

# Magneto-optische Charakterisierung von Spinwellen-Autooszillationen

## Anregung von Magnonen über den Spin-Hall-Effekt

**Tillmann Weinhold**

Geboren am: 20. Mai 1996 in Frankfurt (Oder)

Matrikelnummer: 4094337

## Bachelor-Arbeit

zur Erlangung des akademischen Grades

## Bachelor of Science

Erstgutachter

**Prof. Dr. rer. nat. Jürgen Faßbender**

Zweitgutachter

**Prof. Dr. rer. nat. Olav Hellwig**

Betreuer

**Dr. rer. nat. Helmut Schultheiß**

Eingereicht am: 24. August 2017



## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird das *Injection Locking* bei der Wechselwirkung von Autooszillationen der Magnetisierung in Spin-Hall-Nano-Oszillatoren mit einer externen Anregung, erzeugt durch einen Wechselstrom, untersucht. Zuerst werden die physikalischen Grundlagen zum Verständnis dieser Oszillatoren und des Injection Locking dargelegt und das verwendete optische Messverfahren, die Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie, sowie die untersuchte Probenstruktur vorgestellt. Im experimentellen Teil werden die Autooszillationen mithilfe der externen Anregung beeinflusst und die Änderung der Frequenz, Halbwertbreite und Peakhöhe untersucht. Charakteristische Änderungen dieser Größen dienen der Identifizierung des Frequenzbereiches, in dem Injection Locking stattfindet. Schließlich wird der Einfluss des extern angelegten Magnetfeldes, der verwendeten Gleichstromstärke und der Breite der Verengung der untersuchten Struktur auf den Locking-Bereich untersucht.

## Abstract

This bachelor thesis deals with the interaction between auto oscillations of the magnetization in spin-Hall nano-oscillators and an external signal, which is induced by an alternating current. The interaction leads to *injection locking*. First, the theoretical background for understanding these oscillators and the effect of injection locking are given and the used optical measurement method as well as the analysed sample structure are introduced. The experimental part shows changes of frequency, full width at half maximum and peak height of the signal induced by the auto oscillations, if it is influenced by an external signal. Characteristic changes of these parameters are used to specify the frequency range, in which injection locking takes place. In the end, the influence of the external magnetic field, the direct current and the sample geometry onto this frequency locking range are determined.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>vii</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Magnetismus in Materie . . . . .	3
2.1.1 Atomare magnetische Momente und Spins . . . . .	4
2.1.2 Ferromagnetismus . . . . .	6
2.1.3 Magnetische Anregungen . . . . .	8
2.2 Autooszillationen . . . . .	10
2.2.1 Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung . . . . .	10
2.2.2 Spin-Hall-Effekt (SHE) . . . . .	13
2.2.3 Spin-Hall-Nano-Oszillatoren (SHNOs) . . . . .	14
2.3 Locking . . . . .	16
<b>3 Experimentelle Grundlagen</b>	<b>19</b>
3.1 Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie ( $\mu$ BLS) . . . . .	19
3.1.1 Aufbau . . . . .	20
3.1.2 Fabry-Pérot-Interferometer (FPI) und Tandem-Fabry-Pérot- Interferometer (TFPI) . . . . .	22
3.2 Probe . . . . .	24
3.2.1 Material . . . . .	24
3.2.2 Nano-Verengung . . . . .	25

<b>4 Ergebnisse</b>	<b>27</b>
4.1 Messgeometrie . . . . .	27
4.2 Messmethodik . . . . .	29
4.3 Auswertung . . . . .	36
<b>5 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>41</b>
<b>A Anhang</b>	<b>43</b>
A.1 Verwendete Strukturen . . . . .	43
A.2 Frequenz, Halbwertbreite und Peakhöhe der Signale der Messungen	44
<b>Literatur</b>	<b>51</b>
<b>Selbstständigkeitserklärung</b>	<b>55</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Eindimensionale Spinwelle . . . . .	9
2.2	Spinwellendispersionsrelation in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Magnetisierung und Wellenvektor . . . . .	10
2.3	Veranschaulichung der Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Glei- chung . . . . .	13
2.4	Beispiel für die Geometrie eines Spin-Torque-Oszillators . . . . .	15
3.1	Inelastische Streuung von Photonen an Spinwellen . . . . .	20
3.2	Versuchsaufbau . . . . .	20
3.3	Fabry-Pérot-Interferometer . . . . .	22
3.4	Funktionsweise eines Tandem-Fabry-Pérot-Interferometers . . . . .	24
3.5	Probenmaterial . . . . .	25
3.6	Geometrie der Probe . . . . .	25
4.1	Messgeometrie . . . . .	27
4.2	Veränderung der Probe . . . . .	28
4.3	Frequenzspektrum . . . . .	30
4.4	Analyse der Spektren . . . . .	30
4.5	Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches . . . . .	32
4.6	<i>frequency pulling</i> . . . . .	34
4.7	qualitativer Vergleich zwischen Messung und Theorie des <i>frequency</i> <i>pulling</i> . . . . .	35
4.8	Linienbreite in Abhängigkeit der Frequenz der externen Anregung	35
4.9	Leistungsabhängigkeit des <i>Locking</i> -Bereiches . . . . .	37
4.10	Abhängigkeit des <i>Locking</i> -Bereiches von Stromstärke, externem Feld und verwendeter Struktur . . . . .	38
4.11	Zwei Autooszillationsmoden . . . . .	40

A.1	untersuchte Strukturen . . . . .	43
A.2	Daten zur Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches der 150 nm-Struktur bei 40 mT . . . . .	44
A.3	Daten zur Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches der 150 nm-Struktur bei 50 mT . . . . .	45
A.4	Daten zur Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches der 150 nm-Struktur bei 70 mT . . . . .	46
A.5	Daten zur Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches der 270 nm-Struktur bei 50 mT . . . . .	47
A.6	Daten zur Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches der 350 nm-Struktur bei 70 mT . . . . .	48
A.7	Daten zur Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches der 350 nm-Struktur bei 90 mT . . . . .	49
A.8	Daten zur Bestimmung des <i>Locking</i> -Bereiches der 350 nm-Struktur bei 110 mT . . . . .	50

# Abkürzungsverzeichnis

**EBL** Elektronenstrahl-Lithografie

**FPI** Fabry-Pérot-Interferometer

**FWHM** volle Halbwertsbreite

$\mu$ **BLS** Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie

**SEM** *Scanning Electron Microscopy*

**SHE** Spin-Hall-Effekt

**SHNO** Spin-Hall-Nano-Oszillator

**TFPI** Tandem-Fabry-Pérot-Interferometer



# Symbolverzeichnis

$e$  Elementarladung

$E_F$  Fermi-Energie

$g_S$  gyromagnetischer Faktor

$\hbar$  reduziertes Planck'sches Wirkungsquantum

$I_{St}$  Stoner-Parameter

$k_B$  Boltzmann-Konstante

$m_e$  Masse des Elektrons

$M_S$  Sättigungsmagnetisierung

$\mu_B$  Bohrsches Magneton

$T_C$  Curie-Temperatur



# 1 Einleitung

Magnonik und Spintronik untersuchen Spinwellen und Möglichkeiten der Kontrolle von Spins. Um eine breite Anwendbarkeit zu erreichen, sind insbesondere kleine Bauteile von Vorteil. Eine Anregung von Spinwellen mit Bauteilen, die eine Größe von weniger als  $1\ \mu\text{m}$  besitzen, ist zum Beispiel mit *Spin-Transfer-Torque*- oder auch *Spin-Hall-Nano-Oszillatoren* möglich. In diesen Bauteilen wird ein spinpolarisierter Strom bzw. ein reiner Spinstrom erzeugt und in eine ferromagnetische Schicht eingebracht. Eine Ausrichtung des Spins entsprechend der Magnetisierung dieser Schicht bewirkt ein Drehmoment, welches wiederum der natürlichen Dämpfung von Spinwellen entgegen wirkt. Der Spinstrom wirkt somit als aktives Element eines Spinwellen-Oszillators und ermöglicht Autooszillationen der Magnetisierung im Giga- oder Terahertzbereich.

Ein Transport der angeregten Spinwellen in Nanostrukturen ist ebenfalls möglich. Dieser kann zum Beispiel durch rekonfigurierbare Domänenwände, wie in [16] beschrieben, stattfinden und auch kontrolliert werden.

Eine Beeinflussung der Spinwellen mit Hilfe einer externen Anregung, erzeugt zum Beispiel durch einen Wechselstrom oder ein oszillierendes Magnetfeld, ist theoretisch bereits beschrieben [13] und wurde auch experimentell schon für *Spin-Transfer-Torque-Oszillatoren* und *Spin-Hall-Nano-Oszillatoren* nachgewiesen [15, 17]. Insbesondere übernehmen die Autooszillatoren die Frequenz der externen Anregung innerhalb eines gewissen Frequenzbereiches, man spricht von *Injection Locking*. Eine Untersuchung des Frequenzbereiches, in dem *Injection Locking* stattfindet, wurde abhängig von den Parametern Stromstärke, externes Magnetfeld und Breite der Struktur durchgeführt. Die Stromstärke beeinflusst den Spinstrom, der als aktives Element des Autooszillators wirkt und somit die Leistung der Autooszillation reguliert. Das externe Magnetfeld gibt die Gleichgewichtslage der magnetischen Momente vor und beeinflusst die Dämpfung der Spinwellen, die Breite der verwendeten Struktur liefert die Quantisierungsbedingung für die

## *1 Einleitung*

Spinwellen. Alle diese Parameter beeinflussen somit die Eigenschaften der Autooszillatoren. Um einen möglichst umfangreichen Einblick in das Verhalten der Autooszillatoren bei Beeinflussung mit einer externen Anregung zu erhalten, ist die Abhängigkeit des Frequenzbereiches von all diesen Parametern betrachtet worden.

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Magnetismus in Materie

Atome besitzen aufgrund der Bewegung der Elektronen um den Atomkern magnetische Momente, wenn die Nebenquantenzahl  $l$  von Null verschieden ist, sie also weder voll noch halbvoll besetzte Elektronenschalen besitzen. Der Spin eines Elektrons erzeugt ebenfalls ein magnetisches Moment. Diese magnetischen Momente sind entscheidend für das Verhalten eines Stoffes in einem externen Magnetfeld. Materialien werden abhängig von ihrem Verhalten in einem externen Magnetfeld in drei Kategorien eingeteilt: diamagnetische, paramagnetische und kollektiv magnetische Materialien, die letzte Kategorie unterteilt sich in Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus.

Diamagnetismus ist eine Eigenschaft aller Stoffe. Durch das äußere Magnetfeld werden magnetische Dipole induziert, diese wirken dem Magnetfeld entgegen. Der Effekt ist im Vergleich zu den Effekten Para- und Ferromagnetismus schwach.

Von Paramagnetismus wird gesprochen, wenn sich die magnetischen Momente bzw. die Elektronenspins teilweise zum äußeren Magnetfeld ausrichten, wodurch das Magnetfeld noch verstärkt wird. Da jedoch thermische Bewegungen der Ausrichtung entgegenwirken, sind die magnetischen Momente nicht parallel zum Magnetfeld.

Wechselwirken benachbarte magnetische Dipole in dem Material stark miteinander, so tritt Ferro-, Ferri- oder Antiferromagnetismus auf, man spricht auch von kollektivem Magnetismus. Bei Ferromagnetismus richten sich benachbarte magnetische Dipole möglichst parallel aus, wohingegen bei Ferri- und Antiferromagnetismus benachbarte Dipole antiparallel ausgerichtet sind. Besitzen diese antiparallel ausgerichteten magnetischen Dipole den gleichen Betrag und kompensieren sich, so spricht man von Antiferromagnetismus, haben sie einen verschiedenen Betrag, so spricht man von Ferrimagnetismus.

### 2.1.1 Atomare magnetische Momente und Spins

Zwar handelt es sich bei dem Auftreten atomarer magnetischer Momente um ein quantenmechanisches Phänomen, jedoch kann es auch halbklassisch hergeleitet werden. Die Herleitung wird im Folgenden nach [14, Seiten 896, 897] skizziert.

Es wird ein Elektron betrachtet, welches sich auf einer Kreisbahn um den Atomkern bewegt (bereits diese Annahme kann nur in der halbklassischen Betrachtung gemacht werden). Es hat die Masse  $m_e$  und die Ladung  $-e$ , außerdem bewege es sich mit der Geschwindigkeit  $v$ . In Analogie zu einem elektrischen Kreisstrom erzeugt das Elektron ein Magnetfeld. Das Magnetfeld, welches durch einen elektrischen Strom erzeugt wird, kann durch das Biot-Savart'sche Gesetz beschrieben werden [14, Seite 875].

Das magnetische Moment  $\vec{\mu}$  ist das Produkt aus Strom  $I$  und der umschlossenen Fläche  $A$  des Kreisstromes, wobei die Richtung des Vektors  $\vec{A}$  abhängig von der Bewegungsrichtung des Elektrons ist.

$$\vec{\mu} = I \cdot \vec{A} = I \cdot \pi r^2 \frac{\vec{r} \times \vec{v}}{r \cdot v} \quad (2.1)$$

Hierbei wurde verwendet, dass  $\vec{r}$  und  $\vec{v}$  senkrecht aufeinander stehen. Der Strom entspricht der Ladung pro Zeiteinheit, wenn sich das Elektron mit der Geschwindigkeit  $v$  bewegt, kann die Zeit, welche für einen Umlauf benötigt wird, bestimmt werden. Zur Vereinfachung wird  $\vec{e}_{rv} = \frac{\vec{r} \times \vec{v}}{r \cdot v}$  eingeführt.

$$\vec{\mu} = I \cdot \pi r^2 \vec{e}_{rv} = \frac{-e}{T} \cdot \pi r^2 \vec{e}_{rv} = \frac{-ev}{2\pi r} \cdot \pi r^2 \vec{e}_{rv} = \frac{-evr}{2} \vec{e}_{rv} \quad (2.2)$$

Somit kann das magnetische Moment auch über den Bahndrehimpuls  $L$  ausgedrückt werden, da für diesen gilt,  $\vec{L} = m_e \vec{r} \times \vec{v}$ .

$$\vec{\mu} = \frac{-e\vec{L}}{2m_e} \quad (2.3)$$

$\mu$  ist somit quantisiert, da auch der Bahndrehimpuls  $L$  quantisiert ist. Die Quantisierung des Bahndrehimpulses ist ein quantenmechanischer Effekt. Im halbklassischen Modell wird dies veranschaulicht, indem das Elektron als Welle aufgefasst wird, das Elektron kann sich nur auf Bahnen befinden, deren Umfang gerade ein Vielfaches seiner Wellenlänge ist, sodass sich stehende Wellen ausbilden. Über Gleichsetzen von Coulombkraft und Zentripetalkraft ergibt sich die Geschwindigkeit, die das Elektron haben muss, um sich auf einer Kreisbahn zu

bewegen und der Bahndrehimpuls kann bestimmt werden. Es ergibt sich, dass der Bahndrehimpuls ein Vielfaches des reduzierten Planck'schen Wirkungsquantums  $\hbar$  sein muss.

$$L_n = n\hbar \quad (2.4)$$

Also ergibt sich für  $\mu$

$$\vec{\mu}_l = \frac{-e\hbar}{2m_e} \frac{\vec{L}}{\hbar} = -\mu_B \frac{\vec{L}}{\hbar} \quad (2.5)$$

Hierbei ist  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ .

Der Spin von Elektronen erzeugt ebenfalls ein magnetisches Moment, welches sich jedoch nicht mehr halbklassisch bestimmen lässt. Nichtsdestotrotz hat dieses eine vergleichbare Form.

$$\vec{\mu}_s = -g_s \mu_B \frac{\vec{S}}{\hbar} \quad (2.6)$$

$g_s \approx 2$  ist der gyromagnetische Faktor.

In Atomen mit mehr als einem Elektron wechselwirken die verschiedenen magnetischen Momente der einzelnen Elektronen noch miteinander, es resultiert ein magnetisches Moment des gesamten Atoms. Eine Beschreibung von den Wechselwirkungen der Elektronen in einem Atom findet sich zum Beispiel in [2].

Die Magnetisierung  $M$  ist die makroskopische Größe der resultierenden magnetischen Momente pro Volumen.

$$\vec{M} = \frac{dn\vec{\mu}}{dV} \quad (2.7)$$

Die Magnetisierung wird maximal, wenn alle resultierenden magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind (dies kann zum Beispiel durch Anlegen eines externen Magnetfeldes erreicht werden). Die Sättigungsmagnetisierung ist dann gerade das Produkt eines resultierenden magnetischen Momentes mit der Anzahl magnetischer Momente pro Volumen.

$$\vec{M}_s = \frac{dn}{dV} \vec{\mu} \quad (2.8)$$

In einem homogenen Material vereinfacht sich dabei  $\frac{dn}{dV}$  zu  $\frac{n}{V}$ .

### 2.1.2 Ferromagnetismus

Da im Rahmen dieser Arbeit mit der ferromagnetischen Legierung CoFeB gearbeitet wurde, werden im Folgenden die Eigenschaften des Ferromagnetismus, im Speziellen des Bandmagnetismus, welcher zum Beispiel bei den Metallen Co, Fe und Ni auftritt, aufgezeigt.

Unterhalb einer kritischen Temperatur, der Curie-Temperatur  $T_C$ , bewirkt die Austauschwechselwirkung, eine rein quantenmechanische Wechselwirkung zwischen magnetischen Momenten, eine spinabhängige Bandverschiebung. Da beide Spinbänder bis zur gemeinsamen Fermikante gefüllt sind, jedoch die Bänder zueinander verschoben sind, ist die Zahl der Spin-up-Elektronen und Spin-down-Elektronen verschieden. Schon durch Anlegen eines schwachen externen Magnetfeldes richten sich die magnetischen Momente parallel zum Feld aus, bei Abschalten des Feldes bleibt die Orientierung teilweise erhalten, wodurch ein effektives Feld verbleiben kann (Hysterese). Es bilden sich dabei Weiß'sche Bezirke, in denen alle magnetischen Momente gleich ausgerichtet sind. Bandmagnetismus ist vor allem in schmalen Energiebändern möglich, weshalb er mit dem Hubbard-Modell im Rahmen der *Tight-Binding*-Näherung beschrieben werden kann [9, Seite 59].

Das Stoner-Modell ist ein alternativer Ansatz zur Beschreibung des Bandmagnetismus. Dieser soll im Folgenden kurz nach [6] skizziert werden.

Man betrachtet zunächst die spinabhängigen Einelektronenergien

$$E_{\uparrow}(\vec{k}) = E(\vec{k}) - I_{St} \frac{n_{\uparrow}}{N} \quad (2.9)$$

$$E_{\downarrow}(\vec{k}) = E(\vec{k}) - I_{St} \frac{n_{\downarrow}}{N} \quad (2.10)$$

Hierbei beschreibt  $I_{St}$  den Stonerparameter, welcher durch die Austauschwechselwirkung existiert und die Energieabsenkung durch parallele Ausrichtung von Spins wechselwirkender Elektronen beschreibt. Hierbei wird in diesem einfachen Modell die Wellenzahlabhängigkeit des Parameters vernachlässigt.  $n_{\uparrow}/N$  und  $n_{\downarrow}/N$  gibt die Anzahl an Spin-up bzw. Spin-down Elektronen pro Atom an, wobei  $N$  gerade die Zahl der Atome beschreibt. Führt man nun den relativen Überschuss der Elektronen eines Spins (beispielhaft für einen Spin-up-Überschuss)  $R = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{N}$  ein, so kann dieser als Maß für die Aufspaltung der Energiebänder interpretiert werden. Die Zahl der Spin-up- bzw. Spin-down-Elektronen kann auch über die Fermistatistik ausgedrückt werden.

$$R = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{N} = \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \left[ f_{\uparrow}(\vec{k}) - f_{\downarrow}(\vec{k}) \right] \quad (2.11)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \left[ \left( e^{(\tilde{E}(\vec{k}) - I_{St} \frac{R}{2} - E_F)/(k_B T)} + 1 \right)^{-1} - \left( e^{(\tilde{E}(\vec{k}) + I_{St} \frac{R}{2} - E_F)/(k_B T)} + 1 \right)^{-1} \right] \quad (2.12)$$

Hierbei sind  $k_B$  die Boltzmann-Konstante und  $E_F$  die Fermi-Energie. Desweiteren ist  $\tilde{E}(\vec{k}) = E(\vec{k}) - I \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{2N}$  zur besseren Handhabung eingeführt worden. Damit lassen sich die spinabhängigen Elektronenenergien umschreiben zu

$$E_{\uparrow}(\vec{k}) = \tilde{E}(\vec{k}) - I_{St} \frac{R}{2} \quad (2.13a)$$

$$E_{\downarrow}(\vec{k}) = \tilde{E}(\vec{k}) + I_{St} \frac{R}{2} \quad (2.13b)$$

Dies wurde in Gleichung (2.12) verwendet.

Entwickelt man nun die Differenz der Fermi-Funktionen in Gleichung (2.11) für kleine  $R$ , so lässt sich eine Bedingung für die Existenz von Ferromagnetismus extrahieren. Es ergibt sich:

$$R \simeq -\frac{1}{N} \left( \sum_{\vec{k}} \frac{df(\vec{k})}{d\tilde{E}(\vec{k})} I_{St} R - \frac{1}{24} \sum_{\vec{k}} \frac{d^3 f(\vec{k})}{d\tilde{E}(\vec{k})^3} (I_{St} R)^3 \right) \quad (2.14)$$

Mit der üblichen Fermi-Funktion  $f$  abhängig von  $\tilde{E}(\vec{k})$ . Verwendet man nun, dass die erste Ableitung für  $\tilde{E}(\vec{k}) \approx E_F$  kleiner 0 und die dritte Ableitung größer 0 ist, so ergibt sich durch etwas umformen

$$-R \left( 1 + \frac{1}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{df(\vec{k})}{d\tilde{E}(\vec{k})} I_{St} \right) = \frac{1}{24N} \sum_{\vec{k}} \frac{d^3 f(\vec{k})}{d\tilde{E}(\vec{k})^3} (I_{St} R)^3 > 0 \quad (2.15)$$

Da  $R > 0$  gilt, ergibt sich die Bedingung

$$-1 - \frac{I_{St}}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{df(\vec{k})}{d\tilde{E}(\vec{k})} > 0 \quad (2.16)$$

Für einen Spin-down-Überschuss ergibt sich offensichtlich die gleiche Bedin-

gung, da der Term, welcher die dritte Ableitung der Fermi-Funktion in Gleichung (2.15) enthält, mit  $R^3$  geht, wodurch sich das Vergleichszeichen in diesem Fall umkehrt. Die Division durch  $R$ , welches nun kleiner als 0 ist, dreht das Vergleichszeichen jedoch ein weiteres Mal um, die Bedingung bleibt also identisch.

Für  $T \rightarrow 0$  wird die Ableitung an der Stelle  $E_F$  maximal, da für  $T = 0$  die Fermi-Funktion eine Stufenfunktion ist. Dort kann die Summe aus Gleichung (2.16) ausgewertet werden. Es ergibt sich

$$\frac{I_{\text{St}}}{N} \sum_{\vec{k}} \frac{df(\vec{k})}{d\tilde{E}(\vec{k})} = \frac{VI_{\text{St}}}{(2\pi^3N)} \int d\vec{k} \delta(\tilde{E}(\vec{k}) - E_F) = \frac{I_{\text{St}}V}{2N} D(E_F) > 1 \quad (2.17)$$

$V$  steht für das Volumen des Ferromagneten und  $D$  ist die Zustandsdichte. Zu beachten ist dabei, dass  $f$  abhängig von  $\tilde{E}$  ist, weshalb das Integral nur über Elektronen einer Spin-Art (bzw. eigentlich den Mittelwert der Anzahl an Elektronen beider Spinsorten) ausgeführt wird. Daher kommt der Faktor  $\frac{1}{2}$ . Durch Einführung der Zustandsdichte pro Atom und Spin-Art  $\tilde{D}_\sigma = \frac{V}{2N}D$  ergibt sich das Stoner-Kriterium für Ferromagnetismus in der Form

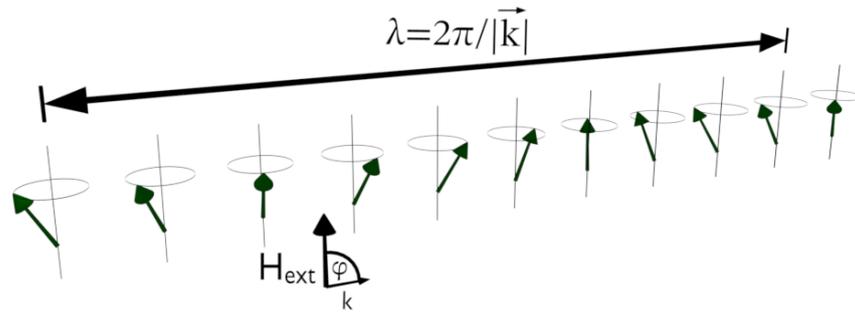
$$I_{\text{St}}\tilde{D}_\sigma(E_F) > 1 \quad (2.18)$$

Dieses Kriterium ist für die drei Metalle Co, Fe und Ni erfüllt.

### 2.1.3 Magnetische Anregungen

Bei den magnetischen Anregungen eines Ferromagneten handelt es sich um Oszillationen von magnetischen Momenten um ihre Gleichgewichtslage. Die elementare Anregung wird Spinwelle genannt mit der Quantisierungseinheit Magnon (analog zu der Quantisierungseinheit Phonon bei den Gitterschwingungen). Mithilfe des Heisenberg-Modells können Spinwellen beschrieben werden, entsprechende Rechnungen finden sich zum Beispiel in [9, Seiten 94-100] oder [4, Seiten 281-291]. Magnonen haben einen Spin 1 und sind somit Bosonen [9, Seite 98].

Unter Vernachlässigung der Dämpfung handelt es sich bei Spinwellen um Präzessionen der magnetischen Momente um ihre Gleichgewichtslage, wobei alle Momente gleich weit aus der Gleichgewichtslage verkippt sind. Zusätzlich weisen benachbarte Momente noch eine Phasenverschiebung der Präzessionsbewegung auf, wobei der Grad der Verkipfung von der Wellenlänge abhängt. Diese entspricht dem Abstand zweier Spins gleicher Phase. Veranschaulicht ist dies in Abbildung 2.1.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung einer eindimensionalen Spinwelle ohne Dämpfung. Die einzelnen Spins präzedieren um die Gleichgewichtslage, vorgegeben durch das externe Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{ext}}$ . Der Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  steht senkrecht zur Gleichgewichtslage. Die Wellenlänge ist gleich dem Abstand des linken Spins bis zum zweiten Spin von rechts, da diese in Phase sind.

Ein besonderes Merkmal von Spinwellen ist, dass die Dispersionsrelation anisotrop ist, sie hängt vom Winkel  $\varphi$  zwischen externem Magnetfeld und dem Wellenzahlvektor ab. Für den Fall eines dünnen ferromagnetischen Filmes wurde die Dispersionsrelation berechnet in [7].

$$\omega_0(k) = \sqrt{(\mu_0 |g_S| H + \alpha \mu_0 |g_S| M_S k^2)(\mu_0 |g_S| H + \alpha \mu_0 |g_S| M_S k^2 + \mu_0 |g_S| M_S F_{00})} \quad (2.19)$$

Mit der Spinwellenfrequenz  $\omega_0$ , der Austauschkonstanten  $\alpha$ , der Sättigungsmagnetisierung  $M_S$ , dem gyromagnetischen Faktor  $g_S$ , dem Betrag des Wellenvektors  $k$  und dem Dipol-Dipol-Matrixelement  $F_{00}$ . Der Index 0 sowohl bei der Frequenz  $\omega$  als auch beim Matrixelement kennzeichnet, dass es sich um die erste propagierende Spinwelle handelt. Für das Matrixelement gilt

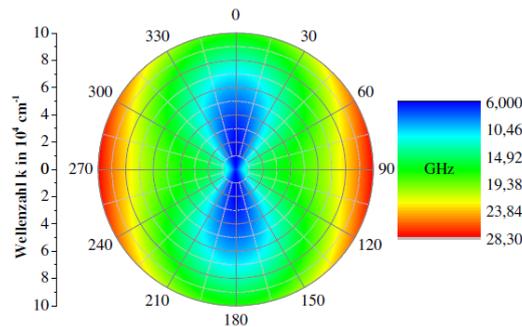
$$F_{00} = 1 - P_{00}(k, d) \cos^2(\varphi) + M_S \frac{P_{00}(k, d)(1 - P_{00}(k, d)) \sin^2(\varphi)}{H + \alpha M_S k^2} \quad (2.20)$$

wobei verwendet wurde, dass der Film in der Ebene magnetisiert ist. Desweiteren gilt

$$P_{00}(k, d) = 1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \quad (2.21)$$

mit der Schichtdicke  $d$ . Abbildung 2.2 stellt die Dispersionsrelation von Spin-

wellen an einem Beispiel dar. Sie ist vom Winkel zwischen Magnetisierung  $\vec{M}$  und Wellenvektor  $\vec{k}$  abhängig. Da die Dispersionsrelation immer echt größer als Null ist, entsteht eine Bandlücke. Frequenzen unterhalb der minimalen Frequenz aus der Dispersionsrelation können nicht angeregt werden, da kein zugehöriger Wellenvektor existiert. Sind Wellenvektor und Magnetisierung parallel oder antiparallel ausgerichtet, so nimmt die Frequenz mit steigender Wellenzahl erst ab, während die Frequenz bei senkrechter Auslenkung monoton anwächst [7].



**Abbildung 2.2:** Dargestellt ist die Dispersionsrelation von Spinwellen in Abhängigkeit von dem Betrag des Wellenvektors und dem Winkel zwischen Wellenvektor und Magnetisierung. Berechnet wurde diese für eine  $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ -Probe mit einer Dicke von 50 nm und einem externen Magnetfeld von 50 mT. Entnommen aus [5].

Ogleich die Dispersionsrelation für einen ferromagnetischen Film hergeleitet wurde, lässt sie sich auch auf Nanostrukturen anwenden. Es ist jedoch zu beachten, dass die Spinwellen diskretisiert auftreten. Die Diskretisierung kann hierbei durch räumliche Einschränkung der Spinwelle stattfinden, wenn die Ausdehnung der Probe in der Größenordnung der Wellenlänge liegt, oder aufgrund eines inhomogenen Magnetfeldes. Letzteres folgt aus Gleichung (2.19), da für größere Magnetfelder die Frequenz der Spinwellen abhängig von  $k$  ansteigt. Die Bandlücke vergrößert sich dadurch. Erreicht eine Spinwelle mit fester Frequenz einen Ort, an dem sich diese Frequenz aufgrund eines inhomogenen Magnetfeldes in der Bandlücke befindet, so wird die Spinwelle reflektiert. Auf diese Weise kann die Spinwelle in einem kleinen Bereich lokalisiert werden, sie befindet sich in einem Potentialtopf [8].

## 2.2 Autooszillationen

### 2.2.1 Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung

Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung beschreibt das Verhalten der Magnetisierung in Anwesenheit eines spin-polarisierten Stromes [13]. Sie lautet

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{g_S \mu_B}{\hbar} \left( \vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M} \right) + \vec{T}_G + \vec{T}_S \quad (2.22)$$

Der erste Summand beschreibt hierbei die Präzession der Magnetisierung  $\vec{M}$  um das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$  ohne Dämpfungen oder Anregungen. Die Energieverluste werden durch den zweiten Summanden  $\vec{T}_G$  beschrieben und der letzte Summand  $\vec{T}_S$  stellt die Wechselwirkung zwischen  $\vec{M}$  und dem spin-polarisiertem Strom dar. Diese und auch folgende Gleichungen dieses Abschnittes sind im cgs-Einheitensystem formuliert.

Für das effektive Feld sind im Rahmen dieser Arbeit fünf Komponenten relevant. Diese sind das externe Magnetfeld  $\vec{H}_0$ , das Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{dip}}$ , erzeugt durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, welches auch Entmagnetisierungsfeld genannt wird, das Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{ex}}$ , welchem die Austauschwechselwirkung zugrunde liegt, dem Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{Ani}}$  aufgrund der magnetokristallinen Anisotropie, sowie dem Oersted-Feld  $\vec{H}_{\text{Oe}}$ , erzeugt durch den Strom  $I$  [13].

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{\text{dip}} + \vec{H}_{\text{ex}} + \vec{H}_{\text{Ani}} + \vec{H}_{\text{Oe}} \quad (2.23)$$

Die Gilbert-Dämpfung wird beschrieben durch

$$T_G = \frac{\alpha(\xi)}{M_S} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.24)$$

In dieser rein phänomenologischen Gleichung handelt es sich bei  $\alpha(\xi)$  um eine dimensionslose Funktion, die von dem ebenso dimensionlosen Parameter  $\xi$ , ein Maß für die Stärke der Magnetisierung, abhängt und Nichtlinearitäten der Dämpfung beschreibt [13].

$$\xi = \frac{\left| \frac{d\vec{M}}{dt} \right|^2}{\left( 4\pi \frac{g_S \mu_B}{\hbar} \right)^2 M_S^4} \quad (2.25)$$

$\xi$  ist somit proportional zum Betragsquadrat der Änderung der Magnetisierung dividiert durch das Quadrat der Sättigungsmagnetisierung. Für kleine Auslenkungen der Magnetisierung kann  $\alpha(\xi)$  mithilfe einer Taylor-Entwicklung näherungsweise bestimmt werden, wobei eine Entwicklung bis zur ersten Ordnung ausreichend ist [13].

$$\alpha(\xi) \approx \alpha_G(1 + q_1\xi) \quad (2.26)$$

Hier ist  $\alpha_G$  der Gilbert-Dämpfungsparameter und  $q_1$  ein phänomenologisches Maß für die Nichtlinearität der Dämpfung. Gilbert-Dämpfung  $T_G$  und der Einfluss des spinpolarisierten Stromes  $T_S$  sind üblicherweise in der gleichen Größenordnung, jedoch deutlich kleiner als die konservative Präzession [13], weshalb die zeitliche Änderung der Magnetisierung nach Gleichung (2.22) im Gilbert-Dämpfungsterm näherungsweise durch diesen ersetzt werden kann. Somit vereinfacht sich Gleichung (2.24) zu

$$T_G = \frac{\alpha(\xi)}{M_S} \left[ \vec{M} \times \frac{g_S \mu_B}{\hbar} (\vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M}) \right] \quad (2.27)$$

und entsprechend wird Gleichung (2.25) zu

$$\xi = \frac{\left| \frac{g_S \mu_B}{\hbar} (\vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M}) \right|^2}{(4\pi \frac{g_S \mu_B}{\hbar})^2 M_S^4} \quad (2.28)$$

Der letzte Summand in Gleichung (2.22) beschreibt den Drehimpulsübertrag vom spin-polarisierten Strom auf die Magnetisierung. Er hat nach [13] die Form

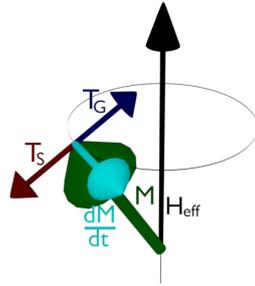
$$T_S = \frac{\sigma_0 I f(\vec{r})}{M_S} \left[ \vec{M} \times (\vec{M} \times \hat{e}_P) \right] \quad (2.29a)$$

$$\sigma_0 = \varepsilon \frac{g_S \mu_B}{2e M_S d S} \quad (2.29b)$$

$I$  ist der die ferromagnetische Schicht durchquerende Strom,  $f(\vec{r})$  die räumliche Verteilung des Stromes und  $\hat{e}_P$  der Einheitsvektor in Richtung der Spin-Polarisation des Stromes.  $\varepsilon$  aus dem Koeffizienten  $\sigma_0$  gibt den Polarisationsgrad des Spinstromes, kurz die Spin-Polarisation, an,  $d$  die Dicke der ferromagnetischen Schicht und  $S$  die Fläche, die vom Strom durchflossen wird.

Die Abbildung 2.3 stellt die auf die Magnetisierung wirkenden Kräfte dar. Die Magnetisierung  $\vec{M}$  präzediert um die Gleichgewichtslage, vorgegeben durch das effektive Magnetfeld  $\vec{H}_{\text{eff}}$ . Die Präzession wird von dem Drehmoment  $\frac{d\vec{M}}{dt}$  bewirkt, welche vom ersten Summanden aus Gleichung (2.22) herrührt (das im Bild als  $\frac{d\vec{M}}{dt}$  bezeichnete Drehmoment entspricht immer nur dem ersten Summanden aus Gleichung (2.22) und ist genau genommen nur dann gleich der Ableitung der Magnetisierung nach der Zeit, wenn sich Dämpfung und Anregung gerade kom-

pensieren). Die beiden anderen wirkenden Kräfte sind die Gilbert-Dämpfung  $\vec{T}_G$ , welche die Magnetisierung wieder in die Gleichgewichtslage zwingt, die zweite Kraft, hervorgerufen durch den spinpolarisierten Strom, wirkt dieser entgegen.



**Abbildung 2.3:** Die in der Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung beschriebenen Kräfte. In grün die Magnetisierung  $\vec{M}$ , welche durch das die Präzession bewirkende Drehmoment (hellblau) auf einer Kreisbahn um die Gleichgewichtslage (schwarz) gehalten wird. Der Dämpfungsterm in dunkelblau und der Anregungsterm in rot wirken einander entgegen. In Anlehnung an [5].

### 2.2.2 Spin-Hall-Effekt (SHE)

Der klassische Hall-Effekt tritt auf, wenn sich ein stromdurchflossener Leiter in einem senkrecht zum Stromfluss ausgerichteten Magnetfeld befindet. Senkrecht zu Feld und Stromrichtung fällt eine Spannung ab, die sogenannte Hallspannung. Ursache ist die Lorentzkraft (siehe Gleichung (2.30)), welche auf einen bewegten Ladungsträger in einem Magnetfeld wirkt.

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.30)$$

Die Kraft wirkt senkrecht auf die Geschwindigkeit  $\vec{v}$  und die magnetische Flussdichte  $\vec{B} = \mu\vec{H}$ . Genau genommen müssen Stromfluss und Magnetfeld also nicht senkrecht aufeinander stehen, jedoch ist dann der Effekt am Größten. Durch die Verschiebung der Ladungsträger (meist Elektronen, dann ist die Ladung  $q = -e$ ) in eine Richtung baut sich ein elektrisches Feld auf, dessen Kraft der Lorentzkraft entgegengesetzt ist. Dies führt zu einem Gleichgewichtszustand, aus dem die Hall-Spannung resultiert.

Der anomale Hall-Effekt tritt bei Stromfluss selbst ohne externes Magnetfeld in einem Ferromagneten auf. Hierbei werden Elektronen unterschiedlichen Spins in entgegengesetzte Richtungen senkrecht zur Stromrichtung abgelenkt. Da die Zahl der Spin-up und der Spin-down Elektronen in Ferromagneten am Fermi-Niveau verschieden ist [12], tritt eine ungleiche Verteilung der Elektronen senkrecht zur Stromrichtung ein. Diese führt ebenfalls zu einer messbaren Spannung.

Der gleiche Effekt, der den anomalen Hall-Effekt in einem Ferromagneten bewirkt, tritt auch in Para- und Diamagneten auf, hier wird der Effekt SHE genannt. Da in diesen aber die Anzahl an Spin-up und Spin-down Elektronen gleich ist [12], ist keine Nettospannung beobachtbar.

Ursachen für diese beiden Effekte, welche auch ohne externes Magnetfeld auftreten, sind einerseits die extrinsischen Effekte *Mott's skew scattering* und *side-jump scattering* und andererseits intrinsische Effekte.

*Mott's skew scattering* beruht auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung, welche bei Streuung an einer Verunreinigung unter einem großen Winkel, in der Größenordnung von  $90^\circ$ , einen unpolarisierten Elektronenstrahl polarisiert. Die Spinpolarisation ist gerade senkrecht zur Streuebene [12].

*Side-jump scattering* ist ebenfalls eine Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung bei Streuung eines polarisierten Elektrons an einer Verunreinigung, wobei diese zu einem spinabhängigen Versatz des Elektrons mit einer Komponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung führt [1, 12].

Der intrinsische Anteil des SHE wird wie der klassische Hall-Effekt durch eine Kraft verursacht, die aber im Gegensatz zu der externen Lorentzkraft, einen internen Ursprung hat. Die Ursache dieser Kraft ist, wie auch schon bei den extrinsischen Effekten, die Spin-Bahn-Wechselwirkung [12].

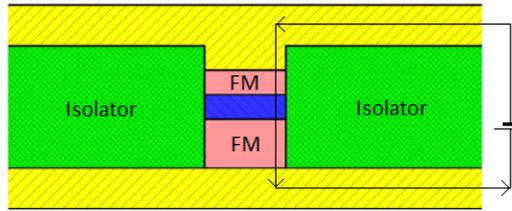
### 2.2.3 Spin-Hall-Nano-Oszillatoren (SHNOs)

Jeder Autooszillator besteht aus drei wichtigen Teilen. Erstens besteht er aus einem *resonanten Element*, welches eine Oszillation überhaupt erst möglich macht und die Frequenz der Oszillation vorgibt, zweitens aus einem *zerstreuenden Element*, welches eine Dämpfung der Oszillation verursacht, und in jedem realen Mechanismus auftritt und drittens aus einem *aktiven Element*, welches den Energieverlust aufgrund des zerstreuen Elements kompensiert und somit aus einem Oszillator einen Autooszillator macht [13].

Bei SHNOs wird das aktive Element durch einen Gleichstrom in einem nicht-ferromagnetischen Metall geleistet. In diesem werden Elektronen aufgrund des SHE, siehe Abschnitt 2.2.2, abhängig von ihrem Spin aufgeteilt.

Aufgrund vieler Analogien zu den SHNOs soll zunächst kurz das Modell des *Spin-Torque-Oszillators* erläutert werden. Dieser besteht aus zwei ferromagnetischen Schichten, einer Trennschicht und Kontakten. Zusätzlich sind die ferromagnetischen Schichten samt der Trennschicht in einen Isolator eingebettet, um lokal hohe Stromdichten zu erzeugen. Eine der beiden ferromagnetischen Schichten ändert seine Magnetisierung erst bei deutlich größeren externen Magnetfeldern, zum Beispiel weil sie dicker ist. Diese Schicht wird als *fixed magnetic layer* bezeichnet, die andere Schicht als *free magnetic layer*. Abbildung 2.4 verdeutlicht dies.

Die Magnetisierung des *fixed magnetic layer* bewirkt eine Spinpolarisation eines angelegten Stromes parallel zu dieser. Bei Eintritt in die dünne ferromagnetische Schicht versuchen die Spins, sich parallel zu der Magnetisierung dieser auszurich-



**Abbildung 2.4:** Geometrie eines *Spin-Torque-Oszillators* nach dem *Nano-Pillar* Prinzip. Rot dargestellt sind die zwei ferromagnetischen Schichten, blau die Trennschicht, in gelb die Kontakte und in grün das Isolatormaterial. Die Magnetisierung der dickeren Schicht gibt die Polarisationsrichtung des Stromes vor. Die Pfeile deuten die Bewegungsrichtung der Elektronen an. Aus [13].

ten, was zu einem Drehimpulsübertrag führt, wenn die beiden Magnetisierungen nicht parallel zueinander ausgerichtet sind. Dieser Drehimpulsübertrag bewirkt eine Präzession der Magnetisierung um die Gleichgewichtslage und wirkt auf diese Weise als aktives Element der Autooszillation.

Der Effekt ist von der Stromstärke, aber auch von der Verteilung dieser abhängig (Gleichung (2.29a)). Um eine möglichst große Stromdichte in der dünnen ferromagnetischen Schicht zu erreichen, dient das Isolatormaterial und die Verwendung eines Layouts mit möglichst kleiner Querschnittsfläche.

Bei SHNOs wird lediglich das *free magnetic layer* benötigt, nicht jedoch das *fixed magnetic layer*. Der Spinstrom, welcher im Fall des *Spin-Torque-Oszillators* durch ebenjene Schicht bewirkt wird, wird bei SHNOs durch den SHE erzeugt.

Die Gleichgewichtslage des *free magnetic layer* ist sowohl bei den SHNOs als auch bei den *Spin-Torque-Oszillatoren* durch ein externes Magnetfeld bestimmt, welches aber die auf die Ausrichtung des *fixed magnetic layer* kaum einen Einfluss hat.

Diese Oszillatoren können durch ein nichtlineares Oszillatormodell beschrieben werden.

$$\frac{dc}{dt} + i\omega(|c|^2)c + \Gamma_+(|c|^2)c - \Gamma_-(|c|^2)c = f(t) \quad (2.31)$$

Hierbei ist  $c(t)$  die komplexe Amplitude der Autooszillation,  $\Gamma_+$  und  $\Gamma_-$  beschreiben die positive bzw. negative Dämpfungsrate, wobei eine negative Dämpfung gerade einer Anregung durch das aktive Element entspricht, und  $f(t)$  beschreibt alles Externe, wie zum Beispiel externe Anregungen oder auch thermische Fluktuationen. Gleichung (2.31) kann aus Gleichung (2.22) hergeleitet werden, dies wurde gezeigt in [13].

## 2.3 Locking

Wird ein Autooszillator zusätzlich durch ein externes, harmonisches Signal beeinflusst, so kann es zum sogenannten *Locking* kommen, bei dem Phase und Frequenz des Autooszillators an die Phase und Frequenz des externen Signals koppeln. Zur Beschreibung eines solchen angeregten Autooszillators kann Gleichung (2.31) benutzt werden [13], wobei  $f(t) = f_e e^{-i\omega_e t}$  das externe harmonische Signal beschreibt.  $f_e$  und  $\omega_e$  sind komplexe Amplitude und Frequenz des externen Signals.

Es gibt zwei einfache Möglichkeiten, den Autooszillator mit einem externen harmonischen Signal zu versorgen. Einerseits kann der angelegte Strom mit einem Mikrowellen-Signal moduliert werden, sodass  $I \rightarrow I + I_{\text{ext}} \cos(\omega_e t)$ . Dann ergibt sich für die Amplitude des externen Signals [13]

$$f_e = -\sigma I_{\text{ext}} \frac{\tan(\gamma_0)}{2\sqrt{2}} \quad (2.32)$$

Hierbei ist  $\gamma_0$  der Winkel zwischen Polarisation des Spin-Stromes und der Gleichgewichtslage der Magnetisierung im *free magnetic layer*, im Falle des *Spin-Torque-Oszillators* also gleichzeitig der Winkel zwischen den Magnetisierungen der beiden verschiedenen ferromagnetischen Lagen.

Andererseits kann anstelle des Stromes auch dem externen Magnetfeld die Mikrowellenkomponente hinzugefügt werden, sodass aus  $\vec{H}_0 \rightarrow \vec{H}_0 + \vec{H}_{\text{ext}} \cos(\omega_e t)$  wird. In diesem Fall lautet die Amplitude [13]

$$f_e = \frac{g_S \mu_B}{\hbar} \frac{(H_{\text{ext},y} + iH_{\text{ext},x})}{2\sqrt{2}} \quad (2.33)$$

mit der  $z$ -Achse parallel zur Gleichgewichtslage der Magnetisierung.

Spaltet man die komplexe Gleichung 2.31, angepasst für eine externe Mikrowellenanregung, in Real- und Imaginärteil auf, so ergeben sich folgende zwei Gleichungen

$$\frac{dp}{dt} + 2[\Gamma_+(p) - \Gamma_-(p)]p = 2|f_e|p^{\frac{1}{2}} \cos(\omega_e t + \phi - \psi_e) \quad (2.34a)$$

$$\frac{d\phi}{dt} + \omega(p) = -|f_e|p^{-\frac{1}{2}} \sin(\omega_e t + \phi - \psi_e) \quad (2.34b)$$

wobei  $p = |c|^2$  die Leistung des Oszillators ist,  $\phi = \arg(c)$  die Phase und  $\psi_e = \arg(f_e)$  die Phase des externen Signals zur Zeit  $t = 0$ .

In den Fällen eines *Spin-Torque-Oszillators* oder eines SHNO ist die Frequenz

des Autooszillators von der Leistung des Oszillators abhängig. Man nennt diese deshalb auch nichtlineare Autooszillatoren.

Für kleine externe Anregungen,  $|f_e| \rightarrow 0$  wird Gleichung (2.34) in [13] ausgewertet, es ergibt sich ein *Locking*-Bereich  $\Delta$  von

$$\Delta = \sqrt{1 + \left( \frac{N}{\frac{d\Gamma_+(p)}{dp} - \frac{d\Gamma_-(p)}{dp}} \right)^2 \frac{|f_e|}{\sqrt{p_0}}} \quad (2.35)$$

Die Größe  $p_0$  beschreibt hierbei die Leistung des Autooszillators ohne externe Anregung.

Für  $|\omega_e - \omega| > \Delta$ , außerhalb des *Locking*-Bereiches, wird die Frequenz der Autooszillation trotzdem verschoben (*frequency pulling*, [13]). Es gilt

$$\omega_{fp} = \omega_e + \text{sgn}(\omega - \omega_e) \sqrt{(\omega - \omega_e)^2 - \Delta^2} \quad (2.36)$$

mit der verschobenen Frequenz  $\omega_{fp}$  der Autooszillation.



# 3 Experimentelle Grundlagen

## 3.1 Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie ( $\mu$ BLS)

Grundprinzip der  $\mu$ BLS ist die inelastische Streuung von monochromatischem Licht an den elementaren Anregungen eines Ferromagneten, wobei entweder eine Spinwelle erzeugt oder vernichtet werden kann (Teilchenbild). Bei der Erzeugung einer Spinwelle spricht man vom Stokes-Prozess, entsprechend bei der Vernichtung vom anti-Stokes-Prozess [10]. Aufgrund der Energie- und Impulserhaltung gilt

$$E_{sc} = \hbar\omega_{sc} = \hbar\omega_{in} \pm \hbar\omega_{sw} = E_{in} \pm E_{sw} \quad (3.1a)$$

$$\vec{p}_{sc} = \hbar\vec{k}_{sc} = \hbar\vec{k}_{in} \pm \hbar\vec{k}_{sw} = \vec{p}_{in} \pm \vec{p}_{sw} \quad (3.1b)$$

mit den Indizes  $sc$  für das gestreute Licht,  $in$  für das einfallende Licht und  $sw$  für die Spinwelle. Gleichung (3.1b) ist hierbei jedoch nur für unendlich ausgedehnte Festkörper erfüllt. In dünnen magnetischen Filmen können die Spinwellen näherungsweise als ebene Wellen in der Schichtebene betrachtet werden, dementsprechend gilt Gleichung (3.1b) nur für die Komponente in dieser Ebene. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Untersuchung der Spinwellen die  $\mu$ BLS angewendet, bei dieser werden Mikroskop-Optiken mit hoher numerischer Apertur verwendet, um eine möglichst gute Ortsauflösung zu erhalten. Dafür wird die gestreute Lichtintensität über einen großen Raumwinkel integriert, was eine direkte Bestimmung des Wellenvektors durch die Streugeometrien nicht mehr möglich macht, siehe auch [10].

Die Bestimmung der Frequenz der Spinwellen ist jedoch nach Gleichung (3.1a) möglich. Hierzu muss die Energieänderung der Photonen möglichst genau bestimmt werden, denn die Änderung liegt für Spinwellen im Gigahertzbereich bei



zum TFPI als Referenzsignal geleitet werden (ST1). Der Großteil des Lichtes wird jedoch vom 1. Strahlteiler transmittiert und durchquert ein Interferometer (nicht im Bild eingezeichnet), welches dazu dient, vorhandene Lasermoden mit etwas verschobener Frequenz zur Hauptmode zu unterdrücken.

Die Kombination aus  $\lambda/2$ -Plättchen, welches abhängig von der Ausrichtung die Polarisation des Laserstrahls dreht, und Glan-Thompson-Prisma, welches als Polarisator wirkt, dient der Leistungseinstellung des Laserlichtes. Je höher die Laserintensität ist, desto größer ist auch der einhergehende Wärmeeintrag in die Probe. Zusätzlich fließt in der Probe ein Strom, welcher Spinwellen anregt und ebenfalls Wärme einbringt. Da ein zu großer Wärmeeintrag die Probe jedoch verändern oder sogar zerstören kann, ist eine Einstellmöglichkeit der Laserleistung vonnöten. Eine zu geringe Laserleistung hingegen würde die Messzeit unnötig verlängern.

Das Teleskop weitet den Laserstrahl auf, sodass das Objektiv, welches sich unmittelbar vor der Probe befindet, ausgeleuchtet wird. Das Objektiv, welches eine hohe numerische Apertur aufweist, dient der Fokussierung des Laserstrahls auf einem möglichst kleinen Punkt der Probe, in dem verwendeten Aufbau etwa 250 nm bis 300 nm. Es dient somit der Ortsauflösung, welche für die Messung an Mikro- oder Nanostrukturen wichtig ist.

Der Strahlteiler ST2 ist ein polarisierender Strahlteiler. Er transmittiert den vom Laser kommenden Strahl, da jedoch die Polarisation von an Spinwellen inelastisch gestreutem Licht um  $90^\circ$  gedreht wird, reflektiert er das von der Probe kommende Signal des inelastisch gestreuten Lichtes. Auf diese Weise wird auch gewährleistet, dass keine Phononen gemessen werden, da das an diesen gestreute Licht seine Polarisation nicht ändert und somit nicht reflektiert wird und auch nicht zum TFPI gelangt.

ST3 ist ein Wellenlängen-abhängiger Strahlteiler, welcher blaues Licht reflektiert, Licht längerer Wellenlänge jedoch transmittiert. Auf diese Weise gelangt das Licht der LED nicht in das Interferometer und der Laserstrahl nur sehr abgeschwächt in die Kamera.

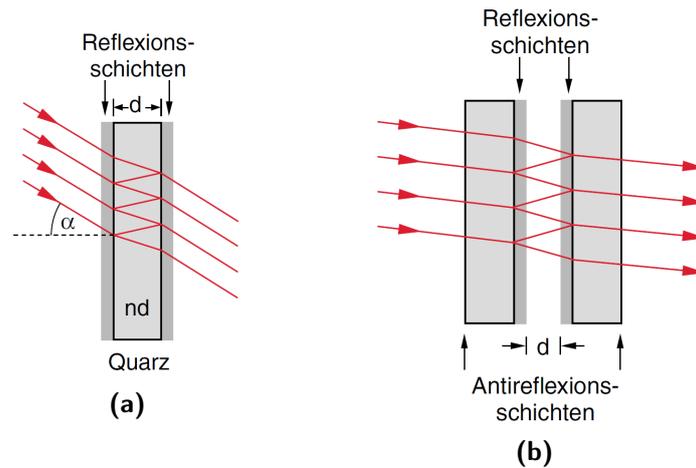
Der Referenzstrahl dient der Bestimmung der Wellenlänge des elastisch gestreuten Lichtes, also der Wellenlänge des Lasers. Dazu kann nicht einfach das elastisch gestreute Licht verwendet werden, da die Intensität dessen viel zu groß ist und den Detektor zerstören würde. Der Referenzstrahl kann hingegen mithilfe eines Diffusers abgeschwächt werden, ohne dass das am Detektor ankommende Signal des inelastisch gestreuten Lichtes abgeschwächt wird.

Mithilfe von Kamera und LED kann die Probenposition bestimmt werden und zusätzlich ermöglichen sie eine Positionsstabilisierung. Diese wird mithilfe einer Software gewährleistet, welche Verschiebungen eines vorher festgelegten Bildaus-

schnittes erkennt und diesem durch Verschieben der Probe entgegenwirkt [11].

### 3.1.2 Fabry-Pérot-Interferometer (FPI) und Tandem-Fabry-Pérot-Interferometer (TFPI)

Ein FPI besteht aus zwei planparallelen, hochreflektiven Platten. Einzelne Wellenlängen werden aufgrund von Vielstrahlinterferenz selektiert. Abbildung 3.3 stellt das Grundprinzip eines FPI schematisch dar. Da die Platten eine sehr



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung eines FPI (a): Beidseitig verspiegeltes Etalon. (b): Einseitig verspiegelte Platten, auf der Rückseite entspiegelt. Aus [3].

hohe Reflektivität aufweisen, wird nach jedem Auftreffen des Lichtes auf einer der Platten ein großer Teil reflektiert und ein kleiner Teil transmittiert, was dazu führt, dass die vielen transmittierten Strahlen miteinander interferieren. Die Airy-Funktion beschreibt das Verhältnis der Intensität des transmittierten Lichtes  $I_t$  zu der Intensität des einfallenden Lichtes  $I_0$  unter Vernachlässigung der Absorption

$$\frac{I_t}{I_0} = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \left( \frac{\Delta\varphi}{2} \right)} \quad (3.2)$$

mit dem Reflexionskoeffizienten  $R$  und der Phasendifferenz  $\Delta\varphi = \frac{4\pi d}{\lambda}$ , den ein Durchlauf durch das Interferometer verursacht [3]. Die Transmission wird maximal, wenn die  $\sin$ -Funktion nicht beiträgt, also für  $\Delta\varphi = 2\pi m, m \in \mathbb{N}$ . Die Transmission wird demnach am größten, wenn der Spiegelabstand ein Vielfaches der halben Wellenlänge des einfallenden Lichtes beträgt.

Der Reflexionskoeffizient beeinflusst die volle Halbwertsbreite (FWHM) des

Peaks, welche aus Gleichung (3.2) bestimmt werden kann zu

$$\text{FWHM}_{\Delta\varphi} = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \quad (3.3a)$$

$$\Rightarrow \text{FWHM}_{\nu} = \frac{d\nu}{d\Delta\varphi} \text{FWHM}_{\Delta\varphi} = \frac{c}{4\pi d} \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \quad (3.3b)$$

wobei  $\nu$  die Frequenz des Lichtes ist. Eine hohe Reflektivität der beiden Platten ist dementsprechend wichtig für die Auflösung des FPI.

Um die Frequenz des einfallenden Lichtes zu bestimmen, kann nun der Abstand zwischen den parallelen Platten  $d$  des FPI verändert werden. Es ändert sich somit auch die transmittierte Wellenlänge  $\lambda_t$  zu

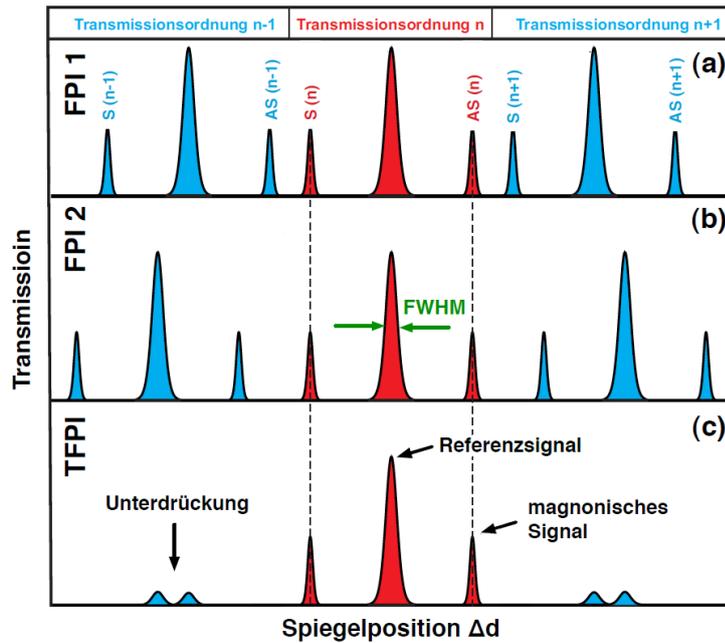
$$\lambda_{t,\text{neu}} = \left(1 + \frac{\Delta d}{d}\right) \lambda_{t,\text{vor}} \quad (3.4a)$$

Hierbei ist  $\Delta d$  die Änderung des Plattenabstandes. Es folgt für die Frequenzänderung [10]

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda_{t,\text{vor}}} - \frac{c}{\left(1 + \frac{\Delta d}{d}\right) \lambda_{t,\text{vor}}} = \frac{c}{\lambda_{t,\text{vor}}} \frac{\Delta d}{d + \Delta d} \approx \frac{c}{\lambda_{t,\text{vor}}} \frac{\Delta d}{d} \quad (3.4b)$$

Aufgrund der Periodizität der Frequenz bezüglich des Plattenabstandes existieren verschiedene Transmissionsordnungen, wobei die  $n$ -te Transmissionsordnung gerade einem Plattenabstand  $d = \frac{n\lambda}{2}$  entspricht. Betrachtet man nun an Spinwellen inelastisch gestreutes Licht, so kann nur die Frequenzänderung zwischen elastisch und inelastisch gestreutem Licht bestimmt werden. Nun ist es mit einem einzelnen FPI nicht möglich, das inelastisch gestreute Licht einer bestimmten Transmissionsordnung zuzuordnen. Insbesondere der Stokes-Prozess der  $n$ -ten Ordnung  $S(n)$  und der Antistokes-Prozess der  $n - 1$ -ten Ordnung können nicht unterschieden werden.

Abbildung 3.4 zeigt die Funktionsweise eines TFPI. Bei diesem sind zwei einzelne FPIs miteinander so gekoppelt, dass die Änderung des Plattenabstandes zwar proportional zueinander, jedoch nicht gleich ist. Es werden die beiden FPIs so eingestellt, dass die  $n$ -te Ordnung maximal transmittiert wird, die anderen Ordnungen werden dann jedoch unterdrückt. Auf diese Weise kann das inelastisch gestreute Licht eindeutig einem Stokes- bzw. Antistokes-Prozess zugeordnet werden.



**Abbildung 3.4:** Transmissionsspektren zweier FPIs und eines TFPI zur Veranschaulichung der Wirkungsweise dieses. (a), (b): Die Transmissionsspektren der beiden FPIs sind für die Transmissionsordnungen verschieden von  $n$  zueinander verschoben, da die optische Achse beider FPIs gegeneinander verkippt ist. (c) Durch die Kopplung der FPIs werden die Nebenordnungen unterdrückt. Aus [10].

## 3.2 Probe

### 3.2.1 Material

Die in dieser Arbeit untersuchten SHNOs bestehen aus einer 7 nm dicken Platinschicht und einer 5 nm dicken Schicht aus  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  auf einem Siliziumsubstrat. Platin ist ein Paramagnet und in diesem werden aufgrund des SHE durch Anlegen eines Gleichstromes Elektronen unterschiedlichen Spins verschieden abgelenkt. Das ferromagnetische Material ist  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ , in diesem entstehen die Spinwellen, deren Dämpfung durch die Anregung mithilfe des erzeugten Spinstromes kompensiert wird.

Sowohl oberhalb als auch unterhalb dieser Pt-CoFeB-Schicht befindet sich jeweils eine 1.7 nm dicke Schicht aus Chrom. Während die Schicht oberhalb des  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  als Oxidationsschutz dient, sorgt die untere Schicht für eine bessere Haftung des Platin auf dem Substrat.

Die Herstellung erfolgte analog zu der Herstellung der Pt -  $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$  - Struktur in Arbeit [5], dort findet sich auch eine Beschreibung des Herstellungsprozesses.

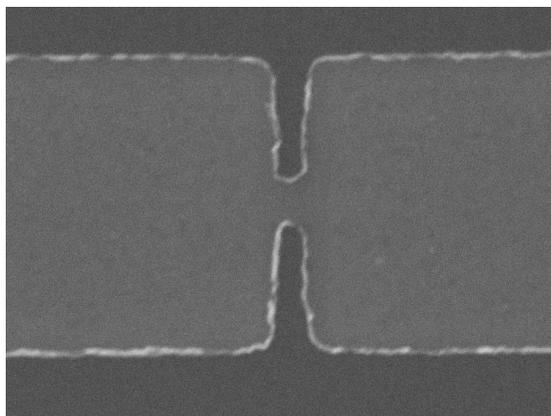
Zur besseren Veranschaulichung ist der schematische Aufbau der Proben in Abbildung 3.5 dargestellt.



**Abbildung 3.5:** Die verschiedenen Schichten der Probe. Die beiden mittleren Schichten, Pt (grün) und  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  (rot) dienen der Erzeugung von Autooszillationen. Die untere Chromschicht dient als Haftschicht des Platins auf dem Siliziumsubstrat (nicht im Bild eingezeichnet), die obere als Oxidationsschutz.

### 3.2.2 Nano-Verengung

Um Autooszillationen anregen zu können, muss eine hohe Stromdichte in der Probe erzeugt werden. Dies wird bei diesen Proben durch eine Verengung der verwendeten Doppelschicht erreicht. Die Verengung liegt in einer Größenordnung von einigen hundert Nanometern. In den drei verschiedenen Strukturen sind die Verengungen 150 nm, 270 nm oder 350 nm breit. Da nur in dieser Verengung die kritische Stromdichte, ab welcher Autooszillationen möglich sind, überschritten wird, sind die Spinwellen dort lokalisiert. Zusätzlich bewirkt die magnetische Formanisotropie, also eine lokale Änderung des Magnetfeldes im Bereich der Verengung, eine Lokalisierung der Spinwellen. Eine Aufnahme einer solchen Struktur ist in Abbildung 3.6 gezeigt.



**Abbildung 3.6:** Probe in der Aufsicht. Erkennbar ist die Verengung, in welcher Spinwellen aufgrund einer lokal hohen Stromdichte erzeugt werden. Aufgenommen mit Hilfe der *Scanning Electron Microscopy* (SEM). Das Substrat ist dunkelgrau, die Struktur ist etwas heller mit weißem Rand. Angefertigt von T. Hache.

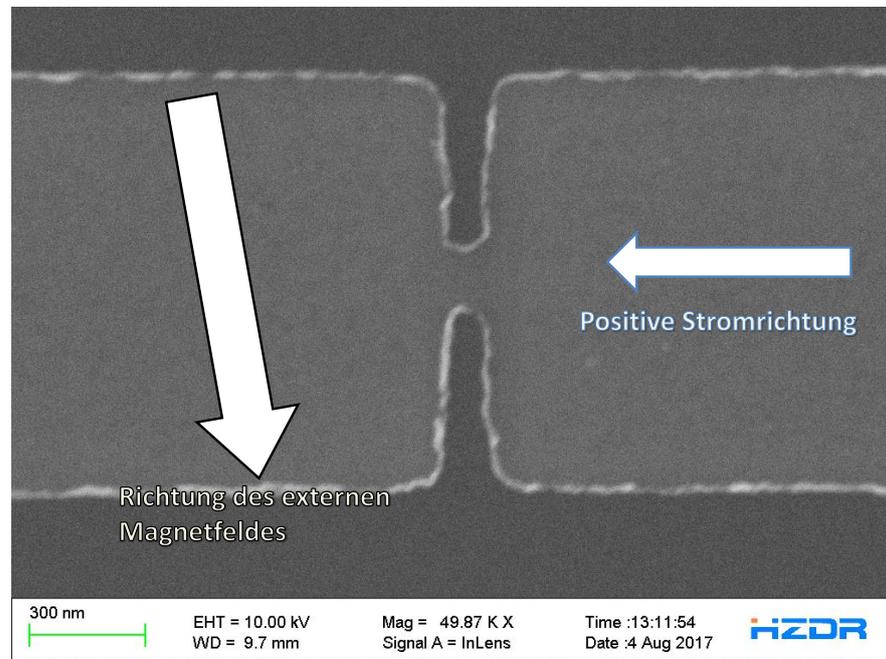
Die Herstellung dieser Verengungen erfolgt mittels Elektronenstrahl-Lithografie (EBL). Dabei wird ein Lack auf dem Substrat aufgetragen, der durch Bestrahlung mit Elektronen seine Eigenschaften verändert. Bei dem verwendeten Lack werden die Moleküle durch die Bestrahlung aufgespalten und nach einem Bad im Entwickler bleibt der Lack überall dort bestehen, wo er nicht mit Elektronen bestrahlt wurde. Beim Sputterprozess werden die gewünschten Materialien auf das Substrat aufgetragen, danach wird der restliche Lack entfernt und die aufgetragenen Schichten verbleiben nur an den Stellen, an denen sich bereits kein Lack mehr

befand. Eine ausführliche Beschreibung des Herstellungsprozesses findet sich in [5].

Die Proben wurden von T. Hache am NanoFaRo am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf strukturiert. Die metallischen Funktionsschichten wurden von Phani Arekapudi an der TU Chemnitz aufgebracht. Verantwortlich für das Aufbringen der Goldkontakte für die Kontaktierung waren Tommy Schönherr und Claudia Neisser aus der Gruppe von Artur Erbe.

## 4 Ergebnisse

### 4.1 Messgeometrie



**Abbildung 4.1:** 150 nm-Struktur in der Aufsicht. Eingezeichnet ist die Richtung des externen Magnetfeldes und die Richtung des Stromflusses. Der reine DC-Strom wird mit einem AC-Signal überlagert, die Überlagerung wird mit einem *Bias-Tee* bewerkstelligt. Der Winkel zwischen den Richtungen des externen Magnetfeldes und des Stromflusses beträgt  $80^\circ$ . Angefertigt von T. Hache.

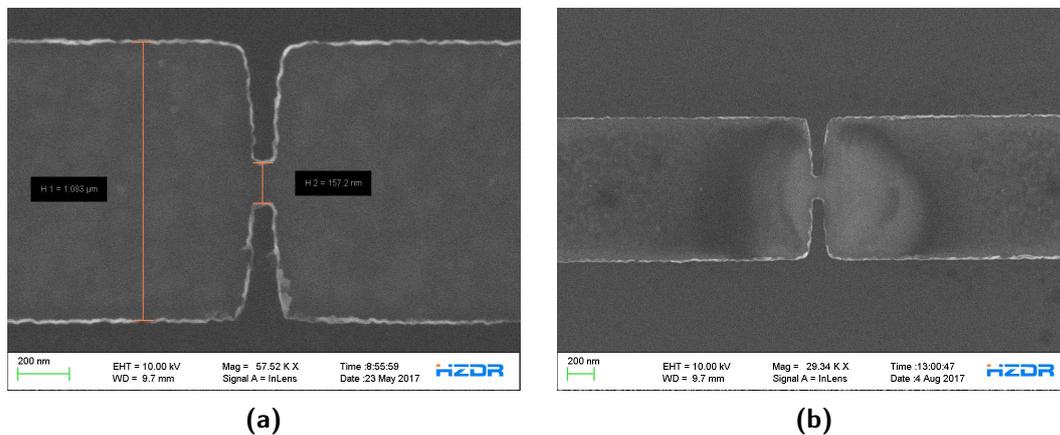
In Abbildung 4.1 ist die in den Experimenten verwendete Messgeometrie gezeigt. Ein externes Magnetfeld diente der Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht. Hierbei betrug der Winkel zwischen Stromrichtung und Richtung des externen Magnetfeldes  $80^\circ$ . Unter einem Winkel von  $90^\circ$  wäre zwar die Anregung von Autooszillationen am größten, jedoch die Wechselwirkung zwischen der externen Anregung und der Autooszillation am kleinsten (für  $0^\circ$  wäre es gera-

de umgekehrt). Unter einem Winkel von  $80^\circ$  konnte gewährleistet werden, dass die benötigten Ströme nicht so groß sind, dass sich die Struktur während der Messungen bereits signifikant aufgrund des großen Wärmeeintrags verändert.

Aufgrund der Wahl der Stromrichtung, wie in Abbildung 4.1 gezeigt, kann der Slonczewski-Term die Gilbert-Dämpfung nur dann kompensieren, wenn positive Ströme angelegt werden, werden negative Ströme angelegt, so verstärkt er die Dämpfung zusätzlich, siehe auch Abschnitt 2.2.1.

Obwohl der Winkel zwischen Stromrichtung und externem Magnetfeld schon möglichst groß gewählt wurde, änderten sich nach einigen Messtagen die Eigenschaften der Proben. So wurden in etwa 25 % bis 50 % größere Ströme benötigt, um Autooszillationen anregen zu können.

Eine Veränderung der Proben konnte auch mithilfe von Aufnahmen mittels SEM festgestellt werden. Die Abbildung 4.2 verdeutlicht dies.



**Abbildung 4.2:** Aufsicht einer untersuchten 150 nm-Struktur. Aufgenommen (a): vor der Durchführung von Messungen, (b): nach der Durchführung von Messungen. Vor den Messungen ist kein Kontrast in der Probe erkennbar, danach hingegen ist ein deutlicher Kontrast um die Verengung herum erkennbar. Angefertigt von T. Hache.

In 4.2a ist eine Aufnahme einer noch nicht untersuchten Struktur zu sehen. Abbildung 4.2b zeigt die gleiche Probe nachdem Messungen durchgeführt wurden. Die Probe weist nach den Messungen einen deutlichen Kontrast um die Verengung herum auf, was einer Widerstandsänderung des Materials oder einer Veränderung der Materialoberflächen entspricht.

Die Kombination aus der Veränderung der benötigten Stromstärken für die Erzeugung von Spinwellen als auch die erkennbare Veränderung in den SEM-Aufnahmen zeigt deutlich, dass eine Vergleichbarkeit von Messungen vor und nach einer solchen Veränderung nicht gegeben ist. Um Vergleichbarkeit und Reproduzierbarkeit zu gewährleisten, sind die in dieser Arbeit verwendeten Proben nicht länger als ein bis zwei Tage vermessen worden.

## 4.2 Messmethodik

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Beeinflussung der Oszillatorfrequenz von SHNOs durch ein zusätzliches Wechselstrom-Signal untersucht. Dazu wurde die Probe mit einer *Picoprobe* kontaktiert, um sowohl Gleich- als auch Wechselstrom anlegen zu können. Für die Überlagerung dieser beiden Signale wurde ein *Bias-Tee* benutzt. Die Gleich- und die Wechselstromquelle, sowie auch die Stromversorgung des Elektromagneten und der Detektor wurden über eine aufwendige Software von THATec Innovation<sup>1</sup> gesteuert. Auf diese Weise und unter Verwendung der Positionsstabilisierung konnten die Messungen automatisiert durchgeführt werden.

Der durch den Gleichstrom erzeugte Spinstrom kompensiert die Dämpfung der Spinwellen und ermöglicht somit Autooszillationen einer bestimmten Frequenz oder auch mehrerer Frequenzen. Die Frequenz hängt von verschiedenen Faktoren ab, unter anderem von dem verwendeten ferromagnetischen Material, der Strukturform, dem externen Magnetfeld und auch der angelegten Stromstärke. Eine externe oszillierende Anregung kann benutzt werden, um die Frequenz dieser Oszillation zu verändern. Nimmt hierbei die Autooszillation die Frequenz der externen Anregung an, so spricht man von *Injection Locking* oder auch *Frequency Entrainment*. Im Folgenden wird der Einfachheit halber der Begriff *Locking* verwendet.

Ziel der Arbeit war die Untersuchung des Frequenzbereiches, in dem *Locking* stattfindet, abhängig von der Breite der Verengung der untersuchten Proben, der angelegten Stromstärke des Gleichstromes und dem externen Magnetfeld.

Die Bestimmung der Frequenz sowohl der Autooszillation als auch des externen Signals erfolgte unter Verwendung des TFPI. Mithilfe dessen wurden Frequenzspektren aufgenommen, in welchen die Autooszillation und das externe Signal erkennbar sind. Abbildung 4.3 zeigt ein solches Spektrum.

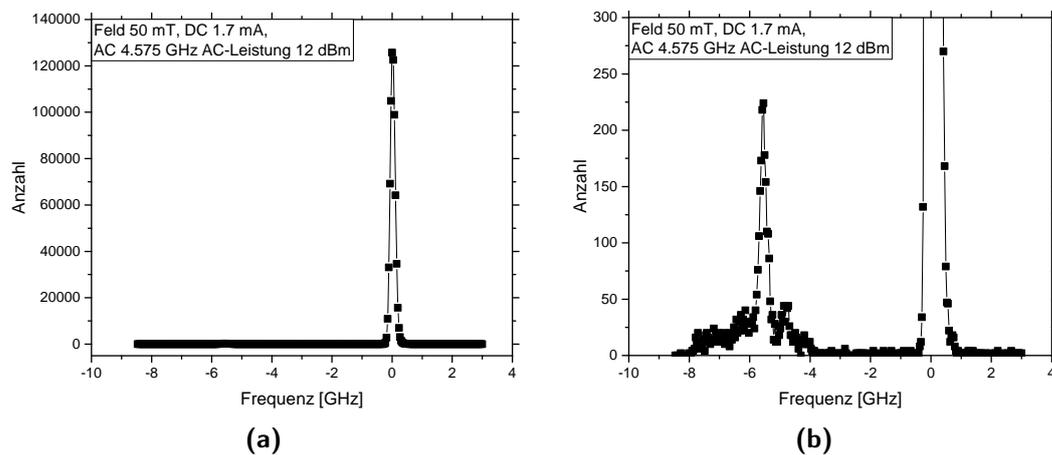
Hierbei zeigt Abbildung 4.3a den kompletten Referenzpeak. Da dieser deutlich größer ist als das Signal der Autooszillation, ist dieses wiederum nicht zu erkennen. Bei Abbildung 4.3b ist die y-Achse so umskaliert worden, dass auch das Signal der Autooszillation zu erkennen ist.

Charakteristisch für das *Locking* ist neben der Frequenzänderung der Autooszillation eine deutliche Abnahme der FWHM und eine Zunahme der Peakhöhe. Darum ist die Frequenz der im Spektrum zusätzlich zum Referenzpeak erkennbaren Peaks bestimmt worden, genauso wie die FWHM und die Peakhöhe.

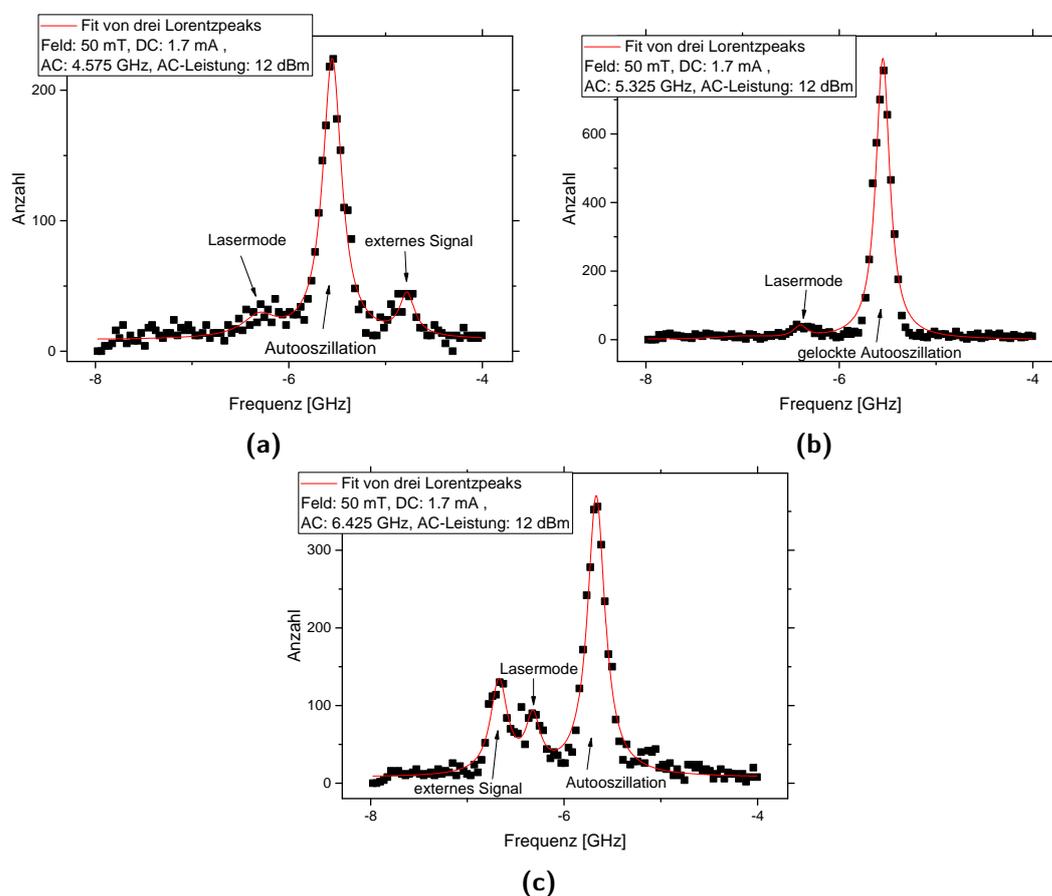
Zur Bestimmung der Parameter wurden die Messdaten mit Lorentzpeaks gefittet. Dies ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Die drei verschiedenen Graphen sind aus einer Messung der 150 nm-Struktur bei einem externen Magnetfeld von 50 mT

---

<sup>1</sup><http://www.thatec-innovation.de/>



**Abbildung 4.3:** Spektrum einer Messung auf der 150 nm-Struktur bei 50 mT, 1.7 mA und einer externen Anregung mit einer Frequenz von 4.575 GHz und einer Leistung von 12 dBm. Auf der y-Achse ist die Zahl der gemessenen Signale aufgetragen. (a): gut zu erkennen ist der Referenzpeak, von welchem der Frequenzabstand in GHz bestimmt wird. (b): Zusätzlich zu dem Referenzpeak ist auch das deutlich schwächere magnonische Signal erkennbar.



**Abbildung 4.4:** Zur Bestimmung der Parameter wurden die Peaks in den Spektren gefittet. (a): Bei zu kleinen Frequenzen für *Locking*: die Autooszillation und das Signal der externen Anregung sind beide erkennbar. Zusätzlich ist eine Lasermode zu sehen. (b): Die Autooszillation ist gelockt und deshalb nicht von der externen Anregung unterscheidbar. (c): Ist die Frequenz des externen Signals zu groß, so findet kein *Locking* mehr statt.

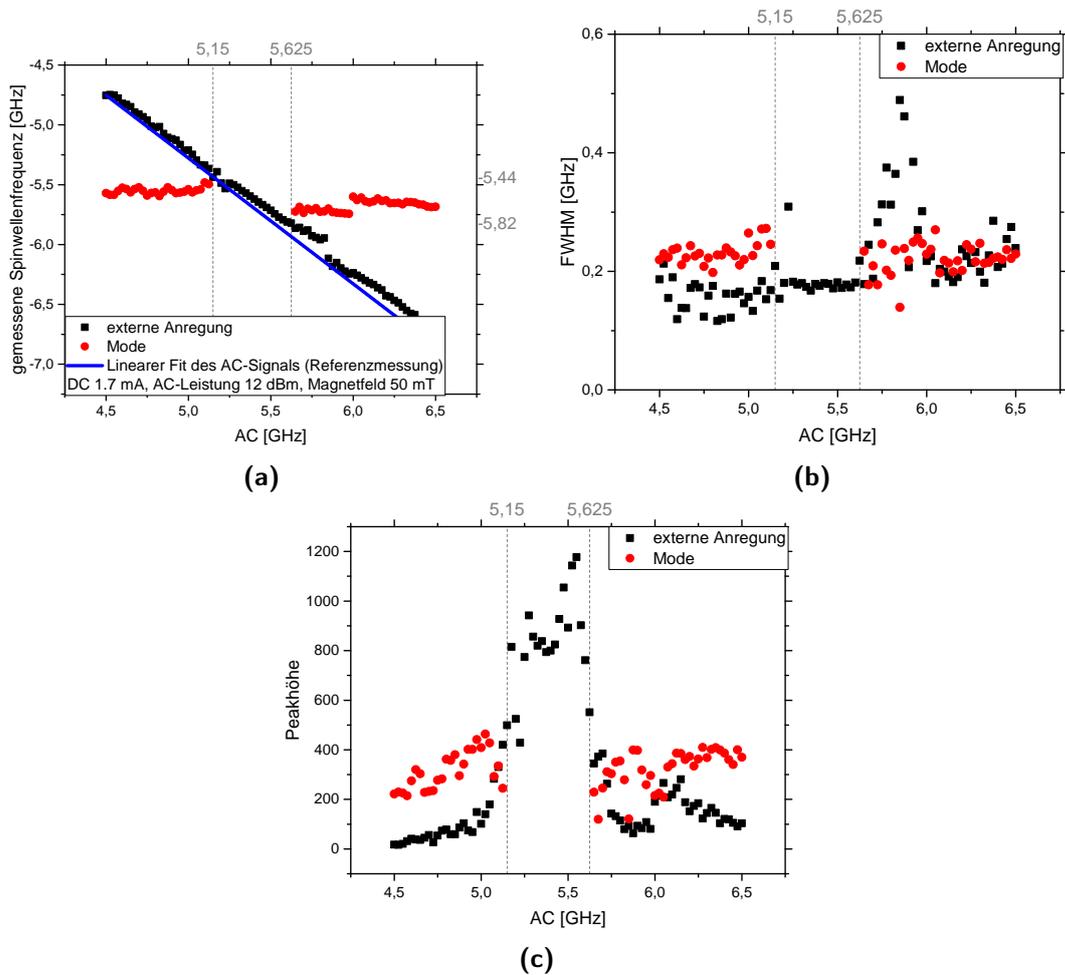
und einem anliegenden Strom von 1.7 mA. Die Frequenz des externen Signals ist variiert worden, angefangen bei einer Frequenz, welche kleiner als die Frequenz der Autooszillation war und bei der noch kein *Locking* auftrat. Eine alternative Möglichkeit ist, anstelle der Frequenz der externen Anregung die Frequenz der Autooszillation zu ändern. Dies kann zum Beispiel durch Änderung des externen Magnetfeldes oder der verwendeten Stromstärke erreicht werden. In beiden Fällen ist der Zusammenhang zwischen Frequenz der Autooszillation und der sich ändernden Größe jedoch nicht linear, hinzu kommt, dass diese Größen auch Einfluss auf die Stärke der Autooszillation haben, also die Peakhöhe dieser beeinflussen. Da die Peakhöhe jedoch Einfluss auf den *Locking*-Bereich hat, siehe Abschnitt 2.3, ist eine Analyse des *Locking*-Bereiches auf diese Weise deutlich schwieriger. Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Arbeit die Frequenz der externen Anregung variiert und eine solche Messung dann für verschiedene Ströme, Felder und Strukturen wiederholt.

Abbildung 4.4a zeigt ein Spektrum, bei dem die Frequenz der externen Anregung zu klein ist, als dass bereits *Locking* stattfinden kann, wohingegen die Frequenz des externen Signals bei der Messung des in Abbildung 4.4b bereits im *Locking*-Bereich liegt. Die Frequenz des externen Signals in Abbildung 4.4c ist dann wieder außerhalb des *Locking*-Bereiches.

Die Zuordnung der verschiedenen Peaks ist mit nur einem einzelnen Spektrum nicht möglich. Jeder der Peaks hängt jedoch von verschiedenen Parametern ab, dies ermöglicht eine Zuordnung der Parameter durch Variation. Das Signal der externen Anregung ändert sich nur mit Änderung der Frequenz der externen Anregung. Die Frequenz der Autooszillation hängt hingegen von dem externen Magnetfeld und dem angelegten Gleichstrom ab. Die Lasermode ist immer bei der gleichen Frequenz und selbst dann zu sehen, wenn weder Magnetfeld, noch Gleich- oder Wechselstrom angelegt sind.

Wäre die Polarisation des Laserlichtes im gesamten Aufbau genauso wie der im Aufbau verwendete polarisierende Strahlteiler ideal, so wäre die Lasermode nicht im Spektrum sichtbar, da es sich bei der Lasermode um elastisch an der Probe gestreutes Licht handelt, dessen Polarisation folglich nicht aufgrund der Wechselwirkung mit Spinwellen um  $90^\circ$  gedreht wird und vom polarisierenden Strahlteiler transmittiert wird.

Um den *Locking*-Bereich zu bestimmen, ist es nötig, die verschiedenen Spektren für ein konstantes Feld und einen konstanten Strom aber für die verschiedenen Frequenzen der externen Anregung zu betrachten. Die Betrachtung der drei Größen Frequenz, FWHM und Intensität der Autooszillationen und der externen Anregung erscheint hierbei sinnvoll, da diese Größen Charakteristika im Falle von *Locking* aufweisen.



**Abbildung 4.5:** Daten aus den Fits der Peaks für die Messung auf einer 150 nm-Struktur bei einem externen Magnetfeld von 50 mT, einem Strom von 1.7 mA und einer Leistung des externen Signals von 12 dBm. Die schwarzen Punkte entsprechen den Daten, welche der externen Anregung zugeordnet werden können, die roten Punkte zeigen die Daten der Autooszillation. Die blaue Linie entspricht einem linearen Fit aus einer Referenzmessung, bei der kein Gleichstrom angelegt wurde. Die grau gestrichelten Linien zeigen den bestimmten *Locking*-Bereich. (a): Die gemessene Frequenz der Spinwellen aufgetragen über der Frequenz der externen Anregung. (b): Die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der extern angelegten Frequenz ist gezeigt. (c): Zu sehen ist die Abhängigkeit der Peakhöhe von der Frequenz der externen Anregung.

Die Abbildung 4.5 stellt diese drei Größen in Abhängigkeit der angelegten Frequenz der externen Anregung, in den folgenden Graphen immer mit  $AC$  bezeichnet, dar. Die Graphen zeigen einen Bereich, in dem keine Autooszillation eingezeichnet ist, was aber nicht bedeutet, dass diese nicht vorhanden war, sondern, dass diese nicht von dem Signal der externen Anregung zu unterscheiden ist. Der mit den grauen Linien begrenzte Bereich stellt den bestimmten *Locking*-Bereich dar. Verschiedene Merkmale deuten das *Locking* dabei an. Einerseits ist es im Falle von *Locking* nicht möglich, sowohl Autooszillation als auch externe Anregung zu identifizieren. Vor und nach dem *Locking* kommt es zum *frequency pulling*, wie auch schon in Abschnitt 2.3 erwähnt. Dieses ist in Abbildung 4.5a

zumindest vor dem Beginn des *Locking*-Bereiches zu erkennen, die Frequenz der Autooszillation nähert sich der Frequenz des externen Signals bereits an. Hinzu kommt eine deutliche Verringerung der FWHM der Autooszillation. Diese ist als Merkmal für die Bestimmung des *Locking*-Bereiches bei diesen Messungen nur sehr begrenzt einsetzbar, da die natürliche Auflösung des TFPI, welche in diesem Fall erreicht wird, bei etwa 180 MHz liegt, siehe Abbildung 4.5b, und somit nicht viel kleiner ist als die Linienbreite der Autooszillation. Dass es sich dabei tatsächlich um die Auflösungsgrenze des TFPI handelt, lässt sich daraus schlussfolgern, dass auch die Lasermode nicht genauer aufgelöst werden kann. Bei Peaks, die eine etwas kleinere FWHM aufweisen, handelt es sich ausschließlich um sehr kleine Peaks, bei denen das Rauschen noch einen Einfluss hat und auch eine leichte Asymmetrie eines größeren Peaks schon einen Einfluss haben kann.

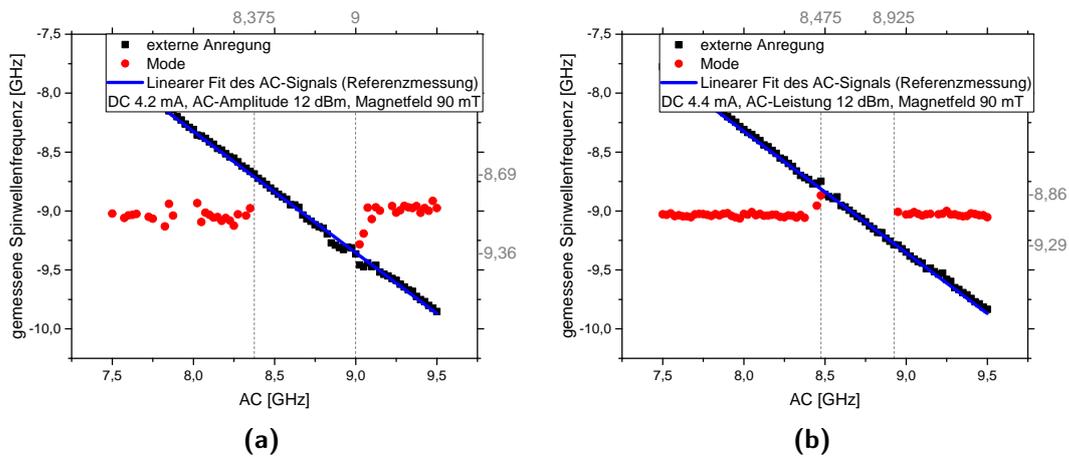
Obgleich eine deutliche Abnahme der FWHM nicht als Merkmal für *Locking* verwendet werden kann, so kann eine Vergrößerung der FWHM vor und nach dem *Locking* ein Indikator sein. Dieser lässt sich physikalisch damit begründen, dass die Wahrscheinlichkeiten für die beiden möglichen Zustände der Spinwelle (Frequenz der Autooszillation oder Frequenz der externen Anregung) sich immer weiter angleichen, wodurch sich die Lebensdauer des einzelnen Zustandes verringert, da die Spinwelle öfter den Zustand *wechselt*. Die Konsequenz einer kürzeren Lebensdauer ist jedoch eine größere Energie- und somit auch Frequenzunschärfe. Diese führt zu einer charakteristischen Zunahme der FWHM.

Ein charakteristisches Anwachsen der Peakhöhe im *Locking*-Bereich wird dadurch bewirkt, dass die externe Anregung aufgrund des Slonczewski-Termes ungedämpft ist, selbst wenn die Autooszillation nicht mit der externen Anregung lockt. Dies führt wie bei anderen Oszillatoren mit externer Anregung und geringer Dämpfung zu einer deutlichen Zunahme der Amplitude. Ein Indikator für *Locking* ist jedoch das Sinken der Peakhöhe der Autooszillation um den *Locking*-Bereich herum. Abbildung 4.5c zeigt eine solche Abnahme der Peakhöhe. Diese Abnahme folgt aus der Zunahme der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Spinwelle im Zustand mit der Frequenz der externen Anregung und folglich einer Abnahme der Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Zustand der Frequenz der Autooszillation. Die Abnahme des Signals der Autooszillation geht deshalb einher mit einer Zunahme des Signals der externen Anregung.

Der Sprung in der Frequenz der Autooszillation bei einer Frequenz der externen Anregung von 6 GHz, welcher in Abbildung 4.5a erkennbar ist, ist charakteristisch für die Messungen auf dieser Probe ab einer Stromstärke von 1.5 mA. Er geht auch einher mit einer Verringerung der Peakhöhe der Autooszillation in diesem Bereich. Eine mögliche Erklärung liefert [15]. Dort wird *Locking* nicht nur bei gleicher Frequenz der externen Anregung festgestellt, sondern auch, wenn das

Verhältnis der Frequenz der externen Anregung zu der Frequenz der Autooszillation sich durch einen Bruch aus *einfachen natürlichen Zahlen* darstellen lässt. Das Verhältnis der Frequenzen ist in dem Fall etwa  $6/5.375 \approx 1.125$ . Somit handelt es sich zwar nicht um einen der in [15] gefundenen Brüche, aber trotzdem um ein Verhältnis einfacher natürlicher Zahlen. Eine Bestimmung des *Locking*-Bereiches ist jedoch nicht möglich, da der Übergang von gelocktem Zustand zu normaler Oszillation nicht erkennbar ist.

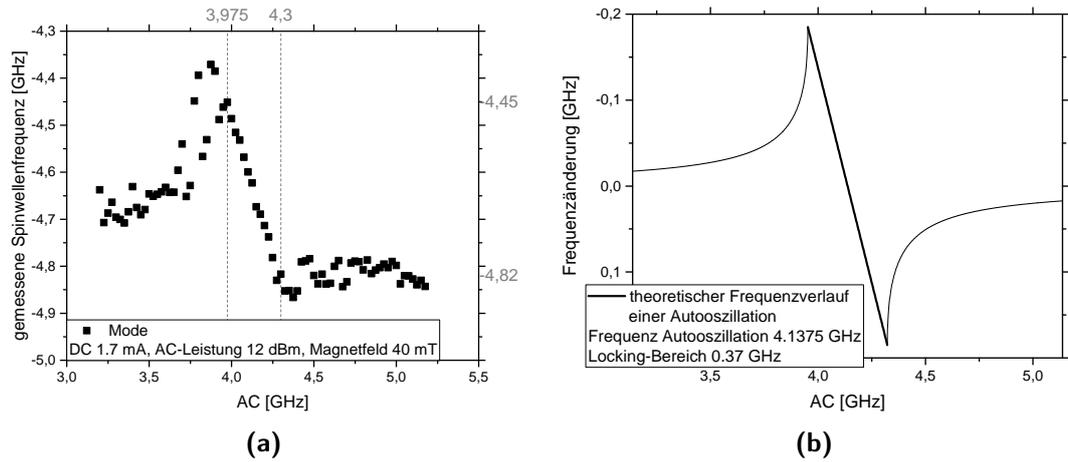
Der Effekt des *frequency pulling* hat vor allem in der Nähe des *Locking*-Bereiches einen großen Einfluss, was eine Beobachtung des Effektes in den durchgeführten Experimenten ermöglichte. Der Effekt ist auf einer 350 nm-Struktur bei 90 mT für 4.2 mA und 4.4 mA in Abbildung 4.6 gezeigt.



**Abbildung 4.6:** Der Effekt des *frequency pulling* bei Messungen auf einer 350 nm-Struktur bei 90 mT. Zu sehen ist die Frequenzverschiebung der Autooszillation (a): nach dem *Locking*, (b): vor dem *Locking*.

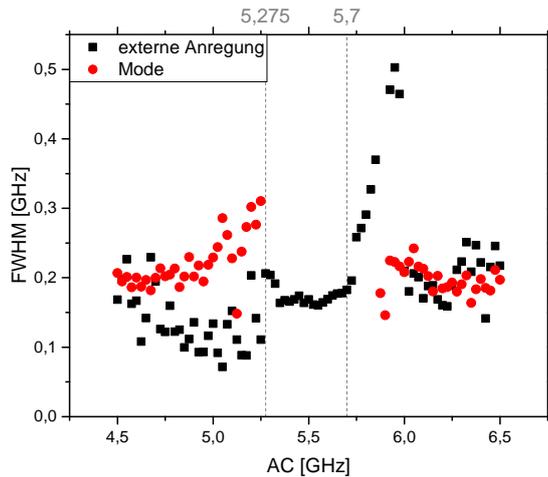
Neben der starken Änderung der Frequenz um den *Locking*-Bereich herum kam es auch in größerer Entfernung der Frequenz des Autooszillators noch zu einer Verschiebung der Autooszillationsfrequenz. Dargestellt ist das *frequency pulling* sowohl für eine Messung einer 150 nm-Struktur bei 40 mT und 1.7 mA als auch der theoretische Verlauf in Abbildung 4.7. Der Frequenzverlauf in der Messung ist nicht symmetrisch zu beiden Seiten, eine mögliche Ursache ist die Bandlücke, welche für Frequenzen unterhalb der Autooszillationsfrequenz existiert. Diese bewirkt, dass *Locking* zu Frequenzen unterhalb der Oszillationsfrequenz energetisch ungünstiger ist als *Locking* zu höheren Frequenzen, was die Reichweite des *frequency pulling* möglicherweise verkleinert. Die Frequenz der Autooszillation ist nach der theoretischen Vorhersage jedoch nur von dem *Locking*-Bereich abhängig und punktsymmetrisch um den Punkt, an dem externe Anregung und Autooszillation in ihrer Frequenz übereinstimmen.

Neben dem *frequency pulling* war ein charakteristisches Merkmal die genannte Verbreiterung der FWHM vor und nach dem *Locking*. Eine mögliche Ursache ist



**Abbildung 4.7:** (a): Messung einer 150 nm-Struktur bei 40 mT und 1.7 mA. Deutlich zu erkennen ist das *frequency pulling* zu kleineren Frequenzen. (b): theoretische Frequenzänderung der Autooszillation bei einem *Locking*-Bereich von 0.37 GHz.

die Verringerung der Lebensdauer der Spinwelle in einem der möglichen Zustände. Abbildung 4.8 zeigt eine Zunahme der Linienbreite sowohl von dem Signal der Autooszillation als auch von dem Signal der externen Anregung.



**Abbildung 4.8:** Darstellung der Linienbreite über der Frequenz der externen Anregung bei einer 150 nm-Struktur, einem externen Magnetfeld von 50 mT, einer Stromstärke von 1.5 mA und einer AC-Leistung von 12 dBm. Vor und nach dem *Locking* nimmt die Linienbreite deutlich zu.

Betrachtet man beispielhaft eine FWHM von  $\Delta\nu = 300$  MHz, wie sie im Falle der Autooszillation vor dem Beginn des *Locking* erreicht wurde, so ergibt sich nach Heisenbergscher Unschärferelation

$$\Delta E \cdot \Delta t \gtrsim \frac{\hbar}{2} \quad (4.1a)$$

$$h\Delta\nu \cdot \Delta t \gtrsim \frac{\hbar}{2} \quad (4.1b)$$

$$\Delta t \gtrsim \frac{1}{4\pi\Delta\nu} \approx 0.27 \text{ ns} \quad (4.1c)$$

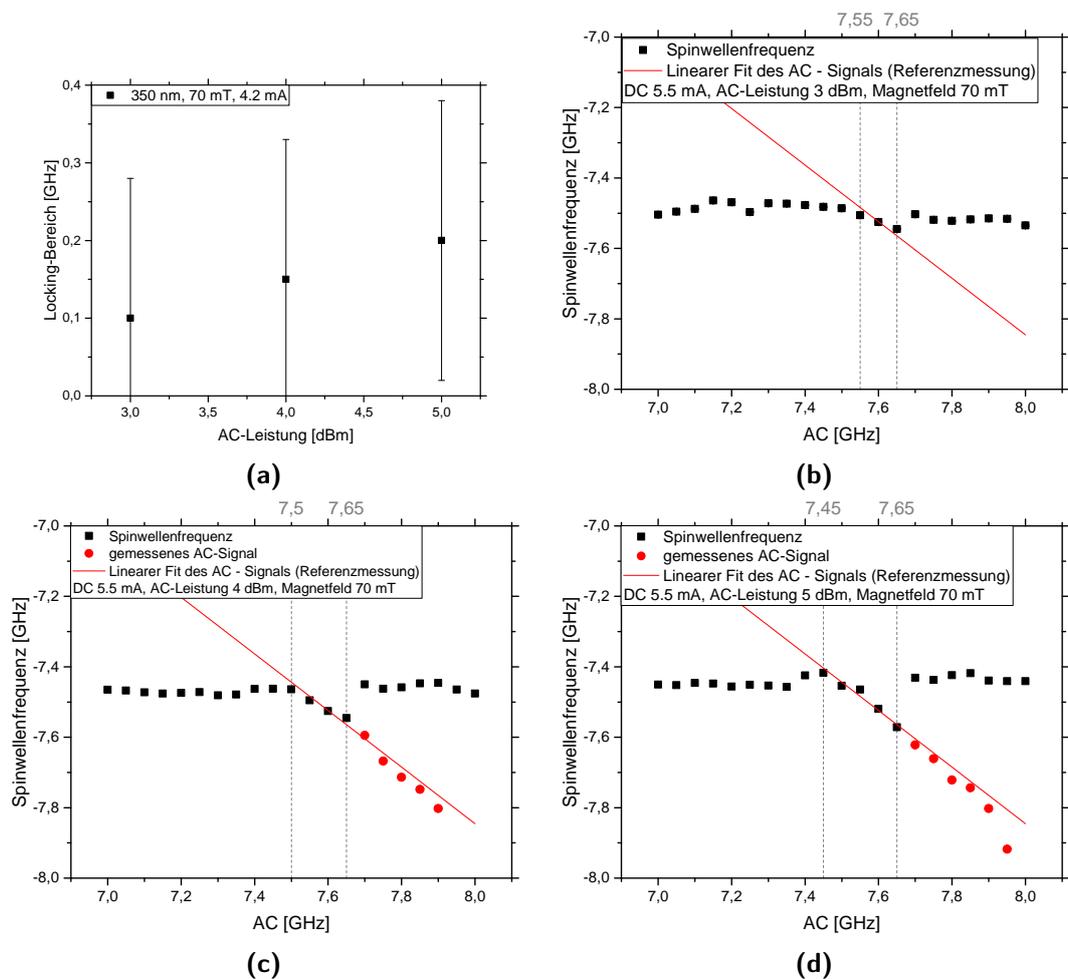
Da eine solche Linienverbreiterung nur um den *Locking*-Bereich herum auftritt, jedoch im Fall von großem Frequenzabstand zwischen den Signalen nicht beob-

achtbar war, ist die Lebensdauer der Spinwellen im Fall von Autooszillationen deutlich länger, wie auch zu erwarten ist, da der natürlichen Dämpfung entgegengewirkt wird. Messungen zur Bestimmung der Lebensdauer von Spinwellen, vor allem in der Nähe des *Locking*-Bereiches, um diese als Ursache für die Linienerweiterung zu bestätigen oder zu widerlegen, stehen jedoch noch aus.

### 4.3 Auswertung

Die Wahl der verwendeten Leistung der externen Anregung, und somit deren Amplitude, hat nach Gleichung (2.35) erheblichen Einfluss auf die Größe des *Locking*-Bereiches, weshalb eine geeignete Wahl der Leistung von großer Wichtigkeit ist. Der Bestimmung einer geeigneten Leistung diene die in Abbildung 4.9 gezeigte Messung des *Locking*-Bereiches in Abhängigkeit der verwendeten Leistung der externen Anregung. Die Messunsicherheit der Daten entspricht der Auflösung des TFPI. Diese ist über die minimale FWHM der Peaks bestimmt.

Der bestimmte *Locking*-Bereich war jedoch erst für eine Leistung von 5 dBm größer, als die vorher bestimmte Auflösung des TFPI. Die verwendeten Leistungen waren deshalb zu gering für eine Bestimmung des *Locking*-Bereiches in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern, wie dem Strom oder dem extern angelegten Feld. Nichtsdestotrotz war ein Anstieg des *Locking*-Bereiches mit zunehmender AC-Leistung erkennbar, was auch mit der Theorie übereinstimmt. Die Bestimmung des externen Signals war bei den Messungen nur in dem Bereich möglich, in dem die Frequenz größer als die der Autooszillation war. Die Ursachen dafür sind einerseits die geringe verwendete Leistung und andererseits die Bandlücke, welche aufgrund der Dispersionsrelation der Spinwellen existiert. Das Signal war deshalb unterhalb der Frequenz der Autooszillation deutlich kleiner als oberhalb und bei den durchgeführten Messungen zu stark verrauscht, als das eine eindeutige Bestimmung möglich wäre. Im Fall der Messung bei 3 dBm war selbst für Frequenzen oberhalb der Bandlücke die Intensität des externen Signals noch zu gering, um eine eindeutige Bestimmung dieses zu ermöglichen. Trotzdem konnte die Frequenzverschiebung der Autooszillation nicht eindeutig dem *Locking* zugeordnet werden, da für Spinwellen mit der Frequenz des externen Signals im Bereich der Frequenz der Autooszillation auch die Dämpfung kompensiert wird, wie für die Autooszillation selbst auch. Somit nimmt die Intensität des externen Signals deutlich zu. Möglicherweise handelte es sich also um zwei Signale, die jedoch nicht aufgelöst werden konnten. Die in den Graphen eingezeichnete Referenzmessung ohne anliegenden Gleichstrom und somit ohne Autooszillationen wurde bei 5 dBm durchgeführt. Eine Vergleichbarkeit mit den Messungen bei anderen Leistungen ist jedoch gegeben, da die Variation der Leistung des AC-Signals



**Abbildung 4.9:** (a): Abhängigkeit der Größe des *Locking*-Bereiches von der Leistung der externen Anregung auf einer 350-nm-Struktur. Die Graphen zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches sind in (b): für 3 dBm, (c): für 4 dBm und in (d): für 5 dBm gezeigt. Die rot eingezeichnete Linie ist kein Fit der gezeigten Messdaten, sondern aus einer Referenzmessung ohne Autooszillation bei 5 dBm.

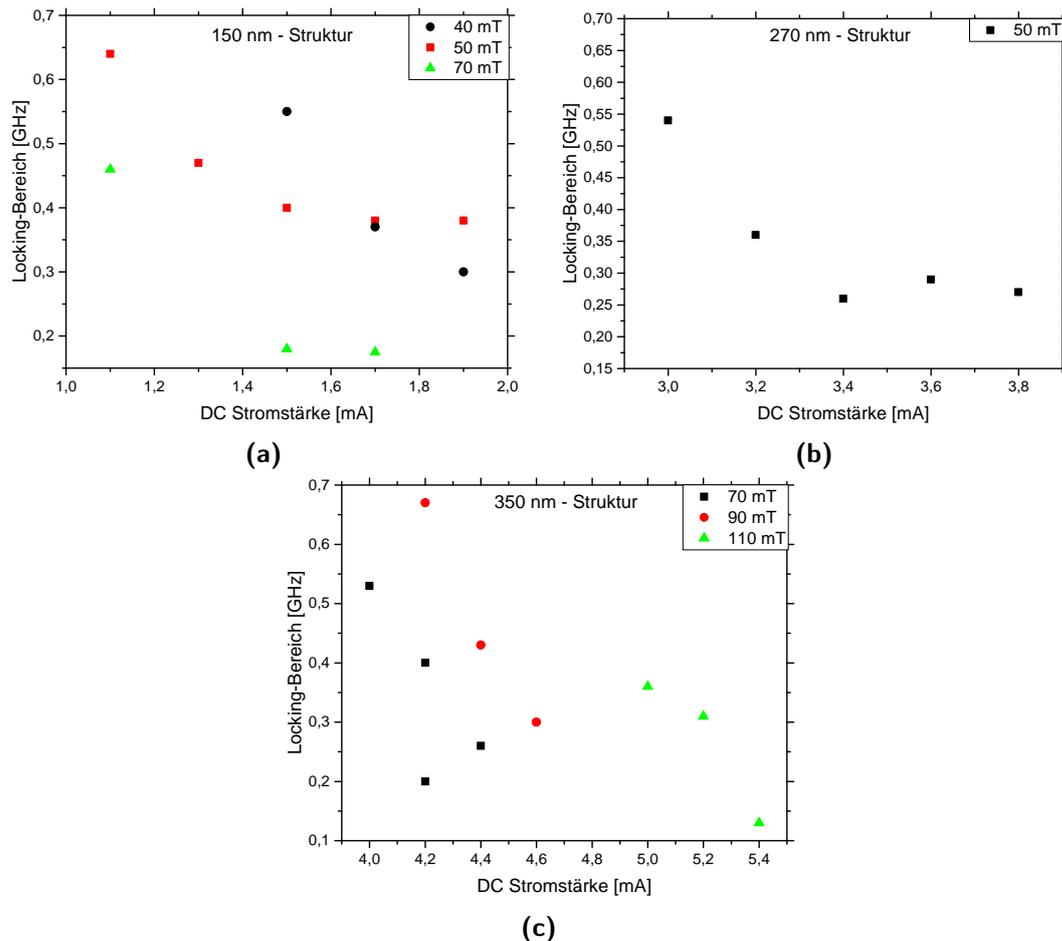
keinen Einfluss auf die Frequenz hat.

In einer weiteren Messung hat T. Hache die Abhängigkeit des *Locking*-Bereiches von der Leistung der externen Anregung weiter untersucht und eine geeignete Leistung von 12 dBm bestimmt. Eine solche Leistung ist ausreichend, um einen *Locking*-Bereich deutlich größer als die 180 MHz Auflösung des TFPI zu erreichen, jedoch klein genug, sodass sich die Probe nicht aufgrund des hohen Wärmeeintrags signifikant schneller verändert, als das auch ohne AC-Signal der Fall ist.

Alle weiteren Messungen, die im Folgenden vorgestellt werden und der Untersuchung des Zusammenhangs zwischen *Locking*-Bereich und verwendetem Gleichstrom, extern angelegtem Feld und der verwendeten Struktur dienen, sind bei einer Leistung der AC-Anregung von 12 dBm durchgeführt worden.

In der Abbildung 4.10 ist der *Locking*-Bereich in Abhängigkeit der verwendeten Stromstärke für die verschiedenen Felder und Strukturen gezeigt. Wie in

Abschnitt 4.1 beschrieben, findet aufgrund von unter anderem Wärmeeinträgen in die Probe eine Veränderung dieser nach einigen Tagen Messzeit statt. Aus diesem Grund sind für die Messungen bei verschiedenen Feldern auch verschiedene Proben verwendet worden. Eine Ausnahme bildet die Messung bei 110 mT in Abbildung 4.10c. Diese ist auf der gleichen Probe wie die Messung bei 90 mT durchgeführt worden, eine Änderung der Probeneigenschaften ist vermutlich die Ursache für die größeren Ströme, die benötigt wurden, um Autooszillationen zu ermöglichen. Eine Vergleichbarkeit mit den anderen Messungen ist daher nicht mehr gewährleistet.



**Abbildung 4.10:** Die Abhängigkeit des *Locking*-Bereiches von der Stromstärke ist für verschiedene Felder gezeigt. Die verwendeten Strukturen haben eine Verengung mit der Breite von (a): 150 nm, (b): 270 nm und (c): 350 nm. Die Messungen für verschiedene Felder, aber bei gleicher Struktur sind auf unterschiedlichen Proben gemacht worden, welche jedoch die gleiche Verengungsbreite aufweisen. Auf diese Weise konnte eine Veränderung der Eigenschaften der Proben innerhalb der Messzeit ausgeschlossen werden. Lediglich die Messungen für 90 mT und 110 mT für die 350-nm-Struktur sind auf der gleichen Probe gemessen worden.

Ein Merkmal sämtlicher Messungen war die Abnahme des *Locking*-Bereiches mit zunehmender Gleichstrom-Stromstärke. In Gleichung 2.35 ist nur die Leistung des Autooszillators ohne externe Anregung  $p_0$  von der Stromstärke abhängig, diese wird größer mit zunehmender Stromstärke, da der Slonczewski-Term,

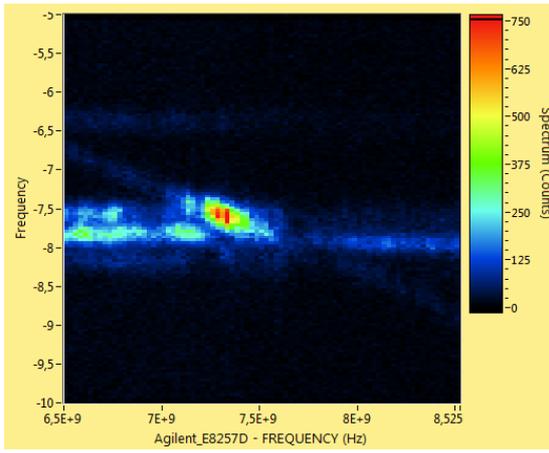
welcher die Dämpfung kompensiert, größer wird. Eine größere Leistung des Autooszillators hat jedoch einen kleineren *Locking*-Bereich  $\Delta$  zur Folge, da  $\Delta \propto \frac{1}{\sqrt{p_0}}$ . Qualitativ stimmt die Theorie also mit dem Ergebnis des Experimentes überein. Eine quantitative Aussage erweist sich als schwierig, da ein größerer Strom auch ein größeres Oersted-Feld zur Folge hat, was das effektive Feld abschwächt. Hinzu kommen nichtlineare Effekte, die für größere Auslenkungen der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage auftreten. Dann kann vor allem die für den Gilbert-Term verwendete Näherung der Funktion  $\alpha$  (siehe Gleichung 2.26), welche die Dämpfung beschreibt, nicht mehr verwendet werden. Auch die im Dämpfungsterm verwendete Näherung  $\frac{dM}{dt} \approx \frac{g_S \mu_B}{\hbar} (\vec{H}_{\text{eff}} \times \vec{M})$  gilt nicht mehr.

Die Abhängigkeit zwischen *Locking*-Bereich und externem Magnetfeld ist hingegen nicht so eindeutig. Die Theorie sagt mit zunehmendem Feld eine größere Gilbert-Dämpfung voraus, welche die Leistung der Autooszillation verringert. Es ändert sich aber auch die Dämpfungsrate, deren Ableitung nach der Leistung ebenso wie die Leistung selbst den *Locking*-Bereich beeinflusst. Die Messungen auf der 350 nm-Struktur zeigen einen Anstieg des Locking-Bereiches mit zunehmendem Magnetfeld, bei der 150 nm-Struktur nimmt der *Locking*-Bereich hingegen ab. Für detailliertere Aussagen zu der Abhängigkeit des *Locking*-Bereiches vom externen Magnetfeld sind weitere Messungen vonnöten.

Auf den drei untersuchten Strukturen konnte *Locking* nachgewiesen werden. Messungen zwischen verschiedenen Strukturen zu vergleichen, ist jedoch nicht ohne weiteres möglich, da verschiedene Ströme und Felder benötigt werden, um Autooszillationen zu ermöglichen und somit *Locking* zu untersuchen. Diese beiden Größen haben jedoch großen Einfluss auf den *Locking*-Bereich, der Einfluss der Struktur kann anhand der Messdaten nicht herausgefiltert werden.

Abbildung 4.10c zeigt für die Messung bei 70 mT und 4.2 mA zwei *Locking*-Bereiche. Die Ursache dafür ist die Existenz zweier verschiedener Autooszillationsmoden, die beide zu der externen Anregung gelockt wurden. Das Auftreten zweier Moden ist auch in Abbildung 4.11 gezeigt. Zu sehen sind die Rohdaten der Messung auf der 350 nm-Struktur bei 70 mT und 4.2 mA. Die Farben stehen für die Zahl der gemessenen Photonen mit der Frequenz, welche auf der y-Achse aufgetragen ist. Die x-Achse zeigt die Frequenz der externen Anregung. Jede Spalte stellt somit ein aufgenommenes Spektrum dar.

Das Auftreten zweier verschiedener Moden im Frequenzspektrum ist nur bei den 350 nm-Strukturen festgestellt worden. Die Ursache ist die starke Lokalisierung der Spinwellen im Bereich der Verengung. Es existieren nur diskrete erlaubte Zustände für die Spinwellen, wobei die Breite der Verengung  $d$  ein Vielfaches der halben Wellenlänge  $\lambda/2$  sein muss. Es gilt deshalb für die Änderung des Wellenvektors  $\Delta k$  zwischen erster und zweiter Anregung



**Abbildung 4.11:** Roh-Daten der Messung bei 70 mT und 4.2 mA auf der 350 nm-Struktur. Aufgetragen ist die mit dem TFPI bestimmte Frequenz über der Frequenz der externen Anregung. Der Farbcode gibt die Zahl der gemessenen Photonen der entsprechenden Frequenz an. Zu sehen sind zwei Oszillationsmoden bei etwa  $-7.5$  GHz und  $-7.8$  GHz, sowie die Lasermode bei etwa  $-6.3$  GHz und das Signal der externen Anregung.

$$\Delta k = \frac{2\pi}{\lambda_2} - \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi}{d} - \frac{2\pi}{2d} = \frac{2\pi}{2d} \quad (4.2)$$

Je schmaler die Verengung wird, desto kleiner ist die Wellenlänge und desto größer ist deshalb  $k$ , aber desto größer ist auch die Änderung von  $k$ . Da für große  $k$  die Dispersionsrelation näherungsweise quadratisch wird, wird  $\Delta\nu$  ebenfalls deutlich größer. Für die schmalen Strukturen ist somit die Anregung einer zweiten Mode energetisch ungünstiger, eine Anregung der Mode also unwahrscheinlicher, außerdem ist der Frequenzunterschied zwischen erster und zweiter Mode deutlich größer und die Mode liegt nicht mehr zwangsweise in dem aufgenommenen Frequenzbereich.

# 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte neben einer charakteristischen Abnahme des Signals der Autooszillationen und einer Frequenzverschiebung, dem *frequency pulling*, auch eine Zunahme der FWHM in der Nähe des *Locking*-Bereiches festgestellt werden. Eine mögliche Ursache ist die Abnahme der Lebensdauer der Spinwellen aufgrund der Beeinflussung der Autooszillationen mit dem externen Signal. Ziel weiterer Messungen soll es sein, mit Hilfe von zeitaufgelöster  $\mu$ BLS die Änderung der Lebensdauer zu untersuchen.

Neben den Charakteristika, die *Locking* anzeigen, konnte auch ein Zusammenhang zwischen der verwendeten Stromstärke zur Erzeugung der Autooszillation und dem *Locking*-Bereich festgestellt werden. Mit zunehmender Stromstärke nimmt der *Locking*-Bereich ab, was auf eine größere Leistung des Autooszillators bei größeren Strömen zurückzuführen ist. Der Zusammenhang zwischen *Locking*-Bereich und externem Magnetfeld ist hingegen stark von der verwendeten Struktur abhängig. Ein größeres Feld mindert zwar die Leistung des Autooszillators, ändert jedoch auch die Dämpfungsrate, welche ebenfalls Einfluss auf den *Locking*-Bereich hat.

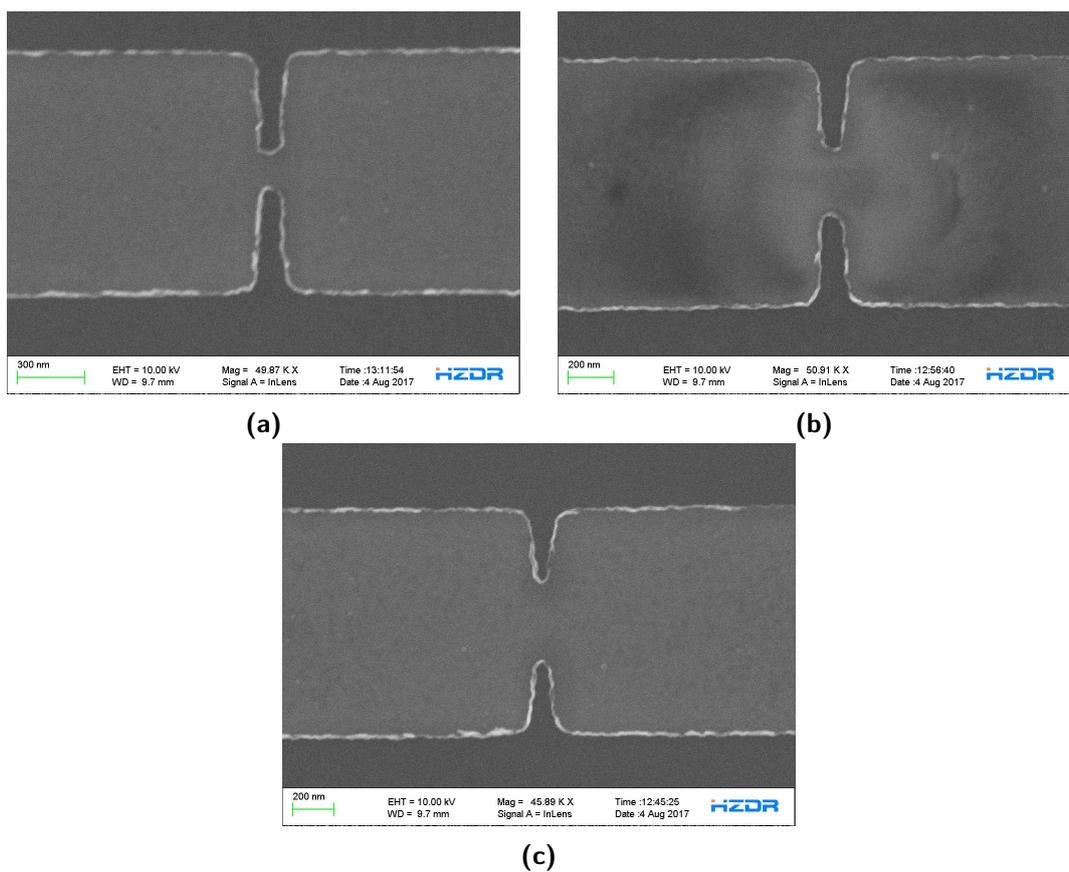
Es gibt zwei verschiedene Methoden, um mit einem externem Signal Autooszillationen zu beeinflussen. Einerseits kann ein Wechselstrom zusätzlich zu dem angelegten Gleichstrom angelegt werden, ein solcher wurde bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Bei dem externen Signal kann es sich jedoch auch um ein oszillierendes effektives Magnetfeld handeln. Hierbei ist festzuhalten, dass der Wechselstrom auch eine Oszillation des erzeugten Oersted-Feldes bewirkt, umgekehrt jedoch ein sich änderndes Magnetfeld einen Wechselstrom induziert. Es treten demnach beide Effekte zusammen auf, jedoch ist je nach Methode der Beitrag beider unterschiedlich. Die Beeinflussung mit einem Magnet-

feld hat den Vorteil, dass deutlich weniger Wärmeeintrag in die Probe stattfindet. Durch eine Erweiterung des Probenlayouts um eine Antenne, die ein solches oszillierendes Feld erzeugt, ist ein Vergleich des *Locking*-Bereiches, hervorgerufen durch die unterschiedlichen Anregungen, möglich.

# A Anhang

## A.1 Verwendete Strukturen

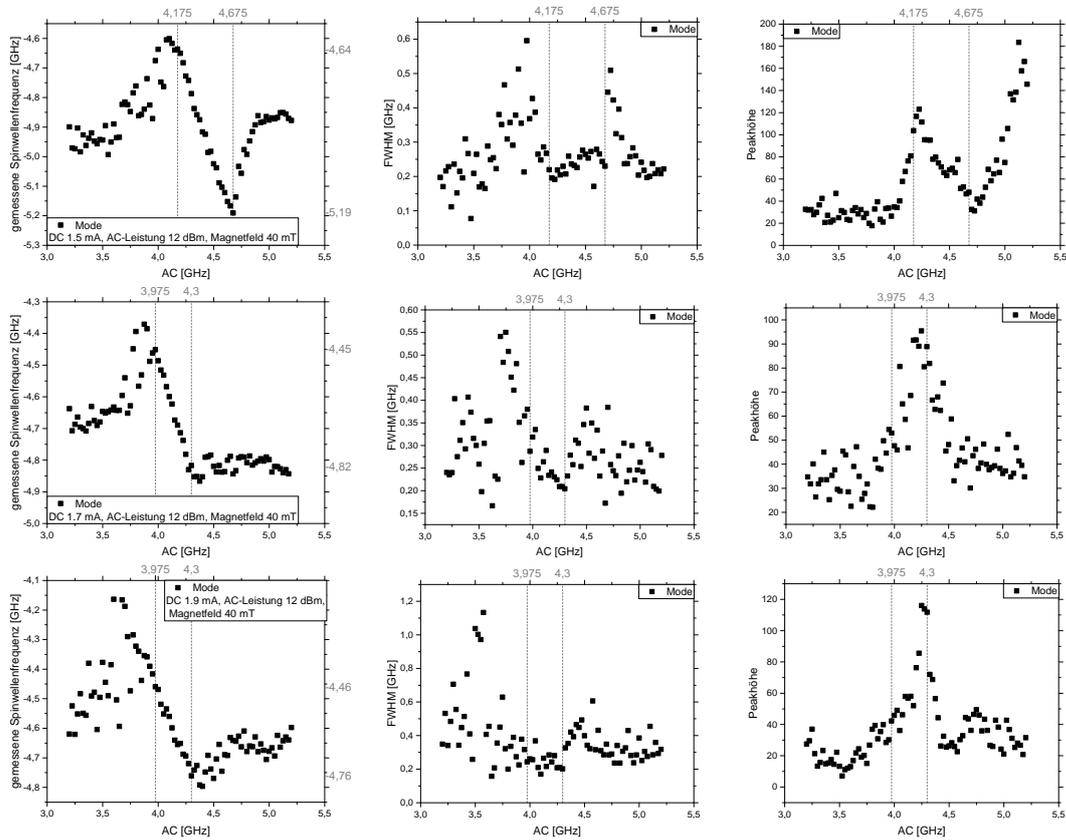
Dargestellt sind Aufnahmen der drei untersuchten Strukturen.



**Abbildung A.1:** SEM-Aufnahmen der untersuchten Strukturen. (a): 150 nm-Struktur, (b): 270 nm-Struktur, (c): 350 nm-Struktur

## A.2 Frequenz, Halbwertbreite und Peakhöhe der Signale der Messungen

Gezeigt sind die Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links ist der Frequenzverlauf zu sehen, mittig die FWHM und rechts die Peakhöhe.



**Abbildung A.2:** Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches an der 150-nm-Struktur bei 40 mT. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links der Frequenzverlauf, mittig die FWHM, rechts die Peakhöhe.

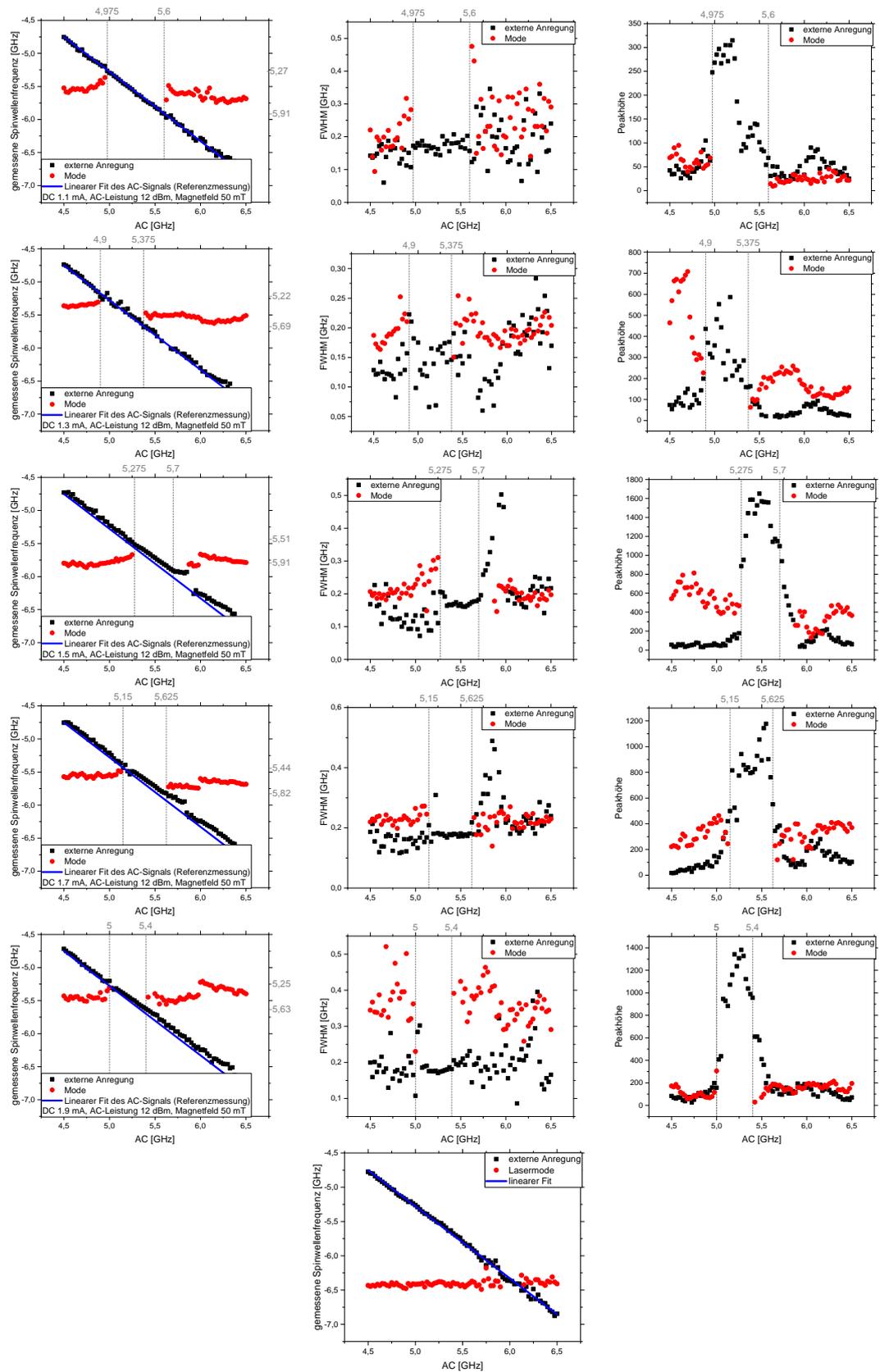


Abbildung A.3: Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches an der 150 nm-Struktur bei 50 mT. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links der Frequenzverlauf, mittig die FWHM, rechts die Peakhöhe. Der letzte Graph zeigt die Referenzmessung.

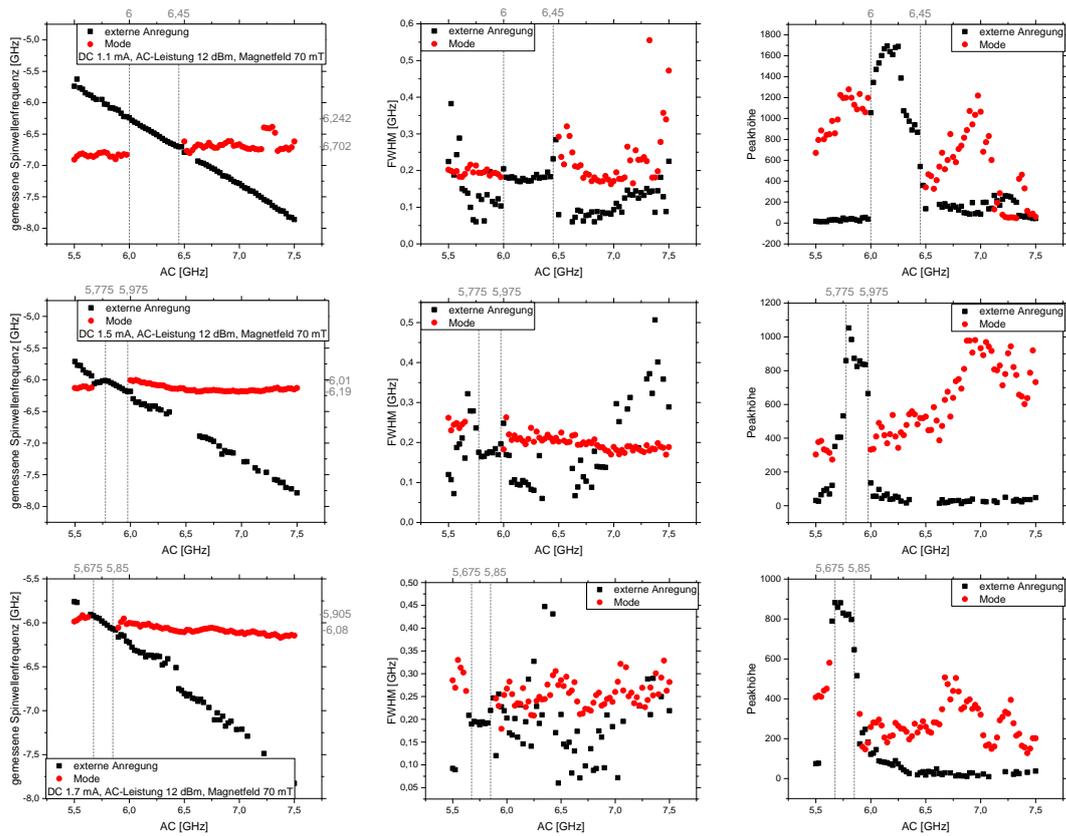


Abbildung A.4: Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches an der 150-nm-Struktur bei 70 mT. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links der Frequenzverlauf, mittig die FWHM, rechts die Peakhöhe.

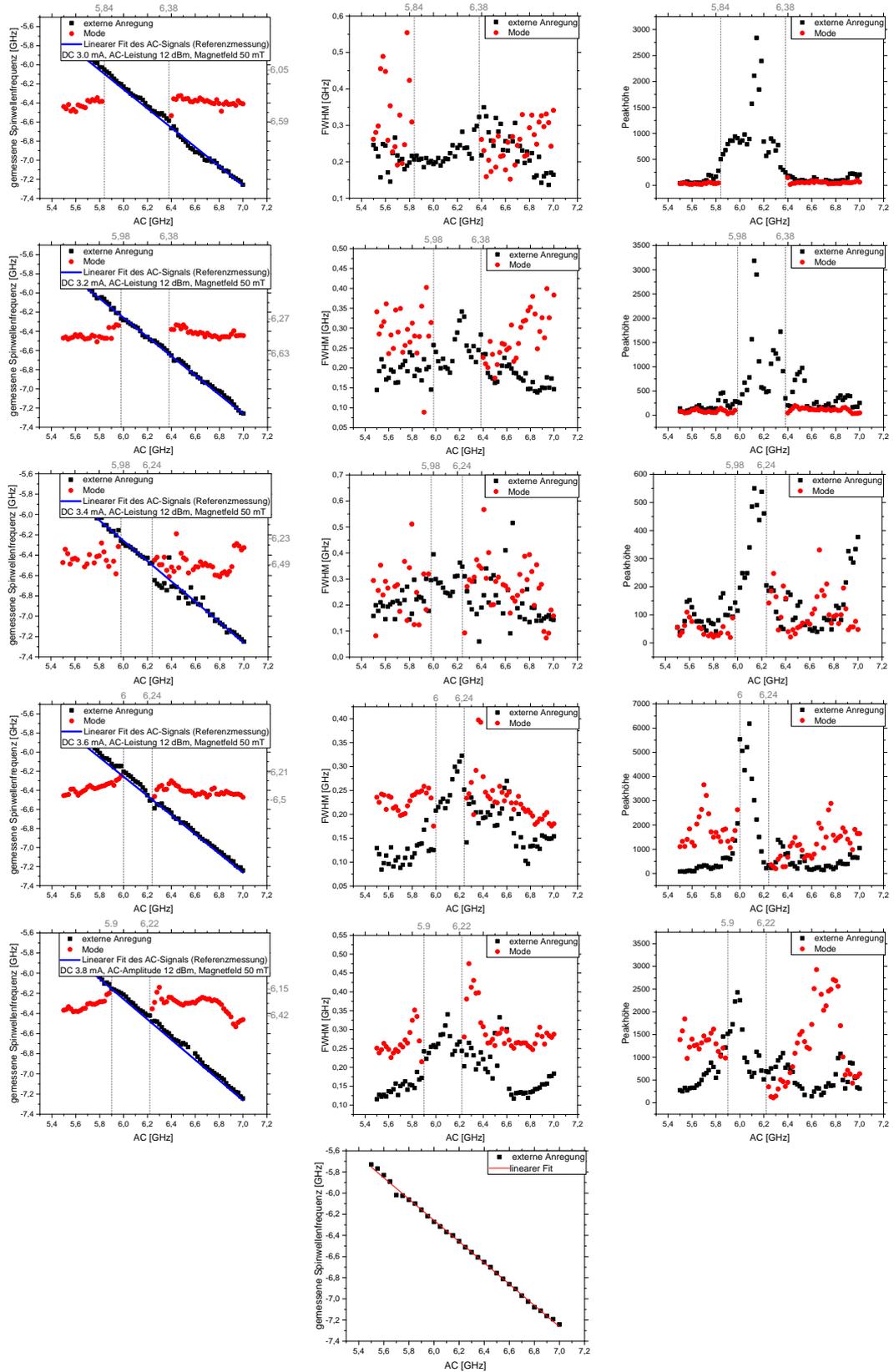


Abbildung A.5: Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches an der 270 nm-Struktur bei 50 mT. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links der Frequenzverlauf, mittig die FWHM, rechts die Peakhöhe. Der letzte Graph zeigt die Referenzmessung.

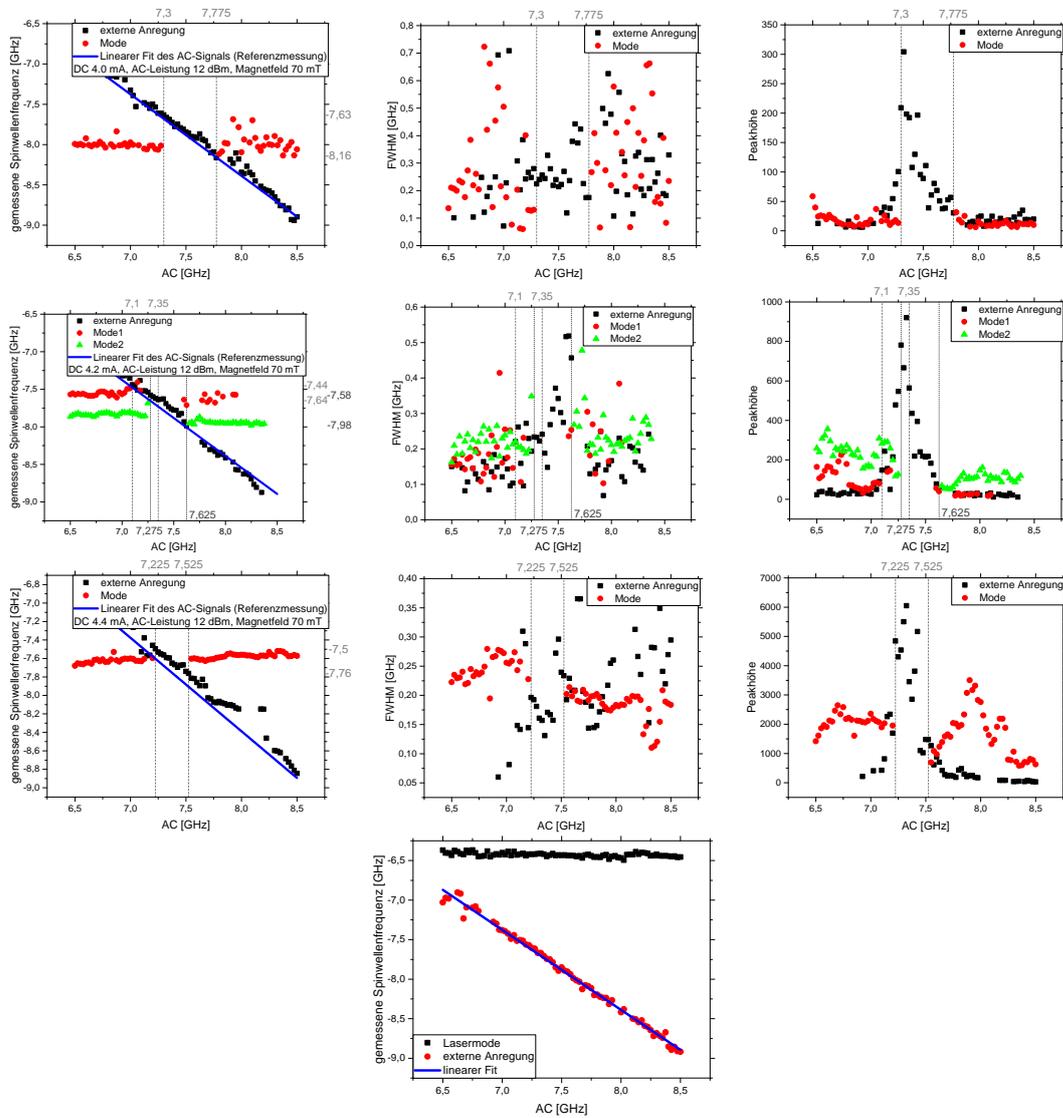
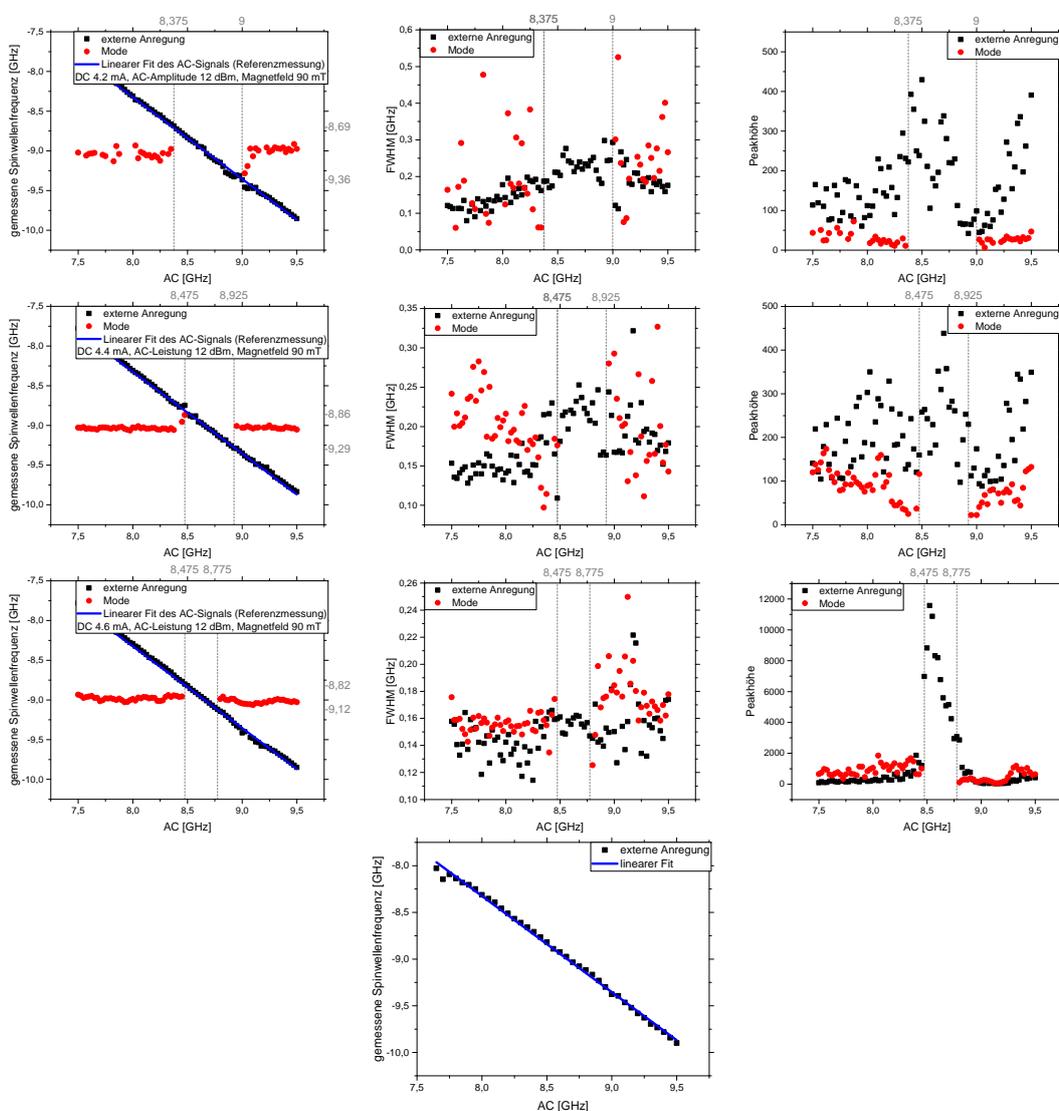
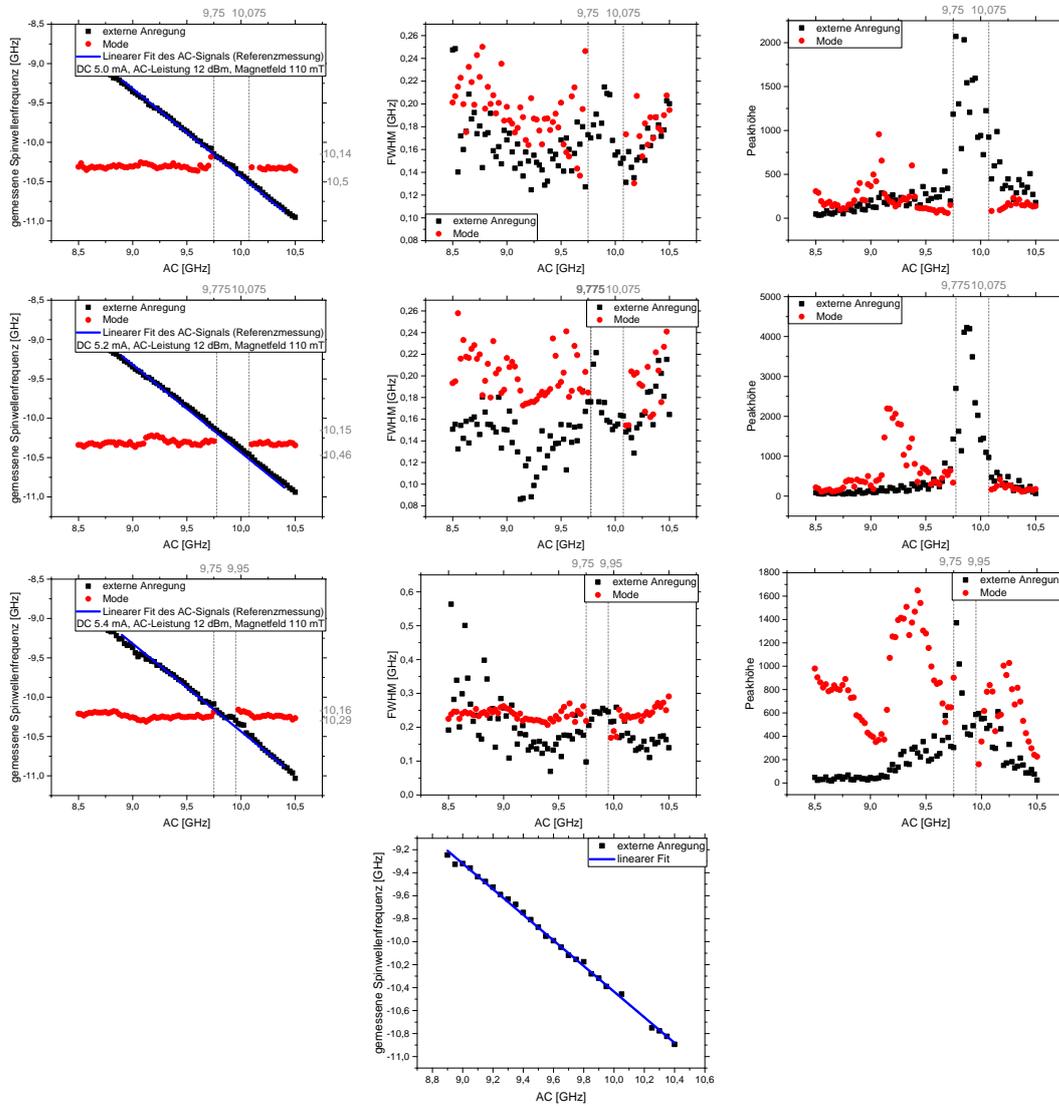


Abbildung A.6: Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches an der 350-nm-Struktur bei 70 mT. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links der Frequenzverlauf, mittig die FWHM, rechts die Peakhöhe. Der letzte Graph zeigt die Referenzmessung.



**Abbildung A.7:** Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches an der 350 nm-Struktur bei 90 mT. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links der Frequenzverlauf, mittig die FWHM, rechts die Peakhöhe. Der letzte Graph zeigt die Referenzmessung.



**Abbildung A.8:** Daten zur Bestimmung des *Locking*-Bereiches an der 350-nm-Struktur bei 110 mT. Die Graphen in einer Reihe gehören zu der gleichen Messung. Links der Frequenzverlauf, mittig die FWHM, rechts die Peakhöhe. Der letzte Graph zeigt die Referenzmessung.

# Literatur

- [1] L. Berger. “Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets”. In: *Phys. Rev. B* 2 (11 1970), S. 4559–4566. DOI: 10.1103/PhysRevB.2.4559. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.2.4559>.
- [2] Brian H. Bransden und Charles J. Joachain. *Physics of atoms and molecules* /. 2. ed., [Nachdr.] Harlow ; , Munich [u.a.] : Prentice Hall, 2008. ISBN: 9780582356924. URL: [http://slubdd.de/katalog?TN\\_libero\\_mab214366824](http://slubdd.de/katalog?TN_libero_mab214366824).
- [3] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2 Elektrizität und Optik* /. Berlin, Heidelberg : 2009. URL: [http://slubdd.de/katalog?TN\\_libero\\_mab2\)500398077](http://slubdd.de/katalog?TN_libero_mab2)500398077).
- [4] Wilmut Gasser, Eberhard Heiner und Klaus Elk. *Greensche Funktionen in Festkörper- und Vielteilchenphysik* /. 1. Aufl. Berlin ; , Weinheim [u.a.] : Wiley-VCH, 2001. ISBN: 3527402187. URL: [http://slubdd.de/katalog?TN\\_libero\\_mab2\)55322](http://slubdd.de/katalog?TN_libero_mab2)55322).
- [5] T. Hache. “Herstellung und Charakterisierung von Spin-Hall Effekt-basierten Nano-Mikrowellenoszillatoren”. Masterarbeit. Westsächsische Hochschule Zwickau, 2017.
- [6] Harald Ibach und Hans Lüth. *Festkörperphysik Einführung in die Grundlagen* /. Berlin, Heidelberg : 2009. URL: [http://slubdd.de/katalog?TN\\_libero\\_mab2\)1000052674](http://slubdd.de/katalog?TN_libero_mab2)1000052674).
- [7] B A Kalinikos und A N Slavin. “Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions”. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 19.35 (1986), S. 7013. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3719/19/i=35/a=014>.

- [8] C. Mathieu u. a. “Lateral Quantization of Spin Waves in Micron Size Magnetic Wires”. In: *Physical Review Letters* 81 (Nov. 1998), S. 3968–3971. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.3968.
- [9] Wolfgang Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik. 7, Viel-Teilchen-Theorie / Wolfgang Nolting /. 7.*, aktualisierte Aufl. Dordrecht ; , Heidelberg [u.a.] : Springer, 2009. ISBN: 9783642016059. URL: [http://slubdd.de/katalog?TN\\_libero\\_mab214440441](http://slubdd.de/katalog?TN_libero_mab214440441).
- [10] H. Schultheiß. “Kohärenz und Dämpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen”. Diss. Technische Universität Kaiserslautern, 2010. URL: [https://www.physik.uni-kl.de/fileadmin/hillebrands/Diplom-\\_und\\_Doktorarbeiten/Phd\\_Schultheiss.pdf](https://www.physik.uni-kl.de/fileadmin/hillebrands/Diplom-_und_Doktorarbeiten/Phd_Schultheiss.pdf).
- [11] Thomas Sebastian u. a. “Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale”. In: *Frontiers in Physics* 3 (2015), S. 35. ISSN: 2296-424X. DOI: 10.3389/fphy.2015.00035. URL: <http://journal.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2015.00035>.
- [12] Jairo Sinova u. a. “Spin Hall effects”. In: *Rev. Mod. Phys.* 87 (4 2015), S. 1213–1260. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1213. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.87.1213>.
- [13] Andrei Slavin und Vasil Tiberkevich. “Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current”. In: *IEEE Transactions on Magnetism* 45 (2009), S. 1875. URL: <http://ieeexplore.ieee.org/document/4802339/>.
- [14] Paul Allen Tipler und Jennifer Mosca Gene Wagner. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure / Tipler, Paul Allen. [Hauptbd.], Physik für Wissenschaftler und Ingenieure : [der Begleiter bis zum Bachelor] / Paul A. Tipler; Gene Mosca. Jenny Wagner (Hrsg.) 7. dt. Aufl.* Berlin ; , Heidelberg : Springer Spektrum, 2015. ISBN: 9783642541650. URL: [http://slubdd.de/katalog?TN\\_libero\\_mab23406150](http://slubdd.de/katalog?TN_libero_mab23406150).
- [15] Sergei Urazhdin u. a. “Fractional Synchronization of Spin-Torque Nano-Oscillators”. In: 105 (Sep. 2010), S. 104101. URL: [https://www.researchgate.net/profile/Vasil\\_Tiberkevich/publication/46424060\\_Fractional\\_Synchronization\\_of\\_Spin-Torque\\_Nano-Oscillators/links/0deec51f6e36ca8671000000/Fractional-Synchronization-of-Spin-Torque-Nano-Oscillators.pdf](https://www.researchgate.net/profile/Vasil_Tiberkevich/publication/46424060_Fractional_Synchronization_of_Spin-Torque_Nano-Oscillators/links/0deec51f6e36ca8671000000/Fractional-Synchronization-of-Spin-Torque-Nano-Oscillators.pdf).
- [16] K. Wagner u. a. “Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels”. In: *Nat Nano* 11.5 (2016). Letter, S. 432–436. ISSN: 1748-3387. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2015.339>.

- [17] M. Zahedinejad u. a. “Current Modulation of Nanoconstriction Spin-Hall Nano-Oscillators”. In: *IEEE Magnetics Letters* 8 (2017), S. 1–4. ISSN: 1949-307X.



# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel *Magneto-optische Charakterisierung von Spinwellen-Autooszillationen* selbstständig und ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst habe. Es wurden keine anderen als die in der Arbeit angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt. Die wörtlichen und sinngemäß übernommenen Zitate habe ich als solche kenntlich gemacht. Es waren keine weiteren Personen an der geistigen Herstellung der vorliegenden Arbeit beteiligt. Mir ist bekannt, dass die Nichteinhaltung dieser Erklärung zum nachträglichen Entzug des Hochschulabschlusses führen kann.

Dresden, 24. August 2017

Tillmann Weinhold