



# Untersuchung von Kopplungseffekten und magnetischer Anisotropie in Fe<sub>3</sub>Si-Dreifachlagen mittels ferromagnetischer Resonanz

Bachelor-Arbeit zur Erlangung des Hochschulgrades Bachelor of Science im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Tobias Schneider geboren am 16.02.1991 in Gera

Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung 2013

Eingereicht am 24. Mai 2013

- 1. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Fassbender
- 2. Gutachter: Prof. Dr. Joachim Wosnitza

# Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Einzelfilme und Dreifachlagen bestehend aus Fe<sub>3</sub>Si mittels ferromagnetischer Resonanz untersucht. Das Hauptaugenmerk lag hierbei auf der Bestimmung der Interlagenaustauschkopplungskonstanten  $J_1$ . Außerdem sollen *g*-Faktor und Anisotropiekonstanten bestätigt werden. Hierbei kann aufgrund des breitbandigen Aufbaus auf die Linienbreite der Signale über einen großen Frequenzbereich eingegangen werden. Bei dem verwendeten Probensystemen Fe<sub>3</sub>Si/MgO/Fe<sub>3</sub>Si/MgO/GaAs(001) wurde die Dicke der MgO-Schicht variiert, um einerseits den Einfluss der verschiedenen Lagen aufeinander und andererseits das gekoppelte Verhalten zu untersuchen. Dabei konnte festgestellt werden: (i) Die in dieser gemessenen Parameter stimmen gut mit vorher bestimmten überein. (ii) Das dynamische Verhalten wird durch Zwei-Magnonen-Streuung und Einflüsse der MgO-Zwischenschichtdicken bestimmt. (iv) Der Ursprung der uniaxialen Anisotropie ist durch Grenzflächeneffekte zwischen Fe<sub>3</sub>Si/GaAs und Fe<sub>3</sub>Si/MgO bedingt.

# Abstract

In this thesis, magnetic properties of single Fe<sub>3</sub>Si-films und trilayer structures are investigated by ferromagnetic resonance. Using this technique, it is possible to determine the magnetic anisotropy energy and interlayer exchange coupling  $J_1$  in absolute units. Further on, values for the magnetic anisotropy constants and the *g*-factor should be confirmed in this work. Due to the use of a broad band setup, it is possible to investigate the linewidth of the measured signals. The measurements are carried out using structures containing two Fe<sub>3</sub>Si films separated by one MgO-layer. The MgO thickness is varied to obtain two different samples. In one of these samples both layers can be considered as decoupled. In the second sample both layers are coupled due to interlayer exchange coupling (IEC). The main results of this thesis are: (i) The obtained parameters for magnetic anisotropy and the g-factor match former results quite well. (ii) The investigation of the resonance linewidth shows contributions of two-magnon-scattering and inhomogeneous broadening due to the mosaicity. (iii) For both used layer thicknesses the interlayer exchange coupling can always be neglected. (iv) The origin of the uniaxial anisotropy is given by effects at the interfaces between the Fe<sub>3</sub>Si and MgO or the Fe<sub>3</sub>Si and GaAs layers.

# Inhaltsverzeichnis

Ku	irzfassung	i
Ab	ostract	ii
Ab	bildungsverzeichnis	iv
Та	bellenverzeichnis	v
1.	Einleitung	1
2.	Theoretische Grundlagen	2
	2.1. Freie Energie und magnetische Anisotropie	2
	2.2. Bewegung des Magnetisierungsvektors und ferromagnetische Resonanz	5
	2.3. Interlagenaustauschkopplung	10
	2.4. Intrinsische und extrinsische Dämpfungsmechanismen	14
	2.4.1. Itinerante Elektronen	15
	2.4.2. Zwei-Magnonen-Streuung	15
3.	Experimentelle Methoden	16
	3.1. VNA-Breitband-Ferromagnetische Resonanz	16
4.	Experimentelle Ergebnisse	19
	4.1. Herstellung und Charakterisierung der Proben	19
	4.2. FMR an dünnen Fe <sub>3</sub> Si-Einzelschichten	24
	4.3. FMR an $Fe_3Si$ -Dreifachlagen	30
5.	Zusammenfassung	36
Α.	Anhang	38
Lit	eraturverzeichnis	39

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Polares Koordinatensystem	5
2.2.	Zeeman-Effekts eines Spins im Magnetfeld.	6
2.3.	Schematische Darstellung der Bewegung gekoppelter Pendel	9
2.4.	Präzession des Magnetisierungsvektors mit Dämpfungsterm nach Gilbert.	10
2.5.	Darstellung der möglichen Zustände bei einem Potentialtopf bzwbarriere.	11
2.6.	Änderung der Zustandsdichte in Abhängigkeit der Energie.	12
3.1.	Schematischer Aufbau der VNA-Breitband-FMR	17
4.1.	Schematische Darstellung der verwendteten Probensystems.	19
4.2.	RHEED-Aufnahmen der Probe SM74	20
4.3.	XRD-Spektren aller Proben.	21
4.4.	TEM-Querschnitte der Proben SM74 und SM75	22
4.5.	RBS-Spektrum der Probe SM72	23
4.6.	Messung der $f(H)$ -Abhängigkeit in [100]- und [110]-Richtung der Pro-	
	be SM72	25
4.7.	Azimutale und polare Winkelabhängigkeit von SM72	27
4.8.	Messung der Linienbreite des Einzelfilms SM72 in beiden Messgeome-	
	trien	29
4.9.	Azimutale und polare Winkelabhängigkeit von SM74	31
4.10.	Azimutale und polare Winkelabhängigkeit von SM75	32
4.11.	Messung der Linienbreite der Dreifachlage SM74 in beiden Messgeome-	
	trien.	34
4.12.	Messung der Linienbreite der Dreifachlage SM75 in beiden Messgeome-	
	trien	35

# Tabellenverzeichnis

4.1.	Übersicht der Schichtdicken ermittelt aus den XRD-Messungen. Anga-	
	ben in (nm)	20
4.2.	Bahn- und Spinmomente von Fe <sub>3</sub> Si gewonnen aus Bandstruktur-	
	Rechnungen mittels der KKR- und FLAPW-Methode	26
4.3.	Anisotropiekonstanten und effektive Magnetisierung des Fe <sub>3</sub> Si-Films	
	SM72	27
4.4.	Dämpfungsparameter ermittelt in azimutaler Messgeometrie der Probe	
	SM72	29
4.5.	Effektive Magnetisierung und Anisotropiekonstanten für beide Fe <sub>3</sub> Si-	
	Dreifachlagen	31
4.6.	Dämpfungsparameter der Dreifachlagen in azimutaler Messgeometrie.	34

# 1. Einleitung

Die Entdeckung der Interlagenaustauschkopplung eröffnete ein völlig neues Forschungsgebiet im Bereich des Dünnfilmmagnetismus. Der damit verbundene Effekt des Riesenmagnetowiderstands (GMR) [1] ermöglichte weitreichende technologische Entwicklungen im Bereich der Sensorik und Speichertechnologie. Durch Änderung der Feldkonfiguration kann im Falle des GMR eine Widerstandsänderung im Bereich von ca.  $100\,\%$ erzielt werden. Höhere Werte werden durch Nutzung des Tunnelmagnetowiderstands (TMR) erreicht. Hierbei wird anstelle einer metallischen Zwischenschicht ein Isolator verwendet. Für Fe/MgO/Fe-Systeme wurden bei Raumtemperatur Änderungen bis zu 180% beobachtet. Bei Verwendung von FeCoB/MgO/FeCoB besteht die Möglichkeit 600% bei Raumtemperatur bzw. 1144% bei 5 K zu erreichen. Somit eignen sich diese Materialien für magnetische Speichertechnologien [2]. Das in dieser Arbeit verwendete Fe<sub>3</sub>Si/MgO/Fe<sub>3</sub>Si-System besitzt zudem den Vorteil einer hohen Spinpolarisation von 43% und einer hohen Curie-Temperatur von 820 K. Untersuchungen von Prototypsystemen, bei denen eine Tunnelbarriere verwendet wird, wurden meist auf statischer Basis durchgeführt. Hierbei wurde in den Referenzen [3–6] der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) genutzt. Die Charakterisierung mittels dynamischer Methoden, z. B. der ferromagnetischen Resonanz, wurde bis jetzt nur in wenigen Forschungsgruppen durchgeführt [7,8]. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung eines tunnelbarrieren-basierenden Systems, auch "magnetic tunnel junction" (MTJ) genannt, ist die Temperaturabhängigkeit der Interlagenaustauschkopplung. Hierbei ist eine Zunahme letzterer bei Erhöhung der Temperatur festzustellen [8].

Diese Arbeit hat die Charakterisierung eines Prototypsystems bei Verwendung der ferromagnetischen Resonanz zum Ziel. Hierbei besteht die Möglichkeit die Kopplungskonstante  $J_1$  in absoluten Einheiten zu bestimmen. Es soll ein Vergleich mit den statisch ermittelten Literaturwerten gegeben werden. Die Auswertung der Anisotropie und des Dämpfungsverhaltens des Prototypsystems ermöglicht eine komplette Beschreibung der magnetischen Eigenschaften. Auch die Frage, ob die Interlagenaustauschkopplung in Berechnungen des Spin-Transfer-Torque mit einbezogen werden muss, soll im Rahmen dieser Arbeit beantwortet werden.

## 2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen umrissen, die zum Verständnis der Experimente notwendig sind. Da magnetische Wechselwirkungen ausschließlich quantenmechanischer Natur sind, können sie auch nur in der Sprache der Quantenmechanik exakt formuliert werden. Hierbei ist das Bohr-van Leeuwen-Theorem zu erwähnen, welches eindeutig beweist, dass eine klassische Formulierung zur Folge haben würde, das kein Magnetismus existiert [9]. Für die Beschreibung von Experimenten mittels ferromagnetischer Resonanz (FMR) nutzt man jedoch ein klassisches Makrospinmodell. Dieser Zusammenhang wird im Laufe des Kapitels erklärt.

Des Weiteren wird auf die Beschreibung der magnetischen Anisotropie durch das thermodynamische Potential der Freien Energie F eingegangen. Hierbei kann dessen Nutzung durch den Zusammenhang

$$\mu_0 \vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta f}{\delta \vec{M}} \tag{2.1}$$

motiviert werden [10].  $\vec{H}_{eff}$  beschreibt ein effektives Magnetfeld, welches sich aus externen und internen Feldern zusammensetzt. Der Magnetisierungsvektor  $\vec{M}$  und die Freie Energiedichte  $f = \frac{F}{V}$  wurden von Gilbert mit  $\vec{H}_{eff}$  in Verbindung gebracht. Somit besteht eine Möglichkeit die Resonanzbedinung mit der Energie des Systems zu verknüpfen. Diese kann meist leicht aus Symmetrieüberlegungen gewonnen werden. Dadurch besteht die Möglichkeit Anisotropie- und Kopplungsparameter durch einfache Modelle darzustellen.

#### 2.1. Freie Energie und magnetische Anisotropie

Bei der Betrachtung eines magnetischen Systems kann i. A. eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung festgestellt werden. Diese kann von den intrinsischen oder extrinsischen Eigenschaften des Systems abhängen. Die intrinsische Anisotropie wird von der kristallinen Struktur des verwendeten Materials erzeugt. Hierbei kann diese als relativistische Korrektur zum Hamilton-Operator der Spin-Spin-Wechselwirkung beschrieben werden.<sup>1</sup> Eine phänomenologische Beschreibung der magneto-kristallinen Anisotropie kann durch Symmetrieüberlegungen geschehen. Im Folgenden wird etwas näher auf die sogenannte Formanisotropie eingegangen. Im Fall der magneto-kristallinen Anisotropie wird nur die Endformel angegeben. Die Tatsache, dass sich die Spinausrichtung an das Bahnmoment der Elektronen koppelt, führt dazu, dass die Symmetrie des zu Grunde liegenden Kristallgitters in der Orientierung der Spin widergespiegelt wird. Somit entsteht eine Anisotropie. Ein phänomenologisches Modell von van Vleck nutzt hierbei genau diese Symmetrien zur Beschreibung [11]. Eine ähnliche Formulierung wurde schon etwas früher von Akulov gegeben [12]. Eine weitere Möglichkeit bieten ab-initio Rechnungen oder störungstheoretische Ansätze. Hierbei liefern ab-initio Rechnungen im Gegensatz zur Störungstheorie meist verlässlichere Werte. Eine detaillierte Herleitung kann in den Referenzen [13–15] gefunden werden. Die extrinsische Anisotropie ist durch die Form der Probe bestimmt. Magneto-elastische Effekte werden hierbei vernachlässigt. Somit hat die geometrische Form des Systems direkten Einfluss auf dessen Anisotropie. Die Herkunft der Form-Anisotropie kann durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung modelliert werden. Hierbei wird von ortsfesten magnetischen Momenten  $\vec{\mu}_i$  und einer Kontinuumsnäherung im Probenvolumen ausgegangen. Das Magnetfeld des i-ten Dipols am Ort  $\vec{r_i}$ kann beschrieben werden durch:

$$\vec{H}_{i}(\vec{r}_{i}) = \frac{\mu_{0}}{4\pi} \left[ \frac{3\left(\vec{r}_{i} \cdot \vec{\mu}_{i}\right)\vec{r}_{i}}{r_{i}^{5}} - \frac{\vec{\mu}_{i}}{r_{i}^{3}} \right].$$
(2.2)

Die Feldenergie eines zweiten Dipols j im Abstand  $\vec{r}_{ij}$  ist gegeben durch:

$$E_{\rm Dipol} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3 \left( \vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i \right) \left( \vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j \right)}{r_{ij}^5} \right].$$
(2.3)

 $E_{\text{Dipol}}$  hängt von der relativen Orientierung  $\vec{r}_{ij}$  der magnetischen Momente ab. Dadurch entsteht aufgrund der Form der Probe eine Anisotropie. Da magnetische Wechselwirkungen schwierig analytisch zu berechnen sind, nutzt man eine phänomenologische Beschreibung. Für ein System mit fester Teilchenzahl und vorgegebener innerer Energie kann das thermodynamische Potential F genutzt werden. Das vollständige Differential dazu lautet:  $dF = -\delta W + S dT$ , wobei S die Entropie und T die Temperatur ist. Bei einer festen Temperatur vereinfacht sich die Gleichung zu  $dF = -\delta W$ . Wird Arbeit am System verrichtet, also die Orientierung der Magnetisierung durch eine äußere Kraft

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Als Hamilton-Operator kann im einfachsten Fall eine Heisenberg-Wechselwirkung angenommen werden.

geändert, kommt es zur Änderung der Freien Energie. Diese ist eine Funktion der Temperatur T, des Magnetisierungsvektors  $\vec{M}$ , des Volumens V und der Verzerrung  $\xi$  im System [16]. Um die Beschreibung zu vereinfachen führt man die volumenunabhängige Freie Energiedichte f ein, wobei folglich  $f = \frac{F}{V}$  gilt.<sup>1</sup>

Für die Freie Energiedichte der Formanisotropie gilt [16]:

$$f_{\rm Form} = -\frac{\mu_0}{2V} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{\rm dip} \, \mathrm{d}V.$$
(2.4)

Im Spezialfall eines homogen magnetisierten Ellipsoiden kann das Entmagnetisierungsfeld  $\vec{H}_{dip}$  dargestellt werden als:

$$\vec{H}_{\rm dip} = -\mathbf{N} \cdot \vec{M}. \tag{2.5}$$

N ist hierbei der Entmagnetisierungstensor. Durch eine Hauptachsentransformation kann erreicht werden, dass dieser Tensor 2. Stufe mit den Komponenten  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  diagonal wird. Hierbei gilt die Randbedingung Sp(N) = 1. Unter Verwendung des Koordinatensystems 2.1 kann die Freie Energiedichte der Formanisotropie für dünne Filme geschrieben werden als:

$$f_{\rm Form} = \frac{\mu_0}{2} M^2 \cos^2 \theta \simeq -\frac{\mu_0}{2} M^2 \sin^2 \theta.$$
 (2.6)

Hierbei wurde für diesen Fall ausgenutzt, dass  $N_x = N_y = 0$  und somit  $N_z = 1$  ist. Für die Berechnung der Entmagnetisierungsfaktoren wurde die analytische Formel von Aharoni genutzt [17], die ganz allgemein die Entmagnetisierungsfaktoren eines Prismas (und damit im Grenzfall auch diejenigen eines dünnen Films) beschreibt.

Für die magnetokristalline Anisotropie eines tetragonal verzerrten Systems folgt für die Freie Energiedichte:

$$f_{\text{tet}} = K_{2\perp} \sin^2 \theta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta$$
$$- \frac{1}{8} K_{4\parallel} \left(3 + \cos(4\varphi)\right) \sin^4 \theta$$
$$- K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_{\text{u}}).$$
(2.7)

 $K_{2\perp}$ ,  $K_{4\perp}$ ,  $K_{2\parallel}$  und  $K_{4\parallel}$  stellen hierbei die uniaxialen und kubischen Anisotropiekonstanten dar. Die Indizes  $\parallel$  und  $\perp$  weisen die Orientierung der leichten Richtung der Ma-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Bei genauer Betrachtung zeigt sich, dass  $\vec{M}$  eine Funktion von  $\vec{H}$  ist. Somit ist das eigentlich angebrachte thermodynamische Potential die Freie Gibbsche Enthalpie. Die beiden Potentiale sind mittels Legendre-Transformation miteinander verbunden.



Abbildung 2.1.: Darstellung des verwendeten, polaren Koordinatensystems. Aus [14].

gnetisierung in der Filmebene bzw. senkrecht zur Filmebene aus. Der Winkel zwischen der uniaxialen Anisotropie und der [100]-Richtung wird durch  $\varphi_u$  angegeben. Die Winkel  $\varphi$  und  $\theta$  (s. Abb 2.1) beschreiben die Ausrichtung der Magnetisierung in Kugelkoordinaten. Somit können diese im thermodynamischen Gleichgewicht als Gleichgewichtswinkel angesehen werden.<sup>2</sup> Bei der Messung wird außerdem noch ein äußeres Magnetfeld  $\overrightarrow{H_0}$  angelegt. Dessen Richtung wird durch die Winkel  $\varphi_H$  und  $\theta_H$  beschrieben. Dies führt zu einem weiteren Term in der Freien Energiedichte, der Zeeman-Energie:

$$f_{\text{Zeeman}} = -\vec{M} \cdot \mu_0 \vec{H}_0 = -M\mu_0 H_0 \left[\sin\theta\sin\theta_{\text{H}}\cos(\varphi - \varphi_{\text{H}}) + \cos\theta\cos\theta_{\text{H}}\right].$$
(2.8)

Anschließend werden alle Beträge der Freien Energiedichte aufsummiert.

$$f = -M\mu_0 H_0 \left[\sin\theta\sin\theta_{\rm H}\cos(\varphi - \varphi_{\rm H}) + \cos\theta\cos\theta_{\rm H}\right] + K_{2\perp}\sin^2\theta - \frac{1}{2}K_{4\perp}\cos^4\theta - \frac{1}{8}K_{4\parallel}\left[3 + \cos(4\varphi)\right]\sin^4\theta$$
(2.9)  
$$- K_{2\parallel}\sin^2\theta\cos^2(\varphi - \varphi_{\rm u}) - \frac{\mu_0 M^2}{2}\sin^2\theta$$

### 2.2. Bewegung des Magnetisierungsvektors und ferromagnetische Resonanz

Das Prinzip der ferromagnetischen Resonanz wurde schon 1911 von Arkad'yev zufällig entdeckt. In diesem Experiment verwendete er eine Lecherleitung um die Ausbreitung

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Die Definition der Winkel kann im Koordinatensystem (2.1) nachvollzogen werden.



Abbildung 2.2.: Darstellung der Aufspaltung der Niveaus eines einzeln Spins im Magnetfeld.

von elektromagnetischen Wellen in verschiedenen Materialien zu messen. Bei ferromagnetischen Proben stellte er fest, dass die Ausbreitungslänge deutlich geringer war, als bei para - oder diamagnetischen Proben [18].<sup>3</sup> Die theoretische Beschreibung dieses Effektes erfolgte erst Jahre später durch Dorfman, Landau und Lifschitz [20, 21]. Um die Bewegung von austauschgekoppelten Atomen zu verstehen, kann man zunächst Prinzipien aus der elementaren Quantenmechanik auf isolierte wechselwirkungsfreie Spins anwenden. Hierbei ist bekannt, dass sobald ein Spin in ein externes Magnetfeld  $\overrightarrow{H_0}$  gebracht wird, sich eine Präzession um das äußere Feld mit der Larmor-Frequenz einstellt [22]. Die Larmor-Frequenz  $\omega$  ist durch

$$\omega = \gamma \mu_0 H_0. \tag{2.10}$$

gegeben. Das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma = g\mu_{\rm B}/\hbar$  und das externe Magnetfeld  $H_0$ beschreiben somit die Präzession des Systems vollständig. Außerdem wird in einem externen Magnetfeld die Entartung des Grundzustandes aufgehoben (Zeeman-Effekt, s. Abb 2.2). Somit besteht die Möglichkeit von Übergängen zwischen den beiden Niveaus. Diese können mit Hilfe von elektromagnetischen Wellen im GHz-Bereich angeregt werden [20]. Bei der Auswertung des Matrixelementes des Dipol-Operators zeigt sich, dass für Übergänge mit  $\Delta m = \pm 1$ , die elektromagnetische Welle senkrecht zum externen Magnetfeld polarisiert sein muss. Für die Bewegungsgleichung eines Spins  $S_i$  in

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Bei diesem Experiment wird kein externes Magnetfeld benötigt, da im Falle eines homogen magnetisierten unendlich ausgedehnten Zylinders eine nicht verschwindende Resonanzfrequenz bei  $\vec{B} = 0$ existiert [19].

einem externen Magnetfeld  $\overrightarrow{H_0}$  gilt:

$$\frac{\mathrm{d}\hat{S}_{i}}{\mathrm{d}t} = \hbar \left[ \mathcal{H}, \vec{\hat{S}}_{i} \right].$$
(2.11)

Hierbei kann der Hamilton-Operator geschrieben werden als  $\mathcal{H} = g\mu_{\rm B}\mu_0 \hat{S}_1 \vec{H}_0$ . Betrachtet man anstelle eines einzelnen Spins isolierte, nicht wechselwirkende Atome, so muss g = 2 durch den Landé-Faktor g ersetzt werden. Außerdem muss in Gleichung (2.11) die Spin-Komponente durch den Gesamtdrehimpuls  $\hat{J}$  des Systems ersetzt werden. Unter der Annahme, dass in einem Experiment eine sehr große Anzahl an Spins detektiert wird<sup>4</sup>, kann aufgrund der hohen Quantenzahlen das Korrespondenz-Prinzip angewendet werden. Somit ist eine klassische Beschreibung über Kreisel-Gleichungen möglich. Hierbei nutzt man das von  $\vec{J}$  erzeugte magnetische Moment  $\vec{\mu}$ . Die Bewegungsgleichung lautet nun:

$$\frac{\mathrm{d}\vec{\mu}}{\mathrm{d}t} = -\gamma\mu_0 \left[\vec{\mu}\times\vec{H}_0\right]. \tag{2.12}$$

Bei einer ferromagnetischen Substanz existieren aufgrund der Austauschwechselwirkung starke interne Magnetfelder  $\vec{H}_{int}$ . Außerdem können auch noch Anisotropiefelder  $\vec{H}_{Aniso}$  in dem jeweiligen Material existieren. Landau und Lifschitz konnten zeigen, dass in diesem Fall  $\vec{H}_0$  durch  $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_0 + \vec{H}_{int} + \vec{H}_{Aniso} + \vec{h}_{rf}$  ersetzt werden muss [21].  $\vec{h}_{rf}$  ist das externe Wechselfeld der angelegten Mikrowelle. Wird in dieser Gleichung  $\vec{\mu}$ durch  $\vec{M} = \vec{\mu}/V$  ersetzt, wobei V das Volumen des betrachteten Systems ist, erhält man die Landau-Lifschitz-Gleichung ohne Dämpfung.

$$\frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma\mu_0 \left[\vec{M}\times\vec{H}_{\mathrm{eff}}\right] \tag{2.13}$$

Dass die Anwendung des Korrespondenz-Prinzips gerechtfertigt war, konnte durch eine streng quantenmechanische Ableitung gezeigt werden [23]. Das Vorhandensein magnetischer Anisotropie führt dazu, dass die Resonanzbedingung (2.10) nicht mehr gültig ist. Bei der Erweiterung der Gleichung setzt man eine von der Orientierung der Magnetisierung abhängige Freie Energiedichte voraus. Unter Benutzung des Koordinatensystems 2.1 und der Bedingung des thermodynamischen Gleichgewichts, erhält man für die Resonanzgleichung [24]:

$$\omega = -\frac{\gamma}{M} \left( \text{Det } \nabla \nabla f \right)^{\frac{1}{2}}.$$
 (2.14)

Diese Gleichung wurde gleichzeitig von Suhl [25] sowie Smit und Beljers [26] abgeleitet. Bei genauer Betrachtung dieser Gleichung zeigt sich, dass für  $\theta_{\rm H} = 0^{\circ}$  eine Polstelle

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>im Bereich von  $10^{10} - 10^{14}$  bzw. für 1 mol  $10^{23}$ 

existiert. Dieses Problem wurde von Baselgia *et al.* gelöst [27]. Die erweiterte Resonanzgleichung lautet somit:

$$\omega = \frac{\gamma}{M} \left[ f_{\theta\theta} \left[ \frac{f_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} f_{\theta} \right] - \left[ \frac{f_{\theta\varphi}}{\sin \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{f_{\varphi}}{\sin \theta} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$
 (2.15)

Die Indizes der Freien Energiedichte f stehen für die Ableitungen nach den jeweiligen Winkeln  $\varphi$  und  $\theta$ .

Der Fall gekoppelter Schichten erfordert zunächst die Erweiterung der Freien Energiedichte um den Ausdruck der Interlagenaustauschkopplung und eine Indizierung beider Schichten. Somit ergibt sich für die Freie Energiedichte der gekoppelten Schichten:

$$f = f_{J_1} + \sum_{i=1}^{2} d_i \left[ -M_i \mu_0 H \left( \sin \theta_i \sin \theta_H \cos \left( \varphi_i - \varphi_H \right) + \cos \theta_i \cos \theta_H \right) + f_{Aniso,i} \right]$$

(2.16)

Mit

$$f_{\text{Aniso},i} = -\left(2\pi M_{i}^{2} - K_{2\perp,i}\right) \sin^{2}\theta_{i} - \frac{1}{2}K_{4\perp,i}\cos^{4}\theta_{i} - \frac{1}{8}K_{4\parallel,i}\left[3 + \cos\left(4\varphi_{i}\right)\right]\sin^{4}\theta_{i} - K_{2\parallel,i}\sin^{2}\theta_{i}\cos^{2}\left(\varphi_{i} - \varphi_{u,i}\right)$$
(2.17)

und

$$f_{\mathrm{J}_{1}} = -J_{1} \frac{\overrightarrow{M}_{1} \cdot \overrightarrow{M}_{2}}{M_{1}M_{2}} = -J_{1} \left[ \sin \theta_{1} \sin \theta_{2} \cos \left(\varphi_{1} - \varphi_{2}\right) + \cos \theta_{1} \cos \theta_{2} \right].$$
(2.18)

Die biquadratische Kopplung  $J_2$  wird im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt. Dennoch ist zu erwähnen, dass diese Art von Kopplung eine 90°-Orientierung der Magnetisierung bevorzugt. Die Herkunft der biquadratischen Kopplung kann einerseits quantenmechanisch gezeigt werden [28], und anderseits auch den Ursprung in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung (Néel-Kopplung) haben [29].

Die Resonanzgleichung leitet sich hierbei analog des Falles einer einzelnen Schicht her. Eine ausführliche Herleitung ist in Ref. [30] gegeben. Die entstehende Resonanzbedingung ist eine biquadratische Gleichung der Form:

$$\frac{\omega^4}{\gamma_1^2 \gamma_2^2} - b \frac{\omega^2}{\gamma_1 \gamma_2} + c = 0.$$
 (2.19)

Von den vier Lösungen dieser Gleichung ergeben sich zwei mit negativer Resonanzfre-



Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung zweier gekoppelter Pendel als Analogie zu den gekoppelten Magnetisierungen. Aus [14].

quenz. Diese werden vernachlässigt, da sie keine physikalisch sinnvollen Lösungen darstellen. Die beiden anderen Lösungen werden in Analogie zu Phononen akustische und optische Mode genannt. Die akustische Mode beschreibt die phasengleiche Präzession der Magnetisierung, die optische eine um  $\pi$  verschobene, gegenphasige (vgl. Abb. 2.3). Im Fall  $J_1 = 0$  entkoppelt das Gleichungssystem und es folgt eine Beschreibung einer unabhängigen Präzession der Magnetisierungen der einzelnen Schichten. Ein weiterer interessanter Parameter bei gekoppelten Schichtsystemen ist die Intensität der beiden Moden. In Ref. [31] wird gezeigt, dass die Intensität der optischen Mode kleiner als die Intensität der akustischen Mode ist. Außerdem zeigt sich, dass die Intensität der optischen Mode für große Kopplungen gegen Null geht.

Alle Betrachtungen wurden bis jetzt ohne Berücksichtigung eines Dämpfungsterms durchgeführt. Somit würde die Orientierung der Magnetisierung auch für  $t \mapsto \infty$  nicht genau dem externen Magnetfeld  $\overrightarrow{H}_0$  bzw.  $\overrightarrow{H}_{eff}$  folgen. Quantenmechanisch würde dies bedeuten, dass der Zustand eine unendliche Lebensdauer besitzen würde. Im Experiment beobachtet man jedoch Übergänge mit einer endlichen Breite. Dieser Umstand kann mittels mehrerer Möglichkeiten in die Gleichung der ungedämpften Präzession eingefügt werden. Die von Landau und Lifschitz vorgeschlagene Bewegungsgleichung lautet [21]:

$$\frac{\mathrm{d}M}{\mathrm{d}t} = -\gamma\mu_0 \left[\vec{M}\times\vec{H}_{\mathrm{eff}}\right] - \frac{\lambda_{\mathrm{L}}}{M_{\mathrm{s}}^2}\vec{M} \left[\vec{M}\times\vec{H}_{\mathrm{eff}}\right].$$
(2.20)

 $\lambda_{\rm L}$  stellt hierbei die Dämpfungskonstante dar. Die spiralförmige Präzession ist in Abb. 2.4 skizziert. Später schlug Gilbert eine modifizierte Variante der Gleichung vor [10].

$$\frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma\mu_0 \left[\vec{M}\times\vec{H}_{\mathrm{eff}}\right] + \frac{G}{\gamma M_{\mathrm{s}}^2} \left[\vec{M}\times\frac{\mathrm{d}\vec{M}}{\mathrm{d}t}\right]$$
(2.21)

Die Dämpfung ist in diesem Fall viskos, also geschwindigkeitsabhängig. Oft werden die Parameter  $\frac{G}{\gamma M_s}$  zu dem dimensionslosen Parameter  $\alpha = \frac{G}{\gamma M_s}$  zusammengefasst. Für kleine Werte von  $\alpha$  kann gezeigt werden, dass die Beschreibung mit dem Ansatz von



Abbildung 2.4.: Präzession des Magnetisierungsvektors  $\vec{M}$  mit dem Dämpfungsterm nach Gilbert. Der Vektor beschreibt eine Spiralbahn auf einer Kugeloberfläche. Die Dämpfung zwingt die Magnetisierung in endlicher Zeit in Richtung des Magnetfeldes  $\vec{H}_{eff}$ . Aus [14].

Landau und Lifschitz identisch ist [32]. Die physikalische Herkunft der Dämpfung wird in einem späteren Kapitel diskutiert.

#### 2.3. Interlagenaustauschkopplung

Das Prinzip der Interlagenaustauschkopplung ist analog zu der Austauschkopplung innerhalb eines Films ein rein quantenmechanischer Effekt. Grünberg konnte 1986 erstmals zeigen, dass zwei Eisenschichten, die durch eine dünne Chromschicht getrennt waren, antiferromagnetisch koppeln [33]. Wenig später konnte Parkin et al. zeigen, dass die Kopplungskonstante  $J_1$  Oszillationen in Abhängigkeit der Zwischenschichtdicke zeigt [34, 35]. Für die theoretische Beschreibung dieses Effektes wurden viele verschiedene Ansätze vorgebracht. Bruno konnte allerdings zeigen, dass sich all diese zu einem Ansatz vereinheitlichen lassen [36]. Alle diese Theorien, besonders die RKKY-Theorie, erwiesen sich als brauchbar, wenn ein Edelmetall als Zwischenschicht eingesetzt wurde. In diesem Fall war es sogar möglich die Periode der Oszillationen sehr genau zu berechnen [37]. Ersetzt man aber dieses Edelmetall z. B. durch ein Übergangsmetall oder sogar einen Isolator, ergeben sich Abweichungen. Grund für dieses Verhalten liegt in der Fermi-Oberfläche des jeweiligen Materials. Bei Edelmetallen kann diese durch eine Kugel im k-Raum genähert werden. Bei Isolatoren bzw. Übergangsmetallen hingegen ist die Fermioberfläche sehr kompliziert, wodurch sich Abweichungen von dem Modell ergeben. Für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme können zwei Modelle zur Erklärung



**Abbildung 2.5.:** (a) Darstellung der möglichen Zustände bei einem Potentialtopf. Von unten nach oben sind dargestellt, gebundene Zustand für E < 0, nicht-resonante Streuzustände und resonante Streuzustände. (b) Im Fall eines Potentialwalles existieren für große  $V_0$  nur Zustände mit evaneszenten Wellen in der Barriere. Nach [13].

herangezogen werden. Einerseits das vereinheitlichte Modell von Bruno oder ein Modell von Slonczewski oder Faure-Vincent, welches die Interlagenaustauschkopplung durch spinpolarisiertes Tunneln und Spin-Transfer-Torque erklärt, angewendet werden [38,39]. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein vereinfachtes Modell dargestellt. Hierbei werden einerseits der Fall einer leitenden und der Fall einer isolierenden Schicht anhand eines Quantentopfes bzw. einer Tunnelbarriere erläutert (Abb. 2.5). Die hierdurch erlangten qualitativen Ergebnisse stimmen sehr gut mit der Theorie von Bruno überein. Zunächst wird nun das oszillatorische Verhalten bei dem Vorhandensein eines Potentialtopfes hergeleitet. Eine ausführliche Darstellung hiervon kann in Ref. [40] gefunden werden. Hierbei betrachtet man die möglichen Zustände in einem solchen System. Für Energien E kleiner als 0 existieren gebundene Zustände innerhalb des Potentialtopfes. Für Energien größer als 0 ergeben sich mehrere Möglichkeiten. Es existieren resonante und nicht-resonante Streuzustände.<sup>5</sup> Die schematische Darstellung dieser Zustände ist in Abb 2.5(a) gegeben. Man betrachtet nun die Änderung der Zustandsdichte  $\Delta D(E, d, L) = D(E, d, L) - Ln_1 - dn_2$ , wobei  $n_1$  die auf die Länge bezogene Zustandsdichte des ferromagnetischen Materials und  $n_2$  die des Potentialtopfes der Breite d ist. Unter der Annahme eines halbunendlichen ferromagnetischen Materials ist die Änderung der Zustandsdichte unabhängig von L. Die Zustandsdichte des ferromagnetischen Materials verläuft hierbei wie  $1/\sqrt{E}$ , wobei außerdem noch das Potential  $V_0$  berücksichtigt werden muss [Abb. 2.6(a)]. Somit zeigt sich für Energien kleiner als 0 ein divergentes Verhalten. Die Zustände des Potentialtopfes treten hierbei nur als Delta-Funktionen auf und haben somit keine Auswirkung auf den Verlauf. Für Energien größer als 0 dominiert

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Die Herleitung für resonante Streuzustände kann z. B. in Ref. [22] nachgelesen werden.



Abbildung 2.6.: (a) Änderung der Zustandsdichte im Fall eines Potentialtopfes. (b) Änderung der Zustandsdichte im Fall einer Potentialbarriere. Nach [13].

das oszillatorische Verhalten der Streuung. Für die Änderung der Gesamtenergie kann geschrieben werden:

$$\Delta E(d) = \int_{-\infty}^{E_{\rm F}} \mathrm{d}E \; (E - E_{\rm F}) \Delta D(E, d). \tag{2.22}$$

Dieses Integral kann nun für große Werte von d und unter der Annahme, dass die Reflexionswahrscheinlichkeit an der Einzel-Potentialstufe sehr gering ist, ausgewertet werden. Somit ergibt sich:

$$E(d \to \infty) = \frac{\hbar}{\pi} \frac{\nu_{\rm F}}{2} \left| R_{\rm step} \right|^2 \frac{1}{d} \sin(2k_{\rm F}d).$$
(2.23)

Hierbei sind  $\nu_{\rm F}$  die Fermigeschwindigkeit,  $k_{\rm F}$  die Fermi-Wellenzahl und  $R_{\rm step}$  die Reflexionswahrscheinlichkeit an der Potentialstufe. Bei Betrachtung der Zustandsdichte eines ferromagnetischen Materials, zeigt sich eine Aufspaltung je nach Spinzustand. Es existiert ein kleiner Energieunterschied zwischen den Up- und Down-Spins in den 3d-Bändern. Somit muss diese Energieaufspaltung zwischen den Up- und Down-Spin Zuständen in der Reflexionswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Entwickelt man nun die errechnete Energie  $E(d \to \infty)$  in Potenzen von  $\cos(\varphi)$  ergibt sich in erster Ordnung die bilineare Kopplungskonstante  $J_1$ :

$$J_1(d) = \frac{\hbar}{\pi} \frac{\nu_{\rm F}}{2} \left[ \left| R_{\uparrow}^{\uparrow} \right|^2 + \left| R_{\downarrow}^{\downarrow} \right|^2 - 2 \left| R_{\downarrow}^{\uparrow} R_{\uparrow}^{\downarrow} \right| \right] \frac{1}{d} \sin(2k_{\rm F}d).$$
(2.24)

 $R^{\uparrow}_{\uparrow}, R^{\downarrow}_{\downarrow}, R^{\uparrow}_{\downarrow}$  und  $R^{\downarrow}_{\uparrow}$  sind die spinabhängigen Reflexionswahrscheinlichkeiten an der Potentialstufe.

Für die Potentialbarriere verfährt man ähnlich. Bei der Beschreibung dieses Effektes sind evaneszente Wellen im Bereich der Potentialbarriere notwendig. Somit bietet sich

eine Beschreibung über den quantenmechanischen Tunneleffekt an. Hierbei bedarf es aber zweier nicht identischer ferromagnetischer Schichten. Sonst würde die Anzahl der Elektronen, welche von Bereich 1 nach Bereich 3 tunneln, genau so groß sein, wie von Bereich 3 nach 1. Somit muss ein geringer Unterschied in der Fermi-Energie der verwendeten Materialien vorhanden sein. Aus der Theorie des Rastertunnelmikroskops ist die Anzahl der am Tunnelprozess teilnehmenden Elektronen bekannt. Diese kann geschrieben werden als [41]:

$$N_{13} = \frac{4\pi m_{\rm e}^2}{h^3} \int_0^{E_{\rm max}} D(E_{\rm x}) \, \mathrm{d}E_{\rm x} \int_0^\infty f(E) \, \mathrm{d}E.$$
 (2.25)

Für die Berechnung der Energieänderung im System wird die Zustandsdichte benötigt. Der einfache Zusammenhang D(E) = dN/dE kann zur Berechnung der Zustandsdichte genutzt werden [41]. Somit ergibt sich:

$$\Delta D(E) = \frac{4\pi m_{\rm e}^2}{h^3} \exp\left[-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m_{\rm e}(V_0 - E)} \, d\right].$$
(2.26)

Die Potentialbarriere wurde als Stufenfunktion mit der Höhe  $V_0$  angenommen. Die Unterschied zum Potentialtopf ist, dass die Elektronenmasse  $m_e$  direkt in die Änderung der Zustandsdichte eingeht. Über die zuvor angegebene Beziehung (2.22) berechnet sich die Energiedifferenz wie folgt:

$$\Delta E(d) \approx \frac{8\pi m_{\rm e}^2}{h^3} \exp\left[-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m_{\rm e}(V_0 - E_{\rm F})} \, d\right] + O(d). \tag{2.27}$$

Terme die linear und quadratisch in d sind, wurden aufgrund der stärkeren Konvergenz der e-Funktion vernachlässigt. Außerdem gilt  $k_{\rm F} \approx \sqrt{m_{\rm e}(V_0 - E_{\rm F})}$  [36]. Somit kann die Änderung analog zu Gleichung (2.23) geschrieben werden:

$$\Delta E(d) \approx \frac{8\pi m_{\rm e}^2}{h^3} \exp\left[-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2k_{\rm F} d}\right] + O(d).$$
(2.28)

Und damit:

$$J(d) \approx |\Delta T|^2 \frac{8\pi m_{\rm e}^2}{h^3} \exp\left[-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2k_{\rm F} d}\right] + O(d).$$
 (2.29)

Der Faktor  $\Delta T$  ergibt sich analog zu dem Fall des Potentialtopfes. Hierbei muss aber beachtet werden, dass sich bei Veränderung der Magnetisierung der Schichten, und damit Veränderung der Fermi-Energie  $E_{\rm F}$ , mehr freie Zustände für die Elektronen ergeben. Um die Orientierung der Magnetisierung zueinander zu bestimmen, betrachtet man nun die Gesamtenergie des Systems. Beide Systeme streben gegen das Minimum dieser. Somit ergibt sich aufgrund des alternierenden Vorzeichens bei dem Potentialtopf ein Alternieren zwischen paralleler und antiparalleler Stellung der Magnetisierung. Für den Potentialwall existiert nur der parallele Fall bzw. der antiparallele Fall je nach Energiekonfiguration.

### 2.4. Intrinsische und extrinsische Dämpfungsmechanismen

Wie schon in Kapitel 2.2 erwähnt, existiert eine Dämpfung in jedem System. Diese kann mit der Linienbreite des gemessenen Signals in Verbindung gebracht werden. Hierbei existieren unterschiedliche Beschreibungen dieses Problems. Es können analog zu der Beschreibung der Phononen-Streuung in Festkörpern Relaxationsraten definiert werden, welche sich proportional zu der gemessenen Frequenz-Linienbreite  $\Delta \omega$  verhalten. Die Liniebreite des Resonanzfeldes kann nach Suhl berechnet werden mit [25]:

$$\Delta H_{\rm pp}^{\rm G} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha}{|\mathrm{d}\omega_{\rm res}/\mathrm{d}H|} \frac{\gamma}{M} \left( f_{\theta\theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} f_{\varphi\varphi} \right)$$
$$= \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\omega}{\Xi}.$$
(2.30)

 $\Xi$  ist die Dragging-Funktion, welche das Hinterherziehen der Magnetisierung in bestimmten Feldrichtungen beschreibt [42]. Dieser berechnete Beitrag zur Linienbreite beschreibt aber nur den phänomenologischen Ansatz nach Gilbert. Andere Beiträge wie z. B. inhomogene Verbreiterungen oder Mosaizität können zu der Gleichung

$$\Delta H_{\rm pp}^{\rm mos} = \Delta H_{\rm inhom} + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum \left| \frac{\delta H_{\rm i}}{\delta \Delta x_{\rm i}} \right| \Delta x_{\rm i}$$
(2.31)

zusammengefasst werden [43].  $\Delta x_i$  kann geschrieben werden als  $\Delta x_i = \frac{\delta \Delta x_i}{\delta w} \Delta w$ . Die Größe  $x_i$  kann durch alle Parameter der Resonanzbedingung (2.15) ersetzt werden. Dieser Dämpfungseffekt kann als extrinsischer Beitrag betrachtet werden. Im Folgenden wird auf die physikalische Herkunft der intrinsischen (Gilbert) und der extrinsischen Dämpfung (Zwei-Magnonen-Streuung) eingegangen. Auf die Diskussion von Prozessen höherer Ordnung, d. h. Drei- oder Vier-Magnonen-Prozesse oder Spin-Pumping, wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

#### 2.4.1. Itinerante Elektronen

Heinrich *et al.* konnten zeigen, dass zwei Prozesse den hauptsächlichen Beitrag zur intrinsischen Dämpfung liefern [44]. Allgemein können diese Prozesse durch inkohärente Streuung von itineranten Elektronen an Phononen und Magnonen beschrieben werden. Der erste Prozess beschreibt die inkohärente Streuung von Elektronen-Loch-Paaren, welche durch s-d Interaktion entstehen, an Magnonen oder Phononen. Hierbei ist zu beachten, dass die Elektronen-Loch-Paare zuvor kohärent an Magnonen gestreut wurden, was eine Umkehrung des Spins zur Folge hatte. Durch die inkohärente Streuung wird die Aussendung eines Magnons durch das Elektronen-Loch-Paar unterdrückt. Somit ergibt sich ein Beitrag zur Dämpfung.

Der zweite Prozess ist die periodische Verzerrung der Fermi-Oberfläche aufgrund der Bewegung der Magnetisierung und der damit verbundenen Elektronen. Beide Prozesse haben ihren Ursprung in der Spin-Bahn-Kopplung. Somit entsteht zwischen der Präzession des Spinmomentes und des Bahnmomentes eine Phasenverschiebung, welche zur Dämpfung der Bewegung führt.

#### 2.4.2. Zwei-Magnonen-Streuung

Der dominierende extrinsische Prozess, der in dieser Arbeit untersucht wurde, ist die Zwei-Magnonen-Streuung. Hierbei wird ein Magnon der Wellenzahl k = 0, welches die uniforme Präzession darstellt, in ein Magnon mit  $k \neq 0$  umgewandelt. Je nach kristallographischer Richtung bzw. Richtung des Magnetfeldes können Zustände mit  $k \neq 0$  existieren oder nicht. Bei diesem Streuprozess bleibt die Anzahl der Magnonen im System konstant. Somit ergibt sich keine Änderung der z-Komponente der Magnetisierung. Betrachtet man aber nun die x- oder y-Komponente dieser, zeigt sich eine Abnahme aufgrund nicht mehr vollständiger Parallelität der Spins. Dadurch ist der Dämpfungsansatz nach Gilbert ungeeignet. Eine Möglichkeit der Beschreibung bildet der Ansatz von Bloch und Bloembergen aus der Kern-Spin-Resonanz. Auch der Begriff der Dämpfung ist im Fall der Zwei-Magnonen-Streuung im weiteren Sinne zu verstehen. Bei genauer Betrachtung zeigt sich, dass die Energie innerhalb des Spinsystems bleibt, und nicht wie üblich an ein Wärmebad (was in diesem Fall die Phononen wären) abgegeben wird. Die Kopplung der Magnonen mit  $k \neq 0$  an Phononen würde die Energie über einen Zwischenschritt in das Wärmebad überführen.

Die theoretische Beschreibung der Zwei-Magnonen-Streuung erfolgt durch Arias und Mills für den Fall, dass das externe Magnetfeld  $\vec{H}_0$  in der Ebene orientiert ist [42]. Eine Erweiterung dieser Theorie wurde von Landeros *et al.* für den Fall der Orientierung des Feldes senkrecht zur Probenoberfläche gegeben [45].

# 3. Experimentelle Methoden

Die im Rahmen diese Arbeit verwendeten experimentellen Methoden werden im folgenden genauer erläutert. Hierbei wird stärker auf den technischen Charakter und deren Probleme eingegangen.

#### 3.1. VNA-Breitband-Ferromagnetische Resonanz

Das Prinzip der ferromagnetischen Resonanz basiert auf der Einstrahlung einer hochfrequenten Mikrowelle im GHz-Bereich auf eine ferromagnetische Probe in einem externen Magnetfeld. Hierbei wird die reflektierte bzw. transmittierte Leistung dieser gemessen. Bei einem konventionellen FMR-Aufbau wird ein Resonator zur Einkopplung der Mikrowelle genutzt. Dieser besitzt zwar den Vorteil der sehr homogenen Anregung über den Bereich der Probe, aber ist meist auf eine feste Frequenz bzw. einen stark eingeschränkten Bereich von einigen GHz limitiert.

Der in dieser Arbeit genutzte Aufbau (s. Abb. 3.1) nutzt als Quelle der Mikrowelle einen Vektor-Netzwerk-Analysator (VNA). Diese Quelle ist von 50 MHz bis 50 GHz durchstimmbar. Somit kann hierbei kein Resonator genutzt werden, ohne den Aufbau bei Änderung der Anregungsfrequenz mit umzubauen. Die Lösung dieses Problems ist durch einen selbstentwickelten koplanaren Wellenleiter gegeben [46]. Der Arbeitsbereich des koplanaren Wellenleiters (KPW) liegt im Bereich zwischen 50 MHz und 50 GHz. Simulationen des Wechselfeldes zeigen, dass dieser schon im unteren MHz-Bereich ein homogenes Feld über den gesamten Probenbereich produziert. Dennoch ist es im Experiment selten möglich diese niedrigen Anregungsfrequenzen zu nutzen. Bei Messungen unter 10 GHz wurde festgestellt, dass es zu einer starken Phasenoszillation kommt. Diese kann direkten Einfluss auf die Linienbreite des Signals haben. Die Verwendung noch kleinerer Frequenzen ist nicht möglich, da bei kleinen Frequenzen auch das Resonanzfeld sinkt und man möglicherweise in den Bereich der Remanenz der Elektromagneten kommt. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass aufgrund der Linienbreite nur ein Teil des Signals im Bereich von H > 0 liegt. Dieses Problem kann durch Festsetzung des Startwertes im negativen Feldbereich umgangen werden. Der Vorteil des breiten Frequenzbereiches liegt in der Analyse der Linienbreite des Signals. Im konventionellen



Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau der VNA-Breitband-FMR. Aus [15]

Fall war es zwar möglich durch verschiedene Resonatoren bei verschiedenen Frequenzen zu messen, dennoch war man auf einen diskreten Bereich beschränkt. Mit dem hier verwendeten Aufbau ist es möglich quasi-kontinuierlich zu messen und somit auch leichte Tendenzen zu erkennen.

Für die Emission und Detektion der Mikrowelle existieren mehrere Möglichkeiten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde sich auf die Messung der Absorption der transmittierten Mikrowelle beschränkt. Dies wird meist durch S-Parameter abgekürzt. Bei allen Messungen wurde der S-Parameter  $S_{21}$  genutzt. Dies beschreibt die Transmission von Port 1 zu Port 2 des VNA. Der Aufbau bietet zudem die Möglichkeit den polaren Winkel, also die Stellung des Magnetfeldes gemessen zur Probennormalen, von  $-30^{\circ}$  bis  $195^{\circ}$ zu ändern. In der 0°-Position steht das Magnetfeld senkrecht zur Probe. Auch die azimutale Winkelkonfiguration, also die Drehung der Probe um die eigene Achse, kann von 0° bis  $360^{\circ}$  erfolgen. Somit besteht die Möglichkeit, entlang bestimmter kristallographischer Achsen der Proben zu messen. Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus und der verwendeten Komponenten kann in Ref. [46] gefunden werden. Das gewonnene Messsignal ist im idealen Fall eine reine Lorentz-Kurve. Da die Transmissionsgeometrie verwendet wurde, kann es zu Abweichungen kommen. Einerseits muss beachtet werden, dass sich die Phase der Mikrowelle bei Änderung der Frequenz ändert, weshalb auch eine komplexe Lorentz-Kurve zur Anpassung verwendet wird. Andererseits kann es zu Abweichungen durch Mehrfachreflexionen an den Konnektoren kommen. Auch eine Phasenverschiebung zwischen dem Imaginär- und Realteil der Mikrowelle bei Transmission durch die Probe kann nicht ausgeschlossen werden.<sup>1</sup> Das Problem der Phasenverschiebung kann durch die Verwendung des Absolutbetrages des Messsignals herausgerechnet werden. Für die Abweichungen durch Bewegung der Kabel oder ähnlichem nutzt man eine Stabilisierungszeit.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Hierbei müsste die dielektrische Funktion des Mediums betrachtet werden.

### 4. Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der durchgeführten Experimente zusammengestellt. Außerdem erfolgt ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen der beobachteten Effekte.



Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung (a) des Einzelfilms und (b) der Dreifachlage. Das Wachstum von Fe<sub>3</sub>Si ist auf der MgO(001)-Oberfläche um 45° verdreht, d.h. Fe<sub>3</sub>Si[100] || MgO[110].

#### 4.1. Herstellung und Charakterisierung der Proben

Die Proben wurden an der Universität Duisburg-Essen von der Arbeitsgruppe Wende mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Die Probenserie umfasst hierbei einen Referenzfilm (SM72) mit nur einer ferromagnetischen Fe<sub>3</sub>Si-Schicht [s. Abb. 4.1(a)] und zwei magnetischen Dreifachlagen (SM74 und SM75) mit unterschiedlichen Zwischenschichtdicken des selben Materials [Abb. 4.1(b)]. Das Substrat für das Filmwachstum war bei allen Proben GaAs(001). Dieses wurde zunächst gereinigt und bei einer Temperatur von T = 815 °C ausgeheizt. Dadurch sind Verschmutzungen bzw. Fremdatome an die Oberfläche diffundiert. Der Basisdruck lag hierbei im Bereich von  $p = 9 \cdot 10^{-9}$  mbar. Das Heizen wurde bei Temperaturen von ungefähr T = 830 °C und T = 835 °C für jeweils fünf Minuten wiederholt um letzte Sauerstoffverunreinigungen zu entfernen. Während



Abbildung 4.2.: RHEED-Bilder der Proben SM74. (a) Gesputtertes GaAs zeigt epitaktischen Charakter, dennoch sind einige Debye-Scherrer-Ringe sichtbar. (b) Erste 3 nm MgO-Schicht. (c) 7 nm Fe auf MgO. Die Drehung um 45° ist deutlich sichtbar. (d) Zweite 1 nm MgO-Schicht (e) Zweite 10 nm Fe-Schicht. Die Drehung ist hierbei erneut sichtbar. [47]

des gesamten Vorgangs wurden Auger-Spektren des Substrates bzw. der gewachsenen Schichten aufgenommen. Somit war es möglich sämtliche Verschmutzungen zu erkennen. Durch Sputtern mit Ar-Ionen wurde die Oberfläche geglättet und Verunreinigungen entfernt. Eine RHEED-Aufnahme<sup>1</sup>, Abb. 4.2(a), zeigt den epitaktischen Charakter des GaAs Substrates. Als erste Schicht wurde bei allen Proben 3 nm MgO bei einem Druck  $p = 2.6 \cdot 10^{-6}$  bar und einer Temperatur von T = 325 °C aufgebracht. Die Wachstumsrate lag bei allen Proben im Bereich zwischen 0.003 Å/s - 0.004 Å/s. Dieses Verfahren hat zwei grundlegende Vorteile im Gegensatz zum direkten Wachstum der Fe<sub>3</sub>Si-Schicht auf dem GaAs Substrat: Einerseits wirkt es als dünne Barriere gegen die Diffusion von

Probe	Mg0	Fe <sub>3</sub> Si	MgO	Fe <sub>3</sub> Si	MgO
SM72	2.6	7.3	3.3	-	-
SM74	1.7	17	1.1	10	3.3
SM75	1.7	7	10	9	3.5

Tabelle 4.1.: Übersicht der Schichtdicken ermittelt aus den XRD-Messungen. Angaben in (nm).

<sup>1</sup>Beugung hochenergetischer Elektronen bei Reflexion an der Probenoberfläche.



Abbildung 4.3.: Aufgenommene XRD-Spektren für die Proben SM72, SM74 und SM75. Die durchgezogenen Linien zeigen die theoretische Vorhersage. [47]

Ga bzw. As in die ferromagnetische Schicht. Andererseits wird die uniaxiale Anisotropie durch die Oberflächenrekonstruktion bzw. den "Dangling Bonds" nicht so stark in die Fe<sub>3</sub>Si-Schicht eingeprägt. Dieser Effekt wird bei der Diskussion der Ergebnisse der ferromagnetischen Resonanz-Experimente genauer erläutert. Die RHEED-Aufnahmen (Abb. 4.2) bestätigen auch hier ein epitaktisches Wachstum. Bei den Auger-Spektren konnte festgestellt werden, dass es sich um eine deckende Schicht handelt. Dennoch existieren schwache Ga- bzw. As-Signale in dem Spektrum. Diese könnten mit der Diffusion der Elemente zusammenhängen. Das Aufbringen der Fe<sub>3</sub>Si-Schicht geschah mittels Koverdampfung der beiden Komponenten, wobei die Siliziumquelle unter einem Winkel von 30° zur Probennormalen positioniert war. Die entstehende Verbindung kann als Quasi-Heusler-Verbindung angesehen werden. Hierbei handelt es sich um eine intermetallische Verbindung, bei der die Kristallstruktur aus vier ineinander geschachtelten fcc-Gittern besteht. Bei diesem Schritt nutzte man eine Temperatur von T = 275 °C und einen Druck von  $p = 1.5 \cdot 10^{-8}$  mbar. Die kombinierte Aufdampfrate lag bei allen Proben im Bereich von 0.01 Å/s. Die genaue Stöchiometrie der Proben wurde im Rahmen der Herstellung der Proben nicht ermittelt. Diese müsste dennoch zwischen 12.5 at. % bis 30 at. % Si liegen. Außerdem wurde versucht diese mittels RBS zu ermitteln, worauf später eingegangen wird. Bevor die Zwischen- bzw. Deckschicht (im Fall des Referenzfilms) aufgebracht wurde, wurden die Proben abgekühlt. Bei dem Referenzfilm (SM72) wurden die 2 nm MgO bei Raumtemperatur aufgebracht. Im Fall der Dreifachlagen (SM74 und SM75)



Abbildung 4.4.: (a) TEM-Querschnitt der Probe SM74. Deutlich sind die Variationen der Schichtdicken zu erkennen. Die Rauheit der Proben ist somit sehr groß. (b) TEM-Querschnitt der Probe SM75. Hierbei wird deutlich, dass bei dieser Probe die Variation der Schichtdicke, und damit die Rauheit, stark in den Vordergrund tritt. [48]

wurde eine Temperatur von T = 100 °C genutzt. Die Aufdampfraten waren identisch zu der unteren MgO-Schicht. Die nach jedem Aufdampfschritt angefertigten RHEED-Bilder (Abb. 4.2) zeigen einen eindeutigen epitaktischen Charakter aller Schichten. Die Drehung des Fe<sub>3</sub>Si-Films um 45° auf der MgO - Oberfläche ist außerdem erkennbar [49]. Zur Ermittlung der nominellen Schichtdicken wurde eine Kristallstrukturanalyse mittels Röntgenstrahlen (XRD) durchgeführt. Die Darstellung dieser kann in Abb. 4.3 gefunden werden. Die aus der nichtlinearen Anpassung gewonnen Schichtdicken sind in Tab. 4.1 aufgelistet. Hierbei muss beachtet werden, dass es sich um ein integrales Verfahren handelt. Variationen der Dicken können hiermit nicht bestimmt werden. Somit wird ein zweites Verfahren benötigt, um die Variationen und damit die Rauheit der Proben festzustellen. Für SM74 und SM75 wurden jeweils Transmissionselektronenmikroskopie-Bilder (TEM) angefertigt, Abb. 4.4. Für die Probe SM72 wurde hierauf verzichtet, da diese als reiner Referenzfilm für magnetische Anisotropie und g-Faktor dienen sollte. Diese Parameter sollten sich bei leichter Variationen der Schichtdicken nicht ändern. Die Interlagenaustauschkopplung dagegen ist stark abhängig von der Rauheit und damit von der Struktur der Grenzflächen [16, 37]. Zunächst zeigt sich, dass bei beiden Proben die Schichtdicken von den XRD-Messungen abweichen. Da der Fehler der XRD-Messung ca. 20 % beträgt, liegt die TEM-Messung im Fehlerintervall. Außerdem handelt es bei XRD, wie schon erwähnt, um ein integrales Verfahren. Der epitaktische Charakter konnte bestätigt werden. Dennoch ist eine leichte Verkippung der einzelnen Atomlagen zu er-



Abbildung 4.5.: Die Abbildung zeigt das RBS-Spektrum der Probe SM72. Die Peaks von Eisen und Silizium sind nicht erkennbar. Dennoch deutet die aufgeweichte Kante auf die Diffusion von Gallium und Arsen hin. [50]

kennen. Diese Mosaizität kann Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften des Systems haben. Bei genauerer Betrachtung erkennt man an den Grenzflächen in Abb. 4.4(b) zwischen den MgO- und Fe<sub>3</sub>Si-Schichten eine sehr dünne weitere Schicht. Hierbei könnten zwei Prozesse dafür verantwortlich sein. Es besteht die Möglichkeit, dass die untersten (bzw. obersten) Eisen-Lagen oxidiert, oder das Siliziumatome in Richtung Grenzfläche diffundiert sind. Der Einfluss dieser beiden Prozesse auf die Interlagenaustauschkopplung wird später erläutert. Die Rauheit der Proben hat, wie ersichtlich, den Ursprung im Substrat. Die Zunahme der Rauheit in den oberen Schichten konnte durch FMR-Messungen bestätigt werden.

Der Versuch, die Stöchiometrie mittels RBS<sup>2</sup>zu ermitteln (Abb. 4.5), ist an der schweren Matrix (Substrat) der Proben gescheitert. Dennoch war es möglich, im Spektrum zu erkennen, dass keine scharfe Kante zwischen dem GaAs-Substrat und den nahen Schichten existiert. Somit ist es sehr wahrscheinlich, dass eines der beiden Elemente in die benachbarten Schichten diffundiert ist.

In den folgenden Kapiteln werden die hergestellten Proben mittels der ferromagnetischen Resonanz in ihren magnetischen Eigenschaften charakterisiert.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Rutherford-Backscattering, elastische Streuung von Ionen an der Probe.

#### 4.2. FMR an dünnen Fe<sub>3</sub>Si-Einzelschichten

An der Referenz-Einzelschicht SM72 wurden drei verschiedene Messungen durchgeführt. Durch eine azimutale Messung kann leichte und schwere Richtung bestimmt werden. Aus dieser Winkelabhängigkeit werden durch die Kenntnis des *g*-Faktors die Anisotropie-Konstanten ermittelt. Diese dienen als Referenz für die Dreifachlagen. Der *g*-Faktor kann in mehreren Messgeometrien bestimmt werden. Hierbei wurden Messungen einerseits mit der Orientierung des externen Feldes senkrecht zur Probennormalen (in-plane) und andererseits parallel (out-of-plane) dazu durchgeführt. Abschließend wurde eine polare Winkelabhängigkeit aufgenommen. Hierbei lag der Fokus auf der Ermittlung von Referenzwerten. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um eine Summe aus Fehlern der Feldmessung und Fehlern aus der nichtlinearen Anpassung. Die Fehler des Feldes liegen im Bereich zwischen 0.02 mT bis 0.2 mT. Die Unsicherheit der nichtlinearen Anpassung kann mit ca. 5% bis 10% abgeschätzt werden. Bei den Werten für den Dämpfungsparameter  $\alpha$  muss außerdem noch beachtet werden, dass dieser bei unterschiedlichen Messgeometrien während der Messung der selben Proben leicht schwankt. Hierbei wird ein größerer Fehler berücksichtigt.

#### g-Faktor Bestimmung

Die ermittelte leichte bzw. schwere Richtung kann mit der kristallographischen Richtung [100] bzw. [110] in der Fe<sub>3</sub>Si-Schicht identifiziert werden. Die out-of-plane Richtung wird mit [001] indiziert. Die Gleichung (2.15) kann bei Messung entlang einer Anisotropierichtung ( $\varphi_{\rm H} = \varphi$ ) und der Feldorientierung  $\theta_{\rm H} = \theta = 90^{\circ}$  geschrieben werden als:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^{2} = \left\{\mu_{0}H + \left[\mu_{0}M_{\text{eff}} + \frac{2K_{2\parallel}}{M}\cos^{2}\left(\varphi - \varphi_{u}\right) + \frac{K_{4\parallel}}{2M}\left(3 + \cos 4\varphi\right)\right]\right\} \times \left\{\mu_{0}H + \left[\frac{2K_{2\parallel}}{M}\cos\left[2\left(\varphi - \varphi_{u}\right)\right] + \frac{2K_{4\parallel}}{M}\cos\left(4\varphi\right)\right]\right\}.$$
(4.1)

Durch die Messung entlang einer Anisotropierichtung ist  $\varphi = \varphi_{\rm H}$  ein fester Wert.  $\varphi_{\rm u}$  ist ein durch die Probe vorgegebener Parameter. Er liegt im Fall der Probe SM72 bei  $\varphi_{\rm u} = 0^{\circ}$ .

Die Gleichung (4.1) kann vereinfacht werden zu:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(\mu_0 H + c_1\right) \cdot \left(\mu_0 H + c_2\right). \tag{4.2}$$



**Abbildung 4.6.:** Messung der f(H)-Abhängigkeit in [100]- und [110]-Richtung der Probe SM72. Die Abweichung im unteren Bereich ist ein numerisches Artefakt.

 $c_1$  und  $c_2$  sind Konstanten, welche von der Anisotropie der Proben abhängen. Führt man nun eine f(H)-Messung<sup>3</sup>(Abb. 4.6) durch und trägt  $f^2$  über dem externen Feld H auf, kann mittels einer nichtlinearen Anpassung der g-Faktor bestimmt werden. Hierbei dient  $f^2 = d_1H^2 + d_2H + d_3$  als Modellfunktion. Der g-Faktor lässt sich schließlich mit  $g = 2\pi \frac{\sqrt{d_1}}{\hbar}$  berechnen. Die aus der Messung gewonnenen Werte wurden einerseits mit Messungen der Arbeitsgruppe Farle (Universität Duisburg-Essen) [51] und andererseits mit theoretischen Vorhersagen verglichen [52]. Hierbei ist zu beachten, dass der Fehler des g-Faktors allein durch den Frequenz-Fehler des VNA und den Magnetfeld-Fehler der Hall-Sonde bestimmt ist. Der Feldfehler wurde schon zuvor diskutiert. Der Fehler des VNA bei der Festsetzung der Resonanzfrequenz liegt bei ca. 1 ppm und kann somit vernachlässigt werden. Die ermittelten Werte für die [100]- und [110]-Richtung betragen jeweils g = 2.075(4). Für die Messung mit der Richtung des Magnetfelds in [001] vereinfacht sich die Resonanzgleichung weiter zu:

$$\frac{\omega}{\gamma} = \mu_0 H - \mu_0 M_{\text{eff}} - \frac{2K_{2\parallel}}{M} \cos\left(\frac{\pi}{4}\right) + \frac{2K_{4\perp}}{M}.$$
(4.3)

Die Darstellung von f(H) ist hierbei eine Gerade. Außerdem wurde der Winkel  $\varphi = \varphi_{\rm H} = 45^{\circ}$ , also entlang der leichten Richtung, gesetzt. Somit folgt  $g = \frac{2\pi\hbar}{\mu_{\rm B}} \cdot a$ , wobei a der Anstieg der Geraden ist. Auch in dieser Messgeometrie ergibt sich g = 2.075(5).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Die Darstellung f(H) wird auch Kittel-Darstellung genannt.

Somit bestätigen die Messungen den in Duisburg ermittelten Wert [51]. Dennoch ist anzunehmen, dass die Messunsicherheit dieser Messung geringer ist, da es sich um eine quasi-kontinuierliche Messung handelt. Bei den Ergebnissen in Ref. [51] wurde eine konventionelle FMR eingesetzt. Somit konnten dabei nur wenige diskret verteilte Spektren aufgenommen werden, wodurch die Unsicherheit vergrößert wird. Für die theoretische Vorhersage des *g*-Faktors im Fall von Fe<sub>3</sub>Si kann dieser mit

$$g - 2 = 2 \,\frac{\mu_{\rm l}}{\mu_{\rm s}} \tag{4.4}$$

berechnet werden.  $\mu_1$  und  $\mu_s$  stellen die Bahn- bzw. Spinmomente dar. Diese können aus der Berechnung der Bandstruktur der Verbindung gewonnen werden. In Ref. [52] wurden solche Berechnungen mittels mehrerer Methoden durchgeführt. KKR beschreibt hierbei den Ansatz nach Korringa, Kohn und Rostoker mittels Greenscher Funktionen. Die Methode FLAPW steht für *full potential linearized augmented plane wave*, welche auf der Dichtefunktionaltheorie basiert. Der theoretisch berechnete *g*-Faktor weicht zwar von dem experimentell ermittelten Wert ab (s. Tab. 4.2), aber die Tendenz eines kleiner werdenden *g*-Faktors im Gegensatz zu reinem Eisen ist ersichtlich. Der Wert für reines Eisen liegt bei  $g_{\text{Fe}} = 2.094$  [53]. Mit der Kenntnis des *g*-Faktors ist es nun möglich die Anisotropiekonstanten aus den beiden winkelabhängigen Messungen zu ermitteln.

#### Azimutale Winkelabhängigkeit

Die Messungen der azimutalen Winkelabhängigkeit, dargestellt in Abb. 4.7(a), wurden bei einer Frequenz f = 15.282 GHz durchgeführt. In dem Bereich zwischen 0° bis 360° wurde in 1°-Schritten jeweils ein Spektrum aufgenommen. Insbesondere können in dieser Geometrie die Werte für  $K_{4\parallel}$  und  $K_{2\parallel}$ , sowie  $\mu_0 M_{\text{eff}}$  bestimmt werden. In den Messdaten zeigt sich eine vierzählige Symmetrie bzgl. des azimutalen Winkels. Dies spiegelt die Symmetrie des Kristallgitters von Eisen bzw. der Quasi-Heusler-Verbindung wieder. Die leichte Überlagerung mit einer zweizähligen Symmetrie ist ungefähr um den Faktor 10 unterdrückt. Zur Bestimmung der Konstanten nutzt man eine nichtlineare Anpassung

 

 Tabelle 4.2.: Bahn- und Spinmomente von Fe<sub>3</sub>Si gewonnen aus Bandstruktur-Rechnungen mittels der KKR- und FLAPW-Methode.

Methode	$\mu_{ m L}^{ m ges}$ $\mu_{ m s}^{ m ges}$		g	
	$[\mu_{ m B}]$	$[\mu_{ m B}]$		
KKR	0.0019	1.699	2.0022	
FLAPW	0.0026	1.668	2.0042	



Abbildung 4.7.: (a) Azimutale und (b) polare Winkelabhängigkeit der Probe SM72. Der vierund zwei-zählige Charakter wird deutlich sichtbar. Die durchgezogenen Linien stellen die theoretischen Vorhersagen dar.

der Messdaten an die Modellfunktion (2.15), wobei hier  $\theta_{\rm H} = 90^{\circ}$  gesetzt werden muss. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 4.3. Außerdem konnte festgestellt werden, dass sich  $\varphi_{\rm u} = 0^{\circ}$  ergibt. Dies bestätigten auch die mehrlagigen Systeme. Somit kann das Koverdampfen des Si unter einem Winkel von 30° als Ursache für die uniaxiale Anisotropie ausgeschlossen werden. Würde hier eine Verknüpfung bestehen, hätte dies zur Folge, dass alle Proben bis auf wenige Grad Abweichung gleich in die MBE-Anlage eingebaut wurden. In der Ref. [51] konnte gezeigt werden, dass die uniaxiale Anisotropie mit steigender Schichtdicke abnimmt. Dies würde eher für eine Quelle im Substrat sprechen. Bei der Betrachtung der Oberfläche des GaAs-Substrates zeigt sich, dass "Dangling Bonds" der Galliumatome existieren. Dadurch besteht für die Fe- bzw. Si-Atome die Möglichkeit sich an diese zu binden. Hieraus entsteht eine Vorzugsrichtung des Wachstums in [110]-Richtung des GaAs-Substrates [54]. Durch die Zwischenschicht aus MgO wird dieser Effekt abgeschwächt und fällt mit der leichten kubischen Richtung des Eisens aufgrund des 45° verdrehten Wachstums zusammen.

$\mu_0 M_{\text{eff}}$	$K_{4\parallel}/M$	$K_{2\parallel}/M$	$K_{4\parallel}$	$K_{2\parallel}$
[mT]	[mT]	[mT]	$[10^3 \text{ J/m}^3]$	$[10^3 \text{ J/m}^3]$
914(9)	4.13(4)	0.68(1)	3.0(3)	0.5(1)

Tabelle 4.3.: Anisotropiekonstanten und effektive Magnetisierung des Fe<sub>3</sub>Si-Films SM72.

#### Polare Winkelabhängigkeit

Bei der Messung der polaren Winkelabhängigkeit, Abb. 4.7(b), wurde wieder die Frequenz f = 15.282 GHz gewählt. Der gemessene Winkelbereich beträgt in diesem Fall  $\theta_{\rm H} = -20^{\circ}$  bis 120°. Die Schrittweite betrug 1°. Der wichtigste Parameter dieser Messung ist  $K_4$  bzw. genauer die Existenz von  $K_{4\perp}$ . Aus der gemessenen Winkelabhängigkeit wird deutlich, dass zur Anpassung der Daten die Anisotropiekonstante  $K_{4\perp}$  notwendig ist. Dieser Parameter wurde mit  $K_{4\perp} = -56.7 \cdot 10^3$  J/m<sup>3</sup> bestimmt. Hierbei erfolge die Anpassung genau wie im azimutalen Fall. Es wurde aber  $\theta_{\rm H} = 0^{\circ}$  gesetzt. Somit handelt es sich bei Fe<sub>3</sub>Si um kein rein kubisches System, wie in Ref. [51] angegeben, sondern um ein tetragonal verzerrtes System. Die Messung der Gitterkonstanten der Einheitszelle mittels XRD bestätigen dies. Die Abweichung der senkrechten Gitterkonstanten  $a_{\perp}$  von der parallelen  $a_{\parallel}$  beträgt ca. 0.3 % [51]. Dieses Ergebnis konnte in den Messungen der Dreifachlagen bestätigt werden.

Bis jetzt wurden nur die statischen Parameter einer FMR-Messung diskutiert. Der folgende Abschnitt wird sich mit dem dynamischen Parameter, also der Linienbreite, beschäftigen.

#### Linienbreite

Dieser Parameter wurde in beiden Messgeometrien analysiert (Abb. 4.8). Außerdem wurde eine f(H)-Messung bei  $\theta_{\rm H} = 0^{\circ}$  durchgeführt. Bei dieser Messung ist es möglich den Anteil der Linienbreite durch die Gilbert-Dämpfung zu bestimmen. Der extrinsische Dämpfungsmechanismus, siehe Kap. 2.4.2, besitzt einen kritischen Winkel  $\theta_{\rm krit}$ . Für Werte unter diesem existieren keine Beiträge zur Linienbreite durch die Zwei-Magnonen-Streuung. Somit enthält die Linienbreite nur die Gilbert-Dämpfung mit der Konstanten  $\alpha$  und inhomogene Beiträge. Der Anstieg dieser Funktion ist dennoch allein durch  $\alpha$  bestimmt [vgl. (2.31) und (2.30)]. Der ermittelte Wert für  $\alpha = 0.0036(8)$ stimmt mit Ref. [55] überein. Für die azimutale und polare Winkelabhängigkeit wurden nach den Referenzen [42, 56] die Messdaten mit den Modellfunktionen angepasst. Im out-of-plane Fall werden explizit prismenartige zufällige Störungen in dem Film angenommen. Aufgrund der vielen Parameter ist es nicht möglich den genauen Beitrag der Zwei-Magnonen-Streuung zu bestimmen, dennoch ist die Tendenz klar erkennbar. Die Parameter  $\Gamma^4$  und  $\Gamma^2$  beschreiben die vier- bzw. zweizählige Zwei-Magnonen-Streuung in der Proben. Der Vergleich mit Ref. [43] zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Werten der nicht ausgeheizten Proben. Außerdem wurde noch eine Mosaizität der effektiven Magnetisierung  $\delta \mu_0 M_{\text{eff}} = 7.5 \text{ mT}$  berücksichtigt. Die Ursache dieses zusätzlichen Beitrages könnte in der leichten Verkippung der Atomlagen (Abb. 4.4) liegen. Die einzel-



Abbildung 4.8.: Messung der Linienbreite des Einzelfilms SM72 in beiden Messgeometrien.

nen Atome bilden keine Gerade, sondern folgen in diesem Fall einem Sägezahnmuster. Hierbei kann es zur leichten Änderung von  $K_{2\perp}$  kommen, was direkten Einfluss auf die effektive Magnetisierung hat.<sup>4</sup> Die Abweichung der Modellfunktion von den Messdaten im Bereich um 350° kann durch die Existenz einer zweiten, überlagerten Mode erklärt werden. Die Herkunft derer konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht genau bestimmt werden. Berechnungen der Dispersionsrelation verschiedener Spinwellen zeigen keine Übereinstimmung mit der Position der Mode. Eine weitere Möglichkeit wäre ein lokalisierter Bereich mit leicht abweichender Magnetisierung. Diese würde zu einer inhomogenen Verbreitung führen und die Beobachtungen erklären.

Wie zuvor erwähnt, kann für die polare Messgeometrie nur die Tendenz angegeben werden. Es zeigt sich deutlich, dass nur die Berücksichtigung eines Dämpfungsverhaltens nach Gilbert die Messdaten nicht reproduziert [Abb. 4.8(b)]. Erst mittels der Zwei-Magnonen-Streuung gelangt man zu einer guten Übereinstimmung. Auch hierbei ist die leichte Verkippung der atomaren Lagen zu berücksichtigen. In dieser Geometrie kommt es zu einer Variation von  $\theta_{\rm H}$ . Dieser Beitrag kann mit ca.  $\delta \theta_{\rm H} = 0.2^{\circ}$  quantifiziert werden. Der angegebene Wert beinhaltet außerdem die leichte Fehlpositionierung des Elektromagneten durch den Schrittmotor.

 Tabelle 4.4.: Dämpfungsparameter ermittelt in azimutaler Messgeometrie der Probe SM72.

α	$\Gamma^4$	$\Gamma^4$ $\Gamma^2$	
	[MHz]	[MHz]	
0.36(9)	1300(13)	260(3)	29°(3)

 ${}^4\mu_0 M_{\rm eff} = \mu_0 M - \frac{2K_{2\perp}}{M}$ 

#### 4.3. FMR an Fe<sub>3</sub>Si-Dreifachlagen

Bei beiden Proben SM74 und SM75 lag der Fokus auf der Ermittlung der Kopplungskonstanten  $J_1$ . Dennoch wurde die Zwischenschichtdicke bei SM75 mit 10 nm MgO so gewählt, dass bei diesem Probensystem die Kopplung  $J_1 = 0$  ist. Hierdurch soll untersucht werden, ob die zweite ferromagnetische Schicht einen Einfluss auf die Anisotropie des Gesamtsystems hat. Außerdem entkoppelt das Gleichungssystem (2.19) und die beiden Schichten können separat betrachtet werden. Somit besteht wieder die Möglichkeit die zwei entstehenden Gleichungen in bestimmten Messgeometrien zu vereinfachen und so z. B. den *g*-Faktor auch hier zu bestimmen. Bei dem gekoppelten System (SM74) muss die Berechnung unter Beachtung der Interlagenaustauschkopplung erweitert werden. An beiden Proben wurden azimutale und polare Winkelabhängigkeiten gemessen. Die Messung der f(H)-Abhängigkeit in den leichten und schweren Richtungen der Proben wurde außerdem durchgeführt. Ziel war es einen Parametersatz zu finden, der alle Messdaten und einen Kopplungsparameter repräsentiert.

#### g-Faktor Bestimmung

Wie zuvor erwähnt, ermöglicht das ungekoppelte System die Bestimmung des g-Faktor der beiden ferromagnetischen Schichten. Die Vorgehensweise erfolgte analog zu der des Einzelfilms. Dennoch wurde auf die Bestimmung des g-Faktor in der [001]-Konfiguration verzichtet. Die Ursache dafür wird im Rahmen der polaren Winkelabhängigkeit diskutiert. Auch die Messung in vier verschiedenen azimutalen Richtungen wird später genauer erläutert. Die ermittelten Werte für die leichte und schwere Richtung der jeweiligen Schicht betragen alle g = 2.075(5). Somit konnte auch mit diesem Probensystem der Werte aus Ref. [51] bestätigt werden.

#### Azimutale Winkelabhängigkeit

Die Messungen wurden bei den selben Parametern (Winkel, Frequenz) wie bei der Einzelschicht durchgeführt. Wie schon erwähnt, existieren leichte Unterschiede zwischen dem Referenzfilm und den beiden Dreifachlagen. Bei Betrachtung der azimutalen Winkelabhängigkeit in Abbildung 4.9 zeigt sich, dass die Richtung der uniaxialen Anisotropie um 90° zueinander verdreht ist. Die Zuordnung der Schichten kann über die effektive Magnetisierung  $\mu_0 M_{\text{eff}}$  oder die uniaxiale Anisotropie  $K_{2\parallel}$  erfolgen. Bei der effektiven Magnetisierung konnte in Ref. [51] gezeigt werden, dass diese mit steigender Schichtdicke abnimmt. Somit ist es eindeutig möglich, die Schichten zuzuordnen. Bei der uniaxia-



Abbildung 4.9.: (a) Azimutale und (a) polare Winkelabhängigkeit der Probe SM74 mit 1.1 nm Zwischenschicht. Die blaue Linie ist analog zu der Einzelschicht das Signal des 7 nm Fe<sub>3</sub>Si-Films. Die rote Linie stellte die zweite Schicht dar.

len Anisotropie erfolgt ein Vergleich mit dem Referenzfilm. Einerseits muss der Wert übereinstimmen und andererseits existiert auch hier eine Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die Drehung der uniaxialen Anisotropie von der unteren Schicht, wenn diese als Referenz dient, relativ zur oberen Schicht, kann durch das Zusammenspiel verschiedener Grenzflächeneffekte erklärt werden. Die Anisotropie der unteren Schicht ist, wie im Fall des Einzelfilms, durch das GaAs-Substrat und dessen Oberflächenrekonstruktion bzw. "Dangling Bonds" zu erklären. Die dünne MgO-Schicht verringert wie erwähnt diesen Effekt. Die uniaxiale Anisotropie nimmt mit steigender Schichtdicke ab. Die Zwischenschicht aus MgO bewirkt durch mögliche Stufenversetzungen eine uniaxiale Anisotropie in der darüber liegenden Schicht. Die Orientierung der Anisotropie des GaAs fällt genau mit einer leichten kubischen Richtung [100] bzw. [010] des Eisen-Kristallgitters zusammen. Die Stufenversetzungen des MgO musste für eine Drehung der uniaxialen Anisotropie um 90° entlang der [ $\overline{1}10$ ]-Richtung lokalisiert sein [57]. Der deutliche Unterschied zwischen der 1.1 nm MgO Zwischenschicht (Abb. 4.9) und der 10 nm MgO

Film	Dicke $d$	$\mu_0 M_{\rm eff}$	$K_{2\parallel}$	$K_{4\parallel}$	$K_{4\perp}$
	[nm]	[mT]	[10 <sup>3</sup> J/m <sup>3</sup> ]	$[10^3 \text{ J/m}^3]$	[10 <sup>3</sup> J/m <sup>3</sup> ]
SM74	7	1074(10)	0.50(5)	4.2(4)	-51.8(5)
SM74	10	1234(12)	-0.15(2)	3.9(4)	-58.5(6)
SM75	7	1104(11)	0.48(5)	4.7(5)	-60.0(6)
SM75	10	1293(13)	-0.29(3)	5.8(6)	-50.0(5)

Tabelle 4.5.: Effektive Magnetisierung und Anisotropiekonstanten für beide Fe<sub>3</sub>Si-<br/>Dreifachlagen.



Abbildung 4.10.: (a) Azimutale und (b) polare Winkelabhängigkeit der Probe SM75. Die Farbgebung erfolgt analog zur Probe SM74.

Zwischenschicht (Abb. 4.10) bestätigt die Annahme der Herkunft der uniaxialen Anisotropie. Somit ergeben sich zwei verschiedene leichte und schwere Richtungen für dieses System. Somit wurde der q-Faktor bei vier verschiedenen Winkelpositionen bestimmt. Bei Vergleich der Anisotropien in Tabelle 4.5 zeigt sich, dass die Konstanten der zweizähligen und vierzähligen Anisotropie gut mit der Einzelschicht (Tab. 4.3) übereinstimmen. Die effektive Magnetisierung zeigt dagegen deutliche Abweichungen. Dies kann aber schon durch minimale Abweichungen im Wachstumsprozess entstehen. Die kleinste Änderung der Oberflächenstruktur kann Einfluss auf  $K_{2\perp}$  und somit auf die effektive Magnetisierung haben. Die Ermittlung der Kopplungskonstanten  $J_1$  ist allein mit dieser Messgeometrie nicht möglich. Für ein endgültiges Urteil über die Größenordnung der Kopplung müssen die Proben noch in polarer Geometrie gemessen werden. Dennoch kann die Intensität der Moden Hinweise auf die Stärke der Kopplung liefern. Unter der Annahme zweier idealer gleicher Filme muss die Intensität stetig für  $J_1 \rightarrow 0$  zu gleichen Teilen auf beide Moden aufgeteilt werden. Bei Auswertung der gemessenen Intensität zeigt sich, dass die Intensität beider Moden ungefähr gleich ist. Somit ist dies ein Indiz für eine sehr schwache Kopplung beider Proben. Für SM75 entspricht das genau dem erwarteten Verhalten. Bei der Probe SM74 hätte man einen kleinen, aber endlichen Wert für  $J_1$  erwartet.

#### Polare Winkelabhängigkeit

Auch in dieser Geometrie wurden keine Messparameter verändert. Die Messungen [Abb. 4.9 und 4.10] konnten den zuvor bestimmten tetragonal verzerrten Charakter der  $Fe_3Si$ -Proben bestätigen. Außerdem konnte bei der Probe SM75 beobachtet werden, dass sich

beide Moden kreuzen. Hierbei geschah die Zuordnung der Moden über deren Intensität. Die ermittelten Parameter für  $K_{4\perp}$  können in Tabelle 4.5 gefunden werden. In der 0°-Position konnte bei beiden Proben eine weitere Mode für jede Schicht beobachtet werden. Berechnungen der Dispersionsrelation für FVMSW (Forward Volume Magnetostatic Waves) zeigen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Für genaue Aussagen über deren Herkunft, ist es notwendig diese Proben mit einem Resonator erneut zu messen. Somit kann der Einfluss des KPW ausgeschlossen werden. Da dieser Effekt bei der Einzelschicht nicht auftritt, besteht die Möglichkeit, dass eine dipolare Wechselwirkung der beiden Schichten dafür verantwortlich ist. Dieses Verhalten wurde im Rahmen dieser Arbeit aber nicht weiter untersucht.

Bei der polaren Winkelabhängigkeit [Abb. 4.9(b)] der Probe SM74 trat auch die Kreuzung der Moden auf. Simulationen zeigen, dass bei Vorhandensein einer Kopplung dies unmöglich ist. Somit ist auch das Gleichungssystem dieser Probe entkoppelt und beide Schichten können separat betrachtet werden. Dennoch zeigen verschiedene Referenzen [5,6], dass bei der gewählten Zwischenschichtdicke ein endliches  $J_1$  existieren müsste. Somit müssen verschiedene Einflüsse dafür sorgen, dass die Interlagenaustauschkopplung verschwindet. Zunächst kann man das verwendete Material betrachten. Die Theorie nach Bruno sagt für eine Tunnelbarriere als Zwischenschicht einen exponentiellen Abfall der Kopplung aber keinen Vorzeichenwechsel vorher. Wird amorphes Silizium als Tunnelbarriere verwendet, kann genau dieses Verhalten beobachtet werden [3, 4]. Die Verbindung MgO zeigt dennoch Abweichungen davon. Der Grund hierfür ist in der Cluster-Bildung des Sauerstoffes zu finden [5, 58]. Somit kommt es zum überlagerten Verhalten der RKKY-Theorie und dem exponentiellen Abklingen der Kopplung. Ob diese Cluster-Bildung Einfluss auf die Stärke der Kopplung hat wurde bis jetzt noch nicht untersucht. Desweiteren sind die Grenzflächen zwischen den Ferromagneten und der Zwischensicht besonders wichtig. Der Vergleich der Interlagenaustauschkopplung mit einem Fabry-Pérot-Interferometer [16] macht deutlich, dass sich Rauheit und Verunreinigung nicht als förderlich für die Kopplung erweisen. Auch Bruno konnte im Rahmen der RKKY-Theorie zeigen, dass die Interlagenaustauschkopplung stark von der Rauheit der Grenzflächen abhängt [37]. Bei beiden untersuchten Probensystemen sind beide Faktoren gegeben. Beide Probleme wurde schon in Kapitel 4.1 beschrieben. Somit kann im Rahmen dieser Arbeit davon ausgegangen werden, dass beide Proben entkoppelt sind. Wie schon im Fall des Einzelfilms wurden auch die dynamischen Parameter der beiden Proben untersucht.

33



Abbildung 4.11.: Linienbreite der Probe SM74 gemessen in azimutaler und polarer Geometrie.

#### Linienbreite

Wie schon im Fall der Referenzprobe SM72 konnte auch in den magnetischen Dreifachlagen Zwei-Magnonen-Streuung in azimutaler und polarer Messgeometrie (Abbildungen 4.11 und 4.12) nachgewiesen werden. Hierbei war es sogar möglich eine Korrelation zwischen der Stärke der Dämpfung und der Schichtposition (oben bzw. unten) zu finden. Auch bei diesen mehrlagigen System war es in polarer Geometrie nur möglich die Tendenz der Zwei-Magnonen-Streuung anzugegeben, aber keine genauen Werte. Die Tendenz dieses Verlaufs ist nur für die Einzelschicht dargestellt, da die Darstellung sonst zu unübersichtlich werden würde. Die in der azimutalen Geometrie ermittelten Werte (Tab. 4.6) zeigen eine gute Übereinstimmung einerseits mit dem Referenzfilm und andererseits mit der Ref. [51]. Es wird deutlich, dass die Zwei-Magnonen-Streuung in den oberen Schichten stärker ausgeprägt ist als in den unteren. Die Erklärung liefert die Rauheit des Systems. Diese nimmt mit steigender Anzahl der Schichten im System, bzw. sogar mit steigender Zwischenschichtdicke, zu. Somit ist klar, warum die Zwei-Magnonen-

		2		<i>,</i>	0
Probe	Schicht	$\alpha$	$\Gamma^4$	$\Gamma^2$	$\varphi_{\Gamma^2}$
			[MHz]	[MHz]	
SM74	1	0.0052(9)	950(25)	300(10)	48°(2)
SM74	2	0.0040(8)	600(10)	250(8)	46°(1)
SM75	1	0.0038(8)	1650(50)	250(8)	25°(1)
SM75	2	0.0036(7)	500(8)	250(8)	48°(2)

**Tabelle 4.6.:** Übersicht über die Dämpfungsparameter der Dreifachlagen in azimutaler Messgeo-<br/>metrie. Die Benennung der Schicht kann in (4.1) nachvollzogen werden.



Abbildung 4.12.: Linienbreite der Probe SM75 gemessen in azimutaler und polarer Geometrie.

Streuung bei der Probe SM75 viel stärker zur Dämpfung beiträgt, als es bei SM74 der Fall ist. Im Probensystem von SM75 wurde eine 10 nm MgO-Zwischenschicht verwendet. Durch diese steigt die Rauheit im System und es kommt zur Ausbildung von mehr zufälligen Störungen. Diese bilden Streuzentren. Ein ähnliches Verhalten kann in der polaren Geometrie beobachtet werden. Hierbei muss aber beachtet werden, dass die sehr großen Linienbreiten im Bereich von 200 mT durch eine Überlagerung beider Moden zustande kommt. Somit kann nicht mehr eindeutig zugeordnet werden, welcher Anteil aus welcher Mode stammt. Andere Einflüsse auf die Linienbreite z. B. Spin-Pumping [59] konnten nicht nachgewiesen werden.

## 5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Fe<sub>3</sub>Si/MgO/Fe<sub>3</sub>Si-Schichtsysteme mittels ferromagnetischer Resonanz untersucht. Hierbei lag das Hauptaugenmerk auf der Bestimmung der Kopplungskonstanten  $J_1$  (der Interlagenaustauschkopplung) und der magnetischen Anisotropie des verwendeten Systems. Das zentrale Ergebnis der Arbeit ist, dass keinerlei Kopplung zwischen den ferromagnetischen Schichten bei MgO-Dicken von 1.1 nm und 10 nm festgestellt werden konnte. Die ermittelten Anisotropiekonstanten und der g-Faktor des Systems zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Referenzwerten. Die ermittelte Drehung der uniaxialen Anisotropie um 90° bei den Dreifachlagen stellt einen vollkommen neuen Effekt dieses Probensystems dar. Die Betrachtung von Fe<sub>3</sub>Si als rein kubisches System konnte widerlegt werden. Die geringe Abweichung der Gitterkonstanten in senkrechter Richtung führt zu einem tetragonal verzerrten, magnetischen System. Die gemessenen Dämpfungsparameter zeigen eine gute Übereinstimmung mit den angegebenen Referenzen. Die Zunahme der Zwei-Magnonen-Streuung in den oberen Schichten konnte mit der steigenden Rauheit korreliert werden. Die theoretische Beschreibung der Zwei-Magnonen-Streuung bei einer Orientierung der Magnetisierung aus der Ebene heraus liefert zwar qualitativ gute Ergebnisse, dennoch muss diese Theorie für quantitative Aussagen weiter verbessert werden.

Um endgültige Aussagen über die Kopplung und die beobachteten weiteren Moden treffen zu können, ist einerseits eine weitere Probenserie mit dünneren MgO-Schichten und die Verwendung einer konventionellen FMR notwendig. Die Verwendung einer konventionellen FMR hätte eine sehr homogene Anregung über die gesamte Probe zum Vorteil. Dadurch kann ausgeschlossen werden, dass die weiteren beobachteten Moden durch eine inhomogene Anregung des KPW entstehen. Somit ist eine Antwort auf die Frage, ob Kopplungsterme bei Spin-Transfer-Torque-Experimenten mit berücksichtigt werden müssen, nicht möglich. Auch mikromagnetische Simulationen dieses System könnten Aussagen über die Herkunft der Moden liefern.

Eine Möglichkeit für Optimierungen ist die Herstellung eines Schichtsystem, bei dem die Zwischenschicht als Keil aufgebracht wird. Somit ist einerseits eine bessere Kontrolle der Schichtdicke möglich und andererseits kann die kritische Dicke, ab der die Kopplung

zusammenbricht, bestimmt werden. Bei Verwendung eines frequenzaufgelösten MOKE-Aufbaus (FR-MOKE) kann die Kopplung auch bei diesem System dynamisch gemessen werden. Außerdem könnten Effekte wie z. B. Spin-Pumping, welche in MTJs als Tunnel-Spinstrom auftreten könnten, untersucht werden.

Dennoch zeigt sich, dass der Herstellungprozess verbessert werden muss, bevor solche Messungen durchgeführt werden können. Die Rauheit der Proben muss deutlich verringert werden. Hierbei könnte auf die Verwendung des GaAs als Substrates verzichtet und auf die direkte Herstellung des Schichtsystem auf MgO umgestellt werden. Somit wäre es außerdem möglich die Herkunft der unaxialen Anisotropie und deren Drehung bei den Dreifachlagen genauer zu untersuchen. Auch die Ersetzung der Heusler-Verbindung Fe<sub>3</sub>Si durch reines Eisen, um die dünnen Anlagerungen an den Grenzschichten genau zu verstehen, könnte neue Erkenntnisse liefern.

Im Rahmen der Arbeit konnte gezeigt werden, das die grundlegende Charakterisierung von magnetischen Tunnelkontakten noch nicht endgültig abgeschlossen ist.

# A. Anhang

# Koeffizienten der Dispersionsrelation für gekoppelte Dreifachlagen

Die Koeffizienten der Dispersionsrelation für gekoppelte Dreifachlagen lauten:

$$b = \frac{f_{\theta_1\theta_1}f_{\varphi_1\varphi_1} - f_{\theta_1\varphi_1}^2}{d_1^2 M_1^2 \gamma_2^2 \sin^2 \theta_1^{\text{eq}}} + \frac{f_{\theta_2\theta_2}f_{\varphi_2\varphi_2} - f_{\theta_2\varphi_2}^2}{d_2^2 M_2^2 \gamma_1^2 \sin^2 \theta_2^{\text{eq}}} + 2\frac{f_{\theta_1\theta_2}f_{\varphi_1\varphi_2} - f_{\theta_1\varphi_2}f_{\theta_2\varphi_1}}{d_1 d_2 M_1 M_2 \gamma_1 \gamma_2 \sin \theta_1^{\text{eq}} \sin \theta_2^{\text{eq}}} \quad (1.1a)$$

$$c = \frac{1}{d_1^2 d_2^2 M_1^2 M_2^2 \sin^2 \theta_1^{\text{eq}} \sin^2 \theta_2^{\text{eq}}} \left[ f_{\theta_1\theta_2}^2 f_{\varphi_1\varphi_2}^2 + f_{\theta_1\varphi_1}^2 f_{\theta_2\varphi_2}^2 + f_{\theta_1\varphi_2}^2 f_{\theta_2\varphi_1}^2 \right]$$

$$- f_{\theta_1\theta_2}^2 f_{\varphi_1\varphi_1} f_{\varphi_2\varphi_2} - f_{\varphi_1\varphi_2}^2 f_{\theta_1\theta_1} f_{\theta_2\theta_2} - f_{\theta_2\varphi_2}^2 f_{\theta_1\theta_1} f_{\varphi_1\varphi_1} - f_{\theta_1\varphi_2}^2 f_{\theta_2\theta_2} f_{\varphi_1\varphi_1} \right]$$

$$- f_{\theta_1\theta_2}^2 f_{\varphi_1\varphi_2} f_{\varphi_2\varphi_2} - f_{\theta_2\varphi_1}^2 f_{\theta_1\theta_1} f_{\varphi_2\varphi_2} + f_{\theta_1\theta_1} f_{\varphi_1\varphi_2} f_{\varphi_2\varphi_2} \right]$$

$$+ 2 f_{\theta_1\theta_1} f_{\varphi_1\varphi_2} f_{\theta_2\varphi_1} f_{\theta_2\varphi_2} - 2 f_{\theta_1\varphi_1} f_{\theta_1\varphi_2} f_{\varphi_1\varphi_2} - 2 f_{\theta_1\theta_2} f_{\theta_1\varphi_2} f_{\theta_1\varphi_2} f_{\theta_2\varphi_1} \right] . \quad (1.1b)$$

### Literaturverzeichnis

- M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas, *"Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices"*, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988).
- [2] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O'Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner und W. J. Gallagher, *"Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited)*", J. Appl. Phys. 85, 5828 (1999).
- [3] R. R. Gareev, L. L. Pohlmann, S. Stein, D. E. Burgler, P. A. Grunberg und M. Siegel, "Tunneling in epitaxial Fe/Si/Fe structures with strong antiferromagnetic interlayer coupling", J. Appl. Phys. 93, 8038 (2003).
- [4] J. J. de Vries, J. Kohlhepp, F. J. A. den Broeder, R. Coehoorn, R. Jungblut, A. Reinders und W. J. M. de Jonge, *"Exponential Dependence of the Interlayer Exchange Coupling on the Spacer Thickness in MBE-grown Fe/SiFe/Fe Sandwiches"*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3023 (1997).
- [5] T. Katayama, S. Yuasa, J. Velev, M. Y. Zhuravlev, S. S. Jaswal und E. Y. Tsymbal, "Interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions", Appl. Phys. Lett. 89, 112503 (2006).
- [6] H.-C. Wu, S. K. Arora, O. N. Mryasov und I. V. Shvets, "Antiferromagnetic interlayer exchange coupling between Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> layers across a nonmagnetic MgO dielectric layer", Appl. Phys. Lett. 92, 182502 (2008).
- [7] X. Liu, W. Zhang, M. J. Carter und G. Xiao, *"Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions*", J. Appl. Phys. **110**, 033910 (2011).
- [8] E. Popova, N. Keller, F. Gendron, C. Tiusan, A. Schuhl und N. A. Lesnik, *"Temperature dependence of the interlayer exchange coupling in epitaxial Fe1/Mg0/Fe2/Co tunnel junctions"*, Appl. Phys. Lett. **91**, 112504 (2007).
- [9] J. Van Vleck, *"The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities"*, The International series of monographs on physics, Clarendon Press (1932).
- [10] T. Gilbert, "*A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials*", IEEE Trans. Magn. **40**, 3443 (2004).

- [11] J. H. van Vleck, "On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals", Phys. Rev. 52, 1178 (1937).
- [12] N. Akulov, "Zur Atomtheorie des Ferromagnetismus", Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 54, 582 (1929).
- [13] J. Lindner, "Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfachund Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle – Statik und Dynamik", Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (2002).
- [14] K. Lenz, "Magnetische Anisotropie und Dämpfungsmechanismen in ultradünnen 3d-Ferromagneten. Eine FMR-Studie.", Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (2005).
- [15] M. Körner, "Morphology Induced Magnetic Phenomena Studied by Broadband Ferromagnetic Resonance", Doktorarbeit, Technische Universität Dresden (2013).
- [16] R. Hölzle, "Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung: Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF-Ferienkurses", Schriften des Forschungszentrums Jülich, Forschungszentrum Jülich, Zentralbibliothek (1999).
- [17] A. Aharoni, "Local" Demagnetization in a Rectangular Ferromagnetic Prism", Phys. Stat. Sol. (b) **229**, 1413 (2002).
- [18] W. Arkadiew, "Über die Absorption elektromagnetischer Wellen an zwei parallelen Drähten", Annalen der Physik **363**, 105 (1919).
- [19] S. V. Vonsovskii, "Ferromagnetic resonance; the phenomenon of resonant absorption of a high-frequency magnetic field in ferromagnetic substances, edited by S.V. Vonsovski. Translated by H.S.H. Massey. Translation edited by D. ter Haar", Pergamon Press Oxford, New York, [1st english ed.]. Aufl. (1966).
- [20] J. Dorfmann, "Einige Bemerkungen zur Kenntnis des Mechanismus magnetischer Erscheinungen", Zeitschrift für Physik **17**, 98 (1923).
- [21] L. Landau und E. Lifshitz, "On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies.", Physik. Zeits. Sowjetunion 8, 153 (1935).
- [22] W. Nolting, "Grundkurs Theoretische Physik 5/1 / Quantenmechanik Grundlagen", Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 7. Aufl. (2009).
- [23] J. H. Van Vleck, "Concerning the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption", Phys. Rev. 78, 266 (1950).
- [24] C. W. Hass und H. B. Callen, "Magnetism 1 : Magnetic ions in insulators, their interactions, resonances and optical properties", Kap. Ferromagnetic Relaxation and Resonance Line Widths, S. 449 – 549, Acad. Pr. (1963).

- [25] H. Suhl, "Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles", Phys. Rev. 97, 555 (1955).
- [26] J. Smit und H. G. Beljers, *"Ferromagnetic Resonance Absorption in BaFe*<sub>12</sub> $O_{19}$  *a highly anisotropic crystal."*, Philips Research Report **10**, 113 (1955).
- [27] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen und M. Maryško, *"Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets"*, Phys. Rev. B 38, 2237 (1988).
- [28] P. Bruno, "Interlayer exchange coupling: a unified physical picture", J. Magn. Magn. Mater. 121, 248 (1993).
- [29] B. D. Schrag, A. Anguelouch, S. Ingvarsson, G. Xiao, Y. Lu, P. L. Trouilloud, A. Gupta, R. A. Wanner, W. J. Gallagher, P. M. Rice und S. S. P. Parkin, "Néel "orange-peel" coupling in magnetic tunneling junction devices", Appl. Phys. Lett. 77, 2373 (2000).
- [30] A. Layadi und J. Artman, "Ferromagnetic resonance in a coupled two-layer system", J. Magn. Magn. Mater. 92, 143 (1990).
- [31] A. Layadi, "Study of the resonance modes of a magnetic tunnel junction-like system", Phys. Rev. B 72, 024444 (2005).
- [32] S. Iida, *"The difference between Gilbert's and Landau-Lifshitz's equations"*, J. Phys. Chem. Solids. **24**, 625 (1963).
- [33] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky und H. Sowers, "Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers", Phys. Rev. Lett. 57, 2442 (1986).
- [34] S. S. P. Parkin, N. More und K. P. Roche, "Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr", Phys. Rev. Lett. 64, 2304 (1990).
- [35] S. S. P. Parkin, "Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3 d, 4 d, and 5 d transition metals", Phys. Rev. Lett. 67, 3598 (1991).
- [36] P. Bruno, "Theory of intrinsic and thermally induced interlayer magnetic coupling between ferromagnetic films separated by an insulating layer", Phys. Rev. B 49, 13231 (1994).
- [37] P. Bruno und C. Chappert, "Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer", Phys. Rev. Lett. 67, 1602 (1991).
- [38] J. C. Slonczewski, *"Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier"*, Phys. Rev. B **39**, 6995 (1989).

- [39] J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne und A. Schuhl, *"Interlayer Magnetic Coupling Interactions of Two Ferromagnetic Layers by Spin Polarized Tunneling"*, Phys. Rev. Lett. **89**, 107206 (2002).
- [40] M. D. Stiles, *"Exchange coupling in magnetic heterostructures"*, Phys. Rev. B **48**, 7238 (1993).
- [41] M. Vojta, "Vorlesungsmanuskript Thermodynamik und statistische Physik WS2012/13" (2013).
- [42] R. Arias und D. L. Mills, *"Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films"*, Phys. Rev. B **60**, 7395 (1999).
- [43] I. Barsukov, P. Landeros, R. Meckenstock, J. Lindner, D. Spoddig, Z.-A. Li, B. Krumme, H. Wende, D. L. Mills und M. Farle, *"Tuning magnetic relaxation by oblique deposition"*, Phys. Rev. B 85, 014420 (2012).
- [44] B. Heinrich, R. Urban und G. Woltersdorf, "Magnetic relaxations in metallic multilayers", IEEE Trans. Magn. 38, 2496 (2002).
- [45] P. Landeros, R. E. Arias und D. L. Mills, "Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane", Phys. Rev. B 77, 214405 (2008).
- [46] D. Markó, "Magnetostatics and Dynamics of Ion Irradiated NiFe/Ta Multilayer Films Studied by Vector Network Analyzer Ferromagnetic Resonance", Doktorarbeit, Technische Universität Dresden (2010).
- [47] S. Markarov, Messung von AG Wende.
- [48] R. Hübner, TEM-Messung.
- [49] T. Kanaji, K. Asano und S. Nagata, *"Behaviour of impurity atoms and adsorbed oxygen atoms on (001) face of iron epitaxial film"*, Vacuum **23**, 55 (1973).
- [50] R. A. Wilhelm, RBS-Messung.
- [51] K. Zakeri, I. Barsukov, N. K. Utochkina, F. M. Römer, J. Lindner, R. Meckenstock, U. von Hörsten, H. Wende, W. Keune, M. Farle, S. S. Kalarickal, K. Lenz und Z. Frait, *"Magnetic properties of epitaxial Fe<sub>3</sub>Si/MgO(001) thin films"*, Phys. Rev. B 76, 214421 (2007).
- [52] C. Antoniak, H. C. Herper, Y. N. Zhang, A. Warland, T. Kachel, F. Stromberg, B. Krumme, C. Weis, K. Fauth, W. Keune, P. Entel, R. Q. Wu, J. Lindner und H. Wende, *"Induced magnetism on silicon in Fe<sub>3</sub>Si quasi-Heusler compound"*, Phys. Rev. B **85**, 214432 (2012).
- [53] A. J. P. Meyer und G. Asch, *"Experimental g' and g Values of Fe, Co, Ni, and Their Alloys"*, J. Appl. Phys. **32**, S330 (1961).

- [54] K. Zakeri, T. Kebe, J. Lindner und M. Farle, "Magnetic anisotropy of Fe/GaAs(0 0 1) ultrathin films investigated by in situ ferromagnetic resonance", J. Magn. Magn. Mater. 299, L1 (2006).
- [55] K. Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Hörsten, H. Wende, W. Keune, J. Rocker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, W. Kuch, K. Baberschke und Z. Frait, *"Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering*", Phys. Rev. B 76, 104416 (2007).
- [56] J. Lindner, I. Barsukov, C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros und D. L. Mills, *"Two-magnon damping in thin films in case of canted magne-tization: Theory versus experiment"*, Phys. Rev. B 80, 224421 (2009).
- [57] P. G. Mather, J. C. Read und R. A. Buhrman, "Disorder, defects, and band gaps in ultrathin (001) MgO tunnel barrier layers", Phys. Rev. B 73, 205412 (2006).
- [58] M. Y. Zhuravlev, E. Y. Tsymbal und A. V. Vedyayev, *"Impurity-Assisted Interlayer Exchange Coupling across a Tunnel Barrier"*, Phys. Rev. Lett. **94**, 026806 (2005).
- [59] K. Lenz, T. Toliński, J. Lindner, E. Kosubek und K. Baberschke, "Evidence of spinpumping effect in the ferromagnetic resonance of coupled trilayers", Phys. Rev. B 69, 144422 (2004).

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen herzlich danken, welche an dieser Bachelorarbeit beteiligt waren:

Prof. J. Fassbender für die Übernahme des Erstgutachtens.

Prof. J. Wosnitza als Zweitgutachter dieser Arbeit.

Ein Dank gilt auch Dr. K. Lenz und Dr. J. Lindner für die Betreuung der Arbeit, die Bereitstellung des Themas und die zahlreichen Diskussionen.

Außerdem möchte ich mich herzlich bei M. Körner für zahlreiche Diskussionen und Berechnungen der Spinwellen-Dispersionen bedanken.

Auch der Arbeitsgruppe Wende, dort besonders S. Makarov, möchte ich für die Herstellung der Proben und deren Charakterisierung danken. Dadurch wurde diese Bachelorarbeit erst ermöglicht.

Für die Anfertigung der TEM-Bilder möchte ich mich bei Dr. R. Hübner bedanken. Auch R. Wagner gebührt an dieser Stelle für die Anfertigung des RBS-Spektrum ein Dank.

Außerdem möchte ich mich bei dem gesamten hier nicht erwähnten FWIN-Team für das angenehme Arbeitsklima, die zahlreichen Diskussionen und die Hilfsbereitschaft bedanken.

Auch allen Personen, welche diese Arbeit Korrektur gelesen haben, gilt ein Dank.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern für die finanzielle und moralische Unterstützung während, aber auch schon vor meinem Studium.

Abschließend möchte ich noch meiner Freundin Melanie für die moralische Unterstützung während dieser Bachelorarbeit und des Studiums danken.

#### Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Tobias Schneider Dresden, Mai 2013