



Westsächsische Hochschule Zwickau
University of Applied Sciences



Herstellung und Charakterisierung von Spin-Hall Effekt-basierten Nano-Mikrowellenoszillatoren

Untersuchung der Magnetisierungspräzession im Gigahertz-Bereich in Dünnschichtstrukturen
mit einer lateralen Ausdehnung in der Größenordnung von ca. $1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ mit lokaler
Stromdichteerhöhung

Masterarbeit

im Rahmen des Masterstudiengangs Nanotechnologie an der
Fakultät Physikalische Technik/ Informatik der Westsächsischen Hochschule Zwickau

betreut von Prof. Dr. rer. nat. Wieland Zahn

und

Dr. rer. nat. Helmut Schultheiß

von

Toni Hache

geboren am 16.08.1991 in Rodewisch

Dresden

Ausgabedatum: 08.09.2016

Abgabedatum: 09.02.2017

Autorenreferat

Die vorliegende Masterarbeit beschäftigt sich mit der Herstellung und Charakterisierung spezieller Spin-Hall Nano-Oszillatoren. Zu Beginn werden die physikalischen Grundlagen zum Verständnis der Funktion dieser Oszillatoren dargestellt. Weiterhin wird die Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie vorgestellt, die zur optischen Erfassung der Magnetisierungspräzession eingesetzt wurde. Im Anschluss wird das Herstellungsverfahren dieser nanoskaligen GHz-Oszillatoren gezeigt. Der experimentelle Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung von Spin-Hall Nano-Oszillatoren mit lokalen, lateralen Verengungen, die zu einer erheblichen Stromdichteerhöhung führen. Dabei liegt der Schwerpunkt auf den Abhängigkeiten der Oszillatorleistung, -frequenz und -linienbreite von der Stärke des Gleichstromes, der diesen Bauteilen kontinuierlich Energie zuführt. Durch orts aufgelöste Messungen konnten die gefundenen Frequenzen den jeweiligen Oszillatororten, die den Bereichen mit hoher Stromdichte entsprechen, zugeordnet werden. Weiterhin wird gezeigt, dass bei hohen Leistungen der Effekt der Frequenzverdopplung auftritt. Der experimentelle Teil schließt mit der Vorstellung eines Experiments, bei dem der Versorgungsstrom eine Modulation erfährt und die Oszillationseigenschaften über einen bestimmten Frequenzbereich verschoben werden können.

Abstract

The focus of this master thesis lies on the fabrication and characterization of specific spin-Hall nano-oscillators. First, the theoretical framework for the understanding of dynamic magnetic phenomena and the spin Hall effect are discussed. The following chapter is devoted to the experimental methods, in particular the instrumentation for Brillouin light scattering microscopy is introduced, which allows for the optical detection of the magnetization precession, followed by a detailed description of the fabrication process of nanoscale gigahertz oscillators using state-of-the-art electron beam lithography. The main part of the thesis is the presentation of the experimental results obtained from the characterization of the magnon spectrum in constriction-based spin-Hall nano-oscillators with locally enhanced current density. Key results are the oscillation power, frequency and linewidth as a function of the applied electric current, which is effectively compensating the intrinsic damping of the magnetization and, therefore, causing auto-oscillations of the magnetization. The spatial intensity distributions of these auto-oscillations were mapped with Brillouin light scattering microscopy, which also revealed higher harmonic generation in sample regions of high current density and auto-oscillation amplitude. The chapter with the experimental results concludes with the characterization of the frequency range, in which these auto-oscillators can be locked to an externally applied microwave current, superimposed to the electric current driving the magnetization precession. The thesis concludes with a summary and an outlook on future experiments based on spin-Hall effect based auto-oscillators and their technical applications.

Danksagung

Ich danke Dr. rer. nat. Helmut Schultheiß, der es mir in seiner Forschungsgruppe Magnonik ermöglichte ein spannendes und aktuelles Forschungsthema der Festkörperphysik zu bearbeiten und Prof. Dr. rer. nat. Wieland Zahn, der mich von der Seite der Westsächsischen Hochschule Zwickau betreute. Weiterhin möchte ich besonders Kai Wagner für die Betreuung in der Gruppe, sowie ihm und Katrin Schultheiß für die Einarbeitung in die Probenherstellung, sowie Tobias Hula für die Einarbeitung in das μ BLS-Messsystem danken. Für das Aufbringen der metallischen Funktionsschichten durch Sputterdeposition bedanke ich mich bei Phani Arekapudi und für die Hilfe bei der Erstellung des Lithographie-Designs bei Cansu Canpolat. Außerdem möchte ich mich bei allen anderen Gruppenmitgliedern und Mitarbeitern des Instituts bedanken, die stets offen für meine Fragen waren und mir die Bearbeitung meiner Masterarbeit sehr angenehm gestaltet haben.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	VI
Symbolverzeichnis	VII
Abkürzungsverzeichnis	X
1 Einleitung	1
2 Physikalische Grundlagen	3
2.1 Ausprägungen des Magnetismus	3
2.2 Magnetisierungsdynamik	9
2.3 Spin-Transfer-Torque und Spin-Hall Effekt	15
3 Experimentelle Methodik	18
3.1 Grundlagen der Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie (BLS)	18
3.2 Herstellung von Spin-Hall Nano-Oszillatoren	26
3.3 Einblick in den Stand der Forschung und Technik	32
4 Experimentelle Ergebnisse	37
4.1 Untersuchungen zu Abhängigkeiten von der Versorgungsstromstärke	37
4.1.1 Proben- und Messgeometrie	37
4.1.2 Intensitätsverlauf in Abhängigkeit des Ortes	40
4.1.3 Oszillationsintensitätsverlauf und kritische Stromstärke	48
4.1.4 Frequenzshift der Oszillationen	52
4.1.5 Beobachtung der Entstehung der 2. Harmonischen	58
4.2 Oszillationsverhalten bei Modulation der Versorgungsstromstärke	65
4.2.1 Proben- und Messgeometrie	65
4.2.2 Beeinflussung der Oszillationen durch zusätzlichen Mikrowellenstrom .	66
5 Zusammenfassung und Ausblick	70
Literatur	73
Anhang	80
Eigenständigkeitserklärung	86

Abbildungsverzeichnis

1	Ferromagnetismus im Stoner-Modell	8
2	Veranschaulichung der Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung . . .	10
3	Spinwelle als eindimensionale Spinkette	12
4	Berechnete Spinwellendispersionsrelation für eine dünne Schicht	13
5	Spin-Transfer-Torque	16
7	Stokes- und anti-Stokes-Prozess	18
8	Konventionelle BLS-Messung	19
9	Vergleich der Transmission zwischen FPI und TFPI	22
10	Prinzipskizze des Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometers	23
11	μ BLS-Aufbau	24
12	Belichtung und Entwicklung des Resists ZEP520A	28
13	Metallisierung und Liftoff des Resists ZEP520A	29
14	Belichtung und Entwicklung des Doppellacksystems	30
15	Metallisierung und Liftoff des Doppellacksystems	31
16	Bauteilgeometrien der Spin-Torque und Spin-Hall Nano-Oszillatoren	33
17	Proben- und Messgeometrie	37
18	Probenbeschaffenheit vor und nach der Messung	40
19	Oszillationsintensitätsverlauf im Ort	42
20	Oszillationsintensitätsverlauf quer zur Struktur	43
21	Effektiver Feldverlauf und Dispersionsrelation im Bereich der Verengung . . .	44
22	Auto-Oszillationen in der Bandlücke	45
23	Halbwertsbreite des Oszillationsgebietes als Funktion der Stromstärke	46
24	Spektren in Abhängigkeit der Stromstärke an den Oszillationsorten	47
25	Oszillationsintensität in Abhängigkeit der Stromstärke	48
26	Bestimmung der kritischen Stromstärke	51
27	Frequenzshift mit Stromstärkeänderung	53
28	Bestimmung des Frequenzshifts/ Stromstärkeänderung	55
29	Linienbreite in Abhängigkeit der Stromstärke	56
30	Spektrum mit 2. Harmonischer	58
31	Intensitätsverlauf der 2. Harmonischen im Ort	59
32	Intensitätsverlauf der 2. Harmonischen quer zur Struktur	60
33	Intensitätsverlauf einer weiteren 2. Harmonischen	61
34	Frequenzverlauf quer zur Struktur	62
35	Proben- und Messgeometrie bei zusätzlicher Stromstärkemodulation	66
36	Beeinflussung der Auto-Oszillationen durch Stromstärkemodulation	68

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich der Nano-Oszillatoren mit der etablierten Technik	35
2	Vergleich der spezifischen Widerstände	39
3	Vergleich der kritischen Stromstärke mit der Verengungsbreite	52
4	Frequenzänderung/ Weg quer zur Struktur	63

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Bedeutung
$\alpha(\xi)$		Dämpfungsparameter
α_G		Gilbert-Dämpfungsparameter
A	J/ m	Austauschkonstante
\mathbf{B}	T	magnetische Flussdichte
B_0		Oszillationsamplitude
c		komplexe Amplitude
c	m/ s	Lichtgeschwindigkeit
$\Delta\varphi$		relative Phase
d	m	Schichtdicke
d	m	Spiegelabstand
$D(E_F)$	1/ Jm ³	Zustandsdichte
$\tilde{D}(E_F)$	1/ J	transformierte Zustandsdichte
ε		Grad der Spinpolarisation
e	C	Elektronenladung
$E(k), E_{\uparrow}(k),$ $E_{\downarrow}(k)$	J	Energieniveau der Elektronen (spinabhängig)
$\tilde{E}(k)$	J	transformiertes Energieniveau der Elektronen
E_F	J	Fermi-Energie
\hat{e}_p		Einheitsvektor der Spinpolarisation
E_{pot}	J	potentielle Energie
f	Hz	Frequenz
$f(r)$		Ortsverteilungsfunktion
$f(t)$		Störfunktion
F_{00}		Dipol-Dipol-Matrixelement
γ	rad/ sT	gyromagnetisches Verhältnis
Γ_+		positiver Dämpfungsterm
Γ_-		negativer Dämpfungsterm
g		Lande-Faktor
\hbar	Js	reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum
\mathbf{H}_0	A/ m	äußeres Feld
\mathbf{H}_A	A/ m	Anisotropiefeld
$\mathbf{H}_{Austausch}$	A/ m	Austauschfeld
\mathbf{H}_{eff}	A/ m	effektives Feld
\mathbf{H}_{dip}	A/ m	dipolares Feld
\mathbf{H}_I	A/ m	Oerstedfeld

I	A	Stromstärke
I_0	W/ m ²	Ausgangsintensität
I_S	J	Stoner-Parameter
I_T	W/ m ²	transmittierte Intensität
k	1/ m	Wellenzahl
\mathbf{k}_M	1/m	Wellenvektor des Magnons
λ	m	Wellenlänge
λ_{ex}	Am	Austausch-Steifigkeitskonstante
ℓ	m	Leiterlänge
l	m	charakteristische Ausdehnung
L, \mathbf{L}	kgm ² /s	Bahndrehimpuls
L	m	Dicke des Ferromagnets
μ_0	N/ A ²	Permeabilitätskonstante
μ_{Bohr}	Am ²	Bohr'sches Magneton
$\boldsymbol{\mu}_L$	Am ²	magnetisches Bahnmoment
$\boldsymbol{\mu}_S$	Am ²	magnetisches Spinnmoment
μ	Am ²	magnetisches Moment
m	kg	Masse
m_{\sim}	A/ m s	dynamische Komponente der Magnetisierung
M	A/ m	Magnetisierung
m_e	kg	Elektronenmasse
M_S, M_0	A/ m	Sättigungsmagnetisierung
n		ganze Zahl
N		Gesamtzahl der Elektronen
N	Hz/ W	nichtlineare Frequenzshiftparameter
$n_{\uparrow}, n_{\downarrow}$		Elektronenanzahl der jeweiligen Spinorientierung
ω	Hz	Präzessionsfrequenz
ω_0	Hz	Spinwellenfrequenz
ω_M	Hz	Frequenzterm aus dipolarem Feld
ω_M	Hz	Frequenz des Magnons
p	W	Leistung
P_{00}		Parameter der Dispersionsberechnung
q	C	elektrische Ladung
$\hat{\mathbf{r}}$		Einheitsvektor senkrecht zur Stromrichtung
r	m	radialer Abstand
R		Überschussparameter
R		Reflexionskoeffizient
σ_0		Koeffizient
S	kgm ² /s	Spindrehimpuls

S	m^2	Stromquerschnittsfläche
θ	$^\circ$	Winkel zwischen Magnetisierung und Flächennormale
T	s	Periodendauer
T	K	Temperatur
T		Transmissionskoeffizient
t	s	Zeit
\mathbf{T}_G	Nm	Gilbert-Dämpfungsterm
\mathbf{T}_S	Nm	Slonczewski-Spin-Transfer-Term
u	N/m^2	Energiedichte
v	m/s	Geschwindigkeit
V	m^3	Volumen
ξ		Parameter

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
BLS	Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie
DRO	Dielektrischer Resonatoroszillator
Einh.	Einheit
EL11	spezieller Positivresist
FMR	Ferromagnetische Resonanz
FPI	Fabry-Pérot Interferometer
FSR	Full Spectral Range
FWHM	Full Width Half Maximum
ISO	International Organization for Standardization
μ BLS	Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie-Mikroskopie
PLL	Phase locked loop
PMMA	Polymethylmethacrylat
Py	Permalloy
rpm	rounds per minute
SEM	Rasterelektronenmikroskop
SHE	Spin-Hall Effekt
STT	Spin-Transfer-Torque
TFPI	Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometer
VCO	Voltage-controlled oscillator
willk.	willkürlich
YIG	Yttrium Iron Garnet
YTO	YIG tuned oscillator
ZEP520A	spezieller Positivresist

1 Einleitung

Heutige Informations- und Kommunikationstechnologien, die weite Teile unseres Lebens beeinflussen, werden durch die ständig wachsenden Anforderungen vor große Herausforderungen gestellt. Diese basieren heute vor allem auf der Halbleitertechnologie und elektrischen Ladungsströmen. Durch die über Jahrzehnte vorangetriebene Miniaturisierung dieser Bauteile konnten große Fortschritte im Bezug auf die Rechenleistung pro Fläche erzielt werden, die in den letzten Jahren eine Sättigung erfuhr. Der Grund dafür liegt in der ohmschen Wärmezeugung in diesen Bauteilen, die durch fließende Ladungsströme in der Wechselwirkung mit den Gitteratomen ausgelöst wird. Da diese Wärmemenge einen gewissen Zeitraum benötigt, um abzufließen, können die Taktfrequenzen in diesen CMOS-Strukturen nicht weiter erhöht werden [1]. Aus diesem Grunde werden zunehmend innovative Möglichkeiten erforscht, um Informations- und Kommunikationstechnologien zu entwickeln, die der Bedingung genügen ohne oder in geringerem Maße mit fließenden Ladungsströmen auszukommen. Des Weiteren ergeben sich auch ökologische Vorteile, wenn weniger Leistung durch die Wärmeentstehung für den gewünschten Prozess verloren gehen würde bzw. weniger zusätzliche Leistung für die Kühlung aufgebracht werden müsste.

Die Magnonik und Spintronik, die Spinwellen und verschiedene Möglichkeiten der Kontrolle von Spins erforschen, sind vielversprechende Kandidaten, um ein neues Kapitel der Informationstechnologien zu schreiben. Dabei kann beispielsweise bei der Informationsübertragung durch Spinwellen erreicht werden, dass sich ein Phasenzustand der Magnetisierung ausbreitet, während es zu keinem Ladungsstrom der Elektronen durch den Festkörper kommt. Um diese Spinwellen für Rechenoperationen nutzbar zu machen, müssen Wege gefunden werden, wie diese in Mikro- und Nanostrukturen kontrolliert werden können. Ein bedeutender Schritt konnte z.B. in [2] durch rekonfigurierbare Domänenwände als Nanokanäle für Spinwellen gezeigt werden. Um diese Spinwellen zu erzeugen, kommen in heutigen Experimenten oft Antennen zum Einsatz, die ein magnetisches Wechselfeld erzeugen, welche die Magnetisierung in ferromagnetischen Strukturen vom Gleichgewichtszustand wegführt. Zu diesem Zweck sind allerdings externe Mikrowellenstromgeneratoren notwendig, die in den Frequenzbereich der Spinwellen im GHz- bis THz-Bereich vordringen können. Für spätere Anwendungen sollten Spinwellen jedoch durch Bauteile im Mikro- und Nanometerbereich erzeugt werden können.

Für diese Aufgabe könnten Spin-Transfer-Torque oder Spin-Hall Nano-Oszillatoren eingesetzt werden. Dies sind Funktionselemente, die spinpolarisierte bzw. reine Spinströme erzeugen und in ferromagnetische Schichten injizieren. Von Spinpolarisation eines Ladungsstromes spricht man, wenn die Spins nicht zufällig verteilt sind, sondern eine Vorzugsrichtung zeigen. Bei einem reinen Spinstrom hingegen findet kein Ladungstransport statt. Werden diese Elektronen in eine ferromagnetische Schicht mit bestimmter Magnetisierungsausrichtung eingebracht, werden diese in die Richtung der Magnetisierung ausgerichtet. Dabei wirkt ein Drehmoment. Da der Drehimpuls erhalten bleiben muss, wirkt im Umkehrschluss ebenfalls ein Drehmoment auf

die Magnetisierung, die daraufhin zur Oszillation angeregt wird. Diese Oszillationen liegen typischerweise im GHz-Bereich. Breiten sich diese Oszillationen in dieser ferromagnetischen Schicht aus, so spricht man von Spinwellen. Für diese Bauteile sind ebenfalls Anwendungen als Mikrowellenquellen, -detektoren, Magnetfeldsensoren oder gar in neuromorphen Netzwerken als nichtlineare Oszillatoren denkbar.

Ziel dieser Masterarbeit war es Spin-Hall Nano-Oszillatoren innerhalb der Arbeitsgruppe Magnonik am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf erstmalig herzustellen und eine erste Charakterisierung dieser vorzunehmen. Dazu wurde das Direktschreibverfahren der Elektronenstrahlolithographie für die Strukturierung der Positivresists eingesetzt. Wenn auch verschiedene Oszillatorstrukturen hergestellt wurden, wurde sich bei den Experimenten auf diese konzentriert, die lokale laterale Verengungen aufwiesen. Dadurch wurden lokal hohe Stromdichten erreicht, die zur Erzeugung der Magnetisierungsozillationen notwendig war. Das Verhalten dieser in Abhängigkeit der Stromstärke zu untersuchen, war ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit. Dies lieferte Kennwerte, wie die kritische Stromdichte oder das Vorzeichen und den Betrag der Frequenzänderung bei Stromstärkeänderung. Weiterhin wurde das Verhalten bei Stromstärkemodulation untersucht und der Frequenzbereich der Beeinflussbarkeit dargestellt. Durch die Untersuchungen wurden wichtige Erkenntnisse gewonnen, die für das Vorantreiben der Forschung auf diesem Gebiet wichtig sind. Dabei rückt vor allem die Synchronisation dieser Oszillatoren in den Fokus.

Bevor auf die experimentellen Ergebnisse eingegangen wird, wird ein Überblick über die Theorie des Magnetismus, der Magnetisierungsdynamik, den Spin-Transfer-Torque und den Spin-Hall Effekt gegeben. Es schließen sich die Beschreibung des verwendeten μ BLS-Messaufbaus, des Herstellungsverfahrens der Spin-Hall Nano-Oszillatoren sowie ein Überblick über den Stand der Forschung und mögliche zukünftige Anwendungen an. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf zukünftige Experimente.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Ausprägungen des Magnetismus

In diesem Kapitel werden verschiedene Formen des Magnetismus beschrieben und ihre Ursachen erläutert. Nach dem Klären der Ursache von magnetischen Momenten der Atome wird auf Diamagnetismus und Paramagnetismus eingegangen, bevor kollektive magnetische Wechselwirkungen beschrieben werden.

Atomare magnetische Momente

Das Auftreten von magnetischen Momenten in Atomen ist ein Quantenphänomen, welches auch semiklassisch beschrieben werden kann. Aus der klassischen Physik ist bekannt, dass bewegte Ladungen Magnetfelder erzeugen, wie es das Biot-Savart'sche Gesetz beschreibt [3, S. 854-857]:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id\boldsymbol{\ell} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (1)$$

($Id\boldsymbol{\ell}$ - Stromelement, $d\mathbf{B}$ - Magnetfeldanteil, der durch $Id\boldsymbol{\ell}$ erzeugt wird, μ_0 - Permeabilitätskonstante, $\hat{\mathbf{r}}$ - Einheitsvektor senkrecht zur Stromrichtung, der zum zu berechnenden Feldpunkt zeigt, r - Abstand zwischen Stromelement und zu berechnendem Feldpunkt)

Stellt man sich Elektronen auf Kreisbahnen vor, die den Kern des Atoms umkreisen, kann man die Analogie zu einem elektrischen Strom in einer Kreisschleife ziehen und sehen, dass auch dabei ein Magnetfeld erzeugt wird. Da Elektronen in diesem Bild jedoch nicht beliebige Bahnen einnehmen können, reicht die klassische Beschreibung nicht aus. Die Ursache liegt darin, dass Elektronen ebenfalls Welleneigenschaften besitzen und deshalb der Bahnumfang ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge des Elektrons sein muss (stehende Elektronenwelle). Stellt man die Gleichung unter Zuhilfenahme der de-Broglie-Beziehung auf, die Impuls und Wellenlänge eines Teilchens verknüpft, so kann man nach dem Bahndrehimpuls umstellen und erhält folgende Gleichung:

$$L = n\hbar \quad (2)$$

(L - Bahndrehimpuls, n - ganze Zahl, \hbar - reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum)

Nun soll dieser quantisierte Drehimpuls mit dem klassischen magnetischen Moment verknüpft werden, um zu gequantelten atomaren magnetischen Momenten zu gelangen. Das klassische magnetische Moment ergibt sich aus dem Produkt aus Strom und der kreisförmigen Fläche, die von diesem umflossen wird [3, S. 877-878]:

$$\mu = IA = I\pi r^2 = \frac{q}{T}\pi r^2 = \frac{qv}{2\pi r}\pi r^2 = \frac{1}{2}qvr \quad (3)$$

(μ - magnetisches Moment, A - Fläche, r - Radius der Kreisfläche, q - Ladung, T - Zeitperiode des Umlaufs, v - Geschwindigkeit des Elektrons)

Nachdem die Kreisfläche eingesetzt wurde, wurde der Strom durch das Verhältnis Ladung/Zeit ersetzt. Da es sich um einen Kreisstrom handelt, wurde für die Zeit die Periode für einen Umlauf der Kreisbahn eingesetzt, woraus sich zusammen mit dem Umfang der Kreisfläche die Geschwindigkeit in der Gleichung ergibt. Setzt man nun den klassischen Drehimpuls $L = mvr$ ein, ergibt sich:

$$\mu = \frac{q}{2m} L \quad (4)$$

Unter Berücksichtigung der Elektronenladung von $-e$ und der Elektronenmasse von m_e findet man in der Literatur häufig folgende Darstellung für das Bahnmoment:

$$\boldsymbol{\mu}_L = -\frac{e\hbar}{2m_e} \frac{\mathbf{L}}{\hbar} = -\mu_{Bohr} \frac{\mathbf{L}}{\hbar} \quad (5)$$

(μ_{Bohr} - Bohr'sches Magneton)

Da, wie bereits festgestellt, der Bahndrehimpuls L quantisiert ist, ist auch das Bahnmoment gequantelt und nimmt ganzzahlige Vielfache des Bohr'schen Magnetons an. Auf ähnliche Weise lässt sich ein magnetisches Spinmoment des Elektrons durch dessen Spin angeben:

$$\boldsymbol{\mu}_S = -2\frac{e\hbar}{2m_e} \frac{\mathbf{S}}{\hbar} = -2\mu_{Bohr} \frac{\mathbf{S}}{\hbar} \quad (6)$$

(\mathbf{S} - Spindrehimpuls)

Der Vorfaktor 2 lässt sich nicht klassisch, sondern nur aus der Quantentheorie herleiten und wird magnetische Anomalie genannt. Die hier beschriebenen kleinsten magnetischen Momente koppeln in Atomen, die aus mehreren Elektronen bestehen, zu einem resultierenden magnetischen Moment. Da diese Mechanismen dessen sehr umfangreich sind, soll hier auf eine Darstellung verzichtet und auf [4] verwiesen werden. Um die Stärke des Magnetismus in einem Material zu bewerten, wird das resultierende magnetische Moment $d\boldsymbol{\mu}$ pro Volumeneinheit dV betrachtet, was der Magnetisierung \mathbf{M} entspricht:

$$\mathbf{M} = \frac{d\boldsymbol{\mu}}{dV} \quad (7)$$

Diese Größe erreicht einen Maximalwert, der Sättigungsmagnetisierung M_S genannt wird, wenn alle magnetischen Momente im Volumen in die gleiche Richtung zeigen. Dieser kann berechnet werden, wenn die Anzahl n und der Betrag der einzelnen magnetischen Momente μ pro Volumen bekannt ist:

$$M_S = \frac{n}{V} \mu \quad (8)$$

Diamagnetismus

Diamagnetismus ist eine Eigenschaft aller Materialien, wobei diese Bezeichnung nur gewählt wird, wenn nicht zusätzlich Paramagnetismus oder kollektiver Magnetismus vorliegt. Er ist ein reines Induktionsphänomen und damit seiner Ursache entgegengerichtet (Lenz'sche Regel), was zur Folge hat, dass magnetische Momente induziert werden, die dem verursachenden Magnetfeld entgegenwirken. Ohne äußeres Feld hingegen heben sich die vorhandenen magnetischen Bahn- und Spinmomente in den Atomen, Molekülen oder Festkörpern gegenseitig auf. Materialien mit diesen Eigenschaften werden zur Abschwächung von Magnetfelder eingesetzt und zeichnen sich durch eine schwache, negative Suszeptibilität aus, die unabhängig von der Temperatur ist [3, S. 884].

Paramagnetismus

Materialien, die Paramagnetismus zeigen, besitzen resultierende magnetische Momente, die jedoch nur sehr schwach miteinander wechselwirken, aus unvollständig gefüllten Elektronenschalen. Aus diesem Grund zeigen diese, wegen des Temperatureinflusses ohne äußere magnetische Felder, in zufällig verteilte Richtungen. Wird ein solcher Stoff in ein äußeres Magnetfeld gebracht, versuchen sich die magnetischen Momente in ihm in Richtung des Magnetfeldes auszurichten, wobei der Grad der Ausrichtung mit der Feldstärke wächst. Dies lässt sich mit der Gleichung für die potentielle Energie eines magnetischen Dipols in einem Magnetfeld verstehen:

$$E_{pot} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B} \quad (9)$$

(E_{pot} - potentielle Energie, \boldsymbol{B} - magnetische Flussdichte)

Ist das magnetische Moment und das äußere Feld parallel ausgerichtet, ist die potentielle Energie minimal und somit ein angestrebter Zustand erreicht, während diese bei antiparalleler Ausrichtung maximal ist. Dieser bevorzugten Ausrichtung wirken thermische Fluktuationen entgegen, weshalb es nur bei extrem niedrigen Temperaturen zu einer spontanen Ordnung entlang des Feldes kommen kann. Deshalb liegen die magnetischen Momente bei Raumtemperatur selbst bei starken Feldern im Tesla-Bereich nahezu zufällig ausgerichtet vor. Bei sehr tiefen Temperaturen und hohen Feldern kann hingegen eine Ausrichtung bis zur Sättigungsmagnetisierung gezeigt werden. Die Suszeptibilität solcher Materialien nimmt kleine positive Werte unter eins an und ist aus den genannten Gründen temperaturabhängig [3, S.840, S. 879].

Kollektiver Magnetismus

Bei dieser Form des Magnetismus gibt es eine starke Wechselwirkung (Austauschwechselwirkung) zwischen benachbarten permanenten magnetischen Momenten, die zur spontanen parallelen Ausrichtung unterhalb einer kritischen Temperatur führt. Oberhalb dieses Temperaturwerts zeigen diese Materialien paramagnetisches Verhalten. Nun können verschiedene Formen

unterschieden werden. Sind die benachbarten magnetischen Momente parallel und zeigen in die gleiche Richtung, so wird von Ferromagnetismus gesprochen, wobei sich ein hoher Wert für die lokale Magnetisierung ergibt. Die kritische Temperatur dieses Phänomens wird als Curie-Temperatur bezeichnet. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass die benachbarten magnetischen Momente antiparallel ausgerichtet sind. Dabei können diese gleiche oder unterschiedliche Beträge besitzen. Im ersten Fall spricht man von Antiferromagnetismus und die zugehörige kritische Temperatur wird als Néel-Temperatur bezeichnet. Die Magnetisierungen der beiden Untergitter heben sich gegenseitig auf. Oder die magnetischen Momente sind wie im zweiten Fall nicht gleich groß und die Differenz der Magnetisierungen beider Untergitter somit verschieden von null. In diesem Fall spricht man von Ferrimagnetismus, dessen kritische Temperatur auch Curie-Temperatur genannt wird [3, S. 881-883].

Im Bearbeitungszeitraum dieser Masterthesis fanden die ferromagnetischen Legierungen $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ und $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ Verwendung. Diese Legierungen enthalten die ferromagnetischen Metalle Ni, Fe, und Co, die in den Bereich des Bandmagnetismus und der itineranten magnetischen Momente einzuordnen sind [5, S. 93]. Hier kommt es durch die Austauschwechselwirkung zu einer spinabhängigen Verschiebung der Elektronenbänder. Da für beide Spinsorten die Fermi-Energie auf dem gleichen Niveau liegt, ergeben sich unterschiedliche Elektronenanzahlen für die unterschiedlichen Spinausrichtungen. Somit ergibt sich ein spontanes, resultierendes magnetisches Moment. Das Auftreten des Ferromagnetismus in Ni, Fe und Co wird sehr gut durch das Stoner-Modell beschrieben, welches im Folgenden vorgestellt wird [6, S. 200]. Ausgangspunkt ist der Ansatz der Elektronenenergien für unterschiedliche Spinorientierung:

$$E_{\uparrow}(k) = E(k) - I_S \frac{n_{\uparrow}}{N} \quad (10)$$

$$E_{\downarrow}(k) = E(k) - I_S \frac{n_{\downarrow}}{N}$$

$E(k)$ ist der Energiewert eines einfachen Elektronenbandes, n_{\uparrow} und n_{\downarrow} die Elektronenanzahlen mit der jeweiligen Spinorientierung, N die Gesamtanzahl der Elektronen und I_S der Stoner-Parameter, der die Absenkung der Energie aufgrund der parallelen Ausrichtung der Elektronen einer Spinsorte beschreibt. Für das Auftreten einer resultierenden Magnetisierung M muss die Anzahl einer Elektronensorte die andere übertreffen. Zur Beschreibung wird der relative Überschussparameter R eingeführt:

$$R = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{N} \quad (11)$$

Um R in Gleichung 10 zu berücksichtigen, kann von beiden Energiegleichungen der Term $\frac{I_S(n_{\uparrow}+n_{\downarrow})}{2N}$ abgezogen werden und man erhält:

$$E_{\uparrow}(k) = \tilde{E}(k) - I_S \frac{R}{2} \quad (12)$$

$$E_{\downarrow}(k) = \tilde{E}(k) + I_S \frac{R}{2}$$

mit

$$\tilde{E}(k) = E(k) - \frac{I_S(n_{\uparrow} + n_{\downarrow})}{2N}$$

Die Besetzung dieser beiden Subbänder wird durch die Fermi-Verteilung mit der Fermi-Energie E_F , der Boltzmann-Konstante k und der Temperatur T vorgegeben. Es ergibt sich somit für R :

$$R = \frac{1}{N} \sum_k f_{\uparrow}(k) - f_{\downarrow}(k) \quad (13)$$

$$R = \frac{1}{N} \sum_k \frac{1}{e^{[\tilde{E}(k) - I_S \frac{R}{2} - E_F]/kT} + 1} - \frac{1}{e^{[\tilde{E}(k) + I_S \frac{R}{2} - E_F]/kT} + 1}$$

Für diese Gleichungen gibt es Lösungen, die von Null verschieden sind, wodurch Ferromagnetismus möglich wird. Für eine weitere Betrachtung wird diese Gleichung für kleine R entwickelt und es ergibt sich:

$$R = -\frac{1}{N} \sum_k \frac{\partial f(k)}{\partial \tilde{E}(k)} I_S R - \frac{1}{24} \frac{1}{N} \sum_k \frac{\partial^3 f(k)}{\partial \tilde{E}(k)^3} (I_S R)^3 \quad (14)$$

Dies ist eine quadratische Gleichung in Abhängigkeit von R . Unter Betrachtung des negativen Vorzeichens der ersten und dem positiven Vorzeichen der zweiten Ableitung der Fermi-Verteilung an der Stelle E_F lässt sich für das Auftreten von Ferromagnetismus ($R > 0$) folgende Bedingung ableiten:

$$-1 - \frac{I_S}{N} \sum_k \frac{\partial f(k)}{\partial \tilde{E}(k)} > 0 \quad (15)$$

Für sehr hohe Temperaturen nimmt die erste Ableitung der Fermi-Funktion zunehmend kleinere Betragswerte an, sodass diese Bedingung nicht mehr erfüllt sein kann und ein paramagnetischer Zustand angenommen wird. Für den Fall $T = 0$ lässt sich die Summe über die k -Werte einfach berechnen, da die erste Ableitung in die δ -Funktion übergeht und man erhält:

$$-1 + \frac{I_S}{2} \frac{V}{N} D(E_F) > 0 \quad (16)$$

Dabei ist V das Volumen und D die Zustandsdichte. Wird diese auf das Atom und die Spinsorte bezogen, so ergibt sich:

$$\tilde{D}(E_F) = \frac{V}{2N} D(E_F) \quad (17)$$

Die Bedingung für das Auftreten von Ferromagnetismus wird Stoner-Kriterium genannt und

ergibt sich aus Gleichung 16 zu :

$$I_S \tilde{D}(E_F) > 1 \quad (18)$$

Diese Bedingung wird, wie in Abbildung 1 dargestellt, von Fe, Co und Ni erfüllt.

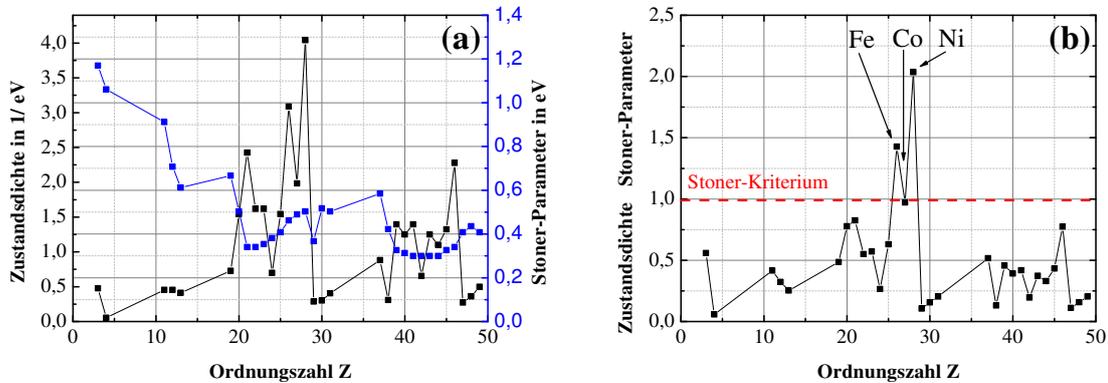


Abbildung 1: (a): Zustandsdichte und Stoner-Parameter für verschiedene Elemente mit der Ordnungszahl Z (Werte entnommen aus [7]). (b): Produkt aus Stoner-Parameter und Zustandsdichte. Die rote, gestrichelte Linie kennzeichnet die Grenze zwischen para- und ferromagnetischem Zustand. Fe und Ni übersteigen diese deutlich und Co liegt auf der Grenze. Dies erklärt den Ferromagnetismus dieser drei Metalle. Eingezeichnete Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

Formen der magnetischen Anisotropie

Die Ausrichtung der Magnetisierung eines ferromagnetischen Materials kann durch verschiedene Umgebungsbedingungen beeinflusst sein. Um dies zu verdeutlichen, soll sich eine unendlich ausgedehnte ferromagnetische Dünnschicht vorgestellt werden. Für diese Festkörperform gibt es zwei Extremfälle der Magnetisierungsausrichtung. Zum einen kann diese in der Schichtebene liegen oder senkrecht zu ihr orientiert sein. Tritt letzter Fall ein, so entstehen in der Modellvorstellung magnetische Oberflächenladungen, die ein Feld entgegengesetzt zur Magnetisierung erzeugen, welches aus diesem Grund Entmagnetisierungsfeld genannt wird und in seinem Betrag der Magnetisierung gleich ist. Durch dieses Feld wird die Energiedichte geändert und ihr Beitrag u lässt sich durch folgende Gleichung im SI-System veranschaulichen:

$$u = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \theta \quad (19)$$

(θ - Winkel zwischen der Magnetisierung und der Flächennormale)

Daran lässt sich erkennen, dass dieser Energiebeitrag minimal wird und somit den bevorzugten Zustand annimmt, wenn die Magnetisierung in der Filmebene liegt. Wie man sieht, wird hier die Ausrichtung der Magnetisierung durch die Form der Probe bestimmt, weshalb diese Art der magnetischen Anisotropie Formanisotropie genannt wird. Sie führt dazu, dass die Magnetisierung nicht aus den Grenzflächen des Ferromagneten herauszeigt. In dieser Arbeit werden keine

kontinuierlichen Filme, sondern Strukturen in der Größenordnung von einigen 100 nm in 2 Dimensionen verwendet. Die Formanisotropie begünstigt, dass die Magnetisierung ohne äußeres Feld entlang der Begrenzungsflächen orientiert ist. Weiterhin gibt es die magnetokristalline Anisotropie, die die Kristallstruktur des ferromagnetischen Materials berücksichtigt. Sie kann der Formanisotropie entgegenwirken und spielt bei der Erzeugung von Permanentmagneten (Magnetisierung zeigt aus den Begrenzungsflächen des Materials heraus) eine entscheidende Rolle. Hervorgerufen wird sie durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die Bahnmomente richten sich nach den Kristallachsen aus und durch die besagte Wechselwirkung hängt letztlich die Gesamtenergie von der Orientierung der Spins zur Kristallstruktur ab. Man bezeichnet die Richtung mit niedrigster Energie als leichte Orientierung der Magnetisierung und die zugehörige Kristallachse als leichte Achse. Ohne äußeres Feld würde die Magnetisierung aufgrund dieser Anisotropie entlang der leichten Achse ausgerichtet sein, wobei zwei Richtungen möglich sind. Für das Material bedeutet dies, dass sich Domänen (räumliche Bereiche) ausbilden, worin jeweils eine Ausrichtung vorliegt. Um die Stärke der Kristallanisotropie von Materialien festzulegen, wird auch von magnetisch weich (geringe Kristallanisotropie) und magnetisch hart (hohe Kristallanisotropie) gesprochen. Die im Rahmen dieser Masterarbeit verwendeten ferromagnetischen Stoffe sind weichmagnetisch, weshalb die kristalline Anisotropie in den Betrachtungen vernachlässigt wird. Weiterhin können in dünnen Schichten Anisotropien aufgrund elastischer Verspannungen (Gitterverzerrung) entstehen oder aufgrund von Grenz- und Oberflächen ausgebildet werden, worauf hier allerdings nicht näher eingegangen werden soll [6, S. 218-220, S.230].

2.2 Magnetisierungsdynamik

Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung

Wie bereits in Kapitel 2.1 dargestellt wurde, ist die Magnetisierung mit dem Drehimpuls der Elektronen im halbklassischen Bild verknüpft. Bisher wurden allerdings nur Gleichgewichtszustände betrachtet. Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung beschreibt die in dieser Arbeit auftretende Magnetisierungsdynamik allgemein [8]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \mathbf{T}_G + \mathbf{T}_S \quad (20)$$

($\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}$ - zeitliche Ableitung der Magnetisierung, γ - gyromagnetisches Verhältnis, \mathbf{H}_{eff} - effektives Feld, \mathbf{T}_G - Gilbert-Dämpfungsterm, \mathbf{T}_S - Slonczewski-Spin-Transfer-Term)

Sie ist eine Drehmomentgleichung und beschreibt die zeitliche Änderung des Magnetisierungsvektors (siehe Abbildung 2). Der erste Summand auf der rechten Seite beschreibt dabei die Präzession der Magnetisierung um die Richtung des effektiven Feldes. Der Gilbert-Dämpfungsterm beschreibt Energieverluste und erlaubt damit der Magnetisierung in den Grundzustand zurückzukehren. Der Slonczewski-Spin-Transfer-Term beschreibt die Wechselwirkung zwischen der

Magnetisierung und dem in den Ferromagneten injizierten spinpolarisierten oder reinen Spinstrom (siehe Kapitel 2.3). Das effektive Feld gibt die Ruhelage vor und kann sich aus mehreren Beiträgen zusammensetzen:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{dip} + \mathbf{H}_A + \mathbf{H}_{Austausch} + \mathbf{H}_I \quad (21)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{H}_0 von außen etablierte statische und dynamische Felder, \mathbf{H}_{dip} dipolare Wechselwirkungen, \mathbf{H}_A die kristalline Anisotropie, $\mathbf{H}_{Austausch}$ das Austauschfeld und \mathbf{H}_I das Oersted-Feld, welches durch fließende Ströme verursacht wird. Der Gilbert-Dämpfungsterm kann durch folgende Gleichung phänomenologisch beschrieben werden [8]:

$$\mathbf{T}_G = \frac{\alpha(\xi)}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] \quad (22)$$

mit der positiven dimensionslosen Funktion $\alpha(\xi)$ und dem darin enthaltenen dimensionslosen Parameter:

$$\xi = \frac{\left| \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right|^2}{\omega_M^2 M_0^2} \sim \frac{|m_{\sim}|^2}{M_0^2} \quad (23)$$

Dieser gibt die Leistung der Präzession wieder, wobei m_{\sim} die dynamische Komponente der Magnetisierung beschreibt. Dabei ist $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$. Wichtig ist hierbei die Erkenntnis, dass die Dämpfung von der Magnetisierungsauslenkung selbst abhängt. Meist wird in Berechnungen oder Simulationen jedoch zur Vereinfachung ein konstanter Wert $\alpha(\xi) = \alpha_G$ verwendet, der Gilbert-Dämpfungsparameter genannt wird. Da dieser kleine Werte in der Größenordnung 0,01 annimmt, kann zusätzlich $\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \rightarrow -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}]$ im Dämpfungsterm verwendet werden, wodurch sich eine explizite Differentialgleichung ergibt.

Der Slonczewski-Spin-Transfer-Term beschreibt den Drehimpulsübertrag eines spinpolarisierten oder reinen Spinstroms auf die Magnetisierung und kann wie folgt ausgedrückt werden [8]:

$$\mathbf{T}_S = \frac{\sigma_0 I f(r)}{M_0} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \hat{\mathbf{e}}_P]] \quad (24)$$

Dabei beschreibt I den fließenden Strom und $f(r)$ die räumliche Verteilung dessen über das

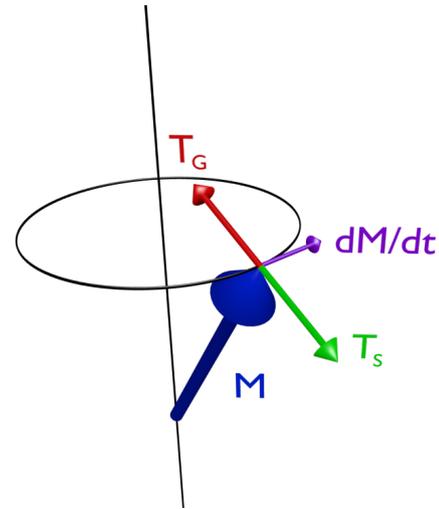


Abbildung 2: Veranschaulichung der Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung. Die Magnetisierung (blau) präzediert um die Ruhelage (schwarze Linie) auf einer Kreisbahn, da die zeitliche Änderung (violett) senkrecht auf beiden steht. Im Spezialfall der Auto-Oszillation wird der Gilbert-Dämpfungsterm (rot) durch den Slonczewski-Spin-Transferterm kompensiert, wodurch die Oszillation auf dem Orbit gehalten wird.

zu betrachtende Bauteil. \hat{e}_p ist der Einheitsvektor der Spin-Polarisation des Stromes und der Koeffizient σ_0 ist gegeben durch:

$$\sigma_0 = \frac{\varepsilon g \mu_B}{2e M_0 L S} \quad (25)$$

Hierbei ist ε der Grad der Spin-Polarisation des Stroms, g der Lande-Faktor, μ_B das Bohr'sche Magneton, e die Elementarladung, L die Dicke der ferromagnetischen Schicht und S die Fläche in der der Strom fließt. Die für diese Arbeit relevante Erzeugung eines Spinstroms, wird später in Kapitel 2.3 erläutert. Mit Gleichung (20) kann die Entstehung von Auto-Oszillationen (Selbst-Oszillationen) erklärt werden. Dies sind Präzessionen der Magnetisierung, bei denen der Gilbert-Dämpfungsterm durch den Slonczewski-Spin-Transfer-Term kompensiert wird. In diesem Spezialfall präzediert die Magnetisierung mit einer konstanten Amplitude und Frequenz um die Gleichgewichtslage. Im übernächsten Abschnitt werden einige grundlegende Eigenschaften derer dargestellt. Erstaunlich ist, dass diese Oszillationen, die typischerweise im GHz-Bereich liegen, durch einen Gleichstrom in den in dieser Masterarbeit verwendeten Bauteile, erzeugt werden können.

Spinwellen und Magnonen

Spinwellen sind die Elementaranregungen eines Ferromagneten und ihre Quantisierungseinheit wird als Magnon bezeichnet. Es trägt den Spin 1 und ist ein Boson [5, S. 94, 98]. Die Spinwelle wird durch benachbarte präzedierende magnetische Momente gebildet (siehe Abbildung 3). Dabei tritt von Moment zu Moment eine Phasendifferenz auf, wobei in erster Näherung unter Vernachlässigung zunehmender Dämpfung in Ausbreitungsrichtung die Amplitude der Einzelpräzessionen gleich bleibt. Bei großen Wellenlängen sind dabei benachbarte Momente nur wenig gegeneinander verkippt, weshalb die Austauschwechselwirkung gegenüber der Dipol-Dipol-Wechselwirkung klein anzusehen ist und vernachlässigt werden kann, was sich ändert, wenn die Wellenlängen kleiner werden. Im Folgenden soll die Spinwellendispersionsrelation für ferromagnetische Mikrostrukturen dargestellt werden. Dabei ist zu beachten, dass diese anisotrop ist, d.h. von der Ausrichtung des Wellenvektors zur Magnetisierung abhängt. In dieser Arbeit ist aufgrund der Spinstromerzeugung durch den Spin-Hall Effekt und die sich daraus ergebende Polarisationsrichtung der Elektronen vor allem die Dispersion für den Fall eines Wellenvektors bedeutsam, der senkrecht zur Magnetisierung orientiert ist. Gleichung (26) beschreibt die Dispersionsrelation für Spinwellen in sehr dünnen ferromagnetischen Schichten in dem im Magnetismus verbreiteten cgs-System allgemein: [9]:

$$\omega_0(k) = \gamma \sqrt{(H + \lambda_{ex} k^2)(H + \lambda_{ex} k^2 + 4\pi M_S F_{00}(k, \varphi, d))} \quad (26)$$

$(\omega_0(k))$ - Spinwellenfrequenz, $\lambda_{ex} = \frac{2A}{M_S}$ - Austausch-Steifigkeitskonstante mit der Austauschkonstante A , k - Betrag des Wellenvektors, $F_{00}(k, \varphi, d)$ - Dipol-Dipol-Matrixelement)

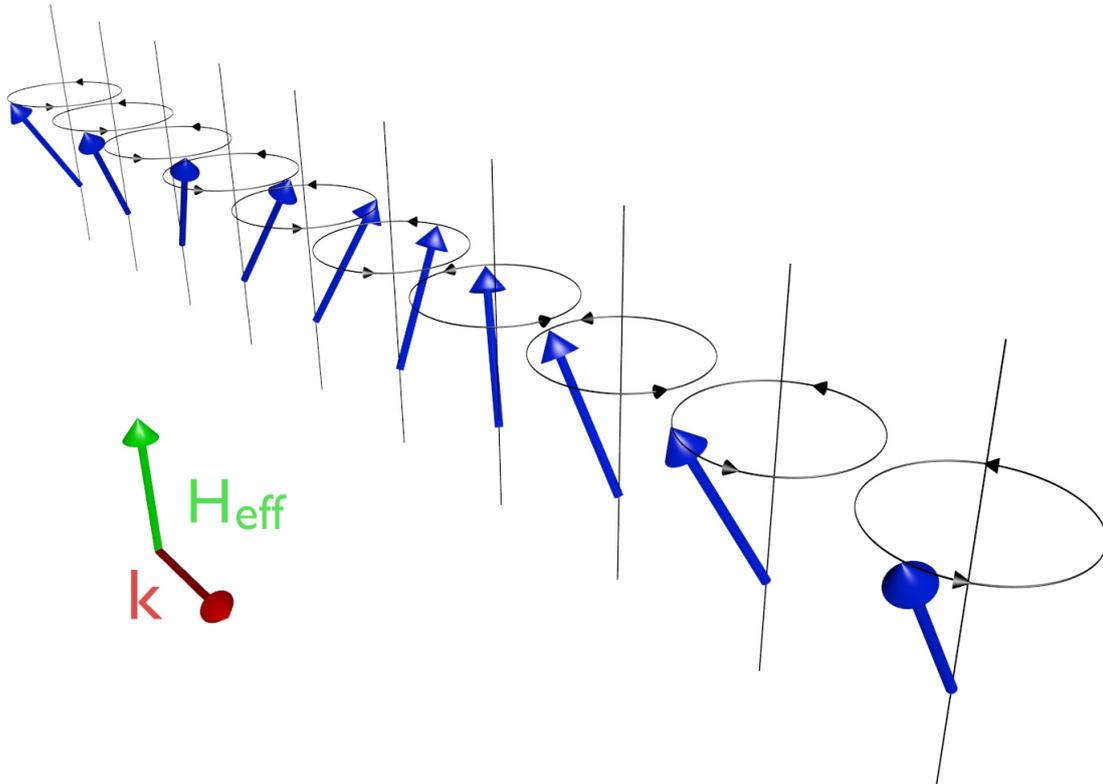


Abbildung 3: Spinwelle. Benachbarte magnetische Momente präzedieren mit fester Phasendifferenz und gleicher Amplitude. Die Präzession erfolgt um die Ruhelage, die durch das effektive Feld H_{eff} gegeben ist. Die Wellenlänge ist durch den Abstand zweier magnetischer Momente gleicher Phase gegeben, wodurch sich ein Wellenvektor k definieren lässt.

Das Dipol-Dipol-Matrixelement kann berechnet werden über:

$$F_{00}(k, \varphi, d) = 1 + P_{00}(k, d) [1 - P_{00}(k, d)] \frac{4\pi M_S}{H + \lambda_{ex} k^2} \sin^2(\varphi) - P_{00}(k, d) \cos^2(\varphi) \quad (27)$$

mit

$$P_{00}(k, d) = 1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \quad (28)$$

(φ - Winkel zwischen k und Magnetisierung, d - Schichtdicke)

Abbildung 4 zeigt die Dispersionsrelation in Abhängigkeit des Winkels zwischen der Magnetisierung und dem Wellenvektor. Es ist zu erkennen, dass diese stark anisotrop ist. Für den Fall, dass die Magnetisierung senkrecht zum Wellenvektor orientiert ist, ergibt sich ein monotoner Anstieg, während für den Fall der Parallelität zwischen beiden zuerst ein Abfall der Frequenz auftritt.

Wenn auch die dargestellten Gleichungen für eine dünne, unendlich ausgedehnte ferromagnetische Schicht abgeleitet wurden, so lassen sie sich auch gut auf Mikrostrukturen anwenden. Dabei muss beachtet werden, dass die auftretenden Spinwellen dann durch Strukturkanten und inhomogene Magnetfelder quantisiert sein können. Dabei können sich in lateral begrenzten Gebieten, wie z.B. schmalen Streifen, stehende Wellen ausbilden, wobei dabei eine effektive Breite

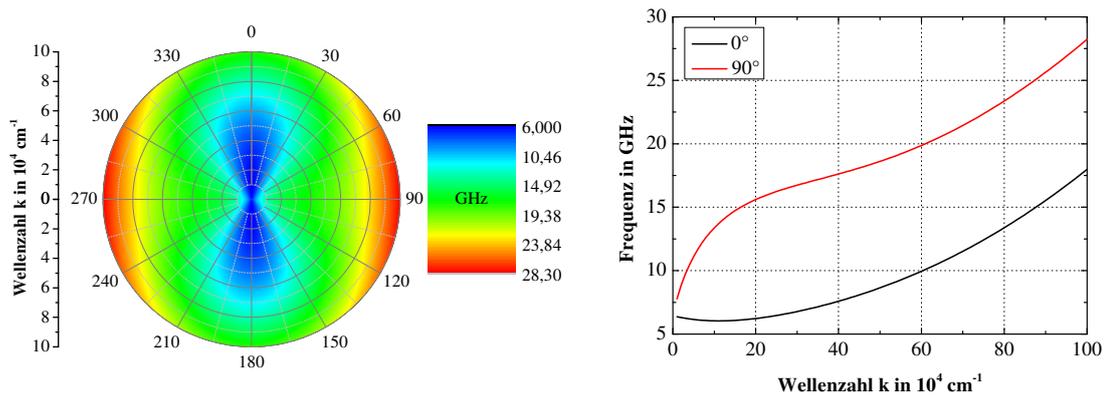


Abbildung 4: Links: Abhängigkeit der Spinwellendispersionsrelation vom Winkel zwischen der Magnetisierung und dem Wellenvektor. Rechts: extrahierte Dispersionsrelationen für die beiden Spezialfälle, bei denen der Wellenvektor parallel bzw. senkrecht zur Magnetisierung orientiert ist. Die Berechnung erfolgte für eine $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ -Schicht mit einer Dicke von 50 nm bei einem äußeren Feld von 500 Oe. Die verwendete Austauschkonstante wurde [10] entnommen und beträgt $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm. Die Sättigungsmagnetisierung wurde mit 800 Gs angenommen und $\gamma = 2,8$ MHz/Oe gewählt. Für beide Spezialfälle gibt es eine von null verschiedene minimale Frequenz. Der Frequenzbereich unterhalb der Minima stellt die Bandlücke für die Spinwellen dar.

berücksichtigt werden muss, die größer ist als die geometrische Breite. Die Ursache liegt darin, dass die dynamische Komponente der Magnetisierung am Streifenrand von null verschieden ist und über diesen hinausragt. Inhomogene Magnetfelder können durch das Entmagnetisierungsfeld hervorgerufen werden und führen somit zu einer lokalen Variation der Spinwellendispersionsrelation. Propagieren Spinwellen von einem Bereich mit niedrigerem in ein Gebiet mit höherem effektiven Feld, so kann es zur Reflexion kommen, wenn in diesem Gebiet die Spinwellenfrequenz in der Bandlücke der Dispersionsrelation liegt. Somit können sich Potentialtröge durch inhomogene Magnetfelder ausbilden, in denen quantisierte stehende Spinwellen vorliegen. Für einen tieferen Einblick wird auf [11, S. 12-25] verwiesen.

Spin-Hall Nano-Oszillatoren (SHNO) als nichtlineare Auto-Oszillatoren

Im Folgenden werden einige typische Eigenschaften von Auto-Oszillatoren unter Bezugnahme auf die in dieser Arbeit untersuchten Spin-Hall Nano-Oszillatoren dargestellt. Dabei wird aufgrund des Umfangs auf eine mathematische Herleitung der Eigenschaften verzichtet und auf [8] verwiesen. Alle Auto-Oszillatoren teilen drei Schlüsselemente. Sie besitzen ein resonantes Element, welches die Frequenz bestimmt. Weiterhin besitzen sie ein dissipatives Element, welches zu Energieverlusten und zur (positiven) Dämpfung führt. Diese Eigenschaften besitzen alle gewöhnlichen Oszillatoren. Auto-Oszillationen werden möglich, wenn ein drittes Element hinzukommt, welches die auftretenden Energieverluste kompensiert. Dieses wird auch oft als negative Dämpfung beschrieben. Unabhängig von der Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung, kann die dämpfungskompensierte Magnetisierungspräzession auch durch die allge-

meine Gleichung für Auto-Oszillationen beschrieben werden:

$$\frac{dc}{dt} = i\omega(|c|^2)c + \Gamma_+(|c|^2)c - \Gamma_-(|c|^2)c = f(t) \quad (29)$$

Dabei ist $c(t)$ die komplexe Amplitude, die zur Berechnung der Leistung $p = |c|^2$ und der Phase $\Phi = \arg(c)$ verwendet werden kann. Die von der Leistung abhängige Frequenz des resonanten Elements wird durch $\omega(|c|^2)$ beschrieben. Natürliche Energieverluste, die ebenfalls von der Leistung abhängig sein können, werden durch $\Gamma_+(|c|^2)$ beschrieben. In gleicher Weise lässt sich durch $\Gamma_-(|c|^2)$ ein Term beschreiben, der die leistungsabhängige Dämpfungskompensation wiedergibt. Mit $f(t)$ wird die Wechselwirkung des Systems mit der Umgebung berücksichtigt (z.B. thermische Fluktuationen oder äußere periodische Anregungen). Da alle Terme, die das System selbst beschreiben, von der Leistung abhängen, handelt es sich um nichtlineare Oszillationen. Diese Modellgleichung findet Anwendung, wenn eine Einzelmode beschrieben werden soll, nur geringe Dämpfung vorherrscht und eine kontinuierliche Änderung der Amplitude mit zunehmender Dämpfungskompensation eintritt.

Bei Spin-Hall Nano-Oszillatoren wird die Dämpfungskompensation durch einen Gleichstrom gesteuert. Dadurch wird ebenfalls die erzeugte Oszillatorleistung beeinflusst. Durch die Leistungsänderung kommt es zur Frequenzverschiebung. Es ist dabei möglich die Verschiebung zu höheren oder niedrigeren Frequenzen in Abhängigkeit des Stromes zu erreichen. Dabei spielt der Winkel der Magnetisierung zur Schichtebene des Bauteils eine entscheidende Rolle. Liegt die Magnetisierung in der Ebene, nimmt die Frequenz bei Zunahme der Oszillationsleistung ab. Steht sie senkrecht zur Ebene, so nimmt sie mit steigender Oszillatoramplitude zu. Zwischen beiden Zuständen gibt es einen kontinuierlichen Übergang, wobei bei einem bestimmten Winkel der Magnetisierung zur Schichtebene keine Frequenzänderung bei der Variation der Oszillatorleistung einsetzt.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Modulierbarkeit. Dabei wird der Auto-Oszillator durch äußere Einwirkung zeitlich periodisch beeinflusst. Dies ist zum Beispiel durch die Modulation des Versorgungsstroms oder des äußeren Magnetfeldes realisierbar. Dabei kann eine phasenstarre Kopplung zwischen den Oszillationen und der äußeren Anregung auftreten, wenn die Wechselwirkung weder zu schwach noch zu stark ist [8]. Die Folge dessen ist die Präzession der Magnetisierung mit gleicher Frequenz und Phase der äußeren Anregung. Die sichtbaren Effekte sind ein Anstieg der abgegebenen Leistung und eine Abnahme der Linienbreite. Eine äußere Anregung kann durch die Addition eines Mikrowellen- zur Gleichstromversorgung erreicht werden. Außerdem können sich zwei oder mehrere Auto-Oszillatoren gegenseitig beeinflussen und eine stabile Phasenkopplung zeigen. Dieser Effekt wird Synchronisation genannt und spielt eine entscheidende Rolle für den technischen Einsatz der Spin-Hall Nano-Oszillatoren. Der Frequenzbereich, in dem eine Phasenkopplung möglich ist, wird durch die Phasenkopplungsbandbreite bestimmt. Durch die Anpassung und Kopplung der Phase zweier oder mehrerer Oszillatoren, kommt es zur kohärenten Addition der Oszillationsamplituden. Dies bedeutet, dass

die Leistung nicht linear, sondern quadratisch mit der Anzahl der Oszillatoren steigen kann. Außerdem nimmt die Linienbreite wie bereits erwähnt ab und wird weniger anfällig auf äußere thermische Fluktuationen. Koppelmechanismen können dabei durch Modulation des elektrischen Widerstandes erfolgen, die durch die präzedierende Magnetisierung im Zusammenspiel mit Magnetowiderstandseffekten auftritt. Dafür muss eine elektrische Verbindung zwischen den Einzeloszillatoren bestehen. Weiterhin kann eine Synchronisation durch dipolare Wechselfelder oder durch erzeugte Spinwellen benachbarter Oszillatoren eintreten. Für letzteren Effekt müssen die Oszillatoren über eine ferromagnetische Schicht in Verbindung stehen.

2.3 Spin-Transfer-Torque und Spin-Hall Effekt

Spin-Transfer-Torque (STT)

Fließt ein Strom durch einen Ferromagneten, kommt es zur Spinpolarisation dessen, weil in diesem aufgrund der Austauschwechselwirkung eine unterschiedliche Anzahl an Elektronen beider Spinorientierungen am Stromfluss teilnimmt. Der Polarisationsvektor zeigt in Richtung der Magnetisierung. Dieser Effekt wird auch Spinfilterung genannt. Wird dieser spinpolarisierte Strom in einen anderen Ferromagneten, dessen Magnetisierung eine andere Orientierung im Vergleich zum ersten Ferromagneten aufweist, injiziert, so tritt erneut der Filterprozess ein. Da die Magnetisierung und die Polarisation der einfließenden Elektronen unterschiedlich ausgerichtet sind, wird durch die Magnetisierung ein Drehmoment auf den Drehimpuls der einfließenden Elektronen ausgeübt, um ihn zu reorientieren (siehe Abbildung 5). Genauso üben die spinpolarisierten Elektronen ein Drehmoment mit umgekehrten Vorzeichen auf die Magnetisierung aus, wodurch sie zu Oszillationen angeregt wird. Dieser Effekt wird als Spin-Transfer-Torque bezeichnet [12, 13]. Er lässt sich auch durch reine Spinströme erzeugen. Bei diesen sind die injizierten Elektronen gleich polarisiert. Diese können durch den Spin-Hall Effekt erzeugt werden, was im Folgenden dargestellt wird.

Spin-Hall Effekt (SHE)

Der klassische Hall Effekt (Abbildung 6a) tritt auf, wenn dem Stromfluss in einem Leiter ein senkrecht Magnetfeld überlagert wird. Durch die auftretende Lorentz-Kraft werden Elektronen senkrecht zur Flussrichtung abgelenkt und akkumulieren an einer der beiden Grenzflächen, die parallel zum Stromfluss liegen. Da die Elektronenanzahldichte an der gegenüberliegenden Grenzfläche geringer ist, wird eine elektrische Feldkraft erzeugt, die der Lorentz-Kraft entgegenwirkt. Im Gleichgewicht der beiden Kräfte ist die Hall-Spannung senkrecht zum Stromfluss messbar. Beim anomalen Hall Effekt (Abbildung 6b) fließt ein Strom in einem Ferromagnet, wobei kein äußeres Feld etabliert ist. Der Strom ist dabei spinpolarisiert [14]. Durch spinabhängige Ablenkung der Elektronen im Festkörper, die senkrecht zum Stromfluss stattfindet,

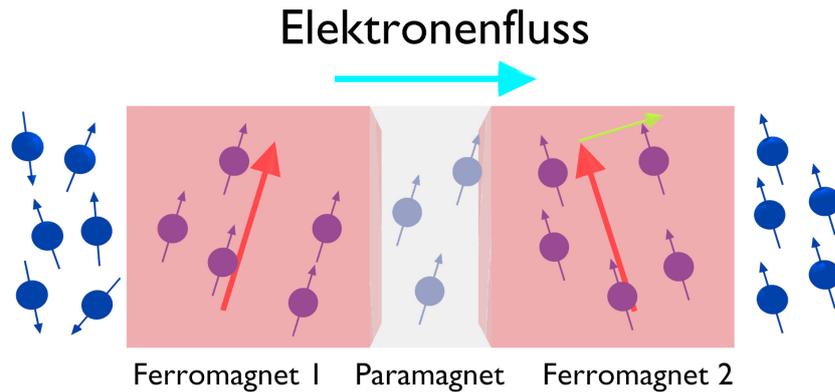


Abbildung 5: Vereinfachte Darstellung des STTs. Unpolarisierte Elektronen erfahren eine Ausrichtung durch die Magnetisierung (roter Pfeil) im Ferromagnet 1. Diese bleibt nach Fluss in eine paramagnetische Zwischenschicht erhalten. Beim Eintritt in den Ferromagnet 2 übt die dortige Magnetisierung (roter Pfeil) ein Drehmoment auf die Orientierung des Elektronenspins aus, um ihn neu auszurichten. Durch die Drehimpulserhaltung wird im Gegenzug ein Drehmoment auf die Magnetisierung ausgeübt (gelber Pfeil), wodurch diese zu präzedieren beginnt (in Anlehnung an [13]).

kommt es zur Akkumulation von entgegengesetzt polarisierten Elektronen an gegenüberliegenden Grenzflächen, die parallel zum Stromfluss orientiert sind. Da die Anzahl an Elektronen für beide Polarisationsrichtungen nicht gleich ist, ist auch die Anzahl der Elektronen an den gegenüberliegenden Grenzflächen verschieden. Aufgrund dessen lässt sich eine anomale Hall Spannung messen. Beim Spin-Hall Effekt (Abbildung 6c), der in Diamagneten und Paramagneten auftritt, kommt es ebenfalls zur spinabhängigen Streuung senkrecht zum Ladungsstrom [15, 16, 17]. Da hier kein spinpolarisierter Ladungsstrom fließt, akkumulieren an den gegenüberliegenden Grenzflächen gleich viele Elektronen mit entgegengesetzter Polarisation. Somit gibt es an den Grenzflächen zwar eine Spinakkumulation, aber es lässt sich senkrecht zum Ladungsstrom keine elektrische Spannung messen. Aus diesem Grund ist ein Nachweis dieses Effekts sehr schwierig. Der anomale und Spin-Hall Effekt haben ähnliche mikroskopische, festkörperphysikalische Ursachen, die im Folgenden kurz benannt werden sollen. Aufgrund des Umfangs der Theorien zu diesem Thema, kann keine vollständige Darstellung erfolgen. Um die Stärke des Effektes zu beschreiben wird der Spin-Hall Winkel verwendet. Er ist das Verhältnis aus der erzeugten Spinstromdichte und der hervorrufenden Ladungsstromdichte. Allgemein wird zwischen extrinsischen und intrinsischen Ursachen unterschieden. Als extrinsische Ursachen werden Mechanismen bezeichnet, die zu einer senkrechten Auslenkung von Spins durch Elektronenstreuung aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung hervorgerufen werden. Dies kann verwirrend erscheinen, da ein Streuprozess sowohl extrinsisch z.B. durch Verunreinigungen und Korngrenzen und intrinsisch z.B. durch Phononen bedingt sein kann. Hier findet sich als Ursache die Mott(Skew)-Streuung und die Side-Jump Streuung. Bei der Mott-Streuung bildet die Spin-Bahn-Wechselwirkung einen magnetischen Feldgradienten in der Streuebene. Dadurch kommt es zur unterschiedlichen Ablenkung von einfallenden Elektronen

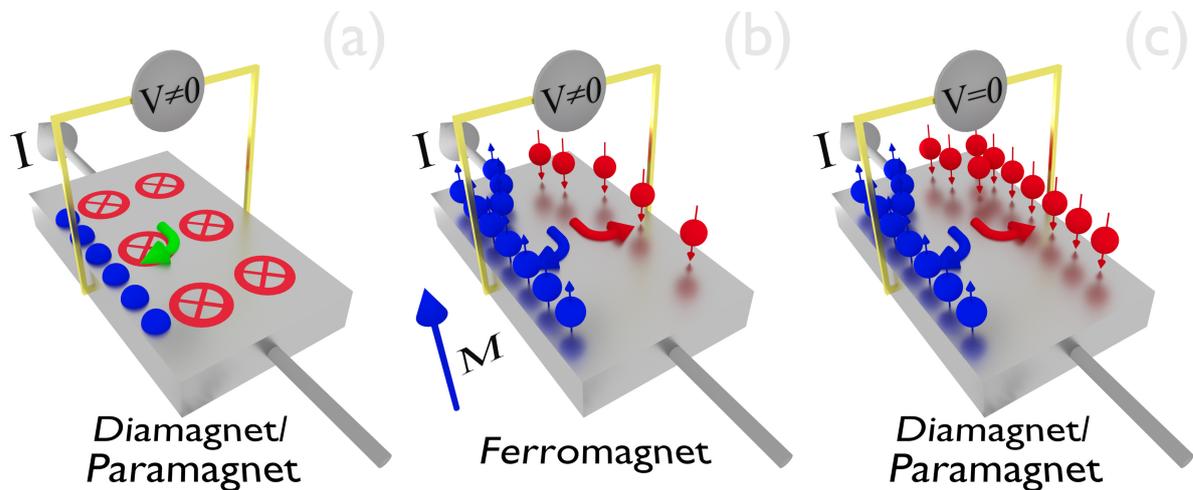


Abbildung 6: (a): Beim Hall-Effekt wird ein Dia- bzw. Paramagnet senkrecht zum Stromfluss I von einem Magnetfeld (rot) durchsetzt. Die Ladungsträger (blau) werden daraufhin zu einer Seite abgelenkt. Durch das Ladungsträgerungleichgewicht senkrecht zur Stromrichtung, lässt sich die Hall-Spannung V messen. (b): Beim anomalen Hall-Effekt kommt es zur spinabhängigen Ablenkung der Elektronen (blau/ rot) im Ferromagnet ohne äußeres Feld. Elektronen mit unterschiedlichem Spin akkumulieren an gegenüberliegenden Grenzflächen. Da im Ferromagnet (mit Magnetisierung M) beide Elektronensorten in unterschiedlicher Anzahl vorhanden sind, lässt sich eine anomale Hall-Spannung V messen. (c): Beim Spin-Hall Effekt kommt es ebenfalls zu einer spinabhängigen Ablenkung der Elektronen (blau/ rot). Diese tritt im Dia- bzw. Paramagnet auf, wo beide Elektronensorten die gleiche Häufigkeit aufweisen. Es kommt zur Spinakkumulation an den Grenzflächen, jedoch zu keiner messbaren Spannung V (in Anlehnung an [15]).

mit unterschiedlichem Spin. Die Stärke des Effekts hängt vom Kontrast zwischen der Spin-Bahn-Wechselwirkung des Hauptmaterials und der Verunreinigung ab. Die Side-Jump Streuung resultiert aus der spinabhängigen, unterschiedlichen Beschleunigung während der Streuung und führt nach mehrfachen Streuungen zu einem resultierenden Abstand zwischen Elektronen unterschiedlichen Spins. Dieser Effekt ist in der Regel kleiner als die Mott-Streuung oder intrinsische Effekte. Dennoch liefert er einen Anteil, der proportional zur Verunreinigungskonzentration ist. Als intrinsische Effekte werden Mechanismen bezeichnet, bei denen eine senkrechte spinabhängige Geschwindigkeitskomponente durch Effekte der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf die elektronische Bandstruktur des perfekten Kristalls erzeugt wird.

Zusammenfassend lässt sich die Aussage treffen, dass die Stärke des Spin-Hall Effekts und damit des erzeugten Spinstroms von der Spin-Bahn-Wechselwirkung abhängt. Aus diesem Grund werden schwere Metalle, wie zum Beispiel Platin, Wolfram und Tantal verwendet. Für das in dieser Arbeit verwendete Pt wurde aus theoretischen Betrachtungen abgeleitet, dass intrinsische Effekte den Hauptanteil zur Entstehung des Spinstroms beitragen [15].

3 Experimentelle Methodik

3.1 Grundlagen der Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie (BLS)

Die Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie ist eine moderne magneto-optische Untersuchungsmethode zur Charakterisierung der Magnetisierungsdynamik in ferromagnetischen Festkörpern. Neben ihr existieren weitere Methoden, wie zum Beispiel die magneto-optische Kerr-Effekt-Magnetometrie und rein elektrische Messtechniken wie die Ferromagnetische Resonanzuntersuchung (FMR) und Methoden, die die Widerstandsmodulation in stromdurchflossenen Bauteilen auswerten können. Der große Vorteil der BLS ist die Ortsauflösung und gleichzeitiger Frequenzmessung, wodurch auch instatan nichtlineare Effekte und rein thermisch aktivierte Spinwellen erfasst werden können [18].

Der Zugang zu Spinwellen in einem ferromagnetischen Festkörper durch Brillouin-Lichtstreuung besteht in der inelastischen Wechselwirkung zwischen dem eingestrahnten monochromatischen Licht und diesen. Bei diesem Prozess können Magnonen erzeugt (Stokes-Prozess) oder vernichtet werden (anti-Stokes-Prozess). Das Prinzip wird in Abbildung 7 dargestellt. Für die Energie $\hbar\omega_1$ und den Impuls $\hbar\mathbf{k}_1$ der inelastisch gestreuten Photonen lassen sich folgende Beziehungen angeben:

$$\hbar\omega_1 = \hbar\omega_0 \pm \hbar\omega_M \quad (30)$$

$$\hbar\mathbf{k}_1 = \hbar\mathbf{k}_0 \pm \hbar\mathbf{k}_M \quad (31)$$

Energie und Impuls des initialen Photons bzw. Magnons wird dabei durch $\hbar\omega_0$ und $\hbar\mathbf{k}_0$ bzw. $\hbar\omega_M$ und $\hbar\mathbf{k}_M$ berücksichtigt.

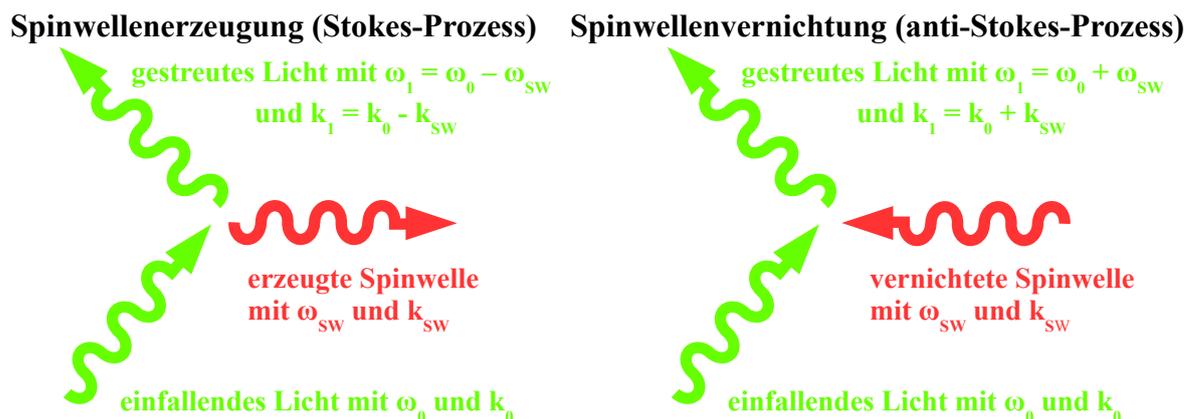


Abbildung 7: Streuprozesse von Licht an Spinwellen. Links: Darstellung des Stokes-Prozesses, bei dem eine Spinwelle erzeugt wird. Rechts: Darstellung des anti-Stokes-Prozesses, bei dem eine Spinwelle vernichtet wird (Abbildung in Anlehnung an [11, S. 29])

Die Gleichung für die Impulserhaltung stellt die einfachste Möglichkeit der Beschreibung dar und gilt nur für den Spezialfall unendlich ausgedehnter Festkörper. Dennoch lässt sie sich in gu-

ter Näherung auch auf dünne ferromagnetische Schichten anwenden, in denen die Wellenvektoren parallel zur Oberfläche liegen. Falls die Streugeometrie wie in Abbildung 8 unter Verwendung einer Linse mit kleiner numerischer Apertur verwendet wird, lässt sich der Wellenvektor in der Schichtebene rekonstruieren. Beim Übergang zu ferromagnetischen Mikrostrukturen versagt die angegebene Impulserhaltungsgleichung wegen der gesteigerten Lokalisierung der Spinwellen und der Wellenvektor muss durch eine Verteilungsfunktion beschrieben werden. In der Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie-Mikroskopie muss zur Erreichung einer höheren Ortsauflösung eine Optik mit großer numerischer Apertur verwendet werden, um einen möglichst kleinen Laserfokus auf der Probe zu erreichen. Damit geht allerdings die Wellenvektorselektivität verloren, da nun über einen großen Winkelbereich eingestrahlt wird.

Nachdem nun das physikalische Prinzip der BLS beschrieben wurde, sollen nun die zur Analyse der Frequenzänderung des Lichts notwendigen Eigenschaften des Interferometers beschrieben werden. Typische gemessene Spinwellenfrequenzen liegen in dieser Arbeit im Bereich von 5 GHz. Bei Vernichtung oder Erzeugung des Magnons bei der Wechselwirkung mit dem eingesetzten Laserlicht von 532 nm wird somit die Energie der Photonen um ca. 21 μeV geändert, was einer relativen Änderung von etwa 10^7 entspricht. Daraus ergeben sich sehr hohe Anforderungen an die Eigenschaften des Interferometers bezüglich der spektralen Auflösung. Weiterhin können sich die Intensitäten des elastisch gestreuten Lichts und des an Spinwellen gestreuten Lichts um bis zu 10 bis 20 Größenordnungen unterscheiden. Daraus ergeben sich ebenfalls erhebliche Anforderungen an den Kontrast. Die hohen Anforderungen können durch ein Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometer [19] befriedigt werden, welches im Folgenden vorgestellt wird.

Das Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometer besteht aus zwei gewöhnlichen Fabry-Pérot Interferometern, die aus zwei planparallelen Platten bestehen. Das Licht durchläuft jedes Spiegelpaar dreimal (aus diesem Grund (3+3)). Zunächst werden nun grundlegende Eigenschaften des Fabry-Pérot Interferometers (FPI) vorgestellt.

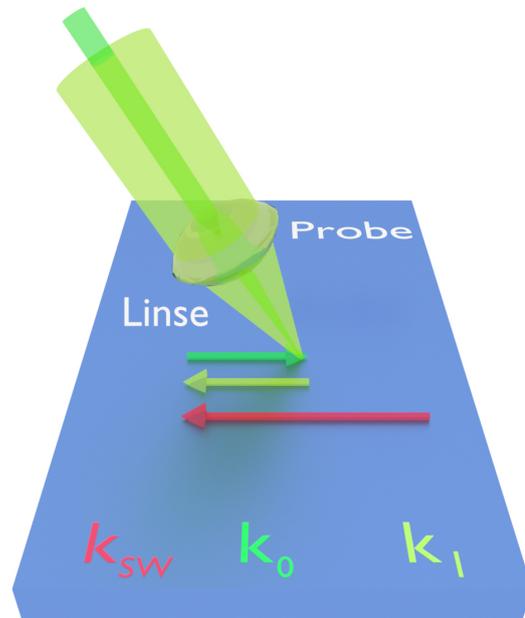


Abbildung 8: Durch Verwendung einer Linse mit kleiner numerischer Apertur ist der Wellenvektor des einfallenden Lichts bestimmt und die in der Probenebene liegende Komponente der Spinwelle kann bei Rückwertsstreuung bestimmt werden (in Anlehnung an [11, S. 30]).

Fabry-Pérot-Interferometer (FPI)

Das Funktionsprinzip des Fabry-Pérot Interferometers und seiner Wellenlängenselektivität beruht auf Vielstrahlinterferenz nach der Transmission des Lichts. Dafür spielt die Reflektivität der eingesetzten Glasplatten, die über dielektrische Beschichtungen eingestellt werden kann, eine entscheidende Rolle für die Eigenschaften. Die transmittierte Intensität I_T bei eingestrahelter Intensität I_0 wird durch die Airy-Funktion beschrieben [20]:

$$I_T = I_0 \cdot \frac{T}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2})} \quad (32)$$

R gibt den Reflexions- und $T = 1 - R$ den Transmissionskoeffizienten an. Absorption wird vernachlässigt. Eine weitere wichtige Größe ist der Spiegelabstand d , der die relative Phase $\Delta\varphi = \frac{2d\omega}{c}$ der interferierenden Wellenzüge bestimmt. Über die Kreisfrequenz ω geht auch die Wellenlänge $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ mit der Lichtgeschwindigkeit c ein. Durch den Sinusterm ist die Transmissionsfunktion periodisch und wird immer maximal, wenn der Phasenunterschied ein ganzzahliges Vielfaches von 2π beträgt, was Spiegelabständen bei ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge des Lichts entspricht. Daraus folgt, dass über die Variation des Plattenabstandes die transmittierte Frequenz bzw. Wellenlänge eingestellt werden kann. Nutzt man die zuletzt genannte Bedingung für die Transmission, so lässt sich eine Gleichung für die transmittierte Wellenlänge λ_1 angeben, wenn der Spiegelabstand von d_0 , bei dem die Wellenlänge λ_0 transmittiert wird, um Δd geändert wird:

$$\lambda_1 = \left(\frac{\Delta d}{d_0} + 1\right)\lambda_0 \quad (33)$$

Diese Beziehung lässt sich nutzen, um die Frequenzänderung $\Delta f(\Delta d) = f_0 - f_1$ unter Vernachlässigung des Brechungsindex anzugeben:

$$\Delta f(\Delta d) = f_0 - f_1 = \frac{c}{\lambda_0} - \frac{c}{\lambda_1} = \frac{c\Delta d}{(d + \Delta d)\lambda_0} \approx \frac{c}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta d}{d} \quad (34)$$

Die gemachte Näherung lässt sich darin begründen, dass typische Spiegelabstände im Bereich von Millimetern bis Centimetern liegen, während die Abstandsänderungen Werte in der Größenordnung von 10^2 Nanometern annehmen. Ein weiterer wichtiger Parameter des FPIs wird freier Spektralbereich genannt (FSR). Dies ist der Abstand zweier Transmissionsmaxima, der mit Gleichung 34 berechnet werden kann. Da für das Erreichen des nächsten Transmissionsmaximums der Spiegelabstand um die halbe Wellenlänge geändert werden muss, lässt sich für den FSR Folgendes angeben:

$$\Delta f\left(\frac{\lambda_0}{2}\right) = \frac{c}{2d} \quad (35)$$

Daraus lässt sich sofort eine wichtige Aussage für den zugänglichen Spektralbereich ableiten. Je größer der Spiegelabstand, desto kleiner wird der zugängliche Frequenzbereich. Allerdings

nimmt die spektrale Auflösung bei größeren Spiegelabständen zu, da die Linienbreite der Transmissionsmaxima in Einheiten des FSR bei Änderung des Plattenabstandes konstant bleibt. Das Verhältnis aus FSR und Linienbreite (FWHM) wird als Finesse bezeichnet, ist Funktion der Reflektivität der eingesetzten Platten und beträgt bei dem in dieser Arbeit verwendeten Interferometer ca. 110 [21]. Für den FSR ergibt sich für den Spiegelabstand $d = 5$ mm ein Bereich von 30 GHz und eine Linienbreite von 273 MHz.

Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometer (TFPI)

Beim Einsatz eines einfachen FPIs können Frequenzen in einem Spektrum nur relativ zu einem Transmissionsmaximum ermittelt werden. Durch die Periodizität der Transmissionsfunktion für eine einzelne Anregungsfrequenz kann jedoch die Zuordnung einer gefundenen Stokes- bzw. anti-Stokes-Linie zum zugehörigen Transmissionsmaximum im Spektrum schwierig sein (Abbildung 9a). Die Zuordnung von Linien inelastisch gestreuten Lichts zur entsprechenden Transmissionsordnung wird durch die Verwendung eines Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometers erleichtert. Dieses wird in Abbildung 10 dargestellt. Es wird aus zwei gewöhnlichen FPIs, deren optische Achsen um einen Winkel α verkippt sind, gebildet. Die rechten Spiegel beider Interferometer sind auf einer gemeinsamen Verschiebebühne montiert, die über eine grobe mechanische und feine Verschiebemöglichkeit über Piezoaktoren verfügt. Die grobe Positionierung wird benötigt um den Arbeitsabstand d einzustellen und damit den messbaren Frequenzbereich und der damit verbundenen Frequenzauflösung. Die Piezopositionierung wird benötigt um den Spiegelabstand beider FPIs zu variieren, um die transmittierte Lichtfrequenz zu ändern, wodurch die Aufnahme von Spektren möglich wird. Im Folgenden soll die Konsequenz der Verkipfung der beiden FPIs beschrieben werden. Wird die Verschiebebühne um den Wert Δd verfahren, so ändert sich der Abstand der Spiegel des ersten FPIs genau um diesen Betrag. Der Abstand des zweiten Spiegelpaars ändert sich allerdings um den kleineren Betrag $\Delta d \cdot \cos\alpha$. Somit muss die Verschiebebühne für den Scan des vollen FSRs des zweiten FPIs einen weiteren Weg verfahren. Mit anderen Worten liegen die Transmissionsordnungen beim zweiten FPI weiter auseinander, wie in Abbildung 9b dargestellt ist. Das Licht, welches beide Fabry-Pérot-Interferometer mehrfach durchläuft, kann jedoch nur dann maximal transmittiert werden, wenn die Transmissionsbedingungen für beide FPIs gleichzeitig erfüllt sind. Dies lässt sich durch die Abstimmung dieser für die zentrale Transmissionsordnung bewerkstelligen. Dafür wurde der rechte Spiegel des zweiten FPIs zusätzlich mit einem Piezoaktor ausgestattet, wodurch über diese Stellschraube das Transmissionsmaximum dessen mit dem des ersten FPIs in Einklang gebracht werden kann. Da sich die Transmissionsfunktion aus der Multiplikation der Transmissionsfunktionen der einzelnen Spiegelpaare ergibt, werden höhere Transmissionsordnungen durch die unterschiedlich großen FSRs effektiv unterdrückt (Abbildung 9c). Bei dem in dieser Masterarbeit verwendeten Interferometer werden diese mit den zugehörigen Stokes- und anti-Stokes-Linien um einen Faktor von 10^6 abgeschwächt. Aus diesem Grund lassen sich die gemessenen Spinwellensignale eindeutig zur zugehörigen Transmissionsordnung zuweisen,

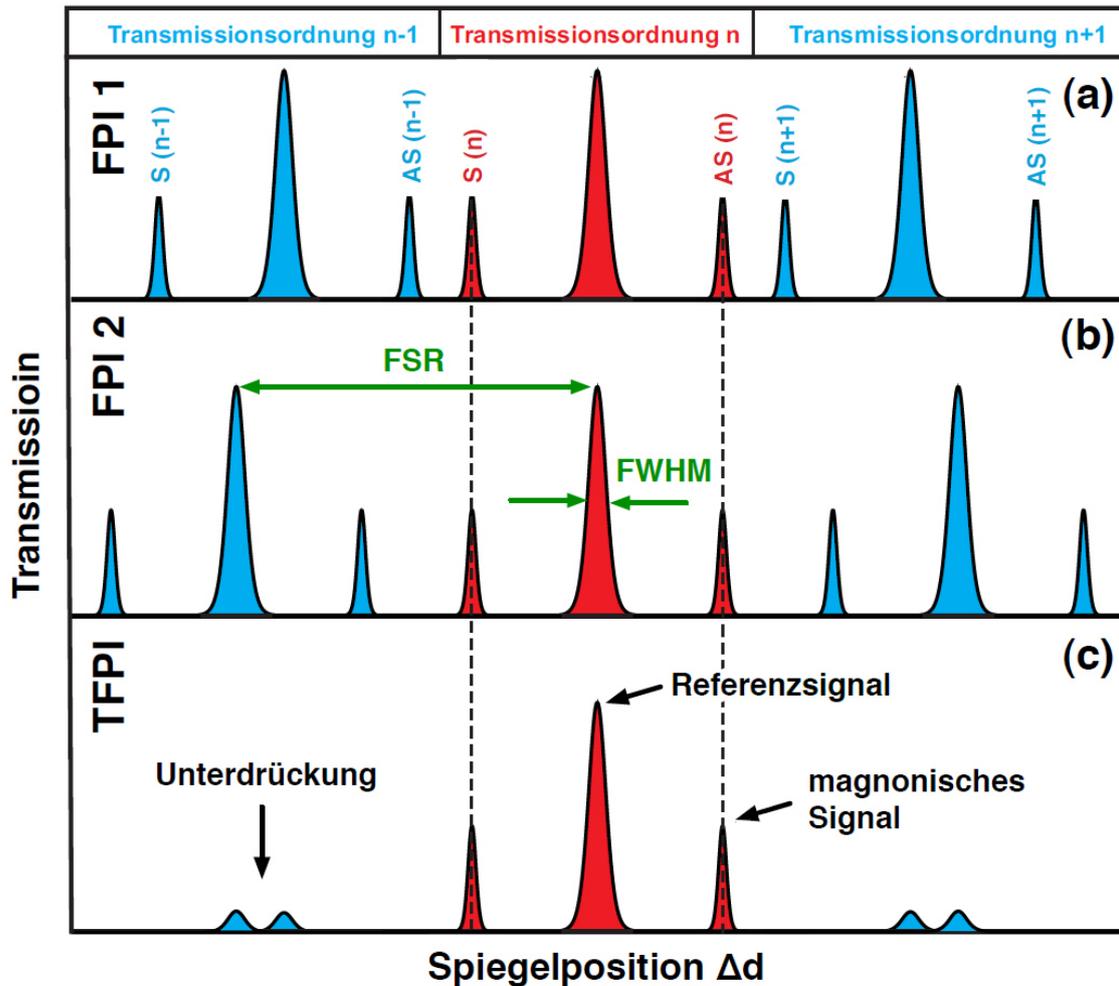


Abbildung 9: Transmissionsfunktionen zweier einzelner FPIs mit unterschiedlichem FSR und der Kombination der beiden. Da die Gesamttransmissionsfunktion die Multiplikation der Einzeltransmissionsfunktionen darstellt, können beim TFPI störende weitere Transmissionsordnungen gezielt unterdrückt werden (Quelle: [11, S. 38]).

da nur diese unabgeschwächt übrig bleibt.

Der notwendige hohe Kontrast des Interferometers, der die Trennung von inelastisch und elastisch gestreutem Licht ermöglicht, wird durch den dreifachen Durchgang durch jedes FPI erreicht und ist durch eine erhöhte Spiegelreflektivität und damit Finesse optimiert worden (siehe Abbildung 10). Durch den zuletzt genannten Schritt werden die Linienbreiten der Transmissionsmaxima zwar theoretisch schmaler, jedoch nur, wenn die technische Realisierung der Interferometerspiegel folgende Anforderungen erfüllt. Da sich das Licht bei höherer Reflektivität der Spiegel länger zwischen ihnen aufhält und öfter reflektiert wird, üben selbst kleinste Unebenheiten und Nichtparallelitäten einen negativen Einfluss aus, der die Phase der nach dem Interferometer interferierenden Wellenzüge verschiebt. Aus diesem Grund muss die Oberflächengüte Werte von $\lambda/200$ und die Spiegelparallelität Werte im Bereich $\lambda/100$ annehmen. Um diese Anforderungen zu erfüllen, muss jeweils einer der Spiegel beider FPIs durch Piezoaktoren aktiv beeinflussbar sein, um thermisch bedingte Änderungen kompensieren zu können.

Als Optimierungsparameter dient dazu die Intensität eines durch einen Diffusor abgeschwächten Referenzstrahles, der vom Laser abgezweigt wird, bevor dessen Licht zur Probe geleitet wird. Eine Intensitätserniedrigung ist unbedingt notwendig, damit der hochempfindliche Detektor nicht beschädigt werden kann. Die Nutzung der Intensität des elastisch gestreuten Lichts zur Optimierung wäre nachteilhaft, da sich die Intensität bei Abrasterung strukturierter Proben durch die sich ändernde Reflektivität ebenfalls ändern würde. Durch die Nutzung eines Referenzstrahles wird es allerdings erforderlich zwischen diesem und dem inelastisch von der Probe gestreuten Licht umzuschalten, während ein Spektrum aufgenommen wird. Diese Funktion wird durch eine automatisierte, mechanische Klappe (rote Schalter in Abbildung 10) übernommen, die immer dann zum Referenzstrahl umschaltet, wenn das Interferometer für das elastisch von der Probe gestreute Licht transmittierend wird. Durch diesen wird außerdem der Frequenznullpunkt der aufgenommenen Spektren festgelegt. Somit kann auf einen Frequenzdrift des Lasers reagiert werden. Das Zusammenspiel der Steuer- und Datenerfassungssoftware ist sehr umfassend und kann in [11, S. 43] nachvollzogen werden. Es soll aber darauf hingewiesen sein, dass die notwendige Spiegelpositionstabilisierung immer dann aktiv wird, wenn die Spiegel nach der Aufnahme eines Spektrums wieder an ihren Ausgangsort zurückfahren. Weitere wichtigste Prozesse sind das Umschalten zwischen Referenz- und Probenstrahl, die Kodierung des Spiegelverfahrweges, um die Frequenz zuordnen zu können und das Auslesen der aufgenommenen Intensität des Fotodetektors. Eine weitere Besonderheit ist die einfache Einbindung von externen Geräten in den Messprozess. Somit können verschiedene Parameter, wie Ort, äußeres Magnetfeld, Mikrowellenströme- und frequenzen und Gleichströme automatisiert variiert werden.

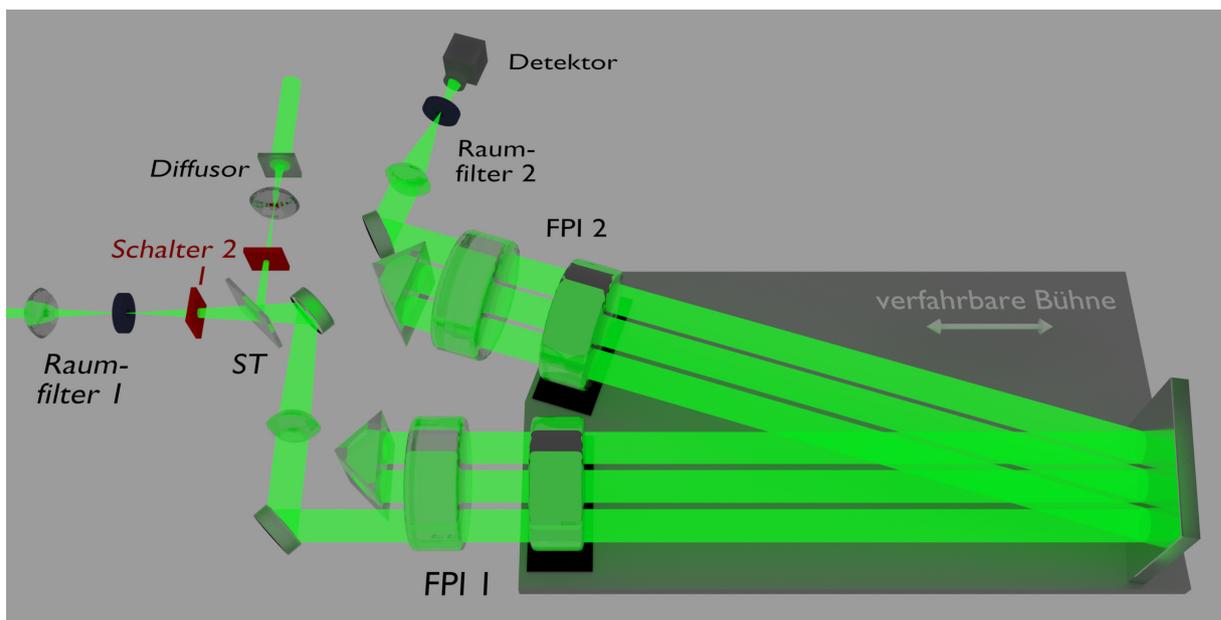


Abbildung 10: Prinzipskizze des Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometers (in Anlehnung an [11, S. 39]).

Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie-Mikroskopie (μ BLS)

Bei der Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie-Mikroskopie wird das Messsystem hinsichtlich der Ortsauflösung optimiert. Dies bedeutet, dass das Wechselwirkungsvolumen, in dem das eingestrahlte Laserlicht und die Spinwellen interagieren, minimiert wird. Dafür wird ein Mikroskopobjektiv mit hoher numerischer Apertur verwendet, um einen kleinen Strahldurchmesser auf der Probe zu erreichen. Dies führt allerdings dazu, dass das Licht aus einem großen Winkelbereich eingestrahlt wird. Somit geht die Möglichkeit der Rekonstruktion des Wellenvektors der Spinwellen parallel zur Oberfläche verloren. Dies spielt jedoch bei der Untersuchung von ferromagnetischen Mikrostrukturen eine untergeordnete Rolle, da in diesen durch die Lokalisierung der Spinwellen keine scharfen Wellenvektoren auftreten. Abbildung 11 zeigt den für die Messungen verwendeten Versuchsaufbau. Der Laser *torus 532* vom Hersteller *Laser Quantum* steht am Ausgangspunkt, emittiert Licht der Wellenlänge 532 nm und besitzt eine niedrige Linienbreite von 1 MHz. Unmittelbar danach durchläuft es einen optischen Isolator (FI). Durch diesen

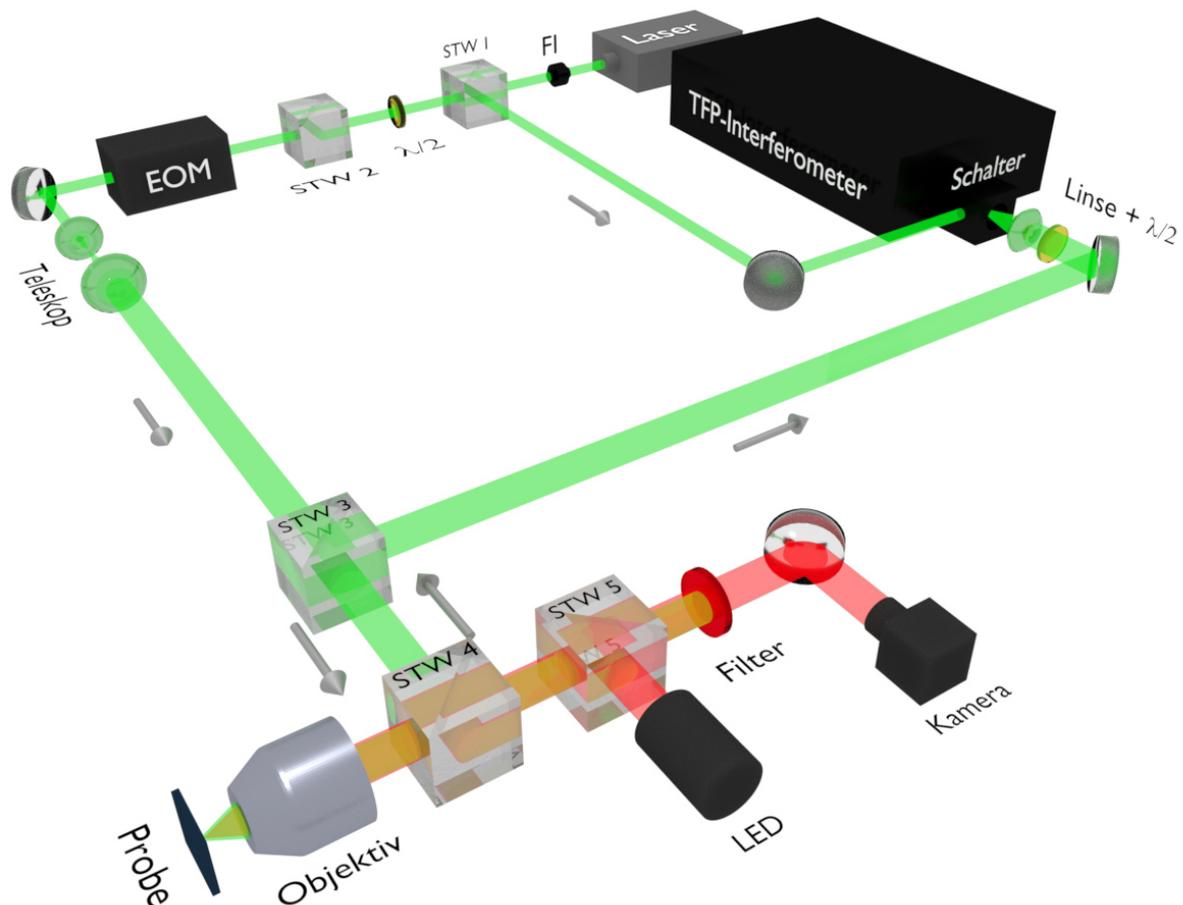


Abbildung 11: μ BLS-Aufbau (Pfeile deuten die Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung an)

wird das vom Laser ausgestrahlte Licht transmittiert. Das vom Versuchsaufbau gestreute bzw. an Strahlteileroptiken zurückgeworfene Licht wird jedoch absorbiert, sodass es nicht zurück in den Laser gelangen kann. Dadurch wird der Laser geschützt. Dieses Bauteil besteht aus

einem Faradayrotator und zwei Polarisatoren. Der Faradayrotator besteht aus einem magneto-optischen Material in einem statischen magnetischen Feld. Vor dem Eintritt in diesen durchläuft das Licht den ersten Polarisator. Dieser ist so ausgerichtet, dass das einfallende linear polarisierte Laserlicht vollständig transmittiert wird (0° Stellung). Im Faradayrotator wird die Polarisationssebene um 45° gedreht. Danach durchläuft es den zweiten Polarisator, der unter 45° angeordnet ist. Dadurch wird das Laserlicht vollständig ausgekoppelt und in den Versuchsaufbau geleitet. Im Falle von Rückreflexionen fällt das Licht zuerst auf den Polarisator in der 45° Stellung. Somit wird das Licht in dieser Ebene polarisiert. Anschließend wird es im Faradayrotator um 45° gedreht und hat im Anschluss eine um 90° rotierte Polarisationssebene in Bezug auf den Polarisator auf den das Licht danach einfällt. Aus diesem Grund kann das Licht nicht zurück in den Laser fallen. Die Funktion beruht somit auf dem Effekt, dass das vom Aufbau zurückreflektierte und um 45° polarisierte Licht im magneto-optischen Material nicht zurück auf 0° sondern um 45° weiter auf 90° gedreht wird, obwohl es nun aus der entgegengesetzten Richtung einfällt. Im Strahlteilerwürfel STW I wird das Laserlicht im Verhältnis 90:10 aufgespaltet, wobei der Anteil mit der geringeren Intensität als Referenzstrahl zum Tandem-(3+3)-Fabry-Pérot Interferometer geleitet wird. Der intensivere Anteil fällt anschließend auf ein $\lambda/2$ -Plättchen, welches durch Drehung die Polarisationssebene des einfallenden Lichts rotiert. In Kombination mit dem polarisierenden Strahlteilerwürfel STW 2 kann die Intensität des auf die Probe gelangenden Lichts eingestellt werden. Dieser lässt nur Licht einer bestimmten Ebene hindurch und reflektiert das Licht mit einer senkrecht dazu polarisierten Komponente. Da mit dem $\lambda/2$ -Plättchen die Polarisationssebene gedreht werden kann, wird damit die transmittierbare Komponente des Lichts beeinflusst. Die Einstellbarkeit der Lichtintensität auf der Probe ist wichtig, da je nach Eigenschaften unterschiedliche Schwellenwerte für die Zerstörung dieser existieren. In den in dieser Arbeit untersuchten Spin-Hall Nano-Oszillatoren fließt ein Gleichstrom, der zu einem Temperaturanstieg führt. Der fokussierte Laserstrahl bringt einen zusätzlichen Anteil an Wärme ein. Somit wird der elektrische Widerstand durch das Messlicht erhöht und die Magnetisierung abgesenkt. Im schlimmsten Fall werden die Probeneigenschaften durch eine zu hohe Lichtintensität irreversibel geändert oder das Bauteil zerstört. Auf der anderen Seite darf die Lichtintensität auch nicht zu klein gewählt werden, da damit Messzeiten deutlich ansteigen können, da die Anzahl inelastisch gestreuter Photonen sinkt. Es muss somit ein Optimum der Lichtintensität gefunden werden. Danach fällt das Licht in einen elektro-optischen Modulator ein (EOM). Dieser kann durch Anlegen einer Wechselspannung die Amplitude des Lichts mit einer bestimmten Frequenz modulieren. Diese Modulation erzeugt wie das inelastisch gestreute Licht Seitenpeaks im aufgenommenen Spektrum. Das modulierte Signal kann für eine erste Optimierung der Einkopplung des Lichts in das Interferometer genutzt werden. Außerdem kann durch den Vergleich der anregenden Frequenz mit der gemessenen Frequenz im Spektrum eine Kalibrierung vorgenommen werden. Desweiteren wird der EOM für Interferenzexperimente eingesetzt, die zur Rekonstruktion der Wellenlänge der Spinwellen dienen. Auf diese Technik soll hier nicht eingegangen werden und kann unter [22, 23] nachvoll-

lzogen werden. Der Laserstrahl wird im Anschluss durch ein Teleskop aufgeweitet, um das zur Fokussierung verwendete Mikroskopobjektiv voll auszuleuchten. Zuvor muss das Licht allerdings noch den Strahlteilerwürfel STW 3 und STW 4 passieren. Nachdem die inelastische Streuung des Lichts stattgefunden hat, wird es durch STW 4 und STW 3 in die Richtung des Interferometers abgelenkt. Es trifft jedoch zuvor auf ein $\lambda/2$ -Plättchen und eine fokussierende Linse. Da sich bei der Streuung von Licht an Spinwellen die Polarisationssebene um 90° dreht, kann mit einfachen Mitteln eine Trennung zwischen diesem und dem an Phononen gestreuten Licht vorgenommen werden. Das $\lambda/2$ -Plättchen wird in die Stellung gebracht, die für das Interferometer die günstigste Eingangspolarisation bedeutet. Dies bedeutet, dass das an Phononen gestreute Licht senkrecht zu dieser optimalen Position steht und somit stark abgesenkt wird. Dies ist erforderlich, da die Wahrscheinlichkeit der Streuung von Licht an Phononen größer ist, als an Spinwellen [11, S. 54]. Die Linse wird zur Fokussierung des Lichts durch die Eintrittsapertur verwendet. Am Eingang des Interferometers befindet sich ein Schalter, der abwechselnd den Referenzstrahl oder das inelastisch gestreute Licht von der Probe in dieses einfallen lässt. Somit kann verhindert werden, dass das intensive, elastisch gestreute Licht in das Interferometer und damit auf den Detektor gelangen kann, wenn die Transmissionsbedingungen für dieses gerade erfüllt sind. Um den Laserfokus an einer bestimmten Probenposition stabil zu halten, wird durch die Aufnahme eines Referenzbildes und Bilderkennungsalgorithmen diese stabil gehalten. Dazu wird die Probe durch eine Kamera aufgenommen. Dafür ist allerdings eine weitere Lichtquelle notwendig, die durch eine LED realisiert und deren Licht über den Strahlteilerwürfel STW 5 eingekoppelt wird. Um die Probe tatsächlich abbilden zu können, muss ein Filter eingesetzt werden, der das Laserlicht, wie abgebildet, absorbiert, sodass es zu keiner Übersättigung der Kamera kommen kann. Es stehen verschiedene Filter zur Auswahl, die das Laserlicht teilweise oder komplett absorbieren können. Durch eine vollständige Absorption des Laserlichts kann die Störung der Bilderkennung vermieden werden. Dadurch kann allerdings bei längeren Messungen der Strahlfokus nicht mehr überprüft werden. Deshalb wird oft ein Filter gewählt, welcher zulässt, dass das Zentrum des fokussierten Laserstrahls auf der Probe überwacht werden kann.

3.2 Herstellung von Spin-Hall Nano-Oszillatoren

Im Folgenden wird die Herstellung von nanoskaligen Mikrowellenoszillatoren durch Elektronenstrahlolithographie beschrieben, die auf dem Spin-Hall Effekt basieren. Dies erfolgt beispielhaft an einem Nanodraht, der auf einem Siliziumsubstrat erzeugt und mit Gold kontaktiert wird. Die folgenden Abbildungen zeigen einen Querschnitt durch die Probe im jeweiligen Herstellungsschritt. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, wurde auf eine maßstäbliche Darstellung der Schichtdicken verzichtet. Die Arbeit fand in einem Reinraum statt, der theoretisch Klasse ISO 1 erreichen kann. Durch den Aufenthalt der Benutzer innerhalb des Reinraums, ist dies aber im praktischen Fall nicht gegeben. Zuerst wurde ein gereinigtes Siliziumsubstrat der Grö-

ße 1 cm x 1 cm mit dem Positivresist ZEP520A belackt. Dazu wurde dieses mit dem Lack betropft und im Anschluss auf 5000 rpm beschleunigt. Dadurch wurde eine Lackdicke von ca. 80 nm erreicht. Als Faustregel gilt, dass diese mindestens dreimal der Dicke der abzuschleifenden Schichten entsprechen soll. Dadurch soll verhindert werden, dass sich ein mechanischer Kontakt zwischen dem abgeschleiften Material auf dem Substrat und dem Lack ausbilden kann. Anderenfalls könnten im später beschriebenen Liftoffprozess Schäden an den herzustellenden Strukturen auftreten. Anschließend wurde die Probe für drei Minuten bei 180 °C ausgeheizt, um das Lösungsmittel zu verdampfen. Dabei wurden gleichzeitig die entstandenen Gase abgepumpt, während Stickstoff zugeführt wurde. Im zweiten Schritt wurde der Resist mittels Elektronenbestrahlung strukturiert. Abbildung 12(a) zeigt, dass durch die Bestrahlung des Lacks mit Elektronen die chemische Struktur des Materials geändert wird. Durch diese werden Molekülketten aufgespalten, sodass kleinere Moleküle entstehen. Für den Schreibprozess wurde in der Elektronenstrahlolithographieanlage e-line von Raith eine 10 µm Blende gewählt. Durch diese kann ein kleiner Fokus des Strahles von einigen zehn Nanometern auf dem Substrat erreicht werden, der für die Herstellung der nanoskaligen Bereiche benötigt wird. Durch die Notwendigkeit eines kleinen Strahldurchmessers, geht allerdings ebenfalls eine enorme Zunahme der Schreibzeit einher, da der Strahlstrom erheblich reduziert wird. Für den Resist ZEP520A wird eine Strahldosis von 35 µC/cm² benötigt, die in der Steuerungssoftware eingetragen wurde. Im Schreibprozess selbst werden fortlaufend punktförmige, benachbarte Bereiche belichtet, deren Überlappung letztlich die Struktur ergeben, die man herstellen möchte. Der Abstand der Punkte, der als Schrittweite vorgegeben werden kann, wurde auf 20 nm festgelegt und ist somit deutlich kleiner als die kleinste herzustellende Strukturabmessung. Die maximale Strahlablenkung und somit der Bereich, in dem geschrieben werden kann, wird durch das Schreibfeld, welches in der Systemsoftware definiert wird, festgelegt. Der Elektronenstrahl wird von der Mitte zu den Grenzen des Schreibfelds abgelenkt. Im Allgemeinen nehmen die Strahlfehler, wie z.B. Astigmatismus mit zunehmender Auslenkung des Elektronenstrahls zu, weshalb die zu schreibenden Strukturen im Design in der Mitte des Schreibfelds positioniert werden sollten. Nachdem der Schreibprozess in einem dieser abgeschlossen ist, fährt der Probenhalter um die Länge eines Schreibfelds weiter, sodass sich der Strahl im Mittelpunkt des neuen Schreibfelds befindet. Danach beginnt die Ablenkung des Strahls innerhalb des nächsten Schreibfelds. Für das Schreiben der kleinen Strukturen (kleiner als 1 µm Ausdehnung in einer Dimension), wurde ein Schreibfeld von 100 µm x 100 µm verwendet. Dieses erfüllt zudem die Anforderung, dass diese Strukturen nicht über den Rand eines Schreibfeldes hinausragen sollten. Dies kann zur Folge haben, dass Strukturen unterbrochen werden oder sich ein Versatz ausbildet, da benachbarte Schreibfelder gegeneinander verschoben oder verdreht sein können. Für die spätere Kontaktierung der im ersten Schreibrschritt hergestellten Strukturen, ist es außerdem erforderlich Marker zu schreiben, an denen die im zweiten Schreibrschritt erzeugten Kontakte ausgerichtet werden. Zu diesem Zweck wurde jeweils in jede Ecke eines Schreibfelds ein Kreuz geschrieben, um eine hohe Sensitivität auf Verdrehung des Schreibfelds zu erzielen. Nach dem Schreibprozess

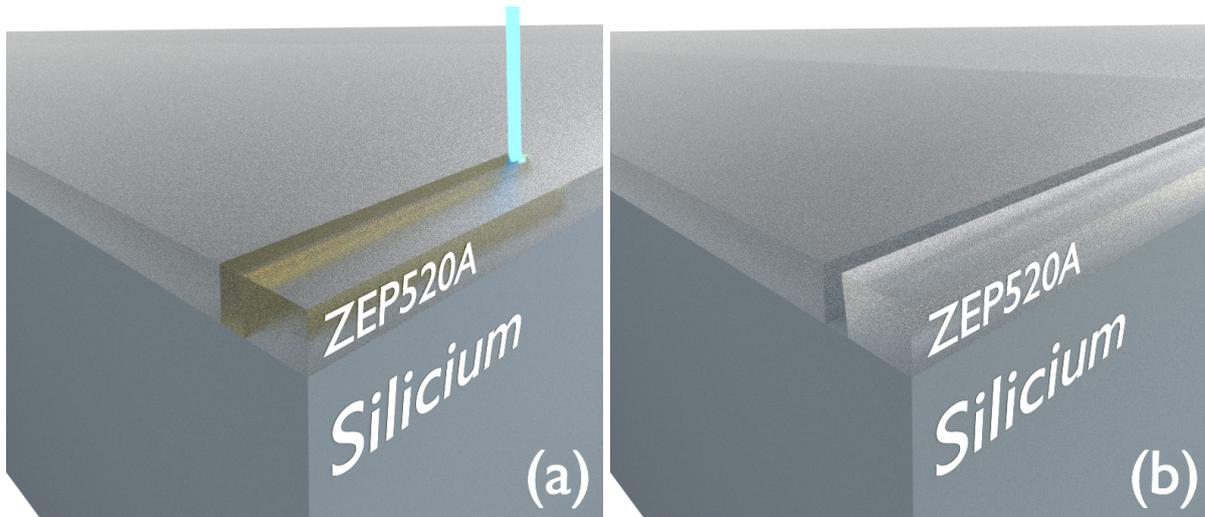


Abbildung 12: (a): Strukturierung des Elektronenstrahlacks ZEP520A (blau: Elektronenstrahl, gelb: chemisch geänderter Resist durch Elektronenbestrahlung). Durch die Bestrahlung des Lacks mit einer Dosis von $35 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ wurden Molekülketten in kleinere Moleküle aufgespaltet. (b): Entwickelter Positivlack, belichtete Bereiche sind nach dem Prozess aus dem Lack herausgelöst. Der Entwickler ZED-N50 löst dabei die kleineren Moleküle im belichteten Bereich schneller, als die des unbeschriebenen Bereichs. Es erfolgte anschließend eine Spülung mit Isopropanol zum Abwaschen des Entwicklers und eine Trocknung durch Stickstoff.

wurde das Substrat 40 Sekunden in den Entwickler ZED-N50 und anschließend zur Reinigung 40 Sekunden in Isopropanol getaucht bevor es mit Stickstoff trocken geblasen wurde. Durch die Verwendung des Positivlacks bleiben nach der Entwicklung die Bereiche des Lacks erhalten, die nicht belichtet wurden (Abbildung 12(b)). Der Grund dafür ist, dass die bestrahlten Moleküle in kleinere Moleküle zerfallen, die im verwendeten Entwickler besser löslich sind. Die Güte dieses Vorgangs wurde in einem optischen Mikroskop und im Rasterelektronenmikroskop (SEM) überprüft.

Im nächsten Schritt wurden die gewünschten Metallschichten aufgebracht. Dazu wurde zum einen in einer Elektronenstrahlverdampferanlage zuerst 7 nm Platin (Pt) und im Anschluss 5 nm $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Permalloy = Py), ohne zwischenzeitlich das Vakuum zu brechen, aufgebracht. Außerdem wurden Proben hergestellt, bei denen zuerst 1,5 nm Cr, 7 nm Pt, 5 nm $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ und erneut 1,5 nm Cr aufgesputtert wurden (siehe Kapitel 4.1). Das Aufbringen dieser Schichten wurde nicht selbst durchgeführt. Die Aufrechterhaltung des Vakuums ist in diesem Zusammenhang besonders wichtig, da die Grenzflächeneigenschaften zwischen der Pt- und der ferromagnetischen Lage für die Funktion der Spin-Hall Nano-Oszillatoren von großer Bedeutung sind. Nach der Beschichtung hat nur der Teil der metallischen Doppellage Kontakt zum Substrat, wo im Schreibprozess Elektronen in den Lack eingebracht wurden, wie in Abbildung 13(a) dargestellt. Nach diesem Schritt erfolgte der Liftoff (Abheben). Dabei wird das Substrat in einem Aceton-Ultraschallbad für einige Minuten gewaschen, was zum völligen Auflösen des Resists und somit dem Abheben des metallischen Materials führte, welches noch mit diesem in Kontakt stand. Um eine Beschädigung der gewünschten Strukturen zu vermeiden,

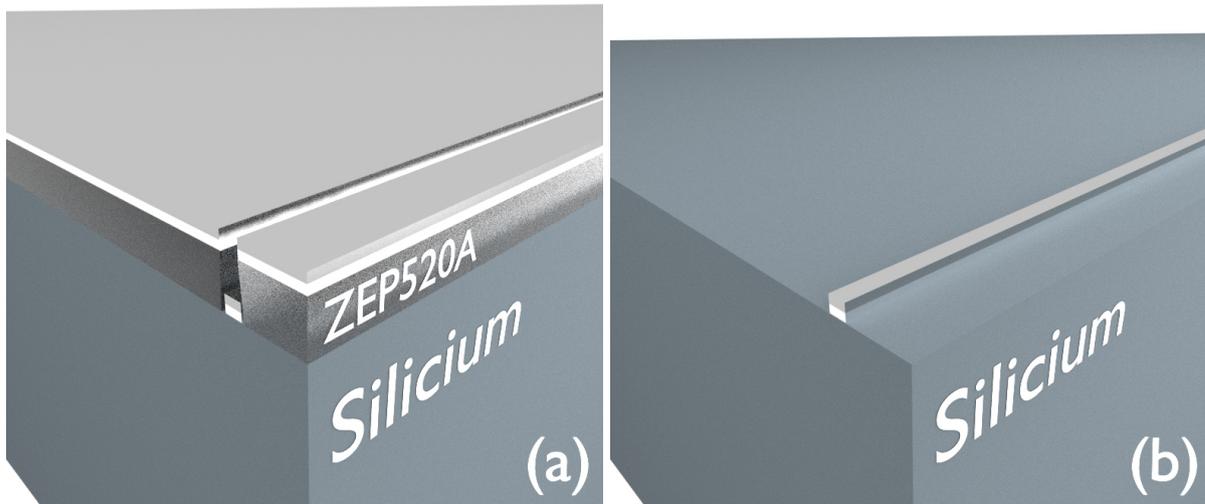


Abbildung 13: (a): Probe nach der Beschichtung mit 7 nm Pt und 5 nm eines ferromagnetischen Materials (NiFe oder CoFeB). Das metallische Material hat nur an den Stellen Kontakt zum Substrat, wo zuvor der Lack beschrieben und im Entwicklungsprozess herausgelöst wurde. (b): Erzeugter Nanodraht auf dem Siliziumsubstrat nach dem Lift-off. Nach der Metallabscheidung wurde die Probe in einem Aceton-Ultraschallbad gewaschen, um den kompletten Resist abzulösen. Nur dort, wo das metallische Material direkten Kontakt zum Substrat hatte, blieb es bestehen.

musste ein Kontakt zwischen dem Material auf der Probe und auf dem Lack verhindert werden, damit sich beim Abheben des Materials auf diesem keine Kräfte auf das Material auf dem Substrat übertragen konnten. Aus diesem Grund wurde eine Lackschichtdicke von ca. 80 nm gewählt, wie bereits angesprochen. Im Anschluss wurde die Probe ebenfalls für einige Minuten in Isopropanol gewaschen, um metallische Flocken aus dem Lift-offprozess zu entfernen, bevor es mit Stickstoff trocken geblasen wurde. Das Ergebnis dieses Vorgangs ist in Abbildung 13(b) dargestellt. Nur an den Stellen, wo der Lack im Entwicklungsprozess entfernt wurde, kann das metallische Material am Siliziumsubstrat haften. In diesem Beispiel wurde auf diese Weise ein Nanodraht erzeugt.

Die nächsten Schritte beschäftigen sich mit der elektrischen Kontaktierung der nanoskaligen Strukturen. Zur Bewerkstelligung dessen wurden Goldkontakte, die später ebenfalls für die Spannungsversorgung von außen benötigt wurden, erzeugt. Dafür wurden ebenfalls die Schritte der Elektronenlithografie angewendet. Zunächst wurde wieder ein Positivlack aufgebracht. Die Besonderheit bestand aber darin, dass jetzt ein Doppellacksystem verwendet wurde. Dieses hat den Vorteil, dass durch eine geeignete Wahl der beiden Lacke eine Unterhohlung der obersten Schicht erzeugt werden kann. Dadurch wurde verhindert, dass nach der Metallabscheidung ein Kontakt zwischen dem Material auf dem Substrat und auf dem Resist bestehen kann. Dadurch kann die Dicke des Lacks insgesamt niedriger ausgelegt werden, als von der bereits angesprochenen Faustregel vorgegeben wird. Dies ist vorteilhaft, da dünnere Resists meist homogener über die Substratfläche aufgebracht werden können im Vergleich zu dickeren Lacken, die einen stärkeren Schichtdickengradienten zwischen Mitte und Rand der Probe aufweisen. Da die Goldkontakte im Vergleich sehr dicke Schichten darstellen, würden ande-

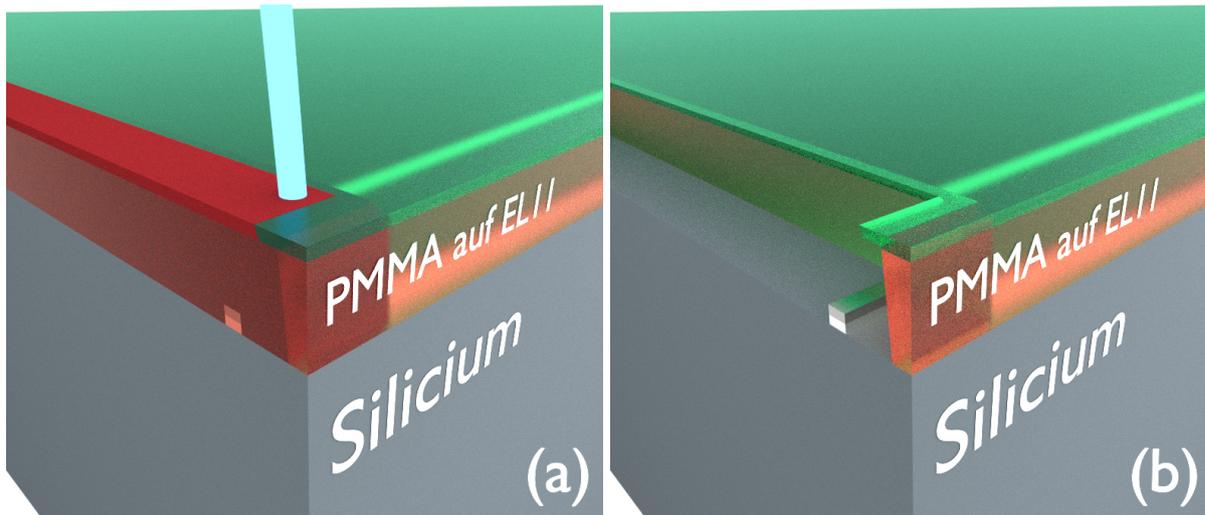


Abbildung 14: (a): Exposition des Doppellacksystems mit Elektronen (PMMA 950K A2 (kurz: PMMA): grün; MMA(8.5)MAA EL11 (kurz: EL11): rot). Da EL11 mit ca. $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ eine niedrigere Strahlendosis benötigt, als PMMA mit $120 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, wird es bei der Bestrahlung unterhalb dieser Schicht über einen breiteren Bereich chemisch geändert. (b): Erzeugte Unterhohlungen der oberen Lackschicht nach der Entwicklung. Durch die unterschiedlich starke laterale Belichtung der beiden Resistschichten, wurde durch die Entwicklung mit einer MIBK/ Isopropanol-Lösung (Verhältnis 1:3) mehr Material der EL11-Schicht entfernt, wodurch sich eine Unterhohlungen der PMMA-Schicht ergab. Es wurde anschließend mit Isopropanol gewaschen und mit Stickstoff trocken geblasen.

renfalls sehr dicke Resistdicken benötigt werden, die nicht mehr homogen über das gesamte Substrat aufgebracht werden könnten. Das Doppellacksystem wurde erzeugt, indem zuerst der Resist MMA(8.5)MAA EL11 (kurz: EL11) bei 3000 rpm auf das Substrat aufgeschleudert wurde, wodurch eine Dicke von ca. 450 nm erzeugt wurde. Dieser wurde bei $150 \text{ }^\circ\text{C}$ für zwei Minuten ausgeheizt, um das Lösungsmittel zu verdampfen. Anschließend wurden ebenfalls bei 3000 rpm 50 nm des Lacks PMMA 950K A2 (kurz: PMMA) aufgeschleudert und für 2 Minuten bei $180 \text{ }^\circ\text{C}$ ausgeheizt. Die bereits angesprochene Unterhohlungen der obersten Lackschicht (PMMA) ist möglich, da diese mit $120 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ eine höhere Strahlungsdosis benötigt als die darunter liegende Schicht EL11 mit ca. $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (im Schreibprozess wurden $120 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ verwendet). Dennoch liegen beide benötigten Strahlungsdosen relativ nahe bei einander, sodass sich weder eine zu kleine, noch zu große Unterhohlungen ergab.

Beim Schreiben der Strukturen der zweiten Lage ist es wichtig, wie bereits zuvor angesprochen, dass diese an den nanoskaligen Strukturen des ersten Schreibschritts ausgerichtet werden. Dazu werden die ebenfalls im ersten Schritt erzeugten Marker (Kreuze) in den Ecken des Schreibfelds verwendet. Da deren ungefähre Position aus dem Probedesign bekannt ist, können diese vollautomatisch eingelesen werden. Dazu rastert der Elektronenstrahl senkrecht über die beiden Linien des Kreuzes, wobei gleichzeitig der Intensitätsverlauf der von der Probe erfassten Elektronen durch den Elektronendetektor aufgezeichnet wird. Da die Marker aus einem metallischen Schichtstapel bestehen, ergibt sich ein guter Materialkontrast zum angrenzenden Silizium. Aus diesen beiden aufgezeichneten Intensitätsverläufen wird der Mittelpunkt des Kreuzes berechnet.

Nach dem Einlesen aller Marker kann somit die Lage bzw. Rotation der Strukturen aus dem ersten Schritt festgestellt und die Kontaktstrukturen entsprechend automatisiert ausgerichtet werden (vgl. Anhang A). Da sich die Kontaktstrukturen über eine größere Fläche erstrecken, um den nötigen Abstand zwischen Kontaktierung und Messobjekt zu erreichen (Vermeidung von Schattenwurf durch die Kontaktierung auf die zu analysierenden Spin-Hall Nano-Oszillatoren), wurden diese innerhalb eines 1 mm x 1 mm Schreibfelds geschrieben. Eine Zunahme des Einflusses von Strahlfehlern durch die größere Ablenkung des Elektronenstrahls kann hier in Kauf genommen werden, da lediglich der elektrische Kontakt sichergestellt werden muss und die entstehenden Formabweichungen bei Strukturen im zweistelligen Mikrometerbereich, wie in diesem Fall, vernachlässigbar sind. Aus diesem Grund konnte auch eine größere Blende von 60 μm beim Schreibprozess verwendet werden, was den Schreibprozess deutlich beschleunigte. Abbildung 14(a) zeigt die Elektronenstrahlexposition des Doppellacksystems und Abbildung 14(b) die Unterhöhlung nach der Entwicklung mit der Lösung MIBK/Isopropanol (Verhältnis 1:3). Danach wurden 5 nm Titan zur Haftvermittlung und anschließend 150 nm Gold durch Elektronenstrahlverdampfung auf die Probe aufgebracht. Abbildung 15(a) zeigt das Ergebnis, wobei durch die bereits angesprochene Unterhöhlung der obersten Resistschicht ein Kontakt zwischen dem Gold auf dem Resist und auf dem Silizium vermieden werden konnte. Nach der Beschichtung wurde die Probe für einige Minuten in einem Aceton-Ultraschallbad gewaschen, um den Resist und das darauf befindliche Gold abzuheben. Im Anschluss wurde sie ebenfalls in Isopropanol gewaschen, um letzte Partikel von der Oberfläche zu spülen, bevor sie mit Stickstoff getrocknet wurde. Abbildung 15(b) zeigt die fertige Probe (vgl. Anhang B).

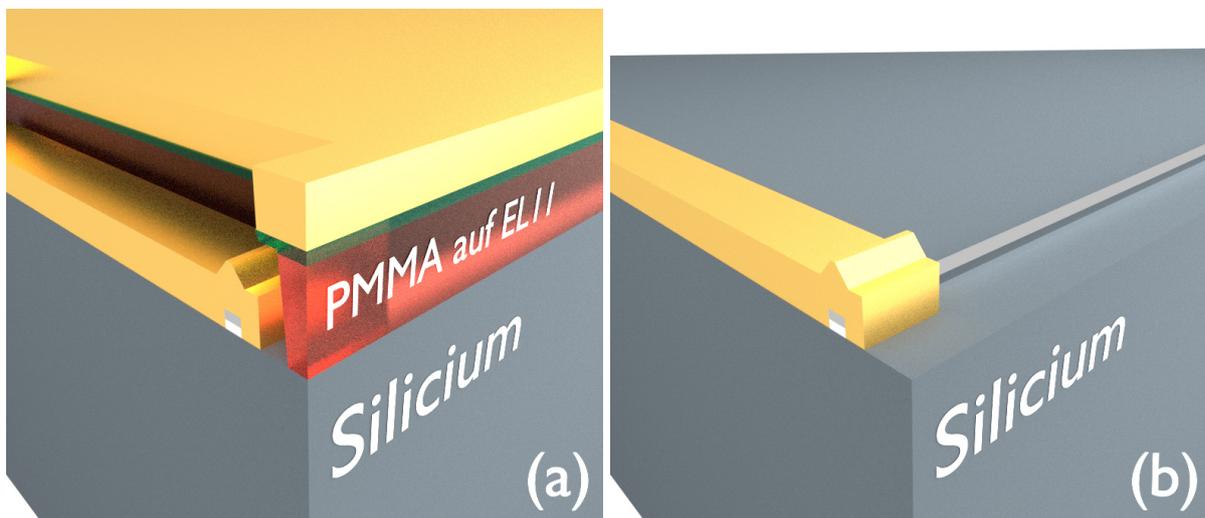


Abbildung 15: (a): Probe nach der Goldabscheidung. Durch die unterhölte PMMA-Lackschicht wird ein Kontakt zwischen der oberen Goldschicht auf dem Resist und dem Gold auf dem Substrat verhindert. (b): Fertiggestellte Probe. Im letzten Schritt wurde die Probe in einem Aceton-Ultraschallbad gewaschen, um den Resist und das darauf befindliche Gold komplett abzulösen. Im Anschluss erfolgte eine Spülung mit Isopropanol und eine Trocknung mit Stickstoff.

3.3 Einblick in den Stand der Forschung und Technik

In diesem Kapitel werden grundlegende Geometrien der Spin-Hall Nano-Oszillatoren (SHNO) und der artverwandten Spin-Torque Nano-Oszillatoren (STNO) vorgestellt. Weiterhin wird auf den aktuellen Stand der Forschung und mögliche Anwendungsgebiete dieser Bauteile eingegangen. Zu diesem Zweck wurde sich an dem Übersichtsartikel [24] orientiert. Bei STNO wird ein spinpolarisierter Strom dadurch erzeugt, dass ein elektrischer Ladungsstrom durch eine ferromagnetische Schicht (starre Schicht) geleitet wird. Anschließend erfolgt die Injektion dieses spinpolarisierten Stroms in eine weitere ferromagnetische Schicht (freie Schicht) mit anderer Orientierung der Magnetisierung. Auf die polarisierten Elektronen wirkt dadurch ein Drehmoment, welches diese nach der Magnetisierung der freien Schicht ausrichtet. Wegen der Drehimpulserhaltung muss im Umkehrschluss auch ein Drehmoment auf die Magnetisierung wirken, wodurch diese zur Präzession angeregt wird. Der Unterschied im Vergleich zu den SHNO liegt darin, dass der Fluss des Drehimpulses und der Fluss des elektrischen Ladungsstromes übereinstimmt. Bei SHNO wird ein reiner Spinstrom durch den Spin-Hall Effekt in einem Metall mit hoher Spin-Bahn-Wechselwirkung erzeugt. Dieser fließt dabei senkrecht zum elektrischen Ladungsstrom. Dies bedeutet, dass dieser bei dieser Art von Bauteilen nicht durch die ferromagnetische Schicht fließen muss. Dennoch ist die grundlegende Physik beider Bauteilverhalten sehr ähnlich. Historisch gesehen wurden die STNO zuerst entdeckt und untersucht. Die SHNO sind im Vergleich noch jünger, wobei sich ein großer Teil aktueller Forschung darauf konzentriert Effekte, die bei STNO beobachtet wurden, auch bei SHNO nachzuweisen.

Abbildung 16 zeigt grundlegende Oszillatorgeometrien beider Gruppen. Um einen möglichst großen Effekt zu erzielen, werden zum Beispiel über Kontaktspitzen (Abbildung 16(a)) oder über Nanokontakte (Abbildung 16(b)) hohe lokale Stromdichten in der ausgedehnten freien Schicht der Spin-Torque Nano-Oszillatoren erzeugt. Weiterhin ist es möglich die Schichten selbst zu begrenzen, was zur Entstehung der Nanopillar-Struktur (Abbildung 16(c)) und zu einer hybriden Struktur (Abbildung 16(d)) führt. Erste zwingt den elektrischen Strom auf eine geringe Querschnittsfläche, erlaubt aber im Herstellungsprozess mehr Abweichungsmöglichkeiten, was zu größerer Eigenschaftsvariation zwischen verschiedenen Chargen führen kann. Letztere eignet sich durch die ausgedehnte freie Schicht auch für optische Untersuchungen der Spinwellenaktivität in dieser [25]. Bei SHNO gibt es ebenfalls eine Nanopillar-Struktur, die in Abbildung 16(e) dargestellt ist. Sie besteht aus einer nanoskopischen freien Schicht auf dem Metall, in dem der Spin-Hall Effekt stattfindet. Die darauf aufgebauten weiteren Schichten dienen nur zur elektrischen Charakterisierung dieses Bauteils und üben keinen Einfluss auf die Funktion aus. Die Nanospalt-Geometrie (Abbildung 16(f)) beruht darauf, dass der fließende Gleichstrom aufgrund hoher Unterschiede im elektrischen Widerstand bis zu den Kontaktspitzen und nur unmittelbar im nanoskaligen Spalt zwischen ihnen fließen kann. Daraufhin wird auch nur in einem sehr begrenzten Bereich ein elektrischer Strom injiziert, der eine hohe lokale Spinstromdichte zur Anregung von Oszillationen verursacht. In Abbildung 16(g) wird die

Spin-Torque Nano-Oszillatorgeometrien



Spin-Hall Nano-Oszillatorgeometrien

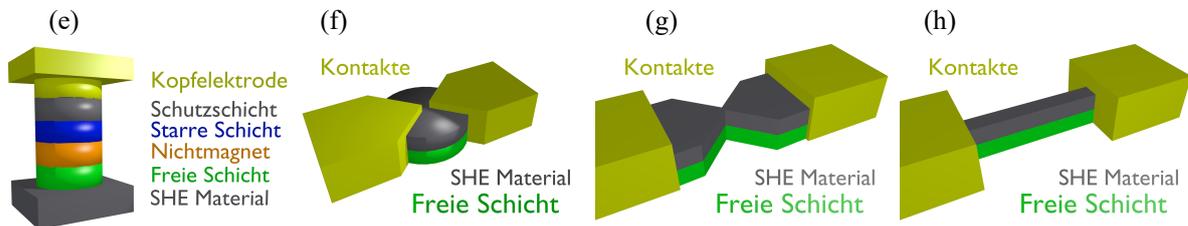


Abbildung 16: Bauteilgeometrien der Spin-Torque (a-d) und Spin-Hall Nano-Oszillatoren (e-h). Oszillationen der Magnetisierung werden im Bereich hoher spinpolarisierter Ströme (bei STNO) bzw. reiner Spinstöme (SHNO) erreicht. (a): Punktkontakt-STNO. Durch die Kontaktspitze wird eine hohe Stromdichte in der freien Schicht erreicht. (b): Nanokontakt-STNO. Durch Nanokontaktierung durch die Isolationsschicht lässt sich eine hohe Stromdichte in der freien Schicht erreichen. (c): Nanopillar-STNO. Alle metallischen Funktionsschichten sind nanoskalig, weshalb im gesamten Bauteil eine hohe Stromdichte erzwungen wird. (d): Hybride STNO-Struktur. Im Vergleich zu (c) ist die freie Schicht ausgedehnt, wodurch optische Untersuchungen möglich werden. Hohe Stromdichten werden erreicht, da alle anderen Funktionsschichten nanoskalig sind. (e): Nanopillar-SHNO. Spinstrom wird im SHE Material erzeugt, der senkrecht zu diesem in die freie Schicht injiziert wird. Alle weiteren Schichten dienen zur elektrischen Charakterisierung des Bauteils. (f): Nanospalt-SHNO. Durch die unmittelbare Nähe beider Kontakte und der höheren elektrischen Leitfähigkeit dieser fließt der Strom nur im Nanospalt, wodurch dort hohe Stromdichten erreicht werden. (g): Nanoverengungs-SHNO. Durch die signifikante Reduktion der Strukturbreite wird lokal eine sehr hohe Stromdichte erreicht. (h): Nanodraht-SHNO: Durch die geringe Querschnittsfläche entlang der gesamten Struktur ist die Stromdichte ebenfalls im gesamten Bauteil sehr hoch. (in Anlehnung an [24]).

Nanoverengungsgeometrie gezeigt, die in der vorliegenden Arbeit ausgenutzt wurde. Durch den signifikanten Unterschied im elektrischen Widerstand zwischen der freien Schicht und dem Metall, in dem der Spin-Hall Effekt auftritt, fließt der elektrische Ladungsstrom praktisch nicht in der freien Schicht. In der Verengung werden sehr hohe Ladungsstromdichten erreicht, die einen ausreichend großen, senkrechten Spinstrom erzeugen, der in die freie Schicht eindringt und dort die Präzession der Magnetisierung anregt. Die letzte Geometrie ist ein Nanodraht (Abbildung 16(h)). Auch hier fließt der elektrische Strom kaum in der freien Schicht. Durch den nanoskopischen Querschnitt entlang der gesamten Struktur ist die Stromdichte global sehr hoch und der gesamte Draht erfährt eine Oszillationsanregung. Ebenfalls wurde schon das Verhalten

von Streifen mit zunehmender Verbreiterung untersucht [26]. Bei beiden Bauteilarten liegen typische kritische Stromdichten im Bereich von 10^7 bis 10^8 A/cm².

Die Herstellung erfolgt hauptsächlich mittels Verfahren der Elektronenstrahlolithographie. Dabei lassen sich SHNO leichter herstellen, da weniger Metallschichten und Lithographieschritte benötigt werden. Der Aufbau erlaubt außerdem den direkten optischen Zugang und damit die Möglichkeit der Untersuchung mit dem BLS-Verfahren. Für die freie Schicht wurde meist Ni₈₁Fe₁₉ verwendet. Weitere sind CoFeB-Legierungen, Co/Ni-Multilagungen oder der ferrimagnetische Isolator YIG. Für die starre Schicht in STNO kommen Schichten mit intrinsischer Anisotropie zum Einsatz oder es wird mittels einer zusätzlichen Schicht eine Ausrichtung der Magnetisierung dieser Lage erzwungen. Als Metalle für die Erzeugung des Spin-Hall Effekts in SHNO wurde hauptsächlich Platin und Tantal verwendet. Weiterhin lassen sich STNO nach der Ausrichtung der Magnetisierung der freien und starren Schicht zueinander charakterisieren. Dabei besteht die Möglichkeit, dass beide in der Ebene oder aus der Ebene heraus magnetisiert sind oder ein Winkel von 90° oder kleiner zwischen ihnen existiert.

Um diese Bauteile für Anwendungen nutzbar zu machen, ist es erforderlich deren Oszillationslinienbreite zu erniedrigen und die Leistung zu erhöhen. Ein wichtiger Schritt in diese Richtung kann durch die Synchronisation dieser untereinander oder zu äußeren Quellen gegangen werden. Eine bedeutende Veröffentlichung bezieht sich dabei auf die getriebene Synchronisation von Nanokontakt-STNO [27]. Dort teilten sich diese eine gemeinsame freie Schicht und waren in einer Reihe angeordnet. Durch eine inhomogene Feldverteilung konnte erreicht werden, dass sich ein Spinwellenstrahl entlang dieser Reihe ausbildete, der zur Synchronisation der Bauteile führte. Eine weitere bedeutende Arbeit bezieht sich auf die Nanoverengungsgeometrie der SHNO [28]. Dort konnte die Synchronisation von 9 Verengungen durch die Überlagerung der Oszillationsgebiete erreicht werden.

Im weiteren wird auf die funktionellen Eigenschaften eingegangen. Die Frequenz dieser Oszillatoren lässt sich durch die verwendete Stromstärke und durch das äußere Feld variieren. Für das Material Ni₈₁Fe₁₉ wurde beispielsweise eine theoretische Oszillationsfrequenz bis 200 GHz vorhergesagt [29]. Die Regelbarkeit von Nanokontakt-STNO liegt im Bereich von 18,5 MHz/mT und -200 bis 400 MHz/mA [30]. Wenn auch die Frequenz mit der äußeren Feldstärke steigt, so sinkt dabei die Leistung. Die große Herausforderung liegt somit darin Bauteile zu entwickeln, die hohe Frequenzen bei hohen Leistungen erzeugen können. Typische Werte liegen im nW-Bereich [31]. Eine weitere wichtige Bedingung für spätere Anwendungen ist die Modulierbarkeit. Diese wurde für STNO schon weitreichend untersucht. Der typische Modulationsbereich liegt im 100 MHz-Regime [32]. Durch die nanoskalige Größe dieser Oszillatoren besteht eine besondere Anfälligkeit auf stochastische Störungen. Davon sind STNO und SHNO gleichermaßen betroffen. Die Linienbreite dieser Bauteile wird durch das Phasenrauschen bestimmt. Durch die nichtlineare Kopplung zwischen Oszillationsamplitude und -frequenz wirken sich Störungen auf beides aus. Wird die Magnetisierung in einem bestimmten Bereich des Oszillators vom stabilen Orbit durch eine zufällig Fluktuation ausgelenkt, so erreicht sie damit

Tabelle 1: Vergleich etablierter Mikrowellenoszillatoren mit STNO. STNO haben die kleinste Größe und Schaltzeiten. Außerdem ist ihr Leistungsverbrauch niedriger als bei YTO und ihr Frequenzregelbereich größer als bei DRO und VCO (in Anlehnung an [24]).

Typ	Regelbereich	10 GHz Phasenrauschen bei 100 kHz Offset	Schaltzeit	Größe in cm ³	Kosten	Leistungsverbrauch
VCO	Oktave	-110 dBc/ Hz	1 μ s	$16,4 \cdot 10^{-3}$	niedrig	niedrig
YTO	Dekade	-120 dBc/ Hz	1 ms	16,4	hoch	hoch
DRO	1 %	-120 dBc/ Hz	-	8,2	mittel	niedrig
STNO	Multi-Oktave	-65 dBc/ Hz bei 1 MHz Offset	1 ns	$1,64 \cdot 10^{-15}$	niedrig	niedrig

automatisch eine andere Frequenz. Während der Präzession in die stabile Lage nähert sich die Frequenz dem vorherigen Wert wieder an. Ist sie dort angelangt, lässt sich jedoch eine Phasenunterschied zwischen der Oszillation an diesem Ort und dem Rest des Oszillatorvolumens feststellen. Aus diesem Grund wird dieser Effekt als Phasenrauschen bezeichnet. Wird das System durch mehrere Moden bestimmt, so ist es außerdem möglich, dass der negative Effekt des Modenspringens auftritt [33, 34]. Dabei ändert sich zeitlich sprunghaft die Frequenz der Oszillatoren und die Kohärenz nimmt ab. Weiterhin tritt $1/f$ - Rauschen auf, dessen Ursache in mikroskopischen Materialinhomogenitäten vermutet wird [35]. Zur Stabilisierung der Frequenz bzw. der Phase der Nano-Oszillatoren wurden bisher hauptsächlich zwei Wege beschritten. Zum einen kann von außen ein zusätzlicher Mikrowellenstrom in das Bauteil injiziert werden (*injection locking*). Dadurch wird erreicht, dass sich die Oszillatorfrequenz dieser von außen vorgegebenen Frequenz anpasst und dadurch eine Stabilisierung eintritt. Diese kann auch bei ganzzahligen oder bestimmten rationalen Vielfachen der Oszillationsfrequenz erreicht werden [36, 37, 38, 39]. Weiterhin wurde mit PLL's (*Phase Locked Loops*) gearbeitet. Dabei wird die Frequenz der Oszillatoren kontinuierlich erfasst. Ändert sie sich, so erfolgt eine Rückkopplung auf die Stromversorgung dieser. Da mit der Versorgungsstromstärke die Oszillationsfrequenz verschoben werden kann, kann auf diesem Wege die Stabilisation einer gewünschten Frequenz erreicht werden [40].

Nachfolgend wird auf mögliche zukünftige Anwendungen dieser Oszillatoren eingegangen. Möglichkeiten bestehen z.B. im Gebiet der Mikrowellenerzeugung und als Mikrowellenempfänger, als nichtkohärente Übermittler, im Bereich der Magnonik zur Spinwellenerzeugung und -erfassung, als Magnetfeldsensoren und Magnetfelderzeuger und im Bereich neuromorpher Computer. Die Vorteile beim Einsatz als Mikrowellenquelle liegen in der Miniaturisiertheit, Frequenzregelbarkeit und damit der Verwendung in der Breitband-Datenübermittlung, der Integrierbarkeit mit CMOS und dem geringen Leistungsverbrauch. Um diese noch weiter hervorzuheben, wurden die Eigenschaften mit gängigen Mikrowellenquellen in Tabelle 1 gegenübergestellt. Sie übertreffen spannungsgesteuerte Oszillatoren (VCO) und dielektrische Resonatoroszillatoren (DRO) im Frequenzregelbereich und Yttrium-Eisen-Granat-basierte Oszillatoren (YTO) im Bereich des Leistungsverbrauchs. Außerdem besitzen sie die geringste Größe und Schaltzeit. Bevor STNO und SHNO Anwendung als Mikrowellenquelle finden können,

müssen allerdings die Probleme des Phasenrauschens und der geringen Ausgangsleistung gelöst werden. Ein wichtiger Schritt ist, wie bereits angesprochen, die Synchronisation zwischen einzelnen Oszillatoren, welche die Linienbreite verringert und die Ausgangsleistung erhöht. Außerdem muss das Auftreten mehrerer Moden tiefer untersucht werden, um in Anwendungen unerwünschte Moden unterdrücken zu können. Weiterhin können die Eigenschaften der Oszillatoren aus verschiedenen Herstellungschargen signifikant variieren und sind somit auf kleinste Abweichungen in der Herstellung sensitiv. Die Anwendung als Mikrowellendetektor ist ebenfalls interessant. Einfallende Mikrowellen können in diesen Bauteilen eine resonante Magnetisierungspräzession hervorrufen und einen Mikrowellenstrom induzieren. Durch die gleichzeitige Modulation des Widerstands wird eine Gleichspannung über dem Bauteil messbar [41]. So konnte bereits ein Bauteil gezeigt werden, welches ohne äußere Felder eine hohe Sensitivität von $75,4 \text{ V/mW}$ bei Raumtemperatur selbst bei niedrigen Eingangsleistungen von 10 nW erreichte [42]. Die hohe Empfindlichkeit macht diese Bauteile zu einer attraktiven Lösung im Bereich von Frequenz regelbaren Mikrowellendetektoren für Radar und Telekommunikation. Beim Einsatz als nichtkohärente Übermittler würde selbst die Linienbreite dieser Bauteile kein Hindernis darstellen. Diese Technik macht sich die kurzen Schaltzeiten unter Verwendung der Amplitudenumtastung zu Nutze. Durch Etablierung verschiedener Gleichströme oder simplem Ein- und Ausschalten können dabei „0“ und „1“ für die Datenübertragung einfach dargestellt werden [43, 44]. Ein Bauteil mit einer Schaltzeit von 1 ns kann somit Datenübertragungsraten von $1,48 \text{ Gbps}$ erreichen. Daraus ergeben sich Möglichkeiten im Bereich der Datenübertragung bei geringer Komplexität, Kosten und hohen Datenraten. Weitere interessante Einsatzgebiete sind in der Magnonik als Spinwellenquelle, -modulator und -empfänger zu finden. Dabei können sich Spinwellen in einer ausgedehnten freien Schicht ausgehend von einem STNO oder SHNO ausbreiten oder in diesen detektiert werden [25, 41]. Für neuromorphe Computertechnologien werden nichtlineare Oszillatoren mit der Fähigkeit der Synchronisation benötigt. Auch diese Eigenschaft wohnt den STNO bzw. SHNO inne, wodurch neuromorphe Netzwerke aus ihnen aufgebaut werden können [41]. Da die Frequenz dieser Bauteile vom magnetischen Feld abhängig ist, in dem sie sich befinden, können sie ebenfalls als Magnetfeldsensoren eingesetzt werden. Dabei können hohe Empfindlichkeiten von 180 GHz/T erreicht werden [45].

4 Experimentelle Ergebnisse

4.1 Untersuchungen zu Abhängigkeiten von der Versorgungsstromstärke

4.1.1 Proben- und Messgeometrie

Im Folgenden soll die untersuchte Struktur und die dazugehörige Messgeometrie näher beschrieben werden. In Abbildung 17 wird das Elektronenmikroskopbild und die Bestandteile des Schichtstapels gezeigt. Bei der Herstellung dieser Strukturen durch Elektronenstrahlitho-

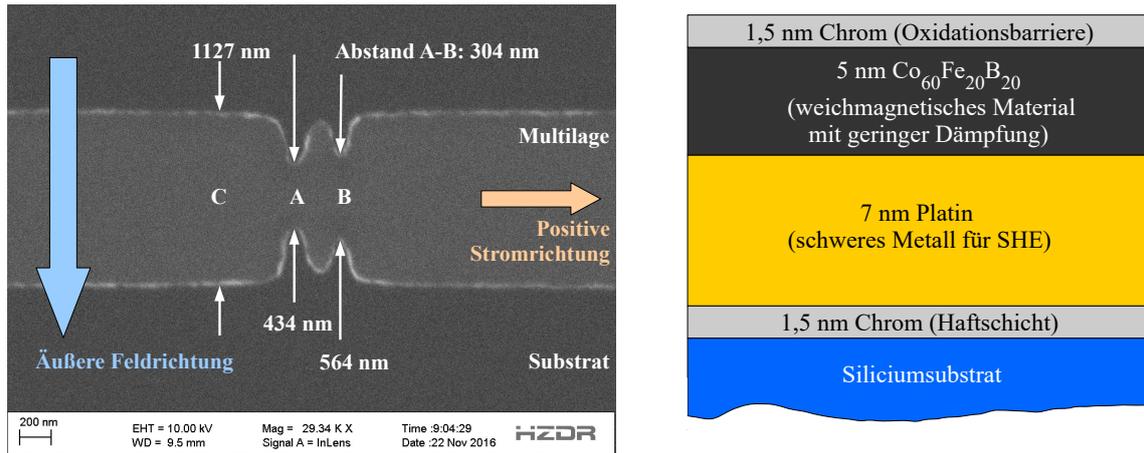


Abbildung 17: Links: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Spin-Hall Nano-Oszillators auf einem Siliciumsubstrat mit zwei lokalen Stromdichteerhöhungen aufgrund der lateralen Einengung (Sicht von oben). Das äußere angelegte Magnetfeld (50 mT) steht senkrecht zur Längsachse und in der Schichtebene der Struktur. Der elektrische Ladungsstrom ist somit senkrecht zum äußeren Feld orientiert. Die Polarisation des erzeugten Spinstroms zeigt im Falle der Dämpfungskompensation der Magnetisierungsdynamik in die entgegengesetzte Feldrichtung. Rechts: Darstellung der übereinander liegenden Metallschichten und deren Funktion. Chrom wird als Haftschicht und zum Oxidationschutz des ferromagnetischen Materials CoFeB verwendet. Platin wird zur Erzeugung des Spinstroms durch den Spin-Hall Effekt verwendet

graphie wurde eine geringe Schrittweite, d.h. kleine Abstände zwischen den einzelnen, aneinandergereihten, belichteten Punkten, von ca. 10 nm beim Schreibprozess gewählt. Dadurch wurden zwar relativ glatte Ränder erreicht und der Lack vollständig belichtet, allerdings trat dabei eine deutliche Veränderung der geometrischen Form ein. Durch die Rückstreuung der Elektronen vom Substrat in den Fotolack wurde dieser von unten belichtet. Dieser Effekt wird Proximity-Effekt genannt. Durch die Verkleinerung der Schrittweite trat dieser Effekt verstärkt auf, wodurch die Ecken der Struktur stark abgerundet wurden. Dennoch blieb der physikalische Effekt der lokalen Stromdichteerhöhung erhalten, da sich die Struktur von ca. 1130 nm auf ca. 430 nm im Punkt A und auf ca. 560 nm im Punkt B verjüngt. Unter der Annahme einer homogenen Schichtdicke nimmt somit die Stromdichte lokal auf ca. 260 % bzw. 200 % zu. In Abbildung 17 wurde die technische Stromrichtung eingezeichnet, sowie das äußere angelegte magnetische Feld (50 mT). Aufgrund der Symmetrie des Spin-Hall Effekts tritt eine Dämpfungskompensation der Magnetisierungsdynamik für eine festgelegte Feldorientierung nur für

eine Ladungsstromrichtung auf. Dabei bildet die Ladungsstromrichtung, die Richtung des Spinstroms und die Polarisierung (Spinorientierung) der Elektronen ein Dreibein. Nur wenn die Polarisierung der in die ferromagnetische Schicht injizierten Elektronen antiparallel zur Magnetisierung ausgerichtet ist, kann der übertragene Drehimpuls auf die Magnetisierung zu einer maximalen Kompensation der intrinsischen Dämpfung führen. Anderenfalls kommt es zur Erhöhung der intrinsischen Dämpfung. Ausgangspunkt des Spin-Hall Effekts ist die ca. 7 nm dicke Platinschicht, die über eine 1,5 nm dicke Chrom-Haftschrift auf Silizium aufgebracht ist (Abbildung 17). Die weichmagnetische Schicht aus $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ besitzt eine Dicke von ca. 5 nm. Dieses Material zeichnet sich durch eine niedrige intrinsische Dämpfung der Magnetisierungsdynamik aus (Gilbert-Dämpfungsparameter klein). Diese hängt zwar von der Zusammensetzung und Schichtqualität ab, es lässt sich jedoch ein Bereich von 0,005 bis 0,02 für α angeben ([46, 47, 48, 49, 50]). Diese Schicht steht in direktem Kontakt mit dem Platin. Somit können die polarisierten Elektronen in den Ferromagneten eindringen und zum Spin-Transfer-Torque führen. Auf der Oberseite wurden zusätzlich 1,5 nm Chrom aufgebracht, um die Oxidation des Materials zu unterbinden. Die Haftschrift auf dem Siliziumsubstrat und die Deckschicht dürfen dabei nicht dazu führen, dass der Strom hauptsächlich durch diese fließt. Dadurch wäre der Spin-Hall Effekt im Platin vermindert worden, wodurch höhere Stromstärken zur Anregung von Auto-Oszillationen nötig geworden wären. Dies hätte wiederum zu kürzeren Lebenszeiten der Strukturen geführt. Des Weiteren dürfte die Deckschicht zu keiner starken Absorption der inelastisch gestreuten Photonen aus der magnetischen Schicht führen und nicht selbst einen starken Spin-Hall Effekt zeigen. Sonst hätten die von beiden Seiten des Ferromagneten in diese injizierten Elektronen in ihrer Polarisierung antiparallel ausgerichtet sein können, wodurch ihr Effekt in Summe null ergeben hätte. Alle Schichten wurden durch Sputterdeposition abgeschieden ohne das Vakuum zu brechen.

Im Folgenden werden die spezifischen Widerstände aus verschiedenen Veröffentlichungen zusammengetragen und diskutiert, ob die zuvor dargestellten Bedingungen Gültigkeit besitzen. In Tabelle 2 werden die gefundenen spezifischen Widerstände dargestellt. Dabei gilt zu beachten, dass die angegebenen Werte für Chrom und $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ nur als Richtwert zu sehen sind. Sie wurden aus den angegebenen Veröffentlichungen entnommen, aber wurden für Schichtdicken ermittelt, die stark von denen abweichen, die in den vorliegenden Proben verwendet wurden. Da der spezifische Widerstand bei sehr dünnen Schichten stark anwächst, wenn die Dicke abnimmt, kann angenommen werden, dass die Werte tatsächlich deutlich höher liegen könnten. Bei sehr dünnen Schichten hängt der Widerstand zudem von der Rauigkeit an Ober- und Grenzflächen ab. Der tatsächliche Widerstand ist ebenfalls von der Schichtdicke abhängig. Je dünner die Schicht, desto höher der zu erwartende elektrische Widerstand. Da die Platinschicht sowohl die größte Dicke und den kleinsten spezifischen Widerstand aufweist, kann angenommen werden, dass der Großteil des Ladungsstroms im Platin fließt. Dies ist erwünscht, um eine möglichst große Umwandlung in einen zu diesem senkrechten Spinstrom über den Spin-Hall Effekt zu realisieren.

Tabelle 2: Spezifische elektrische Widerstände für die Materialien des Schichtstapels. Es ist zu beachten, dass sich die für Chrom und CoFeB gefundenen Werte auf größere Schichtdicken beziehen und die tatsächlichen Werte, wie angedeutet, höher liegen, da der spezifische Widerstand bei sehr dünnen Schichten stark von der Schichtdicke abhängt.

Material	spezifischer Widerstand in $\mu\Omega\text{cm}$	Bemerkung	Referenz
Chrom	> 65	gefunden für 25 nm Schichtdicke, gesputtert auf ein Glassubstrat	[51, 52]
$\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$	> 109; > 195,7	gefunden für 30 μm Schichtdicke und 2 mm breite Streifen; 100 nm Schichtdicke	[53, 54]
Platin	1,96; 11,2; 19,6; 21,9	gefunden für 8 nm; 8 nm; 5 nm; 2 nm Schichtdicke	[55, 56, 57, 58]

Im Weiteren werden noch einige weitere Eigenschaften der ferromagnetischen Schicht dargestellt. Bei dem verwendeten weichmagnetischen $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ handelt es sich nach der Abscheidung über Sputterdeposition um ein amorphes Material, in dem auch nanokristalline Bereiche eingeschlossen sein können. Der amorphe Charakter ist eine der Ursachen für den hohen spezifischen elektrischen Widerstand. In [59] wurden die Materialparameter in Abhängigkeit der Temperatur untersucht. So zeigte sich, dass ab einer Erwärmung auf 300 °C eine zunehmende Kristallisation einsetzt. In der angegebenen Veröffentlichung wurde dieses Verhalten durch XRD-Messungen bis zu einer Temperatur von 600 °C verfolgt. Es wurde gezeigt, wie die Korngröße mit zunehmender Temperatur wächst. Für die magnetischen Eigenschaften bedeutet dies, dass für Temperaturen unterhalb von 300 °C keine kristalline Anisotropie zu erwarten ist. Leider wurde in der Veröffentlichung nicht darauf hingewiesen über welchen Zeitraum die Temperatur gehalten wurde. Es ist anzunehmen, dass eine Kristallisation auch bereits bei niedrigeren Temperaturen einsetzt, wenn diese über einen langen Zeitraum gehalten wird. Für die hergestellten Spin-Hall Nano-Oszillatoren ist dies deshalb von Bedeutung, da somit anzunehmen ist, dass sich die magnetischen Eigenschaften nach längerer Temperatureinwirkung ändern könnten. Es ist allerdings schwer zu bestimmen welche Temperaturen in den Verengungen bei den hohen Stromdichten aufgrund der ohmschen Wärmeerzeugung tatsächlich erreicht werden. Außerdem muss die Erwärmung durch den fokussierten Laserstrahl in die Betrachtung einbezogen werden. Es wurde außerdem angegeben, dass die Sättigungsmagnetisierung nach der Herstellung ca. 650 emu/ cm^3 betrug und durch Erwärmung auf 350 °C und folgender Abkühlung auf 800 emu/ cm^3 bis 860 emu/ cm^3 anstieg. Damit wurde gezeigt, dass hohe Temperaturunterschiede tatsächlich starke Änderungen der magnetischen Eigenschaften hervorrufen können. Für die hier vorgestellten Bauteile wurden während den Messungen keine dieser drastischen Änderungen beobachtet. Diese würden sich in einer Frequenz- oder Intensitätsänderung der

Moden bemerkbar machen. Zur Kontrolle wurde vor und nach der Messung eine SEM-Bild aufgenommen. In Abbildung 18 werden diese im Vergleich dargestellt. Wie zusehen, gibt es

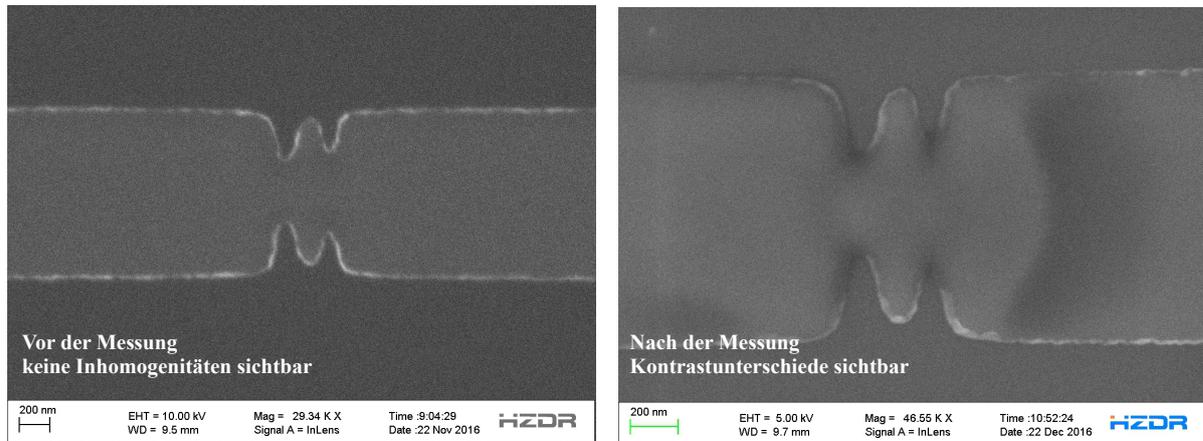


Abbildung 18: Vergleich der SEM-Bilder vor und nach der Messung an einer Probenstruktur. links: vor der Messung. rechts: nach den Messungen. Man sieht eine deutliche Kontraständerung nahe der Verengungen, in denen die Stromdichte und erreichte Temperatur am höchsten ist.

bei der Aufnahme, die vor dem ersten elektrischen Stromfluss durch die Struktur aufgenommen wurde, keine Kontrastvariation im Bereich der Verengungen. In der Aufnahme, die nach den Messungen durchgeführt wurde, kann allerdings festgestellt werden, dass es Kontrastunterschiede in diesem Bereich gibt. Diese müssen allerdings nicht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Änderung von magnetischen Eigenschaften stehen. Es ist ebenfalls denkbar, dass eine unterschiedlich starke Oxidation der oberen Chromschicht eingesetzt hat. Die Änderung der Probeneigenschaften mit der Zeit war nicht Teil dieser Arbeit, sollte aber bei der zukünftigen Verwendung des Materials Berücksichtigung finden, um sicherzustellen, dass reproduzierbare Ergebnisse erzielt werden. Dafür muss festgestellt werden, bei welchen Stromstärken bzw. Lichtintensitäten Änderungen der magnetodynamischen Eigenschaften eintreten. Diese Änderungen wurden bei den verwendeten Stromstärken und Lichtintensitäten bei den Untersuchungen nicht beobachtet.

4.1.2 Intensitätsverlauf in Abhängigkeit des Ortes

Um das Verhalten der zuvor beschriebenen Struktur zu untersuchen, wurden ortsaufgelöste μ BLS-Messungen entlang der Längsachse über beide Verengungen aufgenommen. Dazu wurde ein vorgegebener Pfad in der Steuersoftware definiert und Messorte festgelegt. Die Schrittweite betrug ca. 50 nm. Somit konnten Intensitätsänderungen im Ort relativ genau bestimmt werden. Es gilt allerdings zu beachten, dass der Laserfokusbereich auf der Probe im Bereich von 300 nm lag. Die somit erfassten Oszillationsgebiete ergeben sich somit aus der Faltung des Strahlprofils mit dem Oszillationsprofil. Mit anderen Worten können sich aufgrund dessen Oszillationsgebiete ergeben, die in Wirklichkeit in einem deutlich kleineren Gebiet lokalisiert sind. Diese ortsaufgelösten Messungen wurden für verschiedene Gleichstromstärken ausgeführt, um

den Einfluss auf verschiedene Größen, wie z.B. Oszillationsort, -frequenz, -frequenzlinienbreite und -intensität zu untersuchen. Die Darstellung aller Ortsabhängigkeiten erscheint hier nicht sinnvoll. Aus diesem Grund werden in Abbildung 19 einige Beispiele gegeben. Es wurden dafür zwei Gleichstromstärken ausgewählt bei denen in den Verengungen die kritischen Stromstärken für Auto-Oszillationen, wie später gezeigt wird, überschritten wurden (-4 mA und -5 mA). Für die Ortsabhängigkeiten der Intensität der vier Moden A1, A2, B, C wurden in die Abbildung 17(a), (b) und (d) die Orte der Punkte A, B und C aus Abbildung 17 eingetragen, um zu zeigen, dass die Moden mit höchster Intensität in den beiden schmalsten Bereichen der Struktur lokalisiert waren. Wie zu erkennen traten in den beiden Verengungen unterschiedliche Frequenzen auf, wie in den Darstellungen angegeben wird. Außerdem wurde das Intensitätsverhältnis in diesen beibehalten, um die Oszillationen direkt vergleichen zu können. Es ist zu sehen, dass die Intensität der Mode A1 am Ort A für den höheren Stromstärkewert wieder abnahm. Dies wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit diskutiert werden. Es ist weiterhin festzustellen, dass die Oszillationsgebiete mit Änderung der Stromstärke lokalisiert blieben. Dies wurde auch erwartet, da die Orte der Verengungen für diese Probe festgelegt sind. Für die höhere Stromstärke ließ sich eine relative Intensitätszunahme auch außerhalb der Verengungen am Ort C ausmachen. Dies war ebenfalls zu erwarten, da mit Zunahme der Stromstärke auch im breiteren Bereich der Schwellwert für die Dämpfungskompensation erreicht wurde. In Abbildung 19(c) und (e) werden die zu den beiden Stromstärken gehörenden Spektren gezeigt. Diese zeigen die über die gesamte Messstrecke integrierte Intensität, die auf die angegebene Referenzstrahlintensität normiert wurden. Auch hier zeigt sich die Intensitätsabnahme der Mode A1 am Ort A bei der höheren Stromstärke. In ihnen wurden die jeweiligen Moden ebenfalls den Messorten zugeordnet.

Weiterhin wurden orts aufgelöste Messungen quer zur Längsachse der Struktur vorgenommen. Dazu wurde in Abständen von ca. 30 nm über das Gebiet der Verengungen gemessen. Für verschiedene Stromstärken zeigt Abbildung 20 die Ergebnisse. Es zeigt sich, dass der bestimmte Ort maximaler Intensität unter Berücksichtigung von Messabweichungen lokalisiert bleibt. Außerdem wurde auch hier die Abnahme der gemessenen Intensität bei Stromstärken oberhalb von -4,5 mA beobachtet.

Zusammenfassend lässt sich aus der Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Intensität ableiten, dass die Moden an den jeweiligen Orten lokalisiert waren und es zu keiner bedeutenden Spinwellenpropagation aus den Verengungen heraus kam. Diese Lokalisierung der Moden kann durch zwei in der Literatur gefundene Modelle, die im Folgenden vorgestellt werden sollen, erklärt werden. Eines der Modelle bezieht sich auf die Ausbildung einer Spinwellenpotentialmulde, die durch eine lokale Absenkung des effektiven Feldes erzeugt wird und in der die Spinwellen gefangen sind und nicht herauspropagieren können [56]. Ein weiteres Modell beschreibt ein stehendes, selbstlokalisierendes Spinwellenpaket an Orten hoher Stromdichte [60]. Dieses tritt laut Theorie nur für in der Ebene magnetisierte Proben auf und ist nicht möglich, wenn ein gewisser Kippwinkel der Magnetisierung aus der Ebene heraus überschritten wird. Da die Be-

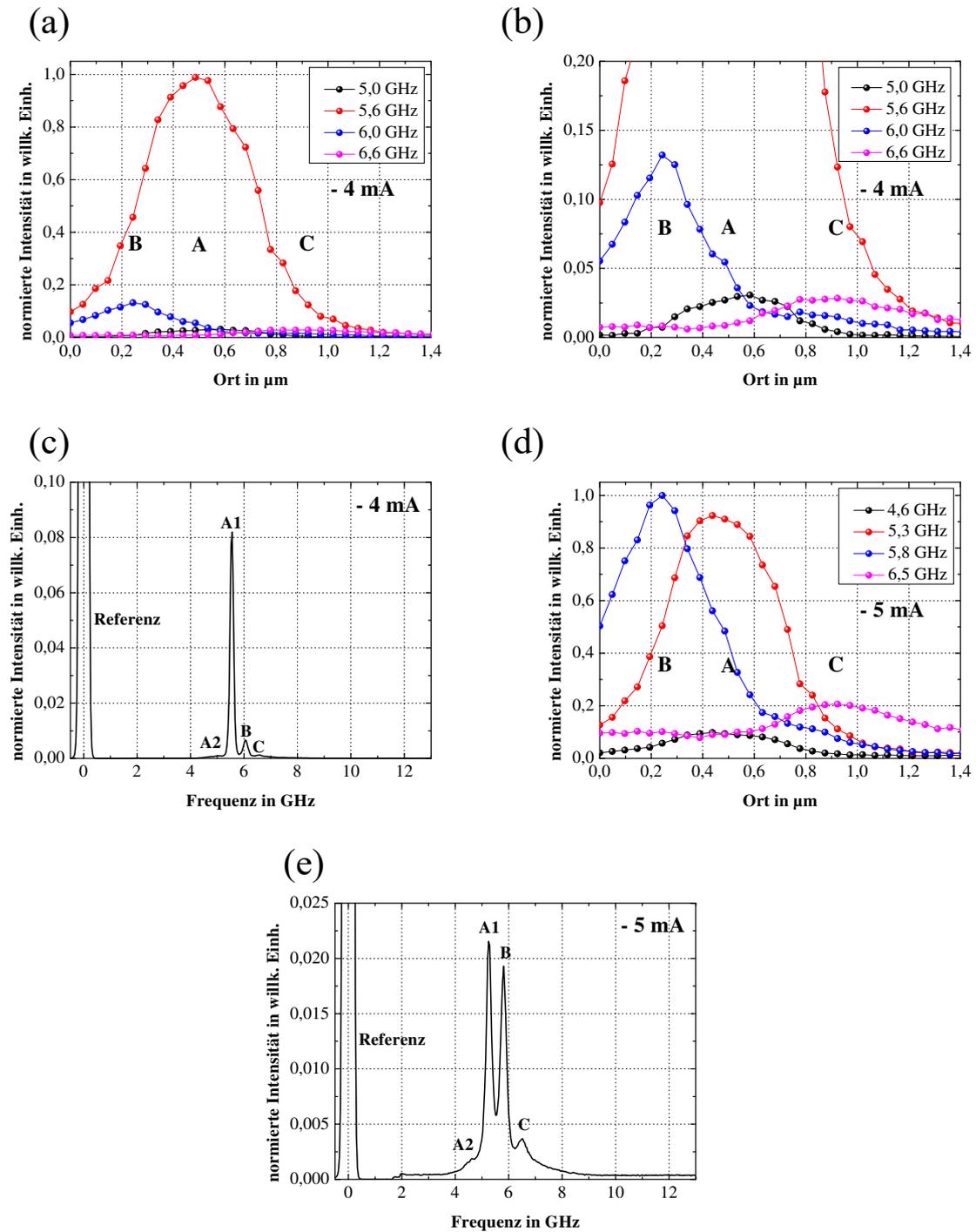


Abbildung 19: (a) und (b): Intensitätsverläufe in zwei verschiedenen Skalierungen entlang der Längsachse der untersuchten Struktur für eine Stromstärke von -4 mA. Buchstaben ordnen die Intensitätsmaxima zu den Verengungen zu. (c): Spektrum für eine Stromstärke von -4 mA (integriert über die gesamte Messstrecke). Buchstaben kennzeichnen die Orte, an denen diese Frequenzen die höchste Intensität zeigen (d): Intensitätsverlauf entlang der Längsachse der untersuchten Struktur für eine Stromstärke von -5 mA. Buchstaben ordnen die Intensitätsmaxima zu den Verengungen zu. (e): Spektrum für eine Stromstärke von -5 mA (integriert über die gesamte Messstrecke). Buchstaben kennzeichnen die Orte, an denen diese Frequenzen die höchste Intensität zeigen. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

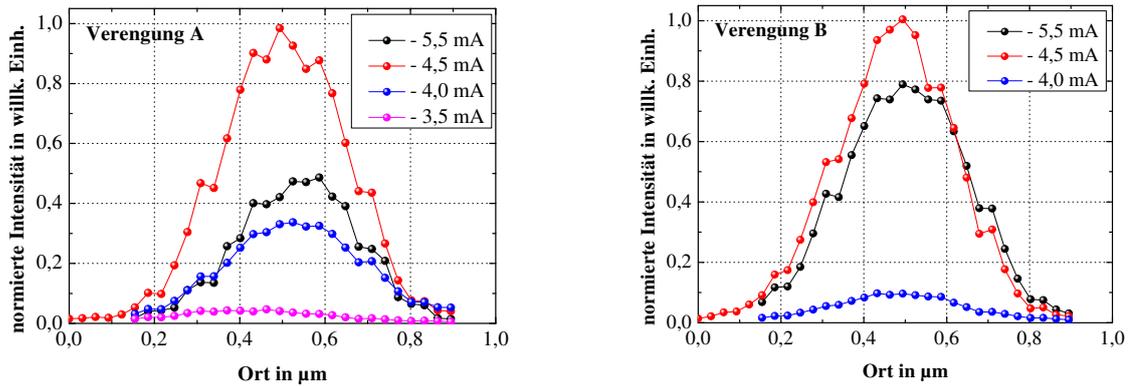


Abbildung 20: Ortsaufgelöste Intensitätsmessungen quer zur Längsachse an den Orten der beiden Verengungen der Struktur. Auch hier zeigt sich eine Intensitätsänderung mit Änderung der Stromstärke, wobei beim höchsten Wert ebenfalls eine Intensitätsabnahme verzeichnet wird. Der Ort maximaler Intensität bleibt im Rahmen der Messabweichung konstant und wurde bei ca. $0,5 \mu\text{m}$ lokalisiert. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

dingungen für die vorliegende Probe erfüllt waren und die hohe Stromdichte an den Orten der Verengungen erreicht wurden, ist auch diese spezielle Mode prinzipiell möglich. Im Folgenden soll zuerst qualitativ der Effekt der Ausbildung einer Potentialmulde für Spinwellen dargestellt werden. Aufgrund der räumlichen Einengungen der Struktur in den Bereichen der Oszillationsorte, in denen die hohen Stromdichten erreicht wurden, die zu Auto-Oszillationen führten und aufgrund dessen, dass die Magnetisierung durch das äußere Feld senkrecht zum Streifen orientiert wurde, wurde damit die Richtung des Entmagnetisierungsfeldes festgelegt. Dieses war der Magnetisierungsrichtung entgegengesetzt. In den Bereichen der Verengungen, in denen sich die gegenüberliegenden Grenzflächen der Struktur am nächsten kommen, nimmt dieses die größten Werte an. In diesem Modell kann man sich die gegenüberliegenden Grenzflächen als Kondensatorplatten vorstellen, die entgegengesetzte magnetische Ladungen tragen. Da sie sich an den Orten der Verengungen am nächsten stehen, wird dort auch das höchste Feld erreicht. Daraus folgt, dass an diesen Orten das effektive Feld im Vergleich zur Umgebung abgesenkt ist. Dies wird in Abbildung 21 dargestellt. Außerdem muss das inhomogene Oerstedfeld berücksichtigt werden. Dieses ist ebenfalls in den Verengungen aufgrund der erhöhten Stromdichte am größten. Durch die Symmetrie des Spin-Hall Effekts treten die Auto-Oszillationen nur für eine Stromrichtung auf. Für den Fall der untersuchten Struktur und unter Berücksichtigung der in Abbildung 17 eingetragenen Stromrichtung, wurden diese nur für negative Werte der Stromstärke beobachtet. Da das ferromagnetische Material auf der Oberseite der Platinschicht, in dem der Spin-Hall Effekt stattfindet, aufgebracht ist, ergibt sich für den Fall negativer Stromstärken, dass das erzeugte Oerstedfeld dem äußeren Feld entgegengesetzt ausgerichtet ist. Somit folgt, dass es in die Richtung des Entmagnetisierungsfeldes zeigt. Für zunehmende negative Stromstärkewerte wird dadurch das effektive Feld in den Bereichen der Verengungen fortschreitend abgesenkt, so-

dass sich zunehmend tiefere Potentialmulden für die Spinwellen ausbilden (Abbildung 21). Um die Lokalisierung in diesem Modell zu erklären, muss die Spinwellendispersion berücksichtigt werden. Sie gibt an, für welche Frequenzen Spinwellen möglich sind und welche Wellenvektoren sie annehmen. Wie bereits in Kapitel 2.2 dargestellt, ist die Spinwellendispersionsrelation anisotrop. Dies bedeutet, dass sie von der Ausrichtung des Wellenvektors zur Magnetisierung abhängt. Um nun zu erläutern, warum Spinwellen nicht entlang der Längsachse der Struktur propagieren können, muss der vorliegende Fall der senkrechten Ausrichtung des Wellenvektors zur Magnetisierung betrachtet werden. Denn in dieser Geometrie befand sich die untersuchte Struktur. Für diesen Fall wird in Abbildung 21 die Spinwellendispersion in qualitativer Weise gezeigt. In dieser Darstellung ist zu erkennen, dass die niedrigste mögliche Frequenz für eine

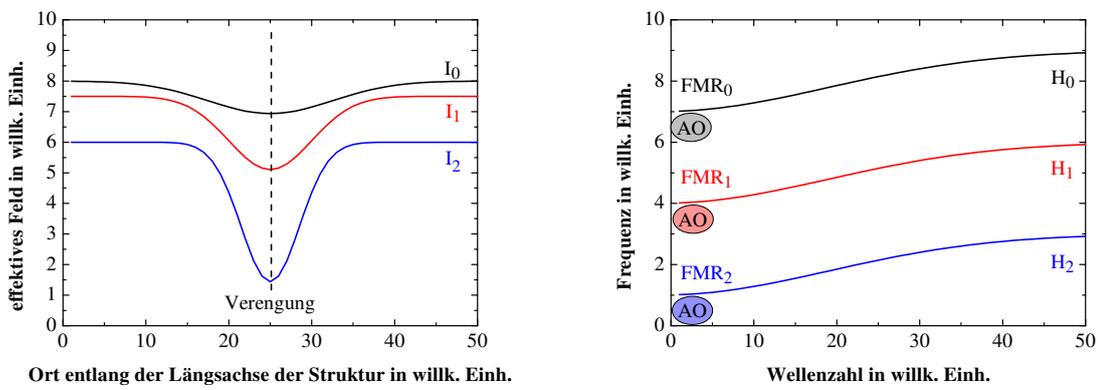


Abbildung 21: links: Ausbildung einer Potentialmulde für Spinwellen, wegen lokaler Erniedrigung des effektiven Feldes. Bereits ohne Stromfluss ist das effektive Feld durch die geometrische Form der Verengung erniedrigt (Fall $I_0 = 0$ mA). Mit zunehmender Stromstärke wird das effektive Feld durch das ansteigende Oerstedfeld im Bereich der Verengung im Vergleich zur Umgebung besonders stark abgesenkt ($I_0 < I_1 < I_2$). Dadurch bildet sich eine Potentialmulde für die Auto-Oszillationen aus, aus der sie nicht herauspropagieren können. rechts: Qualitative Darstellung der Dispersionsrelation in Abhängigkeit des effektiven Feldes. Die ferromagnetische Resonanz stellt die niedrigste mögliche Frequenz des Systems ohne injizierten Spinstrom dar. Durch die Dämpfungskompensation durch einen injizierten Spinstrom entstehen Auto-Oszillationen unterhalb der FMR (als AO gekennzeichnet). Mit Absenkung des effektiven Feldes H (hier z.B. wegen der Zunahme des Oerstedfeldes mit steigenden Stromstärken) wird die Dispersionsrelation zu niedrigeren Frequenzen verschoben ($H_0 > H_1 > H_2$).

Wellenzahl von $k = 0$ auftritt. Dies ist der Fall der ferromagnetischen Resonanz (FMR), bei der die benachbarten magnetischen Momente ohne Phasendifferenz präzedieren, was im Grenzfall einer Spinwelle mit unendlich großer Wellenlänge entspricht. Unterhalb dieser Frequenz befindet sich eine Bandlücke, in der keine Spinwellen existieren. Für den vorliegenden Fall der Spinstrominjektion und Anregung von Auto-Oszillationen bei der in der Ebene liegenden Magnetisierung, werden mit steigenden Präzessionsamplituden zunehmend niedrigere Frequenzen erreicht [8]. Dies bedeutet, dass die Auto-Oszillationen in ihrer Frequenz unterhalb der FMR-Frequenz liegen, die für den Fall ohne Spinstrominjektion vorliegt. Wie dargestellt, können diese Frequenzen durch das effektive Feld beeinflusst werden. Je höher das effektive Feld, de-

sto höher die Frequenz der Auto-Oszillationen (vgl. Anhang C). Da aber, wie dargestellt, in den Verengungen der Probe, in denen die Auto-Oszillationen lokalisiert sind, das effektive Feld im Vergleich zur Umgebung abgesenkt ist, liegen die erreichten Frequenzen in der Bandlücke des umgebenden Materials (vgl. Anhang D). Dies wird in Abbildung 22 qualitativ dargestellt. Sie

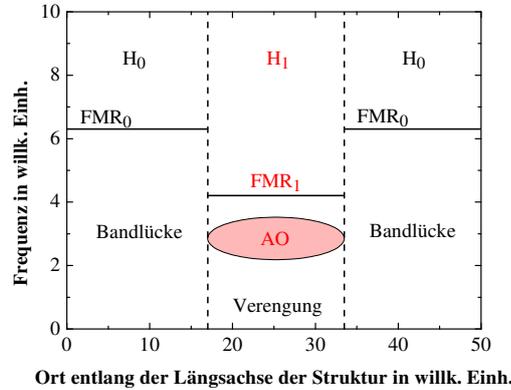


Abbildung 22: Qualitative Darstellung der Änderung der Dispersionsrelation im Bereich der Strukturverjüngung. In dieser ist das Feld abgesenkt und die Dispersionsrelation ist zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Die Auto-Oszillationen (AO) bleiben lokalisiert, da in ihrer Nachbarschaft ein höheres effektives Feld und damit eine Bandlücke existiert. Deshalb ist keine Propagation von Spinwellen dieser Frequenz aus der Verengung heraus möglich ($H_1 < H_0$)

können somit nicht außerhalb der Verengungen existieren, was zur Folge hat, dass sie keine propagierenden Spinwellen erzeugen können. Dieses Modell liefert, wie dargestellt eine gute qualitative Erklärung für die beobachtete Lokalisierung der Moden. Daraus lässt sich ableiten, dass propagierende Spinwellen nur erzeugt werden können, wenn Frequenzen erzeugt werden könnten, die hoch genug liegen, um die Bandlücke des umgebenden Materials zu überwinden. Dies wäre in diesem Modell nur denkbar, wenn durch nichtlineare Frequenzverdopplungseffekte höhere Frequenzen erzeugt werden würden, wie in [61] diskutiert wird. Für die untersuchte Probe wurden ebenfalls Frequenzverdopplungseffekte beobachtet, wie später in Kapitel 4.1.5 dargestellt wird.

Eine zweite mögliche Erklärung für die Lokalisierung der Spinwellen liefert die Theorie eines stehenden, selbstlokalisierenden Spinwellenpakets, für dessen räumliche Ausdehnung folgender Zusammenhang angegeben werden kann [60]:

$$l = \frac{const.}{B_0} \quad (36)$$

Gleichung 36 gibt den Zusammenhang zwischen der charakteristischen lateralen Ausdehnung l der Mode und der Oszillationsamplitude B_0 an. In die enthaltene positive Konstante geht die Dispersion und der nichtlineare Frequenzshiftparameter ein. Daraus wird deutlich, dass sich mit zunehmender Oszillationsamplitude die Mode räumlich zusammenzieht. Da die Oszillationsamplitude bzw. die Oszillationsleistung von der injizierten Spinstromstärke abhängig ist,

kann davon ausgegangen werden, dass es mit zunehmenden Versorgungsstromstärken zu einem zusammenziehen der lokalisierten Moden kommen müsste. In [56] wird die charakteristische Größe zu 60 nm bis 70 nm, in [62] zu 75 nm und in [63] zu kleiner als 100 nm angegeben. Wegen des stark verbreitert bestimmten Oszillationsgebiets durch die Faltung dessen mit dem Strahlprofil, ist der Nachweis der tatsächlichen örtlichen Ausdehnung im Experiment schwierig. Es wurden jedoch Gauß-Fits der Intensitäts-Ort-Verteilung für die jeweiligen Stromstärkewerte durchgeführt und die Halbwertsbreite in Abhängigkeit dieser untersucht. Da der Fokussdurchmesser des Lasers auf der Probe nicht von der Stromstärke abhängig ist, wird eine Änderung der Halbwertsbreite des Oszillationsgebietes nur durch die Änderung der Breite des Oszillationsgebietes bestimmt. In Abbildung 23 werden die Abhängigkeiten für die beiden Verengungen gezeigt. Für die Mode A1 in der Verengung A ergibt sich qualitativ eine Abnahme der örtli-

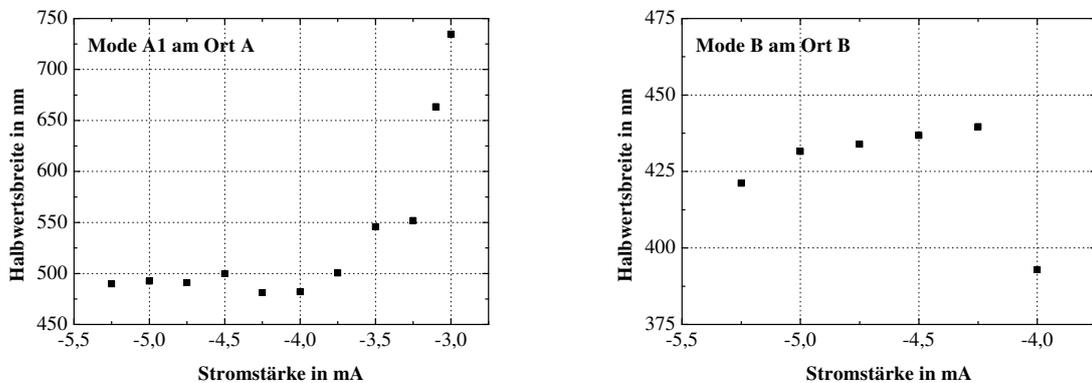


Abbildung 23: Abhängigkeit der ermittelten örtlichen Halbwertsbreite der Oszillationsgebiete der Moden in den beiden Verengungen (entlang der Längsachse der Struktur). Qualitativ zeigt sich eine Abnahme der Halbwertsbreite bei zunehmenden Stromstärken.

chen Ausdehnung des Oszillationsgebiets. Diese ist besonders stark bei Strömen in der Nähe des kritischen Stromes von ca. -3 mA. Für Stromwerte von -4,0 mA und -4,5 mA wurde ein lokales Minimum beobachtet. Für Mode B am Ort B lies sich zwischen -4,25 mA und -5,25 mA ebenfalls eine Abnahme der Halbwertsbreite bestimmen. Warum bei -4,0 mA ein sehr niedriger Wert für diese ermittelt wurde, konnte nicht abschließend geklärt werden. Eventuell hängt dies damit zusammen, dass bei diesem Wert die kritische Stromstärke gerade, aber noch nicht über die volle Breite der Verengung, erreicht wurde. Die Abnahme der Halbwertsbreite der Oszillationsgebiete kann, wie dargestellt ein Indiz dafür sein, dass es tatsächlich zu einer stärkeren Selbstlokalisierung mit Zunahme der Stromstärke bzw. Oszillationsamplitude kommt. Allerdings ist eine Größenänderung des Oszillationsgebietes ebenfalls im Modell der Potentialmulde für Spinwellen vorstellbar. Dies ist dann möglich, wenn es durch die Zunahme der Stromstärke nicht nur zu einer Absenkung des effektiven Feldes, sondern auch zu einer Verschmälerung der Potentialmulde, die durch diese Absenkung hervorgerufen wird, kommt. In diesem Fall werden die Oszillationen auf ein kleineres Gebiet beschränkt. Es gilt allerdings ebenfalls zu beachten, dass die tatsächliche Änderung der Halbwertsbreite nur für die Mode A1 im Bereich zwischen

-3 mA und -3,75 mA signifikant oberhalb der Schrittweite der einzelnen Messpunkte liegt. Die festgestellten, im Vergleich kleinen Änderungen, ergeben sich aus dem Fit des gesamten, gemessenen Oszillationsgebietes. Vor diesem Hintergrund kann die ermittelte Änderung der Halbwertsbreite nur als Hinweis für eine Verringerung des Oszillationsbereiches, aber nicht als Beweis angesehen werden. Während die Halbwertsbreiten für höhere Stromstärken entlang der Längsachse für Mode A1 ca. $0,49 \mu\text{m}$ und für Mode B ca. $0,43 \mu\text{m}$ entsprechen, wurde die Halbwertsbreite quer zur Längsachse im Bereich der Verengungen zu ca. $0,35 \mu\text{m}$ für beide Verengungen bestimmt. Diese liegt damit deutlich unter der Halbwertsbreite in Längsrichtung. Dies liegt zum einen an der lateralen Begrenzung in Querrichtung. Weiterhin besteht die Möglichkeit einer lateral elliptisch geformten Potentialmulde, deren große Halbachse in Richtung der Längsachse der Struktur zeigt. Hinweise auf die Ausbildung einer solchen liefern [61] und [56]. Auch in diesem Fall würde eine größere Ausdehnung des Oszillationsgebietes entlang der Längsachse im Vergleich zur Querrichtung bestimmt werden. Im Folgenden werden die Spektren an den jeweiligen Oszillationsorten in Abhängigkeit der

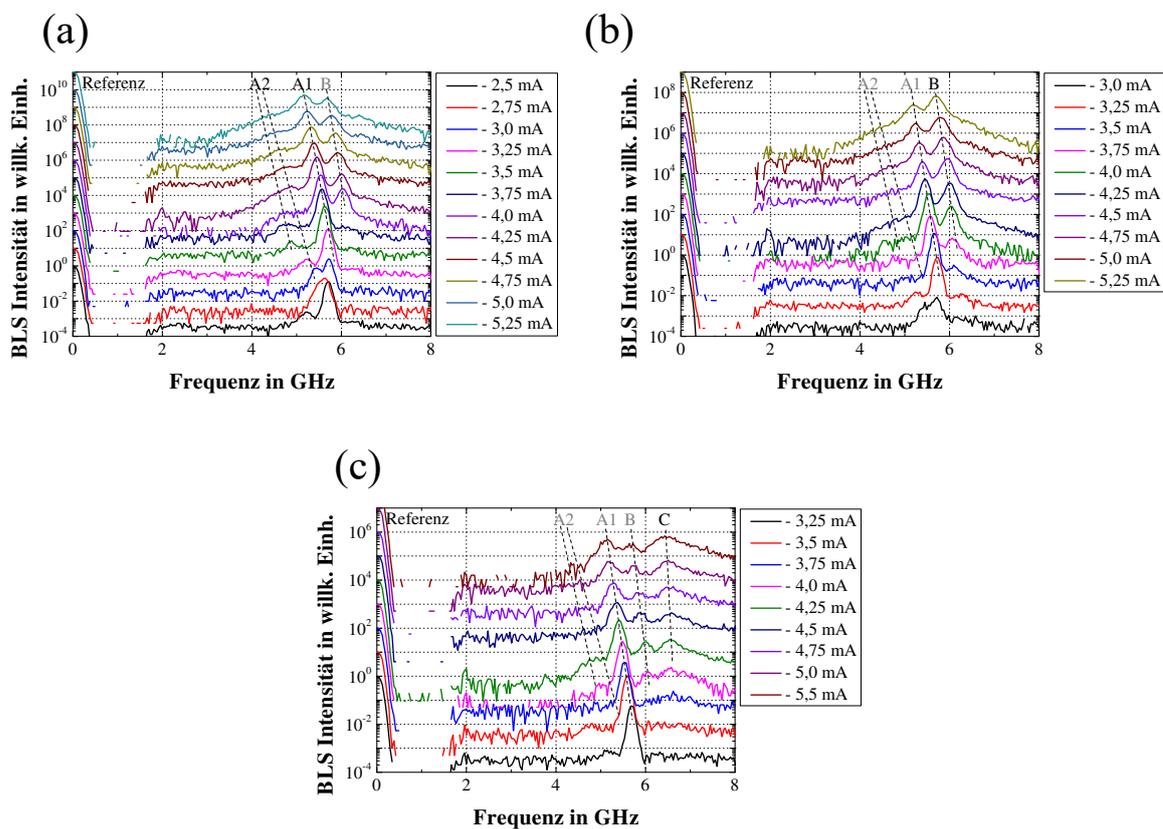


Abbildung 24: Spektren in Abhängigkeit der Stromstärke an drei verschiedenen Positionen an denen eine der jeweiligen Moden ihr Intensitätsmaximum besitzt. (a): Mode A1 und A2 am Ort A. (b): Mode B am Ort B. (c): Mode C am Ort C außerhalb der Verengungen (alle Werte sind auf den Referenzstrahl normiert, Moden die aufgrund der Größe des Laserfokus auf der Probe ebenfalls erfasst worden, sind als Artefakte grau markiert)

Stromstärke gezeigt. Zu Ermittlung dieser wurde das über alle Messorte integrierte Frequenzspektrum für jeden Gleichstrom analysiert. Nach der Feststellung der auftretenden Frequenzen

im Spektrum wurde der Ort der maximalen Intensität der auftretenden Moden festgestellt. An diesen Orten wurden wiederum die einzelnen Spektren in Abhängigkeit der Stromstärke extrahiert und werden in Abbildung 24 dargestellt. Durch die Breite des Laserfokus auf der Probe werden an den einzelnen Oszillationsorten der Moden auch teilweise andere erfasst, die als Artefakte grau markiert wurden. Allgemein gilt für alle Moden, dass die Frequenz mit steigender Stromstärke abnimmt, wie später noch genauer analysiert wird. Nur der erfasste Referenzstrahl zeigt keine Abhängigkeit von der Stromstärke. Ebenfalls sind Intensitätsänderungen mit Erhöhung der Stromstärke erkennbar. Allgemein gilt, dass die Intensität mit Erhöhung der Stromstärke zunimmt. Dies ist für Mode A2, B und C gegeben. Für Mode A1 wird ein Maximum durchlaufen. Dies wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit diskutiert werden. Da an den ermittelten Positionen die jeweiligen Modenintensitäten maximal sind, lassen sich dort Fits zur Ermittlung wichtiger Parameter wie Frequenz, Linienbreite und Peakfläche am genauesten durchführen. Im Folgenden werden die aus diesen Fits ermittelten Werte in Abhängigkeit der Stromstärke dargestellt und diskutiert.

4.1.3 Oszillationsintensitätsverlauf und kritische Stromstärke

Nun soll der gemessene Verlauf der Spinwellenintensität an den entsprechenden Orten dargestellt und diskutiert werden. Abbildung 25 zeigt die Abhängigkeit von der Stromstärke. Zu-

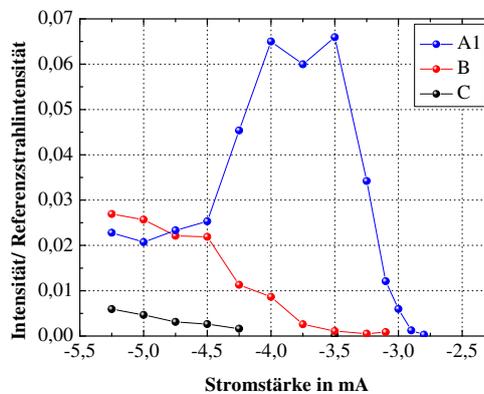


Abbildung 25: Gemessene μ BLS-Intensität in Abhängigkeit der Stromstärke (normiert auf den Referenzstrahl, um Schwankungen der Laserquelle zu eliminieren). Mode A1 tritt an Ort A, Mode B an Ort B und Mode C an Ort C (außerhalb der Verengungen auf). Auffällig ist das Auftreten der Moden bei verschiedenen Schwellstromstärken. Die Auto-Oszillationen beginnen bei umso kleineren Werten, je schmaler die Struktur ist, da mit der Verschmälerung die Stromdichte anwächst. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

erst fällt auf, dass die auftretenden Moden unterschiedliche Schwellstromstärken zu besitzen scheinen. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die untersuchte Struktur an den drei Oszillationsorten unterschiedliche Breiten aufweist. Somit wurde in den breiteren Bereichen erst bei höheren Stromstärken die kritische Stromdichte überschritten, sodass die Magnetisierung Auto-

Oszillationen zeigen konnte. Somit zeigte die Mode A1 zuerst Auto-Oszillationen, da an ihrem Ausgangsort die Strukturbreite ca. 430 nm betrug. Mode B war in der breiteren Verengung, die eine Breite von ca. 560 nm aufwies, lokalisiert und erschien erst bei höheren Stromstärken. Mode C lag nicht in den Verengungen und dadurch trat sie nur bei den größten eingestellten Gleichströmen auf, da die Strukturbreite ca. 1130 nm betrug. Weiterhin zeigte sich im Verlauf, dass die Moden A1 und B erst einen starken Intensitätsanstieg verzeichneten und dann eine Abflachung auftrat. Bei Mode A1 zeigte sich sogar eine Intensitätsabnahme bei höheren Strömen. Dieses Verhalten soll nachfolgend diskutiert werden und wurde auch in anderen Publikationen für Spin-Hall Nano-Oszillatoren experimentell beobachtet [64, 65, 56, 66, 26, 67, 25].

Dabei könnten verschiedene Einflussfaktoren einen Beitrag zu diesem Verhalten liefern. Im Modell des stehenden, selbstlokalisierenden Spinwellenpakets, welches bereits zuvor vorgestellt wurde, könnte dieses Phänomen folgendermaßen erklärt werden. Die Besonderheit dieser Mode liegt darin, dass sie sich mit steigender Oszillationsamplitude, d.h. mit zunehmender Spinstrominjektion, räumlich zusammenzieht. Mit anderen Worten wird die Wellenlängenverteilung zu kleineren Werten verschoben und damit die Wellenvektorverteilung zu größeren. Wenn man annimmt, dass die Wellenvektorverteilung zunehmend den durch das μ BLS-Messsystem erfassbaren Bereich verlässt, muss damit auch zwangsläufig die gemessene Intensität des inelastisch gestreuten Lichts abnehmen.

Die gemessene Intensitätsabnahme könnte aber auch selbst dann auftreten, wenn durch das Messsystem alle Wellenvektoren der Spinwellen erfassbar bleiben. Da sich die gemessene Intensität daraus ergibt, wie viele inelastisch gestreute Photonen vom Detektor aufgesammelt werden können, kann sich diese von der tatsächlichen Oszillationsleistung unterscheiden. Zieht sich die Mode tatsächlich räumlich zusammen, würde nur noch von einem kleineren Bereich inelastisch gestreutes Licht emittiert werden. Auch wenn die Auslenkung der Magnetisierung mit größeren Stromstärken zunimmt, könnte damit in Summe weniger inelastisch gestreutes Licht erzeugt werden. Diese Vermutung kann durch ein weiteres Argument untermauert werden. Würde die Intensität der Magnetisierungspräzession tatsächlich abnehmen, müsste sich dies unmittelbar auf die gemessene Frequenz auswirken. Durch die Nichtlinearität ist diese an die Oszillationsamplitude bzw. -leistung gebunden. In diesem Zusammenhang müsste die Frequenzänderung pro Stromstärkeänderung bei Zunahme und nachfolgender Abnahme der Leistung das Vorzeichen ändern. In diesem hier dargestellten speziellen Fall müsste damit die Frequenz vorerst kleiner werden und bei Intensitätsverringerng wieder größer. Da dies nicht der Fall ist, wie in Abbildung 27 dargestellt wird, könnte angenommen werden, dass die Intensität der Auto-Oszillationen nicht tatsächlich abnimmt, sondern ein messtechnischer Negativeffekt vorliegt.

Bei Mode B trat ebenfalls eine Abflachung der gemessenen Intensität bei Stromstärken oberhalb der kritischen Stromstärke auf. Allerdings wurde kein Abfall nach Durchlaufen des Maximums beobachtet, da die Stromstärke nicht weiter erhöht wurde, um eine Schädigung des Bauteils zu vermeiden. Außerdem kann für den Ort A ab einer Stromstärke von -4,0 mA eine fortschrei-

tende Intensitätszunahme der Mode A2 (breite Intensitätserhöhung unterhalb der Frequenz von A1) beobachtet werden (vgl. Abbildung (a)). Dies ist ebenso die Schwellstromstärke, bei der eine deutliche Reduktion der Intensität der Mode A1 einsetzte. Da beide Moden in der schmalsten Verengung (Ort A) lokalisiert wurden, könnte ein zusätzlicher Beitrag in der Abnahme der Intensität darin begründet sein, dass die Anregung der Mode A2 im Vergleich zu Mode A1 zunehmend energetisch günstiger wurde oder eine gegenseitige Störung zur Intensitätsreduktion führte.

Außerdem wurde für die Mode A1 eine Mode mit doppelter Frequenz gefunden, wie später dargestellt wird. Durch die Erzeugung der doppelten Frequenz durch die Vernichtung zweier Magnonen der fundamentalen Frequenz könnte es auch zur Abnahme der Intensität der Mode A1 gekommen sein. Weiterhin könnten auch Streuungen der Magnonen mit Plasmonen und Phononen zu einem Intensitätsverlust geführt haben. Ebenfalls könnten zusätzliche Moden aufgetreten sein, die außerhalb des Messbereiches lagen, z.B. sehr nahe am Referenzstrahl. In diesem Fall würde jedoch die Annahme getroffen werden, dass sich die Oszillationsamplitude der Mode A1 tatsächlich änderte. In diesem Fall müsste sich, wie bereits erwähnt, auch die Frequenz zu höheren Werten verschieben. Möglicherweise wurde diese Verschiebung jedoch durch einen anderen Effekt kompensiert. Da die Stromstärke weiter wuchs und damit das Oerstedfeld, welches dem äußeren Feld entgegengesetzt orientiert war, nahm das effektive Feld in der Verengung weiterhin ab. Durch eine Feldreduktion am Ort der Entstehung der Auto-Oszillationen, werden daraufhin niedrigere Frequenzen erzeugt. Möglicherweise bildete diese Frequenzerniedrigung eine Gegenkompensation zum Effekt der Frequenzerhöhung durch die Abnahme der Intensität bzw. Oszillationsamplitude der Mode A1.

Einen weiteren Beitrag zur Intensitätsabnahme könnte auch die zunehmende Erwärmung der Struktur bei höheren Stromstärken geliefert haben. Daraufhin hätte die Sättigungsmagnetisierung niedrigere Werte angenommen, was zu einer Intensitätsreduktion geführt hätte.

Möglicherweise wurde durch das Ansteigen des Oerstedfelds das effektive Feld lokal so drastisch verringert, dass das resultierende Feld nicht mehr groß genug war, um die Magnetisierung senkrecht zur Längsachse der Struktur zu orientieren. Daraufhin würde ebenfalls eine Intensitätsverminderung einsetzen, da dann die Polarisation der injizierten Elektronen nicht mehr antiparallel zur Magnetisierungsruhelage orientiert wäre (vgl. Anhang C).

Weiterhin wäre es denkbar, dass sich über die Strukturbreite (senkrecht zur Längsachse) eine stehende Spinwelle ausgebildet hatte. Durch die zunehmende Stromstärke änderte sich die Frequenz und damit auch die Wellenlänge der Spinwellen in der Verengung. Möglicherweise ist ab einer bestimmten Wellenlänge die Bedingung für die Existenz dieser nicht mehr gegeben, wodurch eine Intensitätsverringering einsetzte. Dabei kann man sich das Modell der zuvor angesprochenen Potentialmulde zu Hilfe nehmen. Durch die Änderung der Stromstärke ändert sich sowohl die Frequenz, als auch die Form bzw. Tiefe der Potentialmulde. Dies wäre vergleichbar mit zwei planparallel Spiegelplatten zwischen denen für eine bestimmte Lichtwellenlänge die Bedingung für eine stehende Welle gegeben ist. In diesem Bild kann ebenso

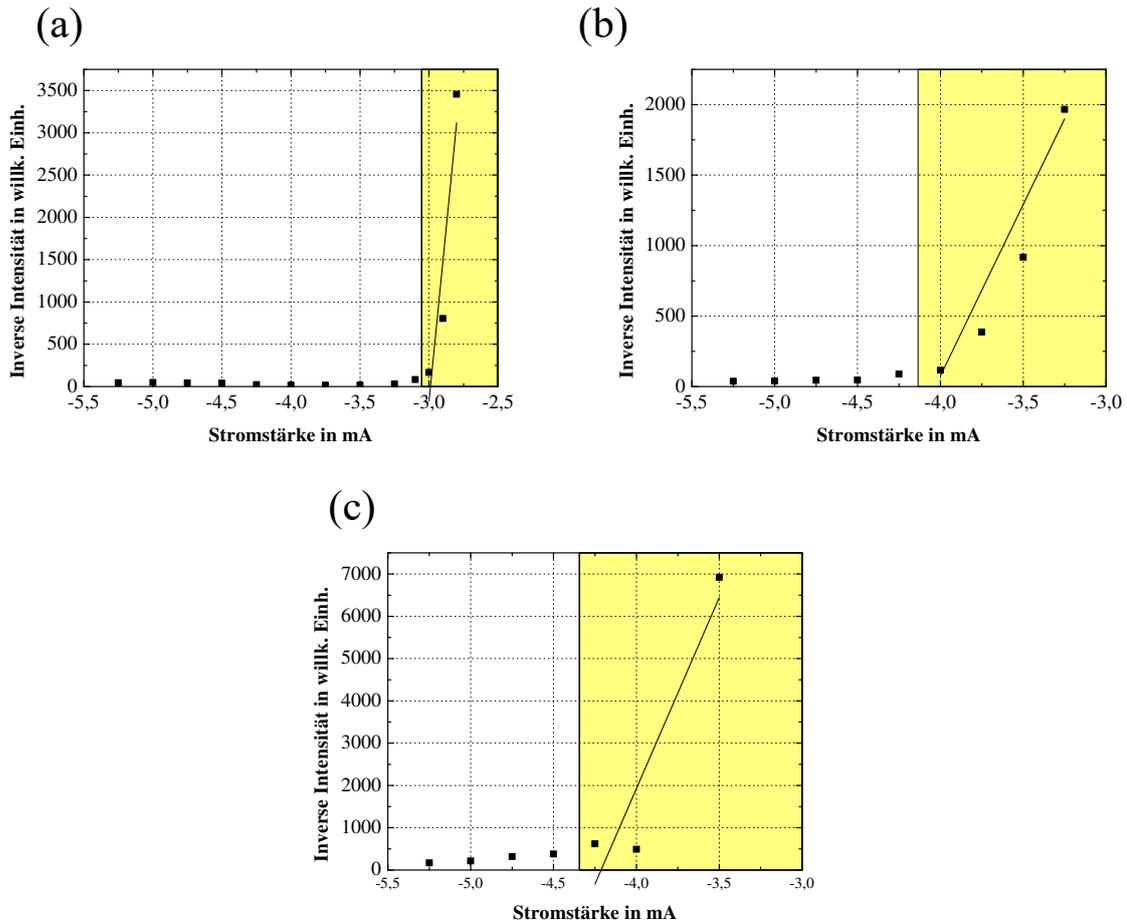


Abbildung 26: Fit der inversen Intensität über der Stromstärke bei betragsmäßig kleinen Stromstärkewerten zur Ermittlung der kritischen Stromstärke. (a): Mode A1. (b): Mode B. (c): Mode C.

die Frequenz bzw. Wellenlänge geändert werden, wodurch vorerst die Vermutung nahe liegen würde, dass die Bedingung für die Ausbildung einer stehenden Welle bei Variation nicht mehr erfüllt wird. Da aber die fließende Stromstärke die Feldlandschaft ebenfalls beeinflusst, könnte die Bedingung für eine stehende Welle erhalten bleiben. Im Vergleichsbild der stehenden Lichtwelle zwischen zwei planparallelen Spiegeln, würde dies bedeuten, dass sich zunehmend nicht nur die Lichtwellenlänge, sondern auch der Spiegelabstand ändert. Daraufhin kann die stehende Welle erhalten bleiben. Möglicherweise wird ab $-4,0$ mA die Änderung der Frequenz aber nicht mehr durch die Änderung der Potentialmuldenform kompensiert, wodurch die Intensität der stehenden Welle zunehmend abgenommen haben könnte.

Weiterhin fällt auf, dass die Moden mit höherer kritischer Stromstärke einen geringeren Anstieg der gemessenen Intensität aufweisen. Dies kann durch eine einfache Betrachtung der Abhängigkeit der Spinstromdichte von der Stromstärke und der Querschnittsfläche erklärt werden, wie in Kapitel 2.2 dargestellt wurde. Für kleine Änderungen der Oszillationsleistung lässt sich eine lineare Abhängigkeit dieser von der Spinstromdichte J annehmen. Diese ist proportional zur Gleichstromstärke I und antiproportional zur Fläche, in welcher der Strom fließt. Die Fläche setzt sich aus dem Produkt aus Schichtdicke und Strukturbreite zusammen. Bildet man die Ab-

leitung der Spinstromdichte nach der Stromstärke, so stellt man fest, dass die übrig bleibende Konstante von der Fläche und somit der Breite abhängig ist. Für breitere Strukturen ist sie kleiner als für schmalere. Somit ergibt sich für die Mode A1 am Ort A mit der schmalsten Breite der größte, für Mode B am Ort B der zweitgrößte und für Mode C außerhalb der geringste Anstieg der gemessenen Intensität in Abhängigkeit der Stromstärke.

Im Folgenden werden die kritischen Stromstärken für die Moden A1, B und C bestimmt. Zu diesem Zweck wird eine in [8] beschriebene Methode verwendet. Dabei wird die invertierte Intensität über der Stromstärke aufgetragen. Durch den linearen Fit der Werte bei niedrigen Strömen kann eine Gerade ermittelt werden, deren Schnittpunkt mit der Stromstärkeachse die kritische Stromstärke festlegt. Abbildung 26 zeigt die angepassten Fitkurven. Anhand dieser Fits lässt sich ebenfalls eine Aussage über die Genauigkeit der gefundenen Parameter treffen. Wegen der geringen Anzahl der in den Fit einfließenden Punkte, ist die Bestimmung nicht sehr präzise. Dennoch lassen sich die in den Verengungen A und B lokalisierten Magnetisierungsoszillationen hinsichtlich kritischer Stromstärke und Verengungsbreite vergleichen. So ergibt sich, dass das Verhältnis aus den kritischen Stromstärken in etwa dem Verhältnis aus den lateralen Breiten entspricht. Dies ist zu erwarten, da die kritische Stromdichte mit der Breite skaliert. In Tabelle 3 wird der direkte Vergleich gezeigt. Wie zu sehen, ist das Verhältnis der kritischen

Tabelle 3: Vergleich der kritischen Stromstärken in den Verengungen A und B im Vergleich zu den Breiten. Es ergeben sich ähnliche Verhältnisse der Werte. Je breiter die Struktur, desto höher die kritische Stromstärke.

	Verengung A	Verengung B	Werteverhältnis
kritische Stromstärke	$(3 \pm 0, 1) \text{ mA}$	$(4 \pm 0, 2) \text{ mA}$	$\approx 0, 75$
Breite der Verengungen	$(434 \pm 20) \text{ nm}$	$(564 \pm 20) \text{ nm}$	$\approx 0, 77$

Stromstärken von 0,75 und das Verhältnis der lateralen Breiten von 0,77 annähernd gleich. Da man, wie aus Tabelle 2 ersichtlich, annehmen kann, dass der Strom hauptsächlich durch die Platinschicht fließt, kann die notwendige Stromdichte in dieser näherungsweise bestimmt werden. Wenn man die Querschnittsfläche als Produkt aus Verengungsbreite und Schichtdicke von ca. 7 nm berechnet, so ergibt sich für beide Verengungen eine kritische Stromdichte von ca. $(1, 01 \pm 0, 09) \cdot 10^8 \text{ A/ cm}^2$.

4.1.4 Frequenzshift der Oszillationen

In diesem Abschnitt soll die Abhängigkeit der Frequenz von der Gleichstromstärke für die gefundenen Moden gezeigt werden. Die Änderung der Frequenz mit Zunahme der Amplitude bzw. Leistung ist eine grundlegende Eigenschaft von nichtlinearen Oszillatoren, die die hier betrachteten Auto-Oszillatoren einschließen [8]. In Abbildung 27 wird der Frequenzverlauf gezeigt, der aus den Anpassungen der einzelnen Peaks im Frequenzspektrum mit der Lorentzfunktion

ermittelt wurde. Alle gefundenen Moden zeigen einen Frequenzabfall mit zunehmender Ver-

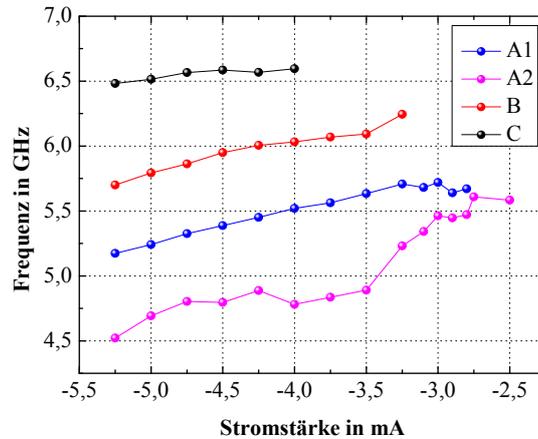


Abbildung 27: Stromstärkeabhängigkeit der Frequenz einzelner gefundener Moden. Die Moden A1 und A2 wurden in der Einengung A, Mode B in der Einengung B und Mode C außerhalb der Verengungen am Ort C lokalisiert. Als Mode A2 wurden Oszillationen bezeichnet, die in der Frequenz unterhalb von A1 auftauchten. Durch den abweichenden Messwerteverlauf im Vergleich zu den anderen Kurven, ist allerdings anzunehmen, dass es sich dabei nicht um eine, sondern um verschiedene Moden handelte, die bei unterschiedlichen Stromstärken oszillierten. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

sorgungsstromstärke und damit steigender Amplitude der Oszillationen. Während sich für die Moden A1, B und C näherungsweise lineare Abhängigkeiten ergeben, weicht der mit A2 bezeichnete Verlauf in seinem Verhalten ab. Für die Stromstärkewerte zwischen -3,5 mA und -4 mA liegen die Frequenzen deutlich niedriger als für einen linearen Zusammenhang erwartet wurde. Möglicherweise war in diesem Bereich die Anregung einer anderen Mode energetisch günstiger, die aufgrund ihrer Position im Spektrum unterhalb der Mode A1 der Mode A2 nur fälschlicherweise zugeordnet wurde. Durch diese Tatsache konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob die ermittelte Frequenz mit Änderung der Stromstärke immer dem korrekten Oszillator zugeordnet wurde. Aus diesem Grund soll die unter A2 geführte Stromstärkeabhängigkeit nicht weiter betrachtet werden. Wie zuvor bereits angesprochen, ergeben sich für Spin-Hall Nano-Oszillatoren, deren Magnetisierung in der Ebene orientiert ist, Frequenzverschiebungen zu kleineren Werten mit zunehmender Oszillatoramplitude bzw. -leistung. Allgemein kann dieses Verhalten vereinfacht folgendermaßen beschrieben werden [8]:

$$\omega \approx \omega_0 + Np \quad (37)$$

Dabei ist ω die Frequenz, die bei einer bestimmten Oszillationsleistung p erreicht wird. Die Änderung der Frequenz, ausgehend von der Frequenz der ferromagnetischen Resonanz ω_0 , mit der Oszillatorleistung wird durch den nichtlinearen Frequenzshiftparameter N bestimmt, der für die vorliegende Ausrichtung der Magnetisierung in der Ebene negative Werte annimmt. Da-

mit kann die Frequenzabnahme mit zunehmender Oszillationsleistung bzw. Stromstärke erklärt werden. Dieser Frequenzshiftparameter ist eine komplizierte Funktion des internen Feldes, des Anisotropiefeldes, der Sättigungsmagnetisierung, des Winkels zwischen Magnetisierung und der Schichtebene und des Winkels zwischen der Magnetisierung und der leichten Richtung. Da, wie bereits angesprochen die Oszillationen auch Eigenschaften eines stehenden, selbstlokalisierenden Spinwellenpakets zeigen, wird auch dessen theoretisches Verhalten hier dargestellt. Für dieses gilt durch die in der Ebene liegende Magnetisierung, dass die Frequenz mit zunehmendem injizierten Spinstrom ebenfalls abnimmt. Die Abhängigkeit der Frequenz ω von der Amplitude B_0 der Oszillation wird in der Theorie wie folgt angegeben [60]:

$$\omega = \omega_0 + NB_0^2 \quad (38)$$

Dabei wird deutlich, dass sich die gleiche Frequenzabhängigkeit wie zuvor ergibt, da das Amplitudenquadrat B_0^2 mit der Oszillationsleistung p gleichsetzbar ist. Somit kann durch die alleinige Untersuchung der Frequenzänderung mit der Stromstärke bzw. der Oszillationsleistung keine Aussage darüber getroffen werden, ob die gefundenen Oszillationsmoden eher dem Modell der Spinwellen in einer Potentialmulde oder dem Modell eines stehenden selbstlokalisierenden Spinwellenpakets entsprechen. Für die Moden A1, B und C wurden unter Berücksichtigung der kritischen Stromstärke lineare Fits ausgeführt, um die Frequenzänderung pro Stromstärkeänderung zu ermitteln. Diese ist allerdings nicht mit dem nichtlinearen Frequenzshiftparameter gleichzusetzen. Da es sich um nichtlineare Oszillatoren handelt, lassen sich lineare Fits nur für kleine Änderungen verwenden. Für den betrachteten Bereich ist die Linearität jedoch in guter Näherung gegeben. Im Folgenden werden die Abhängigkeiten in Abbildung 28 einzeln mit den entsprechenden Fitkurven dargestellt. Die Fits wurden nur in dem Bereich durchgeführt, der oberhalb der kritischen Stromstärke liegt. Dadurch sollte verhindert werden, dass der Bereich, in dem die Magnetisierungspräzession nur entdämpft ist, aber nicht auto-oszilliert, mit in den ermittelten Frequenzänderungsparameter einfließt. Wie sich zeigt, ergeben sich für die Moden A1 und B ähnliche Anstiege von $-0,24 \pm 0,02$ GHz/ mA und $-0,27 \pm 0,03$ GHz/ mA. Wie bereits in Abbildung 27 zu sehen, weicht der Anstieg von Mode C von diesen beiden ab. Für diese ergibt sich ein Wert von $-0,14 \pm 0,04$ GHz/ mA. Wie später in Bezug auf die Linienbreite diskutiert wird, handelt es sich hierbei mit hoher Wahrscheinlichkeit um eine Überlagerung mehrerer einzelner Moden, die mit steigender Stromstärke zunehmend entdämpft werden. Durch die Überlagerung dieser kommt es zu einem abweichenden Verhalten außerhalb der beiden Verengungen.

Aus den Fits der Peaks aus den extrahierten Spektren wurde außerdem die Halbwertsbreite ermittelt und für die einzelnen Moden in Abbildung 29 dargestellt. Die Darstellung bezieht sich auf das Verhalten der Moden A1 am Ort A, B am Ort B und C am Ort C außerhalb der Verengungen. Mode A1 zeigt in ihrem Verlauf die niedrigste Linienbreite gefolgt von Mode B. Mode C zeigt die höchste Linienbreite. Die eingetragene grüne Linie zeigt die abgeschätzte Auflö-

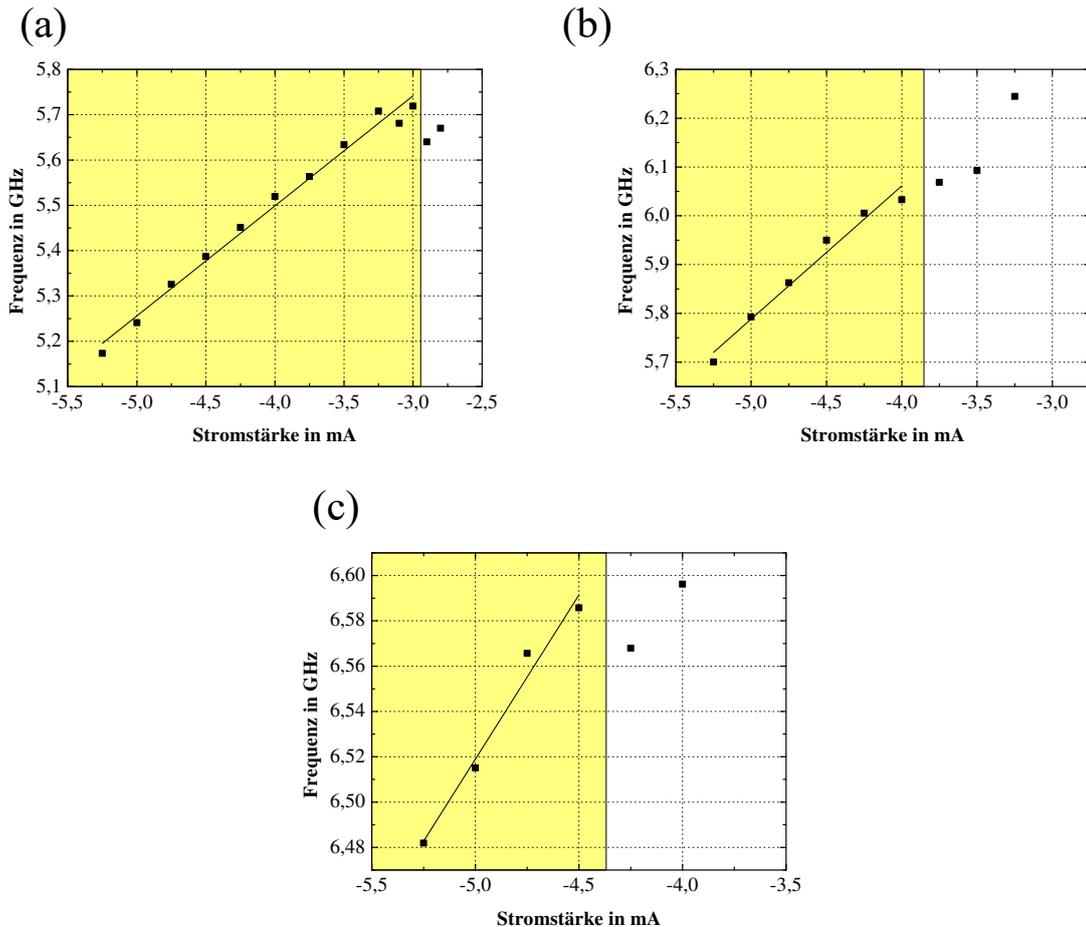


Abbildung 28: Fits der Stromabhängigkeit der einzelnen Modenfrequenzen. Gelbe Bereiche kennzeichnen die Werte, die für den Fit verwendet wurden. Diese schließen den Bereich aus, der unterhalb des kritischen Stroms liegt. (a): Mode A1. (b): Mode B. (c): Mode C

sungsgrenze unter Berücksichtigung der Interferometereinstellungen. Somit wird deutlich, dass Mode A1 tatsächlich möglicherweise sogar eine geringere Linienbreite aufweist, als im Stromwertebereich zwischen -3 mA und $-4,5$ mA ermittelt wurde. Des Weiteren fällt auf, dass die Linienbreite mit der gemessenen Intensität korreliert. Es scheint, dass die Linienbreite mit Zunahme der gemessenen Intensität sinkt. Dabei kann nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob die ermittelte Linienbreite tatsächlich der Linienbreite der Oszillationen entspricht. Es ist anzunehmen, dass die ermittelten Werte durch das Messsystem signifikant verbreitert ist. Diese Annahme kann durch den Vergleich mit anderen Veröffentlichungen bestärkt werden, bei denen dieser Parameter durch reine elektrische Messungen bestimmt wurde. Typische Werte liegen im Bereich von 5 MHz bis 40 MHz für $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ [56], 40 MHz bis 120 MHz für $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ [66]. Für $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ konnte kein direkter Vergleichswert gefunden werden. Qualitativ lässt sich folgende Beobachtung machen. Je breiter die Struktur, desto größer ist die bestimmte Linienbreite.

Dies kann zum Beispiel aus Gründen der Stromverteilung der Fall sein. Im schmalsten Bereich ist die Stromdichte sehr hoch und es ist anzunehmen, dass die Stromdichte relativ homogen über

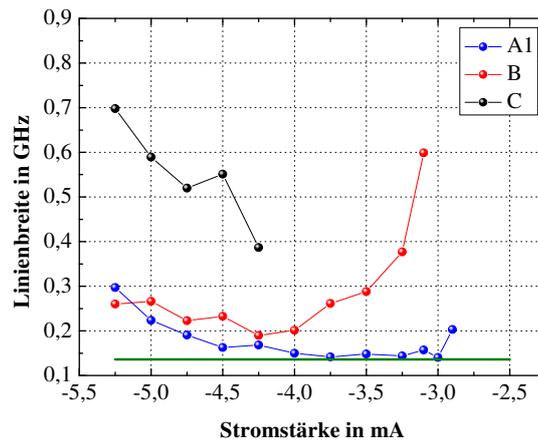


Abbildung 29: Verhalten der ermittelten Linienbreite der Peaks im Spektrum als Funktion der Stromstärke (Mode A1 am Ort A, Mode B am Ort B, Mode C am Ort C außerhalb der Verengungen). Die eingezeichnete grüne Linie kennzeichnet den Bereich der Auflösungsgrenze, die sich aus der Finnesse des Interferometers und dem eingestellten Spiegelabstand ergibt. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

die Strukturbreite verteilt ist. Dadurch werden Auto-Oszillationen angeregt. In den Abschnitten mit größerer Strukturbreite, in denen die Stromdichte geringer ist und dazu möglicherweise ebenfalls inhomogener verteilt, werden den Auto-Oszillationen in diesen Gebieten wahrscheinlich ebenfalls andere Oszillationen mit benachbarter Frequenz überlagert, sodass eine Verbreiterung der Linien einsetzt. Besonders stark ist dieser Effekt außerhalb der beiden Verengungen am Ort C. Bei Stromstärkerhöhung werden zunehmend mehr Moden entdämpft und tragen zur ermittelten Linienbreite bei. Dies ist vermutlich der Grund für den Anstieg der Linienbreite mit zunehmender Stromstärke. Für beide Verengungen gilt hingegen eine anfängliche Abnahme der Linienbreite, bis eine Oszillationsmode stabilisiert ist.

Die Zunahme der Linienbreite bei höheren Stromstärken könnte ihre Ursache darin haben, dass die Bereiche vor und nach den Verengungen, in denen die Stromdichte divergiert, zunehmend zum oszillieren angeregt werden. Durch die Verbreiterung und Spreizung der Stromdichte wird eine kritische Spinstromdichte somit erst bei höheren Stromstärken erreicht.

Weiterhin kann die Temperaturzunahme bei Erhöhung der Stromstärke zu stärkeren thermisch aktivierten magnetischen Fluktuationen und somit zu einer Linienverbreiterung führen [8]. Dabei kann die Änderung des elektrischen Widerstandes der Bauteile durch diese thermischen Fluktuationen die Energiezufuhr dieser stochastisch beeinflussen, was letztlich zu einer stochastischen Änderung der Frequenz und damit Erhöhung der Linienbreite führt. Ein Einfluss durch das vom Ladungsstrom erzeugte inhomogene Oerstedfeld, welches sich ebenfalls mit der Stromstärke vergrößert, lässt sich ebenfalls nicht ausschließen, da sich mit ihm die Potentiallandschaft für Spinwellen ändert. Dabei könnte eine Änderung der Größe der Potentialmulden einsetzen, in dem die Spinwellen gefangen sind. Werden nun wiederum stochastische Änderungen der Stromstärke aufgrund thermischer Einwirkung betrachtet, ist anzunehmen, dass die

daraus entstehenden Fluktuationen der Feldlandschaft bzw. Potentialmulden ebenfalls zu einer Vergrößerung der Linienbreite führen kann.

Aufgrund der in diesem Abschnitt gemachten Beobachtungen zum Frequenz- und Linienbreitenverlauf in Abhängigkeit der Stromstärke konnten keine Anzeichen für eine Annäherung der Frequenzen der in den Verengungen lokalisierten Moden festgestellt werden. Diese Moden, die unterschiedliche Oszillationsfrequenzen aufwiesen, zeigten somit keine Hinweise hinsichtlich einer Synchronisation. Diese ist für diese Art von benachbarten Oszillatoren durch propagierende Spinwellen, durch dipolare Wechselfelder oder durch die elektrische Widerstandsmodulation durch die Magnetisierungspräzession aufgrund des anisotropen Magnetwiderstandes prinzipiell denkbar.

Im Folgenden werden die möglichen Ursachen für das Ausbleiben einer messbaren Synchronisation diskutiert. Dabei soll zuerst auf die Synchronisation durch Spinwellen eingegangen werden. Diese wurde nicht nur theoretisch in [8] und in Simulationen wie z.B. [61] beschrieben, sondern auch bereits experimentell in [27, 68, 69, 28] gezeigt. Dabei bezieht sich nur die zuletzt genannte Referenz auf Spin-Hall Nano-Oszillatoren mit lokalen Stromdichteerhöhungen, wie in den in dieser Arbeit untersuchten Proben. Aus der Theorie lässt sich, wie bereits diskutiert, durch die Ausbildung lokaler Potentialmulden für Spinwellen oder der Ausbildung stehender, selbstlokalisierender Spinwellenpakete ableiten, dass keine Spinwellenpropagation entstehen kann, wenn die Magnetisierung in der Ebene der ferromagnetischen Schicht liegt. In allen genannten Veröffentlichungen, die die Synchronisation durch Spinwellen zeigen, bzw. die Propagation dieser [25], werden äußere Felder verwendet, die die Magnetisierung aus der Schichtebene heraus ausrichten. Bei dieser Konfiguration ist es theoretisch nicht mehr möglich, dass sich ein stehendes, selbstlokalisierendes Spinwellenpaket ausbildet. In dieser Anordnung bildet sich eine Slonczewski-Mode [70] mit lokalisiertem und propagierendem Anteil aus. Außerdem ändert der nichtlineare Frequenzshiftparameter sein Vorzeichen, sodass mit steigenden Versorgungsstromstärken höhere Frequenzen erreicht werden. Somit können ab einer bestimmten Stromstärke Frequenzen erreicht werden, die es den Spinwellen erlauben aufgebaute Potentialtröge zu verlassen. In [28] wurde gezeigt, wie die Frequenzen zweier oder mehrerer Oszillatoren zuerst mit steigendem Strom absinken und danach ansteigen bis es zur Synchronisation kommt. Diese ist mit der Oszillation der gleichen Frequenz, einer deutlichen Intensitätszunahme und der Abnahme der Linienbreite verbunden. Diese Effekte wurden bei der in dieser Arbeit untersuchten Probe und Feldkonfiguration nicht gefunden.

In der theoretischen Behandlung der Synchronisation durch dipolare Wechselfelder wird in [8] darauf verwiesen, dass die Synchronisation durch propagierende Spinwellen deutlich einfacher zu erreichen ist. Soll die Kopplung durch dipolare Felder herbeigeführt werden, müssen die Oszillatoren innerhalb eines schmalen Abstandsfensters positioniert werden, sodass die Wechselwirkung weder zu schwach, noch zu stark ist. Bei zu starker Wechselwirkung kann ebenfalls keine Synchronisation erreicht werden, da sich dann beide gegenseitig stören und keine gemeinsame Frequenz gefunden werden kann.

Weiterhin wurde auch keine Frequenzkopplung durch die Widerstandsmodulation beobachtet. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, dass diese in ihrer Leistung zu klein war, um eine Synchronisation zu bewirken.

4.1.5 Beobachtung der Entstehung der 2. Harmonischen

In diesem Abschnitt wird auf das Auftreten von nichtlinearen Effekten bezüglich der Entstehung der zweiten Harmonischen eingegangen. Das Auftreten der doppelten Frequenz einer bestimmten Oszillation ist möglich, wenn hohe Anregungsintensitäten erreicht werden. Stellt man sich die auftretenden Spinwellen als Quasiteilchen (Magnonen) vor, so ist eine Erzeugung eines Magnons doppelter Frequenz möglich, wenn zwei Magnonen der einfachen Frequenz aufeinander treffen und vernichtet werden. In diesem Fall bleibt die Energie erhalten. Vor diesem Hintergrund ist anzunehmen, dass die Erzeugung der zweiten Harmonischen möglich wird, wenn die Intensität der Mode der einfachen Frequenz hoch ist. Je höher die Intensität der Fundamentalen, desto mehr dieser Magnonen sind vorhanden und desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass zwei von ihnen zusammen treffen und ein Magnon der doppelten Frequenz bilden. Hohe Intensitäten traten nur in der Verengungen auf, in der die Stromdichte den kritischen Wert für Auto-Oszillationen deutlich überstieg (Ort A). In Abbildung 30 wird das erfasste Spektrum für -4,5 mA am Ort A der schmalsten Verengung in logarithmischer Skalierung gezeigt. Wie man

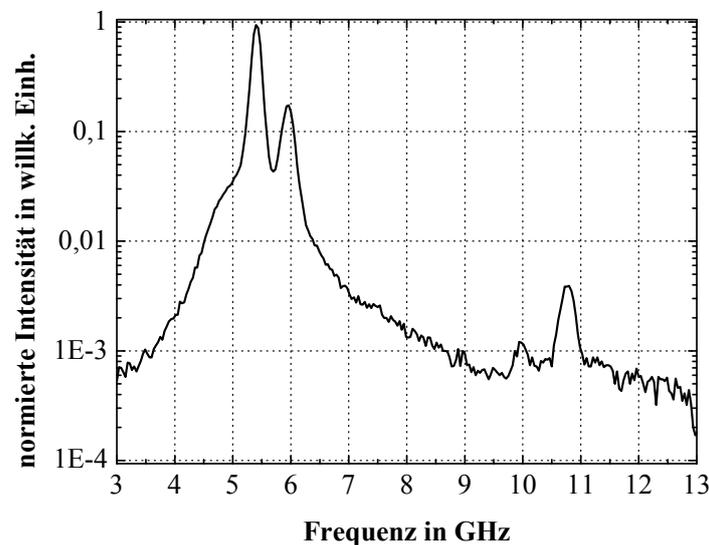


Abbildung 30: Aufgenommenes Spektrum am Ort A (schmalste Verengung) für -4,5 mA in logarithmischer Darstellung. Bei ca. 10 GHz und 10,8 GHz sind zwei Intensitätserhebungen zu sehen, die der doppelten Frequenz der Moden bei 5 GHz und 5,4 GHz entsprechen (Peaks sind überlagert)

sieht, liegt der Großteil an erfassten Moden im linken Teil bei niedrigen Frequenzen. Dies ist wie bereits angesprochen zu erwarten, da in der vorhandenen Probengeometrie eine Verschiebung der Frequenzen zu niedrigen Werten bei Zunahme der Stromstärke vorherrscht. Man erkennt

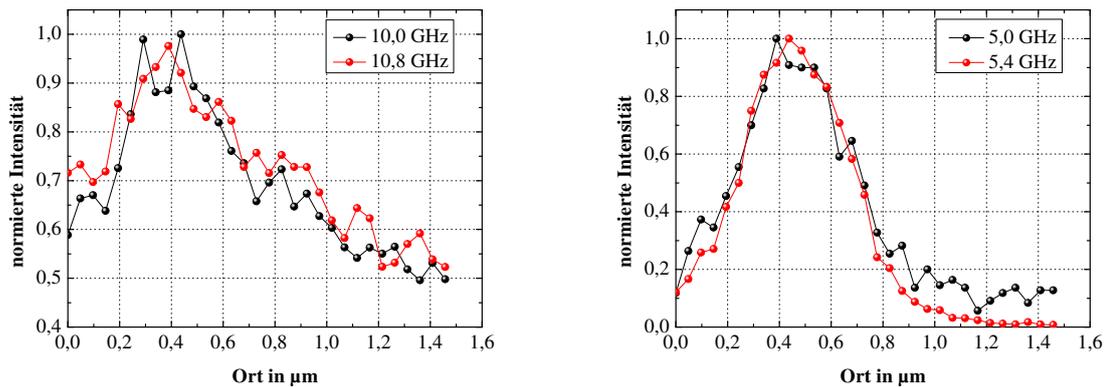


Abbildung 31: links: Ortsabhängigkeit der erfassten Intensität der beiden 2. Harmonischen entlang der Längsachse der untersuchten Struktur. rechts: Ortsabhängigkeit der Intensität der beiden Fundamentalen Moden entlang der Längsachse der untersuchten Struktur. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

ausgehend vom linken Teil der Darstellung, dass in Richtung höherer Frequenzen eine Intensitätsabnahme einsetzt, bis das Rauschlevel erreicht ist. Bei ca. 10 GHz und 10,8 GHz hingegen treten zwei voneinander getrennte Peaks auf. Letztgenannter Peak tritt gerade bei der doppelten Frequenz des Peaks bei 5,4 GHz auf, der die maximale Intensität zeigt. Man erkennt von ihm ausgehend eine Schulter bei niedrigeren Frequenzen, die wahrscheinlich durch eine Überlagerung mit einer weiteren Mode bei ca. 5 GHz zustande gekommen ist. Auch bei dieser Mode tritt eine doppelte Frequenz bei ca. 10 GHz auf. Die zweithöchste Erhebung im Spektrum bei ca. 6 GHz kennzeichnet die Oszillation in der zweiten Verengung am Ort B. Bei ihrer doppelten Frequenz ist in diesem Spektrum keine Intensitätserhebung bei ca. 12 GHz zu erkennen.

Im Weiteren soll ein Linescan entlang der Längsachse gezeigt werden, um die Lokalisierung der Mode zu zeigen. In Abbildung 31 werden die bei $-4,5$ mA gefundenen beiden zweiten Harmonischen über dem Ort dargestellt, sowie deren Fundamentalen. Auch wenn aufgrund des niedrigen Signal-zu-Rauschverhältnisses der 2. Harmonischen die Festlegung des tatsächlichen Entstehungsortes nur etwa zwischen $0,25$ μm und $0,5$ μm angegeben werden kann, so lässt sich dennoch als Entstehungsort die schmale Verengung am Ort A ausmachen. Es wird ebenso die Verteilung der Intensitäten der fundamentalen Moden gezeigt. Da sowohl diese als auch die 2. Harmonische am gleichen Ort, d.h. der gleichen Verengung auftreten, ist dies ein weiterer Hinweis darauf, dass es sich tatsächlich um den Effekt der Frequenzverdopplung handelt. Andererseits müsste angenommen werden, dass es sich dabei um eine weitere Mode handelt, die zufällig im Bereich der doppelten Frequenz liegt.

Um die Eigenschaften der zweiten Harmonischen, die die höhere Intensität zeigt und in Abbildung 30 bei 10,8 GHz liegt, näher zu charakterisieren wurden ortsaufgelöste Messungen quer zur Struktur im Bereich des Ortes A, d.h. der schmalen Verengung ausgeführt. Für deren Frequenz wurde der Intensitätsverlauf extrahiert und in Abbildung 32 zusammen mit der Intensitätsverteilung der Fundamentalen dargestellt. Interessant ist, dass die zweite Harmonische

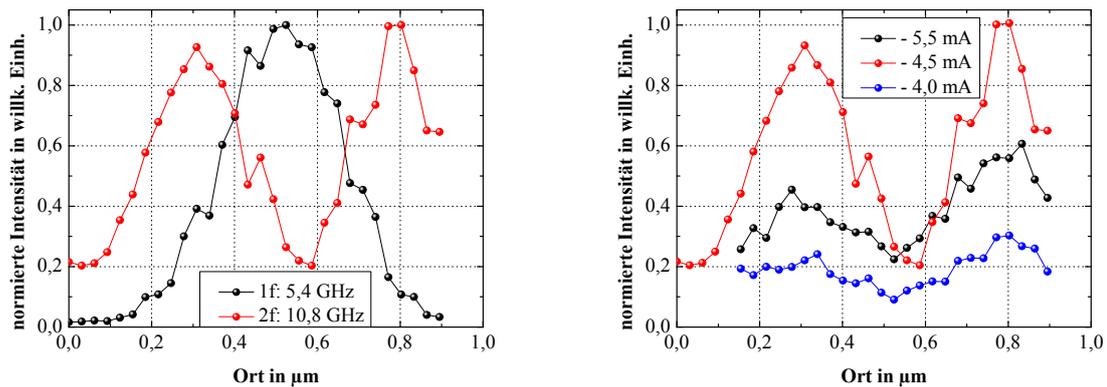


Abbildung 32: Links: Darstellung des Intensitätsverlaufs der Fundamentalen und 2. Harmonischen am Ort A (schmalere Verengung), an dem beide Moden lokalisiert sind. Das Intensitätsmaximum der frequenzverdoppelten und der fundamentalen Mode fällt nicht zusammen. Rechts: Intensitätsverlauf der zweiten Harmonischen am Ort A in Abhängigkeit der Stromstärke. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

ihre Intensitätsmaxima am Rand der Struktur zeigt. Der durch die orts aufgelösten Messungen bestimmte Abstand beträgt ca. 470 ± 50 nm. Die ermittelte Breite der Verengung am Ort A beträgt nach Vermessung im SEM ca. (434 ± 20) nm. Aus diesem Grund liegt die Annahme nahe, dass die doppelte Frequenz an den Kanten auftritt. Die Fundamentale zeigt hingegen ihr Intensitätsmaximum zwischen den beiden Intensitätsmaxima der zweiten Harmonischen. Dies ist interessant, da die vorangegangene Vermutung der Entstehung darauf beruhte anzunehmen, dass Magnonen der doppelten Frequenz nur dort mit hoher Wahrscheinlichkeit erzeugt werden können, wo die fundamentale Mode ihre maximale Intensität zeigt. Im rechten Diagramm der Abbildung 32 wird der Intensitätsverlauf der zweiten Harmonischen in Abhängigkeit der Stromstärke dargestellt. Die maximale Intensität ergibt sich für $-4,5$ mA. Wie zu sehen wurde auch bei -4 mA und $-5,5$ mA das Auftreten der frequenzverdoppelten Mode beobachtet. Es ist auf den ersten Blick verwunderlich, dass bei $-4,5$ mA die höchste Intensität erfasst wurde. Unter Bezug auf die anfängliche Vermutung, müsste die maximale Intensität der zweiten Harmonischen dann auftreten, wenn die Fundamentale ihre maximale Intensität zeigt. Nach Abbildung 25 wird die maximale gemessene Intensität für Stromstärken zwischen $-3,5$ mA und -4 mA erreicht. Für den Wert $-4,5$ mA und höhere Werte hingegen, ist die gemessene Intensität bereits auf ca. 50 % abgefallen. Wie bereits diskutiert, kann die Ursache für den gemessenen Abfall der Intensität auch durch messtechnische Gründe bedingt sein.

Durch die Beobachtung der zweiten Harmonischen ergibt sich jedoch ebenfalls ein weiterer Blickwinkel. Da für die Erzeugung eines Magnons mit doppelter Frequenz jeweils zwei Magnonen mit einfacher Frequenz vernichtet werden müssen, kommt es auch dadurch zu einer Intensitätsabnahme der Fundamentalen. Der starke Rückgang der Intensität dieser wird auch gerade für die Stromstärke beobachtet, an der die höchste Intensität der frequenzverdoppelten Mode erfasst wurde. Weiterhin fällt auf, dass die gemessene Intensität der zweiten Harmonischen bei

-5,5 mA wieder abfällt. Unter der Annahme, dass die Intensitätsabnahme der Fundamentalen bei hohen Stromstärken eine messtechnische Ursache hatte, aber die Intensität tatsächlich stieg, wäre eigentlich anzunehmen, dass auch die Intensität der zweiten Harmonischen weiter steigen müsste. In diesem Fall würde allerdings auch die Mode bei doppelter Frequenz diesem Effekt unterliegen. Demnach müsste ihre Intensität ebenfalls mit steigender Stromstärke abfallen. Dies stimmt qualitativ mit den gemachten Beobachtungen überein.

Für den Fall, dass die Fundamentale tatsächlich an Leistung einbüßt, wäre ebenso ein Abfall der Intensität der zweiten Harmonischen zu beobachten. Die Besonderheit ist dennoch nicht der Intensitätsverlauf mit der Stromstärke, sondern über dem Ort quer zur Struktur. Das Auftreten von zwei getrennten Oszillationsorten, die jedoch mit der exakt gleichen Frequenz oszillieren, weist auf eine Synchronisation zwischen ihnen hin. Dafür muss allerdings eine Verbindung zwischen ihnen bestehen. Da es sich um eine zweite Harmonische handelt, besteht die Verbindung über die Magnonen der einfachen Frequenz. Da diese allerdings an einem anderen Ort auftreten, ist es schwierig eine einfache Erklärung zu finden. Möglicherweise handelt es sich um eine stehende Spinwelle über die Breite des Verengung, wobei die maximale Amplitude am Rand erreicht wird. Außerdem wäre denkbar, dass sich aufgrund der Größen, wie z.B. das inhomogene Entmagnetisierungsfeld oder inhomogene Oerstedfeld, die in das effektive Feld eingehen, lokale Feldminima ausbilden, die wie Potentialtröge für Spinwellen fungieren.

In [62] wurde das Auftreten einer höherfrequenten Mode in Bereichen lokaler Feldabsenkung gezeigt. Dabei handelte es sich allerdings nicht um die zweite Harmonische. In [61], wo ein ähnliches System mit zwei Verengungen mit der Magnetisierungslage in der Schichtebene simuliert wurde, wurde ebenfalls die frequenzverdoppelte Mode an den Kanten der Verengung in einem sehr begrenzten Probenbereich gefunden. Dabei war allerdings die Magnetisierung um einen gewissen Winkel zur Längsrichtung der Struktur verkippt, was zu einer leichten Asymmetrie führte. In Abbildung 33 wird der Intensitätsverlauf der 2. Harmonischen bei ca. 10 GHz gezeigt. Für diese Mode fällt das Intensitätsmaximum mit dem der Fundamentalen zusammen.

Somit zeigt sich ein anderes Verhalten im Vergleich zu der anderen erfassten Mode mit doppelter Frequenz. Hier scheint die Annahme zu stimmen, dass die Intensität der frequenzverdoppelten Mode dort am höchsten ist, wo die Mode mit einfacher Frequenz auch die maximale Intensität zeigt. Warum sich für beide höheren Harmonischen ein abweichendes Verhalten zeigt,

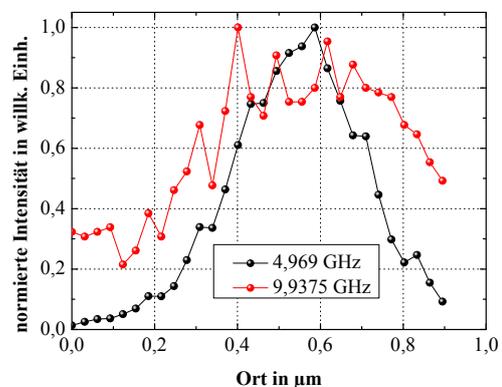


Abbildung 33: Darstellung des normierten Intensitätsverlauf der 2. Harmonischen bei ca. 10 GHz und deren Fundamentale quer zur Struktur. Hier zeigt sich, dass die Intensitätsmaxima beider Moden am gleichen Ort liegen. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

te, konnte nicht geklärt werden.

Ein weiterer interessanter Effekt lies sich aus den aufgenommenen Spektren an den jeweiligen Orten quer über den Streifen extrahieren. In Abbildung 34 wird der gemessene Frequenzverlauf quer über die Verengung am Ort A dargestellt. Die an den einzelnen Orten aufgenommenen Moden der doppelten Frequenz wurden mit einem Lorentz-Peak gefittet und die Frequenz über dem Ort dargestellt. Es zeigt sich, dass die Frequenz von außen in die Struktur hinein abnimmt. Dabei werden nur die Punkte dargestellt, für die ein Fit sinnvoll war. Damit sind die Bereiche gemeint, in denen die Intensität deutlich über dem Rauschlevel lag. Der Bereich im Mittelpunkt der Struktur wurde aus diesem Grund ausgeschlossen. Weiterhin wird der Frequenzverlauf der Fundamentalen dargestellt. Die eingezeichneten blauen Linien kennzeichnen die Orte, an denen

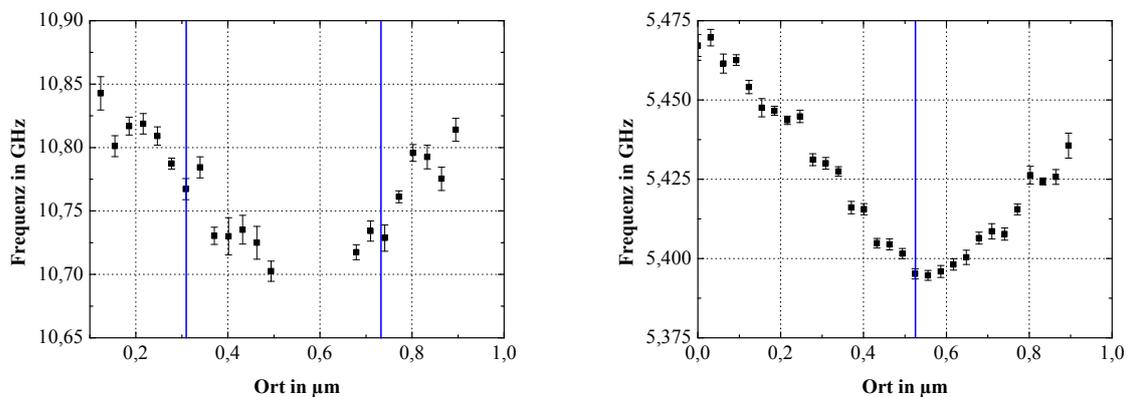


Abbildung 34: Links: Frequenzverlauf am Ort A (schmalere Verengung) bei $-4,5$ mA quer über die Struktur für die zweite Harmonische. Rechts: Frequenzverlauf am Ort A bei $-4,5$ mA quer über die Struktur für die fundamentale Mode. blaue Linien kennzeichnen die Orte maximaler Intensität.

die maximale Intensität der Moden gemessen wurde. Bei der Interpretation dieser Darstellungen ist zu beachten, dass der Laserfokus auf der Probe einen Durchmesser von ca. 300 nm aufwies. Somit wird bei der Messung an einem Ort immer in gewisser Weise über einen Bereich mit verschiedenen Frequenzen gemittelt. Somit ist anzunehmen, dass die gemessene Frequenz an den Kanten, wo die zweite Harmonische ihre höchste Intensität aufweist, tatsächlich bei höheren Werten liegt. Dies ist auch der Grund warum über einen viel breiteren Bereich im Vergleich zur tatsächlichen Strukturbreite die Frequenz eine Variation zeigt. Bevor die Struktur in vollem Umfang vom Laserfokus erfasst wurde, fand in seinen Randbereichen bereits die inelastische Lichtstreuung statt, wobei nur die Kanten der Struktur erfasst wurden. In diesem Fall wird somit die Frequenz, die tatsächlich an der Kante vorherrscht exakter bestimmt. Allerdings ist die an diesem Punkt gemessene Intensität geringer. Somit nimmt auch der Einfluss des Rauschens auf die Frequenzmessung zu. Um die Frequenzänderung quer zur Struktur am Ort der schmaleren Verengung zwischen fundamentaler und frequenzverdoppelter Mode zu vergleichen, wurden die Frequenzänderungen in beiden Darstellungen jeweils für den abfallenden und ansteigenden Ast durchgeführt. Es wurde die Annahme getroffen, dass die Frequenzänderung für die 2. Harmonische zweimal so groß sein müsse, wie die Frequenzänderung der einfachen Mode, falls

es sich tatsächlich um einen Frequenzverdopplungseffekt halten sollte. Durch die Verdopplung würde sich demnach die doppelte Frequenzänderung mit dem Ort ergeben. In Tabelle 4 werden die einzelnen ermittelten Parameter dargestellt. Wie zu sehen, nimmt die Frequenzänderung

Tabelle 4: Gegenüberstellung der Frequenzänderungsparameter für die Fundamentale und 2. Harmonische am Ort A bei -4,5 mA

	Frequenzänderung/ Weg für die Fundamentale	Frequenzänderung/ Weg für die 2. Harmonische	Verhältnis
linker Ast	$-146 \pm 20 \text{ MHz}/\mu\text{m}$	$-353 \pm 40 \text{ MHz}/\mu\text{m}$	2,4
rechter Ast	$149 \pm 20 \text{ MHz}/\mu\text{m}$	$408 \pm 40 \text{ MHz}/\mu\text{m}$	2,7

mit dem Ort für die Fundamentale kleinere Werte an, als für die 2. Harmonische. Dennoch wird das Verhältnis von 2 bei beiden überschritten. Der Grund dafür kann zum einen eine zu klein bestimmte Frequenzänderung für die Fundamentale oder eine zu groß bestimmte Frequenzänderung für die 2. Harmonische sein.

Durch die bereits angesprochene Mittlung der Frequenzen durch die gleichzeitige Erfassung mehrere Orte durch den endlichen Strahldurchmesser auf der Probe, wird die Frequenzänderung pro Wegschritt für die Fundamentale zu klein bestimmt. Denn bereits wenn der Laserspot die Kante der Struktur erreicht hat, wird der erfasste Frequenzwert durch die hochintensive Oszillation im Mittelpunkt der Struktur beeinflusst. Da sie dort niedrigere Werte annimmt, wird der gemessene Wert für den Randbereich abgesenkt. Dadurch wird der Anstieg des Messwertverlaufs von der Mitte zum Rand zu klein bestimmt. Für die zweite Harmonische gilt ein ähnlicher, aber umgekehrter Einfluss, da hier die Intensität am Rand am größten ist. Daraufhin werden die bestimmten Frequenzen zur Mitte hin zu groß bestimmt. Da der relative gemessene Intensitätsunterschied zwischen Zentrum und Rand der Struktur für die Fundamentale am größten ist, ist auch der relative Einfluss auf die Frequenzänderung pro Weg am größten, sodass sich dieser Wert im relativen Vergleich mehr verkleinert, als der Wert für die Frequenzänderung pro Weg für die 2. Harmonische. Dies lieferte einen Beitrag dazu, dass das Verhältnis größer als 2 bestimmt wurde. Aufgrund der geringeren Intensität der zweiten Harmonischen, kann man allerdings annehmen, dass hier eine größere Abweichung durch überlagertes Rauschen eintrat. Im Folgenden sollen Überlegungen angestellt werden, welche Effekte zu einer Frequenzänderung quer zur Struktur führen können. Durch die Ausrichtung des äußeren Feldes senkrecht zur Längsachse der Struktur, wird die Gleichgewichtslage der Magnetisierung ebenfalls senkrecht zur Struktur ausgerichtet. Damit wird gleichzeitig die Richtung des Entmagnetisierungsfeldes festgelegt, welches antiparallel zur Magnetisierung orientiert ist. Dieses Entmagnetisierungsfeld ist außerdem inhomogen, da die Feldlinien an den Seitenflächen zusammenlaufen, während sie in der Strukturmitte einen größeren Abstand voneinander haben. Dies bedeutet, dass das Entmagnetisierungsfeld an den Strukturbegrenzungsflächen und -kanten größere Werte annimmt. Daraus ergibt sich, dass das effektive Feld an den äußeren Bereichen der Struktur abgeschwächt ist. Damit müsste allerdings eine Frequenzabsenkung eintreten, wie in Kapitel 2.2

erläutert wurde.

Weiterhin erzeugt das durch den Strom hervorgerufene Oerstedfeld ebenfalls einen inhomogenen Anteil zum effektiven Feld. Dieses reduziert das effektive Feld in der Mitte der Struktur stärker als an den Randbereichen. Damit ergibt sich ein Einflussfaktor, der dazu führt, dass die Frequenzen in der Mitte der Struktur niedriger liegen müssen als am Rand. Außerdem ist die Komponente des Oerstedfeldes, welche aus der Schichtebene herausragt an den Ränder am größten. Somit kommt es ebenfalls zu einer geringfügigen Auslenkung der Magnetisierung aus der Ebene heraus. Damit sinkt allerdings auch der Betrag des nichtlinearen Frequenzshiftparameters [8]. D.h. das bei gleicher Stromdichte dennoch unterschiedliche Frequenzen erreicht werden können und die Frequenzverschiebung am Rand langsamer mit Zunahme der Stromstärke fortschreitet als in der Mitte der Struktur. Dies ist ein weiterer Effekt, der die unterschiedlichen Frequenzwerte für eine feste Stromstärke zwischen Rand und Zentrum erklären könnte.

Ein weiterer Einflussfaktor könnte die Stromdichteverteilung quer zur Struktur darstellen. Wie bereits festgestellt wurde, nimmt mit höherer Stromdichte die Frequenz der Oszillationen ab. Somit müsste eine Begründung gefunden werden, weshalb die Stromdichte in der Mitte der Struktur höher ist. Obwohl die Struktur mit 1,5 nm Chrom beschichtet wurde, um Oxidation zu vermeiden, besteht die Möglichkeit, dass eine Oxidation von den Seiten eintreten kann. Möglicherweise besteht dies in geringfügiger Weise, sodass eine Erniedrigung der spezifischen Leitfähigkeit an den Grenzflächen einsetzt, sodass dort ein niedrigerer Strom fließt und die Frequenz weniger stark absinkt, als im zentralen Bereich.

Eine weitere Betrachtung soll die Wärmeverteilung einschließen. Durch den Ladungsstrom durch die Struktur wird aufgrund des von null verschiedenen ohmschen Widerstands Wärme erzeugt, die nach außen abfließen muss. Somit liegt es nahe, dass ein Temperaturgradient vom Mittelpunkt der Struktur nach außen vorliegen muss, wobei im Mittelpunkt die höchste Temperatur herrscht. Die Magnetisierung zeigt eine Abhängigkeit von der Temperatur. Sie nimmt ab, wenn die Temperatur steigt. Die Magnetisierung bzw. Sättigungsmagnetisierung übt wiederum einen Einfluss auf die Frequenz der Oszillationen aus. Je größer der Wert der Magnetisierung, desto höher ist auch die erzeugte Frequenz. Ist somit diese aufgrund der Temperatur in der Mitte der Struktur abgesenkt, muss dort die erzeugte Frequenz abnehmen.

Eine weitere Erklärung für eine lokale Absenkung des effektiven Feldes wird in [62] gegeben. Dort wird durch Simulationen gezeigt, dass durch die dynamische Auslenkung der Magnetisierung bei der Präzession die in der Ebene liegende Komponente der Magnetisierung im zeitlichen Mittel deutlich abnehmen und sogar dem äußeren Feld entgegengesetzt ausgerichtet sein kann. Dadurch kann es lokal zu einer Absenkung des effektiven Feldes kommen, wodurch sich Potentialmulden links und rechts der starken Oszillation ausbilden können, die wiederum den Oszillationsort für eine Mode mit höherer Frequenz bilden. Somit herrschten in dieser Simulation ähnliche Bedingungen wie im vorliegenden Fall. Auch hier gibt es eine starke Oszillation in der Strukturmitte. Die höherfrequente Mode, die die zweite Harmonische darstellt, wird dabei links und rechts von dieser Oszillation beobachtet. Dies kann somit eine Erklärung für das Auf-

finden der frequenzverdoppelten Mode an zwei verschiedenen Orten liefern. Weiterhin wird in dieser Veröffentlichung eine Begründung angegeben, weshalb es bei zunehmender Stromstärke zu einer Abnahme der Intensität der höheren Mode kommen kann. Durch die Änderung des Oerstedfelds und die Änderung der Magnetisierungspräzession könnte sich die Potentiallandschaft derart ändern, dass sich keine lokalen Potentialmulden mehr ausbilden oder ihre Ausprägung abnimmt. Dadurch würde die Intensität der höheren Mode verringert werden, wie auch im vorliegenden Fall bei -5,5 mA.

Diese rein qualitativen Betrachtungen können damit eine Erklärung für das aufgenommene Verhalten liefern. Am Ende dieses Abschnittes soll noch erwähnt sein, dass für die breitere Verengung am Ort B keine zweite Harmonische beobachtet wurde. Obwohl diese Mode eine höhere Intensität aufweist, als die Oszillation am Ort A mit ca. 5 GHz, konnte keine Frequenzverdopplung dieser Mode festgestellt werden. Weshalb dieses Verhalten nicht zeigte, konnte nicht abschließend geklärt werden. Durch die größere Breite gelten sowohl andere Randbedingungen, die für eine stehende Spinwelle ausschlaggebend wären, aber auch andere Begebenheiten hinsichtlich des effektiven Feldes, welches sich durch ein anderes dort vorherrschendes Oerstedfeld und Entmagnetisierungsfeld ergibt. Eine von der schmaleren Verengung abweichende Temperaturverteilung könnte ebenfalls einen Einfluss ausüben.

4.2 Oszillationsverhalten bei Modulation der Versorgungsstromstärke

4.2.1 Proben- und Messgeometrie

In diesem Abschnitt wird ein Experiment zur Beeinflussung der Frequenz der Auto-Oszillationen durch die Modulation der Stromstärke vorgestellt. Dabei wurde nicht die in Abschnitt 4.1 verwendete, sondern eine unter gleichen Bedingungen hergestellte, auf dem gleichen Chip befindliche Struktur verwendet. In Abbildung 35 wird diese dargestellt. Unter Berücksichtigung der Messabweichungen kann angenommen werden, dass diese Struktur nur eine geringfügige Abweichung von der zuvor betrachteten Struktur zeigt. Wie dargestellt, ist das äußere magnetische Feld mit 50 mT senkrecht zur Längsachse der Struktur ausgerichtet. Der Gesamtstrom setzt sich aus einem Gleich- und Wechselanteil zusammen. Die Richtung des in der Struktur fließenden Gleichstromanteils steht senkrecht zum äußeren magnetischen Feld. Auch hier zeigt die Polarisation der in die ferromagnetische Schicht injizierten Elektronen in die entgegengesetzte Richtung im Vergleich zum äußeren Feld. Dadurch kommt es zur Anregung von Auto-Oszillationen. Die Besonderheit besteht nun darin, dass diesem Gleichstrom ein Wechselstrom im Frequenzbereich der Auto-Oszillationen überlagert ist. Die Beeinflussung von Oszillatoren mit dieser Methode wird in der Literatur als „*injection locking*“ bezeichnet, wenn sich durch die zusätzlich etablierte Wechselspannung die Frequenz der Oszillationen steuern lässt. Die Probe wurde durch ein Bias Tee mit dem Mikrowellenstromgenerator und der Gleichstromquelle verbunden. Dadurch wurde verhindert, dass Gleichströme in den Mikrowellengenerator bzw. Wechselströme in die Gleichstromquelle fließen können.

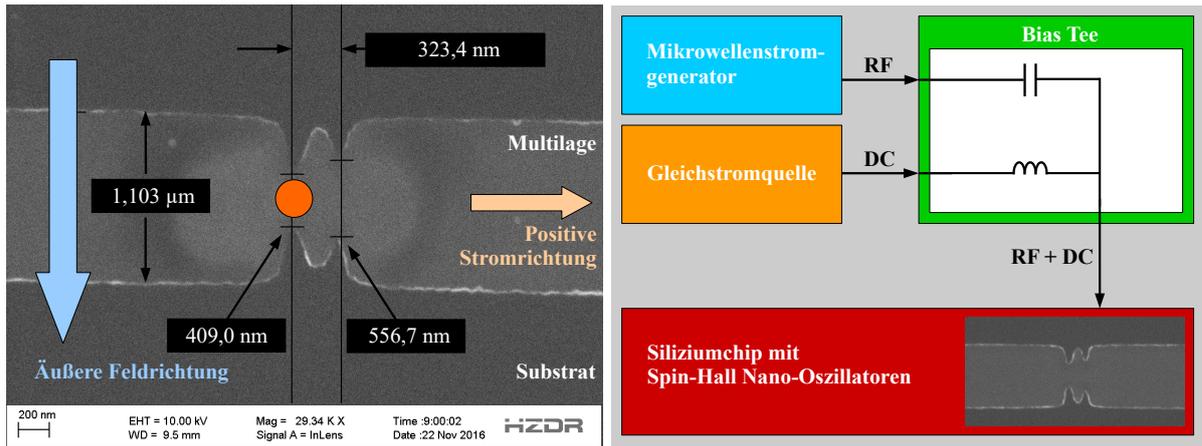


Abbildung 35: links: SEM-Bild der Struktur mit lokalen Verengungen zur Stromdichteerhöhung. Dem senkrecht zum äußeren Feld (50 mT) orientierten Gleichstrom (-3 mA) ist ein Wechselstromanteil überlagert. Der Gleichstrom sorgt für die Erzeugung von Auto-Oszillationen. Durch den zusätzlichen Wechselstrom lässt sich die Frequenz dieser beeinflussen. Der orange Punkt kennzeichnet die untersuchte Verengung und Position des Laserfokus während der Messung. Die Leistung betrug ca. 1,5 mW. Die Aufnahme wurde nach den Messungen vorgenommen und zeigt eine Kontrastvariation im Bereich der Verengungen. Hervorgerufen wurde diese wahrscheinlich durch die hohe Stromdichte und die daraus resultierende Erwärmung. Rechts: Mikrowellengenerator und Gleichstromquelle sind durch ein Bias Tee mit der Probe verbunden. Dadurch wird verhindert, dass Gleichströme in den Mikrowellengenerator bzw. Wechselströme in die Gleichstromquelle fließen können.

4.2.2 Beeinflussung der Oszillationen durch zusätzlichen Mikrowellenstrom

Die Untersuchung erfolgte nur im Bereich der schmalsten Verengung und bei einem Gleichstrom von -3 mA, bei dem die breitere Verengung noch keine Auto-Oszillationen zeigte. Abbildung 36(a) zeigt das Spektrum der Auto-Oszillationen an diesem Ort. Es wird nur durch einen Peak geprägt, der die Oszillationen in der schmaleren Verengung widerspiegelt. Zusätzlich wurde dem Gleichstrom ein Mikrowellenstrom im Frequenzbereich von 4,5 GHz bis 6,5 GHz mit der Schrittweite von 0,02 GHz überlagert und die Beeinflussung der Auto-Oszillationen beobachtet. Zwar wurde eine hohe Leistung von 8 dBm gewählt, jedoch kann man nicht davon ausgehen, dass diese Leistung tatsächlich an der Probe ankam. Durch den Weg durch Verbindungskabel, Schalter, Bias Tee und Probenkontaktierung muss davon ausgegangen werden, dass ein signifikanter Anteil der Leistung absorbiert bzw. reflektiert wurde. Als die Frequenz des angelegten Wechselstroms in den Bereich der Frequenz der Auto-Oszillationen von ca. 5,6 GHz gelangte, gab es eine eindeutige Verhaltensänderung, die in Abbildung 36(b) als Übersicht dargestellt wird. Diese zeigt die Anpassung der Frequenz an die von außen vorgegebene Wechselstromfrequenz, die durch die weiße Linie gekennzeichnet wird. Dabei wurde außerdem eine Intensitätserhöhung beobachtet. Die einzelnen Spektren wurden mit der Lorentz-Funktion gefittet und die erhaltenen Parameter Intensität, Frequenz und Linienbreite als Funktion der Wechselstromfrequenz in den Abbildungen 36(c) und 36(d) dargestellt. Die Frequenz der Auto-Oszillationen weicht, wie dargestellt, zwischen ca. 5,2 GHz und 5,8 GHz von ihrem vorherigen Wert ab. Dabei kommt es ab ca. 5,2 GHz zu einer allmählichen Annäherung der Frequenz an

die von außen vorgegebenen Frequenz, die als rote Linie in das Diagramm eingetragen wurde. Sie folgt dieser bis ca. 5,7 GHz. Während dieses Intervalls kam es zuerst zu einem Anstieg der Linienbreite bis ca. 5,36 GHz. Danach folgte ein Abfall der Linienbreite bis ca. 5,5 GHz und ein weiterer Anstieg bis ca. 5,72 GHz, bevor sich die Linienbreite wieder ihrem Ausgangswert annäherte. Durch die Verbreiterung der Linien durch das Messsystem ist anzunehmen, dass diese tatsächlich deutlich schmaler ist. Durch die Annäherung der von außen vorgegebenen Frequenz an die Frequenz der Auto-Oszillationen werden vorerst die Frequenzen am Rand der Frequenzverteilung der Auto-Oszillationen stabilisiert. Dies führt jedoch zu einer geringfügigen Störung, die die Linienbreite in diesem Bereich ansteigen lässt. Dies gilt ebenfalls für den Frequenzbereich, der oberhalb der Frequenz der Auto-Oszillationen liegt. Nur in dem Bereich, in dem die äußere Frequenz und die Frequenz der Auto-Oszillationen nahezu übereinstimmt, kommt es zu einer deutlichen Verringerung der Linienbreite. In diesem Bereich kommt es ebenfalls zu einer Erhöhung der Intensität. Eine mögliche Interpretation dieses Effekts liegt darin, dass es durch die äußere Anregung zu einer Stabilisierung der Auto-Oszillationsfrequenz und Reduktion des Phasenrauschens kam, die mit einer Verringerung der Linienbreite einherging. Dadurch kam es zu einer Verschmälerung und zum Anstieg des Peakmaximums im Spektrum. Im Frequenzbereich der Linienverbreiterung lässt sich hingegen eine Abnahme der Intensität verzeichnen. Durch die Verbreiterung, die wie bereits angesprochen als äußere Störung interpretiert werden kann, nimmt das Peakmaximum ab. Im Folgenden soll der Koppelmechanismus zu den Auto-Oszillationen diskutiert werden. Der Wechselstrom, der dem Gleichstrom überlagert ist, moduliert die Energiezufuhr, die die Dämpfungskompensation und damit Auto-Oszillationen ermöglicht.

Weiterhin wird durch diesen Wechselstrom das erzeugte Oerstedfeld moduliert. Zum einen kann dieses dynamische Feld selbst einen Einfluss auf die dynamische Magnetisierung ausüben und zum anderen moduliert es die Feldlandschaft der untersuchten Probe. Eine Aussage darüber zu treffen, welche der Beeinflussungen maßgeblich ist, ist schwierig.

In der vorhandenen Messgeometrie, in der die Stromstärkerichtung und das äußere Feld senkrecht zueinander stehen, ist die Spinwellenanregung durch das dynamische Oerstedfeld minimiert. Maximale Spinwellenanregung wäre zu erwarten, wenn der Strom in die Richtung des effektiven Feldes fließen würde. Diese Geometrie wird z.B. dann ausgenutzt, wenn eine Spinwelle über eine äußere Antenne in einem ferromagnetischen Streifen angeregt werden soll. Dabei liegt die Antenne senkrecht zum Streifen, damit das Oerstedfeld beim Stromfluss durch die Antenne eine Variation entlang der ferromagnetischen Struktur zeigt. Dadurch werden die magnetischen Momente nahe der Antenne stärker beeinflusst. Ein dadurch erzeugter Ungleichgewichtszustand äußert sich dann durch die Ausbreitung von Spinwellen. Da im vorliegenden Experiment der Wechselstrom durch die Struktur selbst fließt, erstreckt sich das Oerstedfeld entlang der gesamten Struktur und es besteht kein Winkel zwischen diesem und den magnetischen Momenten, wodurch es im Idealfall zu keiner Anregung von Spinwellen kommen kann. Da allerdings durch den Herstellungsprozess gewisse Abweichungen der Form entlang der Struktur

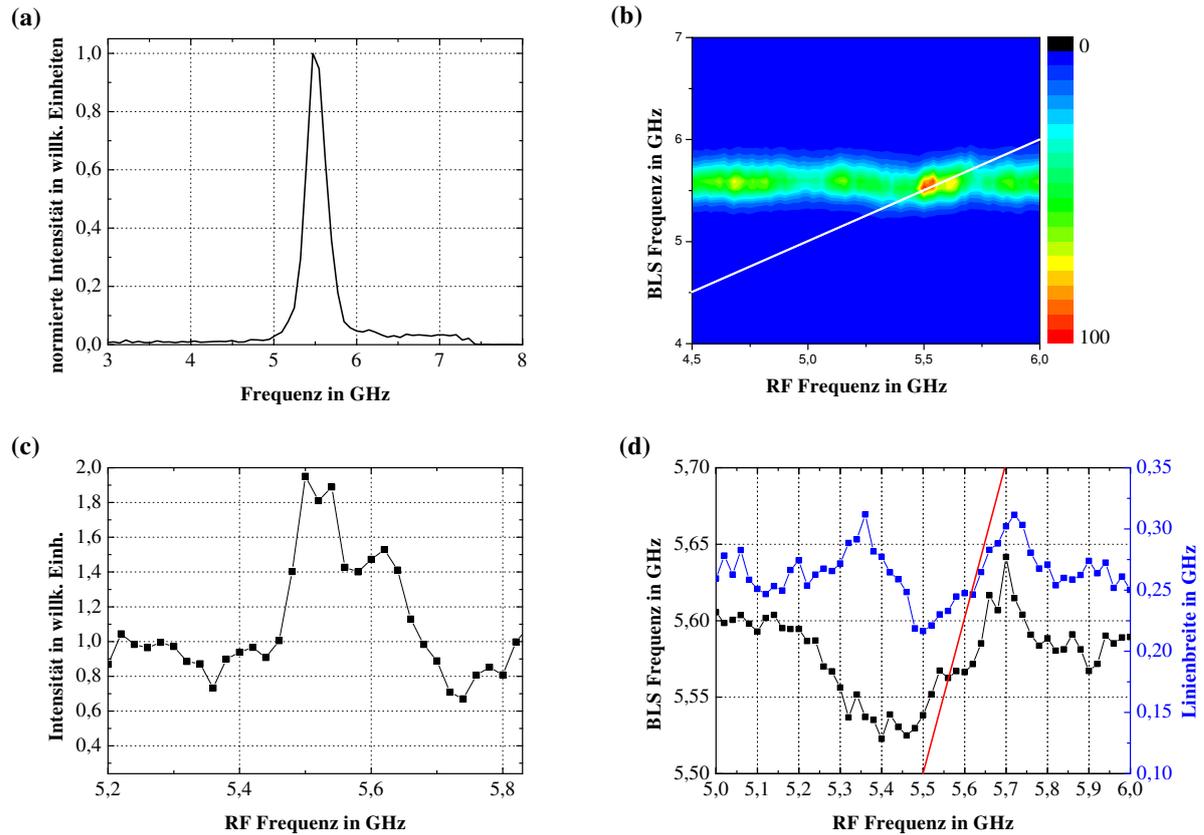


Abbildung 36: (a): Spektrum am Messort (schmalste Verengung) bei einer Gleichstromstärke von -3 mA. Nur die Auto-Oszillation der schmalen Verengung tritt im Spektrum auf. (b): Verlauf der Auto-Oszillationsfrequenz während zusätzlicher Etablierung eines Wechselstroms (Ausgangsleistung 8 dBm). Änderung der Frequenz und der Intensität, wenn äußere Frequenz nahezu mit Auto-Oszillationsfrequenz übereinstimmt. (c): Verlauf der Intensität der Auto-Oszillationen mit der Wechselstromfrequenz. Die maximale Intensität wird erreicht, wenn äußere Frequenz und Frequenz der Auto-Oszillationen übereinstimmen. (d): Verlauf der Frequenz und Linienbreite der Auto-Oszillationen mit der Wechselstromfrequenz. Die rote Linie kennzeichnet den Fall Auto-Oszillationsfrequenz = Wechselstromfrequenz. Die Frequenz der Auto-Oszillationen lässt sich zwischen 5,2 GHz und 5,8 GHz von außen beeinflussen. Die Linienbreite wird dann maximal, wenn die Auto-Oszillationen zu anderen Frequenzen gezwungen werden. Die Linienbreite zeigt dort ein Minimum, wo die äußere Frequenz nahezu identisch mit der Auto-Oszillationsfrequenz ist und die Intensität ihr Maximum zeigt. Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Übersichtlichkeit und stellen keinen funktionalen Zusammenhang dar.

unausweichlich sind und im Bereich der Verengungen die Stromstärke eine Divergenz zeigt und damit Anteile vorhanden sind, die nicht senkrecht zum effektiven Feld stehen, ist dennoch eine gewisse Anregung durch das dynamische Oerstedfeld zu erwarten. Außerdem lässt sich die Probe nur im Rahmen einer gewissen Abweichung perfekt senkrecht zum äußeren Feld ausrichten. Daraus folgt, dass die gemessene Zunahme der Intensität im Bereich der Frequenzgleichheit zwischen Wechselstrom und Auto-Oszillationen nicht nur durch die Reduktion des Phasenschwunds, sondern auch zu einem gewissen Anteil aus der zusätzlichen Spinwellenanregung hervorgegangen sein könnte.

In [71] wurde ebenfalls durch zusätzliche Etablierung eines Mikrowellenstromes das Verhalten

eines Spin-Hall Nano-Oszillators beeinflusst, dessen Funktion allerdings nicht auf dem Prinzip lokaler Stromdichteerhöhung, sondern auf dem Prinzip lokaler Strominjektion beruhte. Dabei wurde eine Steuerung der Frequenz von außen in einem Bereich von ca. 0,5 GHz erreicht. Dieser Wert liegt damit in der gleichen Größenordnung, wie hier im Experiment beobachtet wurde. Es ist zu beachten, dass die hier vorgestellten Messwerte keine vollständige Charakterisierung des Verhaltens des Bauteils bei zusätzlicher Mikrowellenanregung darstellen. Vielmehr sollte die Beeinflussbarkeit der verwendeten Spin-Hall Nano-Oszillatoren gezeigt werden und dessen Nachweisbarkeit mit dem μ BLS-Aufbau.

Weitere Untersuchungen sollten die Abhängigkeit des Kopplungsintervalls von der etablierten Gleichstromkomponente und von der Mikrowellenleistung bei konstanter Gleichstromkomponente einschließen, wie in [36, 37] für die artverwandten Spin-Transfer Nano-Oszillatoren (STNO) gezeigt wurde. Weiterhin sollte der Einfluss des äußeren Feldes auf das Kopplungsintervall eingeschlossen werden. Für STNO wurde auch bereits die Kopplung bei ganzzahligen und gewissen rationalen Vielfachen der Auto-Oszillationsfrequenz untersucht [38], was für die SHNO ebenfalls interessant wäre. Weiterhin könnte die Beeinflussbarkeit der Oszillationen durch eine äußere Antenne, die von einem Wechselstrom getrieben und parallel oder senkrecht zur Längsachse der Struktur ausgerichtet sein kann, untersucht werden. Dies hätte den Vorteil, dass der Mikrowellenstrom nicht durch den Oszillator an sich fließt, wodurch sich die möglichen Koppelmechanismen nur auf die Feldvariation beschränken würden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden Spin-Hall Nano-Oszillatoren mit lokalen Stromdichteerhöhungen aufgrund lateraler Beschränkung untersucht, wobei die Magnetisierung in der Schichtebene lag und durch ein äußeres Magnetfeld in eine Richtung ausgerichtet wurde. Es konnte gezeigt werden, dass durch gleichförmige Energiezufuhr mittels eines Gleichstromes im mA-Bereich Oszillationen der Magnetisierung im GHz-Bereich angeregt werden können.

Bevor auf die Experimente, Messergebnisse und deren Interpretation eingegangen wurde, wurden grundlegende Eigenschaften und Ursachen des Ferromagnetismus in Festkörpern dargestellt. Es folgte ein Abriss zu den Grundlagen der Magnetisierungsdynamik, die das Verhalten ferromagnetischer Eigenschaften außerhalb des Grundzustandes beschreibt. Nach der Erläuterung des Spin-Transfer-Torque-Effekts und des Spin-Hall Effekts war das Fundament für das Verständnis der experimentellen Arbeiten gelegt. Weiterhin wurde ausführlich auf das verwendete μ BLS-Messsystem eingegangen, welches für die optische Untersuchung der Magnetisierungspräzession zum Einsatz kam. Die eigenständige Herstellung der Spin-Hall Nano-Oszillatoren in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2$ für diese Masterarbeit und weitere Strukturen, welche das Verfahren der Elektronenstrahlolithographie beinhaltet, wurde ebenfalls dargestellt. Bevor auf die experimentellen Ergebnisse eingegangen wurde, wurden die bisherigen Forschungen auf diesem Gebiet und zukünftige Anwendungsmöglichkeiten dieser Oszillatoren vorgestellt.

Der erste Teil der experimentellen Untersuchungen konzentrierte sich auf die Stromstärkeabhängigkeit der untersuchten Auto-Oszillationen der Magnetisierung. Die Stromstärke des elektrischen Ladungsstromes ist über den Spin-Hall Effekt, der in der Platinlage des Bauteils auftritt, an den daraus resultierenden Spinstrom gekoppelt. Da dieser Spinstrom für die Dämpfungskompensation sorgt und damit einen direkten Einfluss auf die Oszillatoreigenschaften hat, ist diese Untersuchung ein wichtiger Bestandteil der Charakterisierung eines Spin-Hall Nano-Oszillators. Durch die Analyse der orts aufgelösten Erfassung der Spinwellenfrequenzspektren konnten die gefundenen Frequenzen den unterschiedlich breiten Bereichen der untersuchten Struktur zugeordnet werden. Dadurch wurde es möglich den Einfluss der Breite der Struktur auf die Oszillationseigenschaften ebenfalls zu untersuchen. Als Erklärung für das unterschiedliche Verhalten bei unterschiedlichen Breiten der Struktur wurde die Stromdichte gefunden. In dem schmalsten Bereich war sie am größten und dadurch wurde in diesem Gebiet ein höherer Spinstrom erzeugt. Mit diesem konnten größere Präzessionsamplituden der Magnetisierung stabilisiert werden. Mit anderen Worten bedeutet dies eine höhere Oszillationsintensität. Durch die nichtlineare Kopplung von Frequenz und Oszillationsamplitude wurden dadurch gleichzeitig niedrigere Frequenzen erreicht. Durch die erhöhte Oszillationsintensität wurde die Anfälligkeit auf thermische Fluktuationen verringert und aus diesem Grund eine niedrigere Linienbreite erzielt. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass bei geringerer Strukturbreite eine höhere Intensitätsänderung pro Stromstärkeänderung erreicht werden kann. Durch die Betrachtung der Ablei-

tung der Stromdichte nach der Stromstärke ergibt sich eine Konstante, die antiproportional zur Strukturbreite ist. Aufgrund dessen wächst die Stromdichte in den schmalen Bereichen bei der Erhöhung der Stromstärke schneller an, die aus den bereits genannten Gründen zu einem steileren Intensitätsanstieg führte.

Für die schmalste Verengung von 434 ± 20 nm wurde eine kritische Stromstärke von $3,0 \pm 0,1$ mA und ein Frequenzshift von $-0,24 \pm 0,02$ GHz/ mA bestimmt. Für die breitere Verengung von 564 ± 20 nm wurde hingegen ein kritischer Strom von $4,0 \pm 0,2$ mA und ein Frequenzshift von $-0,27 \pm 0,03$ GHz/ mA ermittelt. Die kritische Stromdichte liegt damit für beide bei ca. $1 \cdot 10^8$ A/ cm². Die Lokalisation der Magnetisierungsozillation konnte durch zwei grundlegende Modelle erklärt werden, die Gültigkeit besitzen, wenn die Magnetisierung, wie in diesem Fall, in der Schichtebene liegt. Zum einen können Potentialmulden für Spinwellen, die durch die Summe aller magnetischen Feldanteile entstehen, dazu führen, dass diese im Bereich der Entstehungsorte gefangen bleiben. Zum anderen gibt es das Modell eines stehenden, selbstlokalisierenden Spinwellenpakets, welches keine propagierenden Spinwellen aussendet. Weiterhin wurde das Auftreten der Frequenzverdopplung beobachtet und ortsaufgelöst quer zur Struktur untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass diese Oszillationen an den Kanten der Struktur auftraten, während die Fundamente in der Mitte der Struktur ihre höchste Intensität zeigten. Dieses Verhalten konnte bereits veröffentlichte Simulationsergebnisse anderer Autoren bestätigen. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die Intensität der frequenzverdoppelten Mode mit Erhöhung der Stromstärke ansteigt und beim höchsten verwendeten Stromstärkewert wieder abfällt. Das Verhalten der Frequenzverdopplung und der lateralen Eigenschaften konnte im Bearbeitungszeitraum dieser Masterthesis nur begrenzt untersucht werden und wird in den Fokus folgender Experimente mit diesen Bauteilen gerückt.

Im zweiten Abschnitt der experimentellen Ergebnisse wurde gezeigt, wie typische Auto-Oszillatoreigenschaften, wie Frequenz, Linienbreite und Intensität durch die Modulation der Versorgungsstromstärke beeinflussbar sind. So war es möglich den Auto-Oszillationen in der Nähe ihrer Frequenz, die Frequenz der äußeren Modulation aufzuzwingen und eine Beeinflussung über einen Bereich von ca. 600 MHz zu erreichen. Damit konnte eine geringfügige Intensitätserhöhung und Verringerung der Linienbreite der Auto-Oszillationen erreicht werden, die als Verringerung des Phasenrauschens interpretiert werden kann. Auch diese Untersuchungen benötigen für eine vollständige Charakterisierung weitere experimentelle Arbeit.

Für die zukünftige Verwendung dieser Art von Oszillatoren in der Kommunikationstechnologie müssen Wege gefunden werden, wie die Leistung erhöht und die spektrale Linienbreite verringert werden können. Vielversprechende Ansätze werden dabei bisher durch die Synchronisation mehrerer dieser Oszillatoren oder mit der Beeinflussung durch äußere Quellen, wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, verfolgt. Aussichtsreich ist dabei vor allem die Synchronisation mehrerer Oszillatoren durch propagierende Spinwellen. Zum jetzigen Zeitpunkt konnte die Synchronisation von Spin-Hall Nano-Oszillatoren mit lokalen Stromdichteerhöhungen bereits für bis zu 9 Oszillatoren in einer eindimensionalen Reihe gezeigt werden [28]. Für eine technische Anwen-

ding wäre jedoch schätzungsweise eine synchronisierte Anzahl an Oszillatoren von 10^2 bis 10^4 nötig [8]. Würden die Oszillatoren in einer Reihe angeordnet bleiben, würde der bedeutende Vorteil der geringen Größe verloren gehen. Aus diesem Grund müssen Möglichkeiten erforscht werden, wie diese in zweidimensionalen und auch dreidimensionalen Anordnungen miteinander synchronisiert werden können. Auf diesem Wege kann ebenfalls die Synchronisierbarkeit verschiedener Oszillatorgeometrien, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt wurden, untersucht werden. Weiterhin gilt es Materialien zu finden, die es erlauben auch ohne äußere Elektromagneten arbeiten zu können. Die Arbeit auf diesem Gebiet verspricht somit sowohl viele neue wissenschaftliche Erkenntnisse, als auch die Möglichkeit den technischen Fortschritt voranzutreiben.

Literatur

- [1] KHITUN, Alexander: Magnonic holographic devices for special type data processing. In: *Journal of Applied Physics* 113 (2013), Nr. 16, S. 164503.
 - [2] WAGNER, Kai ; KAKAY, A ; SCHULTHEISS, K ; HENSCHKE, A ; SEBASTIAN, T ; SCHULTHEISS, H: Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels. In: *Nature Nanotechnology* 11 (2016), S. 432–436.
 - [3] TIPLER, Paul A. ; MOSCA, Dietrich Gene P. Gene Pelte: *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. 2. dt. Aufl., hrsg. von Dietrich Pelte. Heidelberg : Spektrum Akad. Verl., 2004.
 - [4] ASHCROFT, Neil W. ; MERMIN, N. D.: *Festkörperphysik*. 4., verb. Aufl. München : Oldenbourg, 2013.
 - [5] NOLTING, Wolfgang Wolfgang N. Wolfgang Nolting: *Grundkurs: theoretische Physik*. 7. *Viel-Teilchen-Theorie*. 6., aktualisierte Aufl. Berlin; Heidelberg [u.a.] : Springer, 2005.
 - [6] IBACH, Harald ; LÜTH, Hans: *Festkörperphysik : Einführung in die Grundlagen; mit 18 Tafeln und 104 Übungen*. 7. Aufl. Berlin; Heidelberg : Springer, 2009.
 - [7] JANAK, J. F.: Uniform susceptibilities of metallic elements. In: *Phys. Rev. B* 16 (1977), S. 255–262.
 - [8] SLAVIN, Andrei ; TIBERKEVICH, Vasil: Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 45 (2009), Nr. 4, S. 1875–1918.
 - [9] KALINIKOS, B A. ; SLAVIN, A N.: Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 19 (1986), Nr. 35, S. 7013.
 - [10] DEVOLDER, T. ; KIM, J.-V. ; NISTOR, L. ; SOUSA, R. ; RODMACQ, B. ; DIENY, B.: Exchange stiffness in ultrathin perpendicularly magnetized CoFeB layers determined using the spectroscopy of electrically excited spin waves. In: *Journal of Applied Physics* 120 (2016), Nr. 18, S. 183902.
 - [11] SCHULTHEISS, Helmut: *Kohärenz und Dämpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen*, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Dissertation, 2010.
 - [12] RALPH, D. C. ; STILES, M. D.: Spin transfer torques. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 320 (2009), Nr. 7, S. 1190–1261.
-

-
- [13] SATTLER, Klaus D. (Hrsg.): *Handbook of nanophysics: Functional nanomaterials / Spin-Transfer Nano-Oscillators*. Bd. 5. Boca Raton [u.a.] : CRC Press, Taylor & Francis, 2011.
- [14] NAGAOSA, Naoto ; SINOVA, Jairo ; ONODA, Shigeaki ; MACDONALD, A. H. ; ONG, N. P.: Anomalous Hall effect. In: *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010), S. 1539–1592.
- [15] SINOVA, Jairo ; VALENZUELA, Sergio O. ; WUNDERLICH, J. ; BACK, C. H. ; JUNGWIRTH, T.: Spin Hall effects. In: *Rev. Mod. Phys.* 87 (2015), S. 1213–1260.
- [16] HOFFMANN, Axel: Spin Hall Effects in Metals. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 49 (2013), Nr. 10, S. 5172–5193.
- [17] HIRSCH, JE: Spin Hall effect. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1991), Nr. 9, S. 1834–1837.
- [18] DEMIDOV, Vladislav E. ; DEMOKRITOV, Sergej O. ; HILLEBRANDS, Burkard ; LAUFENBERG, Markus ; FREITAS, Paulo P.: Radiation of spin waves by a single micrometer-sized magnetic element. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 14, S. 2866–2868.
- [19] J. R. SANDERCOCK, JRS Scientific I.: *Tandem Fabry-Perot Interferometer TFP-1*. Unter: http://tablestable.com/uploads/ckeditor/TFP-1/Manual_TFP_1.pdf, Zugriff am 2016-12-04 18:30.
- [20] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik*. Bd. 2. 4. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer, 2006.
- [21] WITTKOWSKI, T.: *Brillouin-Lichtstreuuntersuchungen an Bornitridschichten*, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Dissertation, 2002.
- [22] VOGT, K.: *Zeit- und phasenaufgelöste Brillouin-Lichtstremikroskopie an propagierenden Spinwellen*, Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Diplomarbeit, 2005.
- [23] HULA, T.: *Analyse des Spinwellentransports in ferromagnetischen Nanostrukturen mit magnetooptischen Methoden*, Westsächsische Hochschule Zwickau, Fachbereich Physikalische Technik, Bachelorarbeit, 2016.
- [24] CHEN, Tingsu ; ET.AL.: Spin-Torque and Spin-Hall Nano-Oscillators. In: *Proceedings of the IEEE* 104 (2016), Nr. 10, S. 1919–1945.
- [25] DEMIDOV, Vladislav E. ; URAZHGIN, Sergei ; DEMOKRITOV, Sergej O.: Direct observation and mapping of spin waves emitted by spin-torque nano-oscillators. In: *Nature Materials* 9 (2010), S. 984–988.
- [26] YANG, Liu ; VERBA, Roman ; TIBERKEVICH, Vasil ; SCHNEIDER, Tobias ; SMITH, Andrew ; DUAN, Zheng ; YOUNGBLOOD, Brian ; LENZ, Kilian ; LINDNER, Jürgen ; SLAVIN,
-

Andrei N. ; KRIVOROTOV, Ilya N.: Reduction of phase noise in nanowire spin orbit torque oscillators. In: *Scientific Reports* 5 (2015), Nr. 16942

- [27] HOUSHANG, A. ; IACocca, E. ; DÜRRENFELD, P. ; SANI, S. R. ; AKERMAN, J. ; DUMAS, R. K.: Spin-wave-beam driven synchronization of nanocontact spin-torque oscillators. In: *Nature Nanotechnology* 11 (2015), S. 280–286.
- [28] AWAD, A. A. ; DÜRRENFELD, P. ; HOUSHANG, A. ; DVORNIK, M. ; IACocca, E. ; DUMAS, R. K. ; AKERMAN, J.: Long-range mutual synchronization of spin Hall nano-oscillators. In: *Nature Physics* advance online publication (2016)
- [29] HOEFER, M. A. ; ABLOWITZ, M. J. ; ILAN, B. ; PUFALL, M. R. ; SILVA, T. J.: Theory of Magnetodynamics Induced by Spin Torque in Perpendicularly Magnetized Thin Films. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 267206.
- [30] BONETTI, Stefano ; MUDULI, Pranaba ; MANCOFF, Fred ; AKERMAN, Johan: Spin torque oscillator frequency versus magnetic field angle: The prospect of operation beyond 65 GHz. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), Nr. 10, S. 102507.
- [31] DEAC, Alina M. ; FUKUSHIMA, Akio ; KUBOTA, Hitoshi ; MAEHARA, Hiroki ; SUZUKI, Yoshishige ; YUASA, Shinji ; NAGAMINE, Yoshinori ; TSUNEKAWA, Koji ; DJAYAPRAWIRA, David D. ; WATANABE, Naoki: Bias-driven high-power microwave emission from MgO-based tunnel magnetoresistance devices. In: *Nature Physics* 4 (2008), S. 803–809.
- [32] QUINSAT, M. ; GARCIA-SANCHEZ, F. ; JENKINS, A. S. ; TIBERKEVICH, V. S. ; SLAVIN, A. N. ; BUDA-PREJBEANU, L. D. ; ZELTSER, A. ; KATINE, J. A. ; DIENY, B. ; CYRILLE, M.-C. ; EBELS, U.: Modulation bandwidth of spin torque oscillators under current modulation. In: *Applied Physics Letters* 105 (2014), Nr. 15, S. 152401.
- [33] BONETTI, Stefano ; PULIAFITO, Vito ; CONSOLO, Giancarlo ; TIBERKEVICH, Vasyl S. ; SLAVIN, Andrei N. ; AKERMAN, Johan: Power and linewidth of propagating and localized modes in nanocontact spin-torque oscillators. In: *Phys. Rev. B* 85 (2012), S. 174427.
- [34] IACocca, Ezio ; HEINONEN, Olle ; MUDULI, P. K. ; ÅKERMAN, Johan: Generation linewidth of mode-hopping spin torque oscillators. In: *Phys. Rev. B* 89, 054402 (2014)
- [35] EKLUND, Anders ; BONETTI, Stefano ; SANI, Sohrab R. ; MOHSENI, S. M. ; PERSSON, Johan ; CHUNG, Sunjae ; BANUAZIZI, S. Amir H. ; IACocca, Ezio ; ÖSTLING, Mikael ; AKERMAN, Johan ; MALM, B. G.: Dependence of the colored frequency noise in spin torque oscillators on current and magnetic field. In: *Applied Physics Letters* 104 (2014), Nr. 9, S. 092405.
-

-
- [36] RIPPARD, W. H. ; PUFALL, M. R. ; KAKA, S. ; SILVA, T. J. ; RUSSEK, S. E. ; KATINE, J. A.: Injection Locking and Phase Control of Spin Transfer Nano-oscillators. In: *Phys. Rev. Lett.* 95, 067203 (2005)
- [37] GEORGES, B. ; GROLLIER, J. ; DARQUES, M. ; CROS, V. ; DERANLOT, C. ; MARCILHAC, B. ; FAINI, G. ; FERT, A.: Coupling Efficiency for Phase Locking of a Spin Transfer Nano-Oscillator to a Microwave Current. In: *Phys. Rev. Lett.* 101, 017201 (2008)
- [38] URAZHDIN, Sergei ; TABOR, Phillip ; TIBERKEVICH, Vasil ; SLAVIN, Andrei: Fractional Synchronization of Spin-Torque Nano-Oscillators. In: *Phys. Rev. Lett.* 105, 104101 (2010)
- [39] LEHNDORFF, R. ; BÜRGLER, D. E. ; SCHNEIDER, C. M. ; CELINSKI, Z.: Injection locking of the gyrotropic vortex motion in a nanopillar. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), Nr. 14, S. 142503.
- [40] TAMARU, Shingo ; KUBOTA, Hitoshi ; YAKUSHIJI, Kay ; YUASA, Shinji ; FUKUSHIMA, Akio: Extremely Coherent Microwave Emission from Spin Torque Oscillator Stabilized by Phase Locked Loop. In: *Scientific Reports* 5 (2015), Nr. 18134
- [41] LOCATELLI, N. ; CROS, V. ; GROLLIER, J.: Spin-torque building blocks. In: *Nature Materials* 13 (2013), S. 11–20.
- [42] FANG, Bin ; CARPENTIERI, Mario ; HAO, Xiaojie ; JIANG, Hongwen ; KATINE, Jordan A. ; KRIVOROTOV, Ilya N. ; OCKER, Berthold ; LANGER, Juergen ; WANG, Kang L. ; ZHANG, Baoshun ; AZZERBONI, Bruno ; AMIRI, Pedram K. ; FINOCCHIO, Giovanni ; ZENG, Zhongming: Giant spin-torque diode sensitivity in the absence of bias magnetic field. In: *Nature Communications* 7 (2016), Nr. 11259
- [43] CHOI, Hyun S. ; KANG, Sun Y. ; CHO, Seong J. ; OH, Inn-Yeal ; SHIN, Mincheol ; PARK, Hyuncheol ; JANG, Chaun ; MIN, Byoung-Chul ; KIM, Sang-II ; PARK, Seung-Young ; PARK, Chul S.: Spin nano-oscillator-based wireless communication. In: *Scientific Reports* 4 (2014), Nr. 5485.
- [44] KRIVOROTOV, I. N. ; EMLEY, N. C. ; SANKEY, J. C. ; KISELEV, S. I. ; RALPH, D. C. ; BUHRMAN, R. A.: Time-Domain Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques. In: *Science* 307 (2005), Nr. 5707, S. 228–231.
- [45] BRAGANCA, P. M. ; GURNEY, B. A. ; WILSON, B. A. ; KATINE, J. A. ; MAAT, S. ; CHILDRESS, J. R.: Nanoscale magnetic field detection using a spin torque oscillator. In: *Nanotechnology* 21 (2010), Nr. 23, S. 235202.
- [46] SHINOZAKI, Motoya ; HIRAYAMA, Eriko ; KANAI, Shun ; SATO, Hideo ; MATSUKURA, Fumihiko ; OHNO, Hideo: Damping constant in a free layer in nanoscale CoFeB/MgO
-

magnetic tunnel junctions investigated by homodyne-detected ferromagnetic resonance. In: *Applied Physics Express* 10 (2017), Nr. 1, S. 013001.

- [47] IIHAMA, Satoshi ; MIZUKAMI, Shigemi ; NAGANUMA, Hiroshi ; OOGANE, Mikihiro ; ANDO, Yasuo ; MIYAZAKI, Terunobu: Gilbert damping constants of Ta/CoFeB/MgO(Ta) thin films measured by optical detection of precessional magnetization dynamics. In: *Phys. Rev. B* 89 (2014), S. 174416.
- [48] ENOBIO, Eli Christopher I. ; SATO, Hideo ; FUKAMI, Shunsuke ; MATSUKURA, Fumihiro ; OHNO, Hideo: CoFeB Thickness Dependence of Damping Constants for Single and Double CoFeB-MgO Interface Structures. In: *IEEE Magnetics Letters* 6 (2015), Nr. 5700303
- [49] LIU, Xiaoyong ; ZHANG, Wenzhe ; CARTER, Matthew J. ; XIAO, Gang: Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions. In: *Journal of Applied Physics* 110 (2011), Nr. 3, S. 033910.
- [50] DEVOLDER, T. ; DUCROT, P.-H. ; ADAM, J.-P. ; BARISIC, I. ; VERNIER, N. ; KIM, Joo-Von ; OCKERT, B. ; RAVELOSONA, D.: Damping of $Co_xFe_{80-x}B_{20}$ ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy. In: *Applied Physics Letters* 102 (2013), Nr. 2, S. 022407
- [51] GOULD, P A.: The resistivity and structure of chromium thin films. In: *British Journal of Applied Physics* 16 (1965), Nr. 10, S. 1481.
- [52] A.K. KULKARNI, L.C. C.: Electrical and structural characteristics of chromium thin films deposited on glass and alumina substrates. In: *Thin Solid Films* 301 (1997), S. 17–22.
- [53] KETTLER, W. ; WERNHARDT, R. ; ROSENBERG, M.: Electrical resistivity and thermopower of amorphous $Fe_xCo_{80-x}B_{20}$ alloys. In: *Journal of Applied Physics* 53 (1982), Nr. 11, S. 8248–8250.
- [54] CHEN, Yuan-Tsung ; HSIEH, W.H.: Thermal, magnetic, electric, and adhesive properties of amorphous Co₆₀Fe₂₀B₂₀ thin films. In: *Journal of Alloys and Compounds* 552 (2013), S. 283 – 288.
- [55] GIORDANO, A. ; CARPENTIERI, M. ; LAUDANI, A. ; GUBBIOTTI, G. ; AZZERBONI, B. ; FINOCCHIO, G.: Spin-Hall nano-oscillator: A micromagnetic study. In: *Applied Physics Letters* 105 (2014), Nr. 4, S. 042412.
- [56] DEMIDOV, V. E. ; URAZHDIN, S. ; ZHOLUD, A. ; SADOVNIKOV, A. V. ; DEMOKRITOV, S. O.: Nanoconstriction-based spin-Hall nano-oscillator. In: *Applied Physics Letters* 105 (2014), Nr. 17, S. 172410.
-

-
- [57] SIRACUSANO, G. ; TOMASELLO, R. ; PULIAFITO, V. ; GIORDANO, A. ; AZZERBONI, B. ; CORTE, A. L. ; CARPENTIERI, M. ; FINOCCHIO, G.: Intrinsic synchronization of an array of spin-torque oscillators driven by the spin-Hall effect. In: *Journal of Applied Physics* 117, 17E504 (2015)
- [58] DUAN, Zheng ; BOONE, Carl T. ; CHENG, Xiao ; KRIVOROTOV, Ilya N. ; RECKERS, Nathalie ; STIENEN, Sven ; FARLE, Michael ; LINDNER, Jürgen: Spin-wave modes in permalloy/platinum wires and tuning of the mode damping by spin Hall current. In: *Phys. Rev. B* 90 (2014), S. 024427.
- [59] WANG, Ke ; XU, Zhan ; HUANG, Ya ; QIU, Yuzhen ; DONG, Shuo: Magnetic, thermal, electrical properties and crystallization kinetics of Co₆₀Fe₂₀B₂₀ alloy films. In: *Science China Materials* 59 (2016), Nr. 8, S. 639–647.
- [60] SLAVIN, Andrei ; TIBERKEVICH, Vasil: Spin Wave Mode Excited by Spin-Polarized Current in a Magnetic Nanocontact is a Standing Self-Localized Wave Bullet. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), S. 237201.
- [61] KENDZIORCZYK, T. ; KUHN, T.: Mutual synchronization of nanoconstriction-based spin Hall nano-oscillators through evanescent and propagating spin waves. In: *Phys. Rev. B* 93 (2016), S. 134413.
- [62] ULRICH, H. ; DEMIDOV, V. E. ; DEMOKRITOV, S. O.: Micromagnetic study of auto-oscillation modes in spin-Hall nano-oscillators. In: *Applied Physics Letters* 104 (2014), Nr. 4, S. 042407.
- [63] DEMIDOV, Vladislav E. ; URAZH DIN, Sergei ; ULRICH, Henning ; TIBERKEVICH, Vasyl ; SLAVIN, Andrei ; BAITHER, Dietmar ; SCHMITZ, Guido ; DEMOKRITOV, Sergej O.: Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current. In: *Nature Materials* 11 (2012), S. 1028–1031.
- [64] LIU, R. H. ; LIM, W. L. ; URAZH DIN, S.: Spectral Characteristics of the Microwave Emission by the Spin Hall Nano-Oscillator. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), S. 147601.
- [65] DEMIDOV, V. E. ; URAZH DIN, S. ; EDWARDS, E. R. J. ; STILES, M. D. ; MCMICHAEL, R. D. ; DEMOKRITOV, S. O.: Control of Magnetic Fluctuations by Spin Current. In: *Phys. Rev. Lett.* 107, 107204 (2011)
- [66] RANJBAR, M. ; DÜRRENFELD, P. ; HAIDAR, M. ; IACocca, E. ; BALINSKIY, M. ; LE, T. Q. ; FAZLALI, M. ; HOUSHANG, A. ; AWAD, A. A. ; DUMAS, R. K. ; AKERMAN, J.: CoFeB-Based Spin Hall Nano-Oscillators. In: *IEEE Magnetics Letters* 5 (2014), S. 1–4.
- [67] DUAN, Zheng ; SMITH, Andrew ; YANG, Liu ; YOUNGBLOOD, Brian ; LINDNER, Jürgen ; DEMIDOV, Vladislav E. ; DEMOKRITOV, Sergej O. ; KRIVOROTOV, Ilya N.: Nanowire
-

spin torque oscillator driven by spin orbit torques. In: *Nature Communications* 5 (2014), Nr. 5616

[68] MANCOFF, F. B. ; RIZZO, N. D. ; ENGEL, B. N. ; TEHRANI, S.: Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices. In: *Nature* 437 (2005), S. 393–395.

[69] SANI, S. ; PERSSON, J. ; MOHSENI, S.M. ; POGORYELOV, Ye ; MUDULI, P.K. ; EKLUND, A. ; MALM, G. ; KÄLL, M. ; DMITRIEV, A. ; AKERMAN, J.: Mutually synchronized bottom-up multi-nanocontact spin–torque oscillators. In: *Nature Communications* 4 (2013), Nr. 2731

[70] SLONCZEWSKI, J.C: Excitation of spin waves by an electric current. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 195 (1999), Nr. 2, S. L261 – L268.

[71] DEMIDOV, V. E. ; ULRICH, H. ; GUREVICH, S. V. ; DEMOKRITOV, S. O. ; TIBERKEVICH, V. S. ; SLAVIN, A. N. ; ZHOLUD, A. ; URAZHDIN, S.: Synchronization of spin Hall nano-oscillators to external microwave signals. In: *Nature Communications* 5 (2014), Nr. 3179

Anhangsverzeichnis

Anhang A

Blatt 1

Anhang B

Blatt 2

Anhang C

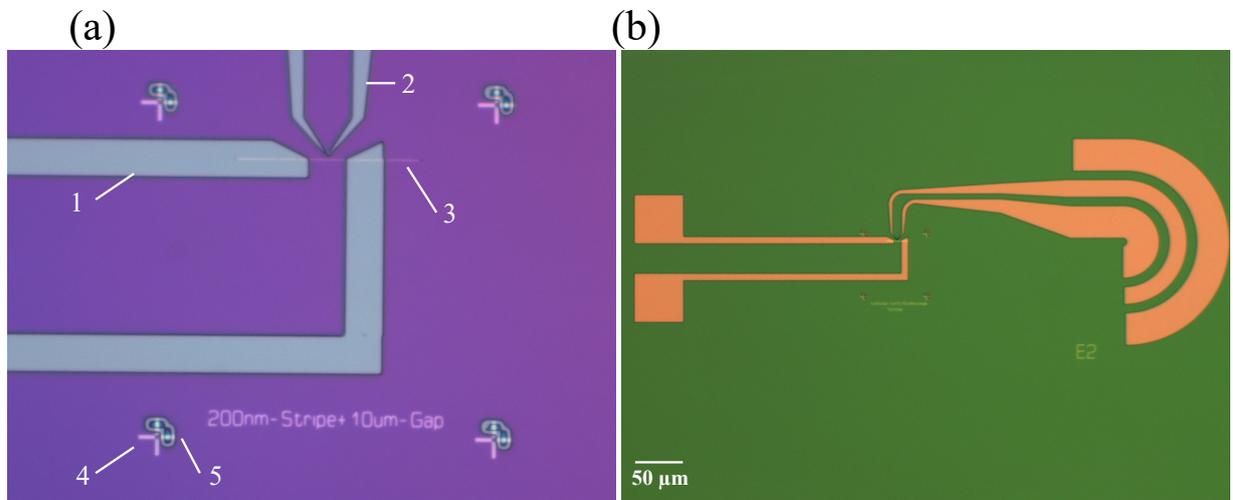
Blatt 4

Anhang D

Blatt 5

Anhang A

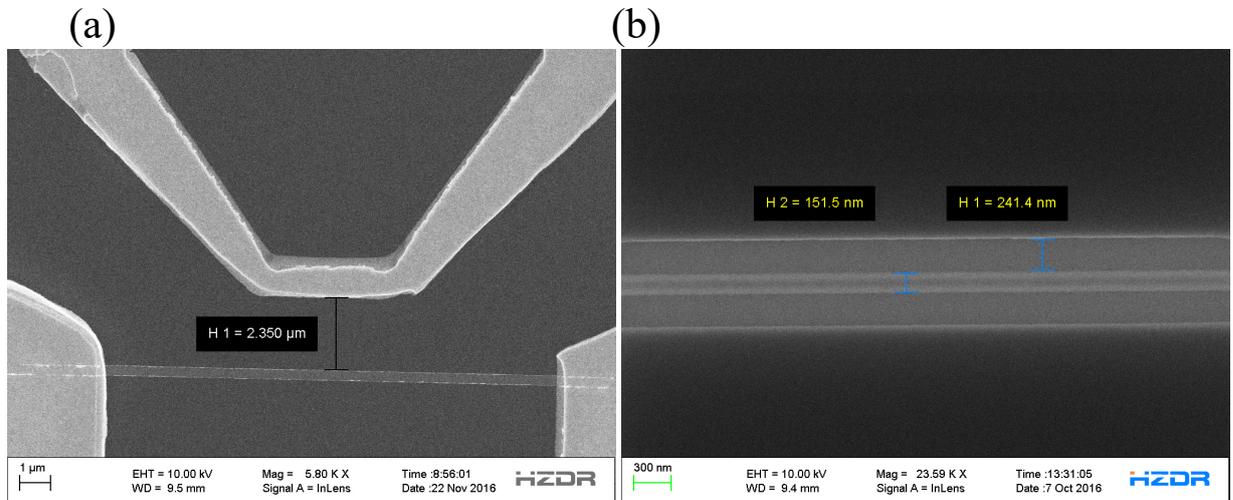
Bilder aus dem Herstellungsprozess



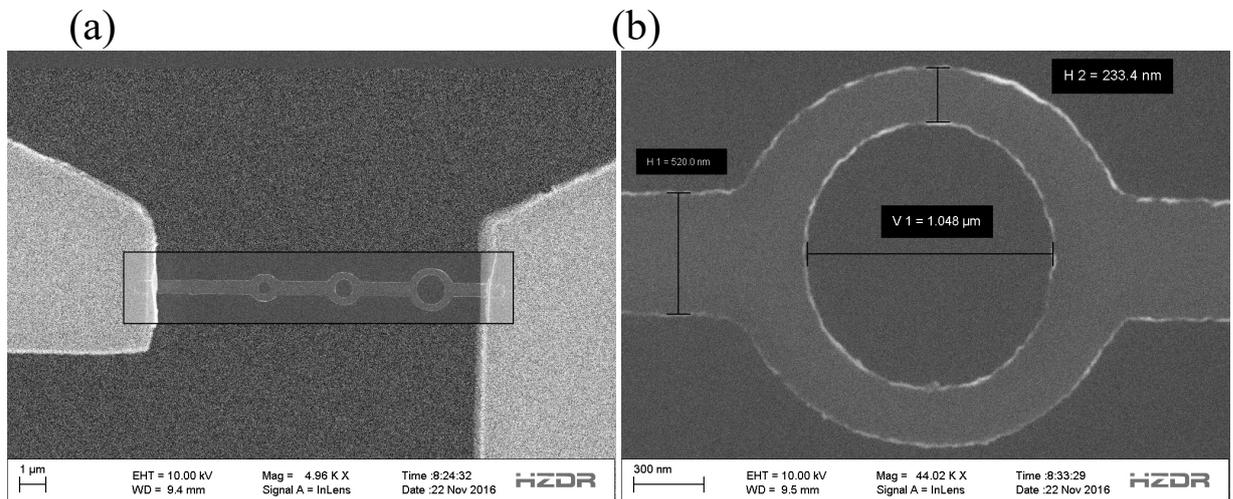
(a): Optisches Mikroskopiebild nach Entwicklung des Resists nach dem zweiten Herstellungsschritt. Die DC-Kontakte (1) und die äußere Mikrowellenantenne (2) wurden anhand der 4 Kreuzstrukturen (4) zu dem im ersten Prozessschritt hergestellten Nanodraht-SHNO (3) ausgerichtet. Deren Position wurde automatisch durch Abrasterung eingelesen. Aufgrund dieser Bestrahlung ist der Lack an diesen Stellen ebenfalls entwickelt (5). (b): Gesamtaufnahme mit optischem Mikroskop. Der linke Bereich zeigt die DC-Kontaktflächen und der rechte Bereich die Kontaktflächen für die Mikrowellenstromzuführung.

Anhang B

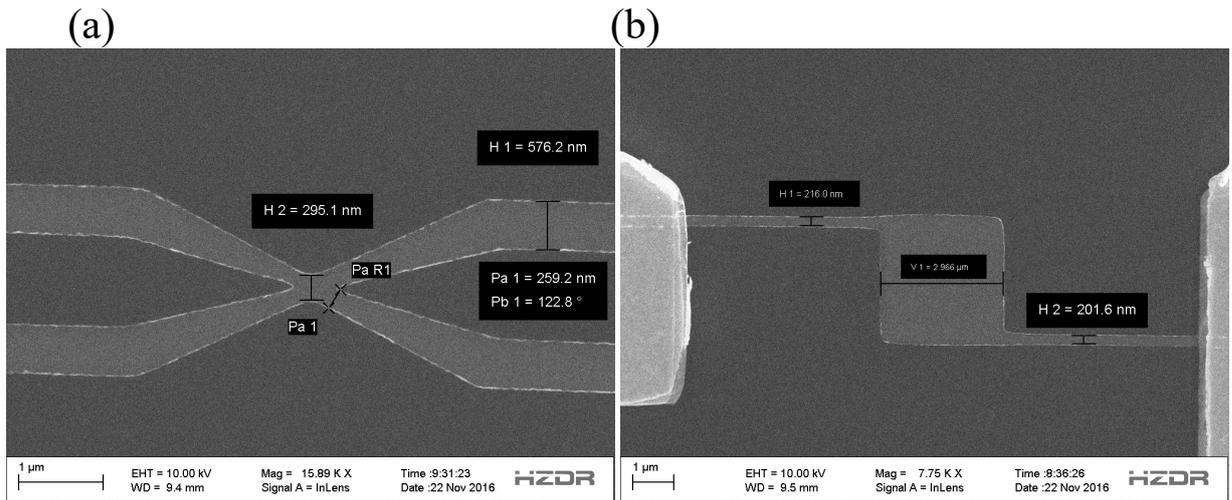
Darstellungen weiterer, hergestellter SHNO-Geometrien und deren Ideen



(a): Nanodraht-SHNO zwischen zwei Goldkontakten links und rechts und Mikrowellenantenne im oberen Bildteil. Durch äußere dipolare Wechselfelder, die von der Antenne angeregt werden, könnten die Oszillationen im Nanodraht hinsichtlich von „phase locking“ beeinflussbar sein. (b): Entwickelter Resist für die Herstellung zweier paralleler Nanodraht-SHNO. Durch Parallelschaltung könnte die gegenseitige Beeinflussung durch die Widerstandsmodulation zu einer Synchronisation führen. Durch laterale Nähe könnten dipolare Wechselfelder zu einer Synchronisation während der Oszillation beider Strukturen führen.



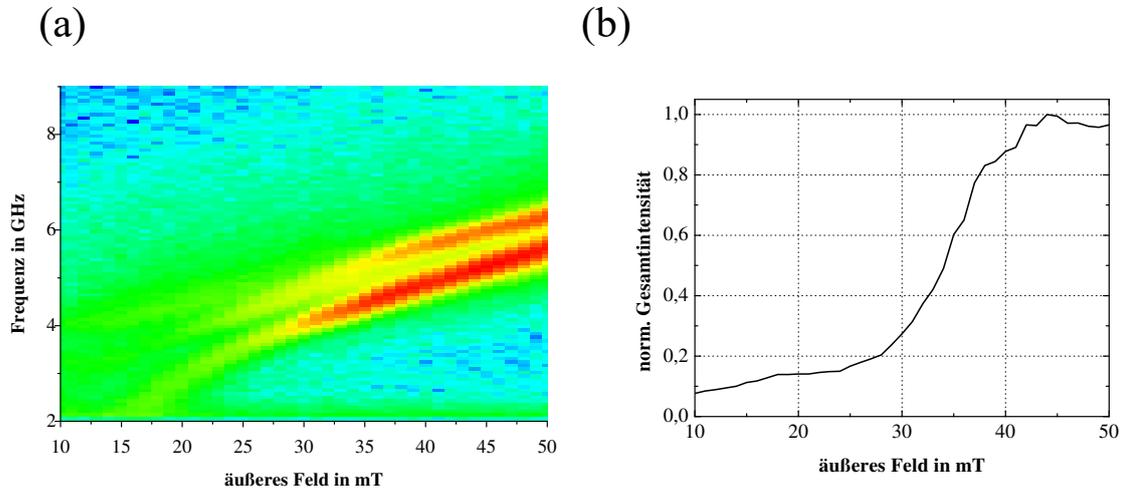
(a): Ring-SHNO mit verschiedenen Radien. Goldkontakte auf beiden Seiten. (b): größter Ring in Detailaufnahme. Durch die kreisförmige Struktur wird der fließende Strom gezwungen alle Winkel zum äußeren Feld anzunehmen. Dadurch lässt sich die Effektivität der Anregung von Auto-Oszillationen in Abhängigkeit des Winkels untersuchen. Weiterhin gibt es die Möglichkeit die Bereiche mit positiver und negativer Divergenz zu untersuchen und eventuelle Unterschiede festzustellen.



(a): Kreuz-SHNO. Durch das Zusammenfließen zweier elektrischer Ströme im Kreuzungspunkt entsteht lokal eine hohe Stromdichte. Bei Erhöhung der Stromstärke könnte sich das Oszillationsgebiet in die 4 Arme ausbreiten. (b): Domänenwand-SHNO. Durch Sättigung der Struktur entlang der Längsachse und folgende schrittweise Umpolung des äußeren Feldes könnten die beiden schmalen Strukturen und die breite Struktur bei unterschiedlichen Feldern ihre Magnetisierung in die entgegengesetzte Richtung schalten. In dem Zustand, in dem die breite und die beiden schmalen Strukturen in unterschiedliche Richtungen geschaltet sind, bilden sich Domänenwände aus, in denen die Magnetisierung so gedreht sein kann, dass eine effektive Anregung zu Auto-Oszillationen gegeben ist. In diesem Fall würde nur die Domänenwand Auto-Oszillationen zeigen.

Anhang C

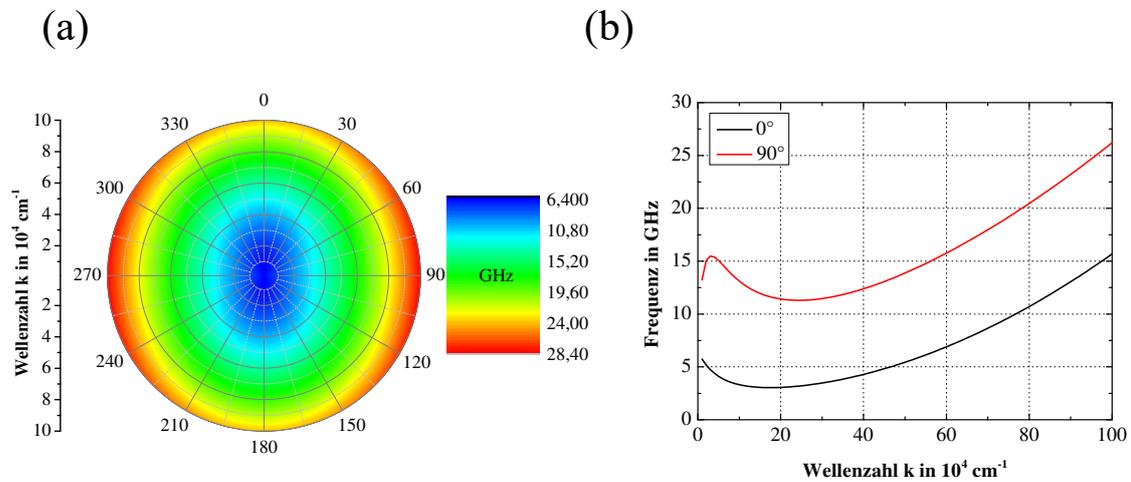
Darstellung der Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz- und intensität von der äußeren Feldstärke.



(a): Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz vom äußeren Feld (Intensität in log. Skalierung, blau: niedrigste Intensität, rot: höchste Intensität). Stromstärke: -6 mA. Feld senkrecht zur Längsachse der Struktur. Frequenz steigt mit der Zunahme des äußeren Feldes. (b): Abhängigkeit der integrierten Intensität zwischen 2 GHz und 9 GHz vom äußeren Feld. Oszillationsintensität nimmt zu bis die Sättigungsmagnetisierung senkrecht zur Längsachse der Struktur erreicht ist. Dann ist die Anregung von Auto-Oszillationen durch den injizierten Spinstrom maximal. Messwerte ermittelt für Struktur

Anhang D

Berechnete Dispersionsrelation für eine $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ -Schicht mit einer Dicke von 5 nm.



(a): Abhängigkeit der Spinwellendispersionsrelation vom Winkel zwischen der Magnetisierung und dem Wellenvektor. (b): extrahierte Dispersionsrelationen für die beiden Spezialfälle, bei denen der Wellenvektor parallel bzw. senkrecht zur Magnetisierung orientiert ist. Die Berechnung erfolgte für ein äußeres Feld von 500 Oe. Die verwendete Austauschkonstante wurde [?] entnommen und beträgt $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$. Die Sättigungsmagnetisierung wurde mit 800 Gs angenommen und $\gamma = 2,8 \text{ MHz/Oe}$ gewählt.

Eigenständigkeitserklärung

Ich, Toni Hache, erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche gekennzeichnet.

Diese Arbeit lag in gleicher oder ähnlicher Weise noch keiner Prüfungsbehörde vor und wurde bisher noch nicht veröffentlicht.

Ort, Datum

Unterschrift des Verfassers