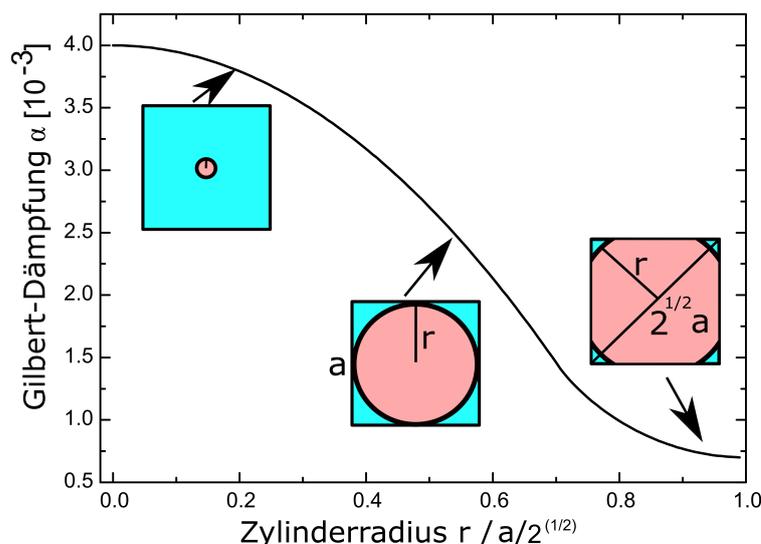


Abbildung 6.8.: Dämpfungsveränderung mit dem Modell wachsender zylinderförmiger Inseln nach Gl. (6.2). Blau stellt die Pt/YIG-Flächen dar, rot die C_{60} -Insel.

abweichenden Inselgeometrien auf.

6.2.2. Abhängigkeit des ISH-Stroms von der nominellen Zwischenschichtdicke d_{ZS} bei granularen Zwischenschichten

Im vorherigen Abschnitt wurde der Einfluss des Inselbedeckungsgrades auf die Dämpfung modelliert. Die Inselhöhe wurde dabei konstant gehalten. Dies ist für ein Modell des ISHE nicht mehr ausreichend, was im Weiteren beschrieben wird. Spin-Flip-Prozesse innerhalb der Insel können vernachlässigt werden, wenn $\lambda_{ZS} \gg d_{ZS}$ gilt. Diese Näherung wird in dem folgenden Modell verwendet, der Spinstrom innerhalb der Insel bleibt also erhalten. Ausgehend davon wird im Folgenden gezeigt, dass anhand von verschiedenen Inselgeometrien das vorgestellte Verhalten für I_{ISHE} in den unterschiedlichen Schichtdickenbereichen nachvollzogen werden kann.

Nach Gl. (2.25) ist der diffundierende Strom stets senkrecht zur Grenzfläche zweier Materialien. Die in Abb. 3.10 vorgestellte Messgeometrie ist darauf ausgelegt, dass die erzeugte ISH-Spannung detektiert wird, wenn die Grenzfläche zwischen Spininjektor und Spinsenke in der xy -Ebene liegt (siehe auch Abb. 6.9). Dies ist für Pt/YIG-Proben aufgrund der geringen Rauigkeit des YIG zutreffend. Der erzeugte Spinstrom fließt daher stets in z -Richtung und wird nach Gl. (2.48) und (2.49) in einen Ladungsstrom in y -Richtung umgewandelt und gemessen. Eine inselförmige

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

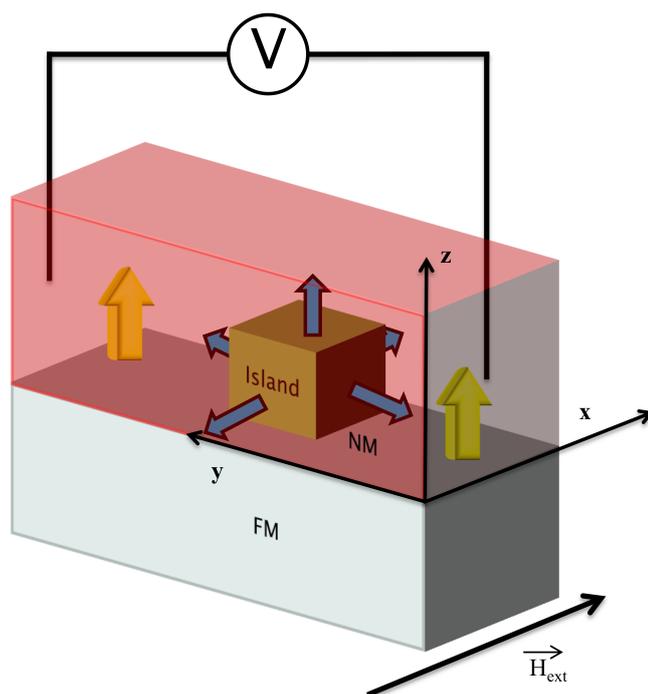


Abbildung 6.9.: Bildliche Darstellung der fließenden Spinströme durch eine würfelförmige Insel. Die gelben Pfeile zeigen den gepumpten Spinstrom, die blauen den Spinstrom aus der Würfelinsel.

Zwischenschicht verändert die Richtung des gepumpten Spinstroms. Dazu wird im Folgenden ein Gedankenexperiment durchgeführt, welches in Abb. 6.9 verbildlicht ist. Im Falle einer perfekt würfelförmigen Insel wird ein Spinstrom mit dem Betrag I_S durch die an YIG angrenzende Grundfläche gepumpt. Dementsprechend diffundiert durch die Flächen des Würfels $1/5 I_S$ in z -Richtung, $2/5 I_S$ in Richtung der x - und $2/5 I_S$ in Richtung der y -Achse. Die $4/5 I_S$, welche entlang der x - und y -Achse diffundieren, können nicht detektiert werden, da entweder die Ausbreitungsrichtung parallel zur Spinrichtung ist und kein ISHE auftritt oder weil eine Ablenkung nach Gl. (2.48) in z -Richtung auftritt. Diese kann aufgrund der Symmetrie des Würfel allerdings auch mit anderen Messgeometrien nicht detektiert werden. Aus den Spinströmen entlang der y -Achse entstehen zwei Ladungsströme in positiver und negativer z -Richtung. Den einzigen Beitrag zur ISH-Spannung liefert also der Spinstrom $1/5 I_S$ in z -Richtung, welcher in einen Ladungsstrom in y -Richtung umgewandelt wird. Der gemessene Ladungsstrom ist somit $1/5$ von dem ohne Würfelinsel.

Ausgehend von diesem Gedankenexperiment wird nun versucht, eine allgemeingültige Beziehung zwischen der Geometrie der Insel und dem für die Detektierung relevanten Spinstrom aufzustellen. Jede Insel besitzt eine beliebige Oberfläche S mit einer Grundfläche A . Jedes infinitesimal kleine Oberflächenelement dS kann

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

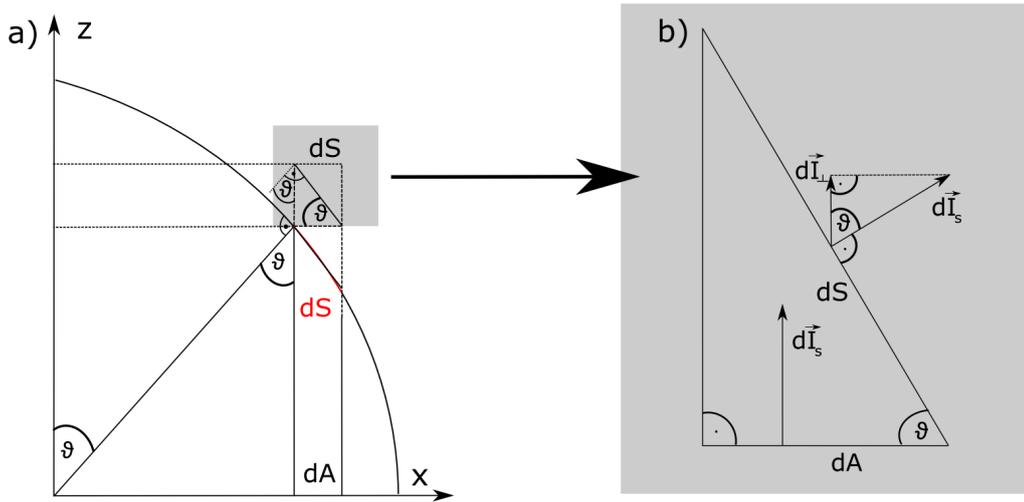


Abbildung 6.10.: a) Verhältnis von dS und dA einer beliebigen Oberfläche. b) Darstellung der Geometrie von $|d\vec{I}_S|$ und $|d\vec{I}_\perp|$.

mit einem infinitesimal kleinen Grundflächenelement $dA = dx dy$ nach Gl. (6.3) in Verbindung gebracht werden.

$$dA = \cos\vartheta dS \quad (6.3)$$

Abb. 6.10 a) soll diesen Zusammenhang verdeutlicht darstellen. ϑ entspricht dabei dem in Abb. 6.10 dargestellten Winkel. Durch das Grundflächenelement dA fließt ein Spinstream $|d\vec{I}_S|$. Dieser bleibt in der Insel erhalten und diffundiert nach Gl. (2.25) senkrecht durch dS in die Spinsenke, siehe Abb. 6.10 b). Wie zuvor beschrieben, kann nur der zur xy -Ebene senkrechte Anteil $|d\vec{I}_\perp|$ detektiert werden. Da die beiden Hypotenusen dS und $|d\vec{I}_S|$ und die beiden Ankatheten dA und $|d\vec{I}_\perp|$ senkrecht aufeinander stehen, sind die Winkelbeziehungen beider Dreiecke gleich. Somit gilt:

$$|d\vec{I}_\perp| = \cos\vartheta |d\vec{I}_S| \quad (6.4)$$

Daraus ergibt sich zusammen mit Gl. (6.3) die allgemeingültige Relation

$$\frac{dA}{dS} = \frac{|d\vec{I}_\perp|}{|d\vec{I}_S|}. \quad (6.5)$$

Reale Inseln werden mit Halbkugeln besser approximiert als mit Würfeln. Im Folgenden sollen daher die Inseln als Halbkugeln abgeschätzt und betrachtet werden. Das Flächenelement einer Kugel ist in Kugelkoordinaten gegeben durch

$$dS = r^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \quad (6.6)$$

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

Für diesen Fall ergibt sich nach den Gl. (6.3) und (6.6) für Gl. (6.5) Folgendes für die Gesamtströme $|\vec{dI}_S|$ und $|\vec{dI}_\perp|$:

$$\frac{r^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta \cos\vartheta d\vartheta}{r^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta d\vartheta} = \frac{|\vec{I}_\perp|}{|\vec{I}_S|} = \frac{1}{2} \quad (6.7)$$

Ausgehend vom gepumpten Spinstream $|\vec{I}_S|$ durch die Grundfläche A beträgt nach dem Durchlauf durch die Halbkugel der messbare Spinstream die Hälfte des gepumpten Spinstroms.

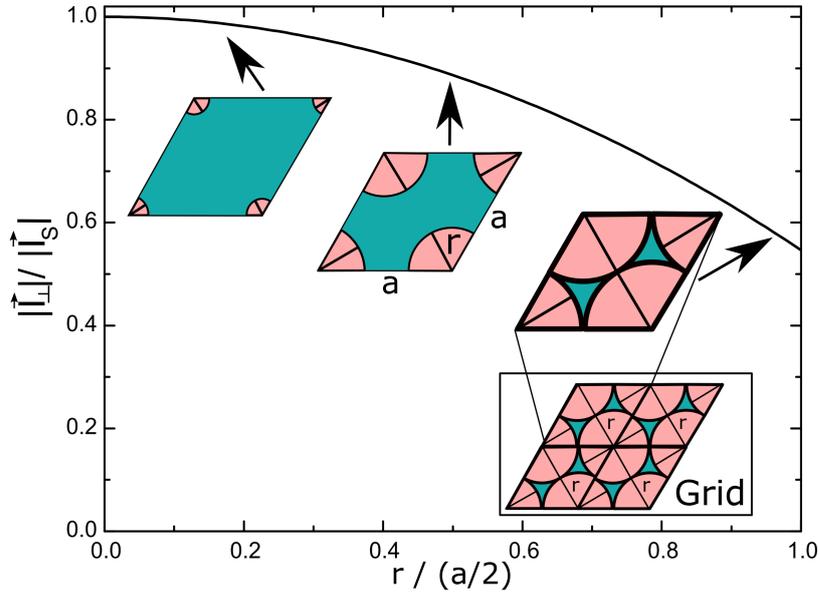


Abbildung 6.11.: Berechnete $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ -Verhältnisse als Funktion des Radius' der halbkugelförmigen Insel. Die Insets stellen die Draufsicht des Rasters an den mit Pfeilen markierten Stellen dar. Blau repräsentiert die nicht bedeckte Fläche, rot die Grundfläche der Halbkugel.

Neben der Insel-Spininjektor-Grenzfläche gibt es zudem Spinsenke-Spininjektor-Grenzflächen. Die Auswirkung der Größe der Insel auf den messbaren Spinstream soll nun näher beschrieben werden. Dazu wird ein Viereckraster mit der Kantenlänge a betrachtet, wobei die gleichlangen Kanten im Winkel von 120° zueinander stehen (wie eine zweidimensionale hexagonale Elementarzelle). Dieses Raster wird hier aufgrund der höchstmöglichen Packungsdichte gewählt, um die maximal mögliche Reduktion von $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ durch Halbkugelseln zu ermitteln. In jede Raute des Rasters wird genau eine halbkugelförmige Insel mit dem Radius r platziert. Bereiche außerhalb der Insel sind direkte Grenzflächen zwischen Spinsenke und Spininjektor. Soll das Verhältnis $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ für das gezeigte des Rasters bestimmt werden, so reicht es aus Symmetriegründen aus, ein einzelnes Viereck des Rasters zu betrachten. $|\vec{I}_S|$

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

stellt dabei anders als oben den gepumpten Spinstrom im ganzen Viereck dar, $|\vec{I}_\perp|$ weiterhin den messbaren Strom.

$$\frac{|\vec{I}_\perp|}{|\vec{I}_S|}(r) = \frac{1}{2} \frac{A_\circ(r)}{A_\diamond} + 1 \cdot \frac{A_\diamond - A_\circ(r)}{A_\diamond} \quad (6.8)$$

Gl. (6.8) gibt das Verhältnis $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ an, wenn sich eine Halbkugel mit dem Radius r auf einer Viereckfläche $A_\diamond = a^2 \sin(120^\circ)$ des Gitters befindet. A_\circ sei die von r abhängige Grundfläche der Halbkugel. Der erste Term von Gl. (6.8) stellt die Fläche der Bedeckung durch die Insel dar, wohingegen der zweite Term die unbedeckte Fläche repräsentiert. Eine Variation von r im Intervall von 0 bis $a/2$ ist in Abb. 6.11 verdeutlicht. Mit der Erhöhung von r sinkt der messbare Strom auf bis zu ca. $|\vec{I}_\perp| = 0,55 |\vec{I}_S|$ bei $r = a/2$. In diesem Fall bedeckt die Halbkugel die Raute nicht vollständig, weshalb es vom berechneten Wert in Gl. (6.7) abweicht. Analog ergibt ein quadratisches Raster eine maximale Reduktion von $|\vec{I}_\perp| = 0,6 |\vec{I}_S|$.

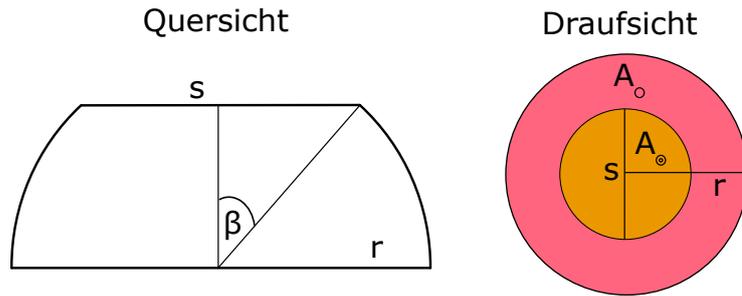


Abbildung 6.12.: Geometrie der Kugelscheibe. Die rote Fläche sei die Grundfläche der Kugelscheibe A_\circ , die orangefarbene die von s aufgespannte Fläche A_\otimes .

Wird am Punkt $r = a/2$ weiterhin Material deponiert, so überlappen die Inseln mit ihren Nachbarinseln und flachen ab. Weiterhin sinkt die Dichte der unverbundenen Inseln durch das Ineinanderwachsen der Inseln. Dieses Abflachen soll im Folgenden als einer Umwandlung der Halbkugel in eine Kugelscheibe betrachtet werden. Eine solche Umwandlung resultiert in einer Erhöhung von $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$. Abb. 6.12 stellt dabei die Geometrie einer Kugelscheibe dar. β sei der halbe Mittelpunktswinkel, s die Kreissehne und A_\otimes die von der Kreissehne aufgespannte Fläche. Da $|\vec{I}_\perp|$ von der Geometrie der Insel abhängt, wird ersichtlich, dass Gl. (6.5) für jedes ϑ der Kugelscheibe berechnet werden muss. In der verwendeten Näherung sei der Spinstrom erhalten. Die Fläche A_\otimes liegt komplett in der xy -Ebene, weshalb der dort austretende Spinstrom komplett zu $|\vec{I}_\perp|$ beiträgt. Weiterhin gilt $A_\circ(a/2) = \frac{a^2\pi}{4}$ und

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

$A_\diamond = a^2 \sin(120^\circ)$. Ausgehend von diesen Überlegungen ergibt sich $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ wie folgt:

$$\frac{|\vec{I}_\perp|}{|\vec{I}_S|}(\beta) = \frac{r^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_\beta^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta \cos\vartheta d\vartheta}{r^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_\beta^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta d\vartheta} \cdot \frac{A_\circ - A_\circ(s(\beta))}{A_\diamond} + 1 \cdot \left(\frac{A_\diamond - A_\circ}{A_\diamond} + \frac{A_\circ(s(\beta))}{A_\diamond} \right). \quad (6.9)$$

Der erste Term beschreibt den Anteil der gekrümmten Oberfläche der Kugelscheibe an der Bedeckung mit dem Faktor aus Gl. (6.7). Im zweiten Summanden wird der Bereich betrachtet, welcher nicht von der Insel bedeckt wird (analog zu Gl. (6.8)). Weiterhin trägt $|\vec{I}_S|$ im Bereich $\frac{A_\circ(s(\beta))}{A_\diamond}$ komplett zu $|\vec{I}_\perp|$ bei. Basierend auf Gl. (6.9) wird der Winkel β nun im Intervall von 0° bis 90° und das Verhältnis $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ in Abb. 6.13 dargestellt. Es ergibt sich ein Anstieg des zum ISHE beitragenden Spinstroms von ca. $|\vec{I}_\perp| = 0,55 |\vec{I}_S|$ (Halbkugel) auf $|\vec{I}_\perp| = |\vec{I}_S|$ (stark abgeflachte Insel).

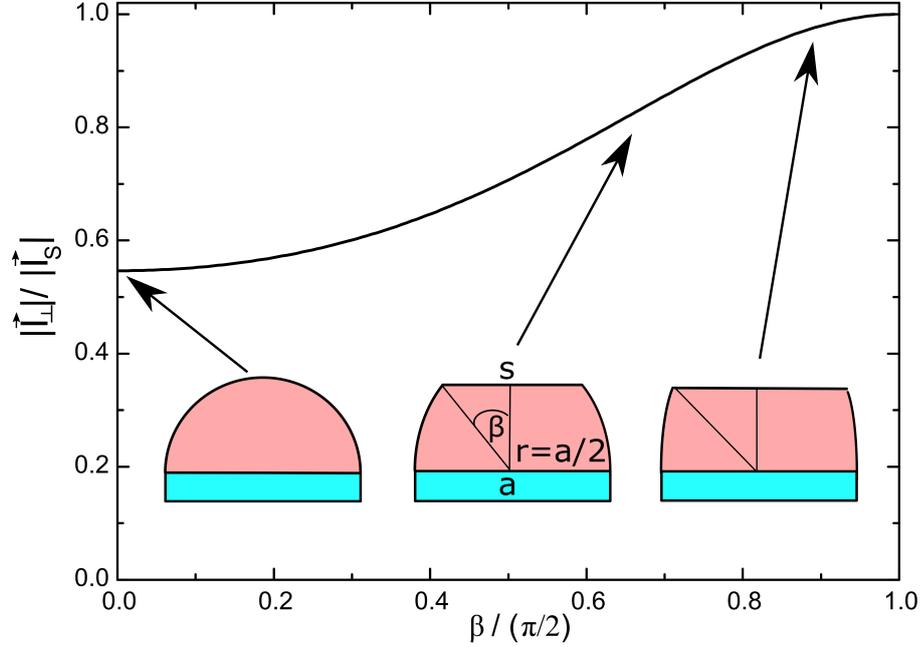


Abbildung 6.13.: Berechnung des $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ -Verhältnisses nach Gl. (6.9) für die verschiedenen Kugelscheiben. Die Insets stellen die Quersicht der Insel an den entsprechenden Stellen dar. Blau repräsentiert den Spininjektor, rot die Insel als Kugelscheibe.

Aufgrund der nun stark abgeflachten Inseln und ineinander gewachsenen Inseln kann am Punkt $|\vec{I}_\perp| = |\vec{I}_S|$ davon ausgegangen werden, dass die Schichtdicke homogen ist. Wird nun angenommen, dass mit weiter deponiertem Material die Dicke der Zwischenschicht homogen wächst, so muss ebenfalls die Änderung der effektiven Spin-Mixing-Conductance eines Dreischichtsystems nach Gl. (6.1) berücksichtigt

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

werden. Es gilt nach Gl. (2.33) und Gl. (6.1)

$$I_S \propto J_s^{pump} \propto g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \propto \frac{1}{R_{ZS}} \propto \frac{1}{d_{ZS}}, \quad (6.10)$$

wobei d_{ZS} der Zwischenschichtdicke entspricht. Dementsprechend ist I_S inversproportional zur Dicke der Zwischenschicht.

Es lässt sich eine Abhängigkeit von I_{ISHE}/I_{ISHE}^0 zur abgeschiedenen Materialmenge der Zwischenschicht (nominelle Zwischenschichtdicke) bei granularen Zwischenschichten angeben, gezeigt in Abb. 6.14. Der Abbildung ist die Unterscheidung in drei Bereiche zu entnehmen. Im Allgemeinen ist I_{ISHE} stets proportional zu $|\vec{I}_\perp|$. Während in einem Zweischichtsystem mit glatter Grenzfläche $|I_\perp|/|I_S| = 1$ gilt, ist in dem entwickelten Modell gezeigt worden, dass eine $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ -Abhängigkeit zur Morphologie der Zwischenschicht besteht. Mit der Bestimmung von I_{ISHE}^0 (V_{ISHE}/R des Zweischichtsystems) aus $|I_S|$ muss sich auch I_{ISHE}/I_{ISHE}^0 proportional zu $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S|$ verhalten. Dementsprechend ergibt sich Bereich I bei wachsenden und Bereich II bei abflachenden Inseln. Bei homogenem Schichtwachstum der Zwischenschicht (Bereich III) gilt im Allgemeinen $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S| = 1$, dennoch ist $|\vec{I}_\perp|/|\vec{I}_S| \neq 1$. Die Ursache dafür ist, dass $|\vec{I}_S|$ des Zweischichtsystems größer ist als $|\vec{I}_S|$ des Dreischichtsystems. Der gepumpte Spinstrom nimmt nach Gl. (6.10) inversproportional zur Dicke der Zwischenschicht ab. Durch den nun geringeren Spinstrom sinkt auch I_{ISHE} . Dementsprechend ist ein zum abgeschiedenen Material inversproportionales Verhalten von I_{ISHE}/I_{ISHE}^0 zu erwarten.

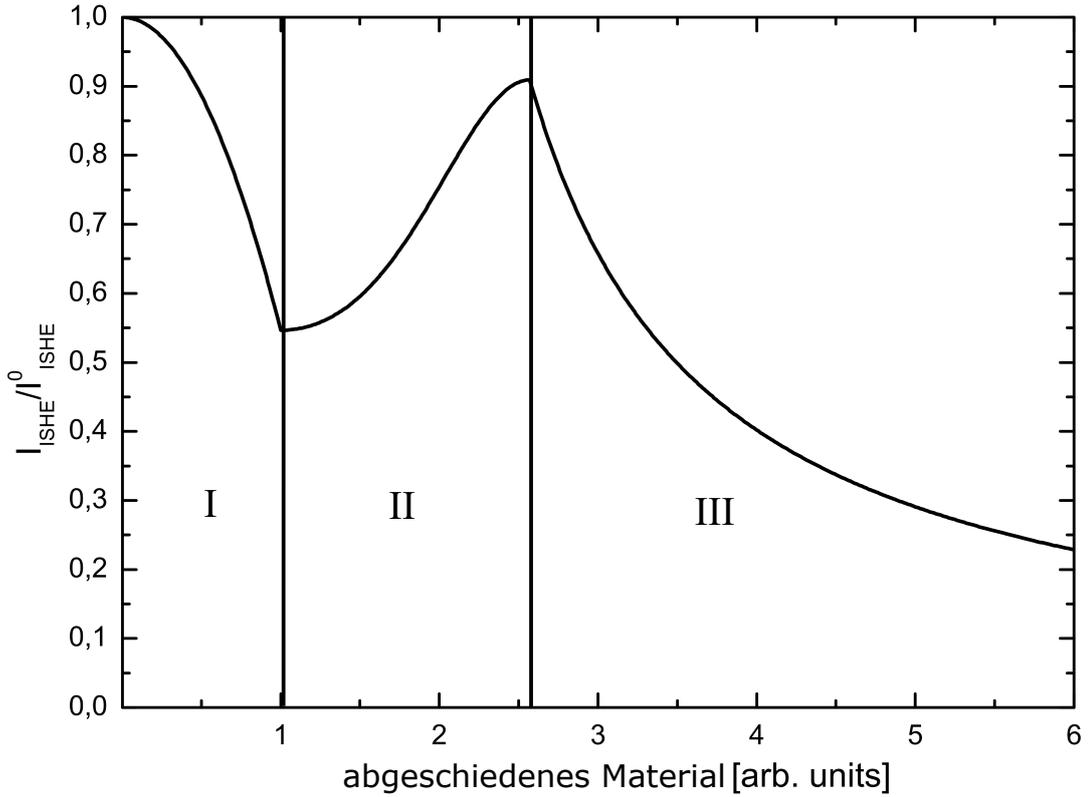


Abbildung 6.14.: Die Abhängigkeit von I_{ISHE}/I_{ISHE}^0 von der Menge des abgeschiedenen Materials der Zwischenschicht ist hier nach dem vorgestellten Modell schematisch dargestellt. Es lassen sich 3 Bereiche unterscheiden: In Bereich I wächst das abgeschiedene Material in halbkugelförmigen Inseln. Aufgrund der Geometrie der Halbkugel verringert sich $|\vec{I}_\perp|$ und I_{ISHE}/I_{ISHE}^0 sinkt. Beim Übergang von Bereich I zu II ist ein Großteil des Spininjektors bereits von Inseln bedeckt. Mehr abgeschiedenes Material führt zu einem Ineinanderwachsen benachbarter Inseln. Die halbkugelförmigen Inseln flachen ab, wodurch sich $|\vec{I}_\perp|$ erhöht und I_{ISHE}/I_{ISHE}^0 steigt. In Bereich III wächst die nun gleichmäßige Zwischenschichtdicke homogen an. Der gepumpte Spinstrom ist inversproportional zur Zwischenschichtdicke, wodurch auch I_{ISHE}/I_{ISHE}^0 inversproportional zu d_{ZS} ist.

6.2.3. Vergleich zwischen Modell und Messresultaten

Im folgenden Abschnitt werden die experimentellen Resultate mit dem vorgestellten Modell verglichen.

Abb. 6.14 zeigt den von der Menge des abgeschiedenen Zwischenschichtmaterials abhängigen I_{ISHE} im Modell von wachsenden halbkugelförmigen Inseln. Ausgehend

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

von der Näherung der Erhaltung des Spinsstroms ergeben sich aus der Morphologie der Zwischenschicht drei Bereiche. Diese drei Bereiche reproduzieren zusammen das I_{ISHE} -nominelle Zwischenschichtdicke-Verhalten. Dies ist auf das Wachstum halbkugelförmiger Inseln zurückzuführen. Innerhalb von Bereich I bleibt die Inseldichte dementsprechend konstant. Die Inseldichte wird hier als die Anzahl der voneinander isolierten Inseln pro Fläche definiert. In Bereich II wachsen die Inseln ineinander und flachen ab (Umwandlung Halbkugel in Kugelscheibe). Die Inseldichte verringert sich in Bereich II. Am Übergang von Bereich II zu Bereich III ist die Zwischenschicht homogen und Inseln treten somit nicht mehr auf.

Die nach dem Modell getätigten Aussagen bezüglich der Inseldichte werden mittels Rasterelektronenmikroskopie überprüft. Da aufgrund der TEM-Aufnahmen in Abb. 6.1 gezeigt werden konnte, dass die Pt- und YIG-Schichtdicken homogen sind, geben die Aufnahmen der Probenoberfläche Aufschluss über die Morphologie der Zwischenschicht. Untersucht werden die Proben C1, C2, C4, C6 und C9. In Abb. 6.15 a)-e) sind die Mikroskopaufnahmen dargestellt. Die Pfeile verweisen auf den in den Proben gemessenen I_{ISHE} in Abb. 6.15 f). Eine Inseldichte von $(9 \pm 2) \cdot 10^4 \mu\text{m}^{-2}$ kann aus Abb. 6.15 a) ermittelt werden. Aus Abb. 6.15 b) wird die Inseldichte zu $(9 \pm 1) \cdot 10^4 \mu\text{m}^{-2}$ bestimmt. Die Proben C1 und C2 haben somit die gleiche C_{60} -Inseldichte. Fortführend ergibt sich $(5 \pm 1) \cdot 10^4 \mu\text{m}^{-2}$ und $(2 \pm 1) \cdot 10^4 \mu\text{m}^{-2}$ aus Abb. 6.15 c) bzw. 6.15 d). Somit ist die von Probe C4 ermittelte Inseldichte geringer als die von den Proben C1 und C2, und die von Probe C6 ist geringer als die von C4. Aus der Oberflächenaufnahme von C9 (Abb. 6.15 e)) sind keine klaren Inselgrenzen mehr zu entnehmen. Der I_{ISHE} von C1 und C2 kann in den Bereich I eingeordnet werden, von C4 und C6 in den Bereich II und von C9 in den Bereich III. Dementsprechend bestätigt sich das nach dem Modell erwartete Verhalten von der Inseldichte.

Auch wenn das aus dem entwickelten Modell resultierende Verhalten von I_{ISHE} (Abb. 6.14) das Verhalten der gemessenen I_{ISHE} in Abb. 6.15 f) qualitativ gut reproduziert, so können dennoch einige Unterschiede erkannt werden. In Abb. 6.14 ist beim Übergang von Bereich I zu Bereich II eine Reduktion von $I_{ISHE} = 0,55 I_{ISHE}^0$ zu erkennen. In den Messungen kann bei diesem Übergang $I_{ISHE} = (0,36 \pm 0,06) I_{ISHE}^0$ bestimmt werden. Diese Abweichung wird wie folgt erklärt: Abb. 6.16 zeigt schematisch die Geometrie von Spininjektor, halbkugelförmiger Insel und Spindetektor. Die in den Spindetektor fließenden Spinströme sind mit roten Pfeilen gekennzeichnet. I_{SI} stellt dabei den gepumpten Spinstrom an der Spininjektor/Spindetektor Grenzfläche dar. d_{ZS} ist innerhalb der Halbkugel abhängig vom Ort. Es soll $d_1 < d_2 < d_3$ gelten. \vec{I}_{1-3} entspricht nach Abb. 6.16 den von der

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

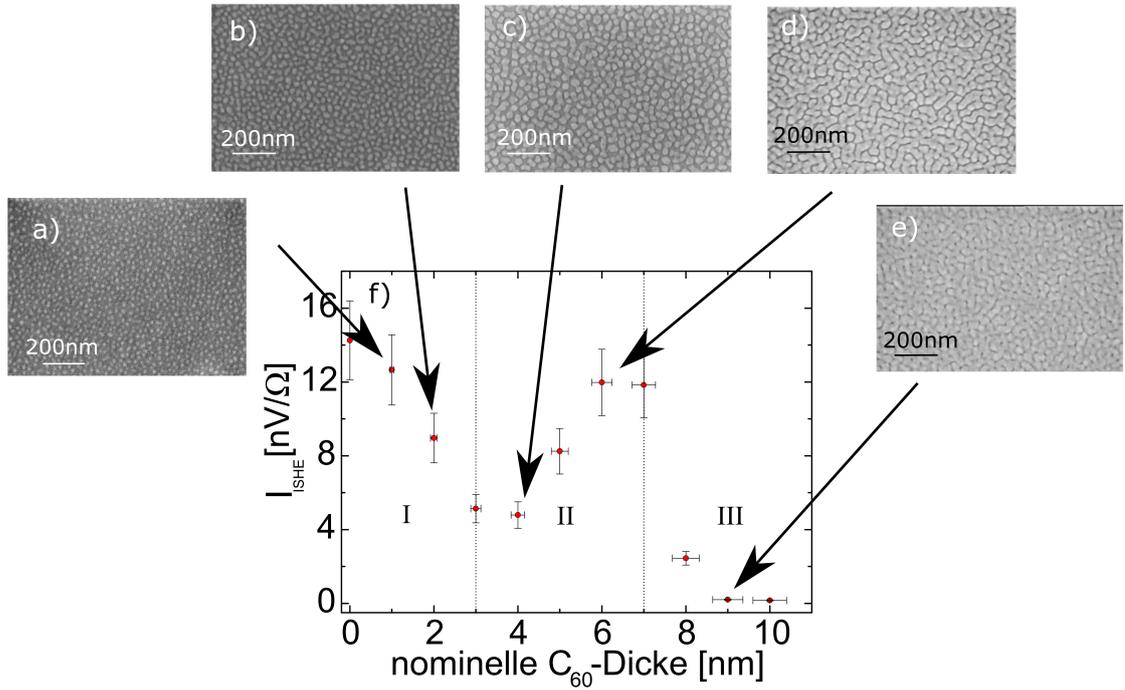


Abbildung 6.15.: REM-Aufnahmen von C1 (a)), C2 (b)), C4 (c)), C6 (d)) und C9 (e)) verweisen auf die entsprechenden ISH-Ströme (rote Punkte in f)).

Zwischenschicht in den Spindetektor fließenden Spinströmen. Innerhalb der Insel gilt die Näherung der Spinströmerhaltung. Nach Gl. (6.10) gilt für den gepumpten Spinstrom ein inversproportionales Verhalten zur Zwischenschichtdicke. Es gilt $|\vec{J}_{SI}| > |\vec{J}_1| > |\vec{J}_2| > |\vec{J}_3|$ und dementsprechend ergibt sich $|\vec{I}_{SI}| > |\vec{I}_1| > |\vec{I}_2| > |\vec{I}_3|$. Für kleine d_{ZS} ist der in den Spindetektor fließende Spinstrom groß. Bei einer Halbkugel ist allerdings der zum ISHE beitragende Spinstromanteil $|\vec{I}_\perp|$ für diese Spinströme gering. Für $d_{ZS} = r$ (größtmögliche d_{ZS}) ist der Spinstrom am geringsten, jedoch trägt der Spinstrom komplett zum ISHE bei. Dieser Effekt ist in Abb. 6.14 nicht

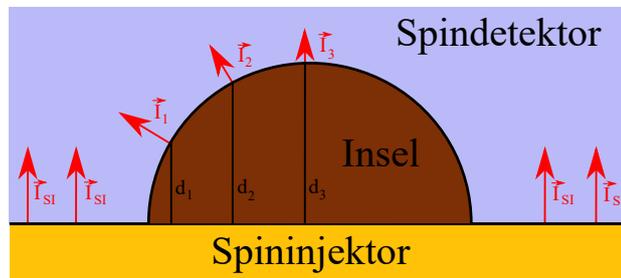


Abbildung 6.16.: Schematische Abbildung einer halbkugelförmigen Insel zwischen Spindetektor und Spininjektor. Die roten Pfeile stellen die in den Spindetektor fließenden Ströme dar.

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

berücksichtigt. Mit der im Modell verwendeten Annahme $|\vec{I}_1| = |\vec{I}_2| = |\vec{I}_3| = |\vec{I}_{SI}|$ erhält man somit eine obere Abschätzung, um wieviel der I_{ISHE} beim Übergang von Bereich I zu II mindestens sinkt. Somit ist $I_{ISHE} \leq 0,55 I_{ISHE}^0$ für halbkugelförmige Inseln zu erwarten. Weiterhin muss angemerkt werden, dass die Geometrie der Inseln einen großen Einfluss auf den I_{ISHE} hat. Weicht die tatsächliche Inselgeometrie von der halbkugelförmigen Geometrie ab, so ist auch eine Abweichung von $I_{ISHE} \leq 0,55 I_{ISHE}^0$ zu erwarten.

In Bereich II wachsen die Inseln ineinander und flachen ab. Neben der Verringerung der Inseldichte konnte dies auch anhand von TEM-Aufnahmen in Abb. 6.1 gezeigt werden. Beim Übergang von Bereich II zu III ergibt sich I_{ISHE} zu $(0,85 \pm 0,13) I_{ISHE}^0$ (Abb. 6.15 f)). Auf wieviel Prozent von I_{ISHE}^0 das zu messende I_{ISHE} ansteigt, hängt sowohl von der Schichtdicke der nun geschlossenen Schicht ab als auch von dem spezifischen Widerstand des Zwischenschichtmaterials. In Bereich III von Abb. 6.15 f) konnte kein $1/d_{zs}$ -Fit angepasst werden. Dies kann zum einem daran liegen, dass die Zwischenschichten in Bereich III weiterhin nicht homogen sind. Deutlich wird dies sowohl in Abb. 6.15 e) als auch in der TEM-Aufnahme 6.1 d). Zum anderen wird im vorgestellten Modell die Näherung der Spinstromerhaltung verwendet. Ist diese nicht erfüllt, so muss $|\vec{I}_S|$ nach Gl. (2.43) abfallen.

In Abb. 6.5 konnte gezeigt werden, dass die Dämpfung mit steigender Dicke der Zwischenschicht bis auf die Dämpfung bei 19 nm YIG sinkt. Ein gänzlich Abfallen nach Gl. (2.43) und damit entsprechender kleiner Spindiffusionslänge kann daher ausgeschlossen werden. Wäre $\lambda \approx 10\text{nm}$, so dürfte α mit steigender Zwischenschichtdicke nicht auf die Dämpfung des YIG sinken, da in diesem Fall die Zwischenschicht als Spinsenke betrachtet werden muss. Ausgehend von dieser Tatsache kann $\lambda \gg d$ angenommen werden. Der Beitrag nach Gl. (2.43) in Bereich III muss dementsprechend klein sein. Das nicht homogene Schichtwachstum wird daher als Hauptursache von dem abweichenden $1/d_{zs}$ -Verhalten des in Bereich III gemessenen I_{ISHE} angenommen.

Da bei der Dämpfungsabhängigkeit von der nominellen Dicke der Zwischenschicht gezeigt werden soll, dass die Dämpfung stärker von der Bedeckung als von der Geometrie abhängt, kann auf die Zylindernäherung zurückgegriffen werden. Eine Näherung mit Halbkugeln wäre ungleich komplizierter und würde den Einfluss der Bedeckung nicht verändern. Der Verlauf in Abb. 6.5 ist mit der Zylindernäherung in Abb. 6.8 reproduzierbar. Zur einfacheren Vergleichbarkeit wird das Verhalten der Dämpfung nach dem entwickelten Modell in Abb. 6.17 a) bzw. dem gemessenen Dämpfungsverhalten in Abb. 6.17 b) gegenübergestellt. Es lassen sich drei Bereiche unterscheiden. In Bereich A von Abb. 6.17 a) erhöht sich die Grundfläche des Zy-

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

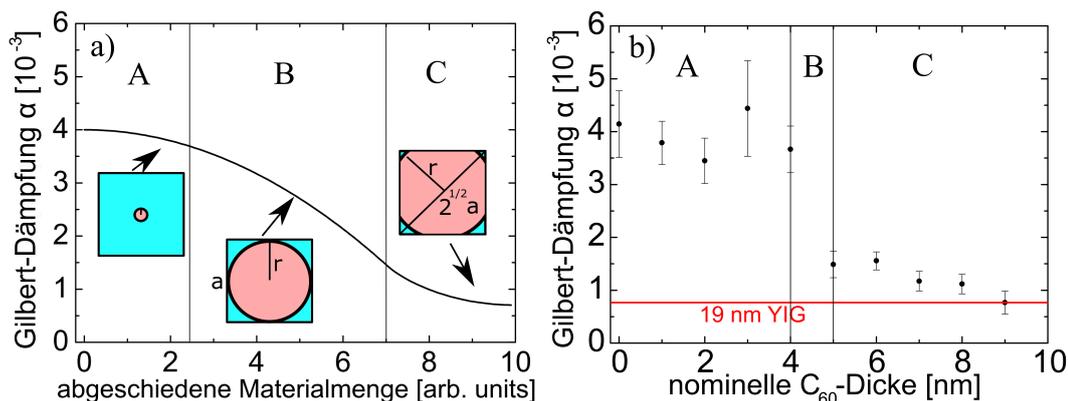


Abbildung 6.17.: Verhalten der Dämpfung von der Menge des abgeschiedenen Materials a) nach dem vorgestellten Modell in Gl. (6.2), b) aus Messungen bestimmt. Bereich B kann aus Mangel von Messpunkten in b) nur abgeschätzt werden.

linders, der Bedeckungsgrad bleibt jedoch klein. Der Einfluss der Zwischenschicht ist nahezu vernachlässigbar und das zu messende α beträgt ungefähr der Spininjektor/Spindetektor Dämpfung. Für Bereich A in Abb. 6.17 b) ist keine Dämpfungsänderung zu erkennen. α entspricht ungefähr der YIG/Pt-Dämpfung. Mit weiterer Materialabscheidung steigt der Bedeckungsgrad und damit auch der Einfluss der Spininjektor/Zwischenschicht/Spindetektor Fläche, was dem Bereich B in Abb. 6.17 b) zuzuordnen ist. Da $g_{YIG/PT}^{\uparrow\downarrow} > g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ gilt, verringert sich die Dämpfung. In Bereich B von Abb. 6.17 b) ist eine Verringerung der Dämpfung von ca. $2,5 \cdot 10^{-3}$ absolut zu erkennen. Der Bereich C in Abb. 6.17 a) zeigt den Verlauf der Dämpfung, wenn der Großteil des Spininjektors bereits bedeckt ist. Der Bedeckungsgrad erhöht sich langsamer mit der Menge des abgeschiedenen Materials bis dieser schließlich 1 erreicht. Dementsprechend ist in Bereich C die Dämpfungsänderung geringer, bis sich die Dämpfung des Dreischichtsystems einstellt. In Bereich C von Abb. 6.17 b) ist eine mit der abgeschiedenen Materialmenge langsame Verringerung der Dämpfung zu sehen. Das Modell der Zylindernäherung kann somit das gemessene Dämpfungsverhalten reproduzieren. Dennoch wird eine im Vergleich zu Abb. 6.17 a) plötzlichere Dämpfungsverringering in Bereich B von Abb. 6.17 b) beobachtet. Es wird vermutet, dass die Inselabschätzung mittels der Zylindernäherung für diesen Bereich ungenügend ist.

6.3. Spinpumpen durch DH4T

Um das vorgestellte Modell zu bestätigen, wird neben dem Materialsystem Pt/C₆₀/YIG das Materialsystem Pt/DH4T/YIG untersucht. Es werden zwei Probenreihen mit DH4T-Zwischenschichten hergestellt. Eine Probenserie verwendet 19 nm ex-situ-YIG als Spininjektor, die andere Probenserie mittels Flüssigphasenepitaxie kommerziell hergestelltes 200 nm YIG. Proben mit 200 nm YIG haben nicht die sonst üblichen Maße von $2 \times 5 \text{ mm}^2$, sondern $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Die Proben werden mittels FMR und ISHE charakterisiert.

6.3.1. Abscheidung

Die Depositionsrates von DH4T wird analog zur C₆₀-Depositionsrates bestimmt und der Tooling-Faktor der Quarzkristallwaage dementsprechend justiert. Ein Siliziumsubstrat wird entsprechend Anhang B auf dem Probenhalter befestigt und in die OMBD-Kammer eingeschleust. Die mit DH4T gefüllte Knudsenzelle wird auf 202 °C erhitzt. Anschließend wird innerhalb von 23 min DH4T auf das Substrat abgeschieden. Diese Probe wird im Folgenden Probe DZ genannt. Auf dieser Probe wird mittels eines Skalpell ein Kratzer erzeugt. Die DH4T-Dicke kann mit anschließenden Profilometermessungen bestimmt werden. Tab. 6.4 zeigt die ermittelten DH4T-Dicken an acht verschiedenen Positionen entlang des Kratzers. Der Mittelwert be-

d_{DH4T} [nm]	53,98	49,55	48,28	46,33	50,13	47,27	47,20	49,13	Ø48,98
-----------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	--------

Tabelle 6.4.: DH4T-Dicken gemessen an acht Stellen entlang des Kratzers bei Probe DZ.

trägt 48,98 nm und die maximale Abweichung vom Mittelwert 4,9 nm. Im Folgenden wird die daraus abgeleitete Depositionsrates von DH4T von $(2,13 \pm 0,21) \frac{\text{nm}}{\text{min}}$ angenommen.

Zur Herstellung des Schichtsystems Pt/DH4T/YIG wird das Substrat mit dem jeweiligen YIG auf dem Probenhalter montiert (Anhang B). Ohne Brechen des Vakuums werden die Proben nach der Deposition des DH4T in die Sputterkammer transferiert. Der Hintergrunddruck bleibt stets auf höchstens $4 \cdot 10^{-8}$ mbar. Bei ei-

Probe	1D0.5	1D1	1D2	1D3	1D3.5	1D4	1D5
d_{DH4T} [nm]	0,5	1	2	3	3,5	4	5

Tabelle 6.5.: Alle hergestellten Proben der Serie 1D zur Charakterisierung des Spinpumpens mit dem Schichtsystem Pt(13)/DH4T(d_{DH4T})/YIG(19).

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

ner Sputterleistung von 25 W und einem Argonprozessdruck von $6,7 \cdot 10^{-3}$ mbar wird 13 nm Pt abgeschieden. Die Proben können anschließend ausgeschleust werden. Proben mit 20 nm YIG werden auf $2 \times 5 \text{ mm}^2$ gespaltet, Proben mit 200 nm YIG werden von Beginn an auf $2 \times 2 \text{ mm}^2$ gespaltet. Für 19 nm YIG werden acht Proben mit einer DH4T-Zwischenschicht hergestellt, für 200 nm YIG sieben Proben. Als Referenzprobe wird eine reine 200 nm YIG-Schicht mit der Bezeichnung YR2 verwendet. Es werden alle hergestellten Proben mit 19 nm YIG in Tab. 6.5 und mit 200 nm YIG in Tab. 6.6 gelistet.

Probe	2D0	2D0,5	2D1	2D2	2D2,5	2D4	2D5
d_{DH4T} [nm]	0	0,5	1	2	2,5	4	5

Tabelle 6.6.: Alle hergestellten Proben der Serie 2D zur Charakterisierung des Spinpumpens mit dem Schichtsystem Pt(13)/DH4T(d_{DH4T})/YIG(200).

6.3.2. TEM-Charakterisierung

Die Probe 1D4 wird mittels TEM charakterisiert. Die Aufnahme ist in Abb 6.18 gezeigt. Die homogene und einkristalline YIG-Schicht ist mit 21 nm innerhalb in

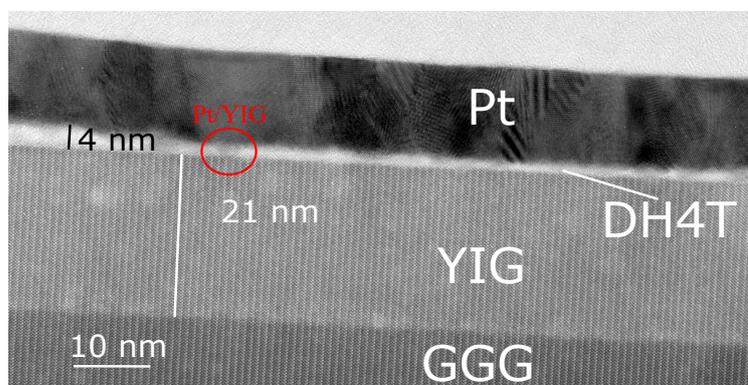


Abbildung 6.18.: TEM-Aufnahme der Probe 1D4. Die DH4T Schicht ist nahezu geschlossen. Pt/YIG-Grenzflächen (roter Kreis) sind dennoch zu beobachten.

der in Kap. 6.1.2 erwähnten Abweichung von $\pm 2 \text{ nm}$. Die DH4T-Schicht erscheint auf den ersten Blick geschlossen und homogen. Es sind jedoch Grenzflächen des polykristallinen Pt mit YIG zu erkennen. Weiterhin kann eine DH4T-Dicke von 3-4 nm bestimmt werden.

In der Arbeit von Toffanin wird gezeigt, dass DH4T auf Silizium in Inseln wächst [Tof09]. Bei den dort vorgestellten Ergebnissen beträgt die Inselhöhe ca. 5 nm, bis

die Inseln anschließend zu einer homogenen Schicht zusammenwachsen. Das in der hier gezeigten TEM-Aufnahme angedeutete Verhalten steht im Einklang mit den beschriebenen Ergebnissen.

6.3.3. Untersuchung der FMR-Spektren

Analog zu Kap. 6.1.4 werden die FMR-Spektren der 1D- und 2D-Probenreihen untersucht. Abb. 6.19 zeigt beispielhaft die Spektren bei 9,6 GHz der Proben 1D2 (a)), 2D2.5 (b)) und YR2 (c)) bei einer Anregungsleistung von 1 mW. So wie für die

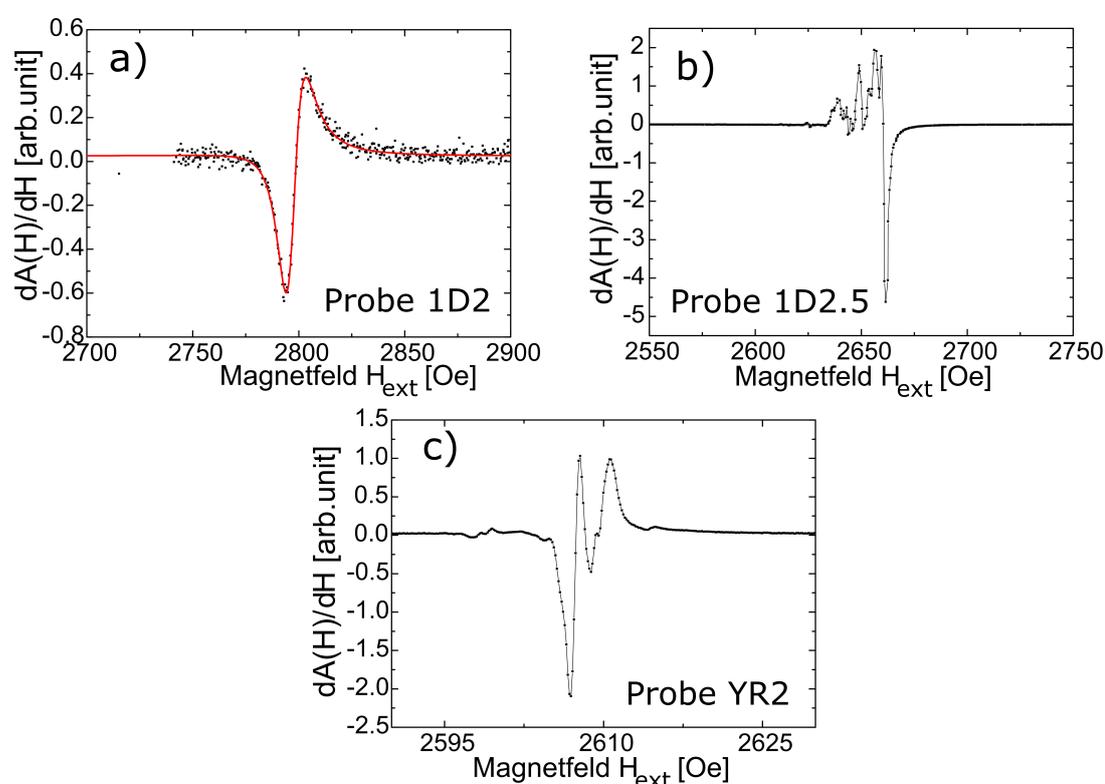


Abbildung 6.19.: FMR-Spektren der Proben 1D2 (a)), 1D2.5 (b)) und YR2 (c)). Die rote Linie zeigt den FMR-Fit nach Gl. (3.3). Für 1D2.5 und YR2 konnte aufgrund der zahlreichen Spinwellen keine Funktion angepasst werden.

Probe 1D2 kann für die gesamte Probenreihe 1D die Absorptionslinie der uniformen Mode mit einem Einlinienfit nach Gl. (3.3) angepasst werden. Im Gegensatz zur 1D-Reihe kann in allen Proben der 2D-Probenreihe selbst mit Mehrlinienfits die Absorptionslinie der uniformen Mode nicht von den Absorptionslinien anderer Moden unterschieden werden. Dementsprechend kann für die gesamte 2D-Reihe keine Dämpfung ermittelt werden. Die Frequenzvariation, die Aufnahme der entsprechen-

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

Probe	1D2	1D3	1D4
γ [$\frac{\text{MHz}}{\text{Oe}}$]	$2,80 \pm 0,02$	$2,80 \pm 0,02$	$2,79 \pm 0,02$
M_{eff} [$\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$]	137 ± 15	140 ± 15	143 ± 15

Tabelle 6.7.: Effektive Magnetisierung M_{eff} und gyromagnetisches Verhältnis γ bestimmt aus der Anpassung der Gl. (3.5) an die Daten der Frequenzvariation an den Proben 1D2, 1D3 und 1D4.

den Spektren und deren Analyse wird daher im Folgenden nur an den Proben der 1D-Reihe vorgenommen.

Tab. 6.7 zeigt die sich nach der in-plane-Kittelformel (Gl. (3.5)) aus der Frequenzvariation ergebenden effektiven Magnetisierungen M_{eff} und die gyromagnetischen Verhältnisse γ der Proben 1D2, 1D3 und 1D4. Die effektiven Magnetisierungen sind vergleichbar mit den von Hauser et al. präsentierten Werten [HRH⁺16, HER⁺17]. Die Dämpfungen werden nach Gl. (3.4) von allen Proben der 1D-Probenreihe ermittelt. Exemplarisch zeigt Abb. 6.20 a) die Linienbreite als Funktion der Resonanzfrequenz zur Dämpfungsbestimmung an der Probe 1D0,5 ($\alpha = (3,53 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$) und b) an der Probe 1D2 ($\alpha = (1,69 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}$). Die Abhängigkeit der Dämpfung von

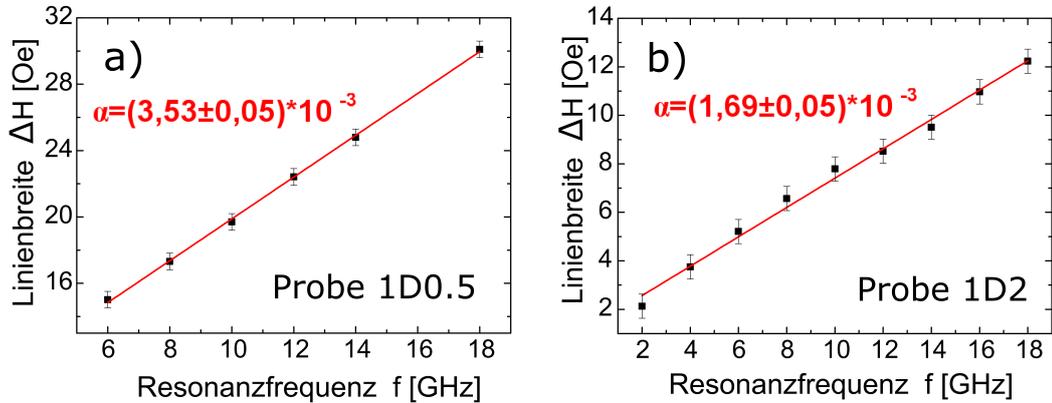


Abbildung 6.20.: Linienbreite als Funktion der Resonanzfrequenz gemessen an den Proben 1D0.5 (a) und 1D2 (b). Die Rote Linie zeigt eine angepasste lineare Funktion zur Bestimmung der Dämpfung nach Gl. (3.4).

der DH4T-Dicke ist in Abb. 6.21 gezeigt. Die Probe C0 aus Kapitel 6.1 (Pt/YIG(20)) wird hier für 0 nm DH4T-Dicke verwendet. Wie schon bei der C₆₀-Probenserie muss auch hier bei einem Vergleich der Schichten untereinander beachtet werden, dass nach [JCK⁺15] ein Fehler von 10 % durch die 10 %-tige Abweichung der YIG-Dicke angenommen werden muss. Wie bei C₆₀ (Abb. 6.5) können auch hier drei Bereiche erkannt werden: Im ersten Bereich (A) von 0-0,5 nm ist die Dämpfung im Rahmen

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

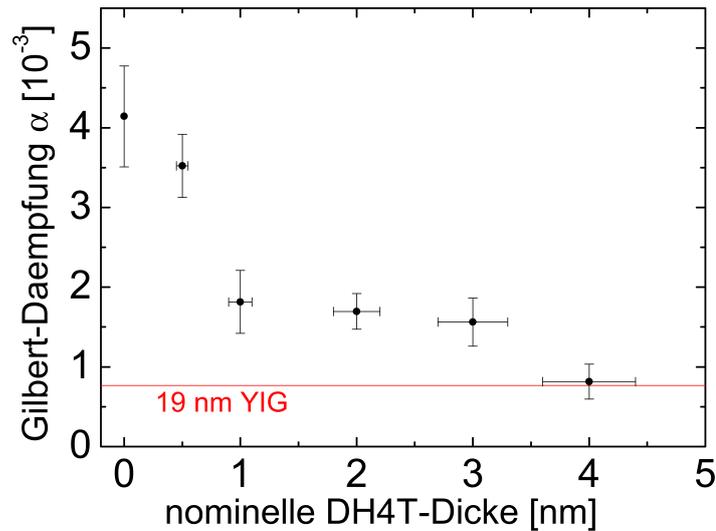


Abbildung 6.21.: Dämpfung in Abhängigkeit von der nominellen DH4T-Dicke für die Proben der Serie 1D. Die rote Linie zeigt die Dämpfung einer reinen 19 nm YIG Schicht (Probe YR).

der Messunsicherheiten bei $3,8 \cdot 10^{-3}$. Anschließend ist ein plötzlicher Abfall der Dämpfung von $2 \cdot 10^{-3}$ absolut zwischen 0,5 nm und 1 nm zu erkennen, Bereich B. In Bereich C (ab 1 nm) nähert sich die Dämpfung langsamer der Dämpfung der reinen YIG-Schicht an.

6.3.4. Untersuchung auf ISHE

Alle Proben der 1D-Reihe (Tab 6.5) und der 2D-Reihe (Tab. 6.6) werden bei 9,6 GHz auf den ISHE untersucht. Bei der 1D-Reihe wird eine Anregungsleistung von 7,9 mW verwendet, bei der 2D-Reihe eine Anregungsleistung von 0,079 mW. Die Messungen der ISH-Spannungen an den Proben 1D2, 2D2.5 und 2D5 sind in Abb. 6.22 gezeigt. Die ISH-Peakspannung kann in Abb. 6.22 a) direkt abgelesen werden. Für Proben mit 200 nm YIG als Spininjektor erzeugen Spinwellen zusätzliche Beiträge zur ISH-Spannung, was ein direktes Ablesen der Spannung, verursacht durch die Anregung der uniformen Mode, erschwert. Aus diesem Grund wird ein Zweiliniendifit nach Gl. (3.2) verwendet. Die ISH-Spannung, verursacht durch die uniforme Mode, entspricht der blauen Linie, die der Spinwellen der orangefarbenen und die der resultierenden der roten Linie. Die von der uniformen Mode erzeugte ISH-Peakspannung wird im Folgenden betrachtet. Bei allen Proben kann bei der Änderung der Magnetfeldpolarität ein Vorzeichenwechsel der ISH-Spannung beobachtet werden.

Aufgrund die unterschiedlichen Probenwiderstände wird U_{ISHE} für einen sinnvoll-

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

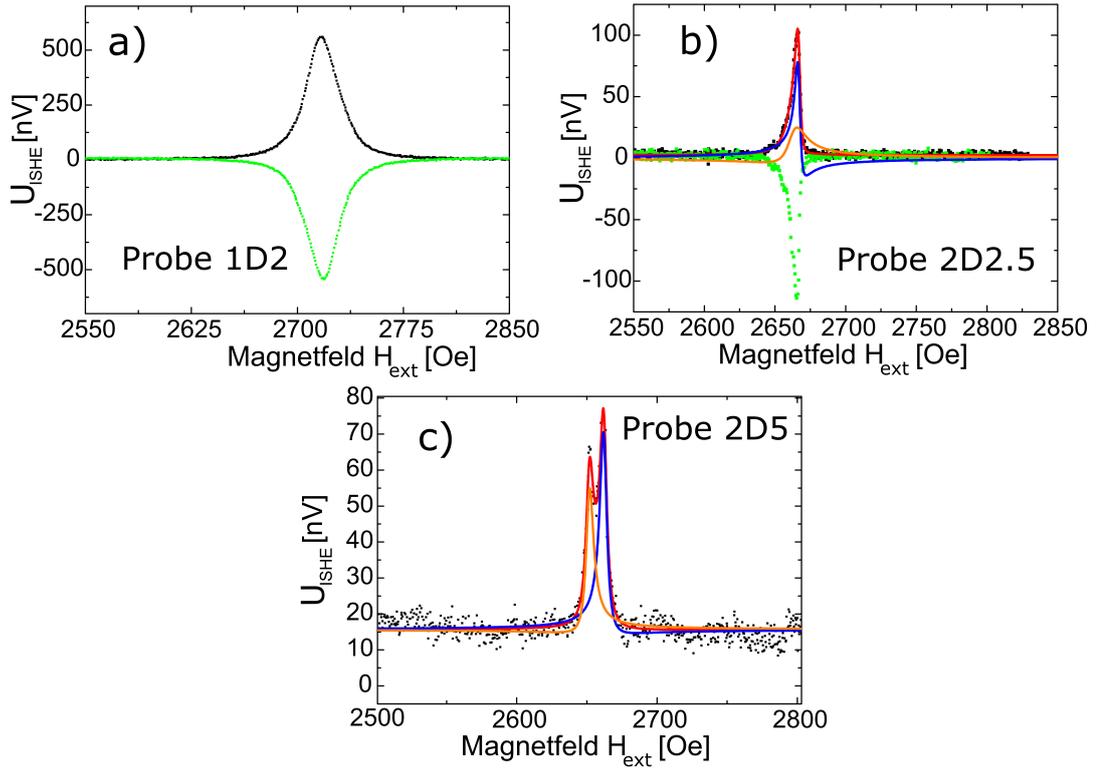


Abbildung 6.22.: U_{ISHE} -Messung an den Proben 1D2 (a)), 2D2.5 (b)) und 2D5 (c)); die schwarzen Messpunkte zeigen U_{ISHE} bei positivem Magnetfeld H_{ext} , die grünen Messpunkte bei negativem Magnetfeld. 1D2 zeigt ein symmetrisches Verhalten der ISH-Spannung. U_{ISHE} an der Probe 2D2.5 verläuft asymmetrisch durch zusätzliche Spinwellen. Diese Asymmetrie ist auch bei negativen magnetischen Feldern zu beobachten. Bei 2D5 ist die nötige Trennung zwischen Spinwellen und uniformer Mode deutlicher zu sehen. Für 2D2.5 und 2D5 ist Gl. (3.2) angepasst worden, um den Betrag der uniformen Mode zu extrahieren.

len Vergleich mit dem Probenwiderstand R zu I_{ISHE} normiert. Abb. 6.23 a) zeigt I_{ISHE} von der nominellen DH4T-Dicke anhand der 1D-Reihe, Abb. 6.23 b) anhand der 2D-Reihe. Die Fluktuation der YIG-Schichtdicke kann bei der 2D-Reihe vernachlässigt werden, sodass die sich ergebenden Fehler nur aus der Messunsicherheit des Widerstandes und der ISH-Spannung resultieren. Die Fehlerbalken ergeben sich somit aus der Schwankung der YIG-Dicke (10% bei 19 nm YIG, 0% bei 200 nm YIG), der Messunsicherheit des Widerstandes (3% bei 19 nm YIG, 10% bei 200 nm YIG), der Messunsicherheit von U_{ISHE} des Messplatzes (4%) und der Ungenauigkeit der nominellen DH4T-Schichtdicke (10%). Für beide Messreihen können wie bei C_{60} drei Bereiche klassifiziert werden. Diese Unterteilung kann unabhängig der YIG-Dicke unterschieden werden. In Bereich I verringert sich der ISHE-Strom (0-0,5 nm);

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

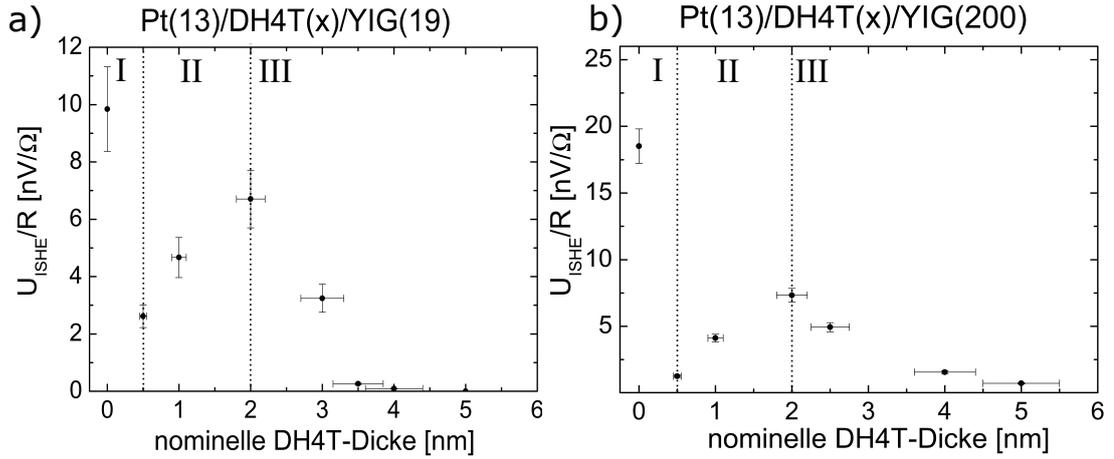


Abbildung 6.23.: Abhängigkeit des I_{ISHE} von der nominellen Dicke von DH4T mit 19 nm YIG als (a)) und 200 nm YIG (b)) Spininjektor. Analog zu C_{60} können drei Bereiche erkannt werden. Bereich I erstreckt sich von 0-0,5 nm; dort nimmt I_{ISHE} ab. In Bereich II (0,5-2 nm) erhöht sich der ISH-Strom und anschließend sinkt dieser wieder ab 2 nm (Bereich III). Diese Bereiche sind bei denselben Schichtdicken beider Messreihen zu beobachten.

anschließend erhöht sich dieser (0,5-2 nm) in Bereich II; in Bereich III nimmt I_{ISHE} ab 2 nm anschließend ab.

6.3.5. Diskussion

Wie Toffanin zeigte, wächst DH4T auf Silizium in Inseln [Tof09]. Die gezeigte TEM-Aufnahme in 6.18 deutet ebenso auf ein Inselwachstum auf YIG hin. Bei nominell 4 nm DH4T scheint die Schicht nahezu geschlossen zu sein, jedoch sind auch Pt/YIG-Grenzflächen zu erkennen. Ein weiteres Indiz für das Inselwachstum zeigt die $I_{ISHE}-d_{DH4T}$ -Abhängigkeit in Abb. 6.21. Wie nach dem Modell beschrieben, verringert sich bei kleinen nominellen Zwischenschichtdicken zunächst der ISH-Strom (Bereich I). Dies liegt an der wachsenden Inseldichte und an den in Kap. 6.2.2 beschriebenen Auswirkungen der Inselgeometrie auf den I_{ISHE} . Da das Minimum des ISH-Stroms in Bereich I schon bei einer Zwischenschichtdicke von 0,5 nm liegt, ist davon auszugehen, dass die DH4T Inseln schneller als die C_{60} -Inseln wachsen. Anschließend führt weitere Materialdeposition zu einem Zusammenwachsen und Abflachen der Inseln. Diese Geometrieumwandlung erhöht wie in Kap. 6.2.2 gezeigt den ISH-Strom. Anschließend verringert sich I_{ISHE} ab 2 nm DH4T-Dicke. Es ist davon auszugehen, dass ab diesem Punkt die Schicht nahezu geschlossen ist. In Abb. 6.21 ist gezeigt, dass die Dämpfung des Dreischichtsystems geringer als die des

6. Spinpumpen durch granulare Zwischenschichten

Zweischichtsystems ist. Es gilt somit $g_{YIG/Pt}^{\uparrow\downarrow} > g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$, wodurch im Dreischichtsystem der gepumpte Spinstrom geringer ist. Nach Gl. (6.10) ist I_{ISHE} inversproportional zur Zwischenschichtdicke. Eine $1/d_{ZS}$ -Fitfunktion konnte wie bei C_{60} auch hier nicht an die Messdaten angepasst werden. Hier wird ebenfalls davon ausgegangen, dass ein nicht homogenes Wachstum in Bereich III Abweichungen vom $1/d_{ZS}$ -Verhalten verursacht. Wie bei C_{60} wird der Fall $\lambda \gg d_{ZS}$ angenommen, da die Dämpfung des Spininjektor/Zwischenschicht/Spindetektor-Systems vergleichbar mit der Dämpfung des YIG ist. Die I_{ISHE} - d -Abhängigkeiten der 1D- und 2D-Reihe zeigen somit den gleichen Verlauf wie die I_{ISHE} - d -Abhängigkeit der C_{60} -Reihe und lassen sich in drei Bereiche einteilen. Der I_{ISHE} - d -Verlauf ist somit unabhängig von den Probenabmessungen und der Dicke des Spininjektors. Dementsprechend können die in Abb. 6.23 gezeigten Verläufe nur mit Zwischenschichteffekten erklärt werden. Diese Geometrieauswirkungen der Zwischenschicht auf den ISHE sind nach den vorgestellten Modellen nicht mit den spezifischen Materialien, sondern durch die Geometrie des deponierten Materials zu begründen.

Weiterhin konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, dass der Grad der Bedeckung einen Einfluss auf die zu messende Dämpfung hat. Dementsprechend dominiert ab einer hohen Bedeckung die Fläche des Dreischichtsystems die zu messende Dämpfung. Der in Abb. 6.21 gezeigte Verlauf der Dämpfung, kann, wie bei der C_{60} -Reihe, in drei Bereiche eingeteilt werden. Abb. 6.8 des vorgestellten Modells reproduziert diesen Verlauf.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Morphologie sowohl des Spindetektors als auch die einer Zwischenschicht zwischen Spindetektor und Spininjektor einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf das Spinpumpen und auf die ISH-Spannung haben.

Der Einfluss der Morphologie des Spindetektors wurde anhand von Strontiumruthenat auf YIG untersucht. Je nach Menge des abgeschiedenen Materials wurden sowohl einzelne, unverbundene SRO-Inseln als auch verbundene SRO-Inseln beobachtet. Die ermittelten Dämpfungen steigen mit der Menge des abgeschiedenen Materials. Aufgrund der geringen Spindiffusionslänge in SRO kann davon ausgegangen werden, dass hauptsächlich der Bedeckungsgrad die Dämpfung beeinflusst. Dementsprechend sollte die Dämpfung bei nahezu geschlossenen Schichten sättigen. In der gezeigten Abhängigkeit konnte jedoch nicht eindeutig ermittelt werden, ob die Dämpfung linear ansteigt oder schon sättigt. Die gezeigten TEM-Aufnahmen und die Messungen der Probenwiderstände deuten jedoch bei SRO-Schichten ab 13 nm auf geschlossene SRO-Schichten hin. Aufgrund von vielen unverbundenen Inseln kann bei dünnen nominellen Zwischenschichten kein Leitpfad vorhanden sein. Entsprechend kann für geringe Abscheidungsmengen keine ISH-Spannung detektiert werden. Ist das Perkollationslimit erreicht, so kann es mehrere einzelne Leitpfade geben, die ISH-Spannung ist für diesen Bereich jedoch nicht kalkulierbar. Nur für geschlossene oder fast geschlossene Schichten mit Löchern kann die Annahme vieler paralleler Leitpfade getroffen werden. In diesem Fall kann das Verhalten der ISH-Spannung in einer Schicht mit homogenem Schichtwachstum angenommen werden. Die vorgestellten Ergebnisse zeigen somit, dass vor der Bestimmung der Spindiffusionslänge das Schichtwachstum und die Morphologie des Spindetektors überprüft werden muss.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass bei nicht homogenem Schichtwachstum der Zwischenschicht die ISH-Spannung stark von der Geometrie der abgeschiedenen Inseln abhängt. Dazu wurden sowohl C_{60} als auch DH4T zwischen Pt und YIG als Zwischenschicht abgeschieden. Die Abhängigkeit der ISH-Spannung von der nominellen Zwischenschichtdicke kann in drei Bereiche unterteilt werden. Anhand des Modells einer Halbkugel der Inseln können diese drei Bereiche reproduziert werden. Die Dämpfungen des Zweischichtsystems und des Dreischichtsystems zeigen, dass

7. Zusammenfassung

im Dreischichtsystem deutlich weniger Spinstrom gepumpt wird. Der Pumpstrom ist inversproportional zum Widerstand der Zwischenschicht und damit auch zur Schichtdicke. Die Zylindernäherung der Inseln trägt dem Einfluss der Bedeckung auf die Dämpfung Rechnung und reproduziert die ermittelte Dämpfungsabhängigkeit. Trotz einiger Unterschiede zwischen Modell und Experiment bei der Abhängigkeit der ISH-Spannung und der Dämpfung von der nominellen Zwischenschichtdicke beschreibt das entwickelte Modell die gezeigten Verläufe qualitativ gut. Die vorgestellten Resultate weisen somit darauf hin, dass bei Spinpumpexperimenten zuerst die Morphologie der Zwischenschicht überprüft werden muss. Zusätzlich muss bei der Ermittlung der Spindiffusionslänge der Zwischenschicht auch die Abnahme des gepumpten Spinstroms mit wachsender Zwischenschichtdicke berücksichtigt werden.

Literaturverzeichnis

- [AM99] R. Arias and D. L. Mills. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Phys. Rev. B*, 60(10):7395–7409, September 1999.
- [AM07] N.W. Ashcroft and D.N. Mermin. *Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2007.
- [And64] E. E. Anderson. Molecular Field Model and the Magnetization of YIG. *Phys. Rev.*, 134(6A):A1581–A1585, June 1964.
- [AS10] K. Ando and E. Saitoh. Inverse spin-Hall effect in palladium at room temperature. *J. Appl. Phys.*, 108(11):113925, 2010.
- [ATH⁺08] K. Ando, S. Takahashi, K. Harii, K. Sasage, J. Ieda, S. Maekawa, and E. Saitoh. Electric Manipulation of Spin Relaxation Using the Spin Hall Effect. *Phys. Rev. Lett.*, 101(3):036601, July 2008.
- [ATI⁺11] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa, and E. Saitoh. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system. *J. Appl. Phys.*, 109(10):103913, 2011.
- [AVD⁺04] J. Ackermann, C. Videlot, P. Dumas, A. El Kassmi, R. Guglielmetti, and V. Safarov. Control of growth and charge transport properties of quaterthiophene thin films via hexyl chain substitutions. *Org. Electron.*, 5(4):213–222, 2004.
- [AVLaRS⁺11] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, 83(14):144402, April 2011.
- [BBC⁺02] D. Besana, A. Borghesi, M. Campione, A. Sassella, R. Tubino, M. Moret, R. Rinaldi, and F. Garnier. Influence of the substrate on the growth of α,ω -dihexyl-quaterthiophene thin films by organic molecular beam deposition. *J. Cryst. Growth*, 235(1-4):241–247, February 2002.
- [Ber70] L. Berger. Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets. *Phys. Rev. B*, 2(11):4559–4566, December 1970.

Literaturverzeichnis

- [Ber84] M. V. Berry. Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes. *Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci.*, 392(1802):45–57, March 1984.
- [Ber96] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 54(13):9353, 1996.
- [BL66] W. E. Barth and R. G. Lawton. Dibenzo [ghi, mno] fluoranthene. *J. Am. Chem. Soc.*, 88(2):380–381, 1966.
- [BSKB05] L. Bergmann, C. Schaefer, R. Kassing, and S. Blügel. *Lehrbuch der Experimentalphysik 6. Festkörper*. de Gruyter, 2005.
- [BSWW04] G. Beernink, T. Strunskus, G. Witte, and Ch. Wöll. Importance of dewetting in organic molecular-beam deposition: Pentacene on gold. *Appl. Phys. Lett.*, 85(3):398–400, July 2004.
- [BTBH02] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin. Spin battery operated by ferromagnetic resonance. *Phys. Rev. B*, 66(6):060404, August 2002.
- [CEG⁺83] P. A. Cox, R. G. Egdell, J. B. Goodenough, A. Hamnett, and C. C. Naish. The metal-to-semiconductor transition in ternary ruthenium (IV) oxides: a study by electron spectroscopy. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 16(32):6221, 1983.
- [CKP⁺03] T.Y. Choi, H.S. Kang, D.H. Park, J.M. Koo, J.K. Lee, S.D. Ahn, and J. Joo. Trap Distribution and Field Effect Transistor (FET) of Perylene by Organic Molecular Beam Deposition (OMBD). *Synth. Met.*, 137(1-3):929–930, April 2003.
- [CLD⁺15] L. J. Cornelissen, J. Liu, R. A. Duine, J. Ben Youssef, and B. J. van Wees. Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. *Nat. Phys.*, 11:1022, September 2015.
- [CLZ⁺14] H. Chang, P. Li, W. Zhang, T. Liu, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu. Nanometer-Thick Yttrium Iron Garnet Films With Extremely Low Damping. *IEEE Magn. Lett.*, 5:1–4, 2014.
- [CML⁺93] J. T. Cheung, P. E. D. Morgan, D. H. Lowndes, X. Zheng, and J. Breen. Structural and electrical properties of La_{0.5}Sr_{0.5}CoO₃ epitaxial films. *Appl. Phys. Lett.*, 62(17):2045–2047, 1993.
- [CPB⁺16] L. J. Cornelissen, K. J. H. Peters, G. E. W. Bauer, R. A. Duine, and B. J. van Wees. Magnon spin transport driven by the magnon chemical potential in a magnetic insulator. *Phys. Rev. B*, 94(1):014412, July 2016.

Literaturverzeichnis

- [CUH97] Z. Celinski, K. B. Urquhart, and B. Heinrich. Using ferromagnetic resonance to measure the magnetic moments of ultrathin films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 166(1-2):6–26, February 1997.
- [DL07] R.M. Dreizler and C.S. Lüdde. *Theoretische Physik 3: Quantenmechanik 1*. Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- [DWP⁺13] C. H. Du, H. L. Wang, Y. Pu, T. L. Meyer, P. M. Woodward, F. Y. Yang, and P. C. Hammel. Probing the Spin Pumping Mechanism: Exchange Coupling with Exponential Decay in $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /Barrier/Pt Heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 111(24):247202, December 2013.
- [DWYH14] C. Du, H. Wang, F. Yang, and P. C. Hammel. Enhancement of Pure Spin Currents in Spin Pumping $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /Cu/Metal Trilayers through Spin Conductance Matching. *Phys. Rev. Appl.*, 1(4):044004, May 2014.
- [Dya08] M.I. Dyakonov. *Spin Physics in Semiconductors*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [FAD⁺09] J. D. Ferguson, G. Arikan, D. S. Dale, A. R. Woll, and J. D. Brock. Measurements of Surface Diffusivity and Coarsening during Pulsed Laser Deposition. *Phys. Rev. Lett.*, 103(25):256103, December 2009.
- [FBHS94] S. R. Forrest, P. E. Burrows, E. I. Haskal, and F. F. So. Ultrahigh-vacuum quasiepitaxial growth of model van der waals thin films. ii. experiment. *Phys. Rev. B*, 49(16):11309–11321, April 1994.
- [FSK99] S. Fähler, K. Sturm, and H.-U. Krebs. Resputtering during the growth of pulsed-laser-deposited metallic films in vacuum and in an ambient gas. *Appl. Phys. Lett.*, 75(24):3766–3768, 1999.
- [GEC69] S. Geller, G. P. Espinosa, and P. B. Crandall. Thermal expansion of yttrium and gadolinium iron, gallium and aluminum garnets. *J. Appl. Crystallogr.*, 2(2):86–88, 1969.
- [GG57] S. Geller and M.A. Gilleo. The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet, $\text{Y}_3\text{Fe}_2(\text{FeO}_4)_3$. *J. Phys. Chem. Solids*, 3(1):30–36, 1957.
- [GHEK⁺98] F. Garnier, R. Hajlaoui, A. El Kassmi, G. Horowitz, L. Laigre, W. Porzio, M. Armanini, and F. Provasoli. Dihexylquaterthiophene, a two-dimensional liquid crystal-like organic semiconductor with high transport properties. *Chem. Mater.*, 10(11):3334–3339, November 1998.
- [Gil55] T.L. Gilbert. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, 100:1243, 1955.

Literaturverzeichnis

- [GMCN08] G. Y. Guo, S. Murakami, T.-W. Chen, and N. Nagaosa. Intrinsic Spin Hall Effect in Platinum: First-Principles Calculations. *Phys. Rev. Lett.*, 100(9):096401, March 2008.
- [Had92] R.C. Haddon. Electronic structure, conductivity and superconductivity of alkali metal doped (C_{60}). *Acc. Chem. Res.*, 25(3):127–133, 1992.
- [Has11] A. Hashimoto. *Handbook of Nanophysics: Nanoelectronics and Nanophotonics*. CRC Press Taylor & Francis, 2011.
- [HBM⁺11] B. Heinrich, C. Burrowes, E. Montoya, B. Kardasz, E. Girt, Young-Yeal Song, Yiyang Sun, and Mingzhong Wu. Spin Pumping at the Magnetic Insulator (YIG)/Normal Metal (Au) Interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 107:066604, Aug 2011.
- [HCH85] B. Heinrich, J. F. Cochran, and R. Hasegawa. FMR linebroadening in metals due to two-magnon scattering. *J. Appl. Phys.*, 57(8):3690–3692, 1985.
- [HCJ00] S. Heutz, R. Cloots, and T. S. Jones. Structural templating effects in molecular heterostructures grown by organic molecular-beam deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 77(24):3938–3940, December 2000.
- [HdLK⁺13] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, and J. Ben Youssef. Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta. *Phys. Rev. B*, 87(17):174417, May 2013.
- [HER⁺17] C. Hauser, C. Eisenschmidt, T. Richter, A. Müller, H. Deniz, and G. Schmidt. Annealing of amorphous yttrium iron garnet thin films in argon atmosphere. *J. Appl. Phys.*, 122(8):083908, 2017.
- [HFF⁺14] S. S. Harilal, N. Farid, J. R. Freeman, P. K. Diwakar, N. L. LaHaye, and A. Hassanein. Background gas collisional effects on expanding fs and ns laser ablation plumes. *Appl. Phys. A*, 117(1):319–326, 2014.
- [HFM⁺91] P. A. Heiney, J. E. Fischer, A. R. McGhie, W. J. Romanow, A. M. Denenstein, J.P. McCauley Jr., A. B. Smith, and D. E. Cox. Orientational ordering transition in solid C_{60} . *Phys. Rev. Lett.*, 66(22):2911–2914, June 1991.
- [HG13] M. Henzler and W. Göpel. *Oberflächenphysik des Festkörpers*. Vieweg+Teubner Verlag, 2013.
- [HKKK94] K. Hamano, T. Kurata, S. Kubota, and H. Koezuka. Organic Molecular Beam Deposition of α -Sexithienyl. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33(7B):L1031–L1034, 1994.

Literaturverzeichnis

- [HML⁺91] J. M. Hawkins, A. Meyer, T. A. Lewis, S. Loren, and F. J. Hollander. Crystal Structure of Osmylated C₆₀: Confirmation of the Soccer Ball Framework. *Science*, 252(5003):312, April 1991.
- [HMTS09] M. Hashida, H. Mishima, S. Tokita, and S. Sakabe. Non-thermal ablation of expanded polytetrafluoroethylene with an intense femtosecond-pulse laser. *Opt. Express*, 17(15):13116–13121, 2009.
- [HPC⁺68] J. P. Hurrell, S. P. S. Porto, I. F. Chang, S. S. Mitra, and R. P. Bauman. Optical Phonons of Yttrium Aluminum Garnet. *Phys. Rev.*, 173(3):851–856, September 1968.
- [HPKS93] R. C. Haddon, R. E. Palmer, H. W. Kroto, and P. A. Sermon. The Fullerenes: Powerful Carbon-Based Electron Acceptors [and Discussion]. *Philos. Trans. Phys. Sci. Eng.*, 343(1667):53–62, April 1993.
- [HRH⁺16] C. Hauser, T. Richter, N. Homonnay, C. Eisenschmidt, M. Qaid, H. Deniz, D. Hesse, M. Sawicki, S. G. Ebbinghaus, and G. Schmidt. Yttrium Iron Garnet Thin Films with Very Low Damping Obtained by Recrystallization of Amorphous Material. *Scientific Reports*, 6:20827, February 2016.
- [HRT74] P. Hansen, P. Röschmann, and W. Tolksdorf. Saturation magnetization of gallium-substituted yttrium iron garnet. *J. Appl. Phys.*, 45(6):2728–2732, 1974.
- [HWCC95] S. K. Hau, K. H. Wong, P. W. Chan, and C. L. Choy. Intrinsic resputtering in pulsed laser deposition of lead zirconate titanate thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 66(2):245–247, 1995.
- [HZ97] S. Hershfield and H. L. Zhao. Charge and spin transport through a metallic ferromagnetic-paramagnetic-ferromagnetic junction. *Phys. Rev. B*, 56(6):3296–3305, August 1997.
- [IEP00] N.B. Ibrahim, C. Edwards, and S.B Palmer. Pulsed laser ablation deposition of yttrium iron garnet and cerium-substituted YIG films. *J. Magn. Magn. Mater.*, 220(2):183–194, 2000.
- [IKMA98] T. E. Itina, A. A. Katassonov, W. Marine, and M. Autric. Numerical study of the role of a background gas and system geometry in pulsed laser deposition. *J. Appl. Phys.*, 83(11):6050–6054, 1998.
- [IMG07] A. Ito, H. Masumoto, and T. Goto. Microstructure and Electrical Conductivity of Epitaxial SrRuO₃ Thin Films Prepared on (001), (110) and (111) SrTiO₃ Substrates by Laser Ablation. *Mater. Trans.*, 48(2):227–233, 2007.

Literaturverzeichnis

- [IVH⁺15] M. Isasa, E. Villamor, L. E. Hueso, M. Gradhand, and F. Casanova. Temperature dependence of spin diffusion length and spin Hall angle in Au and Pt. *Phys. Rev. B*, 91(2):024402, January 2015.
- [JAGO⁺16] S. Jalali-Asadabadi, E. Ghasemikhah, T. Ouahrani, B. Nourozi, M. Bayat-Bayatani, S. Javanbakht, R. Aliabad, I. Ahmad, J. Neamatollahi, and M. Yazdani-Kachoei. Electronic Structure of Crystalline Buckyballs: fcc-C₆₀. *J. Electron. Mater.*, 45(1):339, 2016.
- [JCK⁺15] M. B. Jungfleisch, A. V. Chumak, A. Kehlberger, V. Lauer, D. H. Kim, M. C. Onbasli, C. A. Ross, M. Kläui, and B. Hillebrands. Thickness and power dependence of the spin-pumping effect in Y₃Fe₅O₁₂/Pt heterostructures measured by the inverse spin Hall effect. *Phys. Rev. B*, 91(13):134407, April 2015.
- [JLW⁺15] S.W. Jiang, S. Liu, P. Wang, Z. Z. Luan, X.D. Tao, H.F. Ding, and D. Wu. Exchange-Dominated Pure Spin Current Transport in Alq₃ Molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 115(8):086601, August 2015.
- [JNFvW03] F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip, and B. J. van Wees. Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves. *Phys. Rev. B*, 67(8):085319, February 2003.
- [JS85] M. Johnson and R. H. Silsbee. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. *Phys. Rev. Lett.*, 55:1790–1793, Oct 1985.
- [JS88a] M. Johnson and R. H. Silsbee. Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface. *Phys. Rev. B*, 37(10):5312–5325, April 1988.
- [JS88b] M. Johnson and R. H. Silsbee. Spin-injection experiment. *Phys. Rev. B*, 37:5326–5335, Apr 1988.
- [KA00] P.J. Kelly and R.D. Arnell. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. *Vacuum*, 56(3):159–172, 2000.
- [KH98] B. J. Kennedy and B. A. Hunter. High-temperature phases of SrRuO₃. *Phys. Rev. B*, 58(2):653–658, July 1998.
- [KHT⁺10] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, 464(7286):262–266, March 2010.
- [Kik56] R. Kikuchi. On the minimum of magnetization reversal time. *J. Appl. Phys.*, 27(11):1352–1357, 1956.

Literaturverzeichnis

- [KKR⁺98] G. Koster, B. L. Kropman, G. J. H. M. Rijnders, D. H. A. Blank, and H. Rogalla. Quasi-ideal strontium titanate crystal surfaces through formation of strontium hydroxide. *Appl. Phys. Lett.*, 73(20):2920–2922, 1998.
- [KKS⁺12] G. Koster, L. Klein, W. Siemons, G. Rijnders, J. S. Dodge, C.-B. Eom, D. H. A. Blank, and M. R. Beasley. Structure, physical properties, and applications of SrRuO_3 thin films. *Rev. Mod. Phys.*, 84(1):253–298, March 2012.
- [KMFD⁺17] S. Klingler, H. Maier-Flaig, C. Dubs, O. Surzhenko, R. Gross, H. Huebl, S. T. B. Goennenwein, and M. Weiler. Gilbert damping of magnetostatic modes in a yttrium iron garnet sphere. *Appl. Phys. Lett.*, 110(9):092409, 2017.
- [KNW⁺92] K. Kikuchi, N. Nakahara, T. Wakabayashi, M. Honda, H. Matsumiya, T. Moriwaki, S. Suzuki, H. Shiromaru, K. Saito, K. Yamauchi, I. Ikemoto, and Y. Achiba. Isolation and identification of fullerene family: C_{76} , C_{78} , C_{82} , C_{84} , C_{90} and C_{96} . *Chem. Phys. Lett.*, 188(3):177–180, 1992.
- [KOS⁺07] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa. Room-temperature reversible spin hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, 98:156601, Apr 2007.
- [KUK⁺12] A. Kirihara, K. Uchida, Y. Kajiwara, M. Ishida, Y. Nakamura, T. Manako, E. Saitoh, and S. Yoroazu. Spin-current-driven thermoelectric coating. *Nature Materials*, 11:686, June 2012.
- [KWG⁺03] G. N. Kakazei, P. E. Wigen, K. Yu. Guslienko, R. W. Chantrell, N. A. Lesnik, V. Metlushko, H. Shima, K. Fukamichi, Y. Otani, and V. Novosad. In-plane and out-of-plane uniaxial anisotropies in rectangular arrays of circular dots studied by ferromagnetic resonance. *J. Appl. Phys.*, 93(10):8418–8420, 2003.
- [KZS⁺00] J. Kou, V. Zhakhovskii, S. Sakabe, K. Nishihara, S. Shimizu, S. Kawato, M. Hashida, K. Shimizu, S. Bulanov, Y. Izawa, Y. Kato, and N. Nakashima. Anisotropic Coulomb explosion of C_{60} irradiated with a high-intensity femtosecond laser pulse. *J. Chem. Phys.*, 112(11):5012–5020, 2000.
- [Lam71] R. M. Lambert. Faraday rotation in a calcium - bismuth - vanadium iron garnet. *J. Phys. D*, 4(1):139, 1971.
- [LB71] R. G. Lawton and W. E. Barth. Synthesis of corannulene. *J. Am. Chem. Soc.*, 93(7):1730–1745, 1971.
- [LBR11] L. Liu, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Review and analysis of measurements of the spin hall effect in platinum. *ArXiv e-prints*, November 2011.

Literaturverzeichnis

- [LCV⁺14] T. Liu, H. Chang, V. Vlaminck, Y. Sun, M. Kabatek, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu. Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films. *J. Appl. Phys.*, 115(17):501, 2014.
- [LD12] P.K. Larsen and P.J. Dobson. *Reflection High-Energy Electron Diffraction and Reflection Electron Imaging of Surfaces*. Springer US, 2012.
- [LL35] L. Landau and E. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, 8(153):101–114, 1935.
- [LLK⁺03] J. Lindner, K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spoddig, R. Meckenstock, J. Pelzl, Z. Frait, and D. L. Mills. Non-gilbert-type damping of the magnetic relaxation in ultrathin ferromagnets: Importance of magnon-magnon scattering. *Phys. Rev. B*, 68(6):060102, August 2003.
- [LP12] D.J. Lockwood and A. Pinczuk. *Optical Phenomena in Semiconductor Structures of Reduced Dimensions*. Springer Netherlands, 2012.
- [MASG⁺17] J. B. S. Mendes, O. Alves Santos, J. P. Gomes, H. S. Assis, J. F. Felix, R. L. Rodríguez-Suárez, S. M. Rezende, and A. Azevedo. Efficient spin transport through polyaniline. *Phys. Rev. B*, 95(1):014413, January 2017.
- [MCB⁺05] M. Moret, M. Campione, A. Borghesi, L. Miozzo, A. Sassella, S. Trabattani, B. Lotz, and A. Thierry. Structural characterisation of single crystals and thin films of α , ω -dihexylquaterthiophene. *J. Mater. Chem.*, 15(25):2444–2449, 2005.
- [Mes15] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. Springer Berlin Heidelberg, 2015.
- [MG10] S. A. Manuilov and A. M. Grishin. Pulsed laser deposited $\text{y}_3\text{fe}_5\text{o}_{12}$ films: Nature of magnetic anisotropy ii. *Journal of Applied Physics*, 108(1):013902, July 2010.
- [MKG09] S. A. Manuilov, S. I. Khartsev, and A. M. Grishin. Pulsed laser deposited $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ films: Nature of magnetic anisotropy I. *J. Appl. Phys.*, 106(12):123917, December 2009.
- [ML74] R. Metselaar and P.K. Larsen. High-temperature electrical properties of yttrium iron garnet under varying oxygen pressures. *Solid State Commun.*, 15(2):291–294, 1974.
- [Mot29] N. F. Mott. The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei. *Proc. Roy. Soc. A*, 124(794):425–442, 1929.

Literaturverzeichnis

- [MPF⁺10] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann. Quantifying spin hall angles from spin pumping: Experiments and theory. *Phys. Rev. Lett.*, 104(4):046601, January 2010.
- [MVP⁺10] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann. Detection and quantification of inverse spin hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. *Phys. Rev. B*, 82(21):214403, December 2010.
- [MVSK12] S. Maekawa, S.O. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura. *Spin Current*. OUP Oxford, 2012.
- [N48] M. L. Néel. Propriétés magnétiques des ferrites; ferrimagnétisme et antiferromagnétisme. In *Annales de Physique*, volume 12, pages 137–198, 1948.
- [OKO05] S. Ono, T. Kikegawa, and Y. Ohishi. A high-pressure and high-temperature synthesis of platinum carbide. *Solid State Commun.*, 133(1):55–59, 2005.
- [PYX⁺93] H. Peimo, X. Yabo, Z. Xuejia, Z. Xinbin, and L. Wenzhou. Electrical conductivity studies of a pure C₆₀ single crystal. *J. Phys. Condens. Matter*, 5(37):7013, 1993.
- [QAU⁺13] Z. Qiu, K. Ando, K. Uchida, Y. Kajiwara, R. Takahashi, H. Nakayama, T. An, Y. Fujikawa, and E. Saitoh. Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface. *Appl. Phys. Lett.*, 103(9):092404, 2013.
- [Qua] QuantumDesign. Mpms3 squid-magnetometer. <https://lot-qd.de/de/produkte/materialwissenschaften/magnetometer/product/mpms3-squid-magnetometer/>. Accessed: 2017-10-31.
- [RCMMSR⁺17] P. J. Rodriguez-Canto, M. Martinez-Marco, J. F. Sanchez-Royo, J. P. Martinez-Pastor, and R. Abargues. In-situ synthesis of thiophene-based multifunctional polymeric networks with tunable conductivity and high photolithographic performance. *Polymer*, 108:413–422, January 2017.
- [RPW⁺17] T. Richter, M. Paleschke, M. Wahler, F. Heyroth, H. Deniz, D. Hesse, and G. Schmidt. Spin pumping and inverse spin Hall effect in ultrathin SrRuO₃ films around the percolation limit. *Phys. Rev. B*, 96(18):184407, November 2017.
- [RSL95] S.M. Rossnagel, W. D. Sproul, and K. O. Legg. *Sputter deposition: Opportunities for innovation: advanced surface engineering*. 1995.

Literaturverzeichnis

- [RSN⁺03] F. Rosei, M. Schunack, Y. Naitoh, P. Jiang, A. Gourdon, E. Laegsgaard, I. Stensgaard, C. Joachim, and F. Besenbacher. Properties of large organic molecules on metal surfaces. *Prog. Surf. Sci.*, 71(5-8):95–146, June 2003.
- [Sat11] K. D. Sattler. *Handbook of nanophysics. 6, 6.* CRC Press Taylor & Francis, Boca Raton, 2011.
- [Sch06] S. Schreiber. *Untersuchungen zum epitaktischen Wachstum von 3C-SiC bei Verwendung einer C60-Kohlenstoffquelle: Epitaxial Growth of 3C-SiC by using C60 as a Carbon Source.* PhD thesis, Universität Augsburg, 2006.
- [SFK00] K. Sturm, S. Fähler, and H.-U. Krebs. Pulsed laser deposition of metals in low pressure inert gas. *Appl. Surf. Sci.*, 154-155:462–466, February 2000.
- [SKKBL⁺98] L. Sirdeshmukh, K. Krishna Kumar, S. Bal Laxman, A. Rama Krishna, and G. Sathaiah. Dielectric properties and electrical conduction in yttrium iron garnet (YIG). *Bull. Mater. Sci.*, 21(3):219–226, 1998.
- [SLK61] M. Sparks, R. Loudon, and C. Kittel. Ferromagnetic relaxation. i. theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures. *Phys. Rev.*, 122(3):791–803, May 1961.
- [Slo96] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 159(1-2):L1–L7, June 1996.
- [Spa64] M. Sparks. *Ferromagnetic relaxation theory.* McGraw-Hill, 1964.
- [SRS⁺13] C. Suchomski, C. Reitz, C. T. Sousa, J. P. Araujo, and T. Brezesinski. Room Temperature Magnetic Rare-Earth Iron Garnet Thin Films with Ordered Mesoporous Structure. *Chem. Mater.*, 25(12):2527–2537, June 2013.
- [SST03] P. Spearman, A. Sassella, and S. Tavazzi. Transmittance and reflectance spectra of crystalline α,ω -dihexyl-quaterthiophene thin films. *Synth. Met.*, 139(3):877–880, October 2003.
- [SSW⁺15] K. Sato, E. Saitoh, A. Willoughby, P. Capper, and S. Kasap. *Spintronics for Next Generation Innovative Devices.* Wiley, 2015.
- [STSC13] Y. Suzuki, A.A. Tulapurkar, Y. Shiota, and C. Chappert. *Nanomagnetism and Spintronics: 3. Spin Injection and Voltage Effects in Magnetic Nanopillars and Its Applications.* Elsevier Science, 2013.
- [SUMT06] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, 88(18):182509–3, May 2006.

Literaturverzeichnis

- [TBB02a] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, 88:117601, Feb 2002.
- [TBB02b] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. *Phys. Rev. B*, 66:224403, Dec 2002.
- [TM08] S. Takahashi and S. Maekawa. Spin current, spin accumulation and spin hall effect. *Sci. Technol. Adv. Mater.*, 9(1):014105, January 2008.
- [Tof09] S. Toffanin. *Multifunctional organic semiconductors as active materials for electronic and opto-electronic devices*. PhD thesis, University of Padua, 2009.
- [TS14] T. Taniguchi and W. M. Saslow. Dissipation due to pure spin-current generated by spin pumping. *Phys. Rev. B*, 90(21):214407, December 2014.
- [TZK82] A. Timm, W. Zimmermann, and D. Kollewe. Channeling in Mg and Zr doped gadolinium gallium garnets. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, 194(1):175–179, 1982.
- [UAO⁺10] K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, and E. Saitoh. Observation of longitudinal spin-seebeck effect in magnetic insulators. *Appl. Phys. Lett.*, 97(17):172505, 2010.
- [UTH⁺08] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, 455(7214):778–781, October 2008.
- [VF93] T. Valet and A. Fert. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, 48(10):7099, 1993.
- [VKO07] L. Vila, T. Kimura, and Y. Otani. Evolution of the Spin Hall Effect in Pt Nanowires: Size and Temperature Effects. *Phys. Rev. Lett.*, 99(22):226604, November 2007.
- [VSVKW87] P.C. Van Son, H. Van Kempen, and P. Wyder. Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface. *Phys. Rev. Lett.*, 58(21):2271–2273, 1987.
- [WAB⁺01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molánr, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 294(5546):1488–1495, 2001.

Literaturverzeichnis

- [WBvW⁺06] X. Wang, G. E. W. Bauer, B. J. van Wees, A. Brataas, and Y. Tserkovnyak. Voltage Generation by Ferromagnetic Resonance at a Nonmagnet to Ferromagnet Contact. *Phys. Rev. Lett.*, 97(21):216602, November 2006.
- [WDHY14a] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang. Antiferromagnonic Spin Transport from $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ into NiO. *Phys. Rev. Lett.*, 113(9):097202, August 2014.
- [WDHY14b] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang. Strain-tunable magnetocrystalline anisotropy in epitaxial $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ thin films. *Phys. Rev. B*, 89(13):134404, April 2014.
- [WDP⁺14] H.L. Wang, C.H. Du, Y. Pu, R. Adur, P.C. Hammel, and F.Y. Yang. Scaling of Spin Hall Angle in 3d, 4d, and 5d Metals from $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ /Metal Spin Pumping. *Phys. Rev. Lett.*, 112(19):197201, May 2014.
- [WHR⁺16] M. Wahler, N. Homonnay, T. Richter, A. Müller, C. Eisenschmidt, B. Fuhrmann, and G. Schmidt. Inverse spin Hall effect in a complex ferromagnetic oxide heterostructure. *Scientific Reports*, 6:28727, June 2016.
- [Wol04] G. Woltersdorf. *Spin-Pumping and Two-Magnon Scattering in Magnetic Multilayers*. PhD thesis, Simon Fraser University, 2004.
- [WORA14] M. Weller, T. Overton, J. Rourke, and F. Armstrong. *Inorganic chemistry*. Oxford University Press, USA, 2014.
- [WPRB75] S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, and P. F. Bongers. Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV. *Phys. Rev. B*, 12(7):2777–2788, October 1975.
- [WWC99] W. Wu, K. H. Wong, and C. L. Choy. The role of energetic plasma in pulsed laser deposition of epitaxial manganite films. *J. Phys. D*, 32(15):L57–L60, 1999.
- [WWWX04] B. Wang, J. Wang, J. Wang, and D. Y. Xing. Spin current carried by magnons. *Phys. Rev. B*, 69(17):174403, May 2004.
- [XBZ⁺03] Rui-Hua Xie, Garnett W. Bryant, Jijun Zhao, Vedene H. Smith, Aldo Di Carlo, and Alessandro Pecchia. Tailorable Acceptor $\text{C}_{60-n}\text{B}_n$ and Donor $\text{C}_{60-m}\text{N}_m$ Pairs for Molecular Electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 90(20):206602, May 2003.
- [YSK94] K. Yase, T. Saraya, and K. Kudo. Structural Characterization of Fullerene thin Films Fabricated by Organic Molecular Beam Deposition. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, 359:417, 1994.

Literaturverzeichnis

- [ZLB⁺07] Kh. Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Hörsten, H. Wende, W. Keune, J. Rucker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, W. Kuch, K. Baberschke, and Z. Frait. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering. *Phys. Rev. B*, 76(10):104416, September 2007.
- [ZVP⁺13] W. Zhang, V. Vlaminck, J. E. Pearson, R. Divan, S. D. Bader, and A. Hoffmann. Determination of the Pt spin diffusion length by spin-pumping and spin Hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, 103(24):242414, 2013.

A. Anhang

A Probenmontage für in situ Schichten

1. Substrat 10 min in Aceton und im Ultraschallbad
2. Substrat 10 min in Isopropanol und im Ultraschallbad
3. Substrat an ein in Isopropanol getränktes Reinraumtuch mechanisch streichen
4. Aufnahme der Substratoberfläche mittels optischen Mikroskop.
Bei Partikeln auf Substratoberfläche Schritte 1-4 wiederholen
5. Montage des Substrates auf den Probenhalter mittels Silberleitlack
6. Probenhalter für 30 min mittels Heizplatte auf 300 °C erhitzen
7. Auf Raumtemperatur abkühlen lassen
8. Probenhalter einschleusen

B Probenmontage für ex situ Schichten

1. Substrat 10 min in Aceton und im Ultraschallbad
2. Substrat 10 min in Isopropanol und im Ultraschallbad
3. Substrat an ein in Isopropanol getränktes Reinraumtuch mechanisch streichen
4. Aufnahme der Substratoberfläche mittels optischen Mikroskop.
Bei Partikeln auf Substratoberfläche Schritte 1-4 wiederholen
5. Montage des Substrates auf den Probenhalter mittels AR-P 679.03 (PMMA)
6. Probenhalter für 15 min mittels Heizplatte auf 120 °C erhitzen
7. Auf Raumtemperatur abkühlen lassen
8. Probenhalter einschleusen

Danksagung

Zuerst gebührt mein Dank Prof. Georg Schmidt für die Möglichkeit der Promotion in der Fachgruppe Nanostrukturierte Materialien. Ich weiß besonders zu schätzen, dass Sie sich immer die Zeit für fachliche Diskussionen genommen haben. Diese Diskussionen halfen mir sowohl für das Verständnis als auch zur Entwicklung neuer Lösungsansätze.

Daneben geht ein großer Dank an Olga Wid und Alexander Müller. In den zahlreichen und oft langen Diskussionen konnte ich mich stets auf Eure Meinungen und Euer Wissen verlassen.

Ebenfalls möchte ich mich bei Dr. Frank Heyroth und Dr. Hakan Deniz für die Präparation der TEM-Proben und die anschließende Charakterisierung vielmals bedanken.

Weiterhin möchte ich Michael Flatté für die Diskussionen über das Modell danken.

Mein besonderer Dank gilt der Fachgruppe Nanostrukturierte Materialien sowie dem Interdisziplinären Zentrum für Materialwissenschaften für die stets gute Zusammenarbeit.

Auch möchte ich mich bei Christoph Hauser, Camillo Ballani und Dr. Matthias Maiberg recht herzlich bedanken, die viel Zeit in die Korrektur meiner Arbeit investiert haben. Daneben geht noch ein besonderer Dank an Christoph Hauser für die Hilfe bei der Herstellung der YIG-Schichten.

Bei meinen Freunden bedanke ich mich vielmals für die angenehme Zeit, die ich mit Ihnen verbringen durfte. Ihr habt für die oft notwendige Ablenkung gesorgt.

Ein besonderes Dankeschön soll auch an meine Eltern gehen, die mich zu jeder Zeit in meinem Weg unterstützt haben und durch die immer alle Türen für mich offen standen. Bei allen nicht physikalischen Problemen konnte ich mich stets auf ihre Hilfe verlassen.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, Tim Richter, die vorliegende Arbeit mit dem Thema **Spinpumpen und inverser Spin-Hall-Effekt in granularen Systemen** selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben und das sämtliche Zitate kenntlich gemacht worden sind.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Halle (Saale), 17. Dezember 2018

Tim Richter