

Magnetisierungsdynamik in dünnen Filmen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften

an der Fakultät für Physik

der Universität Duisburg-Essen

vorgelegt von

Igor Barsukov

aus Sankt-Petersburg

März 2012

Über allen Gipfeln ist Ruh...

JWG

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Magnetisierungsdynamik von dünnen metallischen ferromagnetischen $3d$ -basierten Schichten, sowie die Möglichkeiten zur Kontrolle der Magnetisierungsdynamik mittels frequenz- und winkel-abhängiger ferromagnetischer Resonanz (FMR) untersucht.

In epitaktischen Fe/GaAs(110) Systemen wurde ein schichtdicken-abhängiger magnetischer Übergang der leichten in-plane Richtung der Magnetisierung mittels in-situ ferromagnetischer Resonanz festgestellt und auf ein Wechselspiel der magneto-kristallinen und der uniaxialen Anisotropie zurückgeführt. Mit Hilfe der in-situ Rastertunnelmikroskopie (STM) konnte dieses Verhalten mit der Filmstruktur korreliert werden.

In epitaktischen $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}/\text{MgO}(001)$ Systemen wurde die Abhängigkeit der magneto-kristallinen Anisotropie von der chemischen Komposition untersucht. Die experimentellen Daten stimmen gut mit den Ergebnissen der ab-initio Dichtefunktionaltheorie (DFT) überein. Die Gitterfehlpassung zwischen Film und Substrat führt zu einer uniaxialen magneto-elastischen Anisotropie senkrecht zur Filmebene, die experimentell bestimmt wurde und Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen zeigt. Im epitaktischen $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ System wurde mittels frequenzabhängiger FMR die Spinwellensteifigkeit bestimmt, die für die weitere Untersuchung der magnetischen Dämpfung wichtig ist.

Am Beispiel des amorphen Fe-Co-Zr Systems wurde gezeigt, dass eine uniaxiale Anisotropie durch die Beeinflussung der atomaren Nahordnung mit Hilfe eines angelegten Magnetfeldes während des Filmwachstums eingeprägt werden kann.

Die magnetische Dämpfung wurde mit Hilfe der FMR untersucht. Hierzu wurde die Analyse der FMR Linienbreiten weiterentwickelt. Für eine kontrollierte Manipulation der magnetischen Dämpfung wurden die intrinsischen Relaxationsprozesse (Gilbert-Dämpfung) und die extrinsischen Relaxationsprozesse (2-Magnonen-Prozesse) studiert. In Experiment und Theorie wurde gezeigt, dass die Gilbert-Dämpfung einen isotropen material-abhängigen Relaxationskanal darstellt. In epitaktischen $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}/\text{MgO}(001)$ Systemen wurde die Gilbert-Dämpfung untersucht und mit den Ergebnissen der DFT verglichen. Die elektronische Struktur von $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}$ wurde als der entscheidende Faktor für den nicht-monotonen Verlauf der Si-Konzentrationsabhängigkeit der Gilbert-Dämpfung mit einem Minimum bei $x = 0.2$ identifiziert. Dieses Ergebnis vervollständigt das phänomenologische Modell nach Kambersky

und Bailey et al., nach dem am Beispiel Fe-basierter Systeme die Abhängigkeit der Gilbert-Dämpfung von der effektiven Ordnungszahl (mittlere Kernladungszahl) einer Legierung demonstriert wurde.

Im Gegensatz zur Gilbert-Dämpfung bietet der 2-Magnonen-Prozess eine Möglichkeit, auf die Anisotropie der magnetischen Relaxation Einfluss zu nehmen. Im epitaktischen $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ System wurden in der Filmebene vier-zählige 2-Magnonen-Prozesse, die auf Kristalldefekte als Streuzentren zurückzuführen sind, untersucht und theoretisch beschrieben. Durch das schräge Aufdampfen von Si beim Wachsen dieser Filme konnte ein zusätzlicher 2-Magnonen-Relaxationskanal mit zwei-zähliger Symmetrie in der Filmebene eröffnet werden, der durch die Dipolfelder innerhalb einer Defektmatrix der chemischen Kompositionsvariation aktiviert wird. Die Symmetrieachse dieses Relaxationskanals kann frei gewählt werden. Die Temperaturabhängigkeit (0-300 K) dieser 2-Magnonen-Prozesse wurde gemessen.

Während für die Anisotropie des 2-Magnonen-Prozesses in der Filmebene die Symmetrie der Streuzentren entscheidend ist, hängt die polare Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses mit der magnonischen Dispersionsrelation zusammen. Sie wurde experimentell untersucht und theoretisch beschrieben. In polykristallinen Permalloy-Filmen wurde mittels Ionen-Implantation eine Defektmatrix mit zwei-zähliger Symmetrie in der Filmebene eingebracht, die einen 2-Magnonen-Relaxationskanal gleicher Symmetrie eröffnete. Seine mit FMR untersuchte Frequenzabhängigkeit zeigte einen nicht-monotonen Verlauf und konnte mit einem neu entwickelten theoretischen Modell erklärt werden. Dieses Ergebnis erweitert das bis dahin etablierte Modell der extrinsischen Relaxation nach Arias und Mills und eröffnet neue Möglichkeiten für eine gezielte Manipulation der magnetischen Relaxation in einem frei wählbaren Frequenzbereich.

Abstract

In this work the magnetization dynamics of thin metallic ferromagnetic $3d$ -based films, as well as the possibilities for controlling the magnetization dynamics have been studied by means of frequency and angular dependent ferromagnetic resonance (FMR).

In epitaxial Fe/GaAs(110) films, the thickness dependent magnetic transition of the easy in-plane magnetization axis is observed by in-situ FMR and attributed to an interplay of the magnetocrystalline and uniaxial anisotropy. By the in-situ scanning tunneling microscopy (STM) this behavior is correlated with the film's structure and morphology.

In epitaxial $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}/\text{MgO}(001)$ films, the dependence of the magnetocrystalline anisotropy on chemical composition was studied. Experimental data are in good agreement with the results of the ab-initio density functional theory (DFT). The lattice mismatch between film and substrate leads to a uniaxial out-of-plane magneto-elastic anisotropy, that has been observed experimentally and that is in good agreement with the theory. In epitaxial $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ films, the spin wave stiffness was determined by means of the frequency-dependent FMR that is of importance for further studies of magnetic relaxation.

Employing an amorphous Fe-Co-Zr film system, it has been shown, that a uniaxial anisotropy can be imprinted to the system by applying an external magnetic field during the film growth because of a modification of the atomic short range order.

The analysis of magnetic relaxation phenomena after microwave excitation as seen in the FMR linewidth is discussed and has been refined. For a controlled manipulation of the magnetic relaxation, intrinsic (Gilbert damping) and extrinsic (2-magnon scattering) relaxation processes have been identified. It is shown by the experiment and theory that the Gilbert damping constitutes an isotropic, material specific relaxation channel. In epitaxial $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}/\text{MgO}(001)$ films, experimental data on the Gilbert damping have been compared with the results of the DFT. The electronic structure (especially the density of states at the Fermi level) of $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}$ was identified as the crucial factor for the non-monotonous behavior of the Gilbert damping as a function of the chemical composition, showing a minimum for $x = 0.2$. This result complements the phenomenological model by Kambersky and Baley et al. used to demonstrate the dependence of the Gilbert damping on the effective atomic number in Fe alloys.

In contrast to the Gilbert damping, the 2-magnon process offers possibilities to tailor the anisotropy of the magnetic relaxation. In epitaxial $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ films, four-fold 2-magnon

processes within the film plane were studied and described theoretically, revealing their origin in the crystalline defects acting as scattering centres. By employing the oblique deposition of Si an additional 2-magnon relaxation channel with a two-fold in-plane symmetry can be created, which is activated by the dipolar fields originating from a defect matrix of chemical composition variation due to the modified growth conditions. The symmetry axis of this process can be chosen deliberately. The temperature dependence (0-300 K) of the 2-magnon processes has been measured.

While the anisotropy of the 2-magnon process within the film plane is governed by the symmetry of the scattering centers, its polar angular dependence is affected by the magnonic dispersion relation, as demonstrated by theory and experiment. In polycrystalline Permalloy films, a defect matrix with a two-fold in-plane symmetry was imprinted by means of ion implantation. This activates a uniaxial 2-magnon process; its frequency dependence reveals a non-monotonous behavior that has been explained utilizing a theoretical model developed for this purpose. The results complement the established model by Arias and Mills and offer promising possibilities to deliberately tailor magnetic relaxation in any frequency range of interest.

Nomenklatur und Abkürzungen

Einige Symbole

g	g -Faktor
γ	Spektroskopischer Splittingfaktor (gyromagnetisches Verhältnis)
ω	Resonante Präzessionsfrequenz des Magnetisierungsvektors, Mikrowellenfrequenz
\hbar	Plancksches Wirkungsquantum geteilt durch 2π
B, B_{ext}	Magnetische Induktion wird in dieser Arbeit als externes Magnetfeld bezeichnet
K_x	Anisotropiekonstante, x bezeichnet dabei die Symmetriezahl für die (001)-Ebene
M, M_S	Sättigungsmagnetisierung
$\chi = \chi' + i\chi''$	Magnetische Hochfrequenz-Suszeptibilität (wenn nicht anders angegeben, in Richtung der Magnetfeldkomponente des Hochfrequenzfeldes) mit dem dispersiven χ' und dem dissipativen Anteil χ''
\parallel , in-plane	In der Filmebene
\perp , out-of-plane	Senkrecht zur Filmebene
ϕ, ϕ_M	In-plane Winkel des Magnetisierungsvektors
ϕ_B	In-plane Winkel des externen Magnetfeldes
$\phi_{2\parallel}^{easy}$	In-plane Winkel der leichten Achse der uniaxialen in-plane Anisotropie
ϕ_ζ, ζ	In-plane Winkel einer kristallografischen Hauptachse

Abkürzungen

AES	Auger electron spectroscopy Auger-Elektronen-Spektroskopie
AFM	atomic force microscopy Rasterkraftmikroskopie
CEMS	conversion electron Mössbauer spectroscopy Mössbauer-Spektroskopie mit Konversionselektronen
DFT	density functional theory Dichtefunktionaltheorie
EDX	energy-dispersive X-ray spectroscopy energiedispersive Röntgenspektroskopie
EPR	electron paramagnetic resonance Elektron-Paramagnetische Resonanz
FMR	ferromagnetic resonance Ferromagnetische Resonanz
hf	high frequency Hochfrequenz
HRTEM	high resolution TEM Hochauflösungs-TEM
LEED	low energy electron diffraction Niederenergetische Elektronenbeugung
MAE	magnetic anisotropy energy Magnetische Anisotropie-Energie
MBE	molecular beam epitaxy Molekularstrahlepitaxie
ML	monolayer Monolage
MW	microwave Mikrowelle
rf	radio frequency Radiofrequenz
RHEED	reflection high-energy electron diffraction Reflexions-Hochenergie-Elektronenbeugung

Abkürzungen (Fortsetzung)

RKKY	Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida interaction RKKY Wechselwirkung
SEM	scanning electron microscopy Raster-Elektronenmikroskopie
SQUID	superconducting quantum interference device SQUID Magnetometrie
STM	scanning tunneling microscopy Rastertunnelmikroskopie
TEM	transmission electron microscopy Transmissionselektronenmikroskopie
TMR	tunneling magnetoresistance Tunnelmagnetowiderstand
UHV	ultra high vacuum Ultrahochvakuum
VSM	vibrating sample magnetometry Probenvibrationsmagnetometrie
XRR	X-ray reflectivity Röntgenreflektometrie

Vorwort

Bevor die Aufmerksamkeit des Lesers auf den wissenschaftlichen Inhalt der Arbeit gelenkt werden soll, werden hier einige Besonderheiten ihrer Form dargelegt.

Um den Leser nicht mit redundanter Information zu belasten, wird auf das Rezitieren theoretischer und experimenteller Grundlagen verzichtet. Der Autor möchte weitestgehend seinen eigenen Beitrag zum Thema vorstellen.

Diese Arbeit enthält viele Anglizismen. Da die englische Sprache in der Wissenschaft fest etabliert ist, scheint eine konsequente Übersetzung der international verwendeten Spezialbegriffe nicht sinnvoll.

Ein Teil der vorgestellten Ergebnisse ist in Zusammenarbeit mit anderen Wissenschaftlern entstanden. Um den eigenständigen Beitrag des Autors abzugrenzen, sind Beiträge anderer als solche gekennzeichnet.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	i
Abstract	iii
Nomenklatur und Abkürzungen	v
Vorwort	ix
1 Einführung	1
1.1 Motivation und Zielsetzung	1
1.2 Magnetisierungsdynamik	2
1.3 Magnetische Parameter	3
1.3.1 Statische Parameter	3
1.3.2 Dynamische Parameter	10
2 Experiment	17
2.1 Ferromagnetische Resonanz	17
2.1.1 Resonator-basierte FMR	17
2.1.2 Strip-line FMR	19
2.1.3 Auswertung	19
2.2 Sonstiges	20
2.2.1 MBE und in-situ FMR	20
3 Statische magnetische Parameter	23
3.1 Magnetische Anisotropien in Fe/GaAs(110) dünnen Filmen	23
3.1.1 Probenpräparation	23
3.1.2 Struktur und Morphologie	24
3.1.3 Magnetische Charakterisierung	27
3.1.4 Struktur-Magnetismus Korrelation	30
3.2 Magneto-kristalline Anisotropie in Fe-Si Filmen	33
3.2.1 Fe-Si Proben	35
3.2.2 Magneto-kristalline Anisotropie von Fe-Si	35

3.3	Magneto-elastische Anisotropie in Fe-Si Filmen	38
3.4	Modifikation der in-plane uniaxialen Anisotropie	40
3.5	Austauschwechselwirkung in Fe-Si	45
4	Dynamische magnetische Parameter	51
4.1	FMR Linienbreite und Spinrelaxation	51
4.1.1	Inhomogene Linienbreite	51
4.1.2	Intrinsische Relaxation	53
4.1.3	Extrinsische Relaxation	54
4.1.4	Dragging Effekte	56
4.2	Dragging-Effekte im System mit reiner Gilbert-Dämpfung	63
4.3	Modifikation der Gilbert-Dämpfung	68
4.4	Gilbert-Dämpfung in Fe-Si Legierungen	71
4.5	2-Magnonen-Prozesse durch Kristalldefekte in Fe-Si	73
4.6	Uniaxialer 2-Magnonen-Prozess durch schräge Aufdampf-Konfiguration	79
4.7	Temperaturabhängigkeit der 2-Magnonen-Prozesse in Fe-Si	85
4.8	Uniaxialer 2-Magnonen-Prozess durch Nanostrukturierung	89
4.9	Out-of-plane Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses	93
4.10	Nicht-monotone Frequenzabhängigkeit der extrinsischen Relaxation	95
4.11	Einfluss des Hochfrequenzfeldes	107
5	Zusammenfassung	111
	Literaturverzeichnis	115
	Danksagung	123

1 Einführung

1.1 Motivation und Zielsetzung

Spintronik – die Erweiterung der Elektronik um den Freiheitsgrad des Elektronenspins – hat neuartige Anwendungsmöglichkeiten eröffnet. Es wird angenommen, dass Spintronik die führende Technologie in dem Bereich der Datenverarbeitung wird [1,2]. Die Elektronenspins sind fest mit den magnetischen Momenten verknüpft, die manipuliert werden müssen, um mit ihrer Hilfe Information speichern und verarbeiten zu können. Die Manipulationen finden auf der Zeitskala von Nanosekunden statt – so sind z.B. Schaltvorgänge im GHz-Bereich möglich. Die Bewegung der magnetischen Momente – die Magnetisierungsdynamik – stellt im Allgemeinen eine Präzessionsbewegung dar und ist bestimmt durch die Präzessionsfrequenz und die Relaxationszeit. Es ist notwendig zu verstehen, wie diese Größen mit Hilfe der Parameter des magnetischen Systems manipuliert werden können. Es stellt sich die Frage, wie diese Parameter kontrolliert werden können, um die Magnetisierungsdynamik zu steuern. Diese Frage gehört zu den wichtigsten Problemstellungen der Festkörperphysik.

Die vorliegende Arbeit setzt sich mit der Frage nach dem Verständnis und der Kontrolle der Magnetisierungsdynamik auseinander. Hierzu werden die magnetischen Parameter diskutiert. Ihre Rolle bei der Kontrolle der Magnetisierungsdynamik wird beschrieben und die Möglichkeiten ihrer Modifikation werden aufgezeigt.

In dieser Arbeit ist das Hauptaugenmerk der Magnetisierungsdynamik ferromagnetischer Dünnschicht-Systeme (Filme) gewidmet, da ihnen aus der technologischen Sicht aufgrund enormer Anwendungsmöglichkeiten bei geringen Abmessungen eine besondere Rolle [3] in der Spintronik zukommt. Die Übertragung der Ergebnisse auf andere Systeme, wie z.B. Nanopartikel oder Nanostrukturen, muss im Einzelfall überprüft werden. Die Resultate dieser Arbeit sind vorwiegend an metallischen Eisen-basierten Systemen erzielt worden und sind auf ferromagnetische 3d-basierte Systeme anwendbar. Desweiteren sind die hier vorgestellten Systeme ferromagnetisch geordnet und gesättigt (eindomänig). Effekte, die durch Domänenwände entstehen, werden nicht behandelt.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Im Kapitel 1 wird eine kurze Darstellung der Grundlagen der Magnetisierungsbewegung gegeben. Die magnetischen Parameter, mit deren Hilfe sich die Magnetisierungsdynamik kontrollieren lässt, werden vorgestellt. Im Kapitel 2 wird kurz auf die

experimentellen Methoden, insbesondere auf die ferromagnetische Resonanz (FMR), eingegangen. Im Kapitel 3 werden die statischen magnetischen Parameter, die die Präzessionsfrequenz der Magnetisierungsbewegung bestimmen, behandelt. Dabei wird die Rolle der Kristallstruktur, der chemischen Komposition, der Gitterverzerrungen, der atomaren Nahordnung und der Filmoberfläche diskutiert. Kapitel 4 ist den dynamischen magnetischen Parametern, die die Relaxationszeit bestimmen, gewidmet, auf deren Untersuchung der Schwerpunkt dieser Arbeit gelegt wird. Es wird gezeigt, wie diese Parameter mit Hilfe der FMR bestimmt werden können. Für ihre Modifikation wird unter anderem die Rolle der chemischen Komposition, der elektronischen Struktur, der Temperatur und der Kristalldefekte erläutert. Aspekte der Anisotropie und der Frequenzabhängigkeit der dynamischen Parameter, die für die Kontrolle der Relaxationszeiten besonders wichtig sind, werden dabei hervorgehoben. Anschließend werden im Kapitel 5 die Ergebnisse zusammengefasst.

1.2 Magnetisierungsdynamik

Die Magnetisierungsdynamik eines Volumenelements mit dem Magnetisierungsvektor \vec{M} wird im Makrospinmodell¹ durch die Landau-Lifschitz-Gleichung (LL) beschrieben [4]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) + \vec{R} \quad (1.1)$$

Die zeitliche Änderung des Magnetisierungsvektors ist demnach gleich dem Drehmomentterm plus dem Dämpfungsterm \vec{R} . Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, welche Parameter in der Magnetisierungsdynamik eine Rolle spielen. Das sind die statischen Parameter: γ – der spektroskopische Splittingfaktor² und \vec{B}_{eff} – das effektive magnetische Feld, wobei der Betrag des Magnetisierungsvektors $|\vec{M}|$ eine materialspezifische Konstante ist³. Die dynamischen Parameter zusammengefasst in \vec{R} beschreiben die Relaxation des Spinsystems und umfassen intrinsische und extrinsische Prozesse.

Es sei darauf hingewiesen, dass die Landau-Lifschitz-Gleichung (1.1) um zusätzliche Terme des (strom-induzierten) Spin-Torque erweitert werden kann [5]. In dieser Arbeit werden diese Prozesse nicht behandelt. Dennoch wären die Ergebnisse und Schlussfolgerungen prinzipiell auf den Fall der um Spin-Torque erweiterten Magnetisierungsdynamik übertragbar, da die Symmetrie der LL-Gleichung erhalten bleibt [5].

Die LL-Gleichung, sowie alle oben beschriebenen Parameter müssen im Allgemeinen lo-

¹Die Bewegung der magnetischen Momente in dem Volumenelement wird als uniform angesehen.

² γ wird in bestimmten Fällen auch als das gyromagnetische Verhältnis bezeichnet. Die Unterschiede werden im Kapitel 1.3.1 erklärt.

³Die Magnetisierung wird in SI Einheiten angegeben $[M] = A/m$. Die magnetische Induktion $[B]=T$ wird in dieser Arbeit als Magnetfeld bezeichnet.

kal (d.h. auf den Längenskalen der Variation der magnetischen Parameter⁴) bei ihrer Lösung berücksichtigt werden – z.B. mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode. In vielen Fällen jedoch lässt sich das Problem auf die makroskopische Betrachtungsweise reduzieren (vergleiche Kapitel 3.5). Diese ist insofern vom Vorteil, als dass in einem konventionellen FMR Experiment das integrale Signal der ganzen Probe gemessen wird, und sich so die Theorie mit dem Experiment vergleichen lässt.

1.3 Magnetische Parameter

Die Einteilung der magnetischen Parameter in die statischen und die dynamischen beruht auf ihrer Auswirkung auf die Magnetisierungsdynamik: Während die statischen Parameter die Präzessionsfrequenz bestimmen, sind die dynamischen für die Relaxationszeiten verantwortlich. Dabei kommt der Anisotropie der magnetischen Parameter eine besondere Rolle zu.

1.3.1 Statische Parameter

Magnetisierung

Die Magnetisierung ist gegeben durch die Summe der magnetischen Momente $\vec{\mu}$ pro Probenvolumen V , $\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_V \vec{\mu}$. Sie kann z.B. über die Änderung der chemischen Komposition modifiziert werden. Ein Nebeneffekt besteht allerdings darin, dass eine solche Modifikation Veränderungen anderer magnetischer Parameter sowie der Probenmorphologie nach sich ziehen kann. So lässt sich die Magnetisierung eines Fe-Einkristalls mit Zugabe von Si kontinuierlich senken [6], doch bringt dieser Eingriff auch eine Abnahme der magneto-kristallinen Anisotropie mit sich (um etwa eine Größenordnung für 25%⁵ Si). Die Magnetisierung ist, von den geringen Beiträgen des Orbitalmomentes abgesehen, isotrop und daher für die weitere Suche nach geeigneten magnetischen Parametern zur Einflussnahme auf die Magnetisierungsdynamik eher unbedeutend. Dennoch muss hier erwähnt werden, dass eine lokale Modifikation der Magnetisierung (durch lokale Veränderung der chemischen Komposition) Dipolfelder erzeugt, mit deren Hilfe man die Spinrelaxation beeinflussen kann. Diese Methode wird in den Kapiteln 4.6 und 4.10 beschrieben.

g -Faktor

Der g -Faktor beschreibt die Beziehung zwischen dem Drehimpuls und dem magnetischen Moment. In ferromagnetischen Materialien, die auf $3d$ Elementen basieren und in dieser Arbeit

⁴Vor Allem aufgrund der Anisotropien können die Längenskalen im Bereich von einigen wenigen nm (Unterschied Oberfläche zu Filmvolumen) bis einigen μm (Unterschiede zwischen Kristalliten) liegen.

⁵Alle Prozentangaben der chemischen Elemente beziehen sich in dieser Arbeit auf Atomprozent 'at.%'.

untersucht wurden, wird er durch das Verhältnis des Bahnmomentes (μ_l) zum Spinnmoment (μ_s) bestimmt und hängt daher mit der Zusammensetzung des ferromagnetischen Materials zusammen. In Kristallen mit kubischer Symmetrie findet aufgrund des Kristallfeldes das so genannte Orbitalquenching [6,7] statt, das das Bahnmoment der Elektronen stark reduziert und somit den g -Faktor auf die Werte von knapp über 2 bringt.

$$g = 2 \left(1 + \frac{\mu_l}{\mu_s} \right) \quad (1.2)$$

Die Kittelformel (1.2) beschreibt die Beziehung zwischen dem g -Faktor und den magnetischen Momenten für die $3d$ -Systeme in guter Näherung [8,9]. Man muss allerdings beachten, dass der g -Faktor entscheidend von der Art des Experiments, in dem er bestimmt wird, abhängt. Wie die Arbeiten von Kittel [8] zeigen, muss hierbei unterschieden werden, ob der Drehimpuls des Elektrons auf das Gitter übertragen wird oder nicht. So wird z.B. in einem Einstein-de Haas [10] oder einem Barnett [11] Experiment der Drehimpuls auf das Gitter der (weitgehend) frei hängenden Probe übertragen ($\gamma' = \Delta M / (\Delta J_{Spin} + \Delta J_{Bahn})$), während in einem ferromagnetische Resonanz Experiment der Drehimpuls im Elektronen-System erhalten ist ($\gamma = \Delta M / \Delta J_{Spin}$). Somit ist der in einem Experiment zweiter Art gemessene g -Faktor größer und soll in dieser Arbeit immer als g bezeichnet werden, während der g' -Faktor aus dem Experiment erster Art als g' gekennzeichnet wird. Wo auch immer in dieser Arbeit die zusammengesetzte Größe $\gamma = g\mu_B/\hbar$ verwendet wird, ist damit – der Konvention Kittels folgend – der spektroskopische Splittingfaktor, sich also auf ein Experiment zweiter Art beziehend, gemeint [8,12].

Der g -Faktor kann im Allgemeinen, der Natur der Spin-Bahn-Kopplungsenergie folgend, anisotrop sein. Das haben z.B. FMR Untersuchungen an Eisen-Schichten mit (100)-Symmetrie in Ref. [13] bestätigt. Auch wenn man diese Ergebnisse berücksichtigt, kann behaupten werden, dass die maximale Variation des g -Faktors in der Filmebene im Bereich von etwa 10%⁶ liegen kann. Betrachtet man die Landau-Lifschitz-Gleichung (1.1), stellt man fest, dass diese Anisotropie einen Einfluss auf die Präzessionsfrequenz hat. Der g -Faktor ist aber auch implizit in der Beschreibung der Spinrelaxation enthalten, wie in den Kapiteln 4.3 und 4.4 diskutiert wird. Signifikante Anisotropien des g -Faktors können erreicht werden, wenn der Film einer Gitterverzerrung ausgesetzt wird, was aus der technologischen Sicht in der Regel nicht wünschenswert ist. So kann man festhalten, dass der g -Faktor für eine kontrollierte und signifikante Einflussnahme auf die Magnetisierungsdynamik eher ungeeignet ist.

⁶entspricht einer Anisotropie von μ_l/μ_s von ca. 150% [13].

Das effektive magnetische Feld

Das effektive magnetische Feld \vec{B}_{eff} nimmt die führende Rolle bei der Modifikation der Magnetisierungsdynamik über die statischen Parameter ein. Bevor die unterschiedlichen Beiträge zu \vec{B}_{eff} aufgelistet werden, empfiehlt es sich, der Konvention folgend [14], eine zusätzliche Größe – das freie Energiedichtefunktional F (vereinfacht auch als freie Energie bezeichnet) [15] – über die Beziehung

$$dF = \vec{M} \cdot d\vec{B}_{eff} \quad (1.3)$$

einzuführen. Um den Einfluss des effektiven Feldes besser zu veranschaulichen, soll hier die Smit-Beljers-Formel für die ferromagnetische Resonanz [15] eingeführt werden:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{d^2 F}{d\theta^2} \frac{d^2 F}{d\phi^2} - \left(\frac{d^2 F}{d\theta d\phi} \right)^2 \right). \quad (1.4)$$

Wie man der Smit-Beljers-Formel entnehmen kann, folgt die *resonante* Präzessionsfrequenz ω im Wesentlichen der Krümmung der freien Energie, repräsentiert durch ihre zweiten Ableitungen nach den Winkeln des Magnetisierungsvektors. Dieses dynamische Abtasten der Energieoberfläche zeigt, wie empfindlich die Magnetisierungsdynamik von kleinen Änderungen und Anisotropien des effektiven Feldes abhängt. Bevor die Frage gestellt werden kann, aus welchen Beiträgen sich die freie Energie zusammensetzt, und welche von ihnen sich für die Kontrolle der Magnetisierungsdynamik eignen, muss beachtet werden, dass in der FMR Anisotropiefelder, die zum effektiven magnetischen Feld beitragen, gemessen werden. Dabei ist es nicht ohne Weiteres möglich, Anisotropiefelder mit der gleichen Symmetrie zu unterscheiden⁷. Es liegt daher nahe, die Anisotropiefelder und Anisotropiekonstanten nach ihrer Symmetrieabhängigkeit für die (001)-Ebene zu systematisieren.

Für die weitere Diskussion wird ein für das Manuskript verbindliches System der Koordinaten (Abb. 1.1) eingeführt. Man beachte dabei, dass stets zwischen den polaren und azimuthalen Winkeln der Magnetisierung ($\theta = \theta_M$ und $\phi = \phi_M$) und denen des externen Feldes (θ_B und ϕ_B) unterschieden werden muss.

Im Folgenden sollen hier die Beiträge zur freien Energie – magnetische Anisotropien – aufgelistet werden, die für die in dieser Arbeit vorgestellten Probensysteme von Bedeutung sein können:

- Zeeman-Beitrag beschreibt die Kopplung der Magnetisierung an das externe Magnetfeld B

$$F_{Zeeman} = -\vec{M} \cdot \vec{B} = -MB (\cos(\phi_M - \phi_B) \sin \theta_M \sin \theta_B + \cos \theta_B \cos \theta_M) \quad (1.5)$$

⁷Z.B. haben die Formanisotropie und die Oberflächenanisotropie trotz unterschiedlicher Herkunft die gleiche Symmetrie.

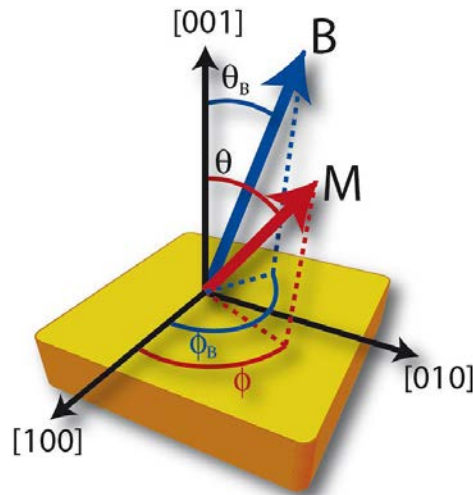


Abbildung 1.1: Skizze einer dünnen Schicht mit der kubischen (001)-Symmetrie mit den Vektoren der Magnetisierung \vec{M} und des externen Magnetfeldes \vec{B} . Die polaren Winkel θ und θ_B werden von der Filmmormalen (ausgenommen Kapitel 4.9) und die azimuthalen Winkel ϕ und ϕ_B in der Regel von der [100] Kristall-Hauptachse gemessen. Quelle: Ref. [16].

- Formanisotropie rührt von den dipolaren Wechselwirkungen in einem Ferromagnet endlicher Größe her. In dünnen Schichten sorgt sie dafür, dass die Magnetisierung die Orientierung in der Filmebene favorisiert. Laterale Strukturierung dünner Schichten wird massiv zur Kontrolle der Formanisotropie eingesetzt [17–19], soll allerdings nicht im Rahmen der vorliegenden Arbeit erörtert werden. Für einen idealisierten dünnen Film [14] gilt folgender Ausdruck:

$$F_{shape} = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \theta. \quad (1.6)$$

Während für sehr dünne Filme ($<10 \text{ ML}^8$) Korrekturen [20] zu der Formel (1.6) notwendig werden, ist sie für die in dieser Arbeit vorgestellten Systeme gültig.

- Interface- oder auch Oberflächenanisotropie basiert auf dem Symmetriebruch an den Grenzflächen des Films. Die Mechanismen [21–23] dieser magnetischen Anisotropie sind Gegenstand der gegenwärtigen Forschung [24,25]. Für diese Arbeit genügt die Tatsache, dass die Oberflächenanisotropie generell durch die Formel

$$F_{surface} = \frac{K_{2\perp}^s}{d} \sin^2 \theta \quad (1.7)$$

ausgedrückt werden kann. Sie weist eine zweizählige out-of-plane Symmetrie auf. Die Oberflächenanisotropiekonstante $K_{2\perp}^s$ [J/m^2] setzt sich dabei aus Beiträgen der beiden Grenzflächen des Films zusammen. Sie kann sowohl positiv als auch negativ

⁸ML bedeutet Monolage (monolayer) und gibt die Anzahl der atomaren Schichten unter der hypothetischen Voraussetzung einer vollständigen homogenen Bedeckung des Film an.

sein, was für die leichte Richtung senkrecht bzw. parallel zur Filmebene steht. Das Oberflächenanisotropie-Feld skaliert reziprok mit der Schichtdicke d und kann durch Oberflächen-Oxidation und Adsorbate oder durch die Abdeckschicht beeinflusst werden.

- Magneto-kristalline Anisotropie basiert in erster Linie auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung, die aufgrund der Anisotropie des Kristallfeldes zu einer Gesamtenergie führt, die von der Richtung der magnetischen Momente abhängt. Auch dipolare Wechselwirkung zwischen den nächsten Nachbarn in einem Kristallgitter kann hierbei einen (i.d.R. vernachlässigbaren) Beitrag leisten [15]. Die magneto-kristalline Anisotropie folgt der Symmetrie des Gitters und ist daher vierzählig in der (001)-Ebene für Systeme mit kubischer Symmetrie, die in dieser Arbeit vorgestellt werden. Sie wird mit Hilfe der Richtungskosinus ($\alpha_j^R = \cos \angle(\vec{M}, \vec{\zeta}_j)$ mit $\vec{\zeta}_j$ als leichte Richtung einer Kristallhauptachse) beschrieben [15,20]:

$$F_{cryst} = K_4 \sum_{i,j} \alpha_i^R \alpha_j^R \quad (1.8)$$

Es können zusätzliche Terme höherer Ordnung auftreten, diese sind allerdings für die in dieser Arbeit vorgestellten Systeme vernachlässigbar [15]. In epitaktischen dünnen Schichten tritt, aufgrund der Gitterfehlpassung zwischen dem Substrat und der Schicht selbst, in der Regel eine laterale Kompression oder Dilatation des Gitters auf (tetragonale Verzerrung). Dabei kann sich die magneto-kristalline Anisotropie insofern verändern, als dass für die in-plane und out-of-plane Konfigurationen unterschiedliche Konstanten $K_{4||}$ bzw. $K_{4\perp}$ berücksichtigt werden müssen (Kapitel 3.1). Wenn es keinen Unterschied zwischen diesen Konstanten gibt, wird schlicht K_4 verwendet.

- Magneto-elastische Anisotropie kann dadurch zustande kommen, dass ein Kristallgitter verzerrt wird [27,28]. Sie führt im Allgemeinen zu einem uniaxialen Beitrag zur freien Energie. Die Symmetrieachse dieser magnetischen Anisotropie kann sowohl in-plane (Kapitel 3.1) als auch out-of-plane (Kapitel 3.8) liegen. Die Ausdrücke für die beiden Fälle sind entsprechend:

$$F_{mag-el||} = K_{2||} \cos^2 \theta \cos^2(\phi - \phi_{2||}^{easy}) \quad (1.9)$$

$$F_{mag-el\perp} = K_{2\perp} \sin^2 \theta \quad (1.10)$$

Hierbei kennzeichnet der Winkel $\phi_{2||}^{easy}$ die leichte in-plane Richtung der magnetischen Anisotropie.

- Dipolare uniaxiale Anisotropie stellt einen Spezialfall dar, in dem kleine Gebiete (~ 10 nm) der Probe mit lokalen Variationen der magnetischen Parameter über die Dipolfelder wechselwirken und so eine globale magnetische Anisotropie bedingen, die einen

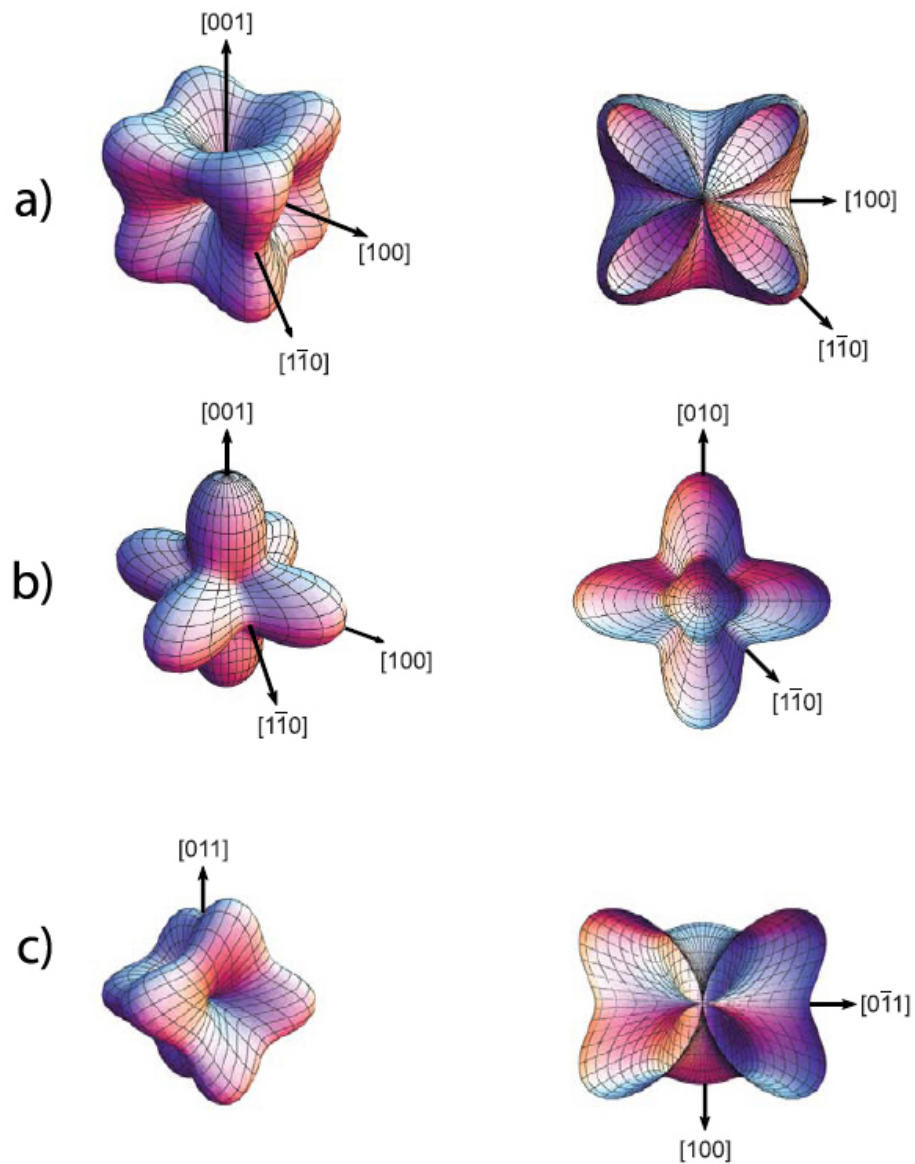


Abbildung 1.2: Beiträge der magneto-kristallinen Anisotropie zur freien Energie für unterschiedliche Konstanten K_4 . (a) $K_4 > 0$ mit dem Schnitt durch die (001)-Ebene. (b) $K_4 < 0$ unterschiedlich orientiert. (c) $K_4 > 0$ mit dem Schnitt durch die (011)-Ebene. Quelle: Ref. [26].

Beitrag zur freien Energie mit derselben Symmetrie wie in (1.9) liefert. Dieser Mechanismus wird im Kapitel 4.6 beschrieben.

- Die Beiträge der magnetischen Austauschenergie zur freien Energie kommen dadurch zustande, dass die einzelnen magnetischen Momente nicht exakt parallel sind. Das kann der Fall sein, wenn z.B. die lokale Anisotropie innerhalb der Probe stark variiert. Besonders an den Grenzflächen des Films kommt es zum s.g. Pinning, bei dem die magnetischen Momente in den äußeren wenigen Monolagen sich z.B. senkrecht zur Filmebene einstellen können, während diejenigen im Filmvolumen eine in-plane Orientierung annehmen. Dieses 'Misalignment' führt zu einer Erhöhung der Gesamtenergie aufgrund der Austauschwechselwirkung. Man sieht hier auch, dass – obgleich die Austauschwechselwirkung selbst isotrop ist – die daraus resultierenden Felder aufgrund der Symmetrie des Systems durchaus anisotrop sein können. Das bereits erwähnte Pinning muss auch berücksichtigt werden, wenn man einen weiteren Fall des Auftretens des Austauschbeitrags betrachtet. Das Pinning wirkt als Randbedingung bei der Anregung von Spinwellen. Hierbei kann es zu stehenden Wellen kommen, die an ein extern angelegtes magnetisches Hochfrequenzfeld koppeln und somit in einem FMR Experiment angeregt und detektiert werden können [12].

Das Austauschfeld B_{exch} [T] kann durch folgenden Ausdruck beschrieben werden (mit der Austauschkonstante A [J/m] und der Spinwellensteifigkeit $D = 2A/M$ [J/Å]):

$$\vec{B}_{exch} = D \frac{1}{M} \nabla^2 \vec{M} \quad (1.11)$$

Erst durch die Berücksichtigung der oben beschriebenen Randbedingungen – ausgedrückt durch die Rado-Wertmann-Bedingung [12] (siehe Kapitel 3.5) – lässt sich das Problem sinnvoll makroskopisch lösen. Diese theoretische Beschreibung der stehenden Spinwellen wird im Kapitel 3 gegeben.

Der Austauschbeitrag wird auch benutzt, um andere magnetische Prozesse zu beeinflussen. Durch das Aufbringen eines Antiferromagneten auf die Oberfläche des ferromagnetischen Films kann eine sehr starke unidirektionale magnetische Anisotropie (exchange bias) erzeugt werden [29,30] und die Magnetisierungsdynamik [31] beeinflusst werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Effekte nicht behandelt. Die Austauschkonstante geht in die magnonische Dispersionsrelation ein und wird daher in Kapiteln 3.5 und 4.10 behandelt.

Wie bereits erwähnt, werden die Anisotropiekonstanten nach der Symmetrie der magnetischen Anisotropie eingruppiert. Die zweizähligen out-of-plane Anisotropien werden dabei im effektiven out-of-plane Feld $B_{eff\perp}$, das manchmal auch als effektive Magnetisierung M_{eff} be-

zeichnet wird, zusammengefasst:

$$\mu_0 M_{eff} = B_{eff\perp} = \mu_0 M_S - K_{2\perp}/M_S \quad (1.12)$$

1.3.2 Dynamische Parameter

Das Hochfrequenzfeld

Will man die LL-Gleichung – im Gegensatz zum Variationsansatz des Smit-Beljers-Formalismus – exakt lösen, muss ein weiterer zeitabhängiger Beitrag zur freien Energie berücksichtigt werden, der aufgrund des angelegten magnetischen Hochfrequenzfeldes zustande kommt:

$$\vec{B}_{hf} = \vec{b}(t) = \vec{b} \exp(i\omega t) \quad (1.13)$$

Im Kapitel 4 wird darauf eingegangen, wie die Amplitude und die Richtung des Hochfrequenzfeldes die Magnetisierungsdynamik beeinflussen kann.

Gilbert-Dämpfung

Die Spin-Relaxationskanäle lassen sich zunächst in intrinsische (direkt dissipative) und extrinsische (nicht-dissipative, bei denen die Energie im Spinsystem verbleibt) einteilen. Wie bereits erwähnt, beziehen sich folgende Überlegungen auf dünne ferromagnetische metallische Schichten, die auf $3d$ Elementen basieren.

Die intrinsische Relaxation beinhaltet folgende Prozesse:

- **Magnon-Phonon-Streuung:** Magnonen und Phononen können an einer Vielzahl von Streuprozessen beteiligt sein – da sich ihre Dispersionsrelationen überschneiden, ergeben sich für die Streuung unterschiedliche Szenarien im Bezug auf die Erhaltung des Quasi-Impulses (siehe hierzu Ref. [32]). Die Energie ist erhalten und geht vom Magnon-Subsystem in das Phononen-Wärmebad über.
- **Magnon-Streuung an Leitungselektronen:** Das Vorhandensein von Leitungselektronen im System kann zu zusätzlichen Relaxationsprozessen führen. So induziert die präzedierende Magnetisierung Wirbelströme in einem metallischen Ferromagneten. Die Kopplung der Magnetisierung an das Elektronen-Subsystem bewirkt wiederum eine Dämpfung des Spin-Subsystems [12,32]. Es kann auch zu Streuung von Leitungselektronen an lokalisierten magnetischen Momenten kommen, dabei können Magnonen erzeugt und vernichtet werden (für eine detaillierte Beschreibung dieser Prozesse siehe Refs. [32–35]).

Die intrinsischen Relaxationsprozesse werden in der Regel unter dem Begriff ‘Gilbert-Dämpfung’ zusammengefasst. Eine zunächst phänomenologische, auf thermodynamischen

Überlegungen beruhende Beschreibung der viskosen Gilbert-Dämpfung wurde von ihrem Namensgeber wie folgt [36]⁹ eingeführt:

$$\vec{R}_{Gilbert} = \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (1.14)$$

Der dimensionslose Dämpfungsparameter α wird in dieser Arbeit als Gilbert-Konstante bezeichnet und lässt sich in den Gilbert-Parameter $G = \alpha\gamma M$ [Hz] umrechnen. Neben dem Gilbert-Term (1.14) ist noch der Landau-Lifschitz-Term zur Beschreibung der Dämpfung bekannt:

$$\vec{R}_{LL} = -\frac{\lambda}{M^2} \left(\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) \quad (1.15)$$

Die Landau-Lifschitz-Dämpfung geht für kleine Dämpfungskonstanten $\alpha \ll 1$ in die Gilbert-Dämpfung über, dabei gilt $G = \lambda$. Alle in dieser Arbeit verwendeten Parameter beziehen sich auf die Gilbert-Darstellung.¹⁰

Wichtig ist, dass unabhängig von den einzelnen Prozessen der Gilbert-Dämpfung der Betrag der Magnetisierung konstant bleibt. Des Weiteren steigt die Dämpfung linear mit der Präzessionsfrequenz der Magnetisierung an¹¹.

Wie die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist auch die Gilbert-Dämpfung anisotrop und muss durch eine tensorielle Größe beschrieben werden [38]. Man kann davon ausgehen, dass ähnlich wie beim g -Faktor diese Anisotropie am stärksten in lateral verzerrten Systemen auftreten wird. Näherungsweise gilt hierbei die Beziehung $G \propto g^2$ [39,40]. Es existieren sowohl theoretische [40] als auch experimentelle [41] Arbeiten, die sich mit dieser Anisotropie auseinandersetzen.

⁹Dieser 2004 erschienene Artikel von Gilbert basiert auf den Ergebnissen seiner Dissertation aus dem Jahre 1956.

$$\begin{aligned} {}^{10}\text{i)} \quad \dot{\vec{M}} &= -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \vec{R}_{Gilbert} \\ &= -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \dot{\vec{M}} \\ &= -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times (-\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \\ &= -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{\alpha\gamma}{M} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) + \frac{\alpha^2}{M^2} (\vec{M} \times (\vec{M} \times \dot{\vec{M}})) \\ &= -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{G}{M^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) + \frac{\alpha^2}{M^2} \{-M^2 \dot{\vec{M}} + (\vec{M} \cdot \dot{\vec{M}}) \vec{M}\} \\ &= -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{G}{M^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) - \alpha^2 \dot{\vec{M}} + \frac{\alpha^2}{M^2} \underbrace{(\vec{M} \cdot \dot{\vec{M}}) \vec{M}}_{=0, \text{ s.u.}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{ii)} \quad \vec{M} \cdot \dot{\vec{M}} &= \\ &= \vec{M} \cdot (-\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \\ &= -\gamma \underbrace{\vec{M} \cdot \vec{M} \times \vec{B}_{eff}}_{=0} + \frac{\alpha}{M} \underbrace{\vec{M} \cdot \vec{M} \times \dot{\vec{M}}}_{=0} \end{aligned}$$

$$\text{(ii)} \rightarrow \text{(i): iii)} \quad \dot{\vec{M}} = -\gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{G}{M^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) - \alpha^2 \dot{\vec{M}} + \frac{\alpha^2}{M^2} \underbrace{(\vec{M} \cdot \dot{\vec{M}}) \vec{M}}_{=0}$$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \dot{\vec{M}} &= -\frac{1}{1+\alpha^2} \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \frac{1}{1+\alpha^2} \frac{G}{M^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) \\ &= -\underbrace{\frac{\gamma}{1+\alpha^2}}_{=\gamma_{LL}} \vec{M} \times \vec{B}_{eff} - \underbrace{\frac{G}{1+\alpha^2}}_{=\lambda} \frac{1}{M^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) \end{aligned}$$

¹¹Im Falle der Relaxation an Verunreinigungen durch Seltenen-Erd-Ionen kann die Frequenzabhängigkeit von diesem Verhalten abweichen [32,37].

zen. Beim derzeitigen Stand der Forschung wird allerdings angenommen, dass die Anisotropie der Gilbert-Dämpfung in metallischen $3d$ -Materialien vernachlässigbar klein ist [42] (vergleiche Kapitel 4.3 und 4.4). Für manche Systeme wird diese Isotropie experimentell bestätigt [43] und in Kapiteln 4.2 und 4.5 vorgestellt. Die Gilbert-Dämpfung bietet einen begrenzten materialabhängigen Spielraum für die Kontrolle der Magnetisierungsdynamik. Die Ergebnisse aus den Kapiteln 4.3 und 4.4 zeigen, dass die $G \propto g^2$ -Näherung unzureichend zur Beschreibung der Gilbertdämpfung ist. Prinzipiell lässt sie sich als einen isotropen Spin-Relaxations-Kanal mit einer von der Materialzusammensetzung abhängigen Relaxationsrate beschreiben.

Extrinsische Relaxationsprozesse

Die extrinsische Relaxation wird von Magnon-Magnon-Streuprozessen getrieben, an denen unterschiedlich viele Magnonen $|\hbar\omega, \vec{k}\rangle$ der Energie $\hbar\omega$ mit dem Wellenvektor \vec{k} beteiligt sein können. Da im Folgenden die Relaxationsraten der uniformen Mode behandelt werden, sollen hier nur Prozesse aufgeführt werden, in denen Magnonen mit dem Wellenvektor $k = 0$ involviert sind.

- **4-Magnonen-Prozesse** Hier muss man zunächst den Fall, in dem ein $|\hbar\omega, k = 0\rangle$ Magnon in drei $|\hbar\omega', k' \neq 0\rangle$ Magnonen aufspaltet und nicht aufgrund fehlender Zustände in der Dispersionsrelation, die der Energieerhaltung genügen würden, nicht in Betracht kommt, von dem Fall unterscheiden, in dem zwei Magnonen $|\hbar\omega, k = 0\rangle$ in zwei Magnonen $|\hbar\omega, \vec{k}'\rangle$ und $|\hbar\omega, -\vec{k}'\rangle$ streuen. Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses ist nach Stancil und Prabhakar [44] proportional zur vierten Potenz von k . Da hier der langwellige Limit betrachtet wird, ist der Beitrag dieses Prozesses so klein [32], dass er für weitere Diskussion nicht von Bedeutung ist.
- **3-Magnonen-Prozesse** Ein Magnon mit $|\hbar\omega, k = 0\rangle$ kann in zwei Magnonen gleicher Energie mit entgegengesetzten Wellenvektoren $|\hbar\omega/2, \vec{k}'\rangle$ und $|\hbar\omega/2, -\vec{k}'\rangle$ zerfallen. Dieser Prozess basiert auf der Dipolwechselwirkung und ist nur möglich, wenn die Endzustandsmagnonen in der magnonischen Dispersionsrelation existieren, was für die hier vorgestellten Systeme im Allgemeinen nicht der Fall ist [32].
- **2-Magnonen-Prozess** In einem 2-Magnonen-Prozess wird ein uniformes Magnon $|\hbar\omega, k = 0\rangle$ vernichtet und ein nicht-uniformes Magnon gleicher Energie $|\hbar\omega, k' \neq 0\rangle$ wird erzeugt. Während also die Energie in diesem Streuprozess erhalten bleibt, ist der Quasi-Impuls nicht erhalten. Daher sind solche Prozesse nur möglich, wenn Perturbationen im ferromagnetischen System vorhanden sind. In realen Proben werden diese gewollt oder ungewollt durch verschiedene Defekte realisiert. Die 2-Magnonen-Prozesse stellen den dominanten extrinsischen Beitrag zur Spin-Relaxation dar und können in manchen

Systemen höhere Relaxationsraten als die der Gilbert-Dämpfung aufweisen. Jede weitere Diskussion der extrinsischen Relaxationsprozesse soll sich von nun an nur auf diesen Prozess beziehen.

Damit ein 2-Magnonen-Prozess überhaupt stattfinden kann, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein. Zunächst müssen in der magnonischen Dispersionsrelation entartete Endzustände mit der gleichen Energie wie der der uniformen Magnonen existieren. Wenn die Dispersionsrelation nur von dem Austauschterm $D k^2$ (mit der Spinwellen-Steifigkeit D) bestimmt wird, finden sich solche Zustände nicht¹² (Abb. 1.3). Erst wenn die dipolaren Wechselwirkungen¹³ berücksichtigt werden, ergeben sich Chancen für den 2-Magnonen-Prozess. Qualitativ ist dieser Sachverhalt in Abb. 1.3 dargestellt und gilt für die in-plane Orientierung der Magnetisierung mit den zu ihr parallelen Wellenvektoren der Magnonen¹⁴. In der out-of-plane Orientierungen der Magnetisierung existieren keine entarteten Zustände und es gibt keinen 2-Magnonen-Prozess. Für Orientierungen zwischen in-plane und out-of-plane ist die Relaxationsrate des 2-Magnonen-Prozesses eine komplizierte Funktion des polaren Winkels und wird im Kapitel 4.9 beschrieben.

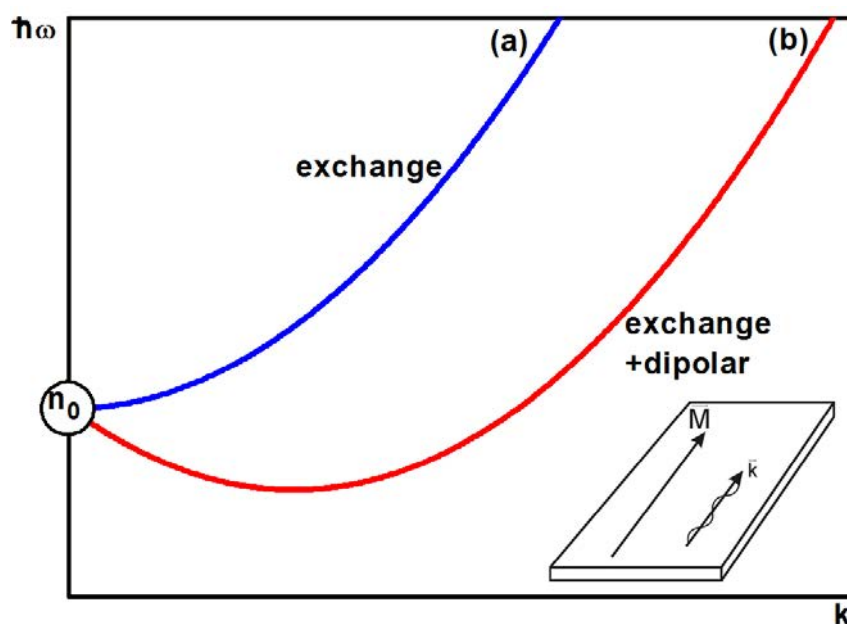


Abbildung 1.3: Dispersionsrelation für Magnonen in einem dünnen Film mit den Wellenvektoren parallel zur Magnetisierung in der Filmebene. a) Austauschterm-dominiert. b) Austauschterm mit dipolaren Wechselwirkungen, aufgrund derer sich ein Minimum ausbildet, das entartete Endzustände erlaubt. Beide Ansätze liefern die selbe Lösung für die uniformen Magnonen (n_0).

¹²... in dünnen Filmen.

¹³Nicht-uniforme Moden erzeugen Dipolfelder, deren Energie aufgrund der räumlichen Modulation der dynamischen Komponente der Magnetisierung reduziert ist.

¹⁴Es können auch Magnonen mit $\vec{k} \nparallel \vec{M}$ am 2-Magnonen-Prozess teilnehmen. Der Anschaulichkeit wegen werden diese hier nicht vorgestellt.

Damit die Energie von den uniformen Magnonen in die Endzustands-Magnonen transferiert werden kann, muss ein Streufeld \vec{B}_{scatt} die uniformen Magnonen mit den Endzustands-Magnonen *koppeln*. Man schreibt den Hamiltonian des Prozesses auf:

$$H_{0 \rightarrow k} = \sum_k \left(C(\vec{k}) a_0^- a_{\vec{k}}^+ + C^*(\vec{k}) a_0^+ a_{\vec{k}}^- \right). \quad (1.16)$$

Hier sind die a_j^\pm Operatoren für Erzeugung (+) und Vernichtung (-) eines Magnons mit dem Wellenvektor $j \in \{k = 0, \vec{k}\}$, C ist der Übergangskoeffizient. Die Endzustands-Magnonen haben einen wohldefinierten Wellenvektor \vec{k}_S , da sie die gleiche Energie wie die uniformen Magnonen haben (Abb. 1.4).

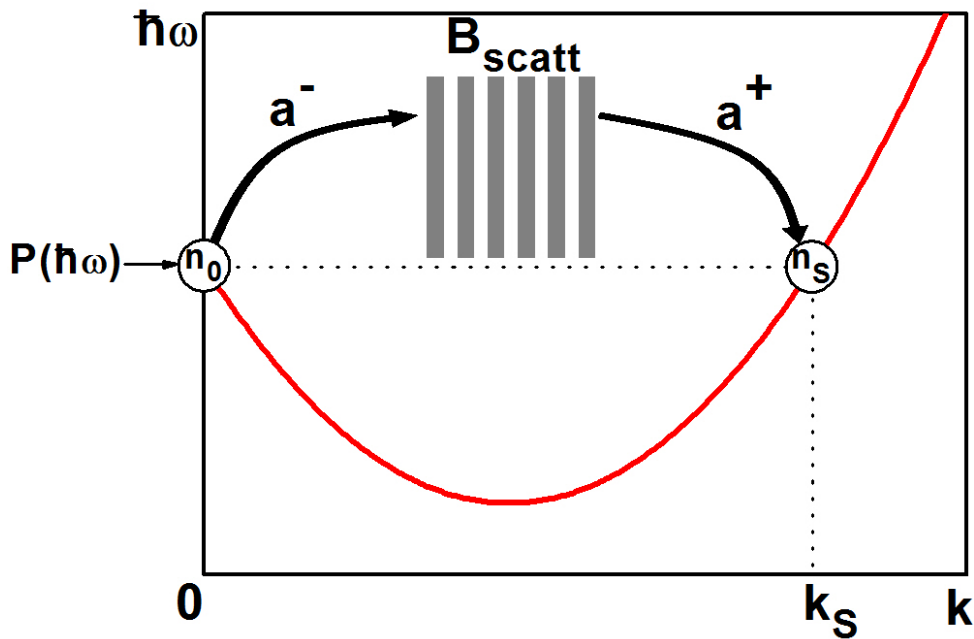


Abbildung 1.4: Dispersionsrelation für Magnonen in einem dünnen Film unter Berücksichtigung der dipolaren Wechselwirkung. Ein uniformes $|\hbar\omega, k = 0\rangle$ Magnon wird vernichtet (a^-) und ein nicht-uniformes Magnon $|\hbar\omega, k_S \neq 0\rangle$ mit dem wohl definierten Wellenvektor k_S wird erzeugt (a^+). Dieser Prozess wird durch das die beiden Magnon-Zustände koppelnde Streufeld B_{scatt} vermittelt. Die Anzahl der uniformen Magnonen (n_0) wird durch ein von außen angelegtes Anregungsfeld (Mikrowellenfeld der Leistung $P(\hbar\omega)$) vergrößert und durch Relaxationsprozesse, darunter die 2-Magnonen-Streuung, verkleinert. n_S bezeichnet die Anzahl der Endzustandsmagnonen.

Die Populationsrate dn_0/dt der uniformen $k = 0$ Magnonen hängt mit ihrer Anzahl n_0 zusammen:

$$dn_0/dt = -\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}} \left| C(\vec{k}) \right|^2 (n_0 - n_{\vec{k}}) \delta(\hbar\omega_0 - \hbar\omega_{\vec{k}}) \cong -\lambda_{0k} n_0 \quad (1.17)$$

$$\lambda_{0k} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}} \left| C(\vec{k}) \right|^2 \delta(\hbar\omega_0 - \hbar\omega_{\vec{k}}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}_S} \left| C(\vec{k}_S) \right|^2. \quad (1.18)$$

Die Populationsrate dn_S/dt der Endzustands-Magnonen in die uniformen Magnonen wird beschrieben durch:

$$\frac{dn_S}{dt} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}_S} |C(\vec{k}_S)|^2 n_S. \quad (1.19)$$

Diese ist sehr klein, weil die Endzustandsmagnonen schnell relaxieren und ihre Anzahl $n_S \ll n_0$ klein im Vergleich zur Anzahl der uniformen Magnonen ist [32].

Für die Netto-Streureate wird nach Haas, Callen und Pittelli [32,45,46] der folgende Koeffizient eingeführt:

$$\Lambda_{0k} = \frac{2\pi}{\hbar} |C(k_S)|^2 \rho_{\vec{k}_S}(\hbar\omega) \quad (1.20)$$

mit der magnonischen Zustandsdichte der Endzustandsmagnonen $\rho_{\vec{k}_S}(\hbar\omega)$.

Das Streufeld muss räumlich variabel sein [47] und stellt damit im Hamiltonian über die Kopplung an den i -ten Spin folgende Perturbation dar:

$$\gamma \hbar \vec{S}_i \cdot \vec{B}_{scatt}(\vec{r}_i). \quad (1.21)$$

Die Darstellung im reziproken Raum zeigt [46,47], dass der Übergangskoeffizient $C(\vec{k}_S)$ proportional zur \vec{k}_S -ten Fourier-Komponente des Streufeldes ist, und somit

$$|C(\vec{k}_S)|^2 \propto |B_{scatt}(\vec{k}_S)|^2 \quad (1.22)$$

gilt.

Die makroskopische Auswirkung des 2-Magnonen-Prozesses für die Beschreibung der Magnetisierungsbewegung kann eigentlich nicht durch den Gilbert-Term in der LL-Gleichung beschrieben werden, da die Endzustandsmagnonen die transversale Komponente der Magnetisierung dephasieren und so den Betrag des Magnetisierungsvektors reduzieren. Es wurden [3,48–50] und werden Modelle für den Dämpfungsterm vorgeschlagen, die versuchen, transversale T_2 und longitudinale T_1 Relaxationszeiten analog zum Bloch-Blömborgen-Ansatz zu berücksichtigen [51]:

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} M_x/T_2 \\ M_y/T_2 \\ (M_z - M)/T_1 \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

die Formel gilt im Koordinatensystem mit $z \parallel B_{eff}$.

Es muss jedoch festgehalten werden, dass bezüglich der Gültigkeit dieser Ansätze keine Einigkeit herrscht und die Frage nach einem Dämpfungsterm für den 2-Magnonen-Prozess noch offen ist. Die Lösung könnte wahrscheinlich die Übertragung der Magnonen-Statistik in die makroskopische Beschreibung bringen. Im Kapitel 4.11 wird phänomenologisch die Auswirkung des 2-Magnonen-Prozesses auf die makroskopische Magnetisierungsbewegung skizziert.

2 Experiment

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine Vielzahl von experimentellen Methoden sowohl zur magnetischen als auch zur strukturell-morphologischen Charakterisierung verwendet worden. Diese werden hier, mit Verweis auf Refs. [52–57], nicht im Detail vorgestellt.

2.1 Ferromagnetische Resonanz

Setzt man eine ferromagnetische Probe einem Hochfrequenz-Magnetfeld – in der Regel einem Mikrowellenfeld – aus, so wird eine Präzession der Magnetisierung angeregt. Diese Präzession interagiert dispersiv und dissipativ mit dem Hochfrequenzfeld¹, was sich durch die Hochfrequenz-Suszeptibilität χ ausdrücken lässt. Über die dispersive und vor allem über die dissipative (Absorption der Mikrowellenleistung) Antwort der Probe lässt sich die Präzession detektieren. Setzt man die Probe auch noch einem externen quasi-statischen Magnetfeld aus, so kann man das effektive Feld innerhalb der Probe kontinuierlich variieren. Dabei detektiert man die veränderliche Hochfrequenzsuszeptibilität. Dabei kommt es bei bestimmten Kombination des externen Feldes und der Mikrowellenfrequenz zu Resonanzeffekten, die u.A. durch den Smit-Beljers Formalismus (1.4) beschrieben werden können.

Das quasi-statische Magnetfeld mit hinreichender zeitlicher Stabilität und räumlicher Homogenität kann im Feldbereich von üblicherweise 0 bis 2-3 T durch einen Elektromagneten realisiert werden². Auf die Eigenschaften des Hochfrequenzfeldes muss sorgfältig geachtet werden.

Alle in dieser Arbeit gezeigten Messungen, außer im Kapitel 4.7, wurden bei Raumtemperatur (RT) durchgeführt.

2.1.1 Resonator-basierte FMR

In Mikrowellen-Resonatoren kann für nicht zu große (d.h. viel kleiner als Resonatorabmessungen) Proben eine hinreichende räumliche hf-Feldhomogenität in der Regel gewährleistet wer-

¹Wenn vom Hochfrequenzfeld gesprochen wird, ist in dieser Arbeit immer seine linear polarisierte, magnetische Komponente gemeint.

²Z.B.: http://www.bruker-biospin.com/epr_magnets.html

den. Man muss dabei die Verteilung des magnetischen und elektrischen Feldes beachten, worauf die Position der Probe innerhalb des Resonators abgestimmt werden muss [53]. Das elektrische Feld kann zwar nicht ausgeschaltet werden, sein Einfluss aber spielte bei den hier vorstellten Messungen eine qualitativ und quantitativ vernachlässigbare Rolle, wie Test-Messserien, bei denen die Position und die Größe der Probe variiert wurden, ergeben haben.

Die meisten in-plane winkelabhängigen Messungen erfolgten mit der Richtung des Hochfrequenz-Feldes senkrecht zur Filmebene ($b_{h,f}^\perp$). Solche mit dem Hochfrequenz-Feld in der Filmebene ($b_{h,f}^\parallel$) werden gesondert hervorgehoben. Bei out-of-plane winkelabhängigen Messungen lag die Richtung des Hochfrequenz-Feldes immer in der Filmebene. Die Leistung der in den Resonator eingekoppelten Mikrowelle betrug in der Regel ca. 6 mW, der Q-Faktor des Resonators lag im Bereich von ca. 500-8000. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses wurde Lock-In-Technik mit Feldmodulation verwendet, die Amplitude der letzteren betrug einige 10^{-4} T. Die Feldmodulation führt zu einer artifiziellen Verbreiterung der Absorptionsprofile. Um diesen Einfluss abzuschätzen, wurde die Signalentstehung numerisch simuliert und Test-Messserien wurden durchgeführt. Für die hier vorgestellten Resultate führt der Artefakt zu Fehlern $\leq 2\%$ und kann für alle Schlussfolgerungen außer Acht gelassen werden.

Die Abstimmung des Resonators für eine kritische Anpassung an das Hochfrequenz-Feld erfolgte automatisch über die Iris-Schraube [53]. Für besonders wichtige und empfindliche Messungen wurde diese Prozedur für jedes Spektrum per Hand durchgeführt. Die Abstimmung wurde während der Messung über den Q-Faktor und die DC-Response des Resonators überprüft.



Abbildung 2.1: ‘Short-cut waveguide’ – kurzgeschlossener Mikrowellenhohlleiter für 49 GHz wird in der FMR-Anlage an der Akademie der Wissenschaften in Prag benutzt. Die Probe wird mit der Filmseite an der Hohlleiteröffnung angebracht und mit dem Deckel, in den die Modulationsspule eingearbeitet ist, befestigt.

Der Hauptnachteil eines Mikrowellen-Resonators liegt darin, dass dieser für einen festen oder zumindest sehr engen Frequenzbereich ausgelegt ist. Das macht frequenzabhängige Messungen mit einer hinreichenden Punktdichte unmöglich. So wurden für einige Probensysteme Messungen bei etwa 49 und 69 GHz durchgeführt, für die die so genannte ‘short-cut waveguide’ Technik [53] verwendet wurde (Abb. 2.1). Dabei übernimmt der – eigentlich für die Leistung-

Abfuhr und Zufuhr zuständige – Mikrowellenhohlleiter die Rolle des Resonators mit einem Q-Faktor von etwa 1. Die in dieser Form unikale Messapparatur befindet sich an der Akademie der Wissenschaften in Prag in der Gruppe von Z. Frait. Möchte man die Frequenzdomäne engmaschiger (s. Kapitel 4) abgreifen, muss auf andere FMR-Methoden zurückgegriffen werden.

2.1.2 Strip-line FMR

Für frequenzabhängige Messungen wurde eine Modifikation der Stripline-Technik verwendet. Hierzu wird ein Mikrowellen-Koaxialkabel abgeschnitten, und zwischen dem Innenleiter und Außenleiter wird mit Hilfe eines dünnen Streifens (z.B. aus Gold) eine Verbindung, also ein Kurzschluss, hergestellt. Auf der anderen Seite wird das Kabel an den Zirkulator mit Mikrowellendiode und Mikrowellen-Quelle angeschlossen. Das System aus dem Kabel und Kurzschluss stellt einen Mikrowellen-Resonator mit vielen Eigenfrequenzen (Dips) dar. Man setzt die Frequenz der Mikrowellen-Quelle auf die einer Eigenfrequenz und variiert das externe Magnetfeld. Da die Eigenfrequenzen sehr nah beieinander liegen, erlaubt diese Methode quasi-kontinuierliche Multifrequenz-Messungen. Es gibt einige Unterschiede zur resonator-basierten FMR: Das Hochfrequenzfeld ist inhomogener als im Resonator. Die Inhomogenität des hf-Feldes kann zur artifiziellen Linienverbreiterung führen [53,58,59]. Dieser Effekt ist aber i.d.R. klein und spielt bei den in dieser Arbeit vorgestellten Daten keine Rolle, da hier Messungen entlang unterschiedlicher Orientierungen von ein und derselben Probe verglichen werden (siehe Kapitel 4.10). Durch die unterschiedliche Tiefe (also die absolute reflektierte Mikrowellenleistung) der Dips, ist eine Anpassung der Mikrowellenleistung erforderlich, um ein gleich bleibendes Signal-Rausch-Verhältnis zu gewährleisten. Der direkte Vergleich der Signalamplituden wird dadurch erschwert. Eine detaillierte Beschreibung dieser FMR-Technik ist in Ref. [59] zu finden.

2.1.3 Auswertung

Die meisten FMR Spektren werden automatisch ausgewertet, dabei werden die Extrema des Ableitungssignals erfasst, und daraus die Linienbreite (Abb. 2.2) berechnet. Das Resonanzfeld wird zwischen den Extrema festgelegt. Der Fehler liegt i.d.R. unter 2%. In den Fällen, in denen das Absorptionsprofil asymmetrisch ist oder sich mehrere Absorptionslinien überlagern, werden die Spektren mit einem Satz von Absorptionsprofilen³ gefittet. Während die Auswertung der Resonanzfelder und das anschließende Fitten der Resonanzfeld-Verläufe zur Extraktion von Anisotropiefeldern mit einer fortwährenden hohen Genauigkeit möglich sind, hängt das finale Umrechnen der Anisotropiefelder in die Anisotropiekonstanten von der Genauigkeit des

³Lorentz oder Gauß Profile – eine Übersicht der Absorptionsprofile ist in Ref. [53] zu finden. Siehe auch Kapitel 4.1.1

Magnetisierungs-Wertes ab. Dieser Wert wird entweder der Literatur entnommen und entspricht somit nicht exakt dem des betrachteten Systems, oder er wird mit Hilfe von SQUID gemessen. Dabei ist die Genauigkeit der Messung des magnetischen Momentes der Probe zwar exzellent, die Bestimmung des Probenvolumens ist jedoch schwierig und mit einem Fehler von etwa 10% behaftet, der sich dann in die Werte von Magnetisierung und folglich von Anisotropiekonstanten fortpflanzt.

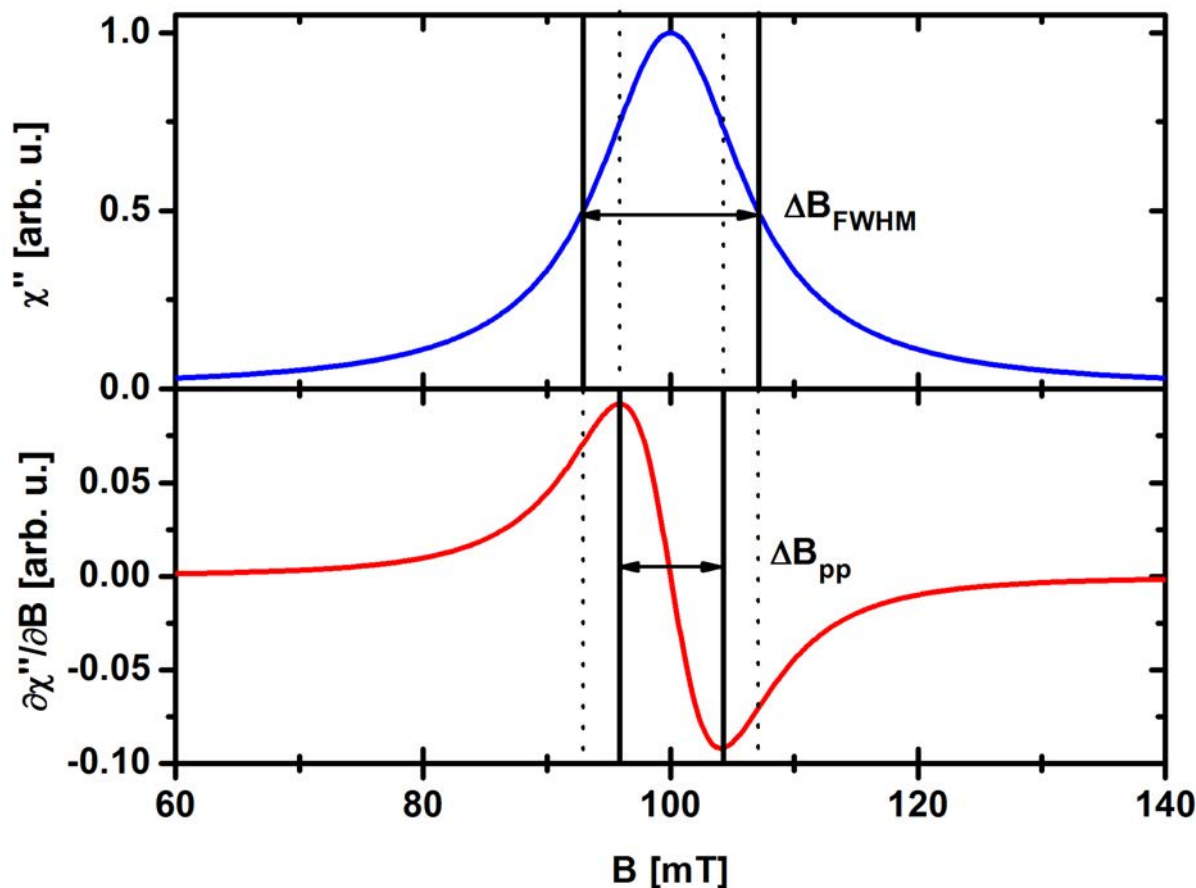


Abbildung 2.2: Ein ideales Absorptionsspektrum stellt ein Lorentzprofil (blau) dar. Durch die Modulationstechnik misst man das Ableitungssignal (rot). Die Linienbreite kann durch die Halb-Maximum-Linienbreite (ΔB_{FWHM}) definiert werden, oder auch durch die Peak-to-Peak-Linienbreite (ΔB_{pp}), die um den Faktor $2/\sqrt{3}$ kleiner ist. Auf die letztere beziehen sich die Angaben ΔB in dieser Arbeit.

2.2 Sonstiges

2.2.1 MBE und in-situ FMR

Einige Proben, die in dieser Arbeit untersucht wurden, wurden von kollaborierenden Gruppen hergestellt, einige wurden vom Autor in einer UHV-MBE-Anlage hergestellt und in-situ charakterisiert. Diese Anlage mit dem Basis-Druck von 1×10^{-10} mbar verfügte u.A. über Elektronen-

Strahl-Verdampfer, LEED, AES und einen Quarz-Finger mit einem speziellen Probenhalter, der winkelabhängige in-situ FMR-Messungen möglich machte. Eine detaillierte Übersicht dieser Apparatur findet man in Ref. [60].

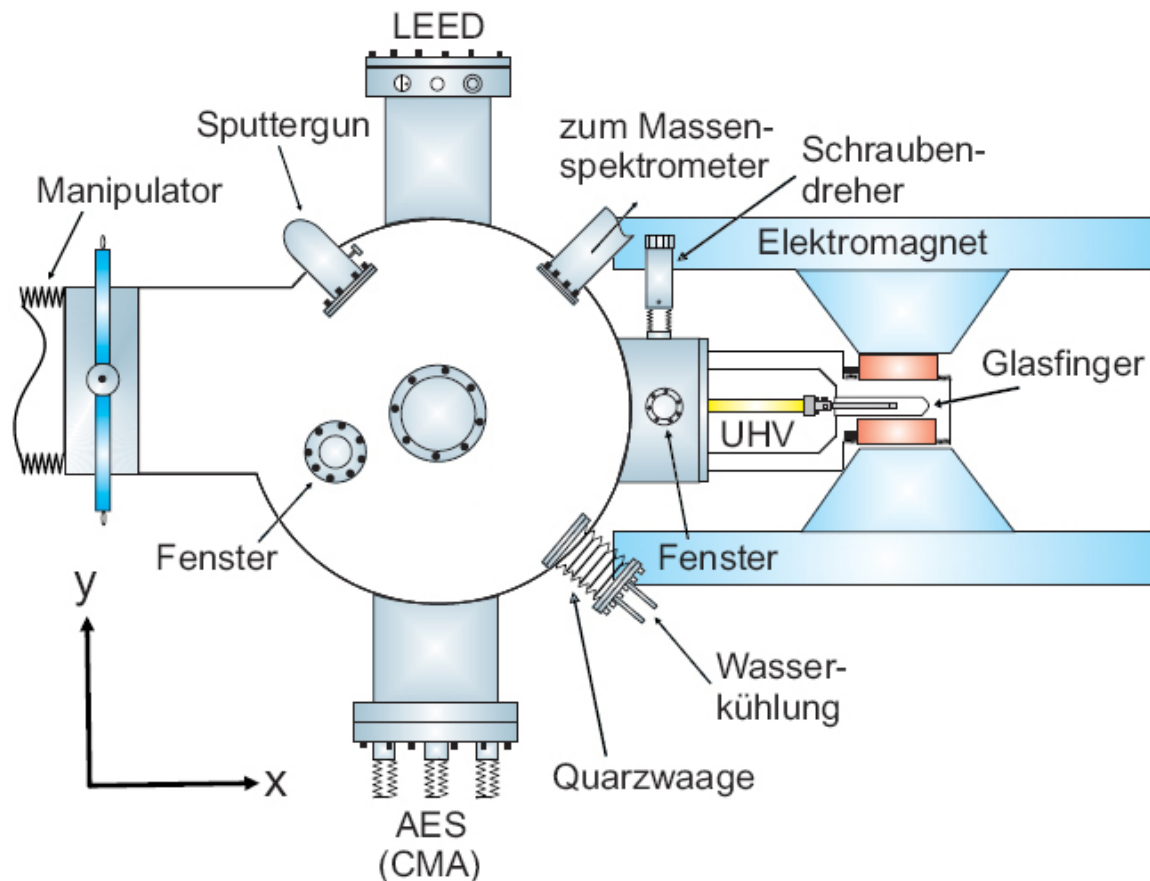


Abbildung 2.3: UHV-MBE-FMR-Anlage, Ansicht von oben. Am drehbaren und verfahrbaren Manipulator (von links nach rechts durch die Bildmitte) ist ein spezieller Probenhalter (rechts, Mitte) befestigt, an dessen Ende sich die Probe befindet. Der Film wird aus den Elektronen-Strahl-Verdampfern (unter der Kammer, nicht sichtbar im Bild) aufgedampft. Die Schichtdicke wird mit Hilfe der wasser-gekühlten Quarzwaage überwacht. Die Probe kann gesputtert, erhitzt (bis ca. 900 K) und gekühlt (mit flüssigem Stickstoff bis ca. 80 K) werden. Die Probe wird mit Hilfe der niederenergetischen Elektronendiffraktion (LEED) und Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) untersucht. Mit Hilfe des Schraubendrehers kann die Probe verkippt werden, was die out-of-plane und in-plane winkel-abhängigen Messungen ermöglicht. Dazu wird die Probe in den Quarzfinger (rechts außen) verfahren, auf welchen ein zylindrischer Mikrowellenresonator aufgesetzt wird. Um den Resonator wird der Elektromagnet positioniert. Quelle: Ref. [26].

Die Messmethode bietet die Möglichkeit bei einer Messfrequenz von etwa 9.3 GHz winkelabhängige Messungen durchzuführen. Ferner eignet sich die Methode nur bedingt für Untersuchungen der Linienbreiten, da aufgrund des großen metallischen Probenhalters das Hochfre-

quenzfeld am Ort der Probe inhomogen ist.

Im Kapitel 3 werden Ergebnisse aus den in-situ FMR Untersuchungen an dem epitaktischen Fe/GaAs(110) System vorgestellt, die ohne eine derartige Apparatur nicht möglich wären.

3 Statische magnetische Parameter

3.1 Magnetische Anisotropien in Fe/GaAs(110) dünnen Filmen

Die (110)-Oberfläche eines kubischen Systems bietet die Möglichkeit, die drei Kristallhauptachsen in der Filmebene zu beobachten. Bei Eisen, mit seiner positiven magneto-kristallinen Anisotropiekonstante $K_4 > 0$, sind das $\langle 001 \rangle$ – leichte, $\langle 011 \rangle$ – mittelschwere und $\langle 111 \rangle$ – schwere Richtungen. Die Oberfläche weist keine vierzählige Symmetrie auf, was unter anderem den Vorteil hat, dass man (110)-Filme in schmale nanoskalige Streifen (Nanowires) strukturieren kann. Wenn die Achse eines solchen Streifens entlang der $[110]$ -Richtung und somit quer zu $[001]$ (s. Abb. 3.1) liegt, kann man bei einem nicht zu hohen Aspekt-Verhältnis des Streifens erreichen, dass dieser im Nullfeld transversal magnetisiert ist, was unter anderem für Untersuchungen der Domänenwandbewegungen interessant ist [61]. Des Weiteren tritt im Fe/GaAs(110) System eine in-plane uniaxiale Anisotropie auf, die das Verhalten der Magnetisierung stark beeinflusst und die leichte Richtung der Magnetisierung um 90° in der Filmebene dreht. Es wird gezeigt, dass die Grenzflächen des Films dabei eine entscheidende Rolle spielen. Die magnetischen Untersuchungen müssen daher in-situ durchgeführt werden. Sie erfolgten in Zusammenarbeit mit C. Tomaz [26].

3.1.1 Probenpräparation

Die Proben wurden in einer MBE-UHV-Kammer hergestellt. Die kommerziellen GaAs(110)-Substrate wurden zunächst in Azeton- und Isopropanol-Bädern mit Ultraschall gereinigt, so dass die organische Schutzschicht an der Oberfläche vollständig (unter Lichtmikroskop überprüft) entfernt wurde. Die Substrate wurden dann in die UHV-Kammer eingeschleust und auf folgende Weise thermo-mechanisch behandelt: Sputtern mit Ar^+ Ionen mit einer Energie von 0.5 kV (Probenstrom $\sim 1 \mu\text{A}$) für 30 min bei Raumtemperatur und Anlassen bei 800 K für 30 min. Diese Prozedur wurde wiederholt, bis mit Hilfe der AES keine Verunreinigungen der Oberfläche feststellbar waren. Das letzte Anlassen wurde für 45 min bei 870 K durchgeführt.

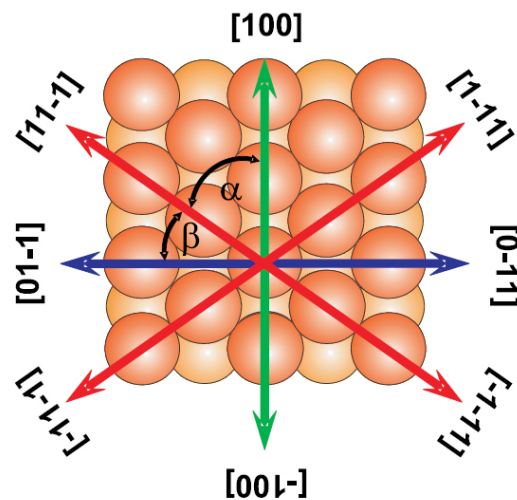


Abbildung 3.1: Der Schnitt durch die (110)-Ebene des Eisen-Einkristalls zeigt kristallografische Hauptachsen: eine magnetisch leichte $\langle 100 \rangle$, eine mittelschwere $\langle 011 \rangle$ und zwei schwere $\langle 111 \rangle$. Die Winkel sind: $\alpha \approx 55^\circ$ und $\beta \approx 35^\circ$. Quelle: Ref. [26].

Nach dem Abkühlen der Probe wurden LEED Messungen durchgeführt, um die atomare Symmetrie des Substrats zu untersuchen.

Im nächsten Schritt wurde Eisen aus einem Elektronen-Strahl-Verdampfer mit einem 99.99% reinen Fe-Stab aufgedampft. Die Aufdampftrate wurde mit einer Quarz-Waage kontinuierlich gemessen und betrug ~ 0.5 ML/min. Beim Aufdampfen überstieg der Druck nicht 5×10^{-10} mbar. Die Temperatur des Substrats wurde dabei bei Raumtemperatur gehalten. Prinz und Krebs schlugen zwar in Ref. [62] einen für kristalline Qualität optimalen Temperaturbereich von 200°C vor, ihr Resultat ist jedoch auf dickere Schichten (20 nm) beschränkt. In dieser Arbeit ließen die ersten FMR Messungen an dünneren Filmen (5 nm), die sowohl bei RT als auch bei 200° gewachsen wurden, annehmen, dass die bei RT hergestellten Proben eine bessere (magnetische) Homogenität aufwiesen. Parallel zu den in-situ FMR Untersuchungen wurden in der Gruppe von Prof. U. Köhler¹ an der Ruhr-Universität Bochum nach dem gleichen Rezept Filme hergestellt und mittels in-situ STM untersucht. Im Folgenden sollen diese strukturell-morphologischen mit den magnetischen Untersuchungen in Beziehung gesetzt werden.

3.1.2 Struktur und Morphologie

Zunächst wurde das reine Substrat untersucht. Wie die STM Bilder in Abb. 3.2 zeigen, korreliert die Richtung der Terrassen nicht mit kristallografischen Richtungen des Substrats. Die Terrassenbreite hängt stark vom letzten Anlass-Schritt ab und variiert zwischen 70 nm und 300 nm. Höhere Anlass-Temperaturen führen zwar zu breiteren Terrassen, aber auch zur ver-

¹Ruhr-Universität Bochum.

mehrten As-Desorption, die Ga-Agglomerate auf der Oberfläche entstehen lässt (siehe weiße Flecken in Abb. 3.2). Die STM-Untersuchungen geben keine Anzeichen für eine Rekonstruktion der GaAs(110)-Oberfläche. Das für (110)-Oberflächen bekannte 'Buckling' [63] konnte für GaAs(110) innerhalb der Messgenauigkeit nicht festgestellt werden. Das Inset in Abb. 3.2 zeigt einen $3\text{ nm} \times 3\text{ nm}$ Ausschnitt, in dem man die kristallografische Orientierung des Substrats und die atomare Anordnung erkennt, die in Abb. 3.3 schematisch gezeigt wird.

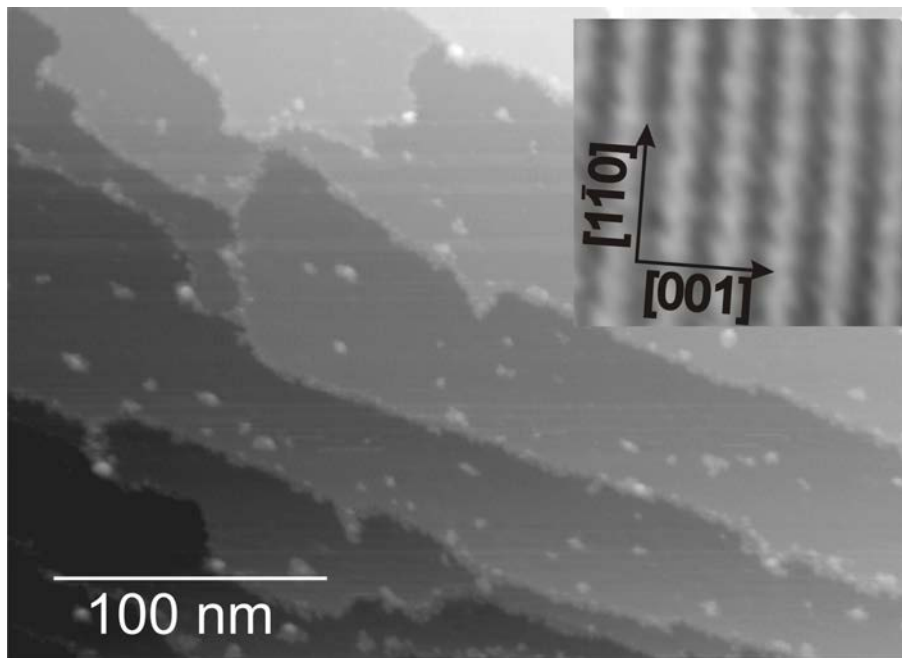


Abbildung 3.2: Die Topografie einer reinen GaAs(110)-Oberfläche (Präparation gemäß Kapitel 3.1.1) ist mittels in-situ STM abgebildet. Die Terrassen korrelieren nicht mit kristallografischen Richtungen. Das Inset zeigt einen $3\text{ nm} \times 3\text{ nm}$ Ausschnitt, in dem man die kristallografische Orientierung des Substrats sieht. Wegen der positiven Proben-Bias-Spannung von $+3.05\text{ V}$ sind in den STM-Bildern die Ga-Atome heller abgebildet. Quelle: Ref. [64].

Die Kristallsymmetrie der reinen Substratoberfläche ist in Abb. 3.3(a) im reziproken Raum durch das LEED-Bild repräsentiert. Man sieht die rechteckige Strukturen der LEED-Spots, deren Ursprung im Realraum in Abb. 3.3(a, unten) skizziert ist. Man findet zwei Untergitter, je eins von den Ga und As Atomen, die im Realraum die selbe Symmetrie aufweisen und im reziproken Raum des LEED-Bildes überlagert sind.

Nach dem Aufdampfen von Fe auf das Substrat ändert sich das LEED-Bild – die Rechteckstrukturen der LEED-Spots sind jetzt um 90° verdreht und größer. Das bedeutet, dass im Realraum die elementare Zelle kleiner und um 90° verdreht ist. Zur Rekonstruktion der Gitterstruktur im Realraum haben Grünebohm et al. [65] ab-initio DFT Rechnungen durchgeführt, die zeigten, dass die Fe-Atome entsprechend der Abb. 3.3(b, unten) zwischen den Substrat-Atomen platziert werden.

Die Auger-Spektren der Fe-Filme (Abb. 3.4) zeigen Fe, Ga und As Peaks. Keine Peaks von

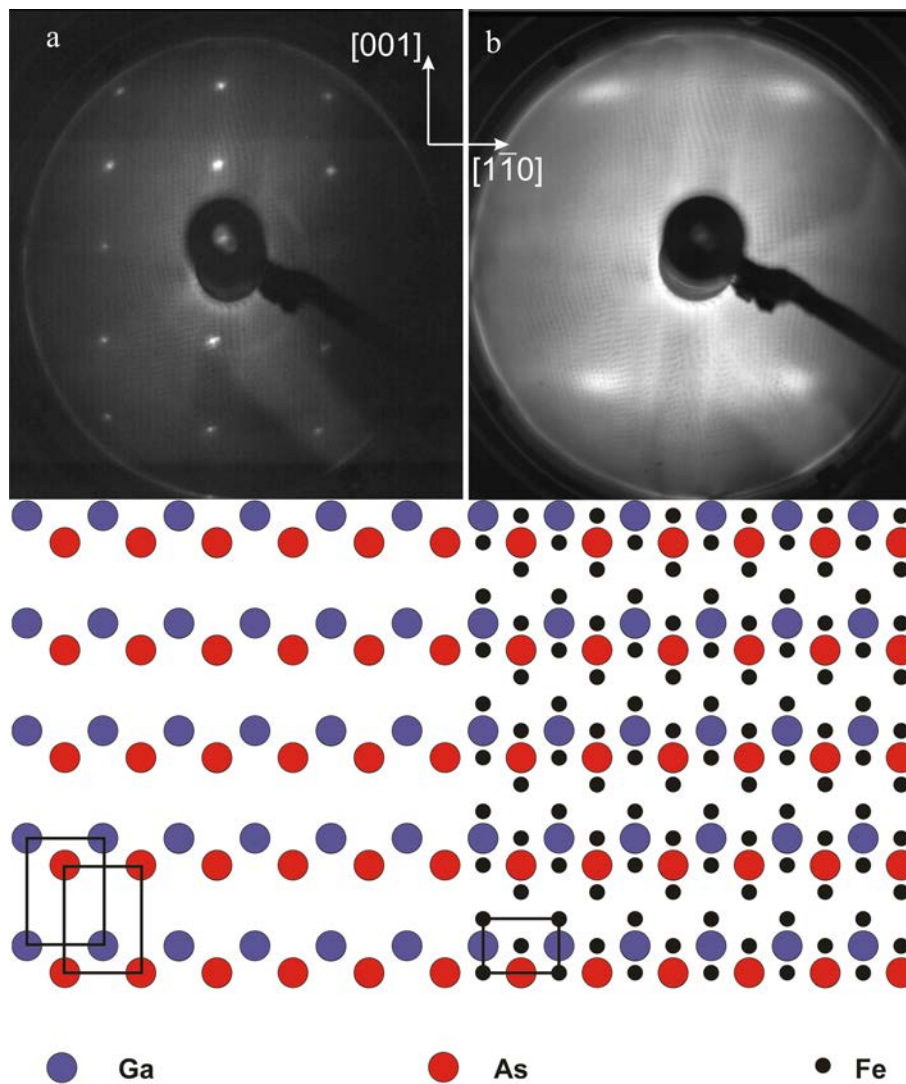


Abbildung 3.3: LEED Bilder (195 eV) der reinen GaAs(110)-Oberfläche (a) und eines 10 nm dicken Fe Films (b) mit dazugehörigen Skizzen der atomaren Interface-Konfiguration. Die LEED Bilder geben die Symmetrie der Oberfläche im reziproken Raum wieder. Im Realraum sind die Einheitszellen durch die schwarzen Rechtecke symbolisiert, man findet sie – entsprechend um 90° verdreht und reziprok skaliert – in den LEED Bildern wieder. Die Kristallrichtungen sind im Realraum angegeben. Quelle: Ref. [64].

Verunreinigungen durch C und O sind feststellbar. Die Amplitude der Peaks ist ein ungefähres² Maß für die Menge des jeweiligen Elements. Vergleicht man einen 5 ML³ mit einem 20 ML dicken Film in den Insets der Abb. 3.4, sieht man, dass das Amplituden-Verhältnis des Ga-Peaks zu Fe-Peak drastisch zunimmt. Dieses Verhältnis, dargestellt als Funktion der effektiven Filmdicke ist in Abb. 3.4 gezeigt. Das Signal vom Substrat fällt mit zunehmender Filmdicke rasch ab und verschwindet vor 10 ML. Für die Untersuchung der Fe-Oberflächen wurden STM Messungen in der Gruppe von U. Köhler durchgeführt.

Wie man der Abb. 3.5 entnehmen kann, finden sich Fe-Inseln auf der Oberfläche des Films im Dickenbereich von 3-30 ML, d.h. auch im Dickenbereich, in dem das Substrat vollständig (siehe Abb. 3.4) bedeckt ist. Es gibt keine Anzeichen für ein bevorzugtes Zusammenfließen der Inseln entlang einer bestimmten Richtung (keine anisotrope Koaleszenz). Die Inselgröße nimmt mit zunehmender Filmdicke zu. In Abb. 3.6(a) ist die Inseldichte als Funktion der Filmdicke dargestellt. Nach dem starken Abfall im Bereich einiger Monolagen, nimmt die Inseldichte moderat ab. Die Inselhöhe wurde entlang der [001] und [0-11] Richtungen durch Linien-Scans ermittelt und ist in Abb. 3.6(b) dargestellt. Der Verlauf untermauert den Eindruck, dass es keine anisotrope Koaleszenz der Inseln gibt, da es keine signifikanten Unterschiede für diese Richtungen gibt. Des Weiteren stellt man fest, dass die Inselhöhe nicht von der Filmdicke abhängt – sie liegt im Bereich von 2.25 ± 0.75 nm.

Zusammengefasst lassen diese Ergebnisse folgende Schlussfolgerung zu: Nachdem das Filmwachstum mit dem Inselwachstum beginnt, verschmelzen die Inseln ab einer Schichtdicke von wenigen einzelnen Monolagen zu größeren Inseln, die erst ab ca. 10 ML das Substrat vollständig bedecken und einen geschlossenen Film *unterhalb* der Inseln entstehen lassen, auf dessen Oberfläche die Inseln auch im höheren Schichtdicken-Bereich weitgehend unverändert bestehen bleiben.

3.1.3 Magnetische Charakterisierung

Im Folgenden werden Resultate der FMR Untersuchungen vorgestellt. Diese basieren auf in-plane winkel-abhängigen in-situ Messungen (bei $< 5 \times 10^{-10}$ mbar), durchgeführt bei 9.3 GHz im zylindrischen Mikrowellen-Resonator (siehe Kapitel 2).

In Abb. 3.7 sind die in-plane Winkel-Abhängigkeiten der Resonanzfelder für zwei Schichtdicken gezeigt. Im Bild (a) erkennt man eine 'Herz'-ähnliche Signatur, die dem Verlauf der magnetischen freien Energiedichte der (110)-Oberfläche aus Abb. 1.2(c) ähnelt. Der entscheidende Unterschied besteht darin, dass die mittelschwere Richtung bei [100] und nicht bei [110] liegt – die Signatur ist um 90° verdreht. Der obere Teil der Signatur entspricht der aligned

²Abhängig von der Schichtdicke müssen die energie-abhängigen freien Weglängen der Auger-Elektronen berücksichtigt werden.

³Anders als auf der (001)-Oberfläche entspricht eine Monolage von Fe(110) $1 \text{ ML} \approx 0.203$ nm.

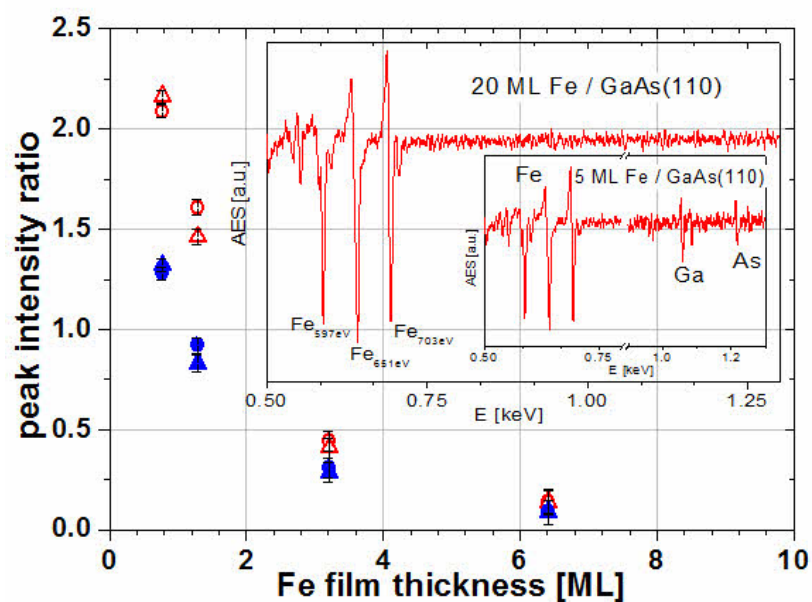


Abbildung 3.4: Amplituden-Verhältnis der Substrat-Peaks (As blau und Ga rot) zu Fe-Peaks aus den Auger-Spektren (Insets) für unterschiedliche Filmdicken von Fe/GaAs(110). Das Verschwinden der Substrat-Signale deutet auf eine vollständige Bedeckung bei Schichtdicken von einigen wenigen ML hin. Messungen bei Raumtemperatur, Probenstrom $\sim 1\mu\text{A}$ bei 3 keV Primärelektronenenergie. Quelle: Ref. [64].

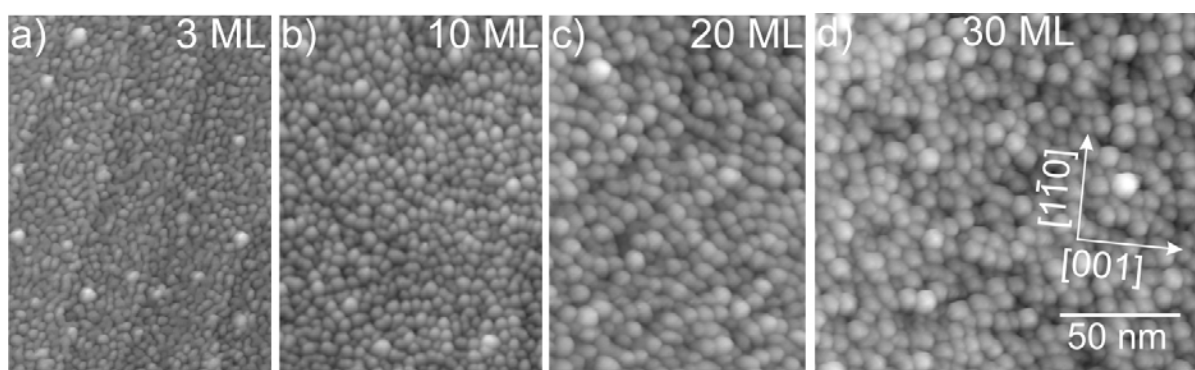


Abbildung 3.5: In-situ STM Bilder von Fe/GaAs(110) im gleichen Maßstab. Für alle Filmdicken findet man Inseln vor. Es ist keine anisotrope Koaleszenz der Inseln feststellbar. Die Größe der Inseln nimmt mit der Schichtdicke zu (vergleiche mit Abb. 3.6). Quelle: Ref. [64].

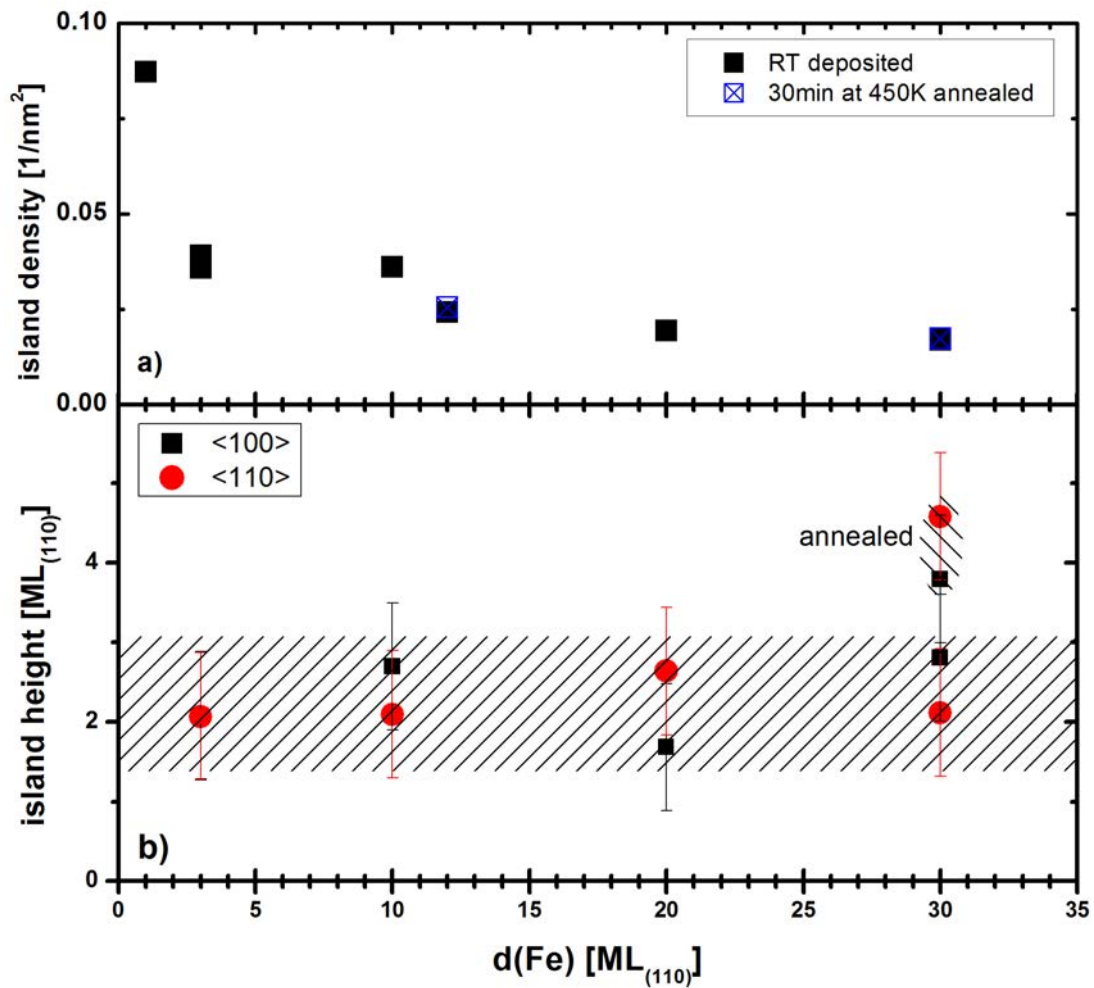


Abbildung 3.6: Auswertung der STM-Daten. (a) Die Inseldichte fällt mit wachsender Schichtdicke ab. (b) Die Inselhöhe hängt nicht von der Scan-Richtung (schwarz [001] und rot [0-11]) ab – die Inselform ist innerhalb des Fehlerbalkens (siehe gestrichelte Fläche im Bild) symmetrisch. Das Tempern verändert nicht die Inseldichte, vergrößert aber die Höhe der Inseln. Quelle: Ref. [64].

Mode, bei der die Richtung der Magnetisierung nicht wesentlich von der des äußeren Magnetfeldes abweicht. Der untere Teil der Signatur entspricht der non-aligned Mode, bei der trotz einer großen Abweichung dieser Richtungen eine Lösung der Resonanzbedingung (1.4) existiert. Die Messung in Abb. 3.7(a) wurde für eine Schicht von 11.5 ML durchgeführt, d.h. für eine Schichtdicke, bei der eine geschlossene Schicht unter den Inseln vorliegt. Diese Tatsache muss bei der Interpretation der FMR Ergebnisse berücksichtigt werden. Wenn man diese mit den Ergebnissen für eine dickere (60.3 ML) Schicht (Abb. 3.7(b)) vergleicht, stellt man fest, dass die 'Herzform' der in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder erhalten ist, und deren Position relativ zur kristallografischen Hauptachsen nun das Bild der magnetischen freien Energiedichte aus Abb. 1.2(c) widerspiegelt. Die mittelschwere Richtung liegt bei [110] und die schweren Richtungen liegen sehr nah an $\langle 111 \rangle$ Richtungen (dargestellt durch gepunktete Linien im Bild).

Um diese Änderung in der freien Energie zu erklären, muss man die Summe der magnetischen Anisotropien in Betracht ziehen. Während die Symmetrie der magneto-kristallinen Anisotropie und das positive Vorzeichen ihrer Konstante bekannt ist, lassen die Verspannungen des Gitters eine uniaxiale Anisotropie annehmen, deren ausgezeichnete Richtungen aus Symmetriegründen prinzipiell $\langle 100 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ sein können. Mit diesem Ansatz wurden die in-plane Winkelabhängigkeiten der Resonanzfelder nach dem Smit-Beljers-Formalismus gefittet. Hierfür wurde für den g -Faktor der Bulk-Wert $g = 2.088$ angenommen⁴.

3.1.4 Struktur-Magnetismus Korrelation

Die aus dem Fit ermittelten Anisotropiefelder sind in Abb. 3.8 dargestellt. Man kann die Filmdicken-Abhängigkeit des magneto-kristallinen Anisotropiefeldes K_4/M in 3 Bereiche unterteilen:

- (1) Zunächst gibt es einen sehr starken Anstieg im Bereich einiger weniger Monolagen bis etwa 10 ML.
- (2) Danach steigt das Anisotropiefeld kontinuierlich mit ca. 0.2 mT/ML an.
- (3) Ab 25 ML verlangsamt sich der Anstieg deutlich. Das magneto-kristalline Anisotropiefeld erreicht den Bulkwert auch nicht für relativ dicke Schichten im Bereich von 100 ML.

Betrachtet man nun den Verlauf des in-plane uniaxialen Anisotropiefeldes, findet man die 3 Filmdicken-Bereiche wieder:

- (1) Zunächst fällt das Anisotropiefeld bis etwa 10 ML sprunghaft ab.
- (2) Dann nimmt es mit ca. 3.3 mT/ML ab. Dabei wechselt das Anisotropiefeld das Vorzeichen – d.h. seine leichte Richtung wechselt von [0-11] zu [001].
- (3) Es durchläuft das Minimum bei 25 ML und relaxiert dann im letzten Filmdickenbereich

⁴Neuere laufende Untersuchungen mit Hilfe der in-situ Multifrequenz-FMR [59] lassen vermuten, dass der g -Faktor aufgrund der Gitterverzerrung höher liegen könnte.

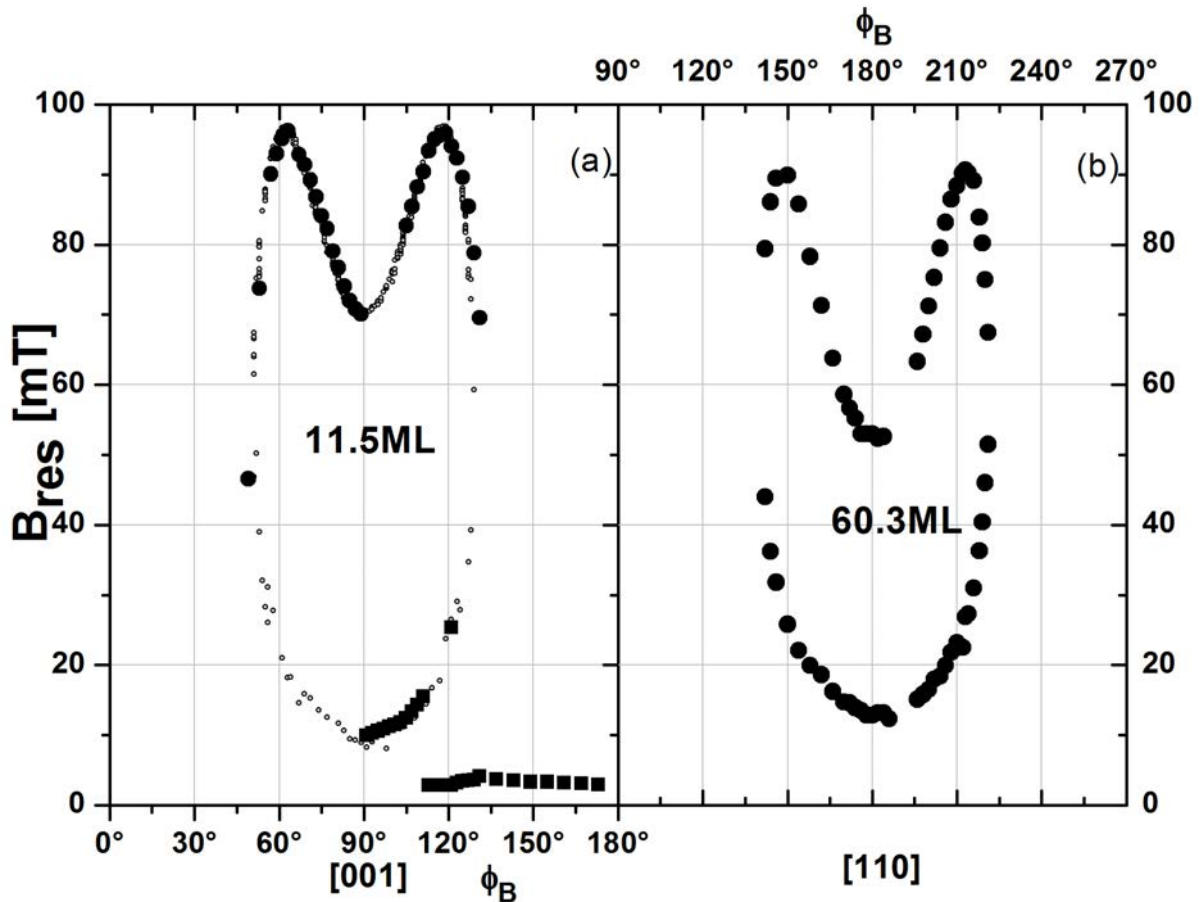


Abbildung 3.7: In-situ FMR bei RT. In-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder bei 9.3 GHz für 11.5 ML (a) und 60.3 ML (b) dicke Fe/GaAs(110) Filme. Die Resonanzfelder zeigen eine 'Herzform' und gehören zu aligned Moden bei größeren (>60 mT) Feldern und zu non-aligned Moden bei den kleineren (<60 mT). Die Resonanzfelder spiegeln die Form der freien Energie-Oberfläche wieder. Für den dickeren Film ist ihre Symmetrie der magneto-kristallinen Anisotropie ähnlich (mittelschwere Richtung liegt bei [110], schwere Richtungen bei <111> und in der leichten Richtung tritt keine Resonanz auf). Für den dünneren Film ist die Winkelabhängigkeit um 90° in der Filmebene verschoben ([001] Richtung ist nun mittelschwer, [110] ist leicht – es tritt keine Resonanz auf, die schweren Richtungen korrespondieren nicht mehr mit <111>). Fehlerbalken entsprechen der Symbolgröße; kleinere Punkte in (a) sind Fitdaten (siehe Abb. 3.8), die als 'guide to the eye' dienen. Quelle: Ref. [64].

langsam gegen Null. Im Gegensatz zum magneto-kristallinen Anisotropiefeld erreicht das uniaxiale Anisotropiefeld den Bulkwert ($K_{2||}^{bulk} = 0$) schon im Bereich von 100 ML.

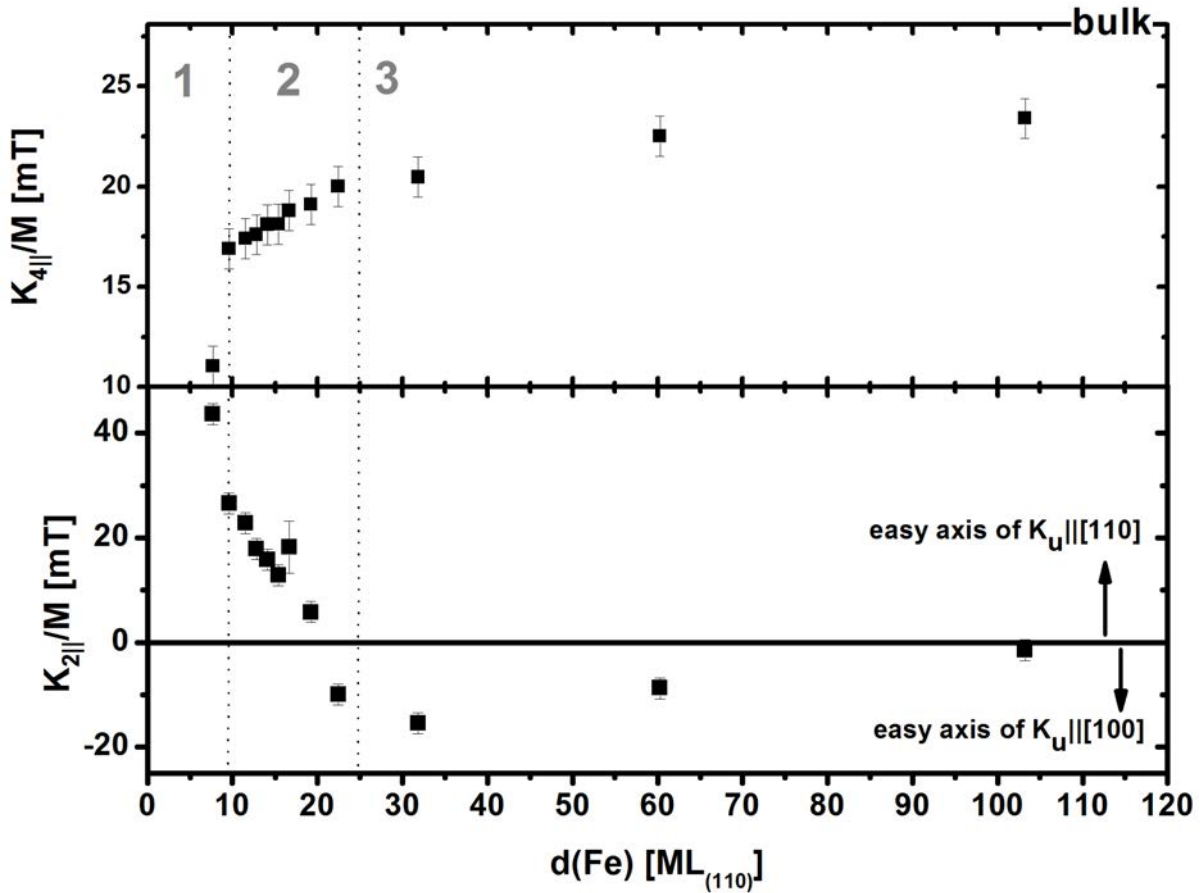


Abbildung 3.8: In-plane Anisotropiefelder aus dem Fit der in-situ FMR Messungen an Fe/GaAs(110) als Funktion der Filmdicke. Der Verlauf des magneto-kristallinen Feldes $K_{4||}/M$ und des uniaxialen Anisotropiefeldes $K_{2||}/M$ lässt sich in drei Bereiche unterteilen (siehe Text). Quelle: Ref. [64].

Zur Interpretation der Resultate aus den magnetischen Messungen kann man die Ergebnisse aus den strukturell-morphologischen Untersuchungen heranziehen:

Im Bereich 1 kann das kleine magneto-kristalline Anisotropiefeld dadurch erklärt werden, dass die kristalline Struktur in den einzelnen Inseln durch die Verspannungen an den Inseloberflächen stark gestört ist. Da die Schicht zum größten Teil aus Inseln ($3 \sim 5$ nm Durchmesser) besteht, könnte über Finite-Size-Effekte, z.B. superparamagnetische Fluktuationen, spekuliert werden. Das erhöhte uniaxiale Anisotropiefeld im niedrigen Bedeckungsbereich passt in das Bild der einzelnen Inseln mit Verspannungen an der Substratgrenzfläche und Oberflächenspannung der Inseln. Die leichte Richtung könnte mit einer bevorzugten Koordination entlang der (Ga,As)-Zick-Zack-Streifen [1-10] (siehe Abb. 3.3) zusammenhängen.

Im Bereich 2 liegt unter den Inseln ein geschlossener Film vor. Der Anteil des Filmvolumens nimmt mit wachsender Schichtdicke zu und führt zu einem steigenden Volumenbeitrag zu den

Anisotropiefeldern. Das magneto-kristalline Anisotropiefeld ($K_{4||}/M$) wächst und das uniaxiale Anisotropiefeld sinkt rapide.

Im Bereich 3 verlangsamt sich die Zunahme des magneto-kristallinen Feldes. Da es nicht den Bulkwert erreicht, scheint der Film noch nicht strukturell relaxiert zu sein, eine tetragonale Verzerrung des Gitters liegt vor – Untersuchungen der out-of-plane Gitterkonstante mittels I(V)-LEED ergaben zwar keine signifikanten Resultate, korrelieren jedoch mit dieser Vermutung. Das Minimum des uniaxialen Anisotropiefeldes zeugt von zwei konkurrierenden Beiträgen. Die Abnahme dieses Anisotropiefeldes mit einem $1/d$ -ähnlichen Verhalten, das Verschwinden bei höheren Bedeckungen und gleichzeitig das reduzierte magneto-kristalline Anisotropiefeld lassen vermuten, dass der Beitrag zum uniaxialen Anisotropiefeld nicht vom Filmvolumen stammt.

Die magnetischen Parameter des Fe/GaAs(110) Dünnschichtsystems verändern sich stark, wenn man einen Capping-Layer zur Oxidationsvorbeugung aufbringt, was die Untersuchung in-situ notwendig gemacht hat. Um das verdeutlichen, sind in Abb. 3.9 als Beispiel die Änderungen des magneto-kristallinen Feldes durch Oberflächenmodifikationen gezeigt. Im Bereich 1 wird es erhöht, wenn man eine Ag-Abdeckschicht aufbringt, was auf eine Reduzierung der vermuteten Fluktuationen durch diese metallische Schicht hindeuten könnte. Im Bereich 2 scheinen die Abdeckungen mit Ag und Si, aber auch das Tempern bei 150° die Gitterverzerrung zu vergrößern und somit das magneto-kristalline Feld zu verkleinern.

3.2 Magneto-kristalline Anisotropie in Fe-Si Filmen

Am Beispiel der Fe-Si Legierungen wird zunächst die Abhängigkeit der magneto-kristallinen Anisotropie von der chemischen Komposition des Ferromagneten experimentell und theoretisch untersucht. Die Fe-Si Legierungen sind seit Langem im Bereich des angewandten Magnetismus und in der Stahltechnologie bekannt. So wurden z.B. in der Mitte des letzten Jahrhunderts sowohl die mechanischen als auch magnetischen Eigenschaften von Eisen mit einem geringen Si Anteil von einigen wenigen Atom-Prozent untersucht [6]. Mit dem Aufkommen der Spintronik und der MBE-Technologien verlagerte sich das Interesse auf epitaktische Fe-Si Dünnschichtsysteme. In diesem Zusammenhang muss die binäre Quasi-Heusler-Legierung Fe_3Si erwähnt werden, bei der neben den weichen magnetischen Eigenschaften (geringe Anisotropie, reduzierte Magnetisierung im Vergleich zum reinen Eisen) auch eine hohe Spinpolarisation (43% bei $T=0$ K [43]) und eine kleine intrinsische Spin-Relaxationsrate von Bedeutung sind.

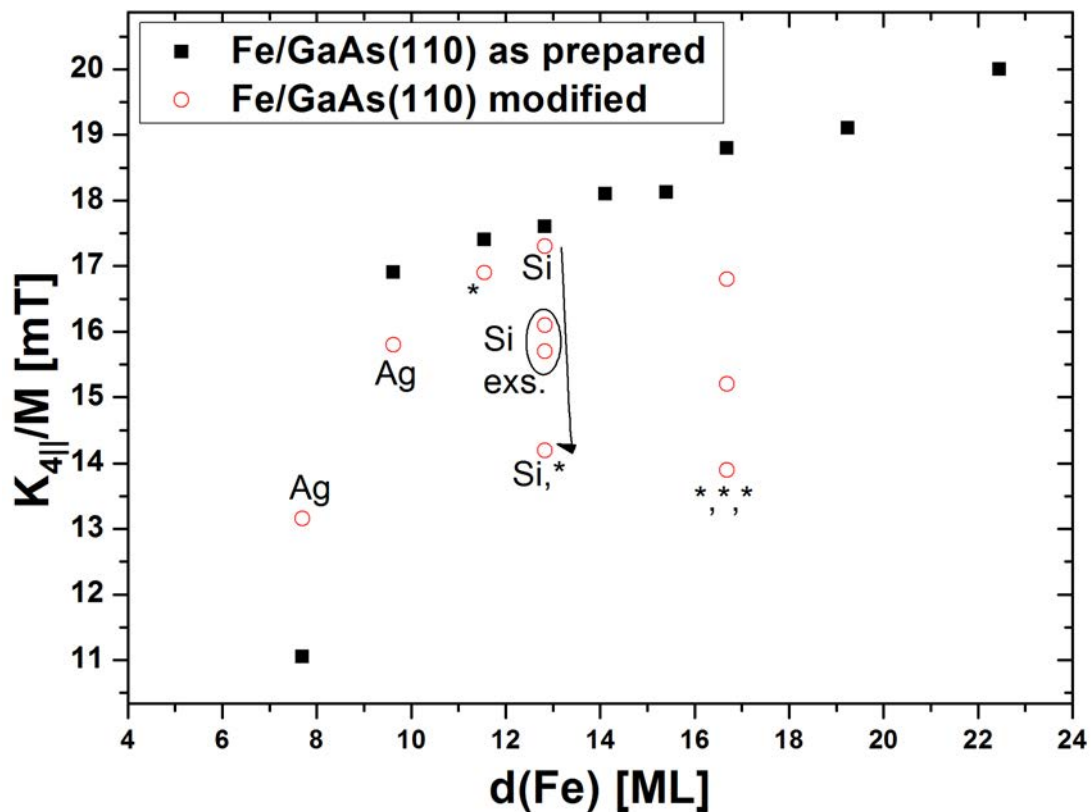


Abbildung 3.9: Änderung des magneto-kristallinen Feldes durch Modifikationen im Fe/GaAs(110) System. Schwarze Symbole repräsentieren in-situ Messungen an unbedeckten modifizierten Filmen, rote Symbole kennzeichnen folgende Modifikationen: Ag und Si bedeuten Oberflächenbedeckung mit diesen Materialien, * bedeutet Tempern für je 30 min bei 150°C. Messungen in-situ bei $< 5 \times 10^{-10}$ mbar, außer den zwei Messungen, die mit 'exs.' markiert sind und zeigen, dass die Oxidation der Si-Abdecksicht zu Reduzierung des magneto-kristallinen Feldes führt.

3.2.1 Fe-Si Proben

Die Proben wurden in der Gruppe von H. Wende⁵ mittels Ko-Verdampfen von Fe und Si aus den Elektronen-Strahl-Verdampfern in einer MBE-Kammer mit dem Aufdampfdruck von $< 10^{-9}$ mbar hergestellt und strukturell charakterisiert. Als Substrat dienten in Aceton- und Isopropanol-Ultraschall-Bädern gereinigte, kommerzielle, etwa $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ große MgO(001) Wafer, welche vor dem Aufdampfen bei einer Temperatur von 250°C im Vakuum (1×10^{-9} mbar) ausgeheizt wurden. Manche Filme wurden auf GaAs(001) Substraten mit einer aufgedampften epitaktischen MgO(001) Zwischenschicht (wenige nm dick) hergestellt. Die Aufdampfraten lagen bei ca. 1 nm/min. Nach dem Aufdampfen wurden die Proben bei 250°C ausgeheizt und mit 4 nm Cr bzw. 4 nm MgO zur Oxidationsvorbeugung abgedeckt.

Viele der Proben wurden mit RHEED, CEMS und XRD untersucht. Detaillierte strukturelle Charakterisierungen von solchen Systemen sind z.B. in Refs. [57,66] beschrieben. Im Folgenden sollen Proben im Si-Konzentrationsbereich 0-40% behandelt werden. Die Struktur folgt im Prinzip der bcc-Struktur von reinem Eisen, während Si Atome mit steigendem Si-Gehalt die Gitterplätze von Eisen zunächst ohne chemische Ordnung einnehmen. Mit Hilfe von thermischer Behandlung lassen sich auch geordnete chemische Phasen wie z.B. die D0_3 -Phase von Fe_3Si erreichen. Die Prävalenz einer solchen geordneten chemischen Phase ist nicht 100%. Für eine detaillierte Untersuchung dieser Phasen sei auf Refs. [54,57] verwiesen. Die kristallografischen Hauptachsen des Films und des MgO Substrats sind in der Filmebene um 45° gegeneinander verdreht ($\langle 100 \rangle_{\text{Fe-Si}} \parallel \langle 110 \rangle_{\text{MgO}}$). Das Wachstum von Fe-Si auf MgO(001) ist epitaktisch mit einer Gitterfehlpassung, die von der Si-Konzentration abhängt.

3.2.2 Magneto-kristalline Anisotropie von Fe-Si

Die magnetischen Untersuchungen wurden bei Zimmertemperatur, ex-situ, mit Hilfe der FMR durchgeführt. Die winkelabhängigen Messungen erfolgten bei 9.3 GHz bzw. 9.8 GHz. Für manche Proben wurden zusätzliche Messungen bei 23.8 GHz und 33.8 GHz gemacht. Die FMR-Spektren zeichnen sich durch ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis (Abb. 3.10) aus. Eine charakteristische in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder ist in Abb. 3.11 für $\text{Fe}_{0.90}\text{Si}_{0.10}$ gezeigt. Man stellt hier eine vierzählige Symmetrie ohne uniaxiale Beiträge fest, die leichte Richtung liegt entlang von $\langle 100 \rangle_{\text{Fe-Si}}$. Die winkel-abhängigen Resonanzfelder wurden gemäß Smit-Beljer-Formalismus gefittet, hierzu wurden die g -Faktoren durch einen linearen Zusammenhang im Bereich von 2.088 für reines Eisen und 2.075 für $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ angenähert [54]. Die frequenzabhängigen Messungen, die für manche Proben durchgeführt wurden, bestätigten diese Annahme.

Für den Fit der Resonanzfelder wurde der mit-Beljers-Formalismus mit dem folgenden

⁵Universität Duisburg-Essen

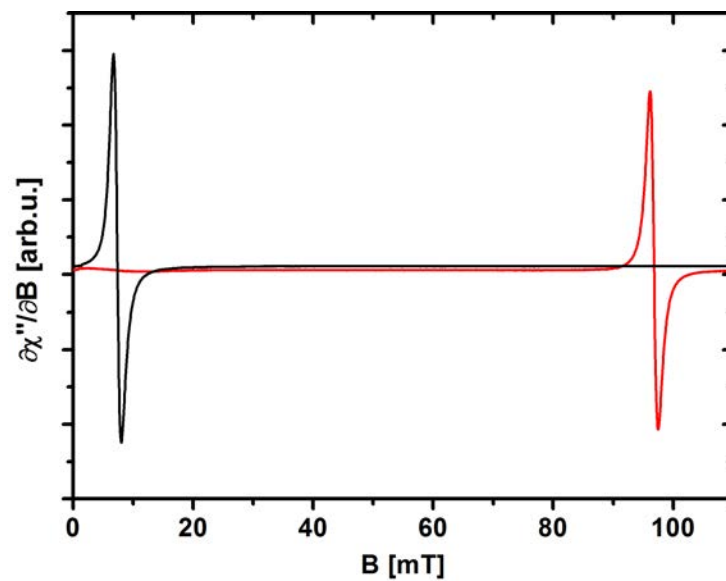


Abbildung 3.10: In-plane FMR Spektren bei 9.3 GHz, RT von $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}/\text{MgO}(001)$ in leichter Richtung (schwarz) und in schwerer Richtung (rot) zeigen ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis.

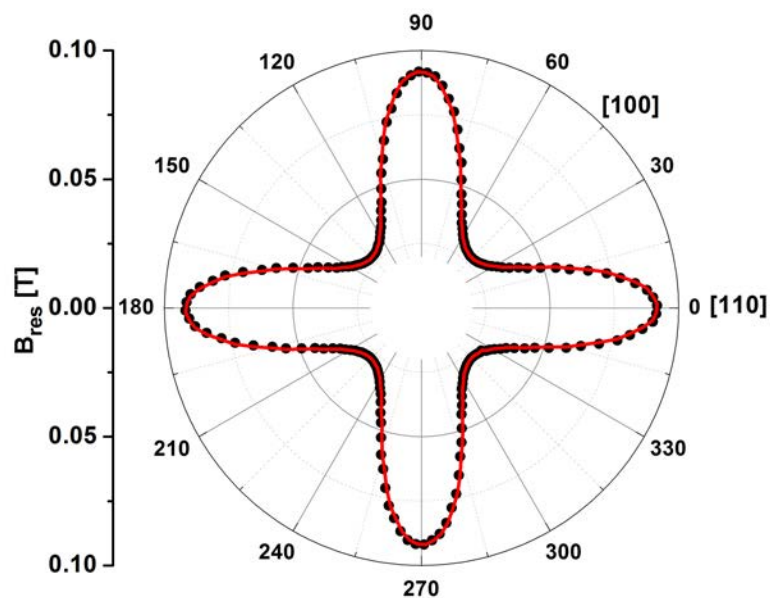


Abbildung 3.11: In-plane Winkelabhängigkeit der FMR-Felder bei 9.3 GHz von $\text{Fe}_{0.90}\text{Si}_{0.10}/\text{MgO}(001)$. Der Verlauf hat eine vierzählige Symmetrie aufgrund der magneto-kristallinen Anisotropie mit $\langle 100 \rangle$ den leichten und $\langle 110 \rangle$ den schweren Richtungen. Schwarze Punkte repräsentieren Messdaten mit den Fehlerbalken kleiner als die Symbolgröße, die rote Kurve zeigt den Fit. Quelle: Ref. [67].

Ansatz für die freie Energie verwendet:

$$\begin{aligned}
 F = & -\vec{M} \cdot \vec{B}_{ext} - M B_{eff\perp} \cos^2 \theta + K_{2\parallel} \sin^2 \theta \sin^2 \left(\phi - \phi_{2\parallel}^{easy} \right) \\
 & + K_4 \sin^2 \theta - \frac{K_4}{8} (7 + \cos 4\phi) \sin^4 \theta
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Die aus den Fits extrahierten magneto-kristallinen Anisotropiefelder samt der Magnetisierung aus den SQUID-Messungen wurden für die Berechnung der Anisotropiekonstanten verwendet. Die Si-Konzentrationsabhängigkeit von $K_{4\parallel}$ ist in Abb. 3.12 dargestellt. Man stellt einen monotonen Abfall mit steigendem Si-Gehalt fest.

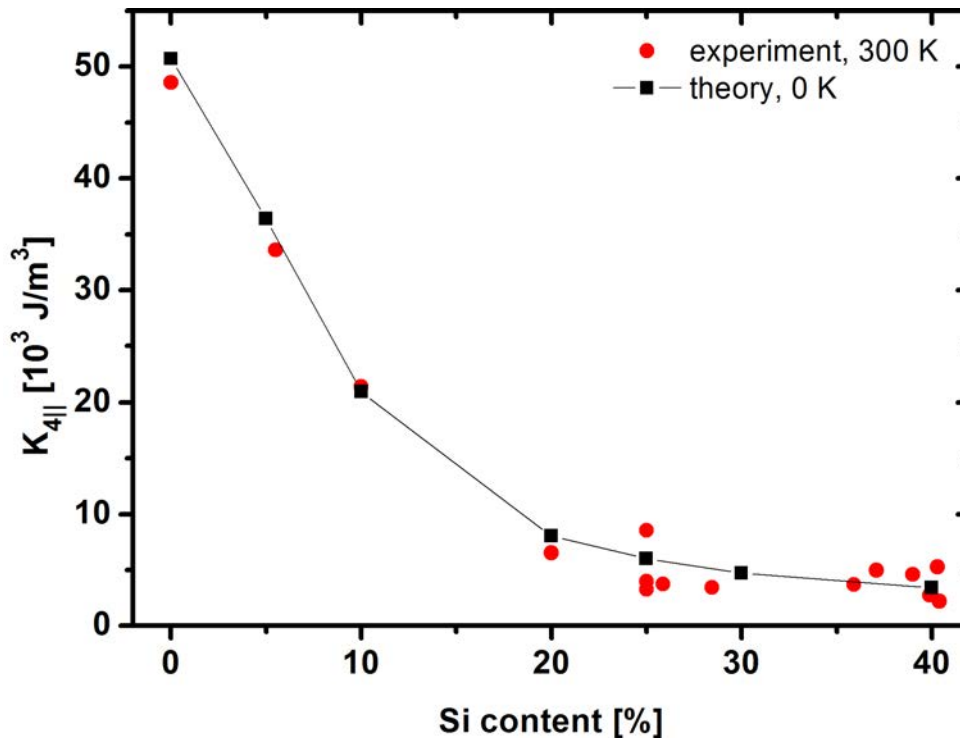


Abbildung 3.12: Magneto-kristalline Anisotropiekonstante $K_{4\parallel}$ von Fe-Si. Rote Punkte zeigen Daten aus den kombinierten FMR und SQUID Messungen bei Raumtemperatur an dünnen Filmen auf MgO(001); die Fehlerbalken betragen pauschal ca. 10% aufgrund der Unsicherheit der Volumenbestimmung bei der Auswertung der SQUID Daten. Der Punkt für reines Eisen ist den Refs. [58,68] entnommen. Schwarze Punkte zeigen die Ergebnisse der DFT Rechnungen für Fe-Si Bulksysteme bei 0 K. Quelle: Ref. [67].

Um den Verlauf erklären zu können, wurden von S.Mankovsky aus der Gruppe von H.Ebert⁶ theoretische Rechnungen für Bulk-Systeme durchgeführt. Es wurden ab-initio vollrelativistische Berechnungen der elektronischen Struktur im Rahmen des Korringa-Kohn-Formalismus in der Dichtefunktional-Theorie durchgeführt. Die Konstruktion des Austauschkorrelationspotentials erfolgte in der 'local spin density approximation (LSDA)'. Für die

⁶LMU München.

Berechnung der magneto-kristallinen Anisotropie wurde das Drehmoment T auf den Magnetisierungsvektor ermittelt. Die gemäß der Drehmoment-Energie-Beziehung $T(\theta, \phi) = -\partial E(M(\theta, \phi))/\partial \theta$ gewonnenen Resultate wurden auf das Modell für die magneto-kristalline Energie (1.8) projiziert. Eine gute Korrelation mit diesem Modell wurde festgestellt. Die daraus resultierenden magneto-kristallinen Anisotropiekonstanten sind in Abb. 3.12 dargestellt. Für weitere Details zur theoretischen Behandlung sei auf Refs. [67,69] verwiesen.

Die Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Resultate in Abb. 3.12 ist sehr gut. Es muss jedoch beachtet werden, dass die theoretische Berechnungen bei der Temperatur von 0 K durchgeführt werden. Beim Vergleich der Ergebnisse bedeutet das Folgendes: Die bei Raumtemperatur gemessenen Anisotropiekonstanten würden bei 0 K einen um etwa 10% größeren Wert haben [6]. Während das für die niedrigen Si-Konzentrationen eine schlechtere Übereinstimmung von Theorie und Experiment bedeutet, liegen die Schwankungen der Anisotropiekonstanten beim höheren Si-Gehalt im Bereich dieser Temperatur-Korrektur. Die relativ große Filmdicke der untersuchten Filme macht den Vergleich der Anisotropien mit den theoretischen Bulk-Werten möglich. Die im Ganzen sehr gute Übereinstimmung von Experiment und Theorie scheint die Verlässlichkeit dieser neuen theoretischen Methode zu bestätigen, die für den Verlauf der magneto-kristallinen Anisotropiekonstante vor Allem die kleine Spin-Bahn-Kopplungsenergie in Si identifiziert. Da in einer Legierung die magneto-kristalline Anisotropie durch die Komponenten der Legierung bestimmt ist, resultiert der steigende Si-Gehalt in einer Reduzierung von K_4 . Die Auswertung der elektronischen Struktur aus den DFT-Rechnungen wird im Kapitel 4.4 beschrieben.

3.3 Magneto-elastische Anisotropie in Fe-Si Filmen

Wie in der Einführung beschrieben, können Verzerrungen des Kristallgitters uniaxiale Anisotropien mit der Symmetrieachse sowohl in der Filmebene als auch senkrecht zu ihr hervorrufen. Diese Verzerrungen resultieren aus der Gitterfehlpassung von Ferromagnet und Substrat.

Bei den zuvor vorgestellten Fe-Si Filmen auf MgO(001) führt das zu überraschenden Effekten. Im Folgenden werden experimentelle Daten aus den FMR Messungen mit theoretischen DFT-Berechnungen, die von Y. N. Zhang aus der Gruppe von R. Q. Wu⁷ durchgeführt wurden, verglichen.

In Abb. 3.13 ist der Verlauf der FMR Felder als Funktion des out-of-plane Winkels des externen Feldes bei 9.8 GHz in der Nähe der Filmmormalen gezeigt. Aus dem Vergleich von $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}$ und $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ kann man entnehmen, dass der Beitrag der out-of-plane Anisotropie $K_{2\perp}$ sein Vorzeichen verändert: Während die schwarzen Punkte experimentelle Daten repräsentieren, sind die roten Kurven Fits unter der Annahme, dass das effektive out-of-plane

⁷University of California, Irvine, USA.

Feld sich ausschließlich auf den Beitrag der Formanisotropie $B_{eff\perp} = \mu_0 M$ zurückführen ließe. Für diesen ist der Wert der Magnetisierung aus den SQUID Messungen zuvor ermittelt worden: $\mu_0 M = 1.842(45)$ T für $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}$ und $\mu_0 M = 1.105(30)$ T für $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$. Die rote Kurve liegt klar unterhalb der experimentellen Werte für den ersteren und oberhalb für den letzteren, was bedeutet, dass das Vorzeichen der out-of-plane Anisotropie entsprechend positiv $K_{2\perp} = 11(4)$ kJ/m³ bzw. negativ $K_{2\perp} = -5.85(2.0)$ kJ/m³ ist [70].

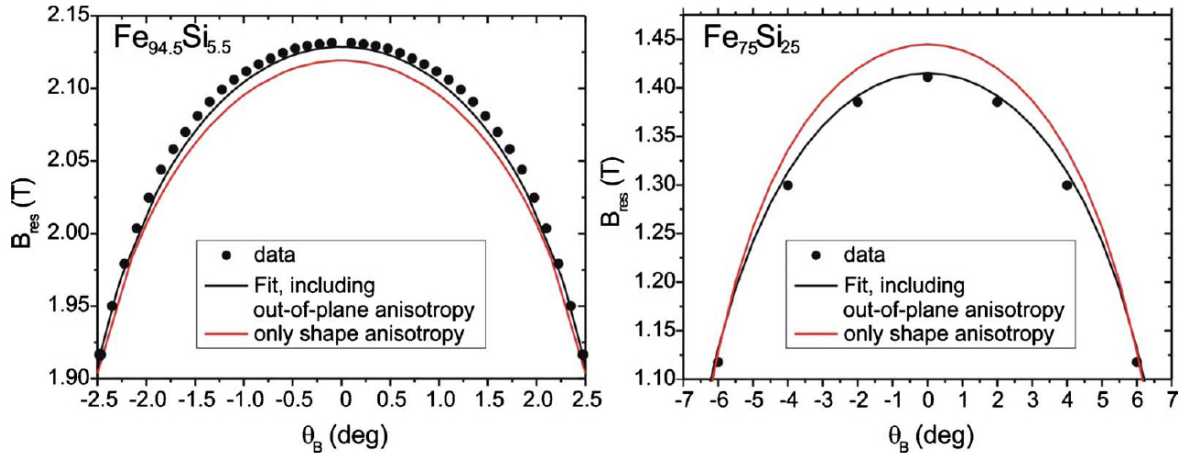


Abbildung 3.13: Out-of-plane Winkelabhängigkeit der FMR Felder für zwei Proben unterschiedlicher Si-Konzentration (11 nm $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}$ links und 8 nm $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ rechts) bei 9.9 GHz. Für die Fits wurden die magneto-kristalline K_4 und die in-plane uniaxiale $K_{2\parallel}$ Anisotropie, die zuvor aus in-plane winkel-abhängigen Messungen ermittelt wurden, eingesetzt. Für den Beitrag der Form-Anisotropie wurde der Wert der Sättigungsmagnetisierung aus SQUID-Messungen verwendet. Schwarze Kurven repräsentieren die Fits, aus denen die out-of-plane Anisotropiekonstanten $K_{2\perp}$ bestimmt wurden. Die roten Kurven zeigen den hypothetischen Verlauf der Resonanzfelder für den Fall, dass $K_{2\perp} = 0$ wäre. Man erkennt, dass das Vorzeichen der out-of-plane Anisotropiekonstante unterschiedlich ist: links mit $K_{2\perp}(\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}) < 0$ in-plane orientiert und rechts mit $K_{2\perp}(\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}) > 0$ out-of-plane orientiert. Quelle: Ref. [70].

Um diesen Effekt zu verstehen, wurden als Basis für die DFT-Rechnungen die in Abb. 3.14 vorgestellten, perfekt geordneten Fe-Si Kristallstrukturen (durch die Rechnungen bestätigt) mit unterschiedlichen Si-Konzentrationen genommen. Es wurden die Superzellen mit je 16 Atomen wie in Abb. 3.14 als Basis für die Berechnungen genommen, wobei die Gitterkonstanten variiert wurden, indem die tetragonale Verzerrung in der z -Richtung $\epsilon_z \equiv \epsilon$ im Bereich von -2% bis +2% angenommen wurde. Da das Volumen als konstant angesehen wurde, betragen die lateralen Verzerrungen $\epsilon_x = \epsilon_y = -\epsilon/2$. Mit Hilfe der DFT⁸ wurde die out-of-plane Anisotropiekonstante $K_{2\perp}$ ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.15 vorgestellt. Wie man dem Graphen entnehmen kann, hängt $K_{2\perp}$ annähernd linear von ϵ ab. Die Steigung ist negativ für

⁸Für die Details der Berechnungen siehe Ref. [70].

das $\text{D0}_3\text{-Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ System, was bedeutet, dass die Kompression des Gitters senkrecht zur Grenzfläche positive out-of-plane Anisotropie hervorruft. Dieses theoretische Ergebnis kann mit experimentellen Daten der Röntgendiffraktometrie [43] verglichen werden, welche für die out-of-plane Gitterkonstante von $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}/\text{MgO}(001)$ Filmen $a_{\perp} = 0.563$ nm ergaben. Dieser Wert ist um 0.3% kleiner als die Bulk-Gitterkonstante $a_{\text{bulk}} = 0.565$ nm. Betrachtet man nun den theoretischen Wert der out-of-plane Anisotropiekonstante $K_{2\perp} = +12.8$ kJ/m³ für die Verzerrung $\epsilon = -0.3\%$, stellt man fest, dass dieser sehr gut mit dem experimentellen Wert $K_{2\perp} = +11(4)$ kJ/m³ übereinstimmt.

Für das Eisen-reichere A2-geordnete $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}$ System ist der Wert von $dK_{2\perp}/d\epsilon$ positiv. Die Kompression des Gitters senkrecht zur Grenzfläche führt zur negativen out-of-plane Anisotropie. Der experimentelle Wert der out-of-plane Gitterkonstante für dieses System ist $a_{\perp} = 0.571(1)$ nm. Für den Bulkwertes findet man folgendes in der Literatur: In Ref. [71] ist ein Wert von 0.572 nm angegeben, in Ref. [6] läßt sich ein Wert von $a = 0.5712(6)$ nm annehmen. In Näherung kann auch der Bulkwert von Eisen $a = 0.5732$ nm als Referenz dienen. Im Endeffekt scheint für die Verzerrung ein Bereich von -0.17% bis -0.33% als wahrscheinlich. Daher liegt der theoretische Wert der out-of-plane Anisotropie $K_{2\perp}$ zwischen -24 kJ/m³ und -46 kJ/m³. Der Vergleich mit dem experimentellen Wert von $K_{2\perp} = -5.85(2.00)$ kJ/m³ zeigt, dass der Vorzeichenwechsel der Anisotropiekonstante bei der Änderung der Si-Konzentration bestätigt wird. Dieser Übergang findet im Konzentrationsbereich von 12.5% bis 18.75% statt. Die Theorie findet die Ursache dafür in den $d_{xz,yz}$ Elektronenorbitalen nahe des Fermi-niveaus im Spin-Minoritätsband der s.g. (C)-Fe Atome in der D0_3 -Struktur (vergleiche die zweite atomare Lage von unten in Abb. 3.14) – diese Atome zeigen tetraedrale Symmetrie mit den je vier nächsten Fe und Si Nachbarn (für $x = 0.25$). Diese Orbitale sind lokalisiert, energetisch nah zueinander, haben eine starke Spin-Bahn-Kopplung, und verschieben sich bei vertikaler Kompression zu höheren Energien, was im Endeffekt zu positiven Beiträgen zu $K_{2\perp}$ führt. In A2-Systemen ist das theoretische Bild weniger anschaulich, deutet aber wiederum auf eine unter Kompression veränderte Besetzung der d -Orbitale der (C)-Fe Atome hin, die hier zur Abschwächung (also zum negativen Beitrag) der out-of-plane Anisotropie führt [70].

3.4 Modifikation der in-plane uniaxialen Anisotropie

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Mechanismen identifiziert, mit deren Hilfe sich uniaxiale Anisotropie in der Filmebene maßschneidern lässt. Auf der einen Seite gibt es Dipolfelder, die entstehen, wenn im Filmvolumen Einschlüsse mit einer anderen Magnetisierung vorhanden sind. Dieser Mechanismus spielt für die Spinrelaxation eine bedeutende Rolle und wird daher im Kapitel 4 behandelt. Auf der anderen Seite gibt es die bereits erwähnten magneto-elastischen Effekte, die gezielt ausgenutzt werden können.

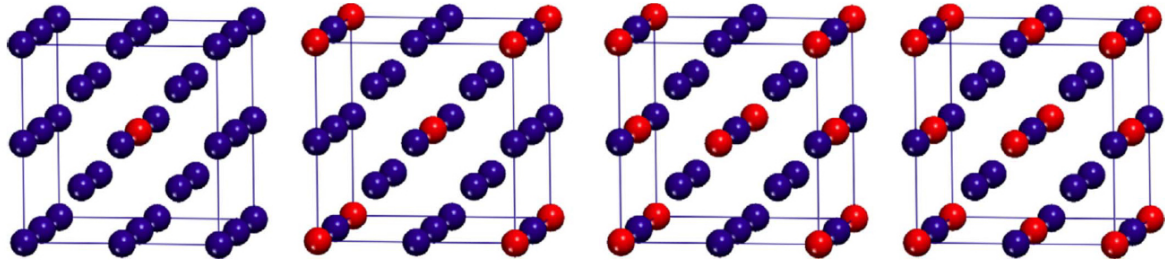


Abbildung 3.14: Atomare Anordnung der $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ Legierungen mit $x=0.0625, 0.125, 0.1875$ und 0.25 für die DFT-Berechnungen. Blaue und rote Kugeln stehen für Fe und Si Atome. Quelle: Ref. [70].

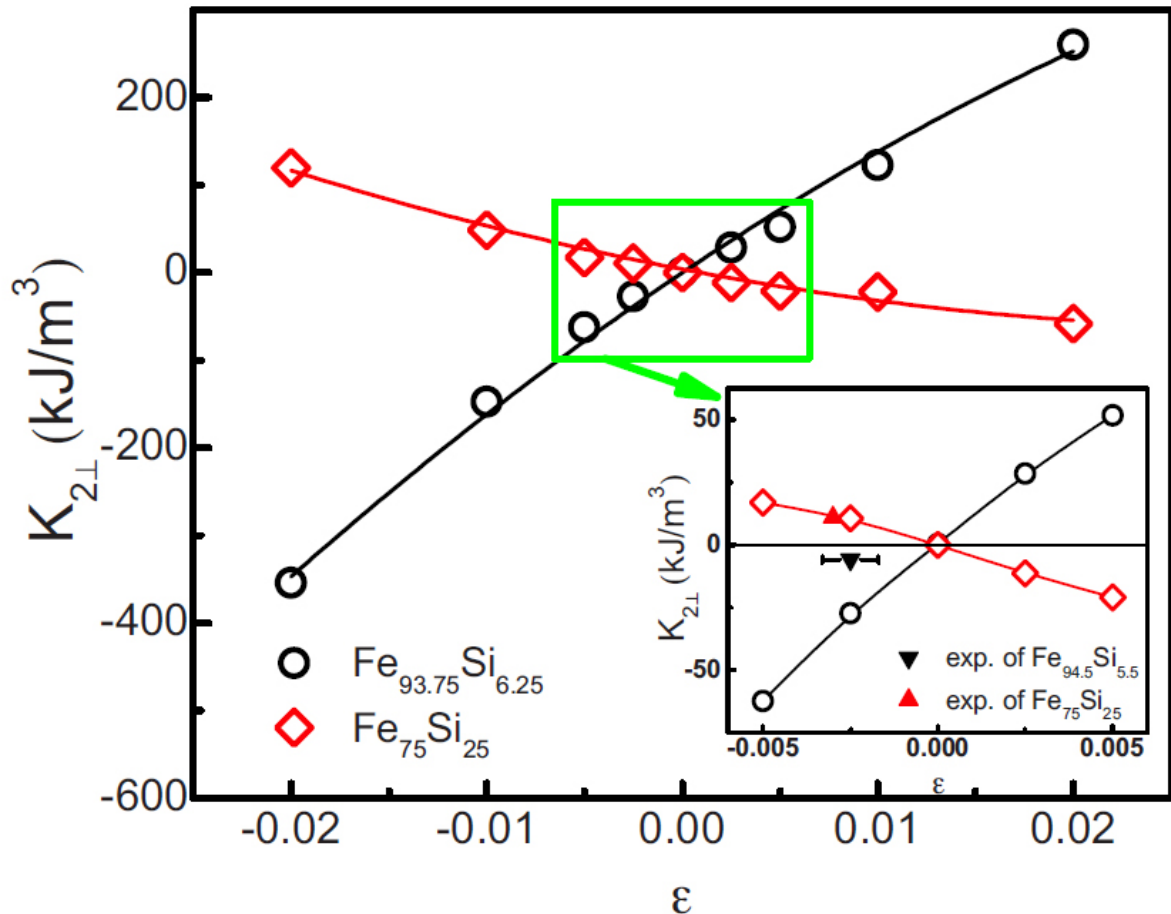


Abbildung 3.15: Mittels DFT berechnete out-of-plane Anisotropiekonstante $K_{2\perp}$ als Funktion der out-of-plane Verspannung ϵ (offene Symbole). Volle Symbole im Inset repräsentieren experimentelle Daten aus FMR Messungen für $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}$ (schwarz) und $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ (rot). Quelle: Ref. [70].

Ein Beispiel für diesen Mechanismus wird im Folgenden in einem amorphen Fe-Co-Zr System gezeigt, das in der Gruppe von B. Hjörvarsson⁹ hergestellt [72] und in der Masterarbeit von Yu Fu¹⁰ untersucht wurde [73]. Zr gilt als Standardelement, um amorphe 3d-basierte Ferromagnete herzustellen. Aufgrund seines großen atomaren Radius unterbindet es die Ausbildung einer kristallinen Struktur in Legierungen. Die Fe-Zr Systeme gelten als Kandidat für 'tunneling magnetoresistance' (TMR) Anwendungen aufgrund des hohen Magnetowiderstands und der hohen Spinpolarisation [74,75].

Ein weiterer Vorteil dieser amorphen Systeme ist ihre strukturelle Uniformität, die auf die Abwesenheit von Kristallfehlern und fehlende Gitterfehlanpassung zurückzuführen ist. Eine Möglichkeit zur Erhöhung der magnetischen Ordnungstemperatur (Curie-Temperatur) bringt die Zugabe von Co.

Das hier untersuchte System stellt ein Multilagensystem dar: auf natürlich oxidiertem Si(111) Substrat befinden sich zwei ferromagnetische Co-Fe-Zr Schichten, die von beiden Seiten in amorphe Al-Zr Grenzschichten eingebettet sind, und mit Al abgedeckt sind: Al(2 nm) / Al₇₀Zr₃₀(3 nm) / [Co₆₈Fe₂₄Zr₈(3 nm) / Al₇₀Zr₃₀(3 nm)]₂ / SiO₂ / Si. Das System wurde in einem Ar-Sputter-Prozess hergestellt, wobei das Substrat auf einem speziellen Probenhalter platziert wurde, der sich permanent um eine Achse senkrecht zur Filmebene gedreht hat, was die asymmetrischen Einflüsse von der Filmherstellung verhindern sollte. Im rotierenden Probenhalter waren ferner zwei Permanentmagnete installiert, die am Ort der Probe ein (homogenes) in-plane Magnetfeld von ca. 10 mT erzeugt hatten – im Folgenden soll es als 'growth field' bezeichnet werden. Die Richtung des Magnetfeldes innerhalb der Filmebene wurde während des Aufdampfprozesses so verändert, dass diese Änderung für die beiden ferromagnetischen Lagen ungefähr 90° betrug.

Die Schichtdicken und die amorphe Struktur der Co-Fe-Zr Proben wurden mit Hilfe von XRR, XRD und HRTEM untersucht [72,73]. Die Sättigungsmagnetisierung wurde mit SQUID gemessen [73] und liegt aufgrund des Zr-Gehalts (8%) mit $M_S = 1.29(2) \times 10^6$ A/m niedriger als die Bulkwerte von Fe (1.707×10^6 A/m) und Co (1.4×10^6 A/m) [76]. In-plane und out-of-plane winkel-abhängige FMR Messungen im X- und S-Band wurden durchgeführt. Das FMR Signal ($d\chi''/dB$) als Funktion des externen Feldes und des in-plane Winkels ist in Abb. 3.16(b-c) vorgestellt. Man erkennt eine komplizierte Signatur mit vierzähliger Symmetrie. Unter der Annahme eines Signals von je einer ferromagnetischen Lage wurden die FMR Spektren in zwei Lorentz-Profile zerlegt (Abb. 3.16(a)). Die in-plane Winkelabhängigkeiten wurden simultan, mit dem gleichen Satz von Fitparametern für die beiden Frequenzen gefittet. Es ergab sich, dass die Signale unabhängig sind und eine reine zweizählige Symmetrie aufweisen, wobei die magnetischen Parameter der beiden magnetischen Lagen weitgehend gleich sind: $g = 2.13$,

⁹Uppsala University, Sweden.

¹⁰Universität Duisburg-Essen.

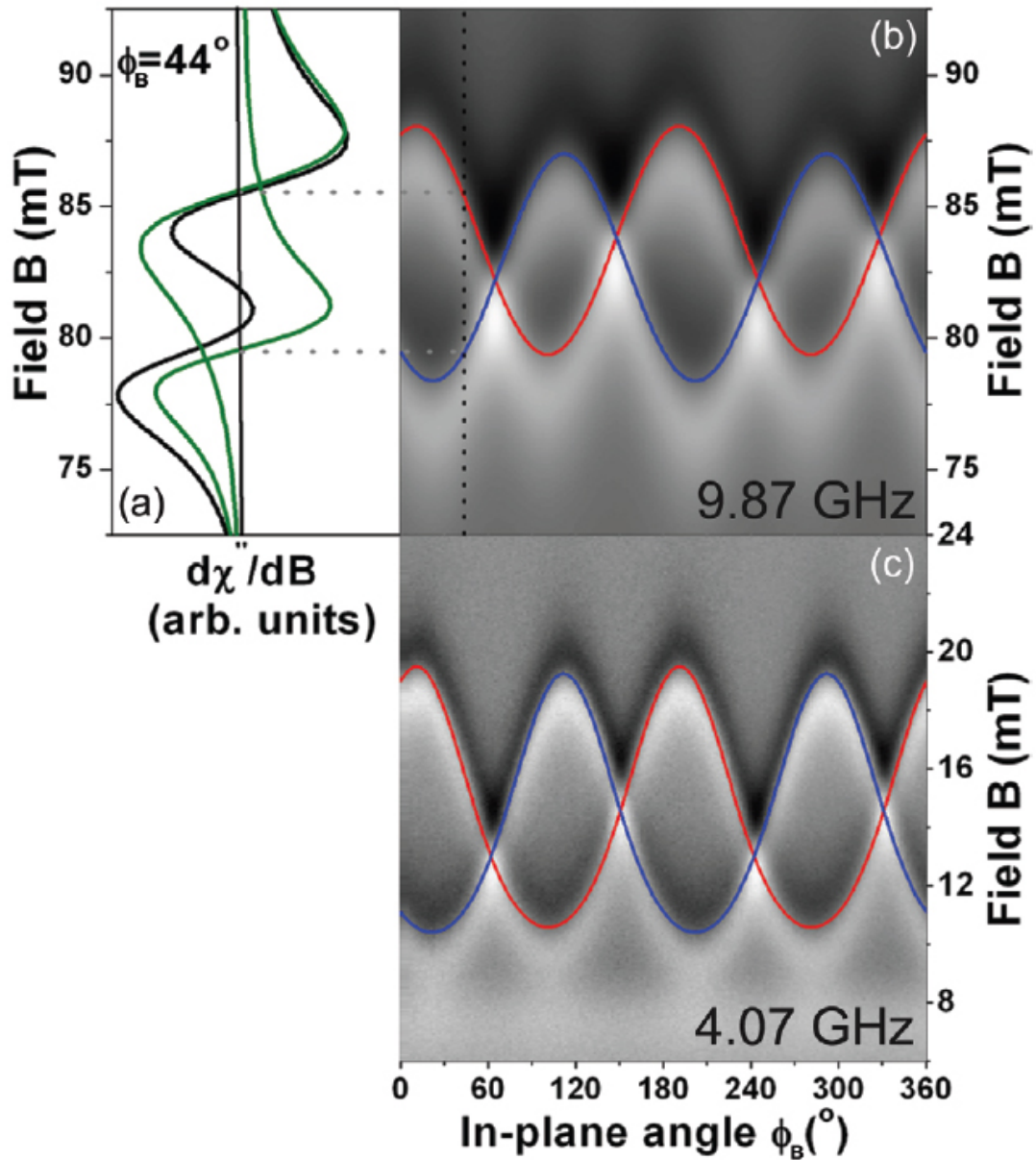


Abbildung 3.16: (a) Das Spektrum aus der in-plane winkelabhängigen FMR Messung (hier bei 44° bei 9.87 GHz) lässt sich zerlegen in zwei Lorentz-Profilen (grün). In (b) und (c) sind als rote und blaue Kurven die Fits zu den daraus ermittelten Resonanzfeldern gezeichnet. Das FMR Signal ist als Funktion des externen Feldes und des in-plane Winkels für 9.87 GHz (b) und 4.07 GHz (c) gezeigt. Es ist farb-kodiert mit hell für hohe und dunkel für niedrige Amplituden. Quelle:Ref. [73].

$B_{eff\perp} = 1.224(5)$ T bzw. $B_{eff\perp} = 1.244(5)$ T und $K_{2\parallel} = 2.9(1) \times 10$ kJ/m³. Der Winkel zwischen den leichten Richtungen der uniaxialen in-plane Anisotropie betrug 100°. Um die Voraussetzung für die Fitprozedur, die in der Annahme zweier unabhängiger Signale lag, zu untermauern, wurden out-of-plane winkelabhängige FMR Messungen ausgewertet. Die Analyse der FMR Intensitäten und der Fit mit den gleichen Parametern, wie oben vorgestellt, bestätigten, dass die beiden ferromagnetischen Schichten magnetisch entkoppelt sind.

Nach der Auswertung der Messdaten lassen sich folgende Schlüsse über das Multilagensystem ziehen: Da die Sättigungsmagnetisierung für die beiden Lagen als gleich angenommen werden kann, muss der geringe Unterschied im effektiven out-of-plane Feld $B_{eff\perp}$ auf den Unterschied in $K_{2\perp}$ zurückzuführen sein. Da Volumenbeiträge zur out-of-plane Anisotropie in einem amorphen System eher unwahrscheinlich sind, muss es einen Unterschied in der Oberflächenanisotropie von $\Delta K_S = (7.6 - 7.2) \times 10^{-4} = 0.4 \times 10^{-4}$ J/m² bedeuten. Dieser ist so klein, dass man die Qualität bzw. Reproduzierbarkeit der einzelnen Lagen als sehr gut ansehen kann.

Ferner wurde festgestellt, dass die leichte Richtung der uniaxialen in-plane Anisotropie sich mit Hilfe des 'growth field' in jeder magnetischen Lage unabhängig einstellen lässt. Die Abweichung der Differenzwinkel für die Richtungen des 'growth field' und der leichten Richtung von $K_{2\parallel}$ beträgt 10° und ist vermutlich auf eine ungenaue Einstellung während des Wachstumsprozesses zurückzuführen. Die leichte Richtung liegt parallel zur Richtung des 'growth field', wie weitere Messungen an Einzellagen bestätigt haben. Da die Filme aufgrund der strukturellen Untersuchungen als amorph angesehen werden müssen, scheinen für diese magnetische Anisotropie magneto-elastische Effekte im Bereich der Nahordnung verantwortlich zu sein.

Im Bezug auf das Fehlen einer Zwischenlagenkopplung, müssen folgende Aspekte berücksichtigt werden [73]. Die magnetostatische Kopplung (aufgrund magnetischer Dipolfelder) mit etwa $\Delta E_{demag} = 1 \times 10^{-8}$ J/m³ ist vernachlässigbar klein. Eine indirekte RKKY¹¹ Austauschkopplung ist in amorphen Systemen aufgrund fehlender wohldefinierter Kopplungspunkte auf der Fermi-Oberfläche stark reduziert. Dennoch kann die vorliegende Untersuchung die (schichtdicken-unabhängige) Kopplungskonstante nicht abschliessend mit Null identifizieren, da die Kopplung oszillatorisch ist und zufälligerweise gerade für die Dicke der Pufferschicht durch Null gehen könnte.

Die oben beschriebenen Eigenschaften des Systems stellen einen interessanten Fall der magneto-elastischen Anisotropie bei fehlender kristalliner Struktur dar und bieten Ansatzpunkte für Anwendungen in z.B. TMR Anwendungen, da sich die magnetischen Parameter für die einzelnen Lagen unabhängig voneinander kontrollieren lassen.

¹¹Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida.

3.5 Austauschwechselwirkung in Fe-Si

Nachdem sich die vorhergehenden Kapitel mit den Anisotropiefeldern beschäftigt haben, soll in diesem Kapitel die Aufmerksamkeit auf die Austauschwechselwirkung gelenkt werden. In einem dünnen Film gibt es zwar keine ideale Uniformität der Magnetisierungsanregung, da die magnetischen Parameter an den Grenzflächen sich vom Volumen unterscheiden und es zum Pinning kommen kann – die uniforme Mode ist somit eigentlich eine Spinwelle nullter Ordnung. Der Einfluss der Austauschfelder in diesem Fall ist im Allgemeinen vernachlässigbar [43]. Anders sieht es aus, wenn Magnonen mit einem endlichen Wellenvektor involviert sind.

Um die Austauschwechselwirkung messbar zu machen, sind nicht-uniforme Magnetisierungsanregungen nötig. Für dünne Filme bietet sich die Methode der 'Standing-Spin-Wave-Resonance'. Aufgrund der Randbedingungen der Grenzflächen und der Nichtuniformität der Mikrowellenfeldes innerhalb der Probe können Spinwellen angeregt werden, die stark (gerade Anzahl von Wellenknoten) oder schwach (ungerade Anzahl der Wellenknoten) an das externe Mikrowellenfeld koppeln und mittels FMR detektiert werden können.

Die zu untersuchenden Proben sind mit Cr abgedeckte, epitaktische $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ Systeme, die gemäß der im Kapitel 3 beschriebenen Wachstumsbedingungen hergestellt wurden. Die Schichtdicken sind mit 40, 80 und 100 nm relativ groß gewählt, was daran liegt, dass mit steigender Schichtdicke sich die Anzahl der detektierbaren Moden im experimentell zugänglichen Frequenzbereich erhöht.

Die Messungen wurden während eines Aufenthalts in der Gruppe von Z. Frait¹² durchgeführt. Die experimentelle Methode ist im Kapitel 2 beschrieben. Die FMR Spektren wurden bei Frequenzen von 36 GHz, 49 GHz und 69 GHz aufgenommen. Das Signal-Rausch-Verhältnis (siehe Abb. 3.18) ist gut und erlaubt eine direkte Auswertung der FMR Felder und Linienbreiten.

Das Signal geringerer Intensität in Abb. 3.17 beim tieferen Feld stammt von einer stehenden Spinwelle her. Der Feldunterschied zwischen der Spinwelle und der Hauptmode kann durch den Beitrag des Austauschfeldes beschrieben werden, der in erster Näherung durch $D q^2$ mit der Spinwellen-Steifigkeit $D = 2A/M$ geschrieben werden kann. Für die Hauptmode ist das Austauschfeld annähernd Null ($q = 0$). Für die Spinwelle wird die Modennummer auf $q = 1$ gesetzt. Die Austauschkonstante $A = 9.2(6) \times 10^{-12}$ J/m wird mit dem Magnetisierungswert $M = 0.9565 \times 10^6$ A/m aus Ref. [77] berechnet. Um zu überprüfen, ob die Austauschfeld-Näherung akzeptabel ist, kann man auf die Theorie zur Spinwellen-Resonanz von Frait und Fraitová [12] zurückgreifen.

Man geht zunächst von der Landau-Lifshitz-Gleichung nach MacDonald, Bhagat und Lubitz [78] aus:

¹²Institute of Physics, Academy of Sciences of Czech Republic, Prague.

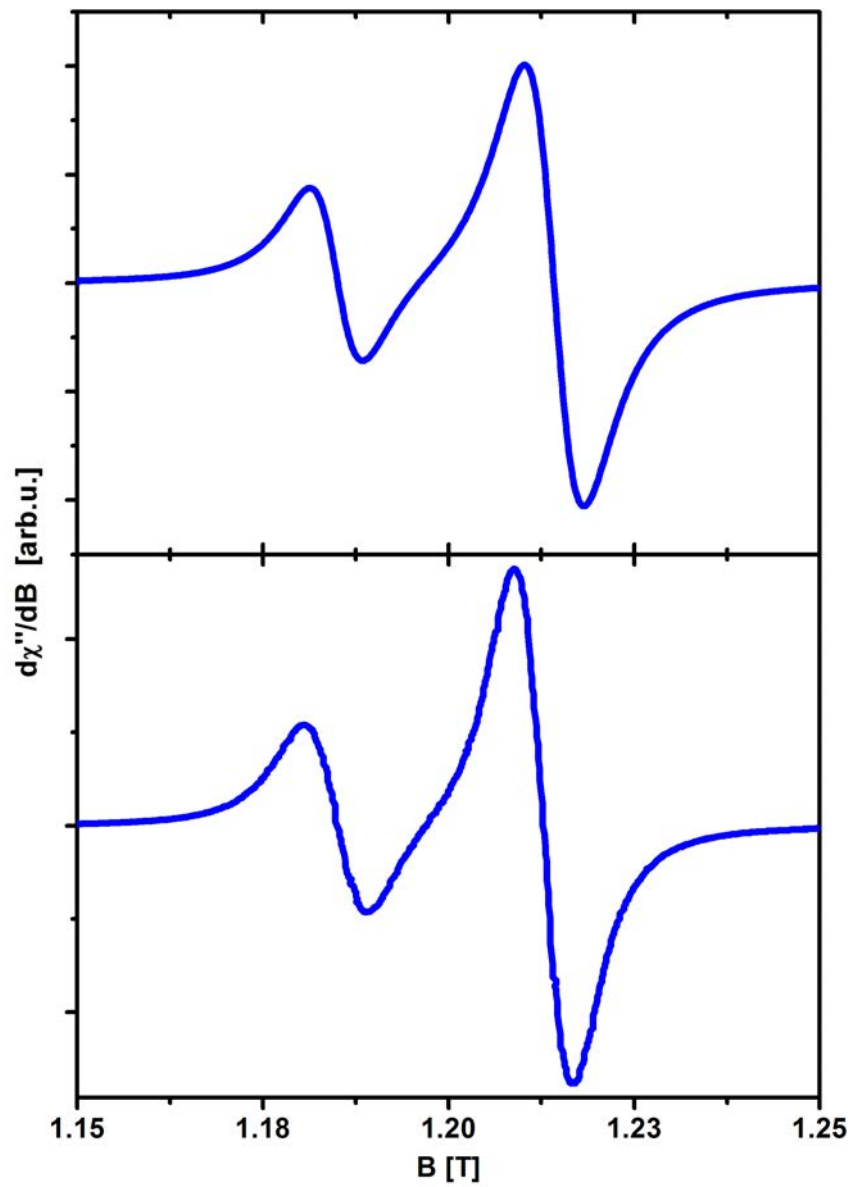


Abbildung 3.17: In-plane FMR Spektren von (80 nm) $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ bei 49 GHz. Theorie (oben) und Experiment (unten) unterscheiden sich geringfügig im Profil, mit Hilfe der Simulation lässt sich die Austauschkonstante bestimmen.

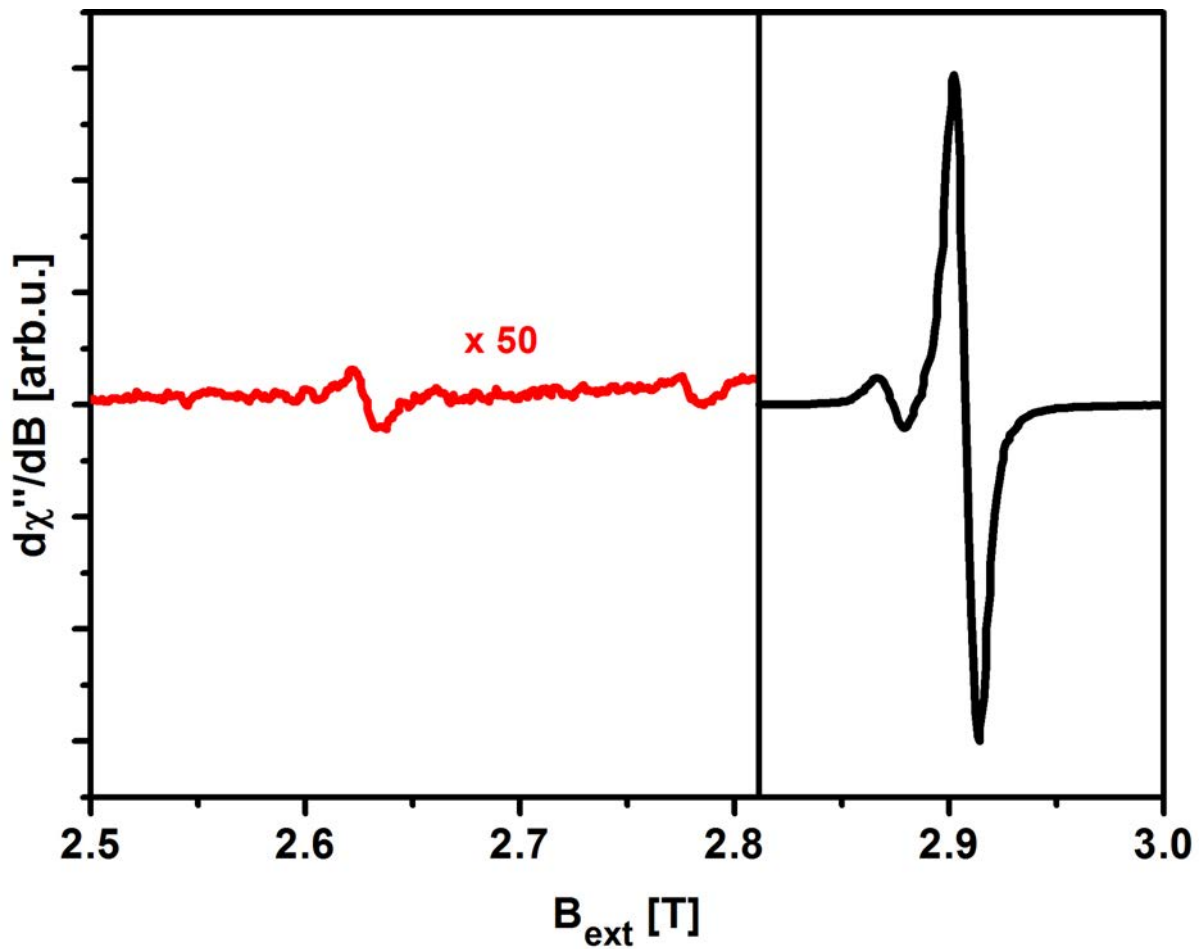


Abbildung 3.18: Ouf-of-plane FMR-Spektrum von 80 nm $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ bei 49 GHz. Neben der Hauptmode (ganz rechts) tauchen Spinwellen auf, was auf Inhomogenitäten im Film und inhomogene Mikrowellenanregung hindeutet und die Bestimmung der Austauschkonstante erleichtert.

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \left[\vec{B} + \frac{2A}{M^2} \nabla^2 \vec{M}^2 - \frac{\lambda}{\gamma M^2} \vec{M} \times \left(\vec{B} + \frac{2A}{M^2} \nabla^2 \vec{M}^2 \right) \right] \quad (3.2)$$

Diese gilt es zusammen mit den Maxwell-Gleichungen¹³

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{d(\vec{H} + 4\pi\vec{M})}{dt} \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{4\pi\sigma}{c} \vec{E} \quad (3.4)$$

(σ ist die elektrische Leitfähigkeit, H und E sind das magnetische und das elektrische Feld) und den Randbedingungen¹⁴ eines dünnen Films zu lösen. Hierzu werden alle relevanten Größen in quasi-statische \vec{M}_{qs} und dynamische ($\vec{m}(t)$) Komponenten zerlegt, so wie z.B. $\vec{M}(t) = \vec{M}_{qs} + \vec{m}(t)$, mit der Annahme, dass die quasi-statischen Komponenten gleich den statischen sind $\vec{M}_{qs} \approx \vec{M}_S$. Für die dynamischen Komponenten wird eine zeitlich periodische und räumlich propagierende Lösung der Form $\exp(i\omega t) \exp(-\vec{k}\vec{r})$ angenommen, wobei \vec{r} in der Propagationsrichtung der Spinwelle – also senkrecht zur Filmebene – liegt. Zur Darstellung der Spinwellenanregung wird die s.g. Oberflächenimpedanz benutzt, die proportional zum Verhältnis der tangentialen dynamischen Komponenten des elektrischen und des magnetischen Feldes an der Filmoberfläche ist. Die unübersichtliche analytische Lösung dieses Problems kann numerisch¹⁵ ausgewertet werden [12]. Diese als 'Complete Theory' bezeichnete Methode erlaubt es, vollständige Spektren zu simulieren. In Abb. 3.17 werden ein theoretisches und ein experimentelles Spektrum gezeigt – nicht nur Resonanzfelder, sondern auch die Linienbreiten lassen sich vergleichen. Der Vorteil dieser Methode liegt auch darin, dass weitere Spinwellenmoden durch leichte Modifikationen der Rechnung sichtbar gemacht werden. Die Auswertung mehrerer solcher Moden in Abb. 3.18 zusammen mit der Auswertung der Ergebnisse bei mehreren Frequenzen erlaubt eine genauere Bestimmung der Austauschkonstante $A = 8.6(9) \times 10^{-12}$ J/m. Dieser Wert ist vergleichbar ($\pm 40\%$) mit den Ergebnissen der Brillouin-Spektroskopie aus Ref. [79], und soll im Weiteren als Referenz dienen.

Ausblick Wie bereits erwähnt, bietet die FMR bei hohen Frequenzen die Möglichkeit, sowohl den Einfluss des Austauschfeldes und der Randbedingungen auf die Anregung der Spinwellenmoden, als auch ihre Dämpfung zu untersuchen. Hierzu wurde vom Autor das bestehende Experiment dahingehend weiterentwickelt, dass mit der an der Akademie der Wissenschaften in Prag Apparatur auch out-of-plane winkelabhängige Messungen durchgeführt werden konnten.

¹³wegen der besseren Übersicht in CGS angegeben.

¹⁴Rado-Weertman Bedingung [12]: $\left[(2A/M) \frac{\vec{M}_{qs}}{M_{qs}} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial r} \right] + \vec{T}_{surface} = 0$, wobei $\vec{T}_{surface}$ die Summe aller, nicht durch die Austauschwechselwirkung bedingten, Drehmomente an der Filmoberfläche ist.

¹⁵Das Programm wurde von Frait und Fraitová zur Verfügung gestellt.

Das ermöglichte die Beobachtung des polaren Verlaufs der Hauptmode und der Spinwellenmode bei 49 GHz. Wie in Abb. 3.19 gezeigt, sind die Moden über den gesamten Winkelbereich wohl separiert. Die Linienbreite der Hauptmode liegt unterhalb der der Spinwelle. Der initiale Abfall der Linienbreiten im Bereich von 0 bis etwa 60° könnte auf den Zwei-Magnonen-Prozess zurückzuführen sein – seine Winkelabhängigkeit wird im Kapitel 4 näher beschrieben. Der anschließende Anstieg der Linienbreiten könnte mit den Dragging-Effekten zusammenhängen, die nahe der out-of-plane Orientierung zunehmen und im Kapitel 4 behandelt werden. Für eine abschließende Klärung der out-of-plane Winkelabhängigkeit müsste die 'Complete Theory'-Methode erweitert werden.

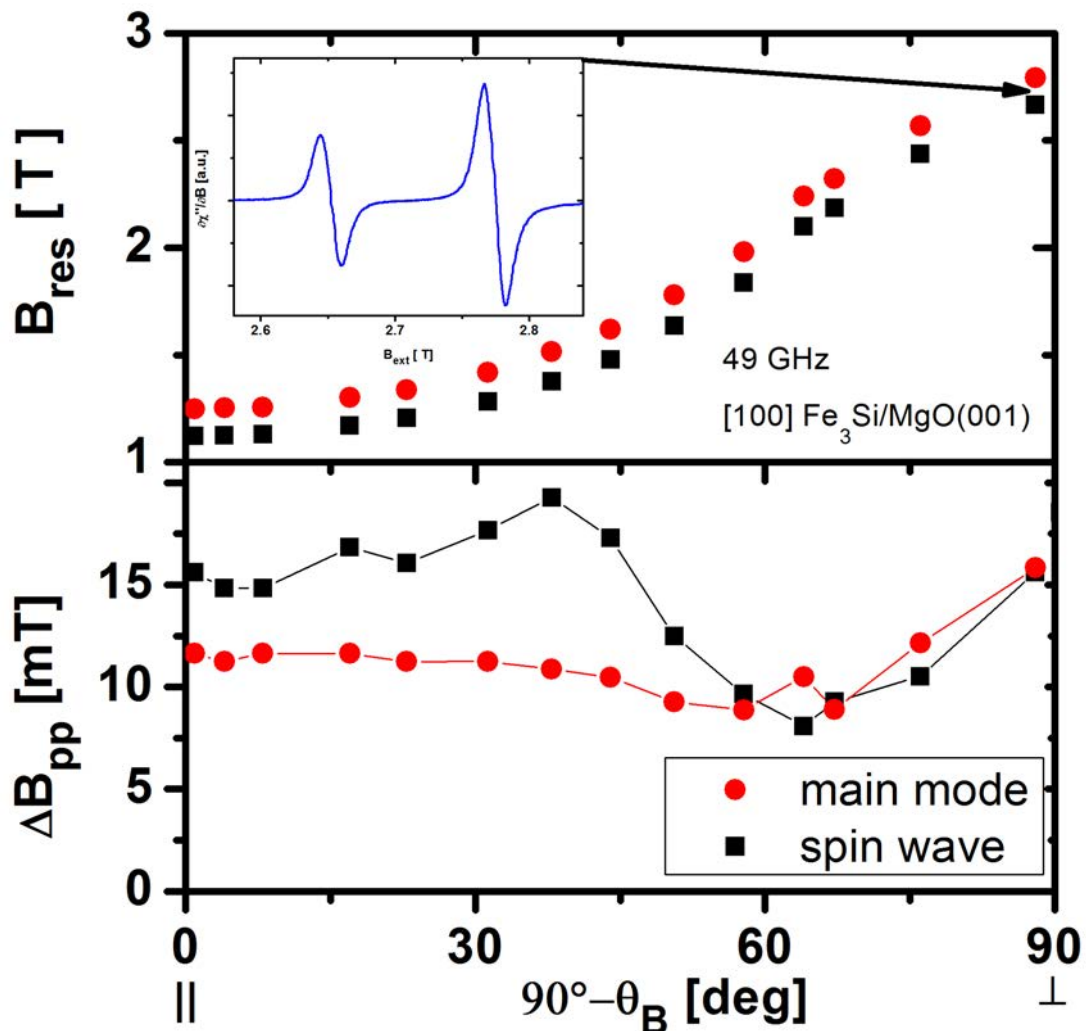


Abbildung 3.19: Out-of-plane FMR Messungen an einem 40 nm dicken $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ Film bei 49 GHz. (a) Winkelabhängigkeit der FMR Felder der Hauptmode (rote Punkte) und der ersten Spinwelle (schwarze Punkte) – entsprechend die Peaks rechts und links im Inset. (b) Die Linienbreite der Hauptmode nimmt bei der Drehung des externen Magnetfeldes von in-plane zu out-of-plane zunächst ab, was auf die Präsenz der Zwei-Magnonen-Prozesse hindeutet; der anschließende Anstieg der Linienbreite hängt mit den Dragging-Effekten zusammen. Der Linienbreiten-Verlauf der Spinwelle bedarf weiterer Überlegungen. Fehlerbalken des Winkels liegt bei 5° .

4 Dynamische magnetische Parameter

4.1 FMR Linienbreite und Spinrelaxation

Die FMR Linienbreite bietet eine direkte Möglichkeit, Relaxationsraten zu untersuchen. Sie setzt sich zusammen gemäß:

$$\Delta B = \Delta B_{inh} + \frac{1}{\Psi} [\Delta B_G + \Delta B_{extr}]. \quad (4.1)$$

Hier ist ΔB_{inh} der inhomogene Linienverbreiterungsbeitrag, ΔB_G ist der Betrag aufgrund intrinsischer Relaxationsprozesse, der im Weiteren als Gilbertdämpfung bezeichnet wird, und ΔB_{extr} ist der Beitrag aufgrund extrinsischer Relaxationsprozesse, der – wie im Kapitel 1 ausgeführt – in dünnen Filmen auf die Zwei-Magnonen-Prozesse zurückzuführen ist. Wie man der Gl. 4.1 entnehmen kann, werden die Beträge, die direkt mit den Relaxationsprozessen zusammenhängen, mit dem Faktor $\frac{1}{\Psi}$ skaliert. Dabei bezeichnet Ψ die s.g. Dragging-Funktion (siehe Kapitel 4.1.4).

4.1.1 Inhomogene Linienbreite

Der inhomogene Linienbreitenbeitrag resultiert aus dem Umstand, dass die konventionelle FMR eine integrale (es wird die gesamte Probe gemessen) Messmethode ist und dass die realen Proben nicht perfekt sein können und somit eine gewisse, räumliche Variation magnetischer Parameter aufweisen. Diese führt dazu, dass die lokalen Resonanzbedingungen leicht auffächern und die FMR Linien bei leicht unterschiedlichen externen Magnetfeldern auftreten. In den Fällen starker Variation der magnetischen Parameter kann dies zur Aufspaltung der FMR Linie führen; in den meisten Fällen jedoch ist diese so gering, dass es nur zu einer Linienverbreiterung kommt [53].

Wie Experimente zur lokalen FMR [80,81] in der Vergangenheit gezeigt haben, ist in dünnen Filmen der inhomogene Beitrag normalerweise auf die laterale Variation der magnetischen Parameter zurückzuführen. Eine mögliche Ursache sind lokal veränderte Beiträge der magnetischen Anisotropien. Die lokalen Bereiche der Probe können aber auch einen unveränderten

Betrag der Anisotropie, aber eine in Relation zum Mittelwert geneigte Anisotropieachse haben. Bei einem monokristallinen Film liegt das daran, dass die einzelnen Kristallite um einen kleinen Winkel sowohl in der Filmebene als auch senkrecht zum Film zueinander geneigt sind. Die durchschnittliche azimuthale und polare Verdrehung der Kristall-Achsen (in den meisten Fällen liegen diese im Bereich einiger Zehntel Grad) – $\Delta\phi_{inh}$ und $\Delta\theta_{inh}$ – führen in erster Näherung zum inhomogenen Beitrag gemäß [43]:

$$\Delta B_{inh} = \left| \frac{dB_{res}}{d\phi_B} \right| \Delta\phi_{inh} + \left| \frac{dB_{res}}{d\theta_B} \right| \Delta\theta_{inh} \quad (4.2)$$

Die inhomogene Linienbreite hängt somit von der ersten Ableitung des Resonanzfeldes nach den Winkeln ab. Angenommen, es wird eine in-plane Winkelabhängigkeit der Linienbreite betrachtet, dann verschwindet der polare Anteil zur inhomogenen Linienbreite aufgrund von $\frac{dB_{res}}{d\theta_B} = 0$. Die Signatur (Winkelabhängigkeit) von ΔB_{inh} ist dann proportional zu $\left| \frac{dB_{res}}{d\phi_B} \right|$. Dieser Term lässt sich aus experimentellen FMR Daten ermitteln und weist aufgrund des Absolutbetrags eine verdoppelte Symmetrie auf. Diese Tatsache erlaubt es, den inhomogenen Betrag mit Hilfe winkelabhängiger Daten zu extrahieren und die Beiträge der Relaxationsprozesse zu ermitteln. Die Frequenzabhängigkeit der inhomogenen Linienbreite folgt dem Term $\left| \frac{dB_{res}(\omega)}{d\phi} \right|$ und wird in vielen Fällen als näherungsweise frequenzunabhängig angesehen [43] (Abb. 4.1).

In dieser Arbeit wird die obige Gleichung 4.2 benutzt. Da diese eine Entwicklung darstellt und im Falle lokaler Extrema zu Null wird, was dem tatsächlichen inhomogenen Beitrag nicht gänzlich entspricht, sollen hier vollständigkeithalber noch zwei weitere Herangehensweisen skizziert werden. Falls man über berechnete oder an Referenzproben gemessene FMR Spektren mit Linienbreiten verfügt, die keine oder nur vernachlässigbar kleine inhomogene Linienverbreiterung aufweisen, kann das Problem der Formel 4.2 umgangen werden: Die folgende Formel liefert auch für die Extrema der (azimuthalen $\psi = \phi$ oder polaren $\psi = \theta$) Winkelabhängigkeit $B_{res}(\psi)$ einen von Null verschiedenen Beitrag, da hier keine Entwicklung benutzt wird:

$$\begin{aligned} \Delta B = & \quad \frac{1}{2} \Delta B_{local}(\psi_{min}) \\ & + [B_{res, local}(\psi_{max}) - B_{res, local}(\psi_{min})] \\ & + \quad \frac{1}{2} \Delta B_{local}(\psi_{max}). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Dabei steht ψ für den im Experiment veränderlichen Winkel und $\Delta\psi_{inh}$ für die Variation der azimuthalen bzw. polaren Anisotropieachsen. ψ_{min} und ψ_{max} bezeichnen die Winkel innerhalb des Gesamtspektrums, für die das Resonanzfeld $B_{res}(\psi_{min})$ minimal bzw. $B_{res}(\psi_{max})$ maximal ist. Der Index *local* verweist auf die Größen, die für ein Volumenelement berechnet oder gemessen werden, das als homogen (frei von inhomogener Linienverbreiterung) anzusehen ist. Die

Formel 4.3 berücksichtigt näherungsweise sowohl die Variation der Resonanzfelder als auch die der Linienbreiten.

Auch wenn für die hier vorgestellten Proben die inhomogene Linienbreite einen sehr kleinen Beitrag liefert und für die Auswertung der Relaxationsprozesse keine Rolle spielt, stellt sie prinzipiell keinen parasitären Effekt dar und könnte für eine weitergehende Analyse der Spektren verwendet werden. Die größte Genauigkeit bringt das Aufintegrieren von einzelnen berechneten Spektren unter Berücksichtigung ihrer Intensität. Diese Methode eignet sich auch für Proben, in denen große Variationen der magnetischen Parameter vorliegen, auch z.B. für ein Ensemble von monokristallinen Nanopartikeln in Ref. [82]. Das integrale FMR Signal S setzt sich dann aus den Signalen s_j einzelner Volumenelemente der Probe zusammen:

$$S(B) \equiv \chi''(B) = \sum_j^{\text{sample volume}} s_j \quad (4.4)$$

Hat man eine Funktion $L(B)$ des externen Magnetfeldes als einen plausiblen Ansatz für das Absorptionssignal aus einem Volumenelement s_j (i.d.R. eine Lorentzkurve) und lassen sich die Attribute dieser Funktion, wie z.B. Intensität, Linienbreite und Resonanzfeld, plausibel parametrisieren, indem für die Attribute Distributionsfunktionen von den Parametern p_1, \dots, p_N angenommen werden, so kann man aus dem Fit von z.B. Winkelabhängigkeiten der Linienbreite oder aus dem Fit mehrerer ganzer Spektren Information über die Verteilung der magnetischen Parameter in den Volumenelementen bekommen.

$$S(B) = \int_{p_1} \dots \int_{p_N} L_{p_1, \dots, p_N} \quad (4.5)$$

Diese Methode funktioniert trotz eines gewissen Rechenaufwandes für viele Systeme gut. Ihr Nachteil ist jedoch die Voraussetzung eines Ansatzes. Aus dem integralen Signal S lässt sich ohne einen solchen Ansatz i.d.R. keine allgemeine Lösung für die Verteilung der magnetischen Parameter herleiten, da die Faltung $\{p_1, \dots, p_N\} \mapsto S(B)$ keine bijektive Abbildung der Parameter $x = \{p_1, \dots, p_N\} \in X$ auf das Signal $S \in Y$ darstellt. Eine Lösungsmöglichkeit wäre, aus der Umkehrung der Gl. 4.5 auf eine Familie $\{p_1, \dots, p_N\}_{q=1..Q} \in X^Q$ von Parametern zu schließen und dann eine Plausibilitätsüberprüfung der Elemente von X^Q vorzunehmen. Die Ausarbeitung dieses Ansatzes findet nicht im Rahmen dieser Arbeit statt.

4.1.2 Intrinsische Relaxation

Der Beitrag zur Linienbreite aufgrund von intrinsischen Prozessen ist proportional zum Gilbert-Parameter und somit zur intrinsischen Dämpfungskonstante (Gilbert-Konstante) α (siehe Kapitel 1.3.2)

$$\Delta B_G = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha \omega}{\gamma}. \quad (4.6)$$

Hier erscheint der Faktor $2/\sqrt{3}$, weil sich die Linienbreite auf die Peak-to-Peak Linienbreite (wie überall in dieser Arbeit – siehe Kapitel 2) bezieht. Die Gilbertdämpfung nimmt proportional zur Frequenz zu, die Linienbreite zeigt daher eine Gerade in der Frequenzabhängigkeit in Abb. 4.1.

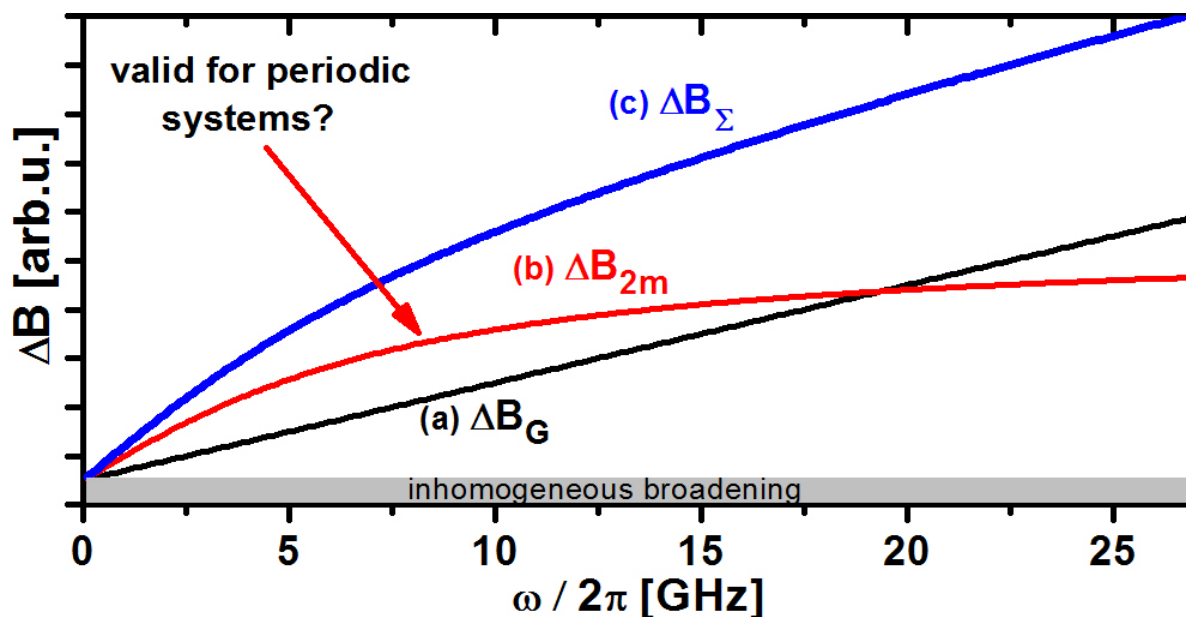


Abbildung 4.1: Frequenzabhängigkeit der unterschiedlichen Beiträge zur Linienbreite: Die inhomogene Linienbreite ΔB_{inh} ist annähernd konstant. Die intrinsische Linienbreite ΔB_G nimmt linear mit der Frequenz ω zu. Die extrinsische Linienbreite folgt dem gekrümmten arcsin-Verlauf, der sich – wie in der Abbildung indiziert – im Weiteren als nicht allgemeingültig herausstellen wird. Quelle: adaptiert aus Ref. [83].

Wie bereits im Kapitel 1.3.2 beschrieben, darf man für die Winkelabhängigkeit der Gilbertdämpfung eine isotrope Funktion annehmen. Weiter unten wird die Isotropie der Gilbertdämpfung für die hier gezeigten Systeme bewiesen.

4.1.3 Extrinsische Relaxation

Der Zwei-Magnonen-Prozess – der dominante Beitrag zur extrinsischen Relaxation in dünnen Filmen ($\Delta B_{extr} = \Delta B_{2m}$) – hat eine komplexe Signatur sowohl in der Winkel- als auch in der Frequenz-Abhängigkeit. Arias und Mills etablierten die Theorie des Zwei-Magnonen-Prozesses im Jahr 1999 [84], in der sie eine völlig zufällige Verteilung der Streuzentren annahmen und auf der Grundlage der Streutheorie für die Frequenzabhängigkeit der Relaxationsrate folgenden Ausdruck herleiteten:

$$\Delta B_{2m} \propto \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + (\gamma B_{eff\perp}/2)^2} - \gamma B_{eff\perp}/2}{\sqrt{\omega^2 + (\gamma B_{eff\perp}/2)^2} + \gamma B_{eff\perp}/2}} \quad (4.7)$$

Die Frequenzabhängigkeit der extrinsischen Linienbreite in Abb. 4.1 folgt daher dem arcsin-Verlauf und sättigt bei hohen Frequenzen. Die Theorie identifiziert die Abnahme der Endzustände mit steigender Frequenz als Ursache für das Verhalten von ΔB_{2m} . Im Kapitel 4.10 wird diese Theorie aufgegriffen und weiterentwickelt, um auch für die extrinsische Relaxation in Systemen mit nicht-zufälliger Verteilung von Streuzentren Rechnung zu tragen.

Es ist sinnvoll den 2-Magnonen-Prozess durch seine Intensität Γ zu parametrisieren. Hierbei muss immer unterschieden werden, ob dieser Parameter für eine bestimmte Frequenz gilt oder als frequenz-unabhängig angesehen werden muss. In vielen Fällen ist der folgende Ansatz angebracht:

$$\Delta B_{2m} = \frac{\Gamma}{\gamma} \quad (4.8)$$

$$\Gamma = \Gamma^{max} \times f(\phi_M, \theta_M) \quad (4.9)$$

$$\Gamma^{max} = \tilde{\Gamma}^{max} \times \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{\omega^2 + (\gamma B_{eff\perp}/2)^2} - \gamma B_{eff\perp}/2}{\sqrt{\omega^2 + (\gamma B_{eff\perp}/2)^2} + \gamma B_{eff\perp}/2}} \quad (4.10)$$

Zunächst wird also anstelle des Linienbreitenbeitrages die Intensität des 2-Magnonen-Prozesses Γ , die die Einheit der Frequenz besitzt, benutzt. Des Weiteren wird die Anisotropie – oder generell die azimutale und polare Winkelabhängigkeit des Prozesses durch die Funktion $f(\phi_M, \theta_M) = f_\phi(\phi_M) \times f_\theta(\theta_M)$ ausgedrückt, die weiter unten definiert wird.

Der Zwei-Magnonen-Prozess kann nicht in der out-of-plane Konfiguration existieren, da hier aufgrund einer veränderten Magnonen-Dispersionsrelation keine Endzustände vorhanden sind. Es ist üblich [43,85], für die out-of-plane Winkelabhängigkeit die Heavyside'sche Stufenfunktion $f_\theta = \Theta(\theta_M - 45^\circ)$ zu verwenden, die den Zwei-Magnonen-Prozess abschneidet, sobald die Magnetisierung um 45° aus der Filmebene heraus orientiert ist. Im Kapitel 4.9 wird gezeigt, dass die out-of-plane Winkelabhängigkeit einen komplizierteren Verlauf aufweist.

Die in-plane Winkelabhängigkeit des Zwei-Magnonen-Prozess hängt von den folgenden Aspekten ab:

- Die magnonische Dispersionsrelation verändert sich, abhängig von der in-plane Anisotropie, bei der Rotation der Magnetisierung innerhalb der Filmebene. Das führt zu veränderten k -Endzuständen und ihrer Anzahl. Im Rahmen der Arias und Mills Theorie sind von P. Landeros Rechnungen durchgeführt worden, die zeigen, dass der Einfluss der variablen Dispersionsrelation am größten für Systeme mit großer magnetischer Anisotropie

ist. Rechnungen an Fe und $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ lassen diesen Effekt auf vernachlässigbare 5% abschätzen. Es soll in der weiteren Diskussion keine Rolle spielen.

- Das Streufeld kann eine in-plane Winkelabhängigkeit aufweisen und daher für eine anisotrope Kopplung der uniformen Magnonen ($k = 0$) an die Endzustandsmagnonen ($k_S \neq 0$) sorgen. Die Symmetrie des Streufeldes überträgt sich auf die Relaxationsrate. Allerdings spielt auch die Ursache des Streufeldes, also Variation des magneto-kristallinen Feldes oder der Dipolfelder, eine entscheidende Rolle für die Symmetrie des 2-Magnonen-Prozesses [86] (siehe Kapitel 4.6).

4.1.4 Dragging Effekte

Die Dragging-Effekte (4.1), die die intrinsische und extrinsische Linienbreite skalieren, treten auf, wenn die Richtungen der Magnetisierung und des externen Magnetfeldes aufgrund von Anisotropiefeldern stark voneinander abweichen. In grober Näherung hängen die Dragging-Effekte vom Winkel zwischen der Magnetisierung und dem externen Feld ab gemäß [60]:

$$\frac{1}{\Psi} = \frac{1}{\cos(\angle(\vec{M}, \vec{B}))}. \quad (4.11)$$

Sie sind daher minimal (bei Abwesenheit der uniaxialen Anisotropie sogar abwesend), wenn das externe Feld entlang der leichten oder schweren Richtung der magneto-kristallinen Anisotropie angelegt ist, und erhöht, wenn das externe Feld zwischen den Anisotropieachsen liegt. Die Abb. 4.2 zeigt den in-plane Winkel der Magnetisierung als Funktion des externen Feldes für unterschiedliche Orientierungen für einen dünnen Film mit reiner magneto-kristallinen Anisotropie von $K_4 = 33.6 \text{ kJ/m}^3$. Wie man sieht, sind die Abweichungen der Orientierungen der Magnetisierung und des externen Feld am größten, wenn die Magnetisierung sich in einem asymmetrischen Bereich der freien Energiedichte befindet. Die Dragging-Effekte können bei genügend großen Anisotropien sehr stark sein und die in-plane Signatur der Linienbreite dominieren, wie weiter unten gezeigt wird.

Bei out-of-plane winkelabhängigen Messungen spielen die Dragging-Effekte immer eine große Rolle. Da das Formanisotropie-Feld sehr stark ist und eine uniaxiale Symmetrie aufweist, durchläuft die Magnetisierung bei Rotation von in-plane zu out-of-plane zwangsläufig Bereiche der freien Energiedichte, die stark asymmetrisch sind. Das führt zu einem starken Anstieg der Linienbreite nahe der out-of-plane Orientierung, wobei das Maximum dieses Anstiegs vom externen Feld und daher über die $B_{res}(\omega)$ Beziehung von der Frequenz abhängt (vergleiche Kapitel 4.9).

Die Formel 4.11 veranschaulicht den Zusammenhang der Dragging-Effekte mit dem Winkel zwischen der Magnetisierung und dem externen Feld, ist jedoch eine schlechte Näherung,

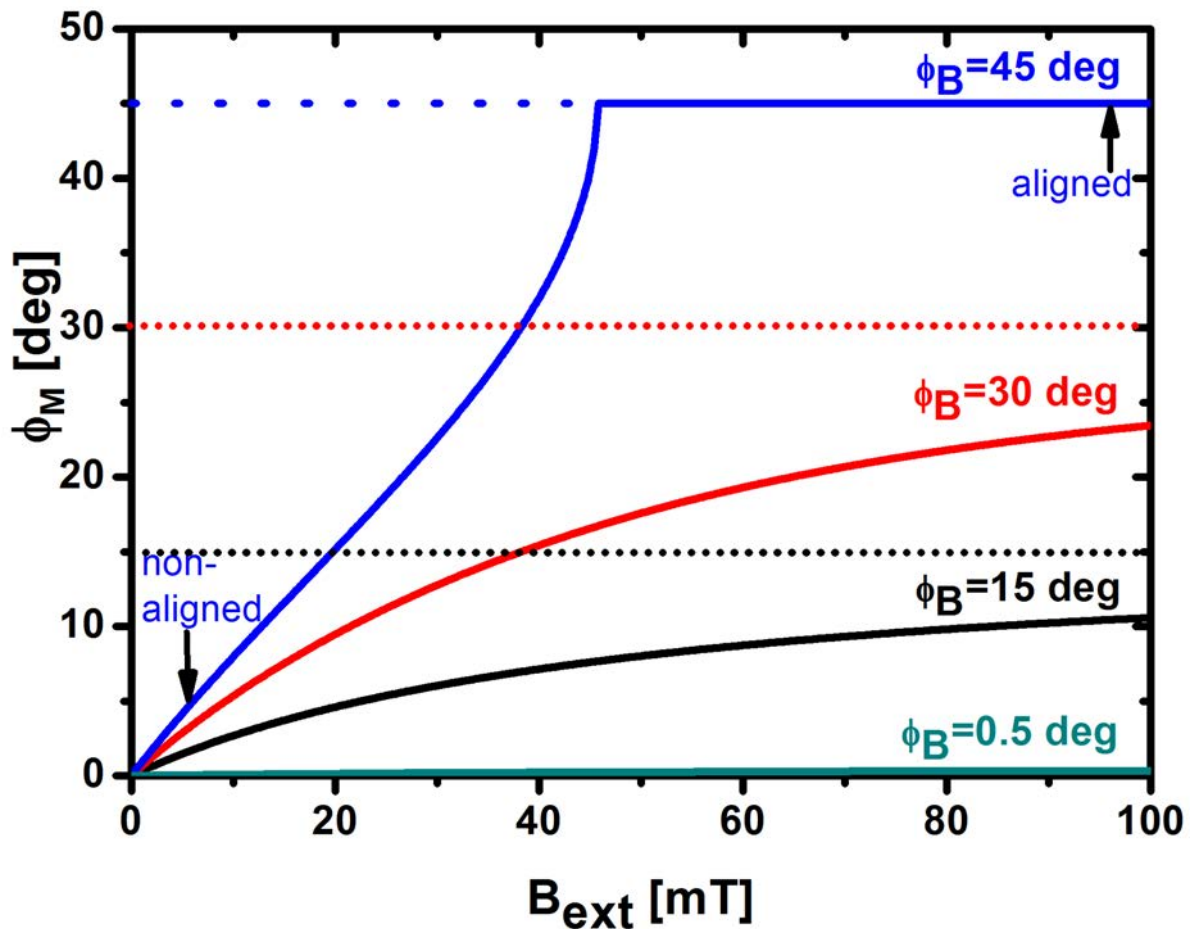


Abbildung 4.2: Berechneter in-plane Gleichgewichtswinkel ϕ_M der Magnetisierung als Funktion des externen Magnetfeldes B_{ext} für einen dünnen Film mit einer reinen vierzähligen, relativ großen $K_4 = 33.6 \text{ kJ/m}^3$, magneto-kristallinen Anisotropie. Die grüne Kurve zeigt einen nahezu konstanten Verlauf, wenn das Magnetfeld nur leicht $\phi_B = 0.5^\circ$ von der leichten Achse der Anisotropie bei 0° abweicht. Wird das externe Magnetfeld entlang einer Richtung angelegt, die signifikant von der leichten Richtung abweicht ($\phi_B = 15^\circ$ für die schwarze Kurve und $\phi_B = 30^\circ$ für die rote), so startet die Magnetisierung aus der leichten Richtung der Anisotropie bei kleinen externen Feldern und wird langsam in die Richtung des externen Feldes, die durch gestrichelte Linie markiert ist, ausgelenkt. Ist die Resonanzbedingung in diesem Feldbereich erfüllt, wird die FMR Linie umso stärker verbreitert, je größer der Differenzwinkel zwischen der Magnetisierung und dem externen Feld $|\phi_B - \phi_M|$ ist. Wenn das externe Magnetfeld entlang der schweren Anisotropieachse angelegt wird, wird die Magnetisierung schon bei kleinen Feldern in die Richtung des externen Feldes gezogen, was auf die symmetrische Umgebung dieses Punktes auf der Fläche der freien Energie zurückzuführen ist. In der Nähe der schweren Richtung kann die Resonanzbedingung bei genügend kleinen Frequenzen (hier 9.3 GHz) auch bei niedrigen Feldern erfüllt werden, es kommt dann zur resonanten Präzession in der 'non-aligned' Mode mit einem signifikant großen Differenzwinkel (hier $|\phi_B - \phi_M| \approx 40^\circ$). Die aligned Mode tritt hierbei bei höheren Feldern auf und zeigt keine Linienverbreiterung aufgrund der Dragging-Effekte.

die bereits für moderate Anisotropien ($\sim 10 \text{ kJ/m}^3$) bzw. für Konfigurationen der freien Energiedichte hoher Symmetrie versagt. Eine allgemeine Methode für eine beliebige freie Energiedichte bietet der Smit-Beljers-Formalismus, der für kleine Präzessionswinkel der Magnetisierung gilt [15]:

$$1/\Psi = \frac{\gamma^2}{\omega M} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \right) \frac{\partial B_{res}}{\partial \omega} \quad (4.12)$$

Hier kommen die ersten beiden Faktoren aus der Lösung der Säkulärgleichung der LLG und der letzter Faktor trägt dem Umstand Rechnung, dass die Linienbreite nicht in der Frequenzdomäne, sondern in der Felddomäne betrachtet wird.

Im Formalismus von P. Landeros¹ lassen sich die Dragging-Effekte [87] mit Anisotropiefeldern direkt ausdrücken. Für in-plane Dragging-Effekte lautet die Formel:

$$\Psi = \frac{1}{\gamma^2 [W_x + W_y]} \frac{d(\omega_{FMR}^2)}{dB_{ext}} = \frac{1}{[W_x + W_y]} \left(\frac{dW_x}{dB_{ext}} W_y + \frac{dW_y}{dB_{ext}} W_x \right). \quad (4.13)$$

Hier ist ω_{FMR} die FMR-Präzessionsfrequenz als Funktion des externen Feldes B_{ext} . W_x und W_y sind so genannte 'stiffness fields' im Kittel-Formalismus [88]. Sie sind Funktionen der Anisotropiefelder und werden im Kapitel 4.6 für Systeme mit magneto-kristalliner und uniaxialer Anisotropie beschrieben. Um die obige Gleichung zu verdeutlichen, seien hier zunächst die Ausdrücke für vollständig aligned Moden in einem Film mit einem einzigen Beitrag der effektiven out-of-plane Anisotropie angegeben:

$$W_x = B_{ext} \quad (4.14)$$

$$W_y = B_{ext} + B_{eff\perp}, \quad (4.15)$$

was der FMR Gleichung nach Kittel entspricht [76]. Man beachte bei der letzten Umformung in (4.13), dass die Beziehung $\omega_{FMR}^2 = \gamma^2 W_x W_y$ aus dem Kittelformalismus ausgenutzt wurde, die für die 'aligned' FMR Moden in dünnen Filmen gültig ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden weitere Effekte festgestellt, die die Behandlung der Dragging-Effekte neu überdenken lassen. Zunächst verändert sich der Winkel zwischen der Magnetisierung und dem äußeren Magnetfeld, während ein FMR Spektrum als Funktion des Feldes aufgenommen wird. Die Draggingeffekte beeinflussen das FMR Signal im gesamten Feldabschnitt, der mit der Linienbreite zusammenfällt. Die Draggingeffekte müssen somit von der originären, nicht dragging-beeinflussten Linienbreite ($\Delta B_G + \Delta B_{extr}$) abhängen. Des Weiteren kann die Linienbreite abhängig von der Polarisierung (Richtung der magnetischen Komponente) und Amplitude des Hochfrequenzfeldes beträchtlich variieren². Der Grund dafür konnte

¹Universidad Técnica Federico Santa María, Valparaíso, Chile

²Vorarbeiten dazu finden sich in den Dissertationen von R. Meckenstock [55] und M. Möller [56]

in der Präzessionstrajektorie der Magnetisierung in den asymmetrischen Bereichen der freien Energiedichte gefunden werden. Wenn nämlich die Richtung des Hochfrequenzfeldes in-plane liegt oder die Amplitude hoch ist, präzediert die Magnetisierung auf einer stark asymmetrischen Bahn im Bezug auf die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung, so dass die Achse im zeitlichen Mittel nicht mehr parallel zu dieser quasi-statischen Richtung der Magnetisierung \vec{M} bei ausgeschalteter Mikrowelle liegt ($2\pi/\omega$ bedeutet dabei die Periode der Präzession):

$$\frac{1}{2\pi/\omega} \int_0^{2\pi/\omega} \vec{M}(t) dt \not\parallel \vec{M} \quad (4.16)$$

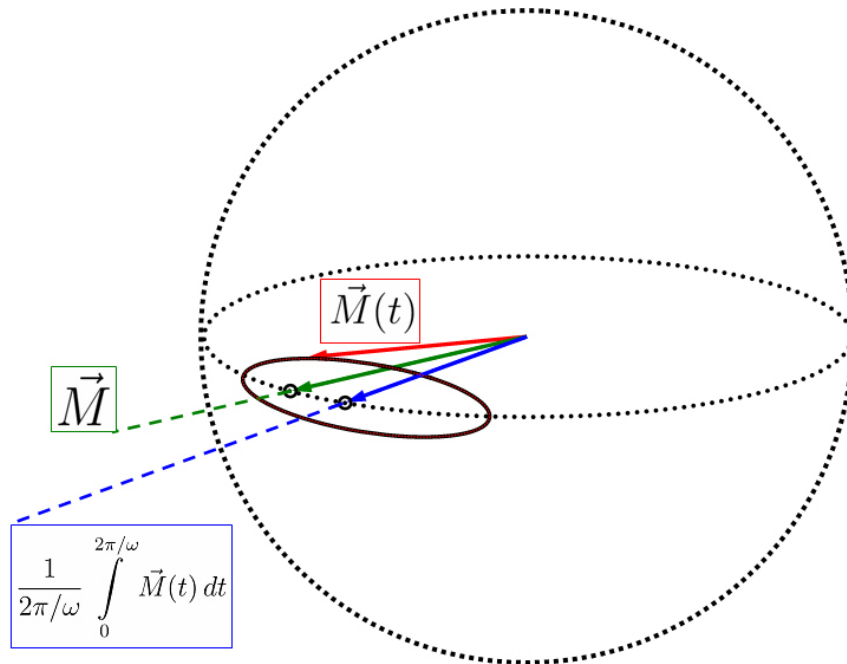


Abbildung 4.3: Die zeitabhängige Magnetisierung $\vec{M}(t)$ präzediert auf einer Ellipsentrajektorie auf der Oberfläche einer Kugel mit Radius M . Die (statische) Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung \vec{M} entspricht der Bedingung $dF/d\phi = 0 \wedge dF/d\theta = 0$, ist aber nicht parallel zu der Richtung des Schwerpunkts der Ellipsentrajektorie $\frac{1}{2\pi/\omega} \int_0^{2\pi/\omega} \vec{M}(t) dt$. Die hier skizzierte Situation kann im Falle einer asymmetrischen freien Energie auftreten.

Dieser Effekt kann nur berücksichtigt werden, wenn die Einflüsse des Hochfrequenzfeldes ausgerechnet werden. Dies kann analytisch durch die Berechnung der Hochfrequenzsuszeptibilität geschehen [55], hierbei wird allerdings zur Reduzierung des Rechenaufwandes eine Linearisierung vorgenommen, die zu Ungenauigkeiten führen kann. Eine exakte Herangehensweise durch die vollständige Berechnung der Magnetisierungstrajektorie wurde in der Software von M. Möller [56] benutzt, die somit auch die dynamischen Dragging-Effekte berücksichtigt. Die Rechnungen basieren auf der Landau-Lifschitz-Gleichung, die zunächst in eine Differentialgleichung erster Ordnung für den Einheitsvektor der Magnetisierung \vec{e}_M umgeformt wird,

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) + \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \dot{\vec{M}} \right) \quad (4.17)$$

$$\Rightarrow \dot{\vec{e}}_M(t) = \frac{\dot{\vec{M}}(t)}{\|\vec{M}\|} = \vec{f}(\vec{e}_M(t)), \quad (4.18)$$

so dass die Funktion f nur von \vec{e}_M abhängt. Die Differentialgleichung wird im Makrospin-Model numerisch gelöst. Die Trajektorie lässt sich visualisieren und aus den Komponenten des Magnetisierungsvektors parallel zur Richtung des magnetischen Hochfrequenzfeldes \vec{b} wird der dissipative Anteil der magnetischen Hochfrequenzsuszeptibilität berechnet gemäß:

$$\chi'' \propto \frac{\sqrt{\frac{1}{2\pi/\omega} \int_0^{2\pi/\omega} \left\{ \left(\vec{e}_M(t) - \left[\frac{1}{2\pi/\omega} \int_0^{2\pi/\omega} \vec{e}_M(t) dt \right] \right) \cdot \vec{b}(t) \right\}^2 dt}}{b^2}. \quad (4.19)$$

Das Ergebnis der Rechnung ist ein vollständiges FMR Spektrum bei einer festen Frequenz. Da die Rechnungen in einem idealisierten System ohne Berücksichtigung der Temperatureffekte ($T = 0$ K) stattfinden, gibt es gewisse Aspekte, die beachtet werden müssen, bevor diese theoretischen Spektren abgeleitet und mit den experimentellen Ergebnissen direkt verglichen werden können. In Abb. 4.4 sind zwei berechnete Spektren bei 9.3 GHz für ein Beispielsystem mit magnetischen Parametern nahe an einem Eisen-Film dargestellt. Während für das eine Spektrum (blau) das Magnetfeld von unten nach oben verfahren wird, ist diese 'Sweep'-Richtung für das andere Spektrum (rot) umgekehrt. Man erkennt, dass, obwohl die beiden Spektren an der Spitze des markanten Peaks bei etwa 18 mT übereinstimmen, es oberhalb der Spitze gravierende Unterschiede gibt, die die Auswertung der Linienbreite beeinflussen. Beide Linien machen je einen Sprung. Die Erklärung für dieses Verhalten liegt darin, dass auf der Hyperfläche der freien Energiedichte mehrere konkurrierende Minima existieren können, in denen sich die Magnetisierung abhängig von der Vorgeschichte befinden und präzedieren kann. In einer realen Probe wären solche Effekte aufgrund von Inhomogenitäten und Temperatureffekten eher unwahrscheinlich, jedoch prinzipiell möglich. Insbesondere bei out-of-plane Messungen, bei denen die Probe leicht schief eingebaut wurde, konnte Ähnliches beobachtet werden. Auf dieses Phänomen wird im Weiteren allerdings nicht eingegangen – es muss aber beachtet werden, um die richtigen Resonanzfelder und insbesondere Linienbreiten auszulesen. So ist es bei einigen Rechnungen gegebenenfalls nötig, die Richtung des 'Feldsweeps' umzudrehen.

Der Peak in Abb. 4.4 stellt einen interessanten Fall der FMR dar. Die sowohl statische (Gleichgewichts-) als auch dynamische (Schwerpunkt-) Richtung der Magnetisierung in Resonanz weicht stark von der Richtung des externen Magnetfeldes ab. Dennoch ist die Resonanzbedingung erfüllt. Man spricht in diesem Fall von 'non-aligned' Moden (vergleiche Kapitel 3.1). Diese treten i.d.R. in der Nähe der schweren Richtungen der Anisotropien auf und reagieren

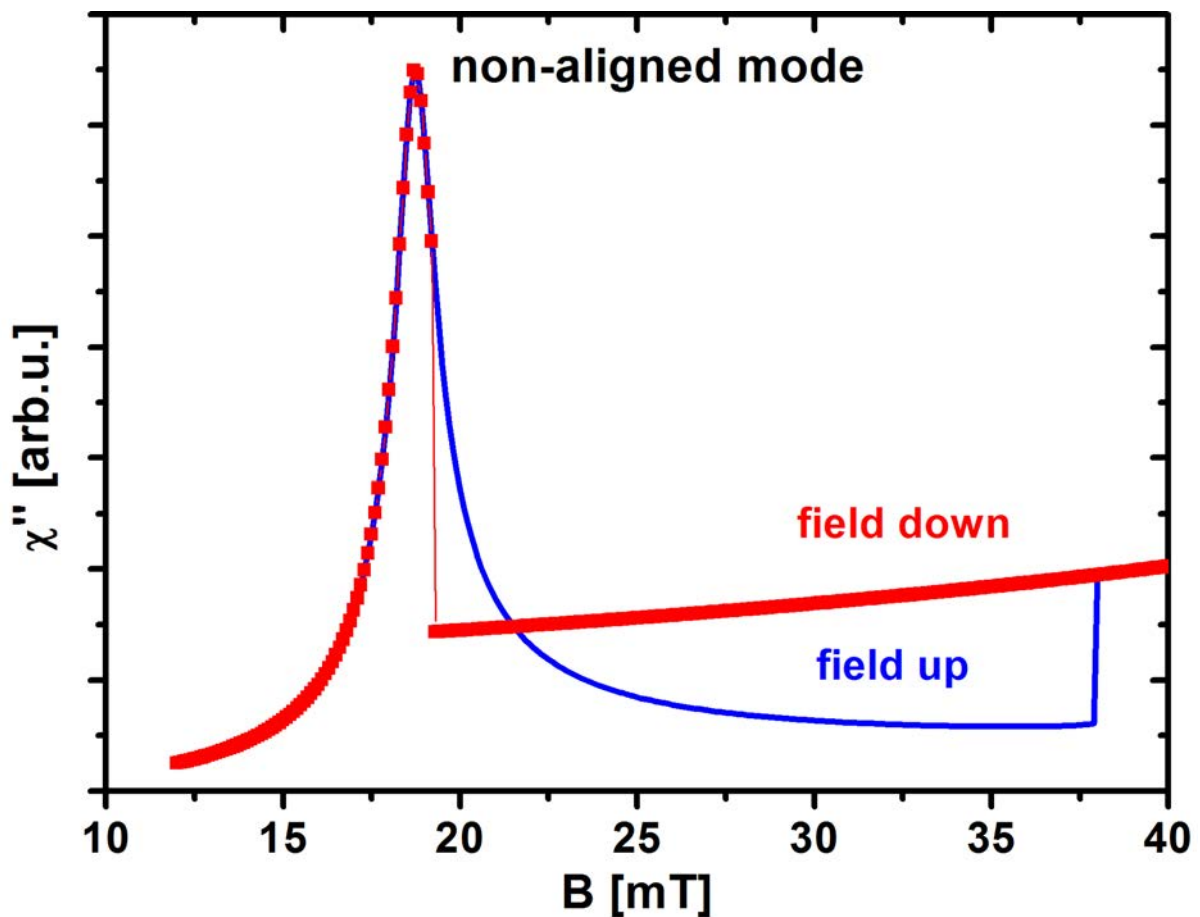


Abbildung 4.4: Berechneter dissipativer Anteil der Hochfrequenz-Suszeptibilität χ'' für eine Probe mit einer non-aligned Mode. Abhängig von der Richtung, in der das Magnetfeld verfahren wird ('Feldsweep' rauf oder runter), werden durch die Software unterschiedliche benachbarte lokale Minima der freien Energiedichte ausgewählt, wodurch sich die Verläufe von χ'' unterscheiden. Aufgrund von thermischen Einflüssen und einer – im Gegensatz zur Berechnung – nicht idealen Symmetrie der realen Systeme sind solche Effekte im Experiment selten beobachtbar.

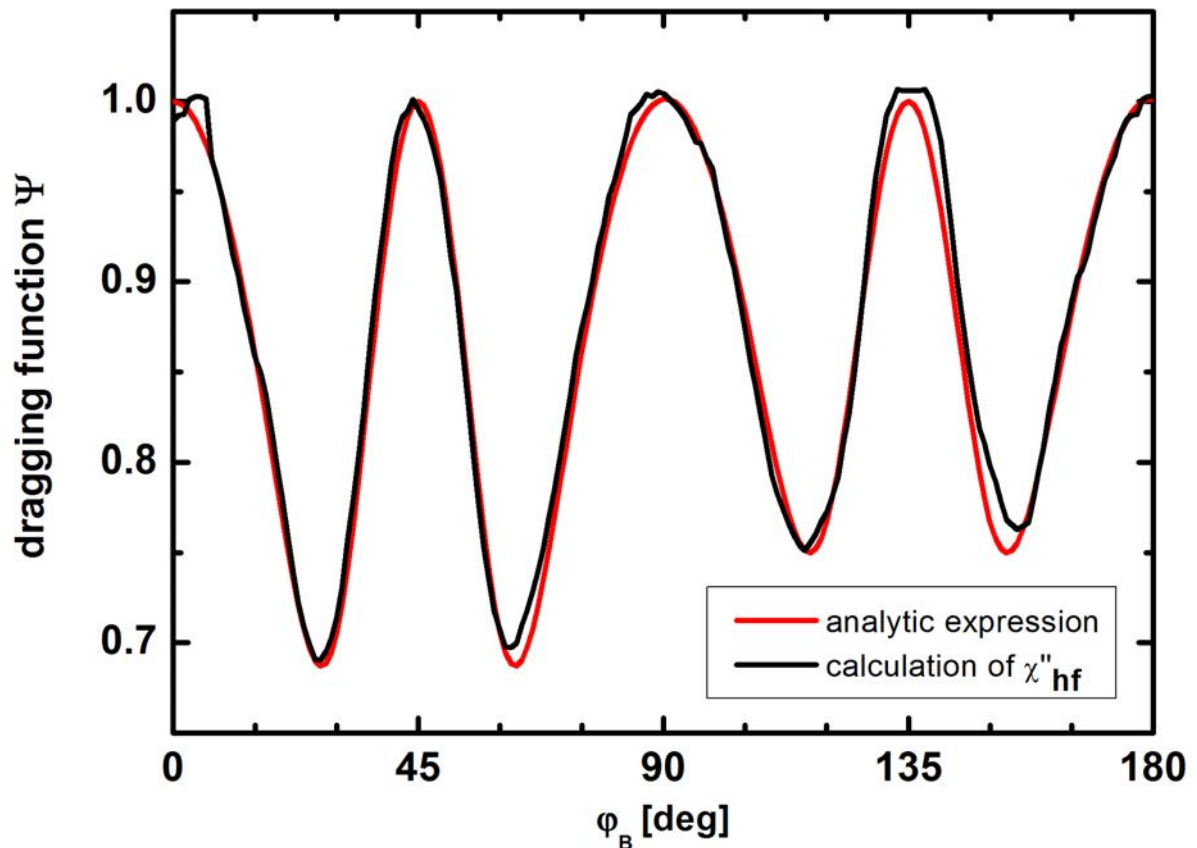


Abbildung 4.5: In-plane Dragging-Funktion Ψ für einen Eisen-Film mit $B_{eff\perp} = 2.052$ T, $K_{4\parallel}/M = 31.55$ mT, $K_{2\parallel}/M = 2.143$ mT und $\phi_{2\parallel} = -45^\circ$. Der Vergleich der roten Kurve, die gemäß der analytischen Formel (4.13) berechnet wurde, mit der schwarzen Kurve, die aus den Berechnungen der Hochfrequenz-Suszeptibilität ermittelt wurde, zeigt die Gültigkeit der analytischen Methode nach P. Landeros für aligned Moden bei einer Frequenz von 13 GHz. Um bei der Berechnung von χ''_{hf} den Einfluss der dynamischen Dragging-Effekte zu minimieren wurde eine kleine Hochfrequenzfeld-Amplitude von $40 \mu\text{T}$ gewählt. Die asymmetrischen Abweichungen der schwarzen Kurve resultieren aus numerischen Fehlern bei der Rechnung.

empfindlich sowohl auf den (veränderten) Verlauf der freien Energie als auch auf die technischen Parameter des Experiments wie die Richtung und Amplitude des Hochfrequenzfeldes.

Die Behandlung der Dragging-Effekte im Rahmen des Landeros-Formalismus und der χ'' -Rechnung im Bereich der aligned-Moden und für den Fall kleiner Magnetisierungsauslenkungen und kleiner Linienbreiten (einige mT) wurde auf Konsistenz überprüft. Hierzu wurde auf ein Eisen-System³ mit seiner relativ großen Kristallanisotropie und einer zusätzlichen uniaxialen Anisotropie zurückgegriffen. Die im Rahmen des Landeros-Formalismus berechnete Dragging-Funktion (rote Kurve in Abb 4.5) stimmt gut mit der Dragging-Funktion (schwarze Kurve) aus den χ'' -Rechnungen überein, für die eine kleine, im Experiment übliche Amplitude des Hochfrequenzfeldes ($40 \mu\text{T}$) angenommen wurde. Die Abb. 4.5 zeigt, dass der Landeros-Formalismus für die im Folgenden vorgestellten Systeme mit kleineren Anisotropien im Falle kleiner Magnetisierungsauslenkungen in aligned-Moden als eine sehr gute Näherung benutzt werden kann.

Im Falle von non-aligned Moden, stark asymmetrischen freien Energiedichten oder starken Hochfrequenzfeldern ist allerdings nur die Berechnung der Hochfrequenzsuszeptibilität eine adäquate Herangehensweise. Im Folgenden soll diese am Beispiel eines Systems mit reiner Gilbert-Dämpfung illustriert werden.

4.2 Dragging-Effekte im System mit reiner Gilbert-Dämpfung

Es ist seit langem bekannt, dass Eisen auf MgO(001) Oberflächen ein gutes lagenweises Wachstum zeigt ($a(\text{Fe}_{100}) = 0.2866 \text{ nm}$, $a(\text{MgO}_{110}) = 0.29817 \text{ nm}$ Gitterfehlpassung $\epsilon_{||} = -0.24\%$ [89]). Bei genauerer Betrachtung der experimentellen FMR Daten [90] fällt allerdings auf, dass in der Linienbreite extrinsische Beiträge vorhanden sind, die auf Defekte hindeuten. Bei $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}/\text{MgO}(001)$ Systemen, wie weiter unten gezeigt wird, sind extrinsische Relaxationsprozesse auch immer vorhanden. Da für technologische Anwendungen Systeme mit einer kleinen magnetischen Dämpfung von Interesse sind, stellte sich die Frage, ob Fe-Si Legierungen mit Si Konzentrationen im Bereich zwischen 0 und 25% existieren, in denen die extrinsischen Prozesse minimiert werden könnten. Es wurden Proben mit unterschiedlichen Si-Konzentrationen (0, 3, 5.5, 10, 25, 30, 35%) analysiert. Das System $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}$ zeigte die schmalste FMR Linienbreite (Gesamtdämpfung) und wird im Folgenden vorgestellt.

Der 11 nm dicke Film wurde in einer MBE Anlage durch Ko-Verdampfen bei 250°C Substrattemperatur, mit einer Aufdampftrate von 0.05 \AA/s , bei einem Druck von $1 \times 10^{-9} \text{ mbar}$ gewachsen und mit XRD untersucht⁴: eine bcc-Kristallstruktur mit der out-of-plane Gitterkon-

³In Zusammenarbeit mit K. Lenz et al., Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

⁴AG Wende, Universität Duisburg-Essen.

stante $a_{\perp} = 0.2856(5)$ nm wurde gefunden. Die Eisen-basierten Systeme wachsen um 45° verdreht in der Filmebene, daher entspricht die $\langle 100 \rangle_{\text{MgO}}$ Richtung der Substrats der $\langle 110 \rangle_{\text{Fe-Si}}$ Richtung des Films. Für reines Eisen scheint das Verhältnis der Gitterkonstanten von Fe auf dem Substrat und von MgO(001) Substrat nicht eindeutig geklärt zu sein, wie einige Arbeiten (vergleiche Refs. [89] und [91]) widersprechend berichten. Auch für das $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}/\text{MgO}(001)$ System ist es nicht klar, ob und wie eine strukturelle Relaxation stattfindet, welche durch die dabei auftretenden Defekte die 2-Magnonen-Streuung begünstigen würde. Die Übereinstimmung der Gitterkonstante aus der XRD Untersuchung mit dem Bulkwert aus Ref. [6] $a_{\perp} = 0.2856(3)$ nm korreliert jedoch mit der Tatsache, dass in diesem System keine extrinsischen Relaxationsprozesse vorhanden sind, wie weiter unten beschrieben wird.

Die Abb. 4.6 zeigt ein FMR Spektrum bei 9.3 GHz entlang der $\langle 100 \rangle$ (in-plane) Richtung des MgO(001) Substrats. Man sieht einen sehr schmalen, intensiven Peak bei ca. 100 mT. Bei kleineren Feldern von ca. 10 mT findet sich ein Peak niedrigerer Intensität. In dieser schweren Richtung kann der Peak niedriger Intensität als non-aligned Mode und der Peak der hohen Intensität als aligned Mode identifiziert werden. In-plane winkelabhängige FMR Messungen bestätigen diese Annahme. Wie in der Abb. 4.8(a) gezeigt, laufen die Resonanzfelder der non-aligned Mode mit den der aligned Mode im Winkelbereich von 35° bzw. 55° zusammen, wenn die Magnetisierung von der schweren in die leichte Richtung gedreht wird. Die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder zeigt desweiteren, dass außer einer vierzähligen Symmetrie keine uniaxialen Beiträge in der magnetischen Anisotropieenergie vorhanden sind. Die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder zusammen mit den Resonanzfeldern, gemessen entlang der kristallografischen Hauptachsen bei 23.9 und 33.8 GHz, wurden gemäß dem Smit-Beljers Formalismus gefittet. Der g -Faktor beträgt $g = 2.082(5)$, während der Bulkwert aus Refs. [12,58] bei $g = 2.087$ liegt. Die Sättigungsmagnetisierung $M_S = 1.465(55) \times 10^6$ A/m aus einem SQUID Experiment ist vergleichbar mit dem Literaturwert für Bulk $M_S = 1.488(10) \times 10^6$ A/m [6,92] und wurde verwendet, um die magnetokristalline Anisotropiekonstante $K_{4||} = 33.6(5)$ kJ/m³ zu ermitteln, die wiederum im plausiblen Bereich für diese Legierung liegt [6].

Die Abwesenheit der uniaxialen in-plane Anisotropie ($K_{2||} < 0.001$ kJ/m³) ermöglicht eine direkte Auswertung von frequenzabhängigen FMR Linienbreiten entlang der kristallografischen Hauptachsen, da die Dragging-Effekte hier verschwinden. In Abb. 4.7 sind die Linienbreiten für drei Frequenzen gezeigt. Der lineare Fit durch die Daten führt zu einer Gilbert-Konstante $\alpha = 0.0037(2)$. Die lineare Frequenzabhängigkeit der Linienbreite entlang der kristallografischen Hauptachsen bestätigt die Abwesenheit der 2-Magnonen-Prozesse. Die in-plane Winkelabhängigkeit der Linienbreite (Abb. 4.8(b)) ist jedoch stark anisotrop. Für die aligned Mode erkennt man einen starken Anstieg, wenn die Magnetisierung von der leichten Richtung (0°) weggedreht wird, mit dem Maximum bei ca. 35° und einen Abfall auf den ursprünglichen Wert,

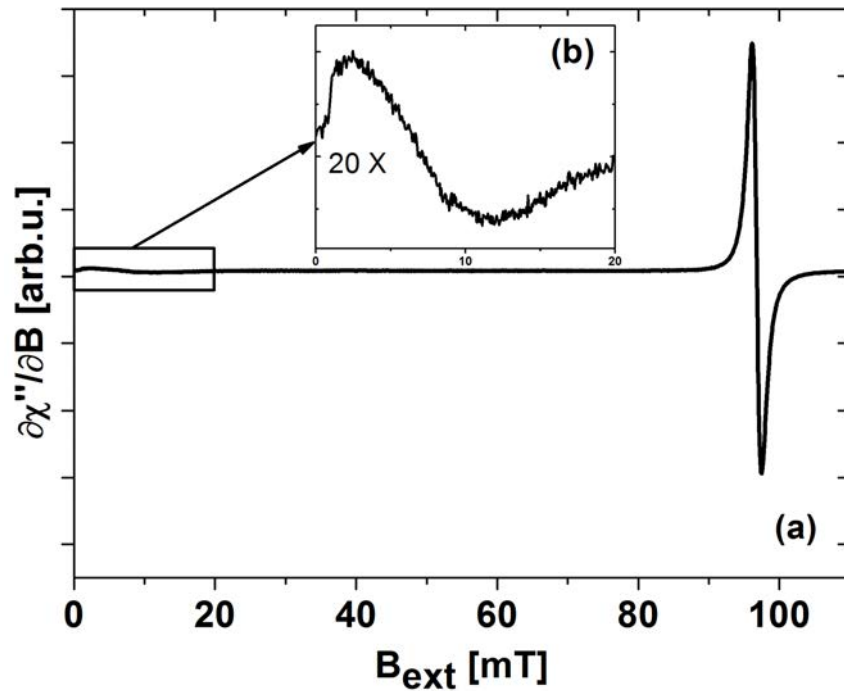


Abbildung 4.6: FMR Spektrum von $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}/\text{MgO}(001)$ bei 9.3 GHz entlang der schweren $\langle 110 \rangle_{\text{Fe-Si}}$ in-plane Achse. (a) Der schmale Peak bei größeren Feldern gehört zur aligned Mode. Der schwache Peak bei kleineren Feldern ist als non-aligned Mode identifiziert. Seine Vergrößerung (b) zeigt Verzerrungen der Linienform aufgrund von nicht-reversiblen Ummagnetisierungseffekten in der Probe.

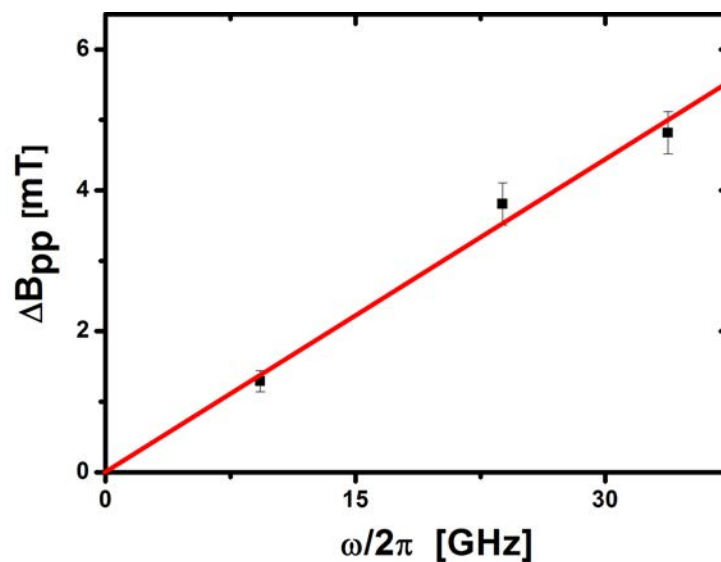


Abbildung 4.7: Frequenzabhängigkeit der Linienbreite entlang der kristallografischen Hauptachsen von $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}/\text{MgO}(001)$. Der lineare Fit geht durch den Nullpunkt und weist auf Abwesenheit extrinsischer Relaxationsbeiträge hin.

wenn die Magnetisierung in die schwere Richtung (45°) gedreht wird. Die non-aligned Mode, die nur im Bereich von 35° - 55° auftaucht, hat eine deutlich größere Linienbreite. Um die Anisotropie der Linienbreite zu erklären, wurden Berechnungen der Hochfrequenzsuszeptibilität durchgeführt. Hierzu wurden die statischen magnetischen Parameter aus dem Fit der FMR Felder benutzt. Des Weiteren wurde die Richtung des Hochfrequenzfeldes wie im Experiment senkrecht zur Filmebene und auf einen Wert von $40 \mu\text{T}$ gesetzt.

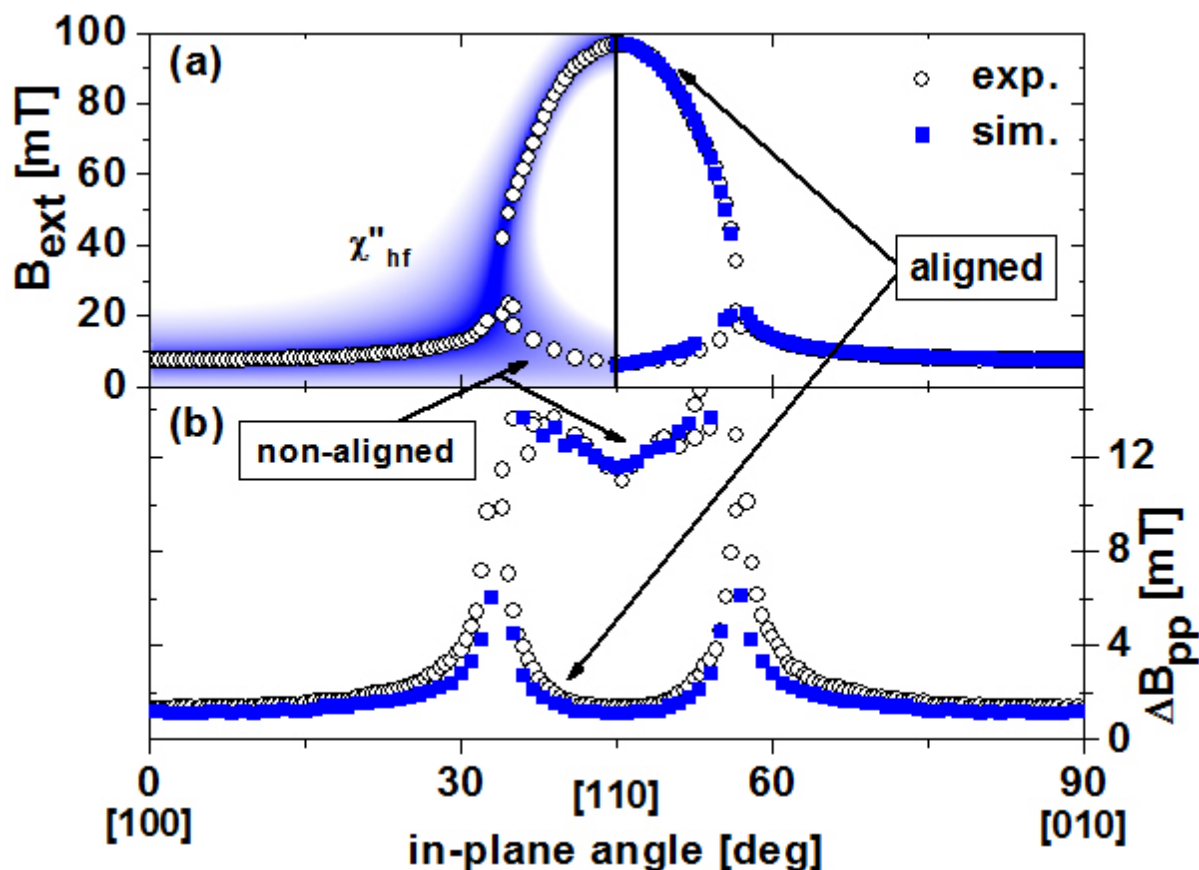


Abbildung 4.8: In-plane winkelabhängige FMR an $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}/\text{MgO}(001)$: Experiment und Simulation. (a) Resonanzfelder: Für die leichte Richtung bei 0° tritt eine aligned Mode auf. Für die schwere Richtung bei 45° treten eine aligned und eine non-aligned Mode auf. Die Moden laufen bei ca. 35° zusammen. Die Resonanzfelder zeigen reine vierzählige Symmetrie ohne uniaxiale Beiträge. In (a, links) ist die berechnete, nicht-abgeleitete dissipative Komponente der Hochfrequenzsuszeptibilität als Farbcode dargestellt – die Farbintensität entspricht der Amplitude in Abb. 2.2(a). Dunkelblau entspricht den Maxima von χ'' und somit den Resonanzfeldern. Hellblau kennzeichnet die Flanken der Absorptionspeaks. (b) Die Linienbreite zeigt Minima entlang der kristallografischen Hauptrichtungen $\langle 100 \rangle_{\text{Fe-Si}}$ bei 0° und $\langle 110 \rangle_{\text{Fe-Si}}$ bei 45° für die aligned Mode. Im Winkelbereich um 35° ist die Linienbreite aufgrund von Dragging-Effekten stark erhöht. Die Linienbreite der non-aligned Mode im Winkelbereich 35 - 45° ist deutlich grösser. Der Fehler in der Bestimmung der Linienbreite ist für die aligned Moden gleich der Symbolgröße, für die non-aligned Mode beträgt er 3 mT.

Die nicht abgeleitete, dissipative Komponente der Hochfrequenzsuszeptibilität ist in Abb. 4.8(a, links) in Farbkodierung dargestellt – man erkennt die aligned und die non-aligned Mode (die Farbintensität entspricht der Amplitude in Abb. 2.2(a)). Die dunkelsten Bereiche entsprechen den Maxima von χ'' und somit den Resonanzfeldern. Die Auswertung von χ'' ermöglicht den Vergleich der experimentellen und der berechneten Resonanzfelder und Linienbreiten. In Abb. 4.8 sieht man eine gute Übereinstimmung für die Resonanzfelder. Die mit Hilfe des Smit-Beljers Formalismus ermittelten statischen magnetischen Parameter werden somit durch die χ'' -Rechnung bestätigt.

Beim Vergleich der Linienbreiten müssen zunächst die Unterschiede zwischen Experiment und Rechnung berücksichtigt werden. In Abb. 4.6 erkennt man die Verzerrung der Linienform für die non-aligned Mode. Der Grund dafür liegt in den nicht reversiblen Ummagnetisierungsprozessen, die bei sehr kleinen Feldern auftreten. Um ihren Einfluss auf die Auswertung der Linienbreite zu minimieren, wurden FMR Messungen durchgeführt, in denen die Sweep-Richtung des externen Magnetfeldes umgedreht wurde. Das führt dazu, dass die Ummagnetisierungseffekte aufgrund der magnetischen Hysterese bei anderen Feldern auftreten. Die Spektren aus den Messungen mit unterschiedlichen Sweep-Richtungen wurden dann mit einem Satz von Parametern gefittet – die so ermittelten Linienbreiten sind in Abb. 4.8 gezeigt. Diese Vorgehensweise liefert die besten Ergebnisse, entbehrt jedoch einer theoretischen Grundlage. Daher ist die Linienbreite der non-aligned Mode pauschal mit einem Fehlerbalken von ca. 3 mT behaftet. Die Übereinstimmung zwischen den experimentellen und berechneten Daten ist dennoch sehr gut. In den Winkelbereichen $0-28^\circ$ und $36-45^\circ$ gibt es keine Anzeichen für extrinsische Beiträge zur Linienbreite. Die geringen Unterschiede zwischen den experimentellen und berechneten Daten im Winkelbereich $28-36^\circ$ deuten auch nicht auf extrinsische Beiträge hin, da sie in einem Winkelbereich auftreten der asymmetrisch zu kristallografischen Hauptachsen liegt und die etwaigen kristallinen Defekte für sie somit nicht verantwortlich sein können. Die Asymmetrie der experimentellen Daten im Bezug auf die $\langle 110 \rangle_{\text{Fe-Si}}$ Achse – vergleiche 30° und 60° – weist auf geringe Verzerrungen der Linienbreite hin, die wahrscheinlich auf experimentelle Schwierigkeiten zurückzuführen sind, wie z.B. Asymmetrie des Probenhalters und eine daraus resultierende leichte Verstimmung der Resonatorfrequenz.

In Anbetracht dieser Überlegungen kann festgestellt werden, dass die Abweichungen zwischen den experimentellen und berechneten Werten der Linienbreite nicht signifikant sind. Die gute Übereinstimmung bestätigt, dass in diesem System keine extrinsischen Spinrelaxationsprozesse vorhanden sind. Die starke Anisotropie der Linienbreite kann durch die Dragging-Effekte erklärt werden. Bei der Berechnung der Hochfrequenzsuszeptibilität wurde ein isotroper Gilbert-Parameter angenommen, durch den Fit der Linienbreite wurde diese Annahme für $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}/\text{MgO}(001)$ bestätigt. Der interessante Aspekt dieses Systems besteht darin, dass, trotz einer Gitterfehlpassung von Film und Substrat, keine Defekte entstehen, die 2-

Magnonen-Prozesse ermöglichen würden. Dieses System könnte zu Testzwecken in idealisierten Experimenten von Interesse sein, in denen Magnetisierungsdynamik unter Voraussetzung reiner Gilbert-Dämpfung untersucht werden soll (z.B. in Spin-Transfer-Experimenten [93,94]). Desweiteren hat das Material eine sehr kleine effektive Dämpfung $\alpha_{eff} = \alpha = 0.0037(2)$, was für eine Vielzahl von Anwendungen vom Vorteil ist.

4.3 Modifikation der Gilbert-Dämpfung

Da die Spin-Bahn-Wechselwirkung einen entscheidenden Einfluss auf die intrinsische Relaxation hat, bietet ihre Kontrolle eine Möglichkeit die Gilbert-Dämpfung zu manipulieren. Da die Energie der Spin-Bahn-Wechselwirkung von der Ordnungszahl Z (Kernladungszahl) eines chemischen Elements abhängt⁵ [7], liegt es nahe, durch Veränderung der chemischen Komposition die effektive Ordnungszahl Z einer ferromagnetischen Legierung zu manipulieren. Diese Idee wurde von Ch. Scheck und W. Bailey⁶ ausgearbeitet [39]. Hierzu wurden zwei Sorten von gesputterten $\text{Fe}_{1-x}\text{V}_x/\text{MgO}(001)$ Proben untersucht: Im V-Konzentrationsbereich $x \leq 0.52$ wurden die statischen magnetischen Parameter von 50 nm dicken Filmen bestimmt; für 8 nm dicke Filme mit $x = 0$ und $x = 0.27$ wurde zusätzlich noch der Gilbert-Parameter ermittelt. Es wurden vom Autor und Z. Frait⁷ frequenzabhängige FMR Messungen durchgeführt und nach der Methode der 'Complete Theory' (vergleiche Kapitel 3.5) ausgewertet. Mit Hilfe der winkelabhängigen FMR Messungen [39] wurden so die magnetischen Anisotropien, die g -Faktoren und die Gilbert-Parameter G bestimmt.

In Abb. 4.9(a) ist die Sättigungsmagnetisierung aus VSM Messungen [39] als Funktion der effektiven Ordnungszahl vorgestellt. Je nach Element führt die Veränderung der Konzentration des nicht-magnetischen Additivs zu unterschiedlichen Verläufen des mittleren magnetischen Momentes als Funktion der effektiven Ordnungszahl. So führt eine erhöhte Konzentration von V ($Z_V = 23$) im Fe-V System ($Z_{\text{Fe}} = 26$) zu einer kleineren Magnetisierung und einer kleineren Ordnungszahl. Im $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ -Cu System (Daten aus Ref. [95]) dagegen führt die erhöhte Cu Konzentration ($Z_{\text{Py}} = 26.38$ und $Z_{\text{Cu}} = 29$) zwar auch zu einer kleineren Magnetisierung, aber zu einer größeren Ordnungszahl. Der Verlauf des g -Faktors (Abb. 4.9(b)) zeigt keine klare Abhängigkeit von der Ordnungszahl. Die g -Faktoren liegen im Bereich von 2.1 ± 0.1 (vergleiche mit der geringen Sensitivität des g -Faktors auf die chemische Komposition in Fe-Si Systemen im Kapitel 3.2). Die Gilbert-Parameter verändern sich signifikant als Funktion der Ordnungszahl. Zum Vergleich sind experimentelle Daten von Fe-Co und Ni aus Refs. [96] und [78] in Abb. 4.9(b) und (c) dargestellt. Der Gilbert-Parameter zeigt eine klare steigende Tendenz mit

⁵Diese Energie ist proportional zu $\frac{dV(Z)}{dr} \vec{s} \cdot \vec{l}$, wobei $V(Z)$ das elektrostatische Potential ist, das von der Ordnungszahl (Kernladung) abhängt. [7]

⁶Columbia University, New York, USA

⁷Institute of Physics, Academy of Sciences, Prag

wachsender Ordnungszahl und keine direkte Korrelation mit dem g -Faktor gemäß $G \propto g^2$ (vergleiche Abb. 4.9(b) und (c)).

Der Zusammenhang der Spin-Bahn-Kopplungskonstante⁸ ξ und der Ordnungszahl ist für die meisten $3d$ Materialien bekannt und z.B. in Ref. [97] zusammengetragen. Man kann den Gilbert-Parameter daher als Funktion der Spin-Bahn-Energie betrachten (Abb.4.9(d)) – hierbei muss [98,99] die folgende Beziehung beachtet werden [39]:

$$G = \hbar\gamma^2 \langle S \rangle^2 \xi^2 \times \int \{ \langle \beta | L^+ | \alpha \rangle \langle \alpha | L^- | \beta \rangle \delta(E_{\alpha, \vec{k}, \sigma} - E_F) \times \frac{\hbar/\tau_M}{(\hbar\omega + E_{\alpha, \vec{k}, \sigma} - E_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma})^2 + (\hbar/\tau_M)^2} \} d^3k \quad (4.20)$$

Die Formel 4.20 gilt für das Model basierend auf der Elektronen-Streuung in Metallen ('one-electron spin-flip') [33,34], in der uniforme Magnonen vernichtet werden. Hierbei bezeichnen α und β besetzte und unbesetzte Elektronen-Zustände mit dem Wellenvektor \vec{k} , der Spin-Quantenzahl σ und den dazugehörigen Energien E . Bei der Streuung kann sich der Wellenvektor um \vec{q} verändern. Die Streuung finden in der Nähe der Fermi-Kante statt ($\delta(E_{\alpha, \vec{k}, \sigma} - E_F)$). Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist der Vermittler der Streuung mit den transversalen Bahn-Operatoren L^+ und L^- und der Spin-Bahn-Kopplungskonstante ξ . Der (quadrierte) Spinmoment-Erwartungswert $\langle S \rangle^2 = (M(300 K))/(M(0 K))^2$ sowie der (quadrierte) spektroskopische Splitting-Faktor γ^2 variieren um nicht mehr als 10% bzw. 5% für die betrachteten Materialien. Die Energie-Dissipation ist durch die 'momentum transfer' Zeit τ_M berücksichtigt, die von der Temperatur abhängt. Im Hochtemperatur-Grenzfall gilt $G \sim \tau_M^{-1} \sim T$ und die Formel 4.20 beschreibt die *Interband*-Streuung. Im Tieftemperatur-Grenzfall gilt $G \sim \tau_M \sim 1/T$, was der *Intraband*-Streuung entspricht. Da die Temperaturabhängigkeit des Gilbert-Parameters der betrachteten Materialien bei Zimmertemperatur sehr schwach ist [78,100], kann man in guter Näherung den Term hinter dem Integralzeichen als konstant annehmen. Gemäß der Beziehung (4.20) ist der Gilbert-Parameter als Funktion von ξ^2 in Abb. 4.9(d) geplottet. Man findet das erwartete lineare Verhalten wieder. Die beiden Ausreißer entsprechen Ni und Co. Sie sind Anzeichen dafür, dass die Bahnmomente innerhalb des Terms nach dem Integralzeichen in (4.20) nicht notwendigerweise gleich sein müssen und eine komplizierte Abhängigkeit von der Ordnungszahl aufweisen. Für die Materialien mit einem großen g -Faktor (so wie die Ausreißer $g_{\text{Ni}} = 2.17$ und $g_{\text{Co}} = 2.15$) sind Abweichungen von dem einfachen $G \propto \xi^2$ Verhalten zu erwarten. Weitere Abweichungen können auftreten, wenn man Materialien mit einer großen Magnetostruktion betrachtet. Bei diesen kann der 'phonon-drag' Mechanismus für die Relaxation wichtig sein [101,102]. Trotz dieser Abweichungen kann die

⁸ $H_{so} = \xi(Z) \vec{s} \cdot \vec{l}$

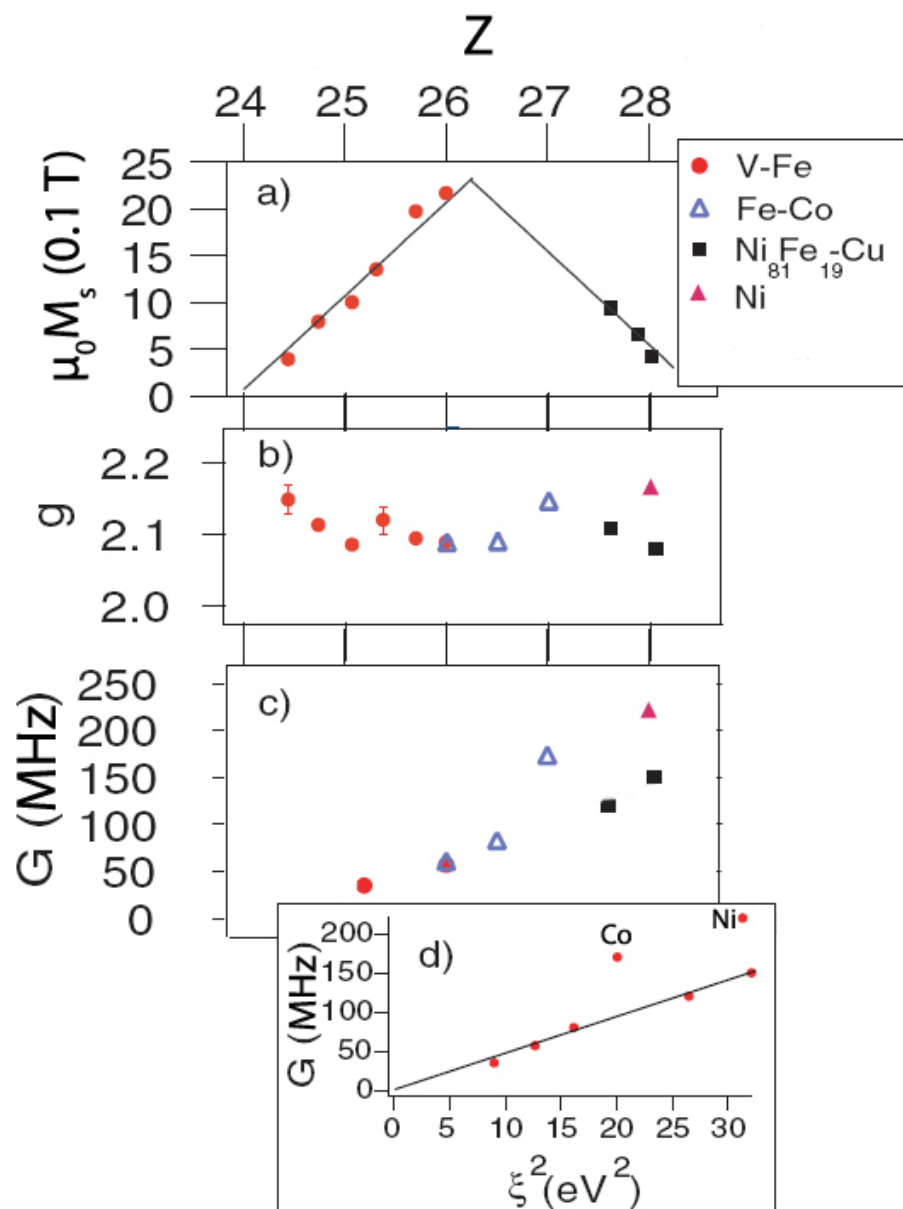


Abbildung 4.9: (a) Die Magnetisierung als Funktion der effektiven Ordnungszahl Z . Mit steigender Konzentration des nicht-magnetischen Additivs fällt die Magnetisierung, während Z sowohl zunehmen als auch abnehmen kann. (b) Der g -Faktor zeigt keine Abhängigkeit von Z . (c) Der Gilbert-Parameter zeigt eine steigende Tendenz mit wachsender Ordnungszahl. Keine direkte Korrelation mit dem g -Faktor ist feststellbar. (d) Der Gilbert-Parameter ist als Funktion des quadrierten Spin-Bahn-Kopplungsparameters aufgetragen. Die Proportionalität $G \propto \xi^2$ ist erkennbar – Ausreißer sind reine Co und Ni Proben. In Fe-V Proben erfolgte die Bestimmung des Gilbert-Parameters aus FMR Messungen entlang von $[110]_{\text{Fe-V}}$. Fe-Co Daten sind aus Ref. [96], Py-Cu aus [95], Ni aus [78]. Quelle der Abbildung: modifiziert aus Ref. [39].

generelle Tendenz, ausgedrückt durch $G \propto \xi^2$, einen Anhaltspunkt bieten, um die intrinsische Spinrelaxation in metallischen Ferromagneten abzuschätzen.

4.4 Gilbert-Dämpfung in Fe-Si Legierungen

Um zu untersuchen, wie sich mit Zugabe von Si die intrinsische Relaxation von Fe-Si Legierungen verändert, wurden einige im Kapitel 3.2 vorgestellten Proben mit FMR bei Raumtemperatur bei mehreren Frequenzen gemessen. Die Proben weisen unterschiedliche Anteile an extrinsischer Relaxation auf: während die Probe mit 5.5% Si eine reine Gilbertdämpfung hat, zeigen die Proben mit 25% und 35% Si starke 2-Magnonen-Prozesse, auf die im nächsten Kapitel im Detail eingegangen wird. Die Gilbert-Konstanten dieser Proben wurden durch die Separation unterschiedlicher Beiträge zur FMR Linienbreite (siehe Kapitel 4.5) ermittelt.

Desweiteren wurden *ab initio* Rechnungen der elektronischen Struktur im DFT Formalismus nach der KKR Methode von S. Mankovsky⁹ durchgeführt, die es ermöglichten, die Gilbert-Konstante zu extrahieren. Diese Methode hat den Vorteil, dass im Gegensatz zu den üblichen Methoden, wie dem 'breathing Fermi-surface' Model nach Kambersky et al. [33] und Fähnle et al. [38,103,104] oder dem 'torque-correlation' Model nach Kambersky [40] und Gilmore et al. [105], bei der Berechnung der Gilbert-Konstante keine phänomenologische Relaxationszeit τ (vergleiche mit Kapitel 4.3, insbesondere Gl. 4.20) gebraucht wird. Die Methode basiert auf den Ideen von Brataas et al. [106] und erlaubt es, alle intrinsischen Relaxationseffekte bei $T = 0$ K ohne Einflüsse der Probengeometrie zu berücksichtigen. Es wurden ungeordnete Legierungssysteme mit periodischen Randbedingungen im Bulkzustand berechnet.

Bei den Berechnungen wurde zunächst von einer eventuellen Anisotropie der Gilbert-Konstante ausgegangen. Die Diagonalelemente α_{xx} und α_{yy} des Gilbert-Tensors wurden entlang der kristallografischen [100] und [110] Richtungen von Fe-Si im Bild der 'atom sphere approximation (ASA)' berechnet. Für $\text{Fe}_{0.945}\text{Si}_{0.055}$ betragen diese $\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = 0.00123$ für [100] und $\alpha_{xx} = 0.00123$ und $\alpha_{yy} = 0.00127$ für die [110] Richtung, d.h. die Gilbert-Dämpfung ist bis auf 3% als isotrop [67] anzusehen und wird im Folgenden durch eine Gilbert-Konstante repräsentiert, der entlang der [100] Richtung im 'full potential mode' berechnet wird. Die Si-Konzentration-Abhängigkeit des Gilbert-Parameters ist in Abb. 4.10(a) dargestellt. Diese zeigt einen nicht monotonen Verlauf. Mit Zugabe von Si fällt zunächst die Gilbert-Konstante und erreicht ein Minimum bei ca. 20% Si. Das Minimum ist nicht symmetrisch: Die Werte bei Si Konzentrationen über 20% sind kleiner als die Werte bei $x < 20\%$. Das kann durch das kleine magnetische Moment der Si Atome erklärt werden. Dadurch sinkt das mittlere magnetische Moment, wie die Abb. 4.10(b) zeigt. Auch die Spin-Bahn-Kopplungskonstanten ξ von Si sind kleiner als die von Fe: Für p und d Elektronen sind es $\xi_{3p}^{\text{Fe}}(E_F) \approx 0.16$ eV, $\xi_{3d}^{\text{Fe}}(E_F) \approx 0.065$ eV,

⁹S. Mankovsky und H. Ebert, LMU

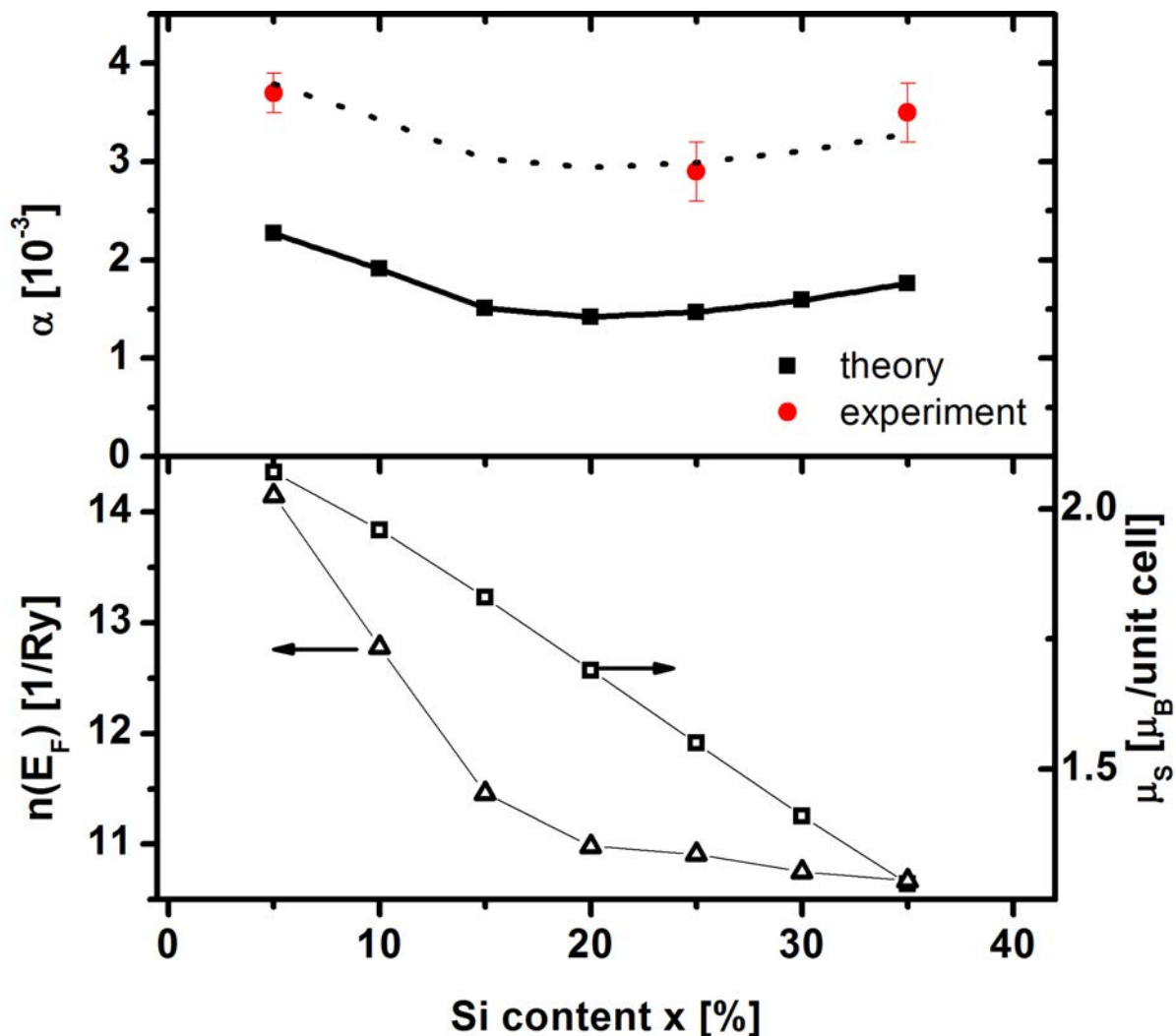


Abbildung 4.10: (a) Gilbert-Konstante α der $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ Systeme als Funktion des Si Gehalts. Schwarze Quadrate repräsentieren die theoretischen Daten aus DFT Rechnungen: sie zeigen ein Minimum bei $x \approx 20\%$, das asymmetrisch ist – die Werte bei höheren Si-Konzentrationen sind kleiner als bei den niedrigen Si-Konzentrationen. Rote Punkte sind die aus FMR Experimenten ermittelten Werte. Gestrichelte Kurve stellt den Verlauf der theoretischen Daten mit einem positiven Offset von 1.5 dar. (b) Daten aus der Auswertung der elektronischen Struktur bei unterschiedlichen Si Konzentrationen: Das mittlere magnetische Spinmoment μ_S fällt annähernd linear mit steigendem Si Gehalt ab. Die elektronische Zustandsdichte an der Fermi-Kante $n(E_F)$ zeigt eine generell abfallende Tendenz und ein Abknicken bei $x \approx 20\%$ – dieses Verhalten korreliert mit dem Verlauf von α . Quelle: modifiziert aus Ref. [67].

$\xi_{2p}^{\text{Si}}(E_F) \approx 0.04 \text{ eV}$, $\xi_{2d}^{\text{Si}}(E_F) \approx 0.0005 \text{ eV}$ [67]. Die Variation der elektronischen Struktur hat auch einen Einfluss auf die Gilbert-Konstante und kann für die Erklärung des nicht-monotonen Verhaltens von α herangezogen werden. Zum Vergleich ist sie zunächst in Abb. 4.11 für das reine Fe und das $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ System gezeigt. Man erkennt zwei wichtige Unterschiede: das Absinken der Bänder für $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ unter die Fermi-Kante (0 eV), wenn verglichen mit reinem Eisen, und das Verschmieren der Bänder. Es muss beachtet werden, dass die Rechnungen bei $T = 0 \text{ K}$ erfolgten – in Anbetracht der Verschmierung der Bänder, scheint es, dass die Temperatureffekte nicht stark ins Gewicht fallen würden. Die Modifikation der Bandstruktur aufgrund der thermisch induzierten atomaren Verschiebungen können als klein eingeschätzt werden [67]. Die berechnete Zustandsdichte an der Fermi-Kante $n(E_F)$ als Funktion des Si Gehalts ist in Abb. 4.10(b) gezeigt. Diese hat eine abfallende Tendenz mit einem zusätzlichen Abknicken bei ca. 20% Si, welches das nicht-monotone Verhalten der Gilbert-Konstante erklärt, da diese mit ungefähr $\alpha \sim n(E_F)$ skaliert [39,40].

Beim Vergleich der experimentellen mit den theoretischen Daten in Abb. 4.10(a) fällt auf, dass die experimentelle Gilbert-Konstante α mit einem konstanten Offset von 1.5 über den theoretischen Werten liegt. Dieser Offset kann folgende Ursachen haben: (i) Zum einen wurde bei den Rechnungen die Geometrie der Probe nicht berücksichtigt; die in den realen Proben vorhandenen Grenzschichten (Filmoberflächen) können zusätzliche Streuzentren für die Magnon-Elektron-Streuung darstellen und den Gilbert-Parameter vergrößern. Die Erhöhung der Gilbert-Konstante aufgrund dieser Streuprozesse müsste mit der Schichtdicke skalieren. (ii) Zum anderen kann der Temperaturunterschied zwischen Theorie ($T = 0 \text{ K}$) und Experiment ($T = 300 \text{ K}$) eine Rolle spielen. Zusätzliche Streuprozesse zwischen Magnonen und thermisch induzierten Phononen können in den realen Proben stattfinden und sind in den theoretischen Rechnungen nicht berücksichtigt [67].

Der Temperaturunterschied ist konstant für alle Proben, die Schichtdicke der betrachteten Proben ist dagegen unterschiedlich. Ein Temperatureffekt scheint daher mit größerer Wahrscheinlichkeit für den konstanten Unterschied zwischen den experimentellen und den theoretischen Werten der Gilbert-Konstante verantwortlich zu sein. Theoretische Vorarbeiten [107] von S. Mankovsky scheinen den generellen Trend, repräsentiert durch den Offset in Abb. 4.10(a) zu bestätigen. Eine vollständige Klärung dieser Frage würden die temperatur- und frequenz-abhängigen FMR Messungen erbringen können.

4.5 2-Magnonen-Prozesse durch Kristalldefekte in Fe-Si

Wie bereits erwähnt, sind in vielen Fe-Si Systemen 2-Magnonen-Prozesse vorhanden, die die Evaluation der intrinschen Dämpfung bis jetzt erschwert haben. In Ref. [43] identifizierten

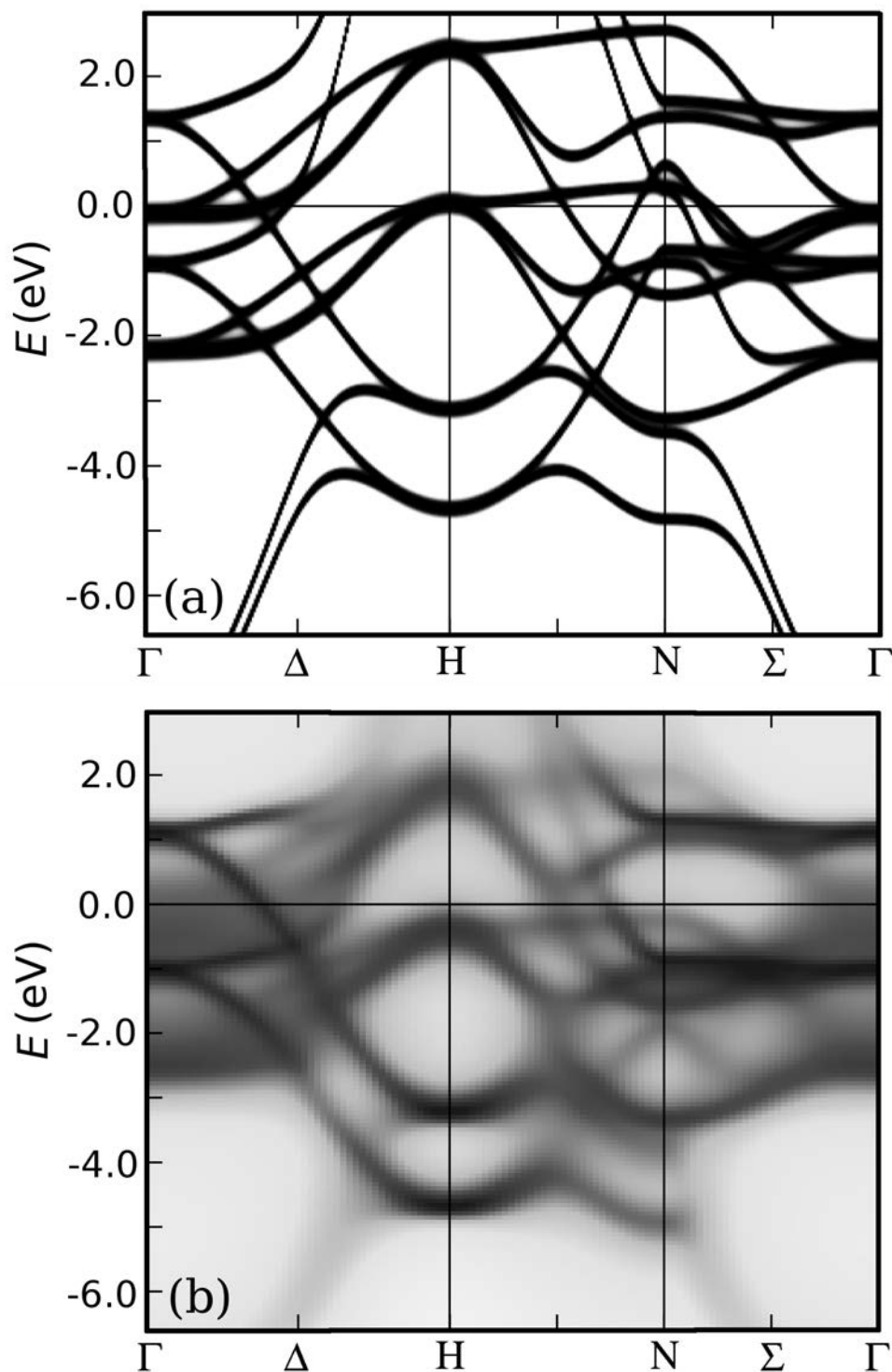


Abbildung 4.11: Elektronische Struktur (spektrale Bloch-Funktionen) für reines Eisen (a) und für $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}$ (b), berechnet für den Imaginärteil der Energie $\text{Im}(E) = 10^{-5}$ Ry. Alle DFT Rechnungen erfolgten bei $T = 0$ K. Der Vergleich zeigt, dass im Si-reicheren System die Energiebänder unter die Fermi-Kante verschoben und verschmiert sind. Quelle: Ref. [67].

Zakeri, Lindner, Barsukov, Meckenstock et al.¹⁰ den vierzähligen 2-Magnonen-Prozess als anisotropen Beitrag zur FMR Linienbreite in $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}/\text{MgO}(001)$ Systemen. Aufgrund neuerer Erkenntnisse weicht die folgende Behandlung dieses Prozesses von den Ergebnissen und dem Formalismus in dieser Publikation ab.

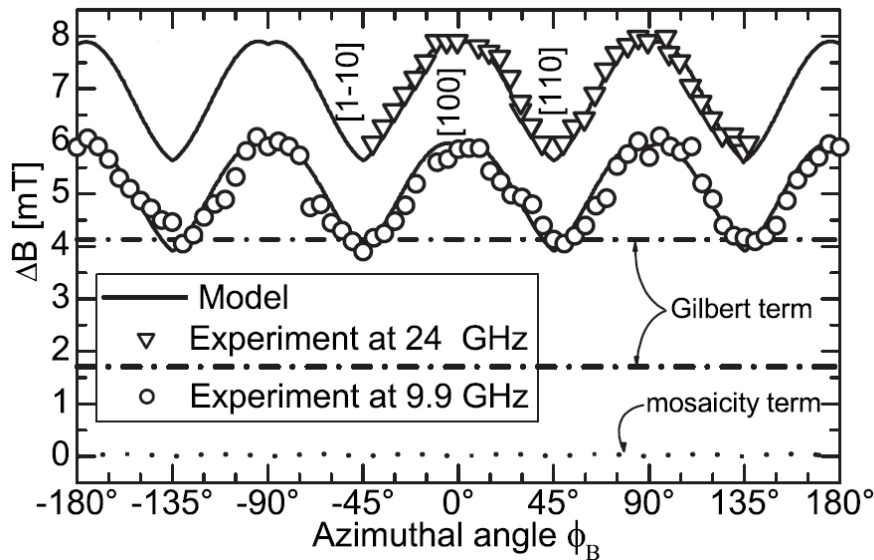


Abbildung 4.12: In-plane Winkelabhängigkeiten der Linienbreite von (40 nm) $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}/\text{MgO}(001)$ bei 9.9 GHz und 24 GHz zeigen eine vierzählige Symmetrie mit Maxima entlang der $\langle 100 \rangle$ Richtungen. Die Linienbreite bei 24 GHz ist größer als bei 9.9 GHz, da sowohl der Gilbert-Beitrag als auch der 2-Magnonen-Beitrag mit Frequenz zunehmen (siehe Abb. 4.13). Quelle: modifiziert aus Ref. [43].

Der typische Verlauf der in-plane Winkelabhängigkeit der Linienbreite ist in Abb. 4.12 vorgestellt. Man erkennt eine klare vierzählige Symmetrie der Linienbreite mit Maxima entlang der $\langle 100 \rangle$ Richtungen in der Filmebene. Gemäß der Gl. 4.1 kann der Verlauf gefittet werden. Hierfür wird zunächst der inhomogene Beitrag mit Hilfe der zugehörigen Resonanzfelder berechnet. Aufgrund seiner spezifischen Winkelabhängigkeit kann er leicht separiert werden, die effektive in-plane Verkipfung der Anisotropieachsen ist gering und beträgt 0.05° . Der Beitrag der inhomogenen Linienverbreiterung kann die starke Anisotropie der Linienbreite nicht erklären. Bevor die Beiträge der Relaxationsprozesse zur Linienbreite behandelt werden können, müssen die Dragging-Effekte berechnet werden. Wiederum unter Zuhilfenahme der Resonanzfelder kann das nach der $\cos \angle(\vec{M}, \vec{B})$ -Methode aus Gl. 4.11 [43] gemacht werden. Die Dragging-Funktion ist ungefähr 1, die Abweichungen ($\sim 1\%$) sind vernachlässigbar. Dieses Ergebnis wurde durch Berechnungen nach Gl. 4.13 unter Zuhilfenahme folgender 'stiffness fields' verifiziert. Auch die χ'' -Methode hat dieses Ergebnis bestätigt.

¹⁰Universität Duisburg-Essen

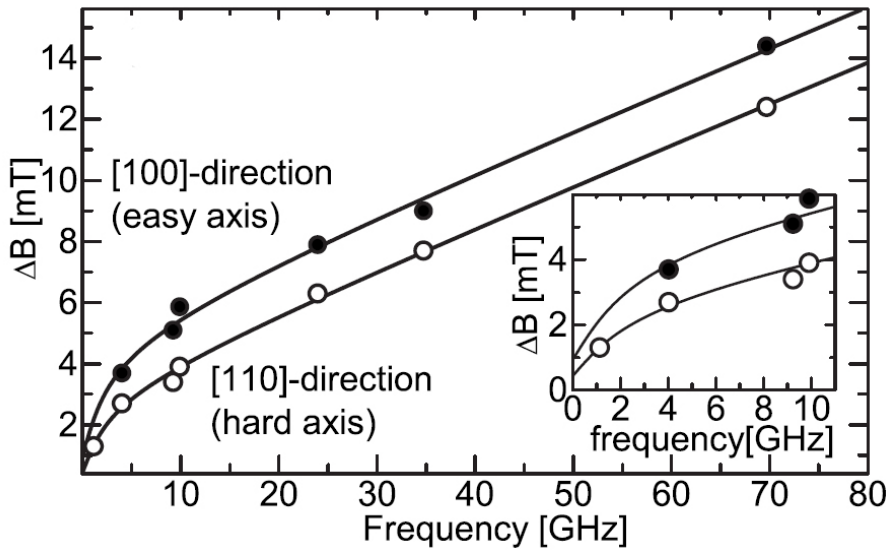


Abbildung 4.13: Frequenzabhängigkeit der Linienbreite von (40 nm) $\text{Fe}_{0.75}\text{Si}_{0.25}/\text{MgO}(001)$. Der Fit (schwarze Kurven) ergibt, dass der Gilbertbeitrag für beide Richtungen [100] und [110] gleich ist, während der 2-Magnonen-Beitrag für [100] größer ist. Quelle: modifiziert aus Ref. [43].

$$\begin{aligned}
 W_x = & B_{ext} \cos(\phi_B - \phi) + B_{2\parallel} \cos\left(2(\phi_{2\parallel}^{easy} - \phi)\right) \\
 & + B_4 \cos(4(\phi_{\langle 100 \rangle} - \phi))
 \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned}
 W_y = & B_{ext} \cos(\phi_B - \phi) + B_{eff\perp} + B_{2\parallel} \cos^2\left(\phi_{2\parallel}^{easy} - \phi\right) \\
 & + B_4 [\cos(4(\phi_{\langle 100 \rangle} - \phi)) + 3] / 4.
 \end{aligned} \quad (4.22)$$

Der Winkel $\phi_{\langle 100 \rangle}$ kennzeichnet dabei die in-plane $\langle 100 \rangle$ Richtungen des Fe-Si Kristalls. Für den Gilbert-Beitrag kann zunächst den theoretischen Überlegungen aus Ref. [33,42] folgend eine isotrope Funktion, linear in Frequenz gemäß Gl 4.6, angenommen werden. Es muss an dieser Stelle erwähnt werden, dass die eventuellen Anisotropien des Gilbert-Parameters [40,108] nicht ausreichen würden, um die Anisotropie der Linienbreite zu erklären. Man muss dazu die extrinsischen Relaxationsprozesse in Betracht ziehen. Die Korrelation der Linienbreiten-Maxima mit den $\langle 100 \rangle$ -Richtungen legt die Vermutung nahe, dass der 2-Magnonen-Prozess mit kristallinen Defekten zusammenhängen muss. Als solche Defekte sind Liniendefekte vorstellbar. Da in einem kubischen System, wie dem Fe-Si System, die kristallinen Defekte entlang der kristallografischen Achsen $\zeta = \langle 100 \rangle$ und $\zeta = \langle 110 \rangle$ bevorzugt auftreten, muss man zwei, in erster Näherung voneinander unabhängige, 2-Magnonen-Prozesse mit vierzähliger Symmetrie in der Filmebene annehmen, deren Maxima entlang dieser kristallografischen Achsen liegen. Die maximale Intensität dieser Prozesse ist größer für $\langle 100 \rangle$ als für $\langle 110 \rangle$, was mit der unterschiedlichen Dichte der Defekte zusammenhängen könnte. Es scheint

plausibel für die Winkelabhängigkeit $\Delta B_{2m,\zeta}(\phi_M)$ der Linienbreite dieser Prozesse zwei elementare Funktionen des Winkels anzunehmen. Dieses Modell ist in Abb. 4.7 verdeutlicht.

$$\Delta B_{2m,\zeta}(\phi_B) = \frac{\Gamma_\zeta(\phi_M)}{\gamma} = \frac{1}{\gamma} \Gamma_\zeta^{max} \times \Phi_\zeta(\phi_M) \quad (4.23)$$

$$\Phi_\zeta(\phi_M) = \Phi(\phi_M - \phi_\zeta) = \cos^2 2(\phi_M - \phi_\zeta) \quad (4.24)$$

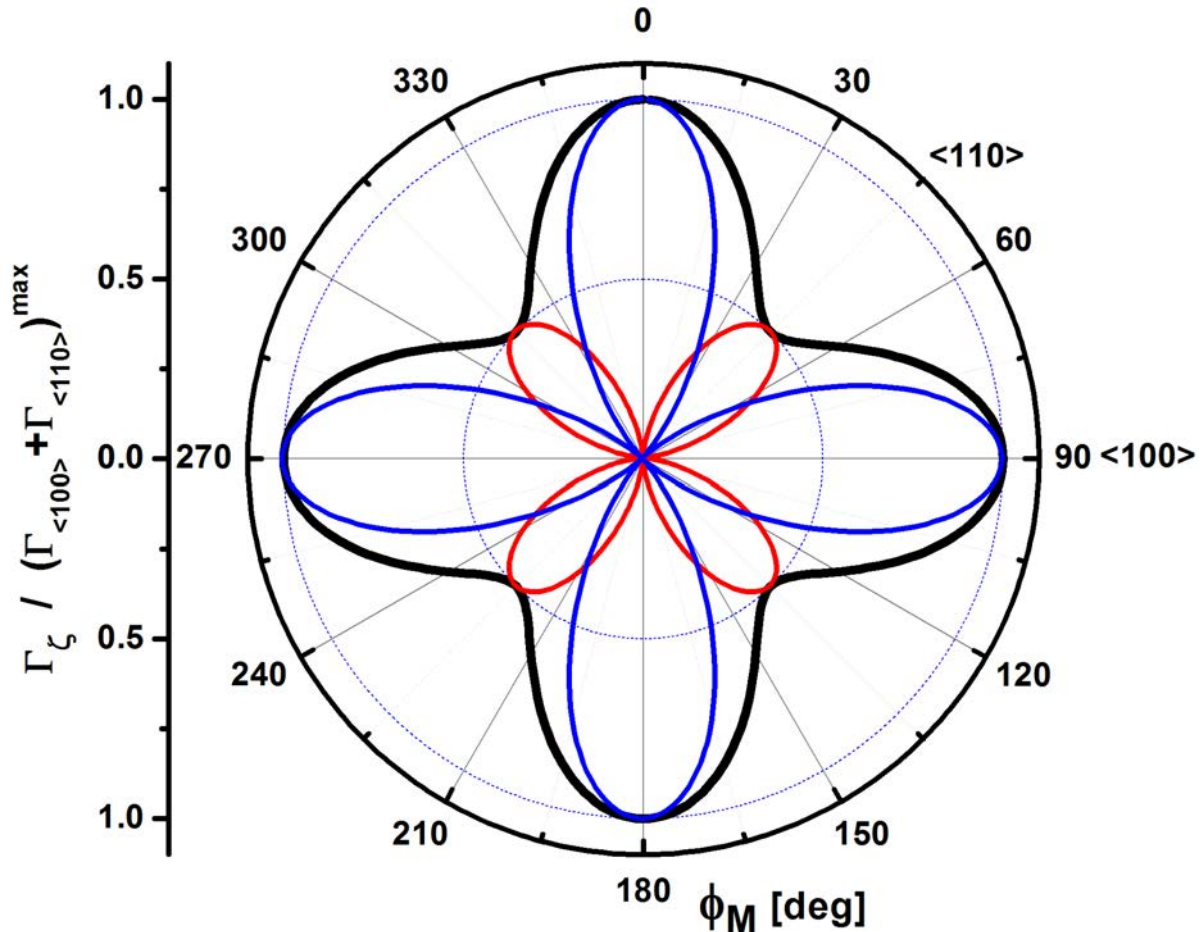


Abbildung 4.14: Modellierte Intensität der 2-Magnonen-Prozesse in der (001) Filmebene von $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$. Blaue Kurve beschreibt die Winkelabhängigkeit des vierzähligen Prozesses $\Gamma_{\langle 100 \rangle}$ mit Maxima entlang von $\zeta = \langle 100 \rangle$, die rote Kurve beschreibt die des $\Gamma_{\langle 110 \rangle}$. Die maximale Intensität des letzteren ist hier pauschal um die Hälfte reduziert $\Gamma_{\langle 110 \rangle}^{max} = \frac{1}{2} \Gamma_{\langle 100 \rangle}^{max}$, was den experimentellen Daten (Abb. 4.12) ungefähr entspricht. Die schwarze Kurve gibt den gesamten Verlauf des 2-Magnonen-Prozesses wieder. Die Intensitäten sind durch $(\Gamma_{\langle 110 \rangle} + \Gamma_{\langle 100 \rangle})^{max}$ auf 1 normiert. Der Winkel der Magnetisierung ϕ_M ist im Falle vernachlässigbarer Dragging-Effekte dem des externen Feldes ϕ_B gleich.

Die Linienbreite ist somit gleich der Intensität des 2-Magnonen-Prozesses Γ , die (man beachte den Unterschied zur Linienbreite) von dem Winkel der Magnetisierung ϕ_M und nicht dem des externen Feldes ϕ_B abhängt. In den $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ Systemen mit $x \sim 0.25$ sind diese Winkel aufgrund der vernachlässigbaren Dragging-Effekte ungefähr gleich. Die Winkelabhängigkeit des

2-Magnonen-Prozesses ist durch die maximum-normierte Funktion $\Phi(\phi_M - \phi_C)$ mit ihrer vierzähligen Symmetrie bestimmt, seine Intensität ist durch Γ_{ζ}^{max} parametrisiert. In diesem Bild ist dieser Parameter eine arcsin-Funktion der Frequenz gemäß Gl. 4.8.

Die unterschiedlichen Frequenzabhängigkeiten und in-plane Winkelabhängigkeiten der intrinsischen und extrinsischen Beiträge zur Linienbreite erlauben ihre Separation mit Hilfe zweier Methoden: Man kann volle in-plane Winkelabhängigkeiten der Linienbreite bei mehreren Frequenzen mit einem Satz von Parametern fitten und diese somit ermitteln. Die Winkelabhängigkeit bei einer Frequenz würde hierzu nicht ausreichen, da die winkelabhängigen (siehe (4.24)) Funktionen $\Phi_{\langle 100 \rangle}$, $\Phi_{\langle 110 \rangle}$ und der isotrope Gilbert-Beitrag linear abhängig sind; d.h. eine simultane Anpassung der Intensitäten $\Gamma_{\langle 100 \rangle}^{max}$ und $\Gamma_{\langle 110 \rangle}^{max}$, sowie der Gilbert-Konstante α würden den selben Fit liefern. Mit bereits einer zusätzlichen Frequenz wird der Satz von Fitparametern jedoch eindeutig. Weiterhin zeigt die Abb. 4.12, dass die FMR Felder eine reine vierzählige Symmetrie aufweisen und somit keine uniaxiale magnetische Anisotropie vorliegt. Das bedeutet, dass die Dragging-Effekte entlang der kristallografischen Hauptachsen verschwinden und eine direkte Auswertung der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite in diesen Richtungen möglich ist. Fittet man diese mit Berücksichtigung aller oben genannten Beiträge, lassen sich die intrinsischen und extrinsischen Relaxationsprozesse separieren und bestimmen. Der simultane Fit der in-plane Winkelabhängigkeit der FMR Felder und Linienbreite bei einer Frequenz ist notwendig, um die Fitvoraussetzungen (insbesondere die Funktion Φ) zu verifizieren; desweiteren bestätigen die letzteren die Isotropie des Gilbert-Parameters, wie eingangs im hypothetischen Ansatz eingeführt wurde.

Die typischen Werte der Intensität des 2-Magnonen-Prozesses liegen im Bereich von $\Gamma_{\langle 100 \rangle} \approx 0.5 \text{ GHz}$ und $\Gamma_{\langle 110 \rangle} \approx 0.25 \text{ GHz}$ im X-Band. Die Intensitäten sind deutlich größer ($\Gamma_{\langle 100 \rangle} \approx 2.5 \text{ GHz}$ und $\Gamma_{\langle 110 \rangle} \approx 1 \text{ GHz}$), wenn die kristallinen Defekte nicht durch das Anlassen ausgeheilt werden.

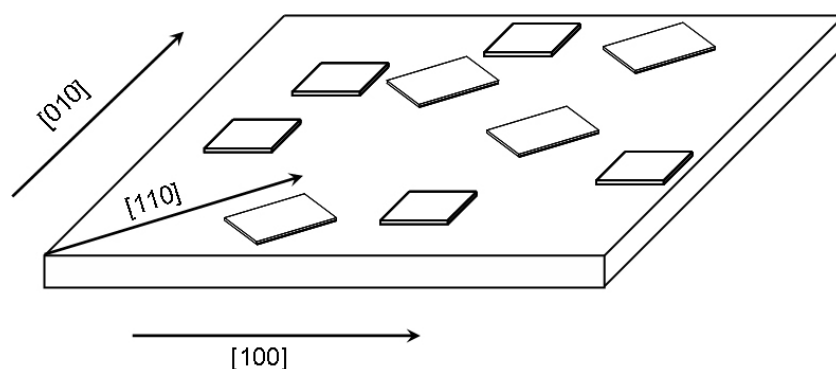


Abbildung 4.15: Das theoretische Modell für zwei Defekt-Matrizen aus rechteckigen Strukturen auf der Filmoberfläche, die parallel zu $\langle 100 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ liegen und zufällig verteilt sind.

Zur Zeit gibt es keine Theorie des 2-Magnonen-Prozesses, die die kristallinen Defekte reali-

stisch berücksichtigen würde. Ein Modell, das das damit verbundene Streufeld nachahmt, wurde von P. Landeros mit dem folgenden Ansatz geschaffen: Es werden zwei Defekt-Matrizen angenommen, die aus rechteckigen Strukturen an der Oberfläche des Films bestehen und die Oberflächenanisotropie variieren. Die Kanten dieser Strukturen sind parallel zu den kristallografischen Hauptachsen ζ (je eine Matrix für $\langle 100 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$). Die laterale Ausdehnung ist über die Kantenlängen a und c bestimmt, ihre Höhe beträgt b . Die Strukturen sind zufällig auf dem Film verteilt (Abb. 4.15), das Verhältnis von defekt-bedeckter zur unbedeckten Fläche beträgt p . Aus der Erweiterung der Theorie von Arias und Mills ergibt sich folgende in-plane Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses [87]:

$$\Gamma_{4-fold} = \frac{8\gamma b^2 B_{def}^2 p a c (g_x W_y + g_y W_x)^2 \phi_c}{\pi D (W_x + W_y)^2}, \quad (4.25)$$

mit den Hilfsgrößen

$$g_x = (a^{-1} - c^{-1}) \cos(2(\zeta - \phi)), \quad (4.26)$$

$$g_y = (a^{-1} - c^{-1}) \cos^2(\zeta - \phi) - a^{-1}, \quad (4.27)$$

$$\phi_c = \arcsin \sqrt{W_x/W_y}. \quad (4.28)$$

Obleich die Funktion Γ_{4-fold} eine spezifische Winkelabhängigkeit aufweist, sollte zur Erhöhung der Genauigkeit noch eine Messung bei einer anderen Frequenz herangezogen werden.

4.6 Uniaxialer 2-Magnonen-Prozess durch schräge Aufdampf-Konfiguration

Nachdem der 2-Magnonen-Prozess aufgrund natürlich vorkommender kristalliner Defekte untersucht wurde, soll hier die Frage nach einer möglichen Kontrolle des 2-Magnonen-Prozesses beantwortet werden. Während die Intensität des 2-Magnonen-Prozesses aufgrund kristalliner Defekte durch das Ausheilen der Defekte kontrolliert werden kann, bietet die Zusammensetzung der Filme aus zwei unterschiedlichen Elementen einen Ansatzpunkt zur Kontrolle der Symmetrie des Prozesses.

Bei den nachfolgend vorgestellten Fe-Si Filmen, wurde die Aufdampfkonfiguration dahingehend verändert, dass die Achse des Si-Verdampfers nicht parallel, sondern unter einem Winkel von ca. 15° zur Filmnormalen steht. Im Übrigen bleibt die Aufdampf-Methode gleich. Es ist bekannt, dass solche Aufdampf-Konfiguration so genannte Schatten-Effekte hervorruft [109–113]. Der wachsende Fe-Si Film weist Oberflächenrauhigkeit auf, die für das seitlich auftreffende Silizium eine Diffusionsbarriere darstellt. Daher kommt es zu einer bevorzugten Anlagerung von Si auf der dem Si-Verdampfer zugewandten Seite der Oberflächenerhöhungen (siehe Abb. 4.16). Die genaue Verteilung von Si innerhalb des Films ist unbekannt und hängt

von der Anfangsrauigkeit des Films, der Aufdampftrate und der Mobilität der Atome auf der Filmoberfläche ab. Dennoch sind folgende Aussagen möglich: Der Film weist Defekte in Form variierender chemischer Komposition auf. Die Defekte sind in erster Näherung zufällig verteilt und haben vor Allem eine laterale Verteilung, die eine uniaxiale Symmetrie in der Filmebene mit der ausgezeichneten Achse β (vergleiche mit Abb. 4.17(a)) parallel zur Projektion des Si-Stroms auf die Filmoberfläche aufweist. In Abb. 4.16(a) sind solche Defekte aufgrund der Schatten-Effekte in einem Fe/Si(111) System, gemessen mit Hilfe von STM, illustriert – man kann diese als streifen-ähnliche Defekte senkrecht zur Achse β auffassen.

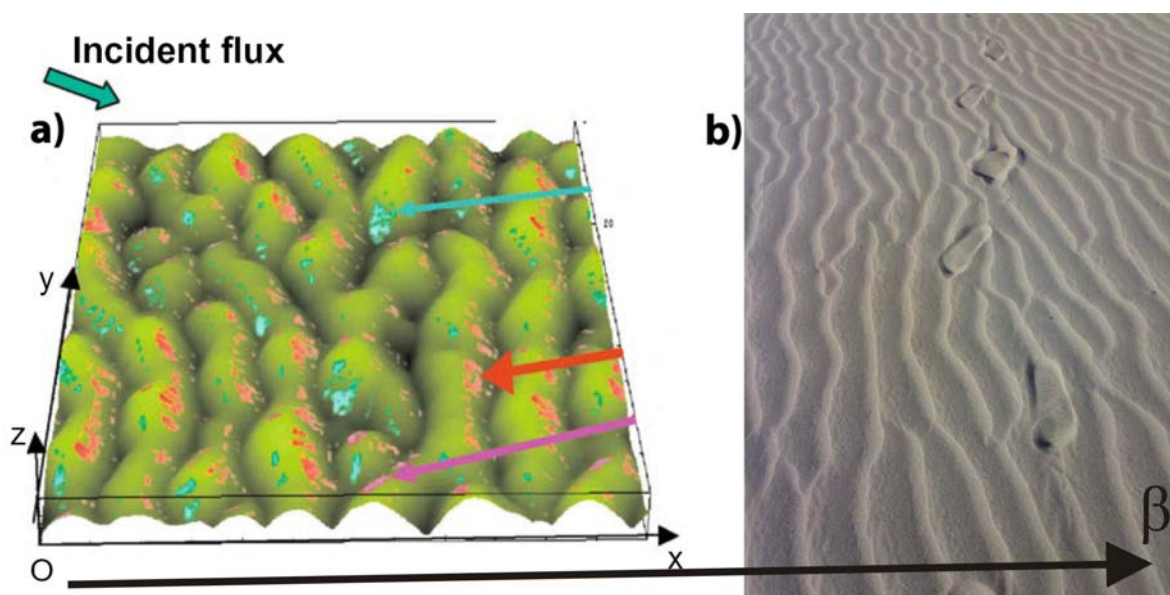


Abbildung 4.16: (a) Die Schatteneffekte einer schräg aufgedampften Fe/Si(111) Probe aus Ref. [114], abgebildet mit STM. Bildmaße sind $60 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$. Die etwa 1 nm hohen Streifen bilden eine quasiszufällig lateral verteilte Oberflächen-Struktur. Die Richtung der Projektion der Materialstroms auf die Filmebene ist senkrecht zu den Streifen. Quelle: modifiziert aus Ref. [114]. (b) Ein makroskopisches Analogon zu den Schatteneffekten bilden die Wellen im Sand, die durch den Transport von Sandkörnern durch einen seitlichen Wind entstehen. Die Wellen entstehen senkrecht zur Windrichtung. Die Fußabdrücke im Bild (b) deuten auf einen Skalierungsfaktor von ca. 10^7 im Vergleich zu (a) hin. Die Achse β in den beiden Bildern ist parallel zur x-Achse in (a).

Um den Ursprung der Defekte eindeutig zu bestimmen, wurde die Oberfläche des Fe-Si Films, sowie die des unbedeckten MgO(001) Substrats mit AFM untersucht. Beide Oberflächen wiesen keine Anisotropie auf. Insbesondere kann man feststellen, dass durch das schiefe Aufdampfen keine wellenartigen Oberflächenmodulationen auftraten. Der Grund dafür liegt im geringen Aufdampfwinkel von 15° [114].

Winkelabhängige FMR Messungen wurden in X-Band durchgeführt. Die FMR Felder weisen eine vierzählige Symmetrie auf, wie in Abb. 4.17(b) verdeutlicht wird. Zusätzlich dazu gibt es einen sehr kleinen uniaxialen Beitrag (sichtbar durch unterschiedliche Lage der Extrema in

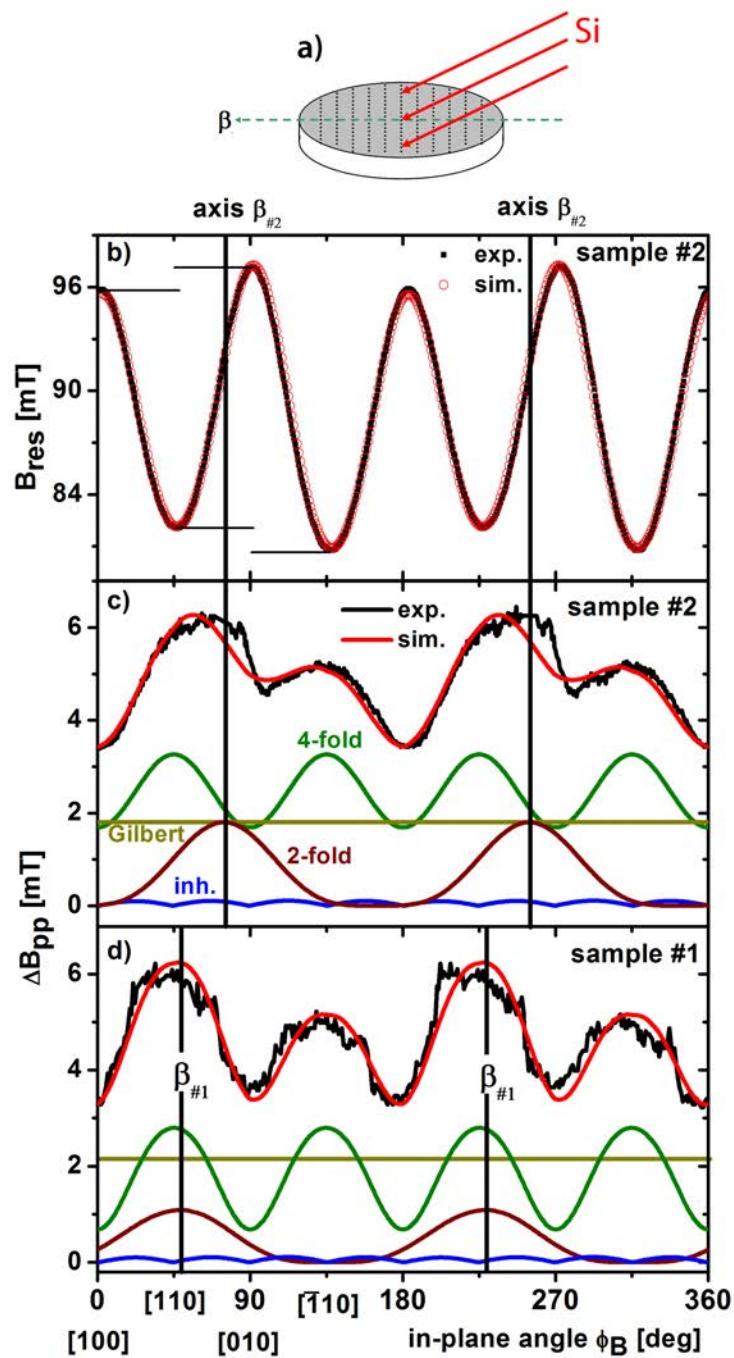


Abbildung 4.17: (a) Geometrie des Aufdampfprozesses. Si fällt schräg auf den Film, seine Projektion auf die Oberfläche ist als Achse β gekennzeichnet. (b)-(d) Daten aus in-plane winkelabhängigen FMR Messungen (schwarz) bei 9.3 GHz an Proben aus Tabelle 4.1 und Fits (rot). (b) Resonanzfelder zeigen eine vierzählige Symmetrie (magneto-kristalline Anisotropie K_4) in der Filmebene, die mit einem kleinen zweizähligen Beitrag (uniaxiale Anisotropie $K_{2||}$) überlagert ist (vergleiche unterschiedliche Extrema). Die schwere Richtung von $K_{2||}$ ist parallel zu β . (c) Die Linienbreite zeigt eine vierzählige Symmetrie wegen des 2-Magnonen-Prozesses aufgrund kristalliner Defekte ($\Gamma_{\langle 100 \rangle} + \Gamma_{\langle 110 \rangle}$), die mit einem zweizähligen 2-Magnonen-Bertrag aufgrund der streifen-ähnlichen Defekte Γ_{2-fold} überlagert ist. Seine Intensität ist maximal entlang von β . Die Gilbert-Dämpfung und die inhomogene Linienbreite tragen zur Gesamtlinienbreite bei. (d) Für die Probe #1 wurde die Achse β nahe der $[110]$ Richtung gewählt. Quelle: Ref. [87].

Abb. 4.17(b)). Der Fit der Resonanzfelder zeigt, dass die magneto-kristalline Anisotropie sich nicht von der unter normalen Aufdampfbedingungen hergestellten Proben unterscheidet. Die magneto-kristalline Anisotropiekonstante liegt im Bereich von $K_{4||} \sim 3.5 \text{ kJ/m}^3$ (vergleiche Tabelle 4.1 mit Abb. 3.12 aus Kapitel 3). Die uniaxiale Anisotropie ist klein $K_{2||} \leq 0.05 \text{ kJ/m}^3$, aber ihre Symmetrieachse weist Korrelation zur Projektion des Si-Stroms auf die Filmebene β auf. Die schwere Richtung der uniaxialen Anisotropie $\phi_{2||}^{hard}$ ist parallel zu β . Diese Korrelation ist auf die Dipol-Wechselwirkung zwischen den Streifen-Defekten als Mechanismus der uniaxialen Anisotropie zurückzuführen [113]. Der kleine Wert der Anisotropiekonstante $K_{2||}$ deutet auf die geringe Konzentration der Defekte in der Probe hin.

Es finden sich große Unterschiede in der FMR Linienbreite im Vergleich zu den unter normalen Aufdampfbedingungen hergestellten Proben. In Abb. 4.17(c) erkennt man, dass zusätzlich zum vierzähligen 2-Magnonen-Beitrag aufgrund der kristallinen Defekte ein zweizähliger Beitrag auftaucht. Die Intensität dieses Beitrags ist signifikant und vergleichbar mit der des im vorhergehenden Kapitel beschriebenen 2-Magnonen-Prozesses und mit der Gilbert-Dämpfung. Die Richtung der maximalen Intensität ϕ_{2-fold} dieses zweizähligen Beitrages liegt parallel zur schweren Richtung der uniaxialen Anisotropie und zur Projektion des Si-Stroms auf die Filmebene: $\phi_{2-fold} = \phi_{2||}^{hard} = \beta$. Das lässt die Vermutung zu, dass dieser Beitrag einem zweizähligen 2-Magnonen-Beitrag aufgrund der Streifen-Defekte zu verdanken ist.

Um den Mechanismus dieses Prozesses zu identifizieren, müssen folgende Aspekte berücksichtigt werden: (i) Zum einen sind zusätzliche kristalline Defekte als Folge des schiefen Aufdampfens möglich. Des Weiteren kann die laterale Modulation der chemischen Komposition lokal zwei magnetische Parameter verändern: (ii) magneto-kristalline Anisotropie und (iii) Sättigungsmagnetisierung:

i) Die kristallinen Defekte würden nicht zu einem uniaxialen Beitrag des 2-Magnonen-Prozesses führen können [87,115]. Es wurden zwei Querschnitts-Lamellen aus dem Film parallel und senkrecht zur Achse β mit Hilfe von 'focused ion beam (FIB)' herausgetrennt und mit HRTEM inklusive Elektron-Diffraktometrie und EDX untersucht. Die Messungen zeigten keine Unterschiede zwischen den beiden Lamellen.

ii) Wie im Kapitel 3 dargelegt, lässt sich die magneto-kristalline Anisotropie im Bereich des Si-Gehalts um 25% sehr leicht verändern (vergleiche in Abb. 3.12 den flachen Verlauf der Kurve in diesem Bereich). Zusätzlich dazu ergab die theoretische Betrachtung des zweizähligen 2-Magnonen-Prozesses durch P. Landeros, dass ein solcher Prozess nur durch die Dipol-Wechselwirkung zustande kommen kann.

iii) Solche Dipol-Wechselwirkung ist durch die Modulation der Sättigungsmagnetisierung zu erwarten. Leider können mit der Theorie Defekte innerhalb des Filmvolumens noch nicht beschrieben werden. Um die Dipolfelder dennoch möglichst realistisch nachzuahmen, wurde daher das Modell der periodisch modulierten Filmoberfläche benutzt – die Modulationen haben

hier eine Streifenform.

Die Modulation der Magnetisierung kann in folgender Form wiedergegeben werden:

$$\begin{aligned}
 M_{z'}(z') &= M_s \cos(\phi - \phi_{2-fold}) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Theta\left(z' - \left\{na_0 - \frac{w}{2}\right\}\right) \\
 &\quad \times \Theta\left(\left\{na_0 + \frac{w}{2}\right\} - z'\right), \tag{4.29}
 \end{aligned}$$

wobei z' die Normale zu den Streifen in der Filmebene ist, ϕ_{2-fold} ihren Winkel angibt, und $(\phi - \phi_{2-fold})$ somit der Differenzwinkel zwischen der Streifen-Normalen und der Magnetisierungsrichtung ist. a_0 ist die streifen-Periodizität, w – ihre Breite und h – ihre Höhe. n ist der Laufindex bei der Summation über die Streifen. $\Theta(x)$ repräsentiert die Heaviside'sche Stufenfunktion (mit Werten 0 für $x < 0$ und 1 für $x > 0$). Im nächsten Schritt können die Dipolfelder berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 h_{z'}(z') &= -4hg_0M_s \cos(\phi - \phi_{2-fold}) \\
 &\quad \times \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{ng_0w}{2}\right) \cos(ng_0z') e^{-ng_0|d-y|} \tag{4.30}
 \end{aligned}$$

Hier ist $g_0 = 2\pi/a_0$. d ist die Filmdicke und y ist die zur Filmebene senkrechte Koordinate. Nach Refs. [84,115,116] wird die 2-Magnonen-Streumatrix berechnet:

$$\begin{aligned}
 V_{xx}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) &= -hg_0 \cos^2(\phi - \phi_{2-fold}) \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{ng_0w}{2}\right) \\
 &\quad \times \frac{1 - e^{-ng_0d}}{ng_0d} (\delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} + \mathbf{g}_n} + \delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k} - \mathbf{g}_n}), \tag{4.31}
 \end{aligned}$$

dabei ist $\mathbf{g}_n = ng_0\hat{z}$, und \mathbf{k} ist der Wellenvektor in der Filmebene. Die verbleibenden Matrixelemente werden mit: $V_{yy}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = V_{xx}(\mathbf{k}', \mathbf{k})$, und $V_{xy}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = V_{yx}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = 0$ angegeben. Die 'response function' S_{xx} ist gegeben durch:

$$S_{xx}^{\text{Im}} = \gamma M_s \frac{\gamma W_y (\Lambda^0 + F^{\text{Im}}) - \alpha \omega (\omega_{\text{FMR}}^2 - \omega^2)}{(\omega_{\text{FMR}}^2 - \omega^2)^2 + (\Lambda^0 + F^{\text{Im}})^2}, \tag{4.32}$$

wobei die Größe $\Lambda^0 = \alpha \omega \gamma (W_x + W_y)$ mit der Gilbert-Dämpfung zusammenhängt und

$$\begin{aligned}
 F^{\text{Im}} &= 2g_0^2 h^2 \gamma^2 M_s^2 \cos^4(\phi - \phi_{2-fold}) \\
 &\quad \times \sum_{n=1}^{\infty} \sin^2\left(n \frac{g_0 w}{2}\right) \left(\frac{1 - e^{-ng_0d}}{ng_0d}\right)^2 \\
 &\quad \times \frac{[\gamma^2 (W_x^2 + W_y^2) + 2\omega^2] \Lambda(\mathbf{g}_n) - 2[\omega^2(\mathbf{g}_n) - \omega^2] \Lambda^0}{[\omega^2(\mathbf{g}_n) - \omega^2]^2 + \Lambda(\mathbf{g}_n)^2} \tag{4.33}
 \end{aligned}$$

den Beitrag aufgrund der Streifen-Defekte beschreibt. Hier ist

$$\Lambda(\mathbf{k}) = \alpha\omega\gamma[W_x + W_y - 4\pi M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd}\right) \cos^2 \phi_{\mathbf{k}} + 2Dk^2] \quad (4.34)$$

mit $\phi_{\mathbf{k}}$ dem Winkel zwischen dem Wellenvektor und der Magnetisierung.

Die obigen Ausführungen sind hier der Vollständigkeit halber angegeben. Der finale Ausdruck für die Intensität des 2-Magnonen-Prozesses lautet:

$$\Gamma_{2-fold} = \frac{F^{Im}}{\gamma(W_x + W_y)} \approx \Gamma_{2-fold}^{max} \cos^4(\phi - \phi_{2-fold}) \quad (4.35)$$

Tabelle 4.1: Statische und dynamische magnetische Parameter (X-Band) von Fe₃Si/MgO(001) dünnen Filmen, hergestellt in unterschiedlichen Aufdampfkonfigurationen.

Probe, Aufdampfkonfiguration und Filmdicke	K_4^{\parallel} (10 ³ J/m ³)	K_2^{\parallel} (10 ³ J/m ³)	$\Gamma_{<100>}^{max}$ (10 ⁷ Hz)	$\Gamma_{<110>}^{max}$ (10 ⁷ Hz)	Γ_{2-fold}^{max} (10 ⁷ Hz)	ϕ_{2-fold} (°)
Fehler	<10%	<10%	~ 30%	~ 30%	<10%	<5°
#1 schief, 40 nm	4.0	0.2	51	13	20	49
#2 schief, 40 nm	3.8	0.5	58	30	33	74
#3 schief, 40 nm, nicht getempert	2.7	0.25	269	95	33	74
#4 schief, 10 nm	4.3	<0.1	52	14	10	48
#5 normal, 40 nm (aus Ref. [43])	3.3	-	53	26	-	-

Diese in-plane Winkelabhängigkeit kann verwendet werden, um die unterschiedlichen Relaxationskanäle zu separieren. Wie in Abb. 4.17(c) und (d) gezeigt wird, wurde die Winkelabhängigkeit der Linienbreite unter Berücksichtigung aller Beträge gefittet. Die Winkelabhängigkeiten der Relaxationskanäle sind spezifisch. Um die Ergebnisse zu verifizieren, wurden aber auch FMR Winkelabhängigkeiten bei einer anderen Frequenz aufgenommen und mit dem selben Satz an Parametern unter Berücksichtigung der Frequenzabhängigkeiten aus Kapitel 4.1 gefittet. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst und erlauben folgende Schlussfolgerungen: Die 2-Magnonen-Prozesse aufgrund kristalliner Defekte sind vergleichbar mit denen in den unter normalen Aufdampfbedingungen hergestellten Proben. Die nicht getemperte Probe #3 zeigt aufgrund nicht-ausgeheilten Defekte eine deutlich höhere Intensität des vierzähligen 2-Magnonen-Prozesses. Der zweizählige 2-Magnonen-Prozess dagegen scheint durch das Tempern nicht beeinflusst zu werden (vergleiche Proben #2 und #3). Das lässt die Vermutung zu, dass die Streifendefekte weit voneinander entfernt liegen – weiter als

die Interdiffusionslänge, für die man einen Wert von einigen Superzellenabständen (0.567 nm) annehmen kann. Das korreliert mit der geringen Defekt-Dichte, auf die aufgrund der kleinen uniaxialen Anisotropie geschlossen werden konnte. Der Vergleich der uniaxialen Anisotropiekonstanten und der Intensität des zweizähligen 2-Magnonen-Betrages bestätigt die Annahme, dass die Dipolfelder aufgrund der Streifendefekte die Ursache für den 2-Magnonen-Prozess sind. Die Richtung der maximalen Intensität des Prozesses kann durch die Drehung der Probe in der Aufdampfanlage frei gewählt werden und korreliert nicht mit kristallografischen Hauptachsen. Dieser Fakt kann von Vorteil für eventuelle Anwendungen der Methode des schiefen Aufdampfens für die Kontrolle der Spinrelaxation sein. Die geringe Konzentration der Defekte, die auch durch laterale EDX-Studien nicht festgestellt werden konnte, beeinflusst die statischen magnetischen Parameter so gut wie gar nicht, aber öffnet zugleich einen Relaxationskanal mit einer signifikanten Intensität.

4.7 Temperaturabhängigkeit der 2-Magnonen-Prozesse in Fe-Si

In diesem Kapitel sollen die ersten Ergebnisse zur Temperaturabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses vorgestellt werden, die in Zusammenarbeit [117] mit A. Rubacheva¹¹ an $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x$ mit $x \approx 30$ entstanden sind. Die Schwierigkeit, mit der man dabei konfrontiert wird, ist, dass die Temperaturabhängigkeit der Gilbert-Dämpfung bekannt sein muss. Wie im Kapitel 4.4 bereits erwähnt, kann zur Zeit nur die generelle Tendenz der Temperaturabhängigkeit der Gilbert-Dämpfung als gesichert angesehen werden. Um diese quantitativ zu bestimmen, würde es temperatur-abhängiger FMR Messungen bei unterschiedlichen Frequenzen bedürfen, was experimentell zeitaufwendig ist. Um dennoch mehr Information über die Temperaturabhängigkeit der 2-Magnonen-Prozesse zu bekommen, wird daher zu Näherungen gegriffen.

Zunächst soll die Temperaturabhängigkeit aller Beiträge zur Linienbreite erörtert werden.

$$\begin{aligned} \Delta B(T) = & \frac{dB_{res}(T)}{d\phi_B} \Delta\phi_{inh} + \\ & + \frac{1}{\Psi(T)} \{ \Delta B_G(T) + \\ & [\tilde{\Gamma}_{100}^{max}(T) \Phi_{100}(\phi) + \tilde{\Gamma}_{110}^{max}(T) \Phi_{110}(\phi) + \tilde{\Gamma}_{2-fold}^{max}(T) \Phi_{2-fold}(\phi)] \times \\ & \times \frac{1}{\gamma} \arcsin \sqrt{ \frac{ \sqrt{\omega^2 + (\gamma B_{eff\perp}(T)/2)^2} - \gamma B_{eff\perp}(T)/2 }{ \sqrt{\omega^2 + (\gamma B_{eff\perp}(T)/2)^2} + \gamma B_{eff\perp}(T)/2 } } \} \end{aligned} \quad (4.36)$$

¹¹Universität Duisburg-Essen und Lomonosov Universität Moskau.

Geht man in der Gleichung von links nach rechts, stellt man folgendes fest:

- Die Temperaturabhängigkeit der inhomogenen Linienbreite ist durch die der Resonanzfelder bestimmt. Die effektive Verkippung der Kristallite $\Delta\phi_{inh}$ kann man als temperaturunabhängig ansehen.
- Die Temperaturabhängigkeit der Draggingeffekte hängt mit der Temperaturabhängigkeit der Anisotropiefelder, die wiederum aus der der Resonanzfelder bestimmt werden kann.
- Die Gilbert-Dämpfung wird in der weiteren Betrachtung als temperaturunabhängig angenommen (für Si-arme $x = 7.2\%$ Systeme ist eine leichte ($< 6\%$) Zunahme der Gilbertdämpfung im Temperaturbereich von 0-300 K [118] bekannt). Die aus dieser Vereinfachung resultierenden Fehler in der Auswertung der Linienbreite werden weiter unten besprochen.
- Die Temperaturabhängigkeit der 2-Magnonen-Parameter $\tilde{\Gamma}^{max}$ gilt es zu bestimmen. Die Funktion der in-plane Winkelabhängigkeiten $\Phi(\phi)$ wird als temperaturunabhängig angesehen. Es ist jedoch wichtig zu berücksichtigen, dass die übliche Vereinfachung im Bezug auf die Parallelität des äußeren Magnetfeldes und der Magnetisierung mit der daraus resultierenden Näherung $\Phi(\phi_M \approx \phi_B)$ bei tieferen Temperaturen und somit größeren Anisotropien überprüft werden musste. Für die hier vorgestellten Proben erweist sich diese Näherung jedoch als weiterhin gültig.
- Aufgrund der Ähnlichkeiten der Systeme scheint es plausibel, die Ergebnisse der Arbeiten von Z. Frait [118], die die Abwesenheit der Temperaturabhängigkeit des spektroskopischen Splittingfaktors in $\text{Fe}_{0.0928}\text{Si}_{0.072}$ beschreiben, auch auf die Fe-Si Systeme auszuweiten. Im Weiteren wird γ als temperaturunabhängig angesehen.
- Die Temperaturabhängigkeit der Frequenzabhängigkeit der 2-Magnonen-Prozesse ist durch die des effektiven out-of-plane Feldes $B_{eff\perp}$ bestimmt. Sie lässt sich wiederum durch die Auswertung der Resonanzfelder ermitteln.

Gemäß des oben skizzierten Modells kann man also die Temperaturabhängigkeit der 2-Magnonen-Prozesse bestimmen, wenn zunächst mit Hilfe der winkelabhängigen FMR Messungen bei zwei Frequenzen die effektive Kristalliten-Verkippung $\Delta\phi_{inh}$ und der Gilbert-Parameter ermittelt werden. Danach werden FMR Felder und Linienbreiten bei unterschiedlichen Temperaturen bei der Frequenz von 9.2 GHz aufgenommen. Aus den Resonanzfeldern werden die statischen magnetischen Parameter bestimmt, und die damit zusammenhängenden Größen aus der obigen Liste berechnet. Die Linienbreite wird unter Berücksichtigung dieser Größen gefittet.

In Abb. 4.18 ist die Temperaturabhängigkeit der Intensität der vierzähligen 2-Magnonen-Prozesse $\tilde{\Gamma}_{\zeta}^{max}$ aus dem Fit dargestellt. Sie ist signifikant. An dieser Stelle muss jedoch die

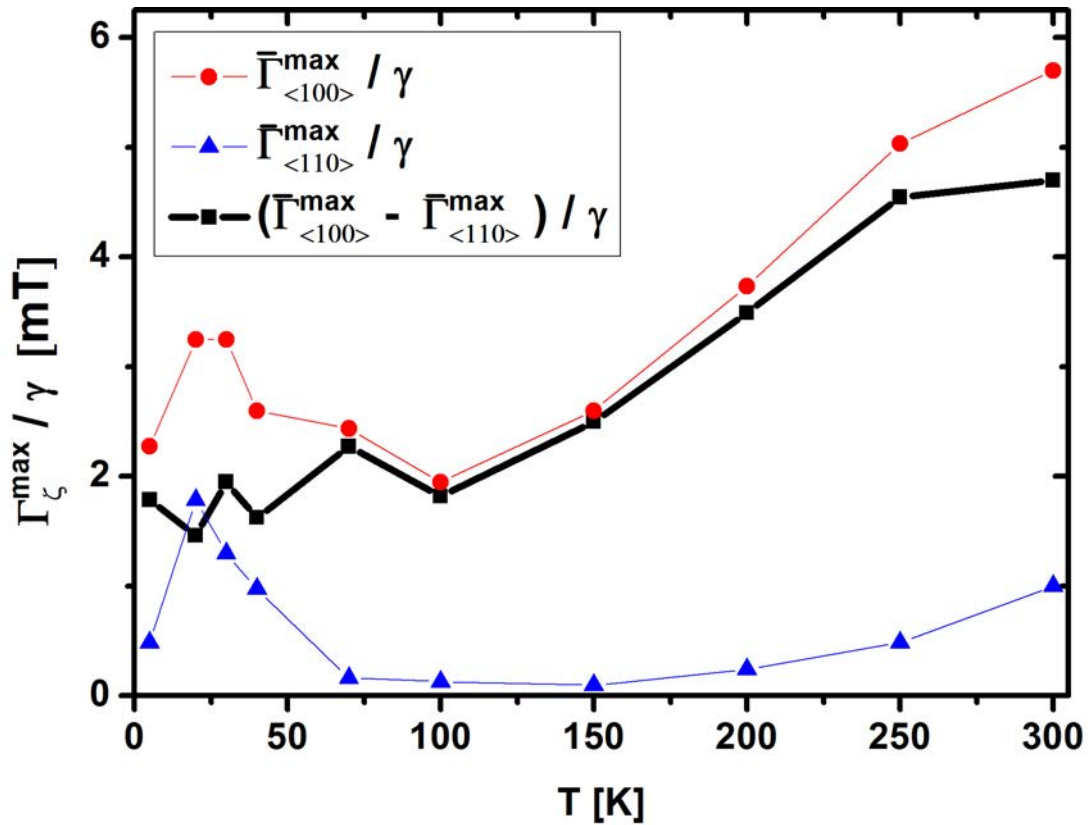


Abbildung 4.18: Experimentelle Daten an (40 nm) $\text{Fe}_{0.6}\text{Si}_{0.4}/\text{MgO}(001)$. Intensitäten der vierzähligen 2-Magnonen-Prozesse $\bar{\Gamma}_{\zeta}^{\max} / \gamma$ aus dem Fit der Linienbreite mit der Näherung der temperaturunabhängigen Gilbert-Dämpfung. Unter der Annahme der Proportionalität der beiden, kann die Temperaturabhängigkeit durch ihre Differenz ausgedrückt werden. Die Intensität der vierzähligen 2-Magnonen-Prozesse nimmt mit der Temperatur zu. Der Fehler ist $< 30\%$.

Vereinfachung ins Gedächtnis gerufen werden, in der die Gilbert-Konstante als temperaturabhängig angenommen wurde. Falls sie das nicht ist, werden die beiden $\tilde{\Gamma}_{\zeta}^{max}$ Parameter mit einem Offset behaftet sein. Aufgrund des selben zugrunde liegenden Mechanismus der vierzähligen 2-Magnonen-Prozesse scheint plausibel – zumindest in erster Näherung – dass diese beiden Parameter die gleiche Temperaturabhängigkeit aufweisen und somit $\tilde{\Gamma}_{\langle 100 \rangle}^{max} = C \tilde{\Gamma}_{\langle 110 \rangle}^{max}$ mit $C = const.$ gilt. In diesem Fall gibt die Differenz der Parameter $\tilde{\Gamma}_{\langle 100 \rangle}^{max} - \tilde{\Gamma}_{\langle 110 \rangle}^{max}$ die Temperaturabhängigkeit derselbigen wieder. Sie ist durch die schwarze Kurve in Abb. 4.18 repräsentiert. Die Intensität des 2-Magnonen-Prozesses nimmt mit der Temperatur zu. Es hat sich als nicht möglich erwiesen, eine direkte Korrelation der Temperaturabhängigkeiten des vierzähligen 2-Magnonen-Prozesses und der statischen magnetischen Parameter zu finden.

Die Temperaturabhängigkeit des zweizähligen 2-Magnonen-Prozesses lässt sich im Gegensatz zu der des vierzähligen genau bestimmen – die Näherung im Bezug auf die Gilbert-Dämpfung spielt hier aus Symmetriegründen keine Rolle. Die Abb. 4.19 zeigt, dass die Intensität $\tilde{\Gamma}_{2-fold}^{max}$ vom Nullpunkt bis ca. 70 K stark zunimmt und dann sättigt.

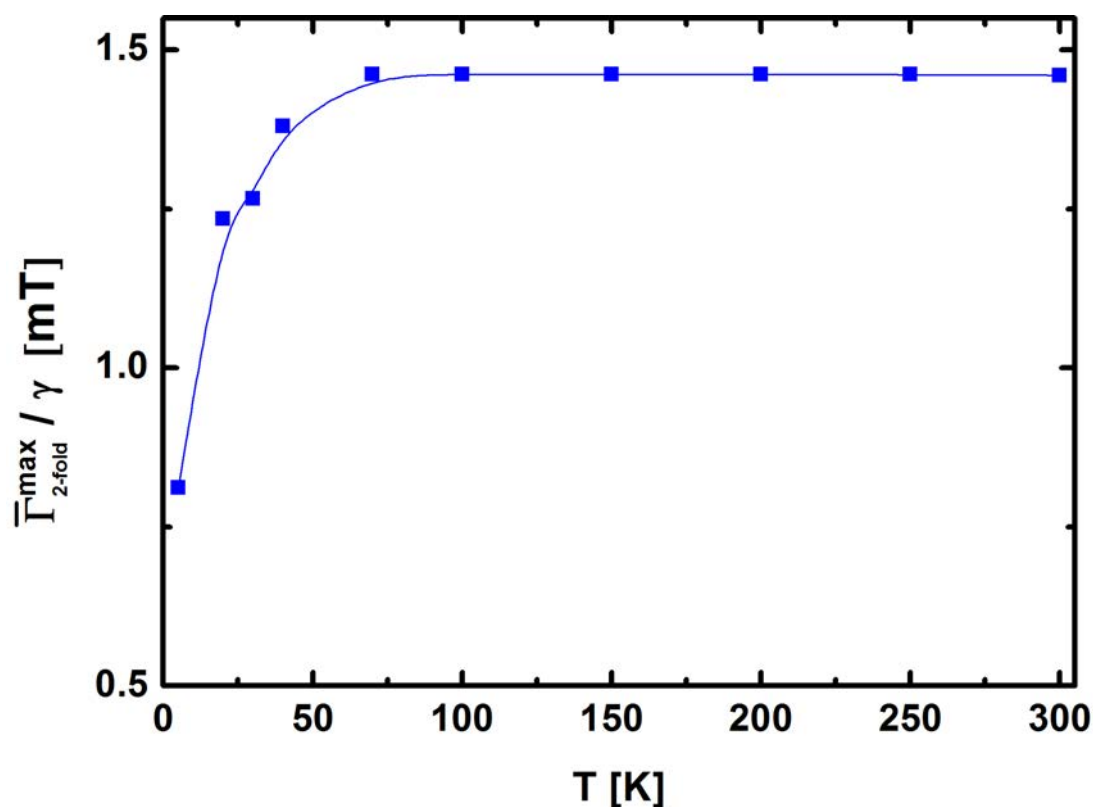


Abbildung 4.19: Experimentelle Daten von (40 nm) $\text{Fe}_{0.6}\text{Si}_{0.4}\text{MgO}(001)$. Intensität des zweizähligen 2-Magnonen-Prozesses als Funktion der Temperatur. Eine Sättigung tritt ab ca. 70 K ein. Der Fehler ist $< 10\%$. Die blaue Kurve ist 'guide to the eye'.

Für die Erklärung der Temperaturabhängigkeit könnten zwei Faktoren von Bedeutung sein: Zum einen die temperaturbedingte Veränderung der magnonischen Dispersion, zum anderen

die des Streufeldes. Für den vierzähligen 2-Magnonen-Prozess könnten dabei die magneto-kristalline und die Oberflächenanisotropie eine Rolle spielen. Für den zweizähligen Prozess könnten Sättigungseffekte innerhalb der Streifendefekte von Bedeutung sein. Es bedarf eines expliziten theoretischen Modells, um nach indirekten Korrelationen suchen zu können.

4.8 Uniaxialer 2-Magnonen-Prozess durch Nanostrukturierung

Das schräge Aufdampfen von Legierungen ist eine Methode für die Manipulation der Spinrelaxation über den zweizähligen 2-Magnonen-Prozess, die aufgrund der nicht bekannten Struktur der Defekte nicht genau theoretisch zu beschreiben oder experimentell zu kontrollieren ist.

In der Vergangenheit gab es Versuche, den 2-Magnonen-Prozess durch gezieltes Einbringen von Defekten zu beeinflussen. So veränderten R. McMichael et al.¹² die Oberfläche eines Substrats durch das mechanische Zerkratzen in einer Richtung. Der darauf aufgedampfte Film zeigte einen zweizähligen Beitrag zur FMR Linienbreite, der als 2-Magnonen-Prozess identifiziert wurde [119]. Diese Methode hat den entscheidenden Nachteil, dass die genaue Struktur der Kratzer nicht kontrollierbar ist.

Eine andere Herangehensweise haben G. Woltersdorf und B. Heinrich¹³ gewählt. Sie untersuchten das Wachstum von Eisen auf dem GaAs(001) Substrat und stellten selbst-organisierte Fehlstellen aufgrund der Fehlanpassung in den Kristalliten fest. Ihre FMR Untersuchungen zeigten einen vierzähligen Beitrag zur Linienbreite, welchen sie mit Hilfe der winkel- und frequenz-abhängigen Messungen mit dem von den kristallinen Fehlstellen stammenden Streufeld in Verbindung bringen konnten. Diese Arbeit [120] unterstreicht die Rolle, die Selbstorganisation von Defektstrukturen auf die Spinrelaxation haben kann, bietet aber auch keine Möglichkeiten an, diese zu kontrollieren.

Ein alternativer Ansatz wird im Folgenden beschrieben. Als Probe wurde ein Cr/(11 nm) Fe_{0.95}Si_{0.05}/MgO(001) Film gewählt, der eine vernachlässigbar kleine natürliche extrinsische Relaxation aufwies. Die in-plane Winkelabhängigkeit der FMR Linienbreite dieses Films ist in Abb. 4.21 durch die schwarze Kurve repräsentiert. Sie ist vor Allem durch die Dragging-Effekte bestimmt.

Nach der Messung wurde die Film-Oberfläche strukturiert. Hierfür wurde ein Photoresist aufgebracht und mit Hilfe des SEM Streifen hineingeschrieben. Die Strahlrastergeschwindigkeit war dabei so schnell, dass die Streifen nicht vollständig geschrieben wurden. Dadurch entstand ein Oberflächenmuster aus quasi-zufällig verteilten Defekten mit einer uniaxialen Symmetrie, wie Abb. 4.20 zeigt. Nach der Entwicklung des Photoresist wurde die Probe mit Ar⁺

¹²Center for Nanoscale Science and Technology, NIST.

¹³Simon Fraser University, Burnaby, BC, Canada

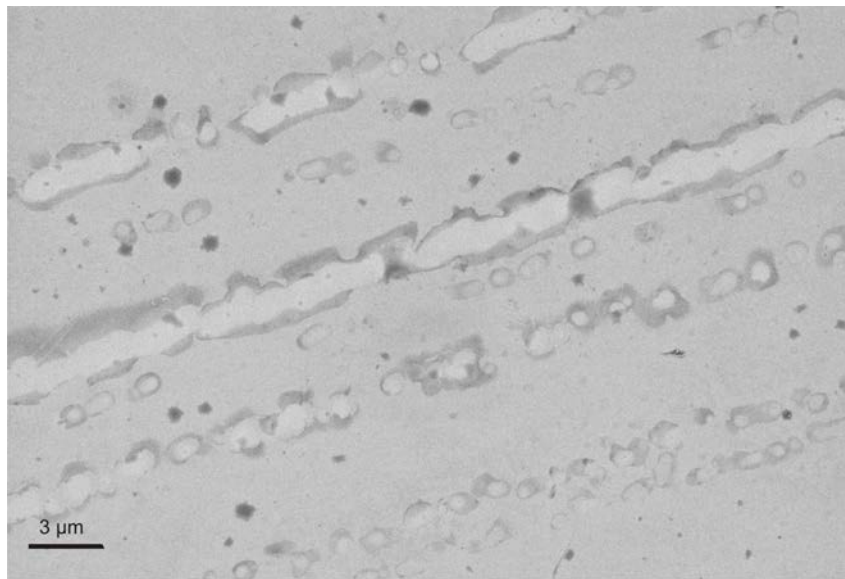


Abbildung 4.20: SEM Aufnahme der Oberfläche des $\text{Cr}/(11 \text{ nm}) \text{Fe}_{0.95}\text{Si}_{0.05}/\text{MgO}(001)$ Films. Nachdem der Photoresist auf der Oberfläche mit SEM geschrieben und entwickelt wurde, wurde die Probe mit Ar^+ Ionen gesputtert. Die dadurch entstandenen Oberflächendefekte in Form von Vertiefungen, die einige Nanometer in das ferromagnetische Material hinein reichen, haben eine quasi-zufällige laterale Verteilung mit uniaxialer Symmetrie.

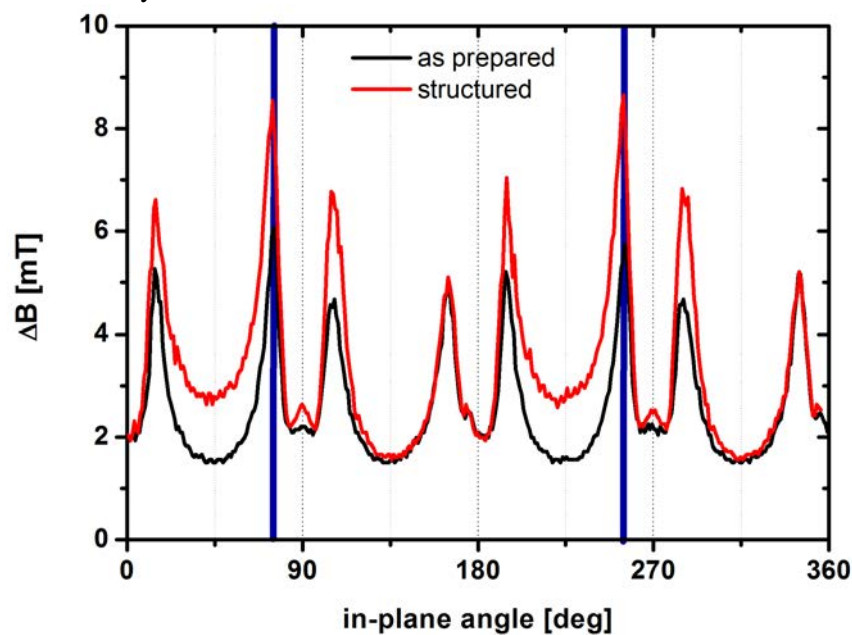


Abbildung 4.21: In-plane Winkelabhängigkeit der FMR Linienbreite von $\text{Cr}/(11 \text{ nm}) \text{Fe}_{0.95}\text{Si}_{0.05}/\text{MgO}(001)$ bei 9.8 GHz. Im unmodifizierten Zustand (schwarze Kurve) ist die Linienbreite durch die starken Dragging-Effekte bestimmt. Vergleicht man diese mit der Linienbreite der selben Probe nach der Oberflächenstrukturierung ist ein quasi-uniaxialer Beitrag in der roten Kurve erkennbar. Die Symmetrieachse der Oberflächendefekte ist mit blauen Strichen markiert. Quelle: Ref. [121].

Ionen gesputtert, so dass auf der Filmoberfläche an den belichteten Stellen Vertiefungen entstanden, die einige Nanometer in das ferromagnetische Material reichten.

Nach der Strukturierung wurde die Probe erneut mit FMR untersucht. Der Vergleich der Resonanzfelder mit denen vor der Strukturierung ergab, dass die statischen magnetischen Parameter sich nicht verändert haben. Die Abb. 4.21 zeigt, dass die Linienbreite nun einen zusätzlichen Beitrag mit quasi-uniaxialer Symmetrie aufweist. Es ist davon auszugehen, dass dieser Beitrag auf einen 2-Magnonen-Prozess zurückzuführen ist. Problematisch erweist sich hier jedoch, dass die Symmetrieachse der Defekte nicht eindeutig mit der des 2-Magnonen-Beitrages korreliert. Möglicherweise ist dafür die Temperaturerhöhung der Probe während des Strukturierungsprozesses verantwortlich, die eventuell einen lokalen Einfluss auf die kristallinen Defekte in der Filmoberfläche hat. Desweiteren könnte die wenig definierte Defektstruktur andere Streuprozesse hervorrufen, die dem gewünschten uniaxialen 2-Magnonen-Beitrag überlagert sind.

Für weitere Studien werden nun Proben verwendet, die strukturell und magnetisch möglichst isotrop sind. Als Material wurden polykristalline Permalloy-Filme ausgewählt, die nach der ersten FMR Charakterisierung an der Oberfläche strukturiert und erneut mit FMR vermessen wurden. Die Defektstruktur bestand aus weitgehend zusammenhängenden Streifen, ca. 10 nm tief in der Oberfläche, wie die SEM-Aufnahme in Abb. 4.22 zeigt.

Der Vergleich der FMR Daten der Probe vor und nach der Oberflächenstrukturierung zeigt, dass die Linienbreite durch die Strukturierung einen zusätzlichen Beitrag erhalten hat. Die Differenz der Linienbreiten in Abb. 4.23 zeigt, dass dieser Beitrag uniaxial ist. Seine Symmetrieachse (Richtung des maximalen Beitrags) ist senkrecht zu der Achse der Streifendefekte innerhalb eines Fehlers von 10° . Das Problem beim Vergleich verschiedener Py-Proben bestand darin, dass sie eine in-plane Textur aufwiesen, die sowohl eine kleine (ca. 3 mT) uniaxiale magnetische Anisotropie hervorriefen, als auch zu einer möglichen, schwer berechenbaren inhomogenen Linienverbreiterung führten. Diese Schwierigkeiten vermindern die Signifikanz der Ergebnisse. Es scheint jedoch unwahrscheinlich, dass die häufige Irreproduzierbarkeit des uniaxialen 2-Magnonen-Prozesses und seine schwankende Intensität in unterschiedlichen Proben mit der Textur zusammenhängt. In Anbetracht der Tatsache, dass die in diesem Kapitel vorgestellten FMR Messungen in X-Band durchgeführt wurden, könnten die Ergebnisse aus dem Kapitel 4.10, die an die Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses anknüpfen, die Erklärung für die merkwürdige Selektivität der Intensität des Prozesses im Bezug auf die Probe und Strukturierung liefern.

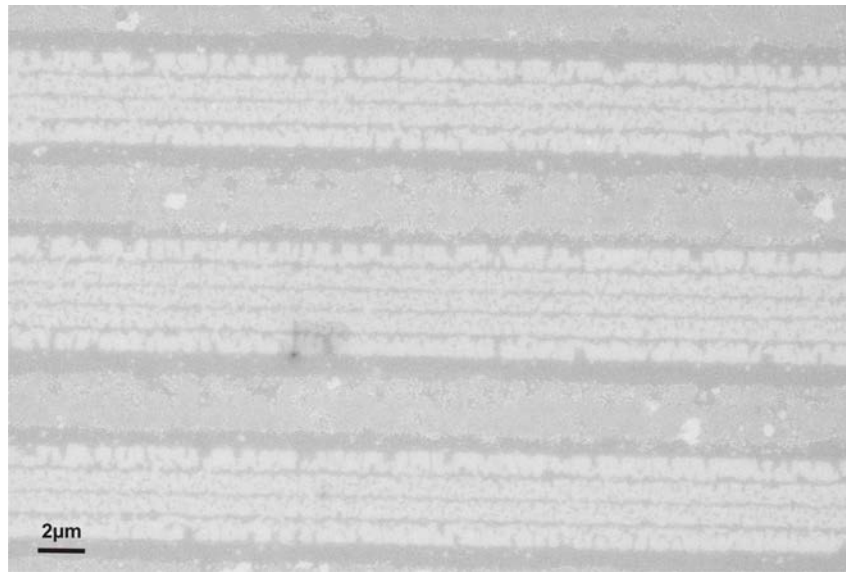


Abbildung 4.22: SEM Aufnahme der Oberfläche des [55 nm]Py/MgO(001) Films. Oberflächendefekte in Form von Streifen wurden mit Elektronenstrahlolithografie und Ar^+ -Sputtern hergestellt.

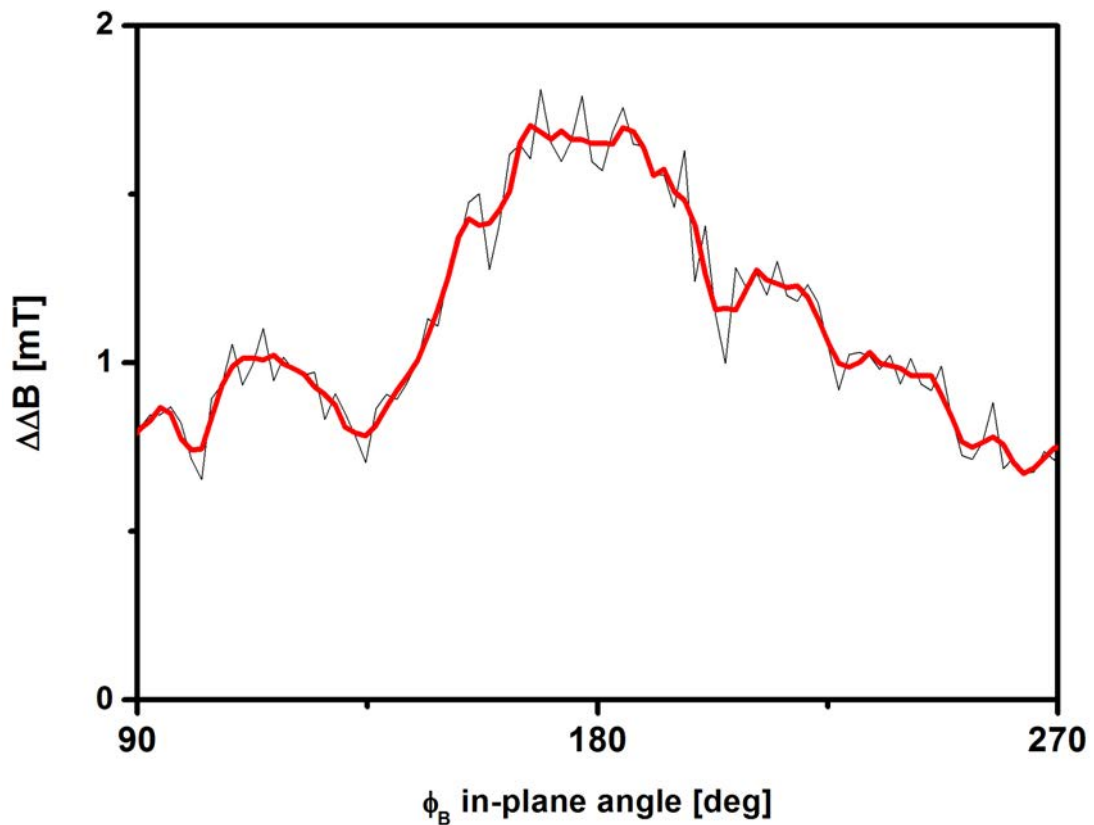


Abbildung 4.23: Die Differenz der FMR Linienbreiten bei 9.8 GHz vor und nach der Oberflächenstrukturierung. Die Symmetrieachse 180° (Richtung des maximalen Beitrags) ist senkrecht zu den Streifendefekten innerhalb eines Fehlers von 10° .

4.9 Out-of-plane Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses

Während in-plane Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozess durch die Symmetrie der Defektstruktur bestimmt ist, hängt die out-of-plane¹⁴ Winkelabhängigkeit vor allem mit der Zahl der Endzustand-Magnonen zusammen, die in der Konfiguration der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene verschwindet. Das führt zu unterschiedlichen Verläufen der Frequenzabhängigkeit der FMR Linienbreite in den in-plane und out-of-plane Konfigurationen. In Abb. 4.24 sieht man am Beispiel einer polykristallinen Co/GaAs(001) Probe, dass in der out-of-plane Konfiguration die Linienbreite von der Gilbert-Dämpfung bestimmt ist und somit linear von der Frequenz abhängt. In der in-plane Konfiguration dagegen ist die Linienbreite größer und bekommt aufgrund des 2-Magnonen-Prozesses eine typische gekrümmte arcsin-Form.

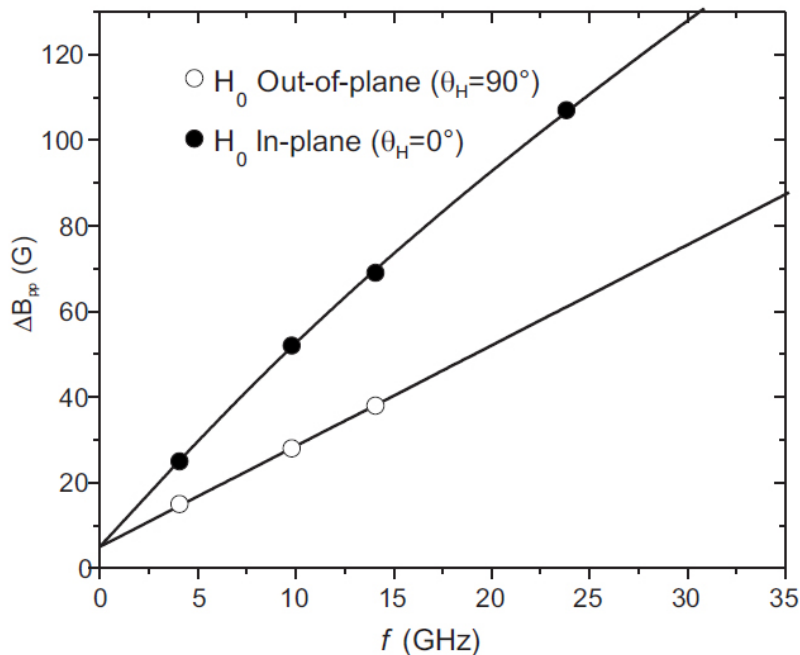


Abbildung 4.24: Frequenzabhängigkeit der FMR Linienbreite in in-plane und out-of-plane Konfiguration für eine polykristalline Co/GaAs(001)-Probe. In out-of-plane Konfiguration existieren keine 2-Magnonen-Prozesse, die Frequenzabhängigkeit zeigt daher lineares Verhalten. Quelle: Ref. [122].

Typischerweise wird angenommen [43,123], dass die out-of-plane Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses einer Heavyside'schen Stufenfunktion folgt, die den Prozess abschneidet, sobald die Magnetisierung um mehr als 45° aus der Filmebene ausgelenkt ist. In Ref. [116] erweiterten Landeros, Arias und Mills die Arias und Mills Theorie um Konfigurationen der

¹⁴Um den Vergleich zu Refs. [116,122] zu erleichtern werden in diesem Kapitel die polaren Winkel von der in-plane Orientierung aus gemessen.

aus der Filmebene ausgelenkten Magnetisierung. Die Abb. 4.25 zeigt, dass nur die in-plane Konfiguration das arcsin-Verhalten aufweist. Hält man eine Frequenz fest und schaut sich die Linienbreiten als Funktion des Winkels der Magnetisierung ϕ_M an, stellt man ein kompliziertes Verhalten fest, das nicht der Heavyside'schen Stufenfunktion entspricht, wenngleich der 2-Magnonen-Prozess für $\phi_M > 45^\circ$ verschwindet.

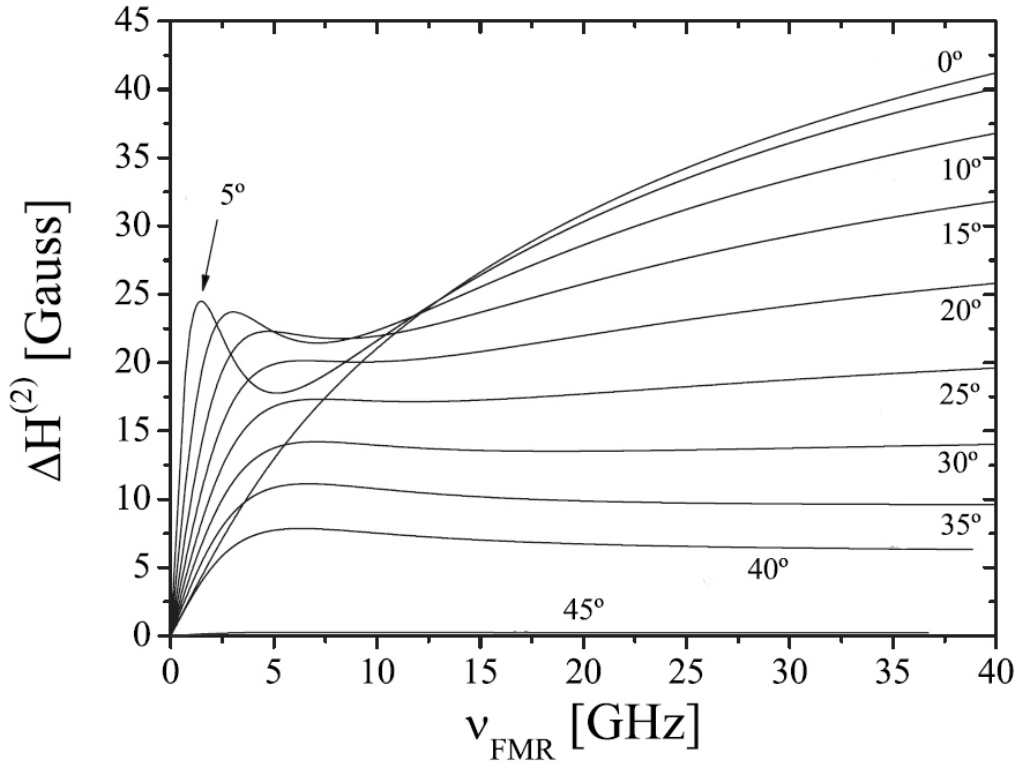


Abbildung 4.25: Theoretische Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Beitrags $\frac{1}{\psi} \Delta B_{2m}$ zur FMR Linienbreite für feste out-of-plane Winkel der Magnetisierung θ_M . Für die in-plane Konfiguration $\theta_M = 0^\circ$ folgt die Frequenzabhängigkeit dem arcsin-Verlauf. Mit wachsendem out-of-plane Winkel θ nimmt die Intensität des 2-Magnonen-Prozesses und somit die FMR Linienbreite bei höheren Frequenzen ab. Bei niedrigen Frequenzen ist die Linienbreite durch die Dragging-Effekte dominiert. Quelle: Ref. [116].

Der genaue Verlauf der Intensität des 2-Magnonen-Prozesses wird mit dem folgenden Ausdruck angegeben [116]:

$$\Gamma = \left\{ \frac{a}{(H_x + H_y)^2} (c - 1) B_y^2 + (c^{-1} - 1) ([B_x \cos 2\theta_M + B_y \cos^2 \theta_M]^2 + [B_x \cos 2\theta_M - B_y \sin^2 \theta_M]^2) \right\} \times \arcsin \sqrt{\frac{B_x \cos 2\theta_M}{B_x + B_{eff\perp} \cos^2 \theta_M}}. \quad (4.37)$$

Dabei hängen die Größen a und c von der Geometrie der Defekte und dem von ihnen produzierten Feld ab. Die Größen B_x und B_y hängen für isotrope Filme vom äußeren Magnetfeld, dem effektiven out-of-plane Feld und dem Winkel zwischen ihnen ab:

$$B_x = B \cos(\theta_B - \theta_M) - B_{eff\perp} \sin^2 \theta_M \quad (4.38)$$

$$B_y = B \cos(\theta_B - \theta_M) + B_{eff\perp} \cos 2\theta_M. \quad (4.39)$$

Desweiteren muss noch die Dragging-Funktion Ψ für die out-of-plane Winkeabhängigkeit berücksichtigt werden [116]:

$$\Psi = \cos(\theta_B - \theta_M) - \frac{3B_x + B_y}{B_y(B_x + B_y)} B \sin^2(\theta_B - \theta_M). \quad (4.40)$$

Um die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen, wurde zunächst das $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ System gewählt. Nach mehreren FMR Untersuchungen an diesen Proben, wurde allerdings festgestellt, dass die Proben in der Nähe der Filmnormalen zusätzliche Moden zeigten, die eine genaue Auswertung der Linienbreite in diesem Winkelbereich verhinderten. Daher fiel die Entscheidung auf ein polykristallines $\text{Co}/\text{GaAs}(001)$ System mit einer Textur der c -Achse senkrecht zur Filmebene aus Ref. [124]. Die Polykristallinität gehört zu der Klasse von ungeordneten Defekten, die in Ref. [116] für die theoretische Behandlung als Modell dienen. Aus frequenzabhängigen FMR Messungen wurden das effektive out-of-plane Feld $B_{eff\perp} = 1.356(5)$ T, der g -Faktor $g = 2.18(2)$, der inhomogene in-plane Linienbreitenbeitrag $\Delta B_{inh} = 0.5$ mT, der Gilbert-Parameter $G = 0.161(8)$ GHz und der Beitrag des 2-Magnonen-Prozesses $\tilde{\Gamma}_{2m}/\gamma = 11.8(3)$ mT bestimmt.

Als Nächstes wurden die out-of-plane winkelabhängigen Messungen ausgewertet. Unter Berücksichtigung der oben genannten Parameter wurden Fits durchgeführt, aus den die inhomogene Linienverbreiterung mit $\Delta\theta = 0.31^\circ$ bestimmt wurde. Nach der Separation der Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses wurde diese mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Abb. 4.26 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Hier muss noch berücksichtigt werden, dass die Formel 4.37 für die Intensität des 2-Magnonen-Prozesses sich auf den Winkel der Magnetisierung bezieht und zunächst in eine Funktion des Winkels des äußeren Feldes unter Zuhilfenahme der statischen magnetischen Parameter aus dem Experiment umgerechnet werden musste.

4.10 Nicht-monotone Frequenzabhängigkeit der extrinsischen Relaxation

Die Auswertung der Linienbreitendaten im Kapitel 4.5, sowie die Separation der intrinsischen und extrinsischen Relaxationsbeiträge beruhte einerseits auf den Überlegungen zur Symmetrie

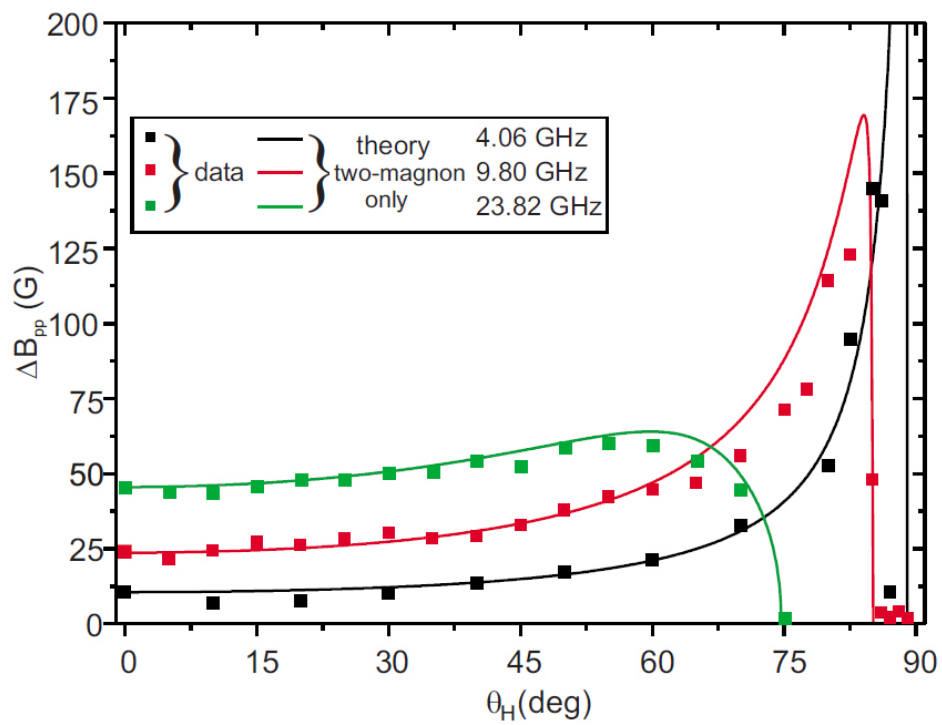


Abbildung 4.26: Der Linienbreitenbeitrag des 2-Magnonen-Prozesses in der out-of-plane Winkelabhängigkeit der FMR Linienbreite aus Experiment und Theorie für unterschiedliche Frequenzen. Quelle: Ref. [122].

der Relaxationskanäle und andererseits auf der von Arias und Mills [84] etablierten Formel der Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses. Bei genauer Betrachtung der Frequenzabhängigkeit der Linienbreite von Fe_3Si Filmen in Ref. [125] fiel jedoch auf, dass die Abweichungen der experimentellen Daten vom Fit merkwürdige Eigenschaften aufweisen. Wie man der Abb. 4.27 entnehmen kann, schwanken die experimentellen Punkte wellen-förmig um den Fit. Da die Draggingeffekte und der inhomogene Linienbreitenbeitrag prinzipiell keine solchen Schwankungen hervorrufen können, war diese Beobachtung der Ausgangspunkt, um über die Frequenzabhängigkeit der Relaxationskanäle erneut nachzudenken. Eine nicht-monotone Frequenzabhängigkeit der Gilbert-Dämpfung ist in $3d$ -Systemen mit Verunreinigungen mit Seltenen Erden bekannt, die allerdings in den in dieser Arbeit vorgestellten Proben ausgeschlossen war. Daher wurde der 2-Magnonen-Prozess untersucht. Bei genauer Betrachtung der Theorie von Arias und Mills fällt auf, dass es explizit [84] von ideal zufällig verteilten Defekten ausgegangen wird.

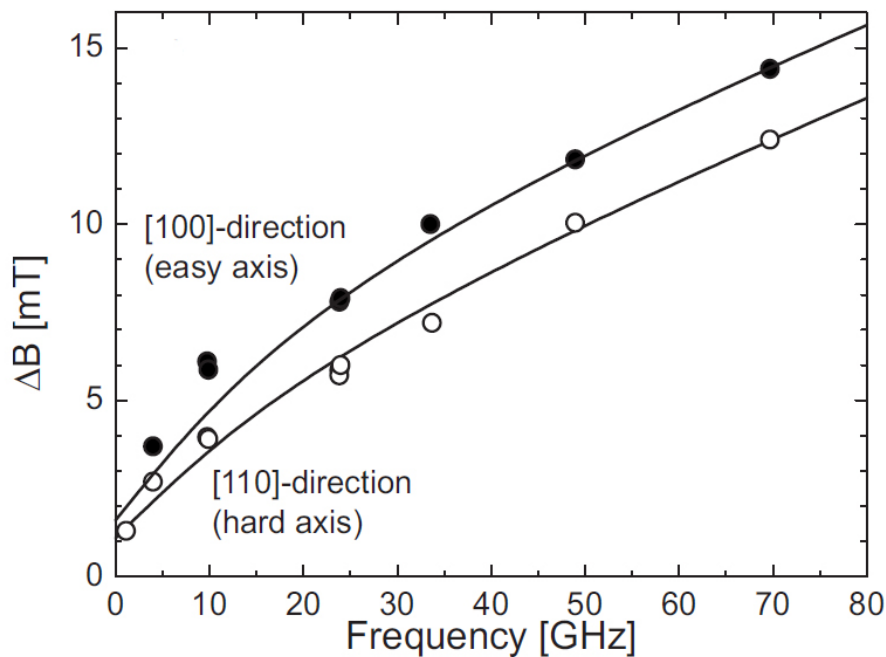


Abbildung 4.27: Frequenzabhängigkeit der Linienbreite eines (40 nm) $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ Films entlang der kristallografischen Hauptachsen [100] und [110]. Die wellen-förmigen Schwankungen der experimentellen Punkte um die Fitkurve lassen eine von der Theorie nicht berücksichtigte Frequenzabhängigkeit der Relaxationskanäle vermuten. Quelle: modifiziert aus Ref. [125].

In dieser Arbeit wird eine phänomenologische Theorie entwickelt, die die periodischen Defektstrukturen berücksichtigt. Man gehe von einem (der Einfachheit wegen) isotropen Film aus, in dem Defekte vorliegen, die eine uniaxiale Symmetrie aufweisen, eine laterale Periodizität l haben und ein Streufeld für den 2-Magnonen-Prozess aufbauen. Desweiteren soll dieses Streufeld die magnonische Dispersion nicht stark beeinflussen: die Variation des Wellenvektors der

entarteten Magnonen soll maximal wenige Prozent betragen. Wir nennen diese Defektstruktur daher eine schwache Störung.

Um diese schwache Störung zu erreichen, wurde in Anbetracht der Erfahrungen aus dem Kapitel 4.8 eine Modifikation des Filmvolumens (ähnlich zu der im Kapitel 4.6) gewählt. Eine gezielte laterale Modulation der Sättigungsmagnetisierung im Filmvolumen konnte von K. Lenz¹⁵ in einer Kollaboration durch die Verwendung der Ionen-Implantation erreicht werden [83].

Als Basis dafür wurden polykristalline 30 nm dicke Permalloy-Filme auf oxidierten SiO₂/Si(001) Substraten gewählt. Die Filme wurden mittels MBE bei einem Basisdruck von 1×10^{-10} mbar hergestellt. Zur Oxidationsvorbeugung wurden die Filme mit 3 nm Cr abgedeckt. Die unstrukturierten Filme wurden mittels FMR untersucht und eine sehr kleine Anisotropie ($K_{2||}/M < 0.02$ mT) wurde festgestellt.

Für die Strukturierung wurden die Proben zunächst vollständig mit dem PMMA Photoresist belackt. Mittels Elektronstrahlolithografie wurden dann 1 mm lange, über den ganzen Film ausgedehnte Streifen mit der Breite s_0 und Streifenabstand s_1 geschrieben. Die Periodizität der Streifen betrug daher $l = s_0 + s_1$. Nach der Entwicklung des Lacks wurden bei RT Cr⁺ Ionen in die Proben implantiert. Die Ionen wurden entweder im Lack absorbiert oder drangen in den Film an den belichteten Stellen ein. Die Energie der Ionen betrug 5 keV, die Fluenz 5×10^5 Ionen/cm². Die Implantationsmethode ist in Abb. 4.28 schematisch dargestellt.

Durch die Implantation ist die Cr-Konzentration in der oberflächen-nahen Region unter den belichteten Streifen erhöht. Das Tiefenprofil wurde mit Hilfe der Tridyn-Software [126] ermittelt und ist in Abb. 4.29 gezeigt. Man erkennt zunächst, dass die Cr-Deckschicht durch den Cr⁺ Beschuß um 1.5 nm abgetragen wird. Desweiteren findet eine Vermischung von Cr und Py, beginnend mit einer Cr-Konzentration von 50% an der Oberfläche der Films statt. Die Cr-Konzentration fällt ab und verschwindet bei ca. 7 nm Tiefe. Die Abschätzung der Sättigungsmagnetisierung [127,128] ergibt, dass diese um ca. 20% im Mittel innerhalb der obersten 7 nm von der Filmoberfläche reduziert ist. Diese Modulation der Sättigungsmagnetisierung erzeugt Dipolfelder, die, wie im Kapitel 4.6 ausgeführt, einen zweizähligen 2-Magnonen-Beitrag in der Filmebene aktivieren müssen. Die Defektstruktur ist nicht unmittelbar und ausschliesslich im Filmvolumen lokalisiert, wie das Durchmischungsprofil von Cr und Py zeigt. Während die moderate und mit der Tiefe ausklingende Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung annehmen lässt, dass die Defektstruktur eher eine schwache Störung in den 30 nm dicken Filmen darstellt, fällt die kleine Modulation der Oberfläche durch das Sputtern bei dieser Schichtdicke nicht stark ins Gewicht.

Die in-plane winkelabhängigen FMR Messungen bei 9.8 GHz an modifizierten Proben zeigen, dass die Implantation die statischen magnetischen Eigenschaften moderat verändert. Wie

¹⁵Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

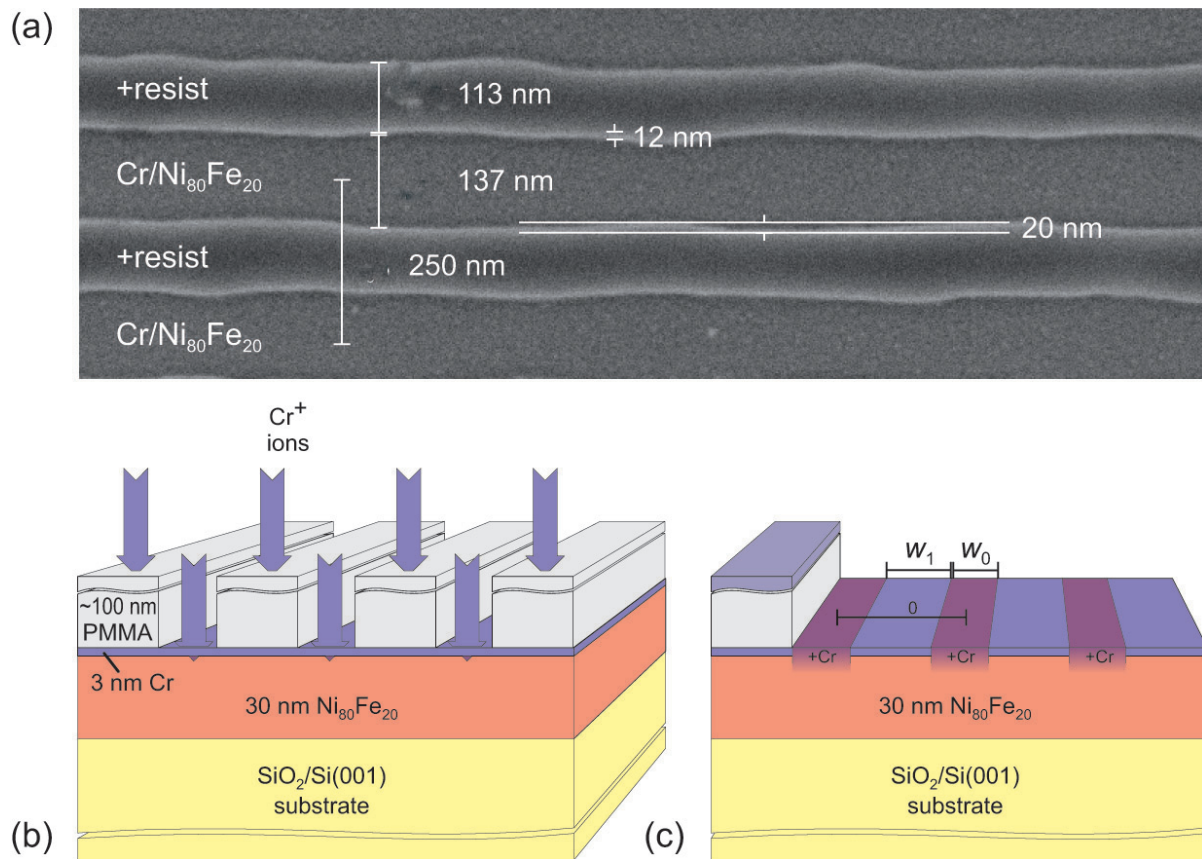


Abbildung 4.28: (a) SEM Aufnahme der Filmoberfläche mit den in den Photoresist hineingeschriebenen Streifen nach der Lackentwicklung. Die Streifenbreite s_0 , der Streifenabstand s_1 , die Periodizität l sowie die Seitenrauhigkeit des Lacks sind gezeigt. (b) Schematische Darstellung von der Seite des Films mit dem entwickelten Photoresist während des Implantationsprozesses. Die Cr^+ Ionen werden entweder im Lack absorbiert oder dringen in den Film an den belichteten Stellen ein. Die Konzentration von Cr ist nach der Implantation in der oberflächen-nahen Region erhöht (c). Quelle: modifiziert aus Ref. [83].

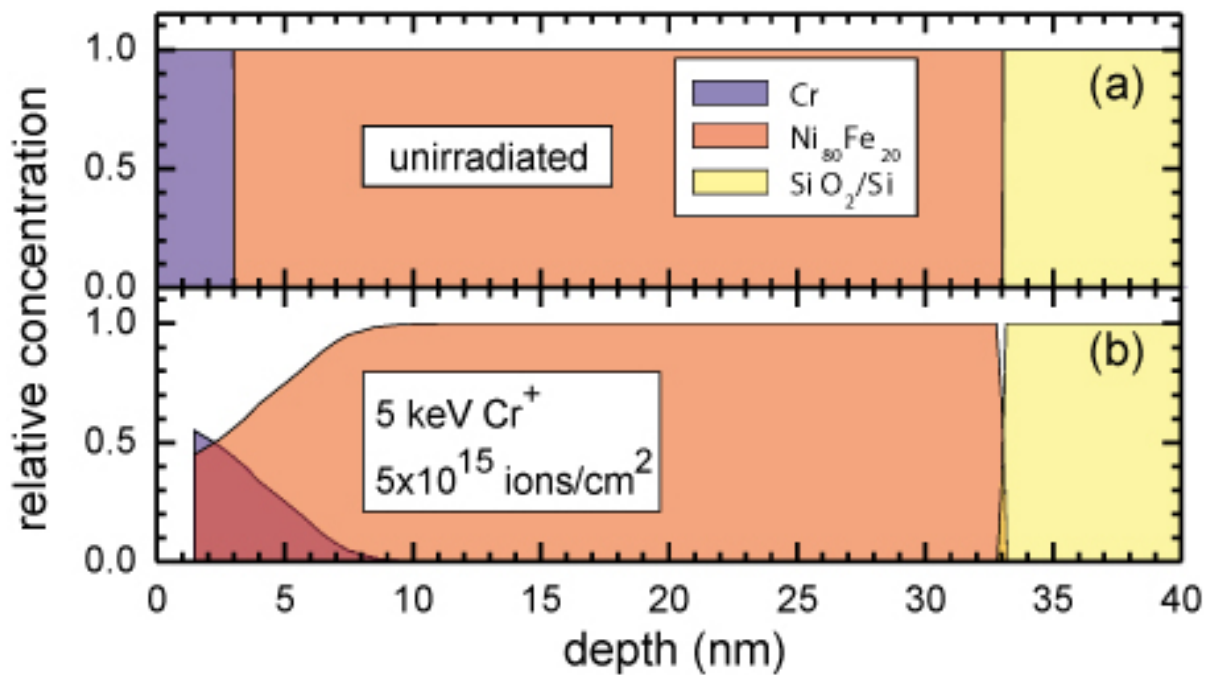


Abbildung 4.29: Tridyn-Simulationen. (a) Das Tiefenprofil der unmodifizierten Probe zeigt ihre Schichten. Nach der Cr^+ Implantation (b) tritt eine Durchmischung von Cr und Py. Die Cr-Konzentration beträgt 50% an der Oberfläche und verschwindet bei ca. 7 nm Tiefe. Das führt zu einer Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung von 20% im Mittel innerhalb der durchmischten Bereiche unter den belichteten Streifen. Die Oberfläche des Films wird durch Cr^+ geringfügig (ca. 1.5 nm) abgetragen.

in der Abb. 4.30 dargestellt, zeigt die in-plane Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder mit Ausnahme der 'confinement' Effekte nahe der Achse, senkrecht zu den Streifen, kaum Anisotropie. Die confinement Effekte wurden an lateral strukturierten Systemen in der Vergangenheit untersucht [80,81,129], die dabei auftretenden zusätzlichen Moden wurden erklärt. Die (quasi-)uniforme Hauptmode für die Konfiguration senkrecht zu den Streifen kann in der Resonanz bei 117 mT – also bei fast dem selben Feld wie die Resonanz parallel zu den Streifen – identifiziert und ihre Linienbreite ausgewertet werden.

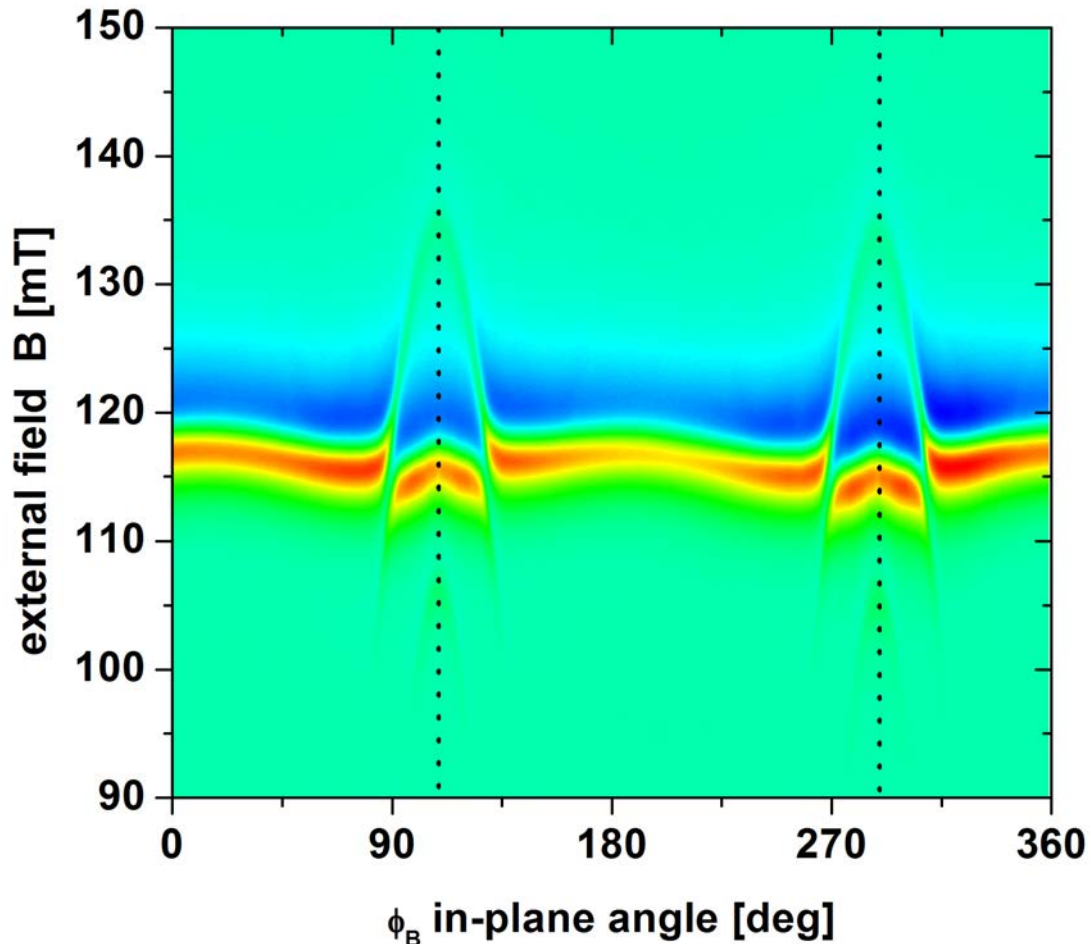


Abbildung 4.30: In-plane winkelabhängige FMR an einer modifizierten Probe. Das FMR Signal $d\chi''/dB$ ist in Falschfarben dargestellt, dabei repräsentiert Rot die großen und Blau die kleinen Werte. Die Resonanzfelder befinden sich dazwischen. In der Konfiguration senkrecht zu den Streifen (durch die gepunkteten Linien indiziert) treten confinement Effekte auf. Das Resonanzfeld der Hauptmode liegt bei fast dem selben Wert wie das Resonanzfeld in der Konfiguration parallel zu den Streifen.

Das strukturierte Probensystem mit seinen statischen magnetischen Parametern soll als Basis für weitere theoretischen Überlegungen dienen: Das effektive out-of-plane Feld $B_{eff\perp} = 0.81(1)$ T und $g = 2.11 \pm 0.02$ wurden aus den FMR Experimenten bestimmt. Da noch nicht geklärt ist, welcher Wert für die Magnetisierung in einem System mit räumlich variabler Ma-

gnetisierung relevant ist, wurde die Sättigungsmagnetisierung $M_S = 1.11 \times 10^6$ A/m sowie die Spinwellensteifigkeit $D = 1.847 \times 10^{-17}$ J/A aus Refs. [58,130] entnommen. Zur Herleitung des 2-Magnonen-Prozesses betrachtet man zunächst die magnonische Dispersionsrelation¹⁶ [84]:

$$\omega = \gamma \left[\left(B + \mu_0 M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \sin^2 \phi_k + Dk^2 + B_{MAE1} \right) \left(B + B_{eff\perp} - \mu_0 M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) + Dk^2 + B_{MAE2} \right) \right]^{1/2} \quad (4.41)$$

Hierbei sind B_{MAE1} und B_{MAE2} vernachlässigbar kleine Größen, die sich aus den Anisotropiefeldern zusammensetzen und eingeführt wurden, um die confinement Effekte phänomenologisch zu berücksichtigen. ϕ_k bezeichnet den kritischen Winkel zwischen der Magnetisierung und dem Wellenvektor \vec{k} der Magnonen, für den der 2-Magnonen-Prozess noch auftritt [84]. Dieser Winkel ist klein, daher kann der Term $\sin^2 \phi_k \approx 0$ in guter Näherung vernachlässigt werden. Es werden nur Magnonen mit Wellenvektoren parallel zur Magnetisierung betrachtet. Wie man der Abb. 1.4 entnehmen kann, existieren entartete Magnonen mit $k_S \neq 0$. Wenn man deren Wellenvektor bestimmen will, stellt man fest, dass die Frequenz ω als freie Variable aus der Gleichung eliminiert wird:

$$\omega(k = 0) = \omega(k_S). \quad (4.42)$$

Tatsächlich aber hängt der Wellenvektor k_S implizit von der Frequenz ω ab, da hier die resonante Präzession betrachtet wird und das externe Feld B somit mit der Frequenz über die Resonanzbedingung verknüpft ist. Diese Resonanzbedingung folgt auch aus der Gl. 4.41, wenn man den Wellenvektor $k = 0$ der uniformen Präzession betrachtet. Setzt man diese Resonanzbedingung in die Gl. 4.42 wieder ein, lässt sich die letztere als implizite Gleichung für die Funktion $k_S(\omega)$ auffassen und numerisch lösen. Man erhält eine mit wachsender Frequenz monoton steigende Funktion, die über die oben beschriebenen statischen magnetischen Parameter parametrisiert ist.

¹⁶Der allgemeine Ausdruck lautet:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = & (B_{ext} \cos \Delta(\phi_B - \phi_M) + \mu_0 M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \sin^2 \phi_k + Dk^2 \\ & - 2 B_{2||} \cos 2 \left(\phi - \phi_{2||}^{easy} \right) + 2 B_4 \cos 4(\phi_M - \phi_4^{easy})) \\ & \times (B_{ext} \cos(\phi_B - \phi_M) + B_{eff\perp} - \mu_0 M_s \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) + Dk^2 \\ & - 2 B_{2||} \cos^2 \left(\phi_M - \phi_{2||}^{easy} \right) + \frac{2 B_4}{4} (3 + \cos 4(\phi_M - \phi_4^{easy}))). \end{aligned}$$

Mit den Ausdrücken für die 2-Magnonen-Streurate (1.19 und 1.20) findet man, dass die Intensität Γ_{2m} des Prozesses proportional zum Quadrat des Streufeldes im k -Raum ist (vergleiche (1.22) und (4.43)). Der exakte Verlauf des Streufeldes ist weder im Realraum noch im k -Raum bekannt. Aufgrund der Symmetrie der Defekte kann jedoch abgeschätzt werden, dass das Feld im k -Raum lokale Maxima bei den k -Werten haben muss, die ein Vielfaches von $2\pi/l$ sind. Einen solchen Verlauf kann man mit einer Summe von Gauß-Profilen an diesen Stellen annähern:

$$\begin{aligned} \Delta B_{2m}(\omega) &= \Gamma_{2m}/\gamma \propto |\mathcal{F}\{B_{\text{scatt}}\}(k = k_S(\omega))|^2 \\ &\approx \sum_{n \in \mathbb{N}} \exp\left(-\frac{\left(\frac{n2\pi}{l} - k_S(\omega)\right)^2}{2\sigma^2}\right) \end{aligned} \quad (4.43)$$

Dabei wird die Amplitude der Gauß-Profile für alle Gauß-Profile gleich 1 angenommen, tatsächlich aber wird sie von der genauen Form der Streifendefekte, insbesondere vom Verhältnis der Streifenbreite zum Streifenabstand, bestimmt. Auch die Breite der Gauß-Profile σ hängt von der genauen Streifenform ab. Sie spielt für die phänomenologische Betrachtung der Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses keine Rolle und wird im Folgenden auf einen willkürlichen Wert gesetzt. Gemäß der Gl. 4.43 ist nun die Abhängigkeit der Intensität des 2-Magnonen-Prozesses Γ_{2m} von der Frequenz ω hergestellt.

Die Abb. 4.31 zeigt den Verlauf Γ_{2m} für unterschiedliche Periodizitäten l der Streifendefekte. Man erkennt zunächst, dass die Frequenzabhängigkeit nicht monoton ist. Legt man für unterschiedliche Periodizitäten Line-Scans an (siehe schwarze Rechtecke in Abb. 4.31), findet man, dass die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite Maxima bei gewissen Frequenzen aufweisen muss. Die Höhe dieser Maxima hängt einerseits von der Amplitudenverteilung des Streufeldes im k -Raum ab, andererseits scheint es plausibel, dass diese zusätzlich durch die bereits bekannte arcsin-Funktion skaliert wird. Die Breite der Peaks in der Frequenzabhängigkeit der Intensität Γ_{2m} ist von der Gauß-Profil-Breite σ und zudem von dem genauen Verlauf der 'Strukturen' (durch den Winkel zwischen der 'Struktur' und dem Line-Scan) in Abb. 4.31 abhängig. Die Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses unterscheidet sich so stark vom gewohnten arcsin-Verlauf (4.7), dass an dieser Stelle ein Vergleich mit dem Experiment sinnvoll erscheint.

Die frequenzabhängigen FMR Messungen an den oben beschriebenen Proben wurden mit Hilfe der modifizierten Strip-Line-FMR [59] (vergleiche Kapitel 2.1.2) von S. Hemken to Krax und F. M. Römer durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.32 zusammengetragen. In Abb. 4.32(a) ist die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite in der Konfiguration parallel zu den Streifen gezeigt. Der Verlauf ist glatt und monoton. Es gibt keine Peaks. Der nach oben gekrümmte Verlauf resultiert aus der starken Feldmodulation, die benutzt wurde, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Diese technisch bedingte Linienverbreiterung hängt nicht von

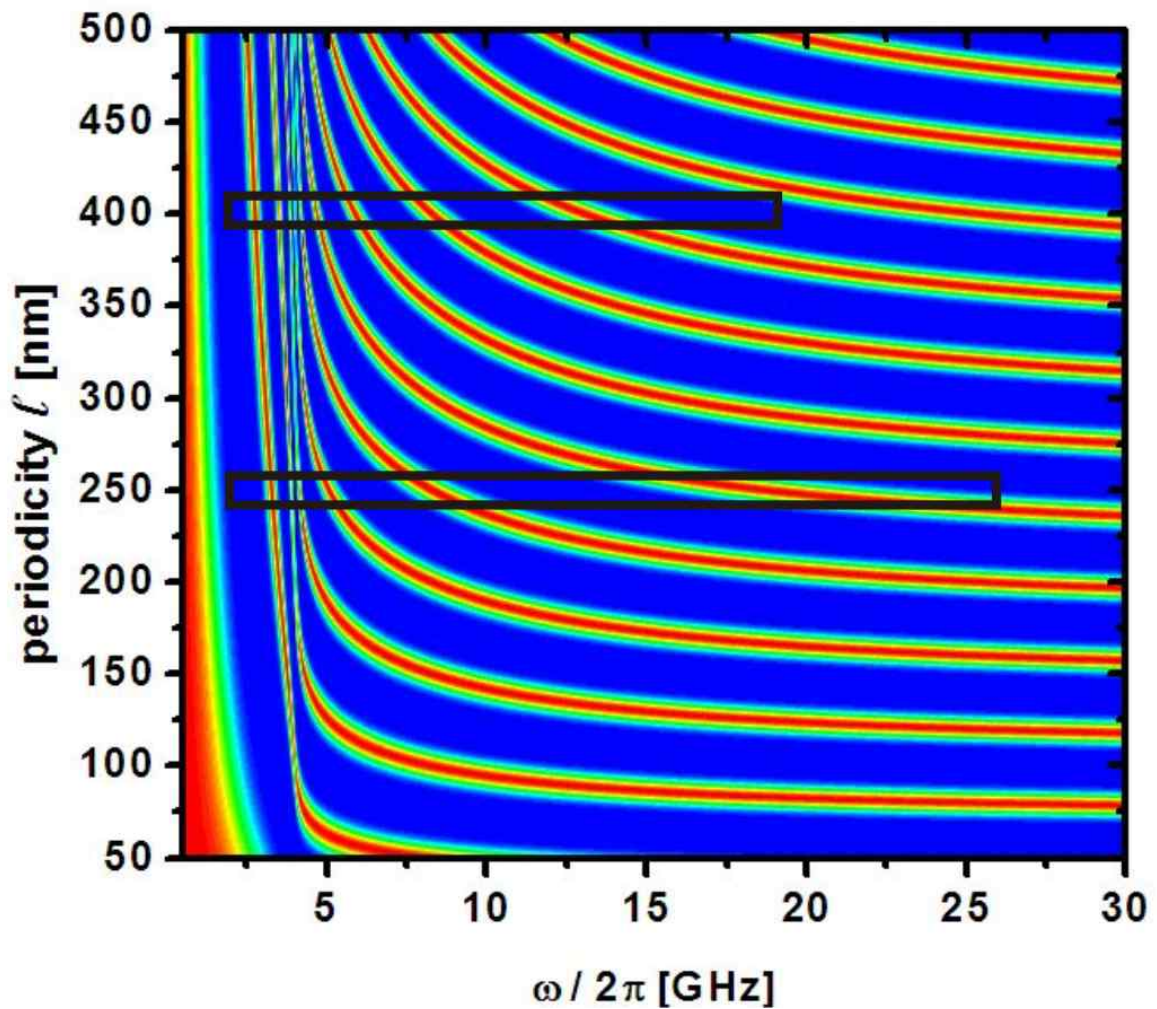


Abbildung 4.31: Die berechnete extrinsische Relaxationsrate ist normiert und im Farb-Code dargestellt. Rot bedeutet größere Relaxationsrate, blau kleinere. Im Falle einer konstanten Streifen-Periodizität (schwarze Rahmen) zeigt die Frequenzabhängigkeit der Relaxationsrate nicht-monotones Verhalten mit Peaks auf. Quelle: Ref. [83].

der Probenorientierung ab und erlaubt daher den Vergleich der Linienbreiten in verschiedenen Konfigurationen. In Abb. 4.32(b) zeigt der Verlauf der Linienbreite der selben Probe in der Konfiguration senkrecht zu den Streifen zusätzliche Peaks bei ~ 5.4 GHz, ~ 12.7 GHz und ~ 21.2 GHz, die dem 2-Magnonen-Prozess zugeordnet werden müssen (vergleiche mit Kapitel 4.6). Die Höhe und Breite dieser Peaks sind unterschiedlich. Die Position der Peaks verschiebt sich, wenn man in (c) eine Probe mit einer größeren Periodizität betrachtet. Die Peaks befinden sich hier bei niedrigeren Frequenzen, der Abstand zwischen den Peaks ist nun kleiner.

Vergleicht man dieses Verhalten mit den Line-Scans in Abb. 4.31, stellt man eine gute qualitative Übereinstimmung fest. Bei Erhöhung der Periodizität werden die Peaks zusammengedrückt und zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Es erscheinen weitere Peaks. Der Vergleich der experimentellen Daten mit der Theorie erlaubt die Feststellung, dass die Annahme einer arcsin-Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses in periodisch gestörten Systemen als überholt anzusehen ist. Im Hinblick auf die aufwendige Strukturierungsprozedur durch Ionenimplantation erscheint die Klasse der periodisch gestörten Systeme zunächst sehr artifiziell und nicht allgemein. Die Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses aufgrund kristalliner Defekte in $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ in Abb. 4.27 lässt jedoch die Vermutung zu, dass auch solche natürlich vorkommenden Defekte eine gewisse Periodizität aufweisen – es erscheint in der Tat plausibel, dass die kristallinen Defekte in einem gewissen Längenskalen-Bereich bevorzugt entstehen [120,131]. Auch die in Abb. 4.16 gezeigten Schatten-Effekte, sowie generell das Phänomen der Selbstorganisation lassen annehmen, dass periodische Defektstrukturen auch in nicht gezielt strukturierten Systemen keine Seltenheit sind. In der aktuell intensiv erforschten Klasse der magnonischen Kristalle [132–135], die auf der anderen Seite gezielt durch periodische Strukturierung hergestellt werden, kann die Strukturierung zu anomalen Relaxationseffekten [136] führen, für deren Erklärung die vorliegende Arbeit behilflich sein könnte. Die hier festgestellte nicht-monotone Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses scheint daher sowohl für die Separation unterschiedlicher Relaxationskanäle, als auch für eine gezielte Modifikation der Relaxation in der Frequenzdomäne von Bedeutung zu sein.

Für eine Weiterentwicklung der hier vorgestellten Theorie müsste man die exakte Modifikation der magnonischen Dispersion, sowie der magnonischen Zustandsdichte in Gegenwart eines vollständig beschriebenen Streufeldes berechnen. Die in diesem Kapitel beschriebene Entdeckung der Nicht-Monotonie der Frequenzabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses hat bereits eine tiefer gehende theoretische Behandlung dieses Phänomens motiviert. Die ersten theoretischen Ergebnisse von P. Landeros und D. L. Mills im Rahmen der erweiterten Arias und Mills Theorie bestätigen die Nicht-Monotonie (siehe Abb. 4.33) und behandeln die Unterschiede zwischen der eingangs erwähnten schwachen und der starken Störung des ferromagnetischen System durch die periodischen Defekte [137].

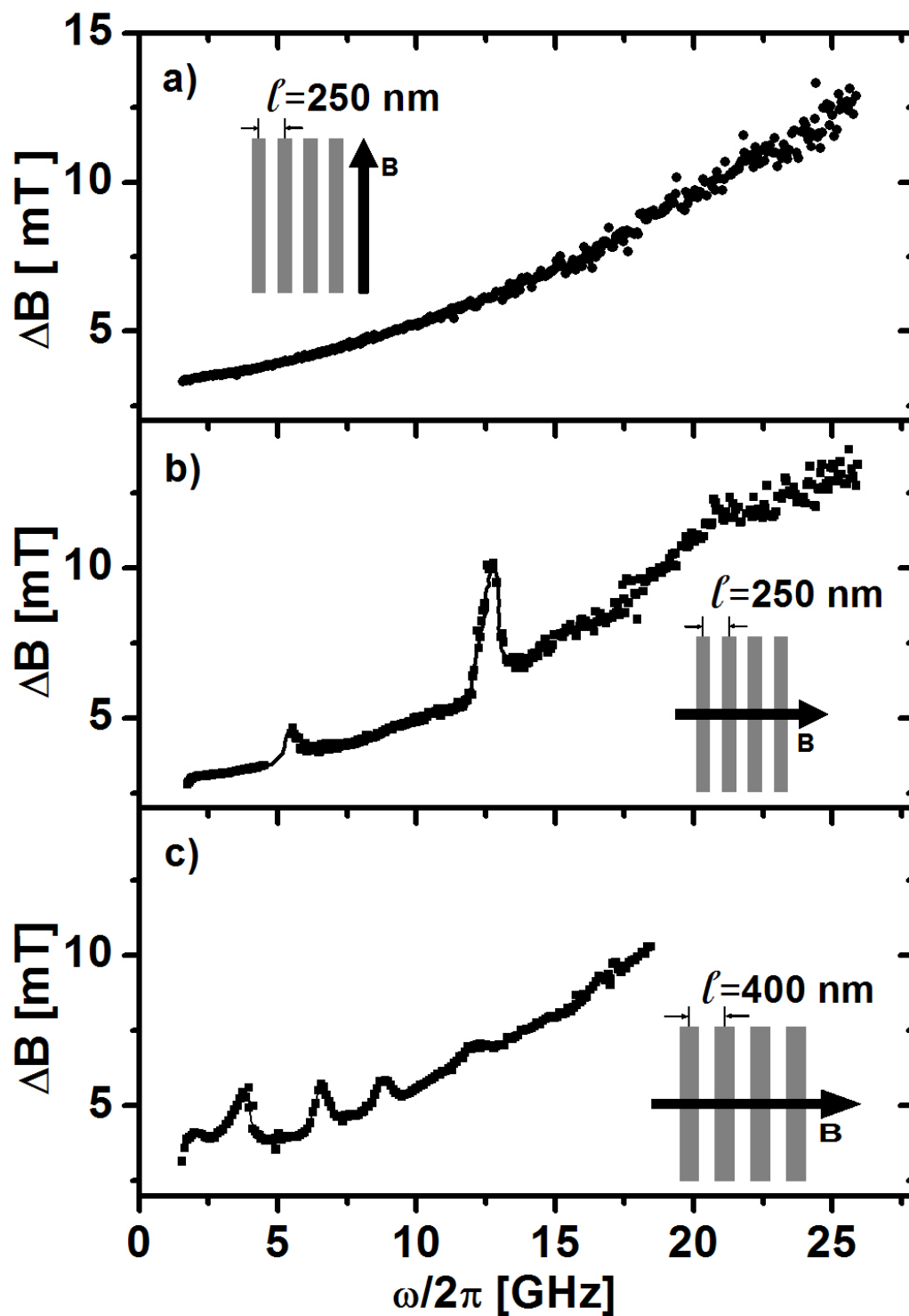


Abbildung 4.32: Experimentelle FMR Linienbreite der mit Cr^+ strukturierten Proben. (a) Das externe Magnetfeld liegt parallel zu den Streifen. Die Linienbreite zeigt einen monotonen Verlauf. (b) Das externe Magnetfeld liegt senkrecht zu den Streifen in der Filmebene. Die Linienbreite zeigt Peaks bei charakteristischen Frequenzen, die sich verschieben, wenn die Streifen-Periodizität geändert wird (c). Schwarze Linie ist 'guide-for-the eye'. In (c) ist der Frequenzbereich aufgrund technischer Schwierigkeiten eingeschränkt. Quelle: Ref. [83].

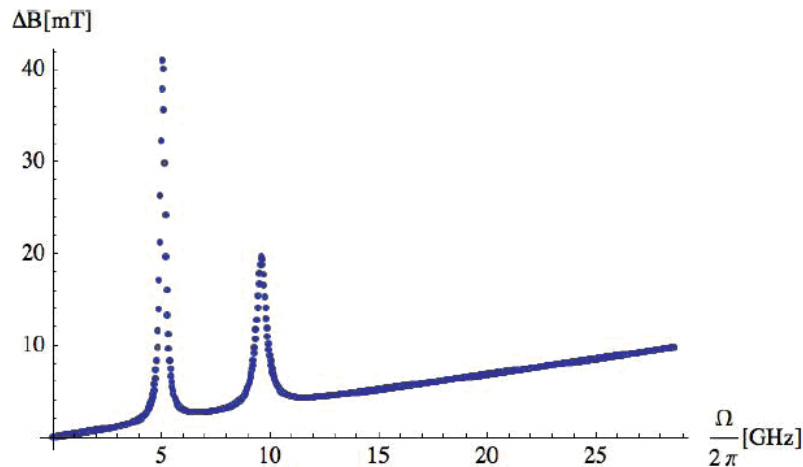


Abbildung 4.33: Berechnete Linienbreite mit Berücksichtigung des 2-Magnonen-Prozesses in einem periodisch gestörten Film, als vorläufiges Ergebnis im Rahmen der erweiterten Arias und Mills Theorie, zeigt einen nicht monotonen Verlauf. Quelle: mit freundlicher Genehmigung von P. Landeros.

Einen anderen Ansatz bietet die Finite-Elemente-Methode des OOMMF¹⁷, mit deren Hilfe die realen Probensysteme nachgebildet werden können. Die lokale Untersuchung der zeitabhängigen Bewegung der Magnetisierung in diesen Simulationen könnte zu einem tieferen Verständnis dieses extrinsischen Relaxationsprozesses führen. Die Voruntersuchungen hierzu haben begonnen.

4.11 Einfluss des Hochfrequenzfeldes

Ausblick Bei genauer Betrachtung der Frequenzabhängigkeit der in-plane Linienbreite für Fe-Si Systeme in Abb. 4.13 und 4.27, fällt auf, dass im X-Band zwei Messpunkte existieren, die sich in der Frequenz kaum unterscheiden, jedoch einen deutlichen Unterschied in der Linienbreite ($\sim 20\%$) aufweisen. Diese Punkte stammen aus den Messungen im selben zylindrischen Mikrowellenresonator mit dem Unterschied, dass die Proben unterschiedlich eingebaut waren – senkrecht und parallel mit der Filmebene zum Hochfrequenzfeld. Dabei stellte sich heraus, dass die Linienbreite in der parallelen Konfiguration größer ist. Um dieses Phänomen zu verstehen, müssen zunächst Artefakte ausgeschlossen werden. Eine veränderte Geometrie der Messung führt dazu, dass die Probe sowohl in einem anderen magnetischen als auch in einem elektrischen hf-Feld liegt. Testmessungen mit einer weg von der Resonatorachse verschobenen Probe zeigen jedoch, dass die Einflüsse des elektrischen Feldes keine Rolle spielen. Desweiteren könnte man annehmen, dass in einer modifizierten Messgeometrie die in-plane oder out-of-plane Ausrichtung der Probe verändert sein könnten. Die Testmessungen zeigen, dass diese Effekte ver-

¹⁷Object-Oriented Micro-Magnetic Framework

nachlässigbar sind, was auch durch Simulationen bestätigt wird. Weder die Dragging-Effekte oder die inhomogene Linienverbreiterung, noch die out-of-plane Winkelabhängigkeiten des 2-Magnonen-Prozesses könnten einen messbaren Unterschied in einem Winkelbereich von maximal 5° out-of-plane erzeugen. Die Berechnungen der Hochfrequenzsuszeptibilität bestätigen das. Der Linienbreiten-Unterschied muss daher mit den Spinrelaxation-Prozessen zusammenhängen. Die Orientierung des hf-Feldes parallel zur Filmebene hat den Effekt, dass bei gleichen Mikrowellenleistungen die Magnetisierung zu einer stärkeren Präzession angeregt wird. Mit dem wachsenden Auslenkungswinkel der Magnetisierung treten zusätzliche nicht-lineare Relaxationseffekte auf, die beachtet werden müssen. Die Auslenkung der Magnetisierung in den beiden Konfigurationen des hf-Feldes müssten jedoch bei den üblicherweise eingekoppelten Leistungen von ca. 6 mW im Bereich der linearen Effekte liegen. Leistungsabhängige FMR Messungen in beiden Konfiguration werden zur Zeit noch durchgeführt und haben noch kein eindeutiges Ergebnis erbracht. Man könnte dennoch annehmen, dass in Anwesenheit des 2-Magnonen-Prozesses die Abweichungen vom klassischen Verhalten bereits bei geringeren Auslenkungen auftreten. Die 2-Magnonen-Streurate könnte eine Funktion des Auslenkungswinkels sein.

Die Auswirkung hiervon könnte in einer Abweichung von der in Abb. 4.34 skizzierten Präzession resultieren. Da in einem 2-Magnonen-Prozess die Anzahl der Magnonen erhalten ist, jeder angeregter Magnon die Magnetisierungskomponente in Richtung des effektiven Feldes um einen einheitlichen Betrag reduziert und die Endzustandsmagnonen transversale Dephasierung hervorrufen, hängt die Krümmung der Fläche, die die Präzession begrenzt, von der Relaxationsrate der Endzustandsmagnonen und der 2-Magnonen-Übergangsrate ab. In Experimenten, in denen die Komponenten der Magnetisierung gemessen werden [138], kann diese Fläche bestimmt und eventuelle Abweichungen von der Theorie festgestellt werden.

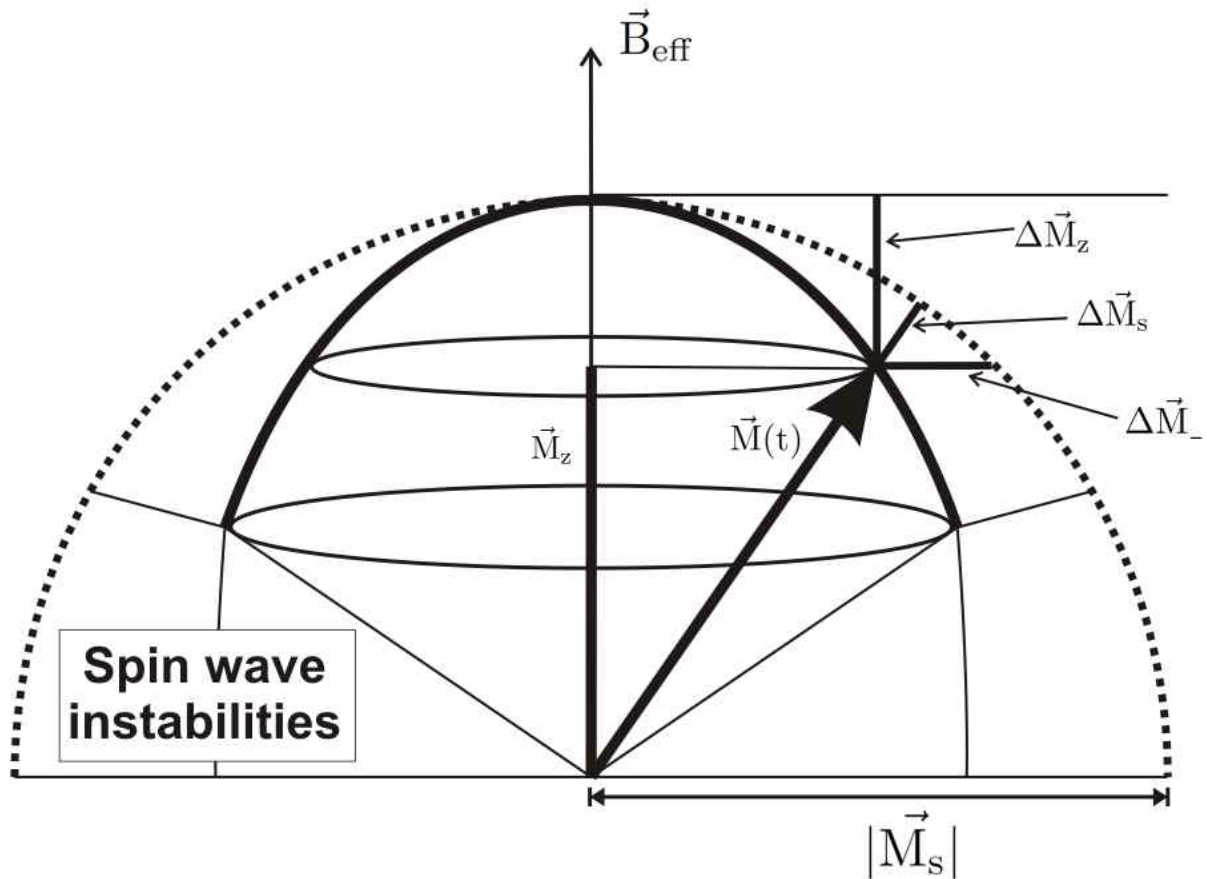


Abbildung 4.34: Projektion des Präzessionskegels der Magnetisierung auf die Ebene, in der der Vektor der statischen Magnetisierung liegt. Zwei Szenarien sind eingezeichnet: Der Halbkreis repräsentiert die Präzession in der alleinigen Anwesenheit der Gilbert-Dämpfung. Mit wachsendem Auslenkungswinkel sinkt die Komponente der Magnetisierung M_z in Richtung des effektiven Feldes. Die stärker gekrümmte Fläche begrenzt die Präzessionstrajektorie bei zusätzlichen 2-Magnonen-Prozessen. In diesem Fall ist auch der Vektor der Magnetisierung um ΔM_S reduziert, da die nicht-uniformen Magnonen eine transversale Dephasierung der Präzession bedingen. Die Skizze ist überzeichnet, die Spinwellen-Instabilitäten setzen bereits bei kleineren Auslenkungswinkeln ein.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Magnetisierungsdynamik von dünnen ferromagnetischen Filmen untersucht. Die magnetischen Anisotropien bestimmen die Präzessionsfrequenz der Magnetisierung und wurden in unterschiedlichen Systemen studiert:

1. Beim epitaktischen Fe/GaAs(110) System wurden große Änderungen der MAE beim Aufbringen einer Deckschicht festgestellt. Eine schichtdicken-abhängige FMR Studie wurde daher in-situ durchgeführt. Das System zeigt einen magnetischen Übergang der leichten Achse, der auf einen Wechselspiel der magneto-kristallinen und der uniaxialen Anisotropie zurückzuführen ist. Die magneto-kristalline Anisotropie nimmt mit wachsender Schichtdicke zu und erreicht auch bei Schichtdicken von ca. 100 ML nicht den Bulkwert. Die uniaxiale Anisotropie hat bei geringen Bedeckungen die leichte Richtung entlang von [110], nimmt mit wachsender Schichtdicke ab und geht bei ca. 20 ML durch Null, so dass die leichte Richtung dann bei [100] liegt. Sie zeigt ein Maximum bei 35 ML und relaxiert auf den Nullwert bei ca. 100 ML. Die in-situ STM Untersuchungen zeigen, dass nach dem initialen Inselwachstum die Oberflächenrauigkeit sich nicht verändert und unter den Inseln ein geschlossener Film entsteht. Dabei bedingen sowohl die Gitterfehl-anpassung zwischen Film und Substrat als auch die Oberflächenspannungen den Verlauf der Anisotropiekonstanten.

Die Ergebnisse zeigen eine Struktur-Magnetismus-Korrelation, umfassen den gesamten Schichtdickenbereich bis zum Verschwinden der uniaxialen Anisotropie und können als Referenz für Anwendungen dienen.

2. In epitaktischen $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}/\text{MgO}(001)$ Systemen nimmt die magneto-kristalline Anisotropie mit wachsender Si-Konzentration monoton ab. Die Ergebnisse der DTF Rechnungen stimmen gut mit den experimentellen Daten überein und identifizieren die abnehmende Spin-Bahn-Kopplungsenergie als Ursache für den Verlauf der Anisotropiekonstante. Die Ergebnisse können im anwendungsrelevanten Si-Konzentrationsbereich als Referenz dienen.
3. Im amorphen $\text{Co}_{68}\text{Fe}_{24}\text{Zr}_8$ System führt die atomare Nahordnung zu einer uniaxialen Anisotropie in der Filmebene, deren Richtung sich mit Hilfe eines bei der Filmherstellung

angelegten Magnetfeldes kontrollieren läßt.

Diese Methode könnte technologisch interessant sein und stellt einen interessanten Fall des Auftretens magnetischer Anisotropie in einem amorphen System dar.

4. Mittels Hochfrequenz-FMR wurden stehende Spinwellen im epitaktischen $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ System beobachtet, deren Analyse die Bestimmung der Spinwellensteifigkeit ermöglichte, die für die theoretische Behandlung der extrinsischen Relaxation notwendig ist.

In dieser Arbeit wurde die magnetische Relaxation, die durch die Gilbert-Dämpfung und den 2-Magnonen-Prozess bestimmt ist, untersucht:

1. Hierzu wurde die Analyse der FMR Linienbreiten weiterentwickelt. Unterschiedliche Modelle zur Behandlung des inhomogenen Beitrags und der Dragging-Effekte wurden vorgestellt.
2. Die Isotropie der Gilbert-Dämpfung wurde experimentell und theoretisch festgestellt. Die Gilbert-Dämpfung stellt einen isotropen material-abhängigen Relaxationskanal dar. Im $\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_{0 \leq x \leq 40}/\text{MgO}(001)$ System zeigt die Gilbert-Konstante eine nicht-monotone Si-Konzentrationsabhängigkeit mit einem Minimum bei $x = 0.2$. Die Untersuchung der elektronischen Struktur mittels DFT identifiziert vor Allem die elektronische Zustandsdichte an der Fermikante als die Ursache für den Verlauf der Gilbert-Konstante α . Die Ergebnisse der DFT Rechnungen lassen auch einen signifikanten Spin-Phonon-Beitrag zur Relaxation in den experimentell untersuchten Proben annehmen.

Dieses Ergebnis vervollständigt das phänomenologische Modell nach Kambersky und Bailey et al., nach dem am Beispiel mehrerer Fe-basierter Systeme die Abhängigkeit des Gilbert-Parameters G von der effektiven Ordnungszahl Z einer Legierung gemäß $G \propto \xi^2(Z)$ gezeigt wurde.

3. Im Gegensatz zur Gilbert-Dämpfung bietet der 2-Magnonen-Prozess eine Möglichkeit, auf die Anisotropie der magnetischen Relaxation Einfluss zu nehmen. Die Symmetrie des 2-Magnonen-Prozesses hängt dabei von der Symmetrie der Defektstrukturen ab. Im epitaktischen $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ System wurden in der Filmebene vierzählige 2-Magnonen-Prozesse, die auf Kristalldefekte als Streuzentren zurückzuführen sind, untersucht und theoretisch beschrieben.
4. Mit dem schrägen Aufdampfen von Si beim Wachsen der Fe-Si Filme wurde eine technologisch relevante Methode entwickelt, mit deren Hilfe sich ein uniaxialer 2-Magnonen-Relaxationskanal mit frei wählbarer Symmetrieachse eröffnen läßt. Beim Aufdampfen

entsteht aufgrund von Schatteneffekten eine quasi-periodische Defektmatrix der chemischen Kompositionsvariation. Die Dipolfelder zwischen den Defektstrukturen sind die Ursache des 2-Magnonen-Prozesses.

5. In diesen $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{MgO}(001)$ Systemen wurde die Temperaturabhängigkeit der 2-Magnonen-Prozesse bei Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit unterschiedlicher Beiträge zur FMR Linienbreite experimentell ermittelt. Mit der Weiterentwicklung der Theorie könnten diese Daten zum tieferen Verständnis des 2-Magnonen-Prozesses beitragen.
6. Während für die Anisotropie des 2-Magnonen-Prozesses in der Filmebene die Symmetrie der Streuzentren entscheidend ist, hängt die polare Winkelabhängigkeit des 2-Magnonen-Prozesses mit der magnonischen Dispersionsrelation zusammen. Sie wurde experimentell und theoretisch untersucht. Der Verlauf der Intensität des 2-Magnonen-Prozesses $\Gamma(\theta)$ entspricht nicht der bis dahin verwendeten Heavyside'schen Stufenfunktion $\Theta(\theta - 45^\circ)$ und hängt stark von der Frequenz ab.
7. In polykristallinen Permalloy-Filmen wurde mittels Ionen-Implantation eine periodische Defektmatrix mit zwei-zähliger Symmetrie in der Filmebene eingebracht, die einen 2-Magnonen-Relaxationskanal gleicher Symmetrie eröffnete. Seine mit FMR untersuchte Frequenzabhängigkeit zeigt einen nicht-monotonen Verlauf und konnte mit einem neu entwickelten theoretischen Modell erklärt werden.

Dieses Ergebnis führte zu einer Erweiterung des etablierten Modells der extrinsischen Relaxation nach Arias und Mills und eröffnet neue Möglichkeiten für eine gezielte Manipulation der magnetischen Relaxation in einem frei wählbaren Frequenzbereich.

Literaturverzeichnis

- [1] I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004)
- [2] A. Fert, *Angewandte Chemie* **120**(32), 6042 (2008)
- [3] J. A. C. Bland, B. Heinrich, Hrsg., *Ultrathin Magnetic Structures 1*, Springer (2005)
- [4] L. D. Landau, J. M. Lifschitz, *Phys. Zeitschr. Sowjetunion* **8**(2), 152 (1935)
- [5] J. Lindner, *Superlattices and Microstructures* **47**(4), 497 (2010)
- [6] Richard M. Bozorth, *Ferromagnetism*, IEEE Press (1993)
- [7] Stephen Blundell, *Magnetism in condensed matter*, Oxford University Press (2001)
- [8] C. Kittel, *Phys. Rev.* **76**, 743 (1949)
- [9] A. J. P. Meyer and G. Asch, *Journal of Applied Physics* **32**(3), S330 (1961)
- [10] A. Einstein and W. J. de Haas, *Verhandl. deut. physik. Ges.* **17**, 152 (1915)
- [11] S. J. Barnett, *Revs. Modern Phys.* **7**, 129 (1935)
- [12] Z. Frait, and D. Fratová, Ed.: A. S. Borovik-Romanov, S. K. Sinha, *Spin-Wave Resonance in Metals*, Elsevier Science Publishers (1988)
- [13] J. Pelzl, R. Meckenstock, D. Spoddig, F. Schreiber, J. Pflaum, Z. Frait, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**(5), S451 (2003)
- [14] M. Farle, *Reports on Progress in Physics* **61**, 755 (1998)
- [15] S. V. Vonsovski, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press (1966)
- [16] F. M. Römer, *private communication* (2011)
- [17] Himpel et al., *Advances in Physics* **47**(4), 511 (1998)
- [18] Adeyeye et al., *J. Phys. D.: Appl. Phys.* **41**, 153001 (2008)
- [19] Dennis et al., *J.Phys. Condens. Matter* **14**, R1175 (2002)

- [20] M. Farle, A. Berghaus, K. Baberschke, *Phys. Rev. B* **39**, 4838 (1989)
- [21] L. Néel, *J. Phys. Radium* **15**(4), 225 (1954)
- [22] P. Bruno, *Journal of Physics F: Metal Physics* **18**(6), 1291 (1988)
- [23] P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**(6), 3153 (1988)
- [24] *SyntOrbMag protocols (unpublished)* (2008)
- [25] R. Meckenstock and J. Pelzl, *Journal of Applied Physics* **81**(8), 5259 (1997)
- [26] C. Tomaz, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [27] D. Sander, J. Kirschner, *physica status solidi (b)* **248**(10), 2389 (2011)
- [28] Zhen Tian, D. Sander, J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **79**, 024432 (2009)
- [29] Miguel and Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**(3), 584 (2001)
- [30] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, *Physical Review* **102**(5), 1413 (1956)
- [31] C. Le Graët, D. Spenato, S. P. Pogossian, D. T. Dekadjevi, J. Ben Youssef, *Phys. Rev. B* **82**, 100415 (2010)
- [32] C. W. Haas and H. B. Callen, Ed.: G. T. Rado and H. Suhl, *Magnetism, Volume I*, Academic Press, New York and London (1963)
- [33] J. Kuneš and V. Kamberský, *Phys. Rev. B* **65**, 212411 (2002)
- [34] D. Steiauf and M. Fähnle, *Phys. Rev. B* **72**, 064450 (2005)
- [35] K. Gilmore, Y. U. Idzerda, M. D. Stiles, *J. Appl. Phys.* **103**(7), 07D303 (2008)
- [36] T. L. Gilbert, *IEEE Trans. Magn.* **40**(6), 3443 (2004)
- [37] G. Woltersdorf, M. Kiessling, G. Meyer, J.-U. Thiele, C. H. Back, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 257602 (2009)
- [38] M. Fähnle and D. Steiauf, *Phys. Rev. B* **73**(18), 184427 (2006)
- [39] Scheck, C. and Cheng, L. and Barsukov, I. and Frait, Z. and Bailey, W. E., *Phys. Rev. Lett.* **98**(11), 117601 (Mar 2007)
- [40] V. Kamberský, *Phys. Rev. B* **76**(13), 134416 (2007)

-
- [41] R. Meckenstock, D. Spoddig, Z. Frait, V. Kambersky, J. Pelzl, *J. Magn. Magn. Mater.* **272-276**(Part 2), 1203 (2004), Proceedings of the International Conference on Magnetism (ICM 2003)
- [42] J. Seib, D. Steiauf, M. Fähnle, *Phys. Rev. B* **79**, 092418 (2009)
- [43] Kh. Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Hörsten, H. Wende, W. Keune, J. Rucker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, W. Kuch, K. Baberschke, Z. Frait, *Phys. Rev. B* **76**(10), 104416 (2007)
- [44] Daniel D. Stancil and Anil Prabhakar, *Spin Waves*, Springer (2009)
- [45] H. B. Callen, E. Pittelli, *Phys. Rev.* **119**, 1523 (1960)
- [46] M. Sparks, *Ferromagnetic-Relaxation Theory*, McGraw-Hill (1964)
- [47] Svatopluk Krupička, *Physik der Ferrite und der verwandten magnetischen Oxide*, Academia, Verlag der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften (1973)
- [48] M. A. Garstens, J. I. Kaplan, *Phys. Rev.* **99**, 459 (1955)
- [49] V. Kambersky, C. E. Patton, *Phys. Rev. B* **11**, 2668 (1975)
- [50] M. J. Hurben and C. E. Patton, *J. Appl. Phys.* **83**(8), 4344 (1998)
- [51] N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **78**, 572 (1950)
- [52] O. Brümmer, J. Heydenreich, K. H. Krebs, H. G. Schneider, Hrsg., *Handbuch der Festkörperanalyse mit Elektronen, Ionen und Röntgenstrahlen*, Friedr. Vieweg und Sohn (1980)
- [53] Charles P. Poole, Jr., *Electron spin resonance*, Dover Publications, Inc. (Mineola, New York) (1996)
- [54] K. Zakeri, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [55] R. Meckenstock, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1997)
- [56] M. Möller, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum (2011)
- [57] S. I. Makarov, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2011)
- [58] Z. Frait, *private communication* (2011)
- [59] F. M. Römer, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2012)

- [60] K. Zakeri, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [61] C. Hassel, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2009)
- [62] G. A. Prinz and J. J. Krebs, *Appl. Phys. Lett.* **39**(5), 397 (1981)
- [63] R. M. Feenstra, J. A. Stroscio, J. Tersoff, A. P. Fein, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1192 (1987)
- [64] I. Barsukov, C. Tomaz, R. Meckenstock, C. Hassel, F. M. Römer, J. Lindner, C. Godde, S. Noor, U. Köhler, M. Farle, *in preparation* (2011)
- [65] A. Grünebohm, H. C. Herper, P. Entel, *Phys. Rev. B* **80**, 064417 (2009)
- [66] S. I. Makarov, B. Krumme, F. Stromberg, C. Weis, W. Keune, H. Wende, *Appl. Phys. Lett.* **99**(14), 141910 (2011)
- [67] I. Barsukov, S. Mankovsky, A. Rubacheva, R. Meckenstock, D. Spoddig, J. Lindner, N. Melnichak, B. Krumme, S. I. Makarov, H. Wende, H. Ebert, M. Farle, *Phys. Rev. B* **84**, 180405 (2011)
- [68] R. M. Bozorth, *J. Appl. Phys.* **8**(9), 575 (1937)
- [69] H. Ebert, S. Mankovsky, D. Ködderitzsch, P. J. Kelly, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 066603 (2011)
- [70] Y. N. Zhang, J. X. Cao, I. Barsukov, J. Lindner, B. Krumme, H. Wende, R. Q. Wu, *Phys. Rev. B* **81**(14), 144418 (2010)
- [71] A. Machová, V. Paidar, F. Kroupa, *physica status solidi (a)* **42**(2), 713 (1977)
- [72] H. Raanaei, H. Nguyen, G. Andersson, H. Lidbaum, P. Korelis, K. Leifer, B. Hjörvarsson, *J. Appl. Phys.* **106**(2), 023918 (2009)
- [73] Yu Fu, I. Barsukov, H. Raanaei, M. Spasova, J. Lindner, R. Meckenstock, M. Farle, B. Hjörvarsson, *J. Appl. Phys.* **109**(11), 113908 (2011)
- [74] D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki, K. Ando, *Appl. Phys. Lett.* **86**(9), 092502 (2005)
- [75] Li Gao, Xin Jiang, Philip M. Rice, Stuart S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **95**(12), 122503 (2009)
- [76] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, New York (1986)
- [77] Kh. 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, Z. Frait, *Phys. Rev. B* **76**(21), 214421 (2007)

- [78] S. M. Bhagat, P. Lubitz, *Phys. Rev. B* **10**, 179 (1974)
- [79] M. Mendik, Doktorarbeit, Swiss Federal Institute of Technology (1993)
- [80] R. Meckenstock, I. Barsukov, C. Bircan, A. Remhoff, D. Dietzel, D. Spoddig, *J. Appl. Phys.* **99**(8), 08C706 (2006)
- [81] R. Meckenstock, I. Barsukov, O. Posth, J. Lindner, A. Butko, D. Spoddig, *Appl. Phys. Lett.* **91**(14), 142507 (2007)
- [82] A. V. Trunova, R. Meckenstock, I. Barsukov, C. Hassel, O. Margeat, M. Spasova, J. Lindner, M. Farle, *J. Appl. Phys.* **104**, 093904 (2008)
- [83] I. Barsukov, F. M. Römer, R. Meckenstock, K. Lenz, J. Lindner, S. Hemken to Krax, A. Banholzer, M. Körner, J. Grebing, J. Fassbender, M. Farle, *Phys. Rev. B* **84**, 140410 (2011)
- [84] R. Arias, D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999)
- [85] D. L. Mills and S. M. Rezende, Ed.: B. Hillebrands and K. Ounadjela, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*, Springer-Verlag, Berlin (2003)
- [86] P. Landeros and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* S. 054424 (2012)
- [87] I. Barsukov, P. Landeros, R. Meckenstock, J. Lindner, D. Spoddig, Zi-An Li, B. Krumme, H. Wende, D. L. Mills, M. Farle, *Phys. Rev. B* **85**, 014420 (2012)
- [88] C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948)
- [89] Th. Mühge, A. Stierle, N. Metoki, H. Zabel, U. Pietsch, *Applied Physics A Solids and Surfaces* **59**(6), 659 (1994)
- [90] Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'yanov, G. G. Khaliullin, I. A. Garifullin, L. R. Tagirov, F. Schreiber, Th. Mühge, H. Zabel, *Phys. Rev. B* **52**, 13450 (1995)
- [91] M. Klaua, D. Ullmann, J. Barthel, W. Wulfhekel, J. Kirschner, R. Urban, T. L. Monchesky, A. Enders, J. F. Cochran, B. Heinrich, *Phys. Rev. B* **64**, 134411 (2001)
- [92] Z. Frait, *physica status solidi (b)* **2**(11), 1417 (1962)
- [93] J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996)
- [94] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, *Appl. Phys. Lett.* **77**(23), 3809 (2000)

- [95] Y. Guan and W. E. Bailey, *J. Appl. Phys.* **101**(9), 09D104 (2007)
- [96] Z. Frait and D. Fraitová, *J. Magn. Magn. Mater.* **15, Part 2**, 1081 (1980)
- [97] E. Francisco, L. Pueyo, *Phys. Rev. A* **36**, 1978 (1987)
- [98] B. Heinrich, D. J. Meredith, J. F. Cochran, *J. Appl. Phys.* **50**(B11), 7726 (1979)
- [99] B. Heinrich, R. Urban, G. Woltersdorf, *IEEE Trans. Magn.* **38**(5), 2496 (2002)
- [100] Y. Acremann, M. Buess, C. H. Back, M. Dumm, G. Bayreuther, D. Pescia, *Nature* **414**, 51 (2001)
- [101] H. Suhl, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 1834 (1998)
- [102] E. Rossi, O. G. Heinonen, A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **72**, 174412 (2005)
- [103] D. Steiauf, J. Seib, M. Fähnle, *Phys. Rev. B* **78**, 020410 (2008)
- [104] M. Fähnle, D. Steiauf, J. Seib, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**(16), 164014 (2008)
- [105] K. Gilmore, Y. U. Idzerda, M. D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 027204 (2007)
- [106] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 037207 (2008)
- [107] S. Mankovsky, *in preparation* (2012)
- [108] V. Kamberský, *Czechoslovak Journal of Physics* **26**, 1366 (1976)
- [109] Y. Hoshi, E. Suzuki, M. Naoe, *J. Appl. Phys.* **79**(8), 4945 (1996)
- [110] Hidehiko Harada, Shinji Jomori, Motofumi Suzuki, Kohei Kinoshita, Kaoru Nakajima, Kenji Kimura, *Thin Solid Films* **515**(22), 8277 (2007)
- [111] Nguyen N. Phuoc, Feng Xu, C. K. Ong, *J. Appl. Phys.* **105**(11), 113926 (2009)
- [112] Qing-feng Zhan, Chris Van Haesendonck, Stijn Vandezande, Kristiaan Temst, *Appl. Phys. Lett.* **94**(4), 042504 (2009)
- [113] J. H. Wolfe, R. K. Kawakami, W. L. Ling, Z. Q. Qiu, Rodrigo Arias, D. L. Mills, *J. Magn. Magn. Mater.* **232**(1-2), 36 (2001)
- [114] J. L. Bubendorff, S. Zabrocki, G. Garreau, S. Hajjar, R. Jaafar, D. Berling, A. Mehdaoui, C. Pirri, G. Gewinner, *Europhys. Lett.* **75**(1), 119 (2006)
- [115] P. Landeros, J. Lindner, R. Arias, D. L. Mills, *in preparation* (2011)

-
- [116] P. Landeros, R. Arias, D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **77**(21), 214405 (2008)
- [117] A. Rubacheva, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2011)
- [118] Ladislav Pøust and Zdeněk Frait, *Physics Letters A* **86**(1), 48 (1981)
- [119] R. D. McMichael, D. J. Twisselmann, J. E. Bonevich, A. P. Chen, W. F. Egelhoff Jr., *J. Appl. Phys.* **91**, 8647 (2002)
- [120] G. Woltersdorf and B. Heinrich, *Phys. Rev. B* **69**, 184417 (2004)
- [121] I. Barsukov, R. Meckenstock, J. Lindner, M. Möller, C. Hassel, O. Posth, M. Farle, H. Wende, *IEEE Trans. Magn.* **46**(6), 2252 (2010)
- [122] J. Lindner, I. Barsukov, C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros, D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **80**(22), 224421 (2009)
- [123] R. D. McMichael, P. Krivosik, *IEEE Trans. Magn.* **40**(1), 2 (2004)
- [124] Ch. Raeder, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2006)
- [125] Kh .Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Hörsten, H. Wende, W. Keune, J. Rucker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, K. W. Kuch, K. Baberschke, Z. Frait, *Phys. Rev. B* **80**(5), 059901 (2009)
- [126] W. Möller, W. Eckstein, J.P. Biersack, *Computer Physics Communications* **51**(3), 355 (1988)
- [127] J. Fassbender, J. von Borany, A. Mücklich, K. Potzger, W. Möller, J. McCord, L. Schultz, R. Mattheis, *Phys. Rev. B* **73**(18), 184410 (2006)
- [128] J. O. Rantschler, R. D. McMichael, A. Castillo, A. J. Shapiro, W. F. Egelhoff, Jr., B. B. Maranville, D. Pulugurtha, A. P. Chen, L. M. Connors, *J. Appl. Phys.* **101**(3), 033911 (2007)
- [129] R. Meckenstock, *Rev. Sci. Inst.* **79**, 041101 (2008)
- [130] Z. Frait, *physica status solidi (b)* **3**(11), K408 (1963)
- [131] G. Wedler, C. M. Schneider, A. Trampert, R. Koch, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 236101 (2004)
- [132] H. Puzskarski, M. Krawczyk, *Solid State Phenomena* **94**, 125 (2003)
- [133] G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, M. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **90**(9), 092503 (2007)

- [134] J. Topp, D. Heitmann, M. P. Kostylev, D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 207205 (2010)
- [135] S. Neusser and D. Grundler, *Advanced Materials* **21**(28), 2927 (2009)
- [136] S. Neusser, G. Duerr, H. G. Bauer, S. Tacchi, M. Madami, G. Woltersdorf, G. Gubbiotti, C. H. Back, D. H. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 067208 (2010)
- [137] P. Landeros and D.L. Mills, *Phys. Rev. B* **85**, 054424 (2012)
- [138] P. Majchrak, G. Woltersdorf, T. Martin, T. Kachel, C. Stamm, H. Dürr, C. H. Back, *DPG Spring Meeting, Dresden MA 35* (2009)

Danksagung

Ich danke M. Farle für die Betreuung meiner Doktorarbeit, für diese für mich wichtige Zeit in Duisburg und für die Unterstützung an all den vielen Konferenzorten der letzten Jahre.

Ich möchte allen, auch ehemaligen, Mitgliedern der AG Farle für die vielfältige Hilfe, die einzeln aufzulisten diese Arbeit deutlich verlängern würde, danken.

Mein Dank gilt Sven Stienen, Detlef Spoddig, Ralf Meckenstock, Katharina Ollefs, Paul Matei und Danny You für das Korrekturlesen der Arbeit.

K. Lenz und Kollegen, S. Mankovsky, H. Ebert, H. Wende und seinen Mitarbeitern, U. Köhler und seinen Mitarbeitern, P. Landeros, D. L. Mills, R. Arias danke ich sehr für die Zusammenarbeit.

Ich danke Z. Frait für die lehrreiche Zeit in Prag und seine Hilfe.

Ich möchte dem Sonderforschungsbereich 491 und seinen Mitgliedern für die finanzielle Unterstützung und fachliche Begleitung danken.