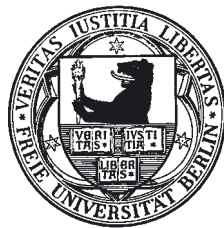


Magnetische Anisotropie und Dämpfungsmechanismen in ultradünnen 3d-Ferromagneten: eine FMR-Studie

im Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin
eingereichte Dissertation



vorgelegt von

Kilian Lenz

aus Berlin

im Mai 2005

Lenz, Kilian:

Magnetische Anisotropie und Dämpfungsmechanismen in ultradünnen 3d-Ferromagneten : eine FMR-Studie / Kilian Lenz. –

Als Ms. gedr.. – Berlin : dissertation.de – Verlag im Internet GmbH, 2005

Zugl.: Berlin, Freie Univ., Diss., 2005

ISBN 3-86624-013-9

1. Gutachter: Prof. Dr. K. Baberschke

2. Gutachter: Prof. Dr. P. Fumagalli

Tag der Abgabe: 23. Mai 2005

Tag der Disputation: 6. Juli 2005

Bibliografische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

dissertation.de – Verlag im Internet GmbH 2005

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen, auf Datenträgern oder im Internet und der Übersetzung, vorbehalten.

Es wird ausschließlich chlorfrei gebleichtes Papier (TCF) nach DIN-ISO 9706 verwendet.
Printed in Germany.

dissertation.de - Verlag im Internet GmbH
Pestalozzistraße 9
10 625 Berlin

URL: <http://www.dissertation.de>

Meinen Eltern

„Ferromagnetism in the d-band metals is a phenomenon which has resisted complete understanding for many years, despite the technological importance of these materials and the fundamental challenge to theorists which has long been recognized.“

C. Herring, 1965 [1]

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ultradünne ferromagnetische Filme und Vielfachlagen der 3d-Übergangsmetalle mittels Ferromagnetischer Resonanz untersucht. Diese Methode erlaubt nicht nur die sehr genaue Messung von Anisotropiefeldern, sondern sie ermöglicht es auch, die Interlagenaustauschkopplung in absoluten Einheiten zu bestimmen, was mit anderen Meß-techniken so nicht möglich ist. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf Dreifachlagen mit zueinander senkrechten oder verkippten Magnetisierungen. Zweites wesentliches Ziel dieser Arbeit war es, aus der Linienbreite die Magnetisierungsdynamik anhand der in den Filmen wirkenden Dämpfungsmechanismen zu charakterisieren. Als Probensysteme wurden neben Ni- und Co-Filmen auf Cu(001) auch technologisch vielversprechende Kombinationen aus Ferromagnet und Halbleiter-Substrat verwendet. Gegenstand der Untersuchungen im einzelnen war (1.), die Bestimmung der oszillatorischen Interlagenaustauschkopplung für Ni/Cu/Co und Ni/Cu/Ni-Dreifachlagen mit zueinander senkrechten leichten Richtungen für Zwischenschichtdicken von 4–50 ML und der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen. Mit Hilfe neuer theoretischer Modelle und Messungen konnte (2.) nun endgültig geklärt werden, daß die Temperaturabhängigkeit der Kopplung in Ni/Cu/Co-Dreifachlagen auf der thermischen Anregung von Spinwellen beruht. (3.) Analysen der Linienbreiten der Dreifachlagen offenbarten einen dynamischen Anteil an der Kopplung, der durch den Spin-Pump-Effekt verursacht wird und zu einer effektiv vergrößerten Gilbert-Dämpfung führt. So zeigen auch die Linienbreiten der optischen und akustischen Mode Oszillationen mit der Zwischenschichtdicke. (4.) Darüber hinaus ist in schwach gekoppelten Systemen eine Kompensation des Spin-Pump-Effektes beobachtbar, wobei (5.) die UHV-FMR es ermöglicht, durch schrittweise Präparation die Zunahme der Linienbreite durch den Spin-Pump-Effekt zu untersuchen. (6.) Die Linienbreite von Fe/V-Multilagen wurde im Bereich von 1–225 GHz frequenz- und auch winkelabhängig untersucht. Für diese Proben konnte die bislang in ultradünnen Filmen vernachlässigte Zwei-Magnonen-Streuung nachgewiesen werden. Oberflächendefekte induzieren hier eine Dämpfung, die gegenüber der intrinsischen Gilbert-Dämpfung dominiert. In einem weiteren Schritt wurden (7.) die magnetischen Anisotropien und die Dämpfungsmechanismen der Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen Fe/InAs(001), Fe₃Si/GaAs(001) und MnAs/GaAs(001) in Kooperation mit externen Forschungsgruppen untersucht. Dabei wurde auch ein Zusammenhang zwischen dem homogenen, epitaktischen Wachstum und der geringen Linienbreite sichtbar. Die ungewöhnliche Koexistenz einer ferromagnetisch/paramagnetischen Streifenstruktur von α/β -MnAs konnte (8.) detailliert dargestellt und die Kopplung in und zwischen den Streifen mittels Spinwellenresonanz bestimmt werden. (9.) Apparativ konnte die UHV-FMR-Meßapparatur technisch so verbessert werden, daß nun erstmals Messungen der kompletten polaren *und* azimutalen Winkelabhängigkeit *in situ* durchgeführt werden können.

Abstract

In this thesis, the magnetic properties of ultrathin ferromagnetic single films and trilayer structures are investigated by means of ferromagnetic resonance which is the method of choice to study the magnetic anisotropy energy and the interlayer exchange coupling in absolute energy units. The focus of this work lies on trilayer structures with non-collinear easy axes as well as on the characterization of the magnetization dynamics, i.e. the damping mechanisms active in ultrathin specimen causing the resonance linewidth. Besides Ni- or Co-films and trilayers on Cu(001) substrate, technologically interesting ferromagnet/semiconductor hybridstructures are studied. The following topics will be discussed in detail: (i) The oscillatory interlayer exchange coupling for $\text{Ni}_9/\text{Cu}/\text{Co}_{1.8}/\text{Cu}(001)$ and $\text{Ni}_6/\text{Cu}/\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ samples with non-collinear or perpendicular easy axes of magnetization has been measured for spacer thicknesses of 4–50 ML and is compared to theoretical predictions. (ii) By using new theoretical models and additional measurements, the origin of the temperature dependence of the coupling in $\text{Ni}_7/\text{Cu}/\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ trilayers can clearly be attributed to thermally activated spin waves. (iii) The analysis of the resonance linewidth of several trilayers reveals the dynamical part of the coupling caused by the spin-pump effect, giving rise to an increased effective gilbert damping. Thus, the optical and acoustical modes' linewidths show oscillations like the interlayer coupling. (iv) Moreover, a compensation of the additional damping contribution is observable in weakly coupled trilayers under certain conditions, whereas (v) the *in situ* ultrahigh vacuum technique allows for a step-by-step analysis of the linewidth increase caused by the spin pump effect. (vi) The linewidth in Fe/V superlattices is measured as a function of frequency in the range of 1–225 GHz as well as angular dependent. Surface defects in these samples induce two-magnon scattering which leads to a non-linear damping in these ultrathin films, which was observed only for bulk materials up to now. (vii) Furthermore, the magnetic anisotropy and the damping of technologically very promising hybridstructures like Fe/InAs(001), $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ and MnAs/GaAs(001) are investigated in collaboration with external research groups. Here, the relationship between the homogeneous epitaxial growth and a small linewidth, i.e. slow relaxation rate, is made visible. (viii) Additionally, thin films of MnAs show an unusual coexistence phase of ferromagnetic α -MnAs and paramagnetic β -MnAs in a striped pattern. Using spinwave resonance the coupling within and in between the stripes is determined. (ix) Finally, the ultrahigh vacuum FMR setup has been mechanically improved. Now, for the first time ever, it is possible to measure not only the polar angular dependence but also in azimuthal geometry *in situ* without breaking the vacuum.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	I
Abstract	III
Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	IX
1. Einführung	1
2. Grundlagen	5
2.1. Magnetische Anisotropie ultradünner Filme	6
2.2. Interlagenaustauschkopplung	9
2.3. Ferromagnetische Resonanz	14
3. Probenpräparation	29
3.1. Ni- und Co-Filme auf Cu(001)	29
3.2. Fe ₃ Si-Filme auf GaAs(001)	33
3.3. Fe-Filme auf InAs(001)	35
3.4. MnAs auf GaAs(001)	35
3.5. Fe/V-Multilagen auf MgO(001)	37
4. Magnetische Anisotropie ultradünner Filme	39
4.1. Bestimmung der Anisotropiekonstanten	39
4.2. Erweiterung der UHV-FMR um azimutale Meßgeometrie	44
5. Gekoppelte ultradünne Dreifachlagen	49
5.1. Theorie der FMR in gekoppelten Dreifachlagen	50
5.2. J_{inter} in Dreifachlagen mit zueinander senkrechten leichten Richtungen	53
5.3. Temperaturabhängigkeit der Interlagenkopplung	61

6. Anisotropie von Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen	65
6.1. Fe ₃ Si-Filme auf GaAs(001)	66
6.2. Das System Fe/InAs(001)	73
6.3. Das System MnAs/GaAs(001)	76
7. Spindynamik: Beiträge zur FMR-Linienbreite	85
7.1. Gilbert-Dämpfung und inhomogene Verbreiterung	85
7.2. Zwei-Magnonen-Streuung	90
7.3. Der Spin-Pump-Effekt	100
8. Zusammenfassung	109
A. Anhang: Technische Neuentwicklungen	113
A.1. Goniometer für das <i>ex situ</i> FMR-Setup	114
A.2. UHV-FMR-Probenhalter mit Klappfunktion	116
A.2.1. CF-19 Taumelement	117
A.2.2. CF100 UHV-Kammer-Segment	118
B. Anhang: Ergänzungen	119
B.1. Entmagnetisierungsfaktoren	119
B.2. Koeffizienten der Dispersionsrelation für Dreifachlagen	120
Literaturverzeichnis	121
Veröffentlichungen	137
Curriculum Vitae	141
Danksagung	143
Index	145

Abbildungsverzeichnis

2.1. Koordinatensystem für Einzelfilme	5
2.2. Potentialtöpfe für J_{inter}	11
2.3. Grundprinzip der FMR	15
2.4. Schema der Spinwellen-Ausbreitung	17
2.5. Präzessionskegel der FMR mit Dämpfung	19
2.6. Relaxationszeiten	20
2.7. Spinwellen-Dispersionsrelation	21
2.8. FMR-Blockdiagramm	22
2.9. Resonatormoden	23
2.10. Lorentzlinienform	25
2.11. Aufbau des <i>ex situ</i> FMR-Meßplatzes mit Oxford-Flow-Kryostat	26
2.12. Aufbau der UHV-FMR-Kammer	27
3.1. AES-Spektren und LEED-Bild von Cu(001)	30
3.2. MEED-Oszillationen für Co und Ni auf Cu(001)	32
3.3. Fe ₃ Si- und GaAs-Kristallstruktur	33
3.4. Koordinatensystem und Struktur für MnAs/GaAs(001)-Filme	36
3.5. Struktur der Fe/V-Multilagen	37
3.6. XRD-Messungen an (Fe ₄ /V ₄) ₄₅ und (Fe ₄ /V ₂) ₆₀	38
4.1. Polare Winkelabhängigkeit ultradünner Ni-Filme	41
4.2. Winkelabhängigkeit der Anisotropieparameter	43
4.3. Skizze des alten und des neuen Probenhalters	45
4.4. Polare und azimutale Winkelabhängigkeit von Co _{1,8} /Cu(001)	47
5.1. Definition der akustischen und optischen Mode	50
5.2. Koordinatensystem für Dreifachlagen.	51
5.3. Simulation der Winkelabhängigkeit bei Interlagenkopplung	53
5.4. Simulation der Gleichgewichtswinkel	55
5.5. FMR-Spektrum und Winkelabhängigkeit für Cu ₅ Ni ₉ Cu ₅₀ Co _{1,8} /Cu(001)	57
5.6. Polare Winkelabhängigkeit gekoppelter Dreifachlagen	58

5.7.	J_{inter} als Funktion der Zwischenschichtdicke	60
5.8.	Temperaturabhängigkeit von J_{inter}	63
6.1.	Kristallachsen in der Filmebene	66
6.2.	FMR-Spektrum von $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ bei 9,24 GHz	67
6.3.	SQUID-Hysteresekurven von $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$	67
6.4.	Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$	68
6.5.	Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes der Fe-reichen Fe_3Si -Probe	71
6.6.	FMR-Dispersionsrelation für $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$	72
6.7.	FMR-Spektrum und -Dispersionsrelation für $\text{Fe}/\text{InAs}(001)$	73
6.8.	Polare und azimutale Winkelabhängigkeit für $\text{Fe}/\text{InAs}(001)$	74
6.9.	Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes für $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$	76
6.10.	Temperaturabhängigkeit von $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$ bei 35 GHz	78
6.11.	Winkelabhängigkeit für $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$ bei 35 GHz	79
6.12.	Spinwellen-Spektrum und Steifigkeitskonstante von 165 nm $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$	81
6.13.	FMR-Spektrum und Resonanzfelddifferenz der MnAs/GaAs -Filme	82
6.14.	Hysteresese in der Streifenphase von $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$ -Filmen	84
7.1.	Frequenzabhängigkeit der Linienbreite für 7 ML $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$	87
7.2.	Winkelabhängigkeit der Linienbreite für $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$	88
7.3.	Winkelabhängigkeit der Linienbreite für $\text{Fe}/\text{InAs}(001)$	90
7.4.	Spinwellen-Dispersionsrelation bei Zwei-Magnon-Streuung	91
7.5.	Schematische Darstellung der frequenzabhängigen Linienbreite	93
7.6.	Frequenzabhängigkeit der Linienbreite in Fe/V -Multilagen	94
7.7.	Winkelabhängigkeit der Linienbreite in Fe/V -Multilagen	96
7.8.	Frequenzabhängigkeit der Linienbreite in $\text{Pd}_{200}\text{Fe}_{30}/\text{GaAs}(001)$	99
7.9.	Das Prinzip des Spin-Pump-Effektes	101
7.10.	Winkelabhängige Linienbreite von $\text{Au}_{20}\text{Fe}_{40}\text{Au}_{14}\text{Fe}_{16}/\text{GaAs}(001)$	104
7.11.	Kompensation des Spin-Pump-Effektes in Dreifachlagen	105
7.12.	Oszillation der Linienbreite in Dreifachlagen	106
7.13.	Temperaturabhängigkeit der Linienbreite in $\text{Ni}/\text{Cu}/\text{Co}$ -Dreifachlagen	108
A.1.	Konstruktionszeichnungen für Goniometer (Teil 1)	114
A.2.	Konstruktionszeichnungen für Goniometer (Teil 2)	115
A.3.	Konstruktionszeichnung: Klapp-Probenhalter	116
A.4.	Konstruktionszeichnung: CF19 Taumelement	117
A.5.	Konstruktionszeichnung: CF100 UHV-Kammer-Segment	118
B.1.	Koordinaten für Entmagnetisierungsfaktoren	119

Tabellenverzeichnis

4.1. Anisotropiefelder von Ni-Filmen	42
5.1. Kopplung und Anisotropie der Ni/Cu/Co-Dreifachlagen	59
5.2. Kopplung und Anisotropie der Ni/Cu/Ni-Dreifachlagen	60
5.3. Parameter der temperaturabhängigen Kopplung in $\text{Ni}_7\text{Cu}_d\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$	64
6.1. Parameter der $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ -Proben	66
6.2. Anisotropie der $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ -Proben	69
6.3. Anisotropiekonstanten für $\text{Fe}/\text{InAs}(001)$	75
7.1. Magnetische Parameter der Fe/V-Multilagen	94
7.2. Linienbreitenparameter der Fe/V-Multilagen	95
7.3. Linienbreitenparameter für $\text{Pd}_{200}\text{Fe}_{30}/\text{GaAs}(001)$	99
7.4. Linienbreite nach verschiedenen Präparationsstufen einer Dreifachlage	102

1. Einführung

Mit der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands (GMR) [2] und der Interlagenaustauschkopplung [3] in magnetischen Dreifachlagen und Schichtstrukturen begann Ende der 80er-Jahre eine neue Ära der Forschung auf dem Gebiet des Dünnschichtmagnetismus. Diese ist seitdem von zahlreichen technologisch relevanten Entwicklungen begleitet, wie z. B. der Entwicklung von hochempfindlichen GMR-Schreib-/Leseköpfen für Festplatten [4], magnetischen Sensoren und Speicherbausteinen [5,6]. Diese Kombination der konventionellen (Halbleiter-)Elektronik mit dem Magnetismus des Elektronenspins wird heutzutage mit dem Begriff „Spintronik“ bezeichnet. Für den Magnetismus spielt dabei die gegenüber Volumenfestkörpern reduzierte Dimension im Nanometerbereich die entscheidende Rolle, da gerade hierdurch die neuartigen Eigenschaften der (ultra-)dünnen Filme, Vielfachschichten und Nanostrukturen entstehen. Zwar werden in der anwendungsorientierten Forschung stetig „vielversprechende“ Materialkombinationen entdeckt, jedoch bleibt eine Vielzahl an fundamentalen Fragen teilweise unbeantwortet. So ist zum Beispiel die Frage nach der maximal erreichbaren Geschwindigkeit bei Ummagnetisierungsprozessen und magnetischem Schalten [7,8] direkt mit der Frage nach den relevanten Dämpfungsmechanismen und deren Wirkung verknüpft. Obwohl es zahlreiche andere Relaxationsmechanismen gibt [9], wird in diesem Zusammenhang fast ausschließlich nur die Gilbert-Dämpfung diskutiert [10]. Betrachtet man die Interlagenaustauschkopplung und deren Temperaturabhängigkeit, so konkurrieren zur Beschreibung mehrere, teilweise gegensätzliche theoretische Modelle [11–15]. Obgleich die Oszillationen der Austauschkopplung an vielen Systemen beobachtet wurden [16–21], ist die Temperaturabhängigkeit der Kopplung bislang in nur drei Arbeiten analysiert worden [21–23]. Ferner beschränken sich die meisten Untersuchungen auf Zwischenschichtdicken oberhalb von 10–15 ML.

Das Hauptziel dieser Arbeit war es, mit Hilfe der ferromagnetischen Resonanz (FMR) einen Teil dieser Aspekte anhand von ultradünnen ferromagnetischen Filmen und gekoppelten Dreifachlagen (Prototypsysteme) zu untersuchen. So lauten die zentralen Fragestellungen der vorliegenden Arbeit im einzelnen: (1.) Verhält sich die Interlagenaustauschkopplung J_{inter} in Dreifachlagen mit nicht-kollinearen leichten Richtungen der Magnetisierung genauso wie in Systemen mit parallelen leichten Richtungen? (2.) Was ist die Ursache für die Temperaturabhängigkeit der Interlagenkopplung? (3.) Wodurch wird die Linienbreite in gekoppelten Dreifachlagen bestimmt, und treten außer der Gilbert-Dämpfung auch andere relevan-

te Dämpfungsmechanismen in ultradünnen Filmen und Multilagenaufbauten, die bislang übersehen wurden? (4.) Wie läßt sich die bei uns auf polare Drehung eingeschränkte Meßgeometrie der UHV-FMR erweitern?

In Kooperation mit Forschungsgruppen des Paul-Drude-Instituts Berlin oder der Ruhr-Universität Bochum wurden Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen untersucht, die gerade im Hinblick auf die spin-elektronischen Eigenschaften von aktuellstem Interesse sind. Hier ergaben sich folgende Fragestellungen: (5.) Welchen Einfluß hat die Struktur von Fe/InAs(001) und der Heusler-artigen Verbindung $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ auf die Anisotropie und Dämpfung? (6.) Was genau passiert in dünnen MnAs/GaAs(001)-Filmen am Phasenübergang zwischen ferromagnetischer und paramagnetischer Phase?

J_{inter} in Dreifachlagen mit nicht-kollinearen leichten Richtungen Das schrittweise *in situ* Präparieren und Messen der Proben im Ultrahochvakuum (UHV) ist die wesentliche Voraussetzung für eine genaue Analyse der Kopplung, da nur so die Veränderungen gegenüber einem Einfachfilm direkt beobachtet und die notwendigen Anisotropiekonstanten der Einzelfilme bestimmt werden können. Bislang wurden vor allem Dreifachlagen mit kollinear ausgerichteten Magnetisierungen untersucht. Durch geschickte Wahl der Filmdicken können aber Dreifachlagen hergestellt werden, bei denen ohne Kopplung die leichten Richtungen der Magnetisierung senkrecht aufeinander stehen würden. Durch die Kopplung und die Anisotropiefelder ergeben sich dann gegeneinander verkippte Magnetisierungsrichtungen. Hieran sollen vor allem die Kopplungsstärke und deren Oszillation mit der Zwischenschichtdicke untersucht werden, da derartige Systeme besonders für magnetische Sensoren interessant sind [24]. Im Gegensatz zum magnetooptischen Kerreffekt und magnetischem Röntgenzirkulardichroismus kann mittels FMR die Kopplung in absoluten Einheiten bestimmt werden.

Temperaturabhängigkeit von J_{inter} Zwar zeigen Untersuchungen des temperaturabhängigen Anteils von J_{inter} [23] eine $T^{3/2}$ -Abhängigkeit und damit Anzeichen einer Spinwellenanregung als Ursache, doch folgen gemäß neueren theoretischen Modellen [15] auch andere in der Literatur diskutierte Modelle [11,25,26] einem effektiven Potenzgesetz mit diesem Exponenten. Durch weitere Messungen an dem System Ni/Cu/Co/Cu(001) soll dies nun geklärt werden.

Dämpfungsmechanismen und Spindynamik Bis heute wird in der Literatur für die magnetische Dämpfung in ultradünnen Filmen – insbesondere gilt dies für die anwendungsorientierte Forschung – fast ausschließlich die Gilbert-Dämpfung diskutiert, obwohl seit den 50er Jahren viele weitere Dämpfungsmechanismen in Volumenproben nachgewiesen wurden [9]. Hierbei stellt sich nun die Frage, ob diese anderen Effekte in ultradünnen Filmen nicht auftreten

oder nur „übersehen wurden“ [27]. Durch frequenz- und winkelabhängige Messungen an den in dieser Arbeit verwendeten Probensystemen soll dies im Detail untersucht werden. Dabei werden neben der Zwei-Magnonen-Streuung auch neuere Dämpfungsmechanismen wie der Spin-Pump-Effekt [28,29] diskutiert. So soll gerade dieser auch einen dynamischen Beitrag zur Interlagenkopplung liefern [30].

Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen GaAs(001) und InAs(001) sind neben Si(001) die wichtigsten Trägermaterialien der Halbleiterindustrie. Eine erfolgreiche Kombination mit magnetischen Schichten stellt viele neue Anwendungsmöglichkeiten in Aussicht [31]. Fe₃Si/GaAs(001) zeichnet sich dabei durch ein außerordentlich homogenes epitaktisches Wachstum, eine hohe thermische Stabilität der Grenzschicht und eine hohe Curie-Temperatur aus [32,33]. Bei Fe-Filmen auf InAs(001) entsteht im Gegensatz zu Fe/GaAs(001) keine Schottky-Barriere [34], so daß die Spininjektion nicht gestört wird. Beide Systeme sollen vor allem hinsichtlich ihrer Anisotropie charakterisiert werden. Aus der Linienbreite kann indirekt auf die Homogenität der Filme geschlossen werden.

Koexistenzphase in dünnen MnAs/GaAs(001)-Filmen In dünnen MnAs/GaAs(001)-Filmen bildet sich unerwartet, d. h. im Gegensatz zum abrupten Phasenübergang bei $T_C=40$ °C der volumenartigen Proben, eine Koexistenzphase zwischen $T=10-40$ °C aus, bei der eine selbstorganisierte Struktur aus abwechselnd ferro- (α -) und paramagnetischen (β -)MnAs-Streifen vorliegt. Aufgrund unterschiedlicher Formanisotropien können die Streifen von geschlossenem α oder β -MnAs-Filmen mit der FMR unterschieden und so der Phasenübergang untersucht werden.

Technische Weiterentwicklung der UHV-FMR Die winzigen Abmessungen und die Mikrowellentechnik der UHV-FMR bedingen, daß keine kommerziellen, verstellbaren Probenhalter verwendet werden können, so daß für winkelabhängige UHV-FMR-Messungen nur die Drehung des Polarwinkels als Freiheitsgrad zur Verfügung steht. Damit lassen sich insbesondere die Anisotropien in der Ebene nur relativ ungenau bestimmen, da sie in der polaren Winkelabhängigkeit von senkrecht wirkenden Anisotropien überlagert sein können. In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals ein Probenhalter gebaut, der es erlaubt, den Kristall um 90° umzuklappen. Dadurch kann nun zusätzlich auch die azimutale Winkelabhängigkeit *in situ* gemessen werden.

Diese Arbeit gliedert sich wie folgt: Das nachfolgende Kapitel 2 erläutert die physikalischen Grundlagen sowie die FMR-Meßtechnik mit dem dazugehörigen experimentellen Aufbau. Die Präparation und die strukturelle Charakterisierung der in dieser Arbeit untersuchten Proben

wird im Kapitel 3 beschrieben. Die Kapitel 4–7 behandeln dann die experimentellen Ergebnisse dieser Dissertation: Kapitel 4 führt in die Bestimmung der Anisotropiekonstanten mittels FMR in einfachen ultradünnen Filmen ein. Ferner wird gezeigt, wie die UHV-FMR-Meßapparatur technisch erweitert und verbessert werden konnte. Im Kapitel 5 werden die Untersuchungen der Interlagenaustauschkopplung an Dreifachlagen mit zueinander senkrecht stehenden leichten Richtungen diskutiert. Die magnetischen Eigenschaften der drei Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$, $\text{Fe}/\text{InAs}(001)$ und $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$ werden im Kapitel 6 vorgestellt. Hauptgegenstand des Kapitels 7 sind die Dämpfungsmechanismen, die zur Resonanzlinienbreite führen. Diese werden anhand der hier untersuchten Probensysteme vorgestellt. Das Kapitel 8 faßt die Resultate dieser Arbeit zusammen. Im Anhang befinden sich darüber hinaus detaillierte Konstruktionszeichnungen zu der technischen Weiterentwicklung der Meßapparatur.

Anmerkungen zur Notation: Die Gleichungen und Einheiten in dieser Arbeit sind in dem für Magnetismus immer noch gebräuchlichen [35,36] cgs-System angegeben. Schichtdickenangaben sind in Monolagenäquivalenten (ML) gemessen. Eine Monolage entspricht der Dicke einer geschlossenen Atomlage. Die Filmdicken werden durch tiefgestellte Zahlen an den Elementsymbolen gekennzeichnet. So bezeichnet $\text{Cu}_5\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ einen 9 ML dicken Ni-Film auf $\text{Cu}(001)$, der mit 5 ML Cu bedeckt ist. Einzige Ausnahmen dieser Bezeichnung bilden $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ und $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$. Hierbei handelt es sich um intermetallische Verbindungen.

2. Grundlagen

In den folgenden Abschnitten werden die theoretischen Grundlagen der magnetischen Anisotropie, der Interlagenaustauschkopplung sowie die Ferromagnetische Resonanz und ihre Dämpfungsmechanismen erörtert. Daran schließt sich ein Abschnitt über die FMR-Meßtechnik und die Meßapparatur an.

Sofern in den Abschnitten nicht explizit angegeben, wird das in Abb. 2.1 dargestellte Koordinatensystem benutzt. Diesem liegen die Polarkoordinaten

$$x = \sin \theta \cos \varphi \quad y = \sin \theta \sin \varphi \quad z = \cos \theta \quad (2.1)$$

zugrunde. φ und φ_H sind die azimutalen Winkel der Magnetisierung \vec{M} bzw. des externen Magnetfeldes \vec{H} und werden auf die [100]-Richtung bezogen gemessen. Die korrespondierenden Polarwinkel θ und θ_H werden von der Probennormalen (der z -Achse) aus gemessen. φ_u beschreibt die Lage der leichten Richtung der uniaxialen Anisotropie in der Ebene und wird erst später genauer eingeführt.

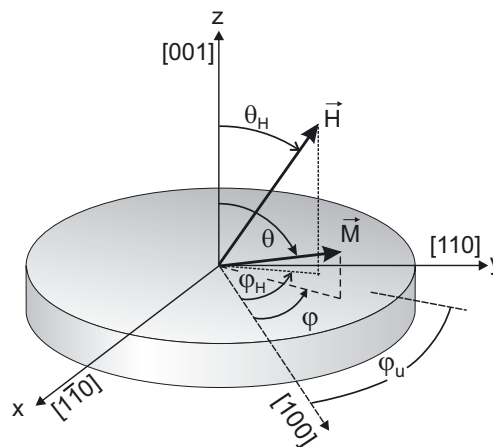


Abb. 2.1: Koordinatensystem für Einzelfilme.

2.1. Magnetische Anisotropie ultradünner Filme

Der Begriff magnetische Anisotropie bezeichnet die Eigenschaft von Ferromagneten Vorzugsrichtungen der Magnetisierung zu besitzen. Diese werden als leichte Richtungen der Magnetisierung bezeichnet, d. h., ohne äußere Felder versucht die Magnetisierung \vec{M} sich entlang dieser Richtungen auszurichten. Genauer gesagt, es muß Arbeit aufgewendet werden, um die Magnetisierung aus einer leichten Richtung, gekennzeichnet durch die minimale freie Energie F , in eine andere Richtung zu drehen. Diese Energiedifferenz bezeichnet die magnetische Anisotropieenergie (MAE).

Die Ursache für die magnetische Anisotropie kann nicht die Austauschwechselwirkung des Heisenberg-Modells

$$\mathcal{H}_{\text{exch}} = -A \sum_{i \neq j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.2)$$

zwischen den magnetischen Spins \vec{S}_i der Atome i und j sein. Diese ist im Ortsraum isotrop (richtungsunabhängig), da das Skalarprodukt nur von der relativen Ausrichtung der Momente untereinander abhängt. Vielmehr liegt die Ursache in zwei Beiträgen, die relativistischen Korrekturen des Hamiltonoperators des Spinsystems entsprechen. Dieses sind die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und die Spin-Bahn-/LS-Kopplung, deren Wechselwirkungsenergien typischerweise vier Größenordnungen unterhalb der Austauschwechselwirkung im Bereich von 1–100 $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ liegen.

Formanisotropie

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung

$$\mathcal{H}_{\text{dip}} = -\vec{\mu}_j \cdot \vec{H}_i = \frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{i,j}^3} - \frac{3(\vec{r}_{i,j} \cdot \vec{\mu}_i) \cdot (\vec{r}_{i,j} \cdot \vec{\mu}_j)}{r_{i,j}^5} \quad (2.3)$$

ist die Ursache für die makroskopische *Formanisotropie*, die eine Vorzugsrichtung aufgrund der geometrischen Form der Probe definiert. Die magnetischen Momente (Dipole) $\vec{\mu}_i$ und $\vec{\mu}_j$ sind regelmäßig im Gitter angeordnet und über den Verbindungsvektor $\vec{r}_{i,j}$ geht die Orientierung der Kristallachsen in \mathcal{H}_{dip} ein. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist gegenüber der Austauschwechselwirkung langreichweitig. In klassischer Näherung entsteht durch die Dipole an den Probenrändern das Entmagnetisierungsfeld im Inneren der Probe, das einem externen Magnetfeld entgegen wirkt. Das Entmagnetisierungsfeld eines Ellipsoids ist durch $\vec{H}_{\text{dip}} = -\mathbf{N}\vec{M}$ gegeben. \mathbf{N} ist ein Tensor zweiter Stufe mit $\text{Spur}(\mathbf{N}) = 1$. Dieser ist diagonal, wenn dessen Basis mit den Hauptachsen des Ellipsoids übereinstimmt. Er folgt aus der magnetostatischen Energiedichte der Formanisotropie [37,38]:

$$F_{\text{dip}} = \frac{1}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{dip}} dV = 2\pi \vec{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \vec{M}. \quad (2.4)$$

V ist hierin das Probenvolumen. Für eine zylindrische zweidimensionale Scheibe gilt $N_{\parallel} := N_{xx} = N_{yy} = 0$ und $N_{\perp} := N_{zz} = 1$. Dies kann in guter Näherung auch für die in dieser Arbeit untersuchten ultradünnen Filme übernommen werden, da die laterale Ausdehnung im Verhältnis zur Dicke sehr groß ist. Aus Glg. (2.4) folgt dann mit $M_z = M \cos \theta$:

$$F_{\text{dip}} = 2\pi M^2 \cos^2 \theta, \quad (2.5)$$

wobei θ den Winkel zwischen Magnetisierung und Probennormalen (z -Achse) mißt. Damit favorisiert die Formanisotropie eine leichte Richtung parallel zur Filmebene, denn für $\theta = 90^\circ$ wird F_{dip} minimal.

Magnetokristalline Anisotropie

In einem Kristallgitter wird die Bahnbewegung der Elektronen durch das Kristallfeld des Gitters beeinflusst. Die Spin-Bahn-Kopplung (hier die LS-Kopplung)

$$\mathcal{H}_{\text{LS}} = -\lambda_{\text{LS}} \vec{L}_i \cdot \vec{S}_i \quad (2.6)$$

koppelt darüber den Spin an das Kristallgitter. Damit wirkt die Symmetrie des Kristallgitters auf die spontane Magnetisierung und ruft damit die *magnetokristalline Anisotropie* hervor [39], d. h., die Magnetisierungsrichtung hängt auch hier von der freien Energiedichte ab.

In einem rein kubischen Kristall ist das Orbitalmoment ausgelöscht. Damit verschwindet in zweiter Ordnung Störungstheorie auch der Anteil an der MAE [40]. Erst in vierter Ordnung erhält man einen kleinen Beitrag proportional zur Anisotropie des Bahnmomentes. Damit wäre die leichte Richtung diejenige mit dem größten Bahnmoment. Berechnungen der MAE mittels der Störungstheorie ergeben allerdings meistens zu große Werte. Bessere Ergebnisse liefern *ab initio* Theorien (z. B. [41–43]).

Ein verständlichere Darstellung der Anisotropie erhält man durch das phänomenologische Modell von van Vleck [39], bei dem die Paarwechselwirkungsenergie zwischen benachbarten Momenten bestimmt wird. Dort geht die Umgebung der Momente und damit auch die Symmetrie des Systems in die Energiedichte F_{K} der Anisotropie ein. Zur Berechnung von F_{K} wählt man einen Potenzreihenansatz zur Entwicklung in Richtungskosinus $\alpha_i = M \cdot \hat{e}_i$ mit $i=x,y,z$. Im folgenden werden nur die jeweils größten nicht verschwindenden Terme angegeben.

Für *uniaxiale* (zweizählige) Symmetrie sind keine ungeraden Potenzen von α_i erlaubt, da ansonsten ein Drehung der Magnetisierung um 180° zu einem Vorzeichenwechsel von α_i führen würde. Die ersten beiden Terme für eine uniaxiale Richtung entlang der z -Achse lauten:

$$\begin{aligned} F_{\text{uni},\perp} &= -K_{2\perp} \alpha_z^2 - K_{4\perp} \alpha_z^4 = -K_{2\perp} \cos^2 \theta - K_{4\perp} \cos^4 \theta \\ &= +K_{2\perp} \sin^2 \theta - K_{4\perp} \cos^4 \theta + \text{const.}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

wobei die Polarkoordinaten aus Glg. (2.1) benutzt wurden. Die winkelunabhängige Konstante kann vernachlässigt werden. Die K_i stellen die Anisotropiekonstanten dar. $F_{\text{uni},\perp}$ wird minimal,

wenn $K_{i\perp} > 0$ und $\theta = 0$ oder π gilt, d. h., wenn \vec{M} parallel zur Probennormalen steht. Sind die $K_{i\perp}$ negativ, dann ist die z -Achse eine harte Richtung. Für eine in der Filmebene liegende uniaxiale Richtung gilt in erster Ordnung:

$$F_{\text{uni},\parallel} = -K_{2\parallel} \alpha_x^2 = -K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_u). \quad (2.8)$$

φ_u bezeichnet hier die Richtung der uniaxialen Symmetrieachse in der Ebene bezogen auf die [100]-Richtung. Auch hier entspricht für $K_{2\parallel} > 0$ die Symmetrieachse wieder der leichten Richtung.

Bei *kubischer* Symmetrie verschwinden ebenfalls alle α_i -Terme mit ungerader Potenz und zusätzlich auch die gemischten Glieder der Art $\alpha_i \alpha_j$. Da die kubischen Hauptachsen x, y, z bezüglich der Vertauschung äquivalent sind, fallen die reinen 2. Potenzen α_i^2 ebenso weg. Die ersten Terme, die nicht verschwinden, sind die gemischten 2er-Potenzen:

$$F_{\text{kub}} = K_4(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2) + K_6(\alpha_x^2 \alpha_y^2 \alpha_z^2). \quad (2.9)$$

Für den K_4 -Term folgt in Polarkoordinaten:

$$F_{\text{kub}} = K_4 \sin^2 \theta - \frac{1}{8} K_4 (\cos 4\varphi + 7) \sin^4 \theta. \quad (2.10)$$

F_{kub} wird für $\vec{M} \parallel \langle 100 \rangle$ und $K_4 > 0$ oder für $\vec{M} \parallel \langle 111 \rangle$ und $K_4 < 0$ minimal.

Die in dieser Arbeit hauptsächlich untersuchten Systeme sind aufgrund einer kleinen Fehlanpassung an das Substrat tetragonal verzerrt. Damit ergibt sich innerhalb der kubischen Symmetrie eine Vorzugsrichtung entlang der z -Achse. Für *tetragonale* Symmetrie erhält man daher:

$$\begin{aligned} F_{\text{tet}} &= -K_2 \alpha_z^2 - \frac{1}{2} K_{4\perp} \alpha_z^4 - \frac{1}{2} K_{4\parallel} (\alpha_x^4 + \alpha_y^4) \\ &= K_{2\perp} \sin^2 \theta - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta - \frac{1}{8} K_{4\parallel} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Damit sind die Anisotropiebeiträge zur freien Energiedichte F bekannt.

Da für die FMR-Messungen ein statisches Magnetfeld \vec{H}_0 angelegt wird, muß noch die Zeeman-Energie berücksichtigt werden. Diese ergibt zwar einen weiteren winkelabhängigen Beitrag zu F , ist als solche aber nicht als Anisotropie anzusehen:

$$F_{\text{Zeeman}} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_0 = -MH_0 [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H]. \quad (2.12)$$

Aus den Gleichungen (2.5), (2.8), (2.11) und (2.12) folgt damit als Ausdruck für die freie Energiedichte eines tetragonal verzerrten Systems:

$$\begin{aligned} F &= -MH [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] \\ &\quad - (2\pi M^2 - K_{2\perp}) \sin^2 \theta - K_{2\parallel} \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_u) \\ &\quad - \frac{1}{2} K_{4\perp} \cos^4 \theta - \frac{1}{8} K_{4\parallel} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta, \end{aligned} \quad (2.13)$$

wobei hier auch die uniaxiale Anisotropie $K_{2\parallel}$ in der Ebene berücksichtigt wurde.

2.2. Interlagenaustauschkopplung

In ferromagnetischen Einfachlagen führt die Austauschkopplung zu einer Ordnung der Spins *innerhalb* des Films. Betrachten man nun zwei, durch eine dünne nicht-magnetische¹ Zwischenschicht (Cu, Au, etc.) getrennte, ferromagnetische Filme, so ist bekannt, daß es auch eine Kopplung *zwischen* diesen beiden Filmen gibt. Diese wird Interlagenaustauschkopplung J_{inter} bzw. in der Literatur auch häufig IEC („interlayer exchange coupling“) genannt. Diese Art der Kopplung wurde 1986 zeitgleich von Grünberg *et al.* [3] an Fe/Cr/Fe-Schichten und Fert *et al.* [2] entdeckt. Diese gekoppelten Vielfachschichten sind von besonderem technologischen Interesse. So ändert sich der elektrische Widerstand von Co/Cu-Vielfachschichten durch Anlegen eines äußeren Feldes um mehr als 65 % bei Raumtemperatur (GMR-Effekt [44]), wodurch hochempfindliche Magnetfeldsensoren u. a. für Schreib-/Leseköpfe in Festplatten entwickelt werden konnten, die seit nunmehr 10 Jahren überall eingesetzt werden [4]. Der Vorteil von Vielfachschichten gegenüber Dreifachlagen besteht hauptsächlich in den größeren Signalen.

Allerdings sind die fundamentalen Fragen bis heute nicht vollständig geklärt. Zunächst zeigten die von Grünberg untersuchten Systeme eine monotone Abnahme der Kopplungsstärke mit der Zwischenschichtdicke. Tatsächlich handelt es sich aber um ein oszillatorisches Verhalten, was von Parkin *et al.* [16] gezeigt werden konnte. Mittlerweile ist dies für unzählige Materialkombinationen wie z. B. Mo/Fe [17], Cu/Co [18,19], Cu/Fe [20], Ru/Co [21] bestätigt worden.

Die Ursache für die Oszillationen beruht auf einer Quanteninterferenz der Elektronen in der Zwischenschicht. Dabei kann die Zwischenschicht als Potentialtopf angesehen werden, bei dem je nach Spin der Elektronen unterschiedliche Reflexionseigenschaften vorliegen [12]. Die Beschränkung der Elektronen durch Potentialwälle bezeichnet man auch mit dem engl. Begriff „electron confinement“. Damit lassen sich die Perioden der Oszillationen im wesentlichen auf die geometrischen Eigenschaften der Fermi-Oberfläche des Zwischenschichtmaterials zurückführen [11,12,45].

Es existieren auch *ab initio* Theorien [46], die es erlauben, die mit der Zwischenschichtdicke oszillierende Interlagenaustauschkopplung auch lagenaufgelöst zu berechnen. Damit konnte in Ref. [46] gezeigt werden, daß der Beitrag der ferromagnetischen Lagen an der Grenzfläche am größten ist. Hier sei angemerkt, daß die absoluten Größen von IEC und J_{inter} von einander abweichen können, da die IEC auf einem *mikroskopischen* Modell beruht, während J_{inter} aus einem *makroskopischen* Heisenberg-Ansatz folgt (s. Kap. 5.1) [46].

Im folgenden wird die Herleitung der oszillatorischen Kopplung gemäß Ref. [12] kurz erläutert. Als Grundlage ist dafür das Modell eines eindimensionalen Potentialtopfes der Breite d ausreichend, der der Zwischenschicht entspricht. Die Wände des Potentialtopfes entsprechen

¹nicht-magnetisch im Sinne von nicht ferromagnetisch.

dabei den Grenzflächen zu den ferromagnetischen Filmen. Es wird sich zeigen, daß die oszillatorische Austauschkopplung dadurch entsteht, daß die zum Auffüllen der Elektronenzustände bis zur Fermi-Kante E_F benötigte Energie als Funktion von d oszilliert. Die Periode ist dabei durch den Wellenvektor bei der Fermi-Energie innerhalb des Topfes gegeben.

Innerhalb des Potentialtopfes der Tiefe V_0 existieren nur diskrete Energie-Eigenzustände (gebundene Zustände), die durch konstruktive Interferenz der (teil-) reflektierten Wellen ($V_0 < E < 0$) entstehen. Wellen, deren Energie oberhalb des Potentials liegt ($E > 0$), werden dennoch durch die abrupte Änderung des Potentials an den Rändern des Topfes gestreut (im Gegensatz zur klassischen Anschauung). Es entsteht hier ein Energie-Kontinuum an möglichen Zuständen. Dabei oszilliert die Reflexionswahrscheinlichkeit $|R|^2$ bzw. genauso die Transmissionswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie der Welle. Dies liegt daran, daß für Energien, bei denen die Potentialbreite d gerade einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht, die Transmission durch Vielfachstreuung maximal wird. Diese resonanten Zustände sind analog zu den gebundenen Zuständen bei unendlich hohen Wänden zu sehen und werden also genauso wie diese von den Reflexionskoeffizienten der Potentialwände beeinflusst. Damit *koppeln* die resonanten Zustände an die gebundenen.

Um die Energie des besetzten Systems zu bestimmen, benötigt man die Änderung der Zustandsdichte, die sich, unter der Voraussetzung, daß die Bereiche links und rechts des Topfes unendlich ausgedehnt sind, als $\Delta N(E, d)$ schreiben läßt. Für Energien innerhalb des Topfes ist $\Delta N(E, d)$ negativ, da die Anzahl an gebundenen Zuständen im Topf gegenüber den Streuzuständen (Volumen) abnimmt. Da die Zustandsdichte im Volumen wie \sqrt{E} verläuft, gilt dies auch für die Abnahme von $\Delta N(E, d)$ im Topf. Der Verlauf wird aber noch von positiven Beiträgen der diskreten Eigenzustände überlagert, die die Form von δ -Funktionen haben. Für $E > 0$ ist das Verhalten im Prinzip analog. Die resonanten Zustände liefern ebenfalls positive δ -Funktionen, die aber durch das Energiekontinuum deutlich verbreitert sind. Damit entstehen die Oszillationen von $\Delta N(E, d)$. Für die Änderung der Gesamtenergie des Systems folgt dann [12]:

$$\Delta E(d) = \int_{-\infty}^{E_F} dE (E - E_F) \Delta N(E, d). \quad (2.14)$$

Im Grenzfall sehr großer Potentialbreiten d erhält man daraus:

$$E_\infty(d) = \frac{\hbar v_F}{2\pi} \frac{1}{d} |R|^2 \sin(k_F d), \quad (2.15)$$

wobei v_F die Fermi-Geschwindigkeit $\hbar k_F / m$ der Elektronen darstellt. Es ergibt sich also eine mit $1/d$ gedämpfte Schwingung, die durch die Fermi-Geschwindigkeit, den Fermi-Wellenvektor k_F und $|R|^2$ charakterisiert ist. Der Fermi-Wellenvektor entspricht dabei dem/den extremalen Verbindungsvektor(-en) zwischen den Brillouin-Zonen.

Für eine magnetische Dreifachlage muß noch berücksichtigt werden, daß das Potential vom Spin abhängt und daß die beiden magnetischen Schichten ferromagnetisch oder antiferromagne-

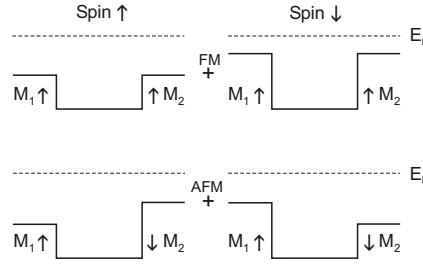


Abb. 2.2: Potentialtöpfe für J_{inter} . Links (rechts) sind die Potentiale für Spin- \uparrow (\downarrow) Elektronen, jeweils für ferromagnetisch und antiferromagnetisch gekoppelte Filme M_1 und M_2 dargestellt.

tisch koppeln können (s. Abb. 2.2). Für jedes Spin-System oszilliert die Energie entsprechend dem magnetischen System. Die Differenz dieser Energien, d. h., die Differenz aus den Freien Energiedichten für antiferromagnetische und ferromagnetische Kopplung ist die oszillatorische Interlagenaustauschkopplung J_{inter} :

$$-2J_{\text{inter}} = \Delta F = F_{\uparrow\uparrow} - F_{\uparrow\downarrow}. \quad (2.16)$$

Ersetzt man dementsprechend die Reflexionskoeffizienten in Glg. (2.15), so erhält man folgenden Ausdruck für die Kopplung:

$$J_{\infty}(d) = \frac{\hbar v_F}{2\pi} \frac{1}{d} \left(|R_{\uparrow}^{\uparrow}|^2 + |R_{\downarrow}^{\uparrow}|^2 - 2|R_{\uparrow}^{\uparrow}R_{\downarrow}^{\uparrow}| \right) \sin(k_F d + \phi) \quad (2.17a)$$

$$\approx \frac{\hbar v_F}{2\pi} \frac{1}{d^2} |R_{\uparrow}^{\uparrow} + R_{\downarrow}^{\uparrow}| |R_{\uparrow}^{\uparrow} - R_{\downarrow}^{\uparrow}| \sin(k_{F\perp} d + \phi). \quad (2.17b)$$

Damit resultiert die Kopplung aus dem Einfluß der Fermi-Oberfläche auf die Elektronen. In Abhängigkeit der Zwischenschichtdicke d koppeln die Filme damit abwechselnd ferromagnetisch und antiferromagnetisch. In Glg. (2.17b) wurde bereits k_F durch $k_{F\perp}$ ersetzt. Dies ist für eine pseudomorph gewachsene Grenzfläche gerechtfertigt [11,12] und führt auf einen zusätzlichen $1/d$ -Vorfaktor, so daß die Kopplungsstärke asymptotisch mit $1/d^2$ abnimmt. Für sehr kleine d müßten prinzipiell weitere Korrekturterme berücksichtigt werden [47]. Es hat sich aber gezeigt, daß die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten bis hinunter zu $d=2\text{ ML}$ auch ohne weitere Korrekturen gegeben ist [19].

Je nach Zwischenschichtmaterial und kristalliner Orientierung gibt es unterschiedlich viele Fermi-Oberflächenvektoren $k_{F\perp}$, die berücksichtigt werden müssen. Daher ergibt sich eine Summe über alle j Beiträge der extremalen Fermi-Oberflächenvektoren [11]:

$$J_{\text{inter}}(d, T) = \sum_j J_{\text{inter},j}(d, T=0) \cdot f_j(d, T) \\ \sim \frac{1}{d^2} \sum_j A_j \sin(k_{F\perp,j} d + \phi_j) \cdot f_j(T, d) \quad (2.18a)$$

$$\text{mit } k_{F\perp,j} = 2\pi/\Lambda_j. \quad (2.18b)$$

Die Vorfaktoren wurden in den Amplituden A_j zusammengefaßt und $f(d, T)$ stellt einen temperaturabhängigen Faktor dar, der im Anschluß diskutiert wird. Aus der Länge der Vektoren folgen damit direkt die Perioden der Oszillationen. Für die untersuchten Ni/Cu/Co/Cu(001) und Ni/Cu/Ni/Cu(001)-Dreifachlagen gibt es zwei Vektoren, die einer langen Periode von $\Lambda_1=5,88$ ML und einer kurzen von $\Lambda_2=2,56$ ML entsprechen. Damit läßt sich Glg. (2.18a) als

$$J_{\text{inter}}(d) \sim \frac{1}{d^2} \left\{ A_1 \sin\left(\frac{2\pi d}{\Lambda_1} + \phi_1\right) \cdot f_1(d, T) + A_2 \sin\left(\frac{2\pi d}{\Lambda_2} + \phi_2\right) \cdot f_2(d, T) \right\} \quad (2.19)$$

schreiben [18]. Diese Form der Gleichung wird später im Kap. 5 zum Vergleich mit den experimentellen Daten herangezogen.

Temperaturabhängigkeit von J_{inter}

Gleichung (2.18a) enthält bereits einen temperaturabhängigen Faktor $f(d, T)$, da J_{inter} auch von der Temperatur abhängt. Im Gegensatz dazu hängt die Austauschkonstante A nicht von T ab. Zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit existiert neben zwei älteren konkurrierenden Modellen (i) und (ii), die auf zwei völlig verschiedenen Ursachen aufbauen [13,14,45] nun auch ein neues Modell (iii), dessen Grundlage – ähnlich zu Modell (ii) – die Spinwellenanregung ist [15].

Im Modell (i) von Bruno [45] wird der Fermi-Wellenvektor \vec{k}_F bei steigender Temperatur verbreitert, wodurch die Oszillationen der Kopplung verschmiert werden [25,45]. Die direkte Ursache ist eine thermische Anregung von Elektron-Loch-Paaren durch die Aufweichung der Fermi-Kante [13]. Dies führt zu einer Abnahme der Kopplung mit steigender Temperatur gemäß:

$$f_j(d, T) = \frac{c_j d T}{\sinh(c_j d T)} \quad (2.20a)$$

$$\text{mit } c_j = \frac{2\pi k_B}{\hbar v_{F,j}}. \quad (2.20b)$$

Dieser Ausdruck ist also nur von der Fermi-Geschwindigkeit abhängig und gilt nur für Temperaturen weit unterhalb der Curie-Temperatur T_C . Bruno definiert analog eine Dämpfungslänge $L_j(T) = 1/(c_j T)$ [11]. Prinzipiell beeinflußt die Temperatur auch die Grenzschicht zwischen Ferromagnet und Zwischenschicht und damit die Reflexionskoeffizienten [26]. Diesen Beitrag könnte man noch durch einen zusätzlichen dickenunabhängigen Summanden in c_j berücksichtigen [15].

Für Modell (ii) von Mills und Mitarbeitern [14] sind thermisch angeregte Spinwellen in den ferromagnetischen Lagen die Ursache für die Abnahme von J_{inter} mit steigender Temperatur, d. h., die Zwischenschicht (Dicke, Material etc.) hat keinen Einfluß auf die Temperaturabhängigkeit [14]. Aus der thermisch angeregten magnetischen Unordnung folgt sofort, daß ΔF abnimmt und damit schließlich J_{inter} reduziert wird. In Ref. [14] wird im Rahmen eines

Heisenberg-Modells die Temperaturabhängigkeit aus der Wechselwirkung der Spinwellen untereinander hergeleitet:

$$f(T) = 1 - a \left(\frac{T}{T_C} \right)^{3/2}. \quad (2.21)$$

a stellt darin einen Parameter dar, der die Kopplungsstärke des Systems beschreibt. Die Potenz zu $3/2$ folgt aus der Methodik der Spinwellenrenormierung angewendet auf gekoppelte dünne Filme. Für langwellige Spinwellen im Volumen eines Ferromagneten würde man eine Abhängigkeit der *Intralagen*-Austauschkopplung zur Potenz $5/2$ erhalten. Der Term zu $3/2$ hebt sich dort gerade weg, da die Fluktuationen der Spins korreliert sind.

Schwieger und Nolting stellen in Ref. [15] ein drittes Modell (iii) für den Einfluß der magnetischen Schichten auf die Temperaturabhängigkeit der Kopplung vor. Dieses basiert auf einem mikroskopischen Heisenberg-Modell und ermöglicht es, direkt den Temperatureinfluß auf die freie Energiedichte zu berechnen, aus dem dann direkt $J_{\text{inter}}(T)$ folgt. Gegenüber Modell (ii) ist hier allein schon die Anregung von Spinwellen für die Temperaturabhängigkeit verantwortlich. Für den temperaturabhängigen Anteil gilt [15]:

$$f(T) = 1 - \frac{1}{8\pi S} \frac{1}{AJ_{\text{inter}}(0)} (k_B T)^2 \cdot \Sigma(T, H_0), \quad (2.22)$$

mit der Spinquantenzahl S und einem Faktor $\Sigma(T, H)$, der die Spinwellenanregung charakterisiert. In diesen geht auch das externe Feld H_0 ein. Daraus ergibt sich eine stärkere Temperaturabhängigkeit für antiferromagnetische Kopplung, da H_0 durch das interne Kopplungsfeld zwischen den Lagen reduziert wird. In Ref. [15] wird ferner gezeigt, daß sowohl Modell (i) als auch Modell (iii) in erster Näherung einem Potenzgesetz der Form $f_j(T) \approx 1 - x_j T^{y_j}$ folgen. Dabei nimmt die Kopplung mit steigender Temperatur schneller als $1 - xT$ aber langsamer als $1 - xT^2$ ab. Es gilt also $1 < y_j < 2$. Der effektive Exponent y_j kann dann als eine Art Fitparameter für experimentelle Daten angesehen werden. Außer bei sehr tiefen Temperaturen ($T < 30$ K) liegt der Koeffizient ungefähr bei $y_j = 1,5$. Das bedeutet also, daß alle drei Modelle innerhalb ihres Gültigkeitsbereiches den gleichen funktionalen Verlauf zeigen [15]!

Wie gesehen, gibt es also drei verschiedene Beiträge zur Temperaturabhängigkeit, die hier noch einmal aufgeführt werden sollen:

Die Zwischenschicht mit den Materialparametern d und v_F verursacht einen Beitrag, der mit $d \cdot T$ eingeht und unabhängig vom Material der magnetischen Schichten ist:

$$f_{\text{Zwischenschicht}}(d, T) = f(d \cdot T), \quad (2.23a)$$

während die Grenzfläche einen dickenunabhängigen Beitrag liefert, der vom magnetischen Material abhängen kann:

$$f_{\text{Grenzfläche}}(d, T) = f(T). \quad (2.23b)$$

Die magnetischen Lagen zeigen nur eine schwache implizite Dickenabhängigkeit über die Kopplung bei $T=0$:

$$f_{\text{Magnet}}(d, T) = f(J_{\text{inter}}(d, 0), T). \quad (2.23c)$$

Dieser Beitrag ist auch abhängig vom Vorzeichen der Kopplung, d. h., die Temperaturabhängigkeit ist für AFM-Kopplung etwas stärker als für FM-Kopplung [15].

In Kap. 5 wird die experimentell bestimmte Temperaturabhängigkeit von J_{inter} für $\text{Ni}_7\text{Cu}_d\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen mit diesen Modellen verglichen.

2.3. Ferromagnetische Resonanz

Die FMR beruht auf den gleichen Prinzipien wie die Elektronenspinresonanz (ESR), nur daß hier speziell ferromagnetische anstelle von paramagnetischen Materialien untersucht werden.

Zur vereinfachten Darstellung wird zunächst der paramagnetische Fall diskutiert, d. h., es gibt keine internen Felder ($\vec{H}_{\text{int}}=0$) und keine Anisotropiefelder ($\vec{H}_{\text{K}}=0$). Bringt man solch eine Probe in ein statisches Magnetfeld bzw. schaltet ein Magnetfeld ein, so wird auf die magnetischen Momente $\vec{\mu}$ in der Probe ein Drehmoment ausgeübt, so daß diese anfangen, wie Kreisel um die Achse des Magnetfeldes \vec{H}_0 zu präzedieren² (Larmor-Präzession). Ohne Dämpfungsverluste würde diese Präzession nicht aufhören. Dies ist in Abb. 2.3a skizziert. Die zugehörige, noch ungedämpfte Bewegungsgleichung lautet:

$$\frac{\partial \vec{\mu}}{\partial t} = -\gamma [\vec{\mu} \times \vec{H}_0] \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{g\mu_{\text{B}}}{\hbar} = g \frac{e}{2mc}. \quad (2.24)$$

g ist hier der Landésche Faktor bzw. γ das gyromagnetische Verhältnis³. In dünnen ferromagnetischen Filmen sind alle magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet, so daß die Summe über alle Momente im Volumen auch durch die Magnetisierung \vec{M} ausgedrückt werden kann. Die Lösung der Bewegungsgleichung führt auf die Larmor-Frequenz $\omega = \gamma H_0$, mit der sich \vec{M} um die z -Achse dreht.

Quantenmechanisch gesehen, bewirkt das externe Magnetfeld aber auch eine Aufspaltung der Energie-Niveaus im Atom (Zeeman-Effekt). Dies ist schematisch in Abb. 2.3b für ein zweifach entartetes Niveau mit $S=1/2$ dargestellt. Die Größe der Aufspaltung hängt von der Feldstärke H_0 ab und entspricht $\Delta E = g\mu_{\text{B}}H_0$. Zwischen den aufgespaltenen Niveaus innerhalb eines Multipletts lassen sich magnetische Dipolübergänge (M1) anregen. Mit der Auswahlregel für magnetische Übergänge $\Delta m = \pm 1$ folgt, daß die anregende elektromagnetische Welle in einer Ebene senkrecht zum statischen Feld polarisiert sein muß. Für die üblicherweise im Labor mit Elektromagneten erzeugbaren Felder bedeutet dies, daß die Übergangsfrequenzen f

²Die Änderung des Magnetfeldes durch den Einschaltprozeß ist bereits der Auslöser.

³Anmerkung: In der Literatur wird γ z. T. auch mit negativem Vorzeichen definiert. Dann ist in den Gleichungen $|\gamma|$ zu verwenden.

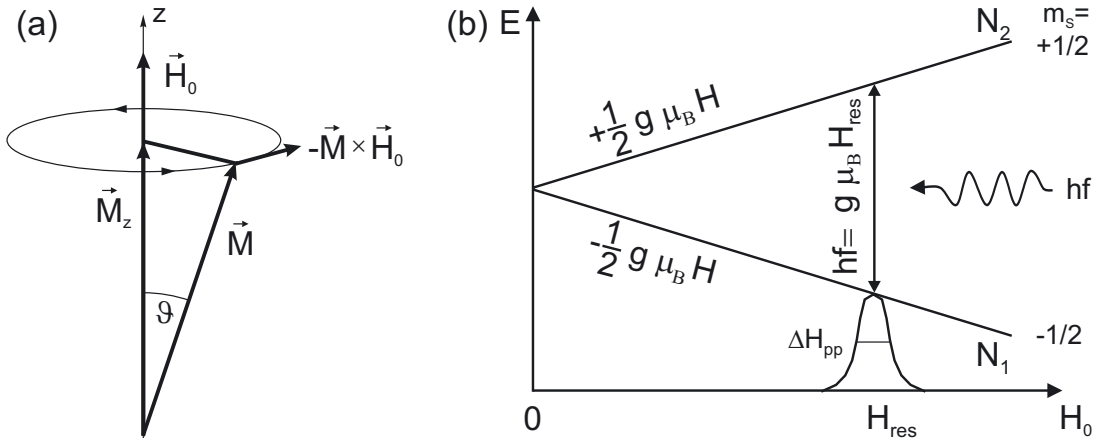


Abb. 2.3: (a) Präzessionskegel der Magnetisierung mit treibendem Feld \vec{H}_0 . Der Öffnungswinkel ϑ ist hier zur Anschauung stark vergrößert dargestellt. (b) Schematisches Prinzip der FMR/ESR. Ein entarteter Zustand wird durch den Zeeman-Effekt in zwei Spin-Niveaus $m_s = \pm 1/2$ aufgespalten. Mittels Mikrowellenstrahlung können magnetische Dipolübergänge angeregt werden.

im Mikrowellenbereich, also im Bereich von 1 bis 100 GHz liegen. Wird also eine Mikrowelle senkrecht zum statischen externen Magnetfeld eingestrahlt, so kann bei Erfüllung der Resonanzbedingung

$$hf = g\mu_B(H_0 + h_{\text{rf}}) \quad (2.25)$$

Absorption stattfinden (ESR). Hierbei wurde auch die Magnetfeldkomponente \vec{h}_{rf} der Mikrowelle berücksichtigt. Das Magnetfeld, bei dem die Resonanzabsorption stattfindet, wird mit H_{res} bezeichnet. Für die Präzession von \vec{M} bedeutet dies eine Vergrößerung des Winkels ϑ . Wie man leicht sieht, ist Glg. (2.25) zur Larmor-Frequenz äquivalent.

Für die Resonanz an ferromagnetischen Stoffen ist der Fall komplizierter. Hier treten interne Felder durch die Austauschkopplung \vec{H}_{int} und Anisotropiefelder \vec{H}_{K} auf. Landau und Lifschitz zeigten, daß dann $\vec{H}_0 + \vec{h}_{\text{rf}}$ durch das effektive Magnetfeld $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0 + \vec{h}_{\text{rf}} + \vec{H}_{\text{K}}$ ersetzt werden muß [48], d. h., die Magnetisierung präzediert nicht mehr um das externe sondern um das effektive Feld.⁴ Damit ist Glg. (2.25) nicht mehr zur Beschreibung geeignet. Stattdessen muß eine entsprechende neue Lösung der Bewegungsgleichung (2.24) gefunden werden.

Eine einfache Methode zur Berechnung der Resonanzfrequenz stellt der Ansatz von Smit und Beljers [49] dar, der unabhängig auch von Suhl [50] und Gilbert [51] hergeleitet wurde. Dazu wird in das sphärische Koordinatensystem aus Abschnitt 2.1 gewechselt. Darin transformiert sich die Bewegungsgleichung (2.24) unter der Annahme $M_S = \text{const.}$ zu:

$$\frac{d\theta}{dt} = \gamma H_\varphi \quad \text{und} \quad \frac{d\varphi}{dt} \sin \theta = -\gamma H_\theta. \quad (2.26)$$

⁴Wenn $\vec{M} \nparallel \vec{H}_{\text{int}}$ ist, z. B. bei der Spinwellenresonanz in volumenartigen Proben, dann muß auch \vec{H}_{int} in \vec{H}_{eff} berücksichtigt werden.

Im thermodynamischen Gleichgewicht stehen \vec{M} und \vec{H}_{eff} parallel zueinander. Da sich H_{eff} über die Freie Energiedichte ausdrücken läßt,

$$H_{\text{eff}} = -\frac{\partial F}{\partial M_S}, \quad (2.27)$$

kann daraus auch die Gleichgewichtsorientierung von \vec{M} bestimmt werden. Diese wird durch die Winkel θ und φ definiert, für die F minimal wird:

$$F_\theta \equiv \left. \frac{\partial F}{\partial \theta} \right|_\theta \stackrel{!}{=} 0 \quad \text{und} \quad F_\varphi \equiv \left. \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right|_\varphi \stackrel{!}{=} 0. \quad (2.28)$$

Im Ungleichgewicht, d. h., wenn \vec{M} durch sehr kleine Auslenkungen

$$\delta\theta(t) = \theta(t) - \theta \quad \delta\theta \ll \theta \quad (2.29a)$$

$$\text{und} \quad \delta\varphi(t) = \varphi(t) - \varphi \quad \delta\varphi \ll \varphi \quad (2.29b)$$

von der Gleichgewichtslage (θ, φ) abweicht, gelten die Bedingungen (2.28) nicht mehr und \vec{M} wird dann durch das von \vec{H}_{eff} verursachte Drehmoment abgelenkt. Die lineare Entwicklung von F_θ und F_φ ergibt:

$$F_\theta = F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\varphi}\delta\varphi \quad (2.30a)$$

$$F_\varphi = F_{\varphi\theta}\delta\theta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi. \quad (2.30b)$$

Hier sind mit F_{ij} die zweiten Ableitungen von F nach den Variablen i und j im Gleichgewicht gemeint. Zusammen mit der Bewegungsgleichung (2.24) erhält man ein lineares Gleichungssystem, das die kleinen Oszillationen von \vec{M} um seine Gleichgewichtslage beschreibt:

$$-\frac{M}{\gamma} \sin \theta \frac{\partial(\delta\theta)}{\partial t} = F_{\varphi\theta}\delta\theta + F_{\varphi\varphi}\delta\varphi, \quad (2.31a)$$

$$\frac{M}{\gamma} \sin \theta \frac{\partial(\delta\varphi)}{\partial t} = F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\varphi}\delta\varphi. \quad (2.31b)$$

Dieses homogene Gleichungssystem besitzt periodische Lösungen der Form $\delta\theta, \delta\varphi \sim \exp(i\omega t)$, wenn die Determinante verschwindet:

$$F_{\theta\varphi}^2 - F_{\theta\theta}F_{\varphi\varphi} + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 M^2 \sin^2 \theta = 0. \quad (2.32)$$

Damit ergibt sich die gesuchte Resonanzgleichung in der Form von Smit und Beljers [49]:

$$\omega = \gamma H_{\text{res}} = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \{F_{\theta\theta}F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2\}^{\frac{1}{2}}. \quad (2.33)$$

Je nach untersuchtem System können einige Anisotropiebeiträge in F auch vernachlässigt werden. Bei der Diskussion der experimentellen Resultate in den Kapiteln 4–7 ist daher der jeweils verwendete Ausdruck für F angegeben.

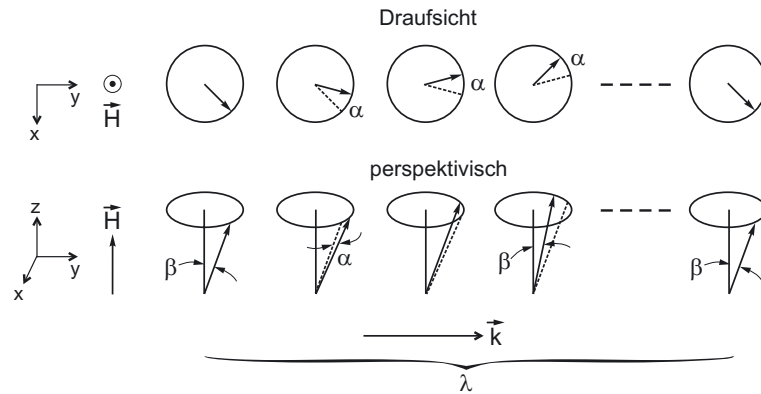


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Spinwellen-Ausbreitung entlang der y -Achse. Alle Spins einer beliebigen Ebene senkrecht zu y sind parallel ausgerichtet. Der Winkel β zwischen Spin und angelegtem Feld bleibt konstant. Der Drehwinkel α zwischen jeweils benachbarten Spin bleibt ebenfalls konstant. Jeder Spin präzediert mit der Frequenz ω_k .

Die in Glg. (2.33) dargestellte allgemeine Form der Resonanzgleichung ist zwar mathematisch korrekt, physikalisch gesehen aber nicht ganz befriedigend, da sie für $\theta=0$ nicht lösbar ist. In Ref. [52] geben Baselgia *et al.* eine erweiterte Gleichung an, die diesem Problem gerecht wird:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[F_{\theta\theta} \left[\frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta} + \frac{\cos\theta}{\sin\theta} F_{\theta} \right] - \left[\frac{F_{\theta\varphi}}{\sin\theta} - \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \frac{F_{\varphi}}{\sin\theta} \right]^2 \right]. \quad (2.34)$$

Spinwellen

Bevor im nächsten Abschnitt die Bewegungsgleichung um einen Dämpfungsterm erweitert wird, soll an dieser Stelle kurz der Begriff der Spinwelle (Magnon) erläutert werden.

Im Grundzustand des Spinsystems, d. h. im Zustand minimaler Energie, sind alle Spins der Probe parallel zum externen statischen Feld ausgerichtet, da dann die Zeeman-Energie und auch die Austauschwechselwirkung minimal sind. Spinwellen entsprechen den angeregten Zuständen, da es energetisch günstiger ist, alle Spins minimal gegeneinander zu verkippen, als einen einzelnen Spin umzuklappen (Stoner-Anregung). Abbildung 2.4 zeigt die Ausbreitung einer Spinwelle mit Wellenvektor \vec{k} und $k=2\pi/\lambda$. Die Winkel α und β bleiben von Spin zu Spin konstant. Für alle Spins in einer Ebene senkrecht zu \vec{k} gilt $\alpha=0$. Durch das Mikrowellenfeld können in dünnen ferromagnetischen Proben neben der uniformen Mode auch langwellige Spinwellen angeregt werden. Wenn die Spins an der Oberfläche durch die Anisotropiefelder fixiert sind („surface pinning“) [53] und das Mikrowellenfeld über die Probe homogen ist, dann können nur stehende Spinwellen mit einer ungeraden Anzahl von halben Wellenlängen innerhalb der Schicht angeregt werden. Wellen mit ganzzahligem Vielfachen tauschen im Mittel mit dem Feld keine Wechselwirkungsenergie aus. Diese Art der Anregung nennt man Spinwellenresonanz (SWR). Die Energie einer Spinwelle folgt aus der Austauschenergie benachbarter Spins.

Es gilt:

$$\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \sim \cos \alpha \sim 1 - 1/2\alpha^2. \quad (2.35)$$

Ferner ist α wie auch k umgekehrt proportional zur Wellenlänge λ . Damit ergibt sich die Austauschenergie eines Magnons zu

$$E = Dk^2. \quad (2.36)$$

Der Proportionalitätsfaktor D heißt Spinwellen-Steifigkeitskonstante. Um die Spinwellenanregung in der Resonanzgleichung zu berücksichtigen, muß der Austauschterm zum Smit-Beljers-Ansatz 2.33 hinzugefügt werden:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(\frac{1}{M \sin^2 \theta} F_{\varphi\varphi} + Dk^2\right) \times \left(\frac{1}{M} F_{\theta\theta} + Dk^2\right) - \left(\frac{1}{M \sin \theta} F_{\theta\varphi}\right)^2. \quad (2.37)$$

Im Abschnitt 6.3 wird ein SWR-Experiment an MnAs-Filmen vorgestellt.

Dämpfung

Die Herleitungen der Resonanzgleichungen wurden unter der Annahme einer ungedämpften Präzession durchgeführt. Da der Ansatz von Smit und Beljers nur zur Bestimmung der Resonanzfeldes dient, war dies gerechtfertigt. Wie bereits erwähnt würde sich \vec{M} aber beständig um die Achse von \vec{H}_{eff} drehen und könnte auch nicht durch noch so große Magnetfelder wieder parallel zu \vec{H}_{eff} eingestellt werden. Es würde auch bedeuten, daß das Resonanzsignal einer δ -Funktion entspräche. Und da die Linienbreite umgekehrt proportional zur Lebensdauer des beteiligten Zustandes ist, folgt daraus eine unendlich lange Lebensdauer. Im folgenden werden daher verschiedene Prinzipien der Dämpfung diskutiert.

Um Dämpfung zu berücksichtigen muß der Glg. (2.24) ein weiterer Term hinzugefügt werden, der eine Rückstellkraft in Richtung der Magnetfeldachse beschreibt. In der Literatur gibt es mehrere Ansätze, die auf phänomenologischer Basis entwickelt wurden, um die experimentellen Fakten gut beschreiben zu können [48,51,54–56].

Von Landau und Lifschitz wurde 1935 folgende Bewegungsgleichung vorgeschlagen [48]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) - \frac{\lambda}{M_S^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}). \quad (2.38)$$

λ stellt dabei die Dämpfungskonstante dar. In Abb. 2.5a ist die damit verbundene Bewegung von \vec{M} skizziert. Setzt man in der Bewegungsgleichung $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0$, so gilt:

$$M_x = M_{xy} e^{-t/\tau} \cos \omega t \quad (2.39a)$$

$$M_y = M_{xy} e^{-t/\tau} \sin \omega t \quad (2.39b)$$

$$M_z = M \left\{ 1 - \left(\frac{M_{xy}}{M} \right)^2 e^{-2t/\tau} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (2.39c)$$

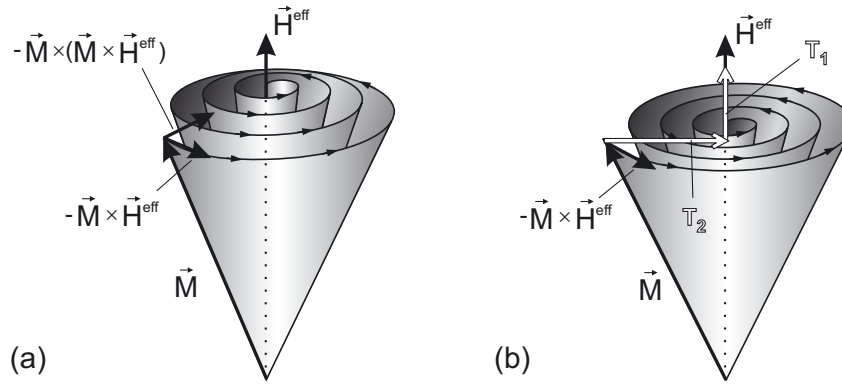


Abb. 2.5: (a) Gedämpfte Präzession der Magnetisierung gemäß dem Landau-Lifschitz-Gilbert-Ansatz wenn kein treibendes Mikrowellenfeld anliegt. Es gilt $|\vec{M}(t)| = \text{const.}$ (b) Dämpfung gemäß Bloch-Bloembergen-Ansatz. T_1 und T_2 stellen zwei nahezu unabhängige Relaxationen dar.

wobei $\tau = M/\lambda H_0$ die Relaxationszeit und M_{xy} die Projektion von \vec{M} in die x - y -Ebene bei $t=0$ ist. Dies zeigt, daß der Betrag von \vec{M} konstant bleibt und die Spitze des Vektors während der Relaxation eine Spiralbahn auf einer Kugeloberfläche beschreibt.

Gilbert schlug 1955 eine etwas modifizierte Form vor [51]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) + \frac{G}{\gamma M_S^2} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \quad (2.40)$$

die eine geschwindigkeitsproportionale (viskose) Dämpfung mit der Gilbert-Dämpfungskonstante G darstellt. In der Literatur wird G oft auch als dimensionslose Größe $\alpha = G/\gamma M$ angegeben. Eine einfache Rechnung zeigt, daß sich Glg. (2.40) für kleine Dämpfungswerte in Glg. (2.38) überführen läßt [54,57], so daß beide Gleichungen im Normalfall äquivalent sind, da für die allermeisten Stoffe $\alpha < 0,1$ gilt. Die Gilbert-Dämpfung wurde zwar phänomenologisch eingeführt, doch wird mittlerweile die Spin-Bahnkopplung als dominierender Faktor und Vermittler für diesen Dämpfungsmechanismus anerkannt [58–63]. Die Spin-Bahnkopplung ermöglicht hierbei die Streuung itineranter Elektronen des Ferromagneten an Phononen des Gitters und vermittelt so die intrinsische Dämpfung [58,59]. Kambersky zeigt in Ref. [59], daß hierfür

$$G \sim \gamma^2 (\Delta g)^2 \lambda_{\text{LS}}^2 \quad (2.41)$$

gilt, wobei Δg die Abweichung des g -Faktors vom Wert für freie Elektronen ($g_e=2,0023$) ist. Dennoch stimmen die Vorhersagen der theoretischen Modelle meistens nur grob mit den experimentellen Werten für G überein. Als einfaches Modell für die intrinsische Dämpfung stellt man sich die Bewegung des Bahnmoments vor, die aufgrund der Spin-Bahnkopplung an die Präzession des Spinnmoments gekoppelt ist, aber gleichzeitig auch durch fluktuierende Gitterschwingungen gestört wird. Dadurch kann das Bahnmoment nicht mehr phasengleich folgen und es entsteht eine Dämpfung [59].

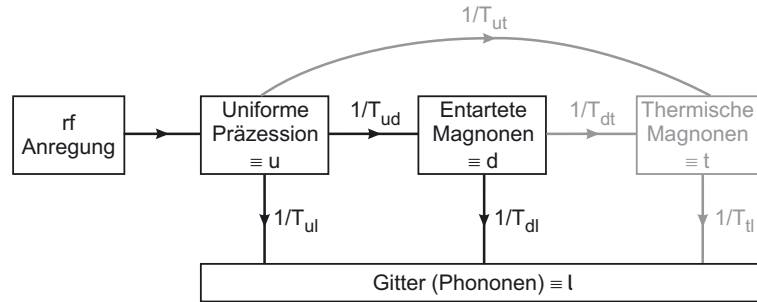


Abb. 2.6: Schematische Darstellung der Relaxationszeiten nach Sparks und Fletcher-LeCraw-Spencer [9,65]. Die beteiligten Relaxationsprozesse sind:

$1/T_{ud}$	Zwei-Magnonen	$1/T_{dl}$	siehe $1/T_{ul}$
$1/T_{ul}$	Magnon-Phonon, Wirbelströme, ...	$1/T_{dt}$	Drei-Magnon
$1/T_{ut}$	Drei-Magnon, Vier-Magnon	$1/T_{tl}$	Magnon-Phonon

Ursprünglich aus der Kernspinresonanz stammt der Dämpfungsansatz von Bloch und Bloembergen (1946) [56,64]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) - \frac{M_x}{T_2} \hat{e}_x - \frac{M_y}{T_2} \hat{e}_y - \frac{M_z - M_S}{T_1} \hat{e}_z. \quad (2.42)$$

Hierbei ist die Relaxation in der x - y -Ebene quasi unabhängig von der Relaxation entlang der z -Achse, solange $T_2 \ll T_1$ gilt⁵. T_1 und T_2 sind die sog. longitudinalen und transversalen Relaxationszeiten. T_1 wird auch Spin-Gitter-Relaxationszeit und T_2 Spin-Spin-Relaxationszeit genannt. Ferner ist mit der Änderung von M_x bzw. M_y im Gegensatz zu M_z keine Änderung der magnetischen Energie ($\vec{M} \cdot \vec{H}$) des Systems verknüpft, solange $\vec{H} \parallel z$ gilt. Abbildung 2.5b zeigt die zugehörige Relaxationsbewegung.

In Abb. 2.6 sind nun einige der möglichen Prozesse dargestellt, die zur Dämpfung der Präzession führen. Zunächst betrachtet man die uniforme Präzession (uniforme Mode) bei der alle Spins gleichförmig und kollinear präzedieren. Dies entspricht einer Spinwelle mit Wellenvektor $\vec{k}=0$. Diese uniforme Mode kann ihre Energie durch Wechselwirkung mit dem Kristallgitter (Streuung von Phononen am Spinsystem) oder auch durch Streuung an Leitungselektronen abgeben. Diese Prozesse lassen sich mit der Spin-Gitter-Relaxationszeit der Bloch-Bloembergen-Gleichung aber auch mit der Landau-Lifschitz-Gleichung gut beschreiben.

Ein zweiter Weg der Relaxation führt zunächst über einen Zwischenschritt, bei dem die uniforme Mode an einem entarteten Magnon mit $\vec{k} \neq 0$ gestreut wird (Magnon-Magnon-Prozess bzw. Zwei-Magnonen-Streuung). Dazu zeigt Abb. 2.7, wann entartete Magnonen in Volumenproben existieren. Die Spinwellendispersion gemäß Glg. 2.36 gilt nur für Magnonen mit $\vec{k} \parallel \vec{H}$, da dann das Entmagnetisierungsfeld verschwindet. Für $\vec{k} \perp \vec{H}$ ist die Entmagnetisierungsenergie positiv, wodurch sich die Dispersionskurve nach oben verschiebt. In Abb. 2.7 sind diese beiden

⁵ \hat{e}_i ($i=x,y,z$) sind Einheitsvektoren der Hauptachsen.

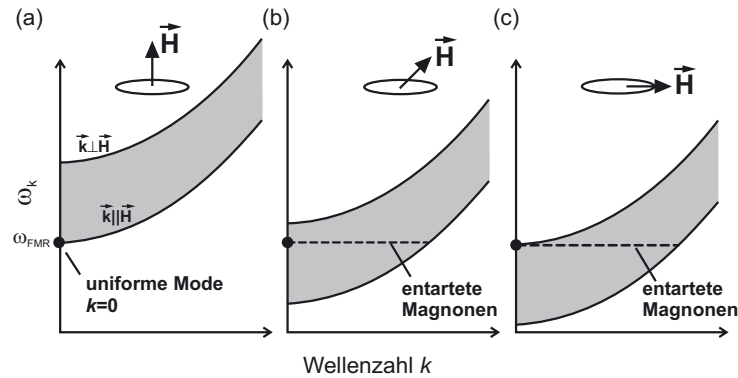


Abb. 2.7: Spinwellen-Dispersionskurven für Volumenproben für drei unterschiedliche Richtungen (a-c) des statischen Feldes. Der grau unterlegte Bereich bezeichnet die möglichen Spinwellenzustände. Der schwarze Punkt bezeichnet die FMR-Anregungsfrequenz. Im Fall (a) existiert so nur die uniforme Mode ($\vec{k} = 0$), während in (b) und (c) mehrere entartete Magnonen-Zustände ($\vec{k} \neq 0$) existieren (gestrichelte Linien).

Fälle durch die durchgezogenen Linien dargestellt. Je nach Winkel θ_H bzw. Wahl der Mikrowellenfrequenz gibt es dann weitere zu $\vec{k}=0$ entartete Magnonen (gestrichelte Linie in Abb. 2.7b und 2.7c) oder nicht (2.7a). Da bei dem Zwei-Magnonen-Streuprozess die Gesamtzahl der Magnonen im System unverändert bleibt, bedeutet dies, daß M_z unverändert bleibt. Da aber für ein Magnon mit $\vec{k} \neq 0$ die Spins nicht mehr parallel zueinander stehen, nimmt der Betrag von \vec{M} ab. Also relaxiert $M_{x,y}$ aber nicht M_z . Daher ist der Dämpfungsansatz nach Landau, Lifschitz und Gilbert zur Beschreibung ungeeignet. Stattdessen kann man die Spin-Spin-Relaxation des Bloch-Bloembergen-Ansatzes benutzen. Letztendlich gibt aber auch das entartete Magnon seine Energie wieder an das Kristallgitter ab. Darüber hinaus gibt es noch eine Vielzahl weiterer Umwandlungs- und Relaxationsprozesse, die hier im einzelnen nicht weiter erwähnt werden sollen. Eine detaillierte Beschreibung findet sich z. B. in Ref. [9].

In Kap. 7 werden die Dämpfungsbeiträge schließlich anhand von experimentellen Beispielen diskutiert.

FMR-Meßprinzip

Wie eingangs erwähnt, benötigt man für die Ferromagnetische Resonanz ein statisches Magnetfeld und ein Mikrowellensystem mit Resonator. Das zugehörige Blockschaltbild ist in Abb. 2.8, die verwendeten Resonatortypen in Abb. 2.9 abgebildet. Im folgenden soll die Funktionsweise qualitativ beschrieben werden. Detaillierte Beschreibungen sowie Erläuterungen der Bauteile findet man z. B. in Ref. [66].

In der Mikrowellenbrücke wird mittels eines Klystrons oder einer Gunn-Diode eine frequenzstabilisierte Mikrowelle erzeugt und in einen geeigneten Wellenleiter eingekoppelt. Je nach Frequenzband kann dies ein Koaxialleiter oder auch ein rechteckiger Hohlleiter sein. Mittels

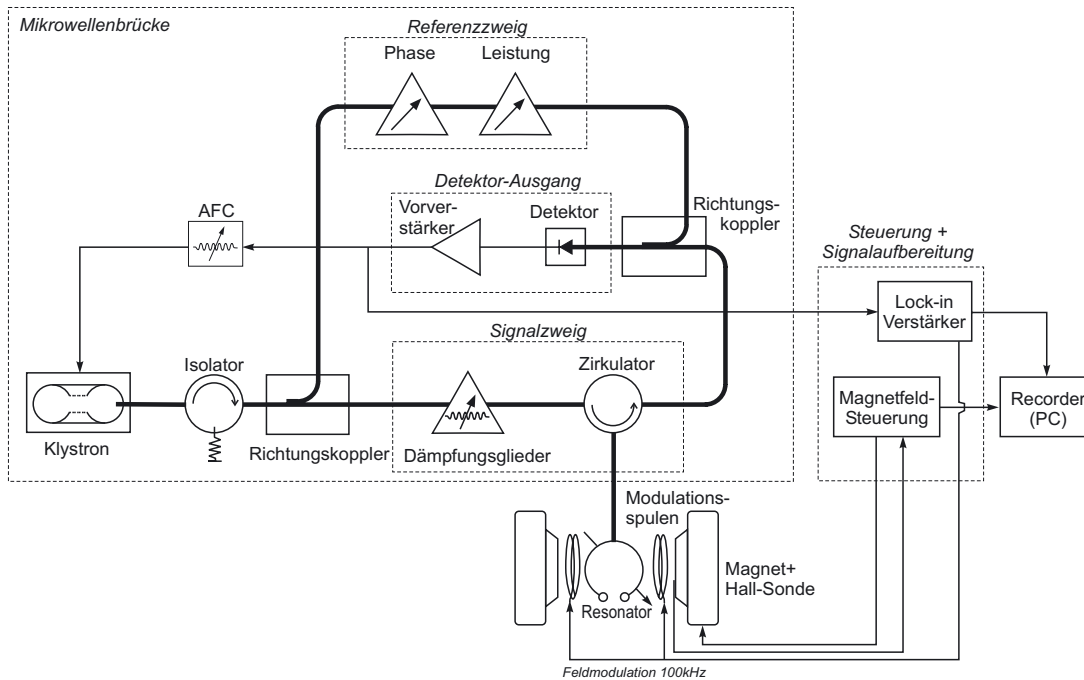


Abb. 2.8: Blockdiagramm der FMR.

eines Richtungskopplers wird die Mikrowelle in den Signalzweig und den Referenzweig aufgespalten. Im Signalzweig wird über verstellbare Dämpfungsglieder die Leistung eingestellt und konstant gehalten. Anschließend läuft die Welle über einen Zirkulator in den Mikrowellenresonator. Ist der Resonator auf die Mikrowellenfrequenz exakt angepaßt, dann wird sämtliche eingestrahlte Energie im Resonator in Form von Eigenmoden (stehende Wellen) absorbiert und die reflektierte Leistung ist Null. Dies läßt sich leicht anhand des Poynting-Vektors

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.43)$$

verstehen, der die Energiestromdichte beschreibt. In einem Wellenleiter mit einer seiner Impedanz entsprechenden Terminierung befinden sich die transversale Komponente des elektrischen Feldes und des magnetischen Feldes sowohl zeitlich als auch räumlich in gleicher Phase. Anders gesagt, die Maxima der beider Feldvektoren liegen bei der gleichen longitudinalen Position. Damit wird der zeitlich gemittelte Poynting-Vektor \vec{S} maximal, d. h. das elektromagnetische Feld pflanzt sich im Wellenleiter fort. In einem Resonator ergeben sich stehende Wellen. Damit ist aber das Maximum des transversalen elektrischen Feldes um $\lambda/4$ gegenüber dem Maximum des magnetischen Feldes phasenverschoben. Die magnetischen Feldlinien umschließen jeweils die elektrischen Feldlinien. Dadurch verschwindet der Energiefluß \vec{S} und die zugeführte Energie wird im Resonator gespeichert bzw. kann durch Verlustprozesse verloren gehen. In Abb. 2.9 sind die verwendeten Resonatortypen mit den Eigenmoden dargestellt. Für die Messungen an der UHV-FMR wurde der zylindrische Resonator (a) mit einer TE_{012} -Mode benutzt. TE steht

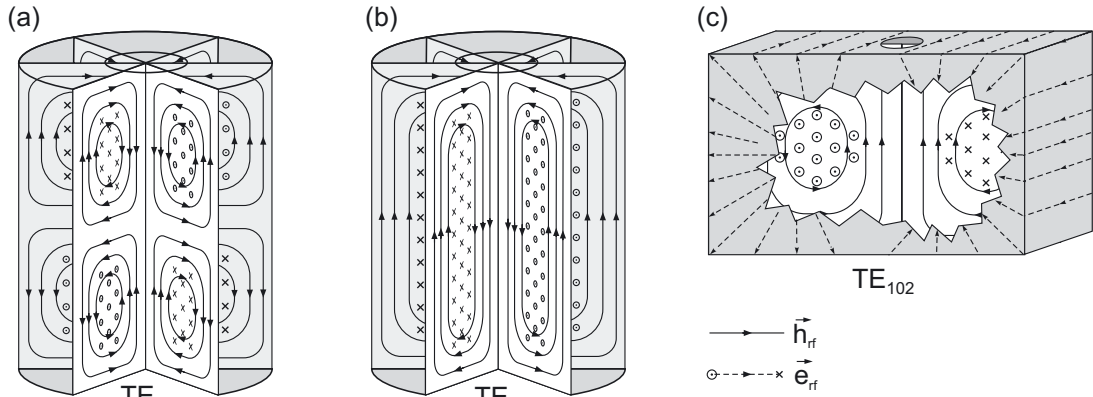


Abb. 2.9: Schnittbilder der verwendeten Resonatortypen. (a) Zylindrischer 9 GHz-Resonator mit der TE_{012} -Mode und (b) 35 GHz-Resonator mit der TE_{011} -Mode. (c) Rechteck-Resonator mit TE_{102} -Mode wie er prinzipiell für 1 und 4 GHz benutzt wird. Die \vec{e}_{rf} -Feldlinien werden über die Wände geschlossen. Kreuze und Kreise bezeichnen die Durchstoßpunkte der gestrichelten \vec{e}_{rf} -Feldlinien. Die \vec{h}_{rf} -Feldlinien sind durch die durchgezogenen Feldlinien dargestellt. Die Probe wird jeweils senkrecht von oben durch die Bohrung in den Resonator gebracht. Größenverhältnisse sind nicht maßstäblich.

für eine transversal elektrische Mode, wobei die Indizes die Anzahl der Knoten in azimuthaler, radialer und z -Richtung angeben. Da die elektrischen Feldlinien geschlossen sind, kann hier der Boden und der Deckel offen sein. Dies ist eine Voraussetzung für die Verwendung an der UHV-Kammer (siehe nächster Abschnitt). Für 1 und 4 GHz-Messungen wurden Rechteckresonatoren verwendet, die, um eine kompakte Baugröße zu erreichen, als Topfkreis ausgeführt sind. Für FMR bei 35 GHz wurde der in Abb. 2.9b gezeigte Zylinderresonator benutzt, der einen Durchmesser von 16 mm besitzt. Dessen Resonanzfrequenz läßt sich über eine verschiebbare Bodenplatte variieren.

Eine für Resonatoren charakteristische Größe ist die Güte Q , die das Verhältnis aus im Resonator gespeicherter Energie und den Verlusten pro Zeiteinheit beschreibt. Die in einem Wechselfeld \vec{h}_{rf} gespeicherte magnetische Energie beträgt

$$E_h = \frac{1}{8\pi} \int |\vec{h}_{\text{rf}}|^2 dV. \quad (2.44)$$

Die Verluste in einem leeren Resonator entstehen hauptsächlich durch Wärmebildung aufgrund des Skin-Effektes und des damit einhergehenden ohmschen Widerstandes. Die unbelastete Güte Q_u ist der Quotient aus der im Resonator gespeicherten Energie und den Verlusten P_i :

$$Q_u = \frac{2\pi f E_h}{P_i} = \frac{f_0 \int |\vec{h}_{\text{rf}}|^2 dV}{4P_i}. \quad (2.45)$$

Daneben gibt es noch weitere Gütefaktoren aufgrund von Verlusten, z. B. durch Öffnungen für Mikrowellenankopplung und Probenzufuhr oder auch durch dielektrische Verluste. Dazu

gehören die Wirbelstromverluste bei metallischen (leitfähigen) Proben. Die reziproke Summe der Gütefaktoren ergibt die (belastete) Gesamtgüte

$$1/Q_\ell = 1/Q_u + 1/Q_\epsilon + 1/Q_r. \quad (2.46)$$

Daher ist es bei metallischen Proben besonders wichtig, die Probe möglichst exakt an den Ort der minimalen elektrischen Feldkomponente zu positionieren, um die Verluste so gering wie möglich zu halten. Bei sehr hohen Frequenzen muß dann evtl. eine kleinere Probe verwendet werden, da dann die Resonatorabmessungen immer kleiner werden. Befindet sich die Probe in Resonanz, so absorbiert sie einen Teil der in den Resonator eingestrahlten Energie, was einer Abnahme der Güte um Q_{abs} entspricht: $1/Q = 1/Q_\ell + 1/Q_{\text{abs}}$. Dabei stellt Q_{abs} den Quotienten aus der in den Resonator eingestrahlten Leistung $P_{\text{abs}} + P_{\text{res}}$ und der von der Probe in Resonanz absorbierten Leistung P_{abs} dar. Die absorbierte Leistung

$$P_{\text{abs}} = \pi f_0 \chi'' \int_{\text{Probe}} |\vec{h}_{\text{tm}}|^2 dV \quad (2.47)$$

hängt linear mit dem Imaginärteil der Hochfrequenzsuszeptibilität χ'' zusammen. Daraus folgt für die Änderung der Resonatorgüte in Resonanz, wenn $P_{\text{res}} \gg P_{\text{abs}}$:

$$\frac{1}{Q_{\text{abs}}} = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{res}} + P_{\text{abs}}} \approx \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{res}}} = 4\pi \chi'' \eta Q_\ell \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{\int_{\text{Probe}} |\vec{h}_{\text{rf}}|^2 dV}{\int_{\text{Resonator}} |\vec{h}_{\text{rf}}|^2 dV}, \quad (2.48)$$

wobei η den Füllfaktor darstellt. Die Änderung der Güte führt nun zu einer Verstimmung der Anpassung, wodurch ein Teil, der in den Resonator eingestrahlten Mikrowelle wieder reflektiert wird. Der Zirkulator leitet diesen Anteil dann in Richtung der Detektordiode weiter. Dort wird auch das Referenzsignal wieder zugemischt, dessen Phase und Amplitude verändert werden kann. Dies dient dazu, die Mikrowellendiode vorzuspannen, um den Arbeitspunkt in ihren optimalen (linearen) Bereich zu verschieben. Das ist notwendig, da ja im Idealfall der kritischen Ankopplung des Resonators ohne Resonanz keine Leistung über den Signalzweig zur Diode gelangt. Über die Diode wird die Mikrowelle in ein Spannungssignal umgewandelt und verstärkt. Dieses stellt dann das Absorptionssignal dar und wird gleichzeitig zur automatischen Frequenzkorrektur (AFC) benutzt. Um die Resonanzbedingung zu erfüllen, benötigt man, wie bereits erwähnt, ein statisches Magnetfeld, d. h., der Resonator befindet sich im homogenen statischen Magnetfeld eines Elektromagneten. Dieses Feld wird zusätzlich mit einer Frequenz von 100 kHz durch in die Resonatoren eingebaute Spulen moduliert, um die Lock-in-Technik zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses einsetzen zu können. Die Modulationsamplitude liegt typischerweise bei 1 bis 20 Oe und sollte kleiner als die Resonanzlinienbreite sein, um die Linienform nicht zu verzerren.

Linienform

Die homogene Linienform des Absorptionssignals kann durch Lösen der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (2.40) bestimmt werden, indem der Gilbert-Dämpfungsterm als Feld

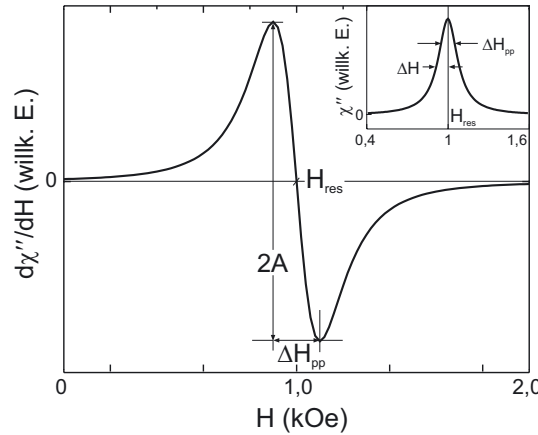


Abb. 2.10: Das Absorptionssignal χ'' der FMR ist im Idealfall reiner Gilbert-Dämpfung eine Lorentzlinie mit dem Schwerpunkt bei H_{res} (kleines Bild). Technisch bedingt wird meist die Ableitung $d\chi''/dH$ gemessen (großes Bild).

$\vec{H}_G = G/(\gamma M^2) \cdot d\vec{M}/dt$ umgeschrieben und dann zum effektiven Feld \vec{H}_{eff} addiert wird. Gesucht ist dann der Imaginärteil (\equiv Absorption) χ'' des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors parallel zum Mikrowellenfeld mit $\chi_x = M_x/h_{\text{rf},x}$. Für eine detaillierte Darstellung der umfangreichen Rechnung sei z. B. auf Ref. [67] verwiesen. Es gilt:

$$\chi''_x \sim 2M \frac{1}{\Delta H} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{H_0 - H_{\text{res}}}{\Delta H}\right)^2}. \quad (2.49)$$

Diese Funktion ist als kleines Bild in Abbildung 2.10 gezeigt. Sie beschreibt eine Lorentzlinie mit dem Schwerpunkt bei H_{res} . Die halbe Breite bei halbem Maximum (HWHM) des Absorptionssignals χ'' bezeichnet die Linienbreite ΔH . Da meistens mit Lock-in-Technik gemessen wird, erhält man für die Ableitung des Absorptionssignals [66]:

$$\frac{d\chi''}{dH} = 16A \frac{\frac{H - H_{\text{res}}}{0,5\Delta H_{\text{pp}}}}{\left[3 + \left(\frac{H - H_{\text{res}}}{0,5\Delta H_{\text{pp}}}\right)^2\right]^2}. \quad (2.50)$$

In der Literatur wird üblicherweise die durch den Abstand der Extrema des differenzierten Signals ($d\chi''/dH$) definierte Linienbreite ΔH_{pp} („peak to peak“) angegeben. Es gilt

$$\Delta H_{\text{pp}} = \frac{2}{\sqrt{3}}\Delta H \approx 1,15\Delta H. \quad (2.51)$$

Für die Intensität I folgt aus Glg. (2.49) in erster Näherung $I = A \cdot \Delta H_{\text{pp}}^2 \sim M$.

Darüber hinaus existieren weitere Linienformen, wie z. B. Gaußprofile oder Dysonlinien. Die Gaußlinie fällt im Vergleich zur Lorentzlinie an den Rändern schneller ab. Dysonlinienformen treten bei der ESR an Leitungselektronen in Metallen auf. Hier werden neben den Relaxationszeiten T_1 und T_2 auch die durch die Skintiefe bedingten Diffusionszeiten der Elektronen berücksichtigt [68,69]. Alle experimentellen Daten in dieser Arbeit wurden mit Lorentzlinien gefittet.

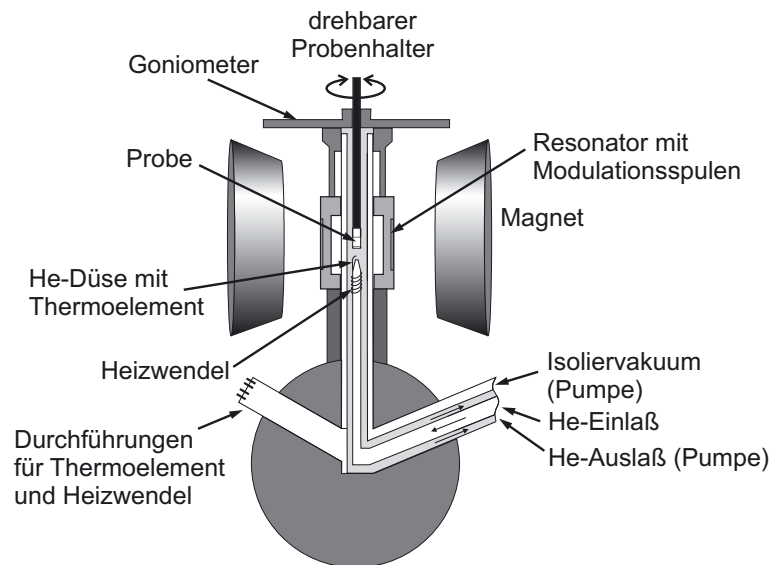


Abb. 2.11: Schematischer Aufbau des *ex situ* FMR Meßplatzes. Ein Oxford-Flow-Kryostat dient zum Kühlen der Probe. Die Probe ist mittels eines Goniometers drehbar gelagert. Durch Austauschen des Probenhalterkopfes lassen sich so polare und azimutale Winkelabhängigkeiten messen.

Experimenteller Aufbau der FMR-Apparatur

Zur Messung der Ferromagnetischen Resonanz existieren zwei Meßplätze. Der im folgenden „*ex situ* FMR“ genannte Aufbau entspricht einem herkömmlichen FMR-Meßplatz, bei dem sich die zu untersuchende Probe an Luft befindet. Unter Verwendung eines ℓ He-Durchflußkryostaten der Firma Oxford sind Messungen zwischen $T=4$ K und Raumtemperatur realisierbar. In Abb. 2.11 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Der Kryostat endet in einem doppelwandigen Quarzglasrohr, das in der Mitte ein weiteres Röhrchen mit einer Düse enthält, aus der das kalte Helium austreten kann. Eine Heizwicklung und ein Thermoelement ermöglichen eine Temperaturstabilisierung. Über eine Pumpe wird das Heliumgas dann wieder abgesaugt. Der Kryostat dient gleichzeitig als Aufnahme für den Mikrowellenresonator, der über das Glasrohr geschoben wird. Die Probe, die auf einem Probenhalter montiert ist, wird von oben in das Glasrohr des Kryostaten bis zu der Austrittsdüse geschoben. Ein neu konstruiertes Goniometer, siehe auch Anhang A.1, erlaubt nun dank einer Untersetzung, reproduzierbar in Winkelschritten von ungefähr $0,25^\circ$ zu messen⁶. Dreht man nur in eine Richtung, so lassen sich auch Drehwinkel von bis zu $0,1^\circ$ einstellen, da dann nur ein geringes mechanisches Spiel zwischen den Zahnrädern auftritt. Es existieren zwei verschiedene Probenhalter, um entweder polare oder azimutale Winkelabhängigkeiten zu messen. Der Probendurchmesser ist bei Verwendung des Kryostaten auf etwa 4 mm beschränkt. Von den in der Arbeitsgruppe für die FMR zur Verfügung stehenden vier Mikrowellenresonatoren – 1, 4, 9 und 35 GHz – lassen sich bis auf den 35 GHz-Resonator alle

⁶Diese „minimale“ Schrittweite wurde durch Vergleichen der Resonanzfelder bei mehrfachen winkelabhängigen Messungen entlang der schweren Richtung einer Probe ermittelt.

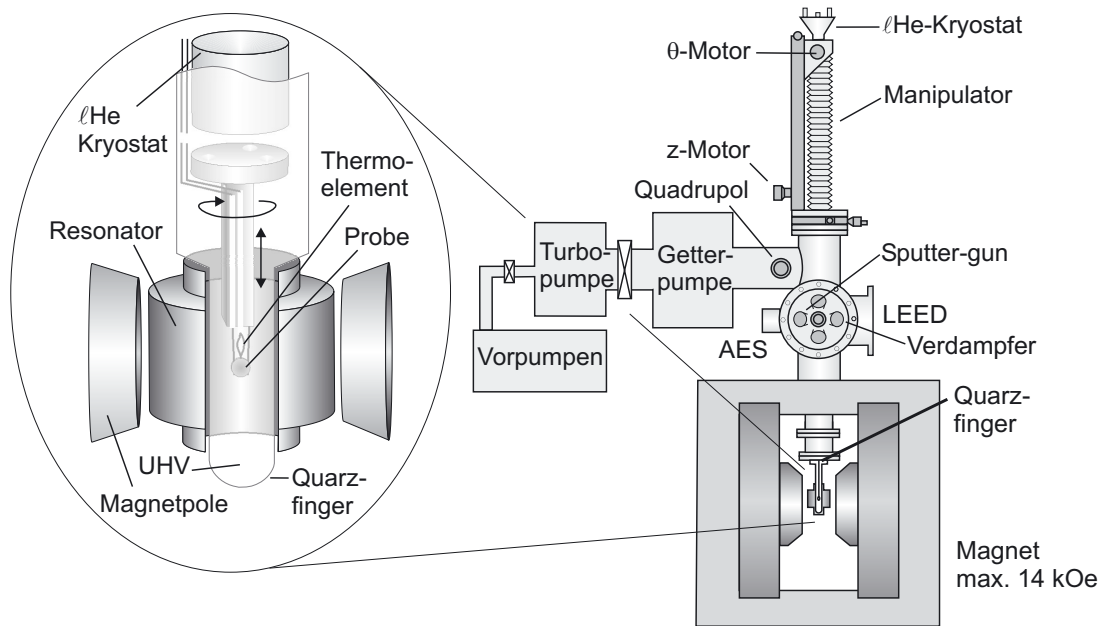


Abb. 2.12: Schematischer Aufbau der UHV-FMR-Kammer für *in situ* Messungen. Die Standard-UHV-Kammer ist mit einem 1"-Quarzglasfinger ausgestattet, der vom Resonator umschlossen ist. Die Probe verbleibt während der Messung somit im UHV. Die Resonatoren sind auswechselbar und können auch gegen eine Spule für Kerr-Effekt-Messungen getauscht werden.

mit dem Kryostaten kombinieren. Der Durchmesser des 35 GHz-Resonator (Q-Band, entspricht etwa 8 mm Wellenlänge) beträgt nur 16 mm und ist auch wegen seines Aufbaus (geschlossene Bauweise) nicht für die Verwendung mit dem Goniometer geeignet.

Die in Abb. 2.12 gezeigte Skizze stellt die *in situ* UHV-FMR-Apparatur dar, die von A. Hahn im Rahmen einer Diplomarbeit aufgebaut wurde [70]. Dabei handelt es sich um eine herkömmliche UHV-Kammer. Ein mehrstufiges Turbomolekularpumpensystem zusammen mit einer Ionengetterpumpe erzeugt einen Basisdruck von $5 \cdot 10^{-11}$ mbar, der über ein Ionisations-Manometer (Bayard-Alpert-Typ) und ein Kaltkathoden-Manometer gemessen werden kann. Ein Quadrupol-Massenspektrometer erlaubt eine Restgasanalyse. Zur Probenpräparation steht ein Vierfach-Elektronenstoßverdampfer (Fa. Oxford Applied Research) zur Verfügung. Mittels Elektronenbeugung und Auger-Elektronenspektroskopie kann die strukturelle Qualität und Reinheit der Proben untersucht werden. Die Präparation und Charakterisierung wird im Abschnitt 3.1 detailliert besprochen. Ferner stehen zwei Feindosierventile für eine kontrollierte Gaszufuhr von z. B. Ar und O₂ zur Verfügung. Ein 4-Achsen-Manipulator (*xyz* und θ -Rotation) mit 800 mm Hub und integriertem Heliumbad-Kryostaten (Fa. Cryovac) dient dazu, die Probe im UHV zu bewegen.

Die Kombination der FMR mit der UHV-Kammer geschieht wie in Abb. 2.12 angedeutet. Den unteren Abschluß der Kammer bildet ein 1"-Quarzglasfinger (Suprasil). Die zuvor be-

schriebenen Mikrowellenresonatoren (1, 4 und 9 GHz) können mit ihren Öffnungen exakt über den Glasfinger geschoben und dort fixiert werden. Der Abstand der Polkappen des auf Rollen beweglichen Elektromagnets ist ausreichend groß, damit der Resonator dazwischen paßt. Dabei lassen sich Magnetfeldstärken von etwa $H=14$ kOe erreichen. Die Remanenz des Magneten liegt bei 55 Oe.

Diese Kombination der klassischen FMR mit der UHV-Technik ist weltweit fast einzigartig. Zwar berichten Bagdonat *et al.* [71–73] als erste von einem UHV-FMR-System komplett aus Glas, jedoch ließen sich zu jener Zeit keine Oberflächenuntersuchungen mit Elektronenbeugung oder Auger-Elektronenspektroskopie durchführen. Ein weiterer Ansatz stammt von Heinrich *et al.* [74,75], bei dem ein fest in einen UHV-Flansch integrierter Mikrowellenresonator verwendet wurde. Dieser Ansatz beinhaltet neben dem Vorteil, daß außer der Probe kein weiteres Material (z. B. der Glasfinger) die Güte mindert auch einige kleinere Schwachstellen. Unter anderem läßt sich der Frequenzbereich nicht wechseln, ohne das Vakuum zu brechen. Mittlerweile existiert seit 1996 ein UHV-FMR-System in den USA [76] und seit kurzem auch eines in der AG Farle (Universität Duisburg-Essen).

Die zu untersuchende Probe (im Normalfall ein Cu(001)-Einkristall von 5 mm Durchmesser) ist mit einer Drahtschleife an einem 10 cm langen Cu-Probenhalter befestigt, der seinerseits mit dem Kryostaten verbunden ist. Die Drahtschleife ist notwendig um die Materialmenge im Resonator möglichst gering zu halten, da ansonsten die Resonator-Güte reduziert würde. Der Cu-Probenhalter ermöglicht es, die Probe in den schmalen Glasfinger zu fahren. Dadurch ist die tiefste erreichbare Temperatur an der Probe, trotz ℓ He-Kühlung auf 50 K beschränkt. Über die W-Drahtschleife läßt sich der Kristall auch resistiv bis auf 830 K heizen. Ein Regelkreis hält die gewünschte Temperatur stabil. Da herkömmliche Thermoelemente üblicherweise paramagnetische oder sogar ferromagnetische Materialien (z. B. NiCr/NiAl Typ-K-Thermoelemente) enthalten und damit FMR-Signale verursachen, wird die Temperatur über ein nicht-magnetisches Pallaplat-Thermoelement ($\text{Pt}_{95}\text{Rh}_5/\text{Au}_{52}\text{Pd}_{46}\text{Pt}_2$) gemessen. Da der Kristall senkrecht hängt, konnte bislang nur die polare Winkelabhängigkeit der FMR durch drehen des Probenhalters gemessen werden. Weitere Details zum Probenhalter wie auch dessen Umbau, um azimutale Drehung zu ermöglichen, werden im Abschnitt 4.2 beschrieben.

3. Probenpräparation

Im vorangehenden Kapitel wurde bereits erwähnt, daß neben der UHV-FMR-Apparatur eine zweite konventionelle FMR-Apparatur für *ex situ* Messungen genutzt wurde. Daher werden im Folgenden nicht nur die Cu-Substratpräparation und die Herstellung der untersuchten Ni- und Co-Filme in der UHV-FMR-Apparatur beschrieben, sondern es werden auch diejenigen Proben vorgestellt, die von dritter Seite im Rahmen von Kooperationen zur Verfügung standen. Dabei handelt es sich insbesondere um Fe₃Si/GaAs(001)- und MnAs/GaAs(001)-Proben aus dem Paul-Drude-Institut (Berlin), Fe/InAs(001)-Proben aus der Arbeitsgruppe von Prof. Pelzl (Ruhr-Universität Bochum) sowie Fe/V-Multilagen von P. Blomqvist (Universität von Uppsala, Schweden). Um die später diskutierten magnetischen Eigenschaften besser einordnen zu können, werden hier z. T. auch die Strukturuntersuchungen der Kooperationspartner zitiert.

3.1. Ni- und Co-Filme auf Cu(001)

Als Substrat für die ultradünnen Ni- bzw. Co-Filme und die Dreifachlagen wurden ein Cu(001)-Einkristall mit einem Durchmesser von 5 mm und einer Dicke von 2,5 mm benutzt. Kupfer besitzt die fcc-Struktur („face-centered cubic“ – kubisch-flächenzentriert) mit einer Gitterkonstanten von $a_{\text{Cu}}=3,61 \text{ \AA}$.

Zur Reinigung und Vorbereitung aber auch zur Entfernung der alten Filme wurde der Cu-Kristall mit schnellen Ar⁺-Ionen von typischerweise 0,5–3 keV in wiederholten Zyklen beschossen. Dabei schlagen die aufprallenden Ionen Atome aus der Oberfläche heraus, wodurch diese schrittweise abgetragen wird („Sputter“-Technik). Bei einem Ar-Partialdruck von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar und einer kin. Energie von 3 keV können so ca. 2 ML Cu pro Minute abgetragen werden. Da das Sputtern eine raue Oberfläche erzeugt, muß das Substrat anschließend für 10 min. bei $T=830 \text{ K}$ getempert werden. Das Tempern glättet nicht nur die Oberfläche, sondern befördert auch Verunreinigung aus tieferen Schichten an die Oberfläche, so daß diese dann im nächsten Sputter-Zyklus entfernt werden können. Daher empfiehlt es sich, diese beiden Prozeduren mehrfach hintereinander durchzuführen. Damit lassen sich speziell bei neuen Kristallen oder zum Reinigen nach dem Belüften der UHV-Kammer die besten Ergebnisse im Hinblick auf minimale Rauigkeit, kristalline Ordnung und Reinheit erzielen [77].

Mittels AES (Auger-Elektronen-Spektroskopie) wurden die so gereinigte Cu-Oberfläche

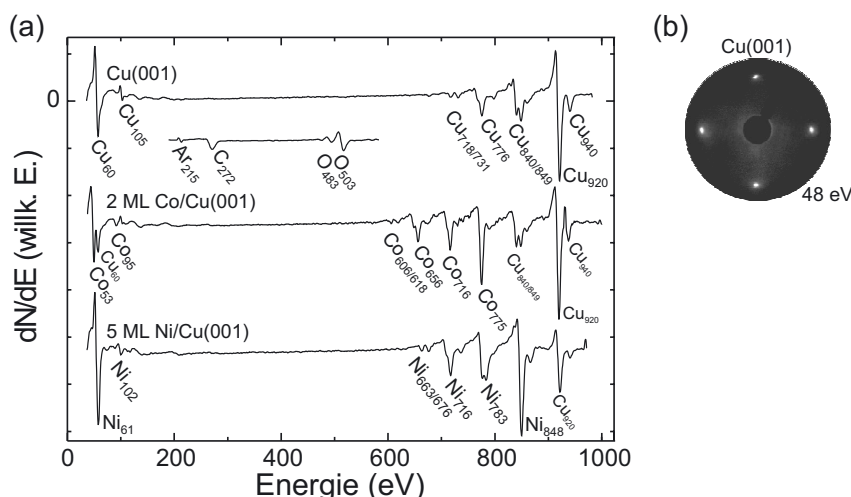


Abb. 3.1: (a) Auger-Spektren des Cu(001)-Kristalls sowie von 2 ML Co/Cu(001) bzw. 5 ML Ni/Cu(001). Die wichtigsten Peaks sind bezeichnet. Das Vergleichsspektrum wurde bei gleicher Verstärkung aufgenommen und zeigt, daß die Filme keine C oder O-Kontamination zeigen. (b) LEED-Bild des Cu(001)-Kristalls bei $E=48$ eV aufgenommen.

und auch die präparierten Filme auf Kontamination mit Restgasen wie z. B. O_2 oder CO hin untersucht. Gleichzeitig läßt sich über die Intensitätsverhältnisse der charakteristischen Auger-Peaks die Filmdicke überprüfen (s. unten). In Abb. 3.1a sind die AES-Spektren eines Cu(001)-Kristalls, sowie die eines mit 2 ML Co bzw. 5 ML Ni bedampften Cu(001)-Kristalls gezeigt. Die Auger-Peaks sind jeweils bezeichnet. Da die Filme noch sehr dünn sind, sind die Cu-Substrat-Peaks nach wie vor sichtbar. Die maximal untersuchbare Filmdicke hängt dabei mit der Austrittstiefe der Elektronen zusammen. Die Primärenergie der Elektronenkanone von 3 keV würde zwar ein Eindringen von 20–30 Å ermöglichen [78]. Da die kin. Energie der detektierten Auger-Elektronen typischerweise unter 1 keV liegt, lassen sich damit aber nur die obersten 10–12 Å untersuchen. Es ist auch ein Ausschnitt einer Messung an einem absichtlich mit C und O leicht kontaminierten Kristall dargestellt. Die Detektionsgrenze des verwendeten CMA („cylindrical mirror analyzer“ – zylindrischer Elektronen-Energie-Analysator) liegt bei etwa 1% Kontamination. Die drei Spektren zeigen keinerlei Kontamination.

Im Verlauf der diversen präparierten Filme hat es sich gezeigt, daß die FMR-Spektren von stärker werdenden Untergrundsignalen überlagert werden. Daraufhin durchgeführte Auger-Messungen der Kristallrückseite zeigten Kontaminationen, die durch *sputtern* der Rückseite wieder entfernt werden konnten. Allerdings zeigte eine anschließende Messung der zuvor noch sauberen Vorderseite dann ebenfalls die gleichen Kontaminationen. Demnach reicht die kin. Energie der Ar^+ -Ionen aus, um auch die 25 cm entfernte Edelstahl-Kammerwand hinter dem Kristall zu *sputtern*, deren Partikel sich dann auf der Kristall-Rückseite niedergeschlagen haben. Zur Vermeidung bzw. Verringerung dieses Problems wurde ein Cu-Blech vor die Wand

montiert, so daß nur noch unmagnetisches Cu auf die Kristall-Rückseite gelangen kann, das bei den FMR-Messungen nicht stört.

Mittels LEED („low energy electron diffraction“ – Elektronenbeugung mit langsamen Elektronen) kann die Periodizität des Kristallgitters der obersten Schichten geprüft werden. Je schärfer die Spots sind, desto besser ist die Ordnung. Für die hierfür üblicherweise genutzten Elektronenenergien zwischen 40 und 300 eV liegt die Reichweite der Elektronen im Metall bei etwa 5 bis 7 Å, entsprechend 4 bis 5 ML [78]. Abb. 3.1b zeigt die scharfen (1×1) LEED-Reflexe der Cu(001)-Oberfläche bei 48 eV.

Das Wachstum von Ni und Co auf Cu(001) wurde vielfach untersucht [79–84]. Die Filme wachsen in tetragonal verzerrter fcc-Struktur (fct) auf. Die Fehlanpassung in der Ebene, die bezogen auf a_{Cu} für Co-Filme 2% und für Ni 2,5% beträgt, wird durch Expansion ausgeglichen (pseudomorphes Wachstum). Dadurch kommt es zu einer Reduktion des vertikalen Lagenabstandes der Co- bzw. Ni-Lagen auf etwa 1,77 Å [79]. Im Vergleich dazu beträgt der Lagenabstand im Cu 1,805 Å. Das Volumen der Einheitszelle bleibt bei dieser Art der Verzerrung aber erhalten. Eine Verbesserung des rauhen Ni-Wachstums ließe sich durch die Verwendung von Sauerstoff als Surfactant erreichen und wurde in Ref. [79] detailliert untersucht.

Die Ni- und Co-Filme wie auch die Cu-Deck- und Zwischenschichten wurden mittels eines kommerziellen Elektronenstrahl-Verdampfers hergestellt. Dieser Verdampfer bietet Platz für vier Metallstäbe (für z. B. Fe, Co und Ni) mit je 2 mm Durchmesser. Die Metalle können dann mittels einer Elektronenstoßheizung verdampft werden. Stäbe aus sehr weichen Metallen (mit niedrigem Schmelzpunkt) wie z. B. Cu würden abknicken. Stattdessen werden diese in Ta-Tiegel gefüllt und können dann daraus problemlos verdampft werden. Das verdampfte Material bildet durch thermische Drift und die Röhrenform des Verdampfers einen kegelförmigen Strahl. Der Cu-Kristall befindet sich in etwa 7 cm Abstand vor der Öffnung des Verdampfers und kann so homogen bedampft werden. Durch eine Blende wird verhindert, daß die Kristall-Aufhängung und der Probenhalter bedampft werden. Der Druck während des Aufdampfens betrug 1,0 bis $2,5 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Die Filmdicke wurde über MEED-Oszillationen („medium energy electron diffraction“ – Elektronenbeugung mit mittelschnellen Elektronen) kontrolliert. Dazu wird der Elektronenstrahl des AES-Systems in streifendem Einfall auf den Kristall gelenkt und die Intensität der Reflexe auf dem gegenüberliegenden LEED-Schirm mittels einer Videokamera zeitabhängig aufgezeichnet. Als Beispiel sind die Oszillationen beim Aufdampfen von 7 ML Co bzw. 9 ML Ni auf Cu(001) in Abb. 3.2 gezeigt. Das Grundprinzip beruht auf dem Unterschied der Reflektivität einer eher rauhen „halb gefüllten“ Filmoberfläche (Intensitätsminimum) und einer eher glatten „geschlossenen“ Oberfläche (Intensitätsmaximum). In der Praxis kommt es darüber hinaus auf die Struktur des Substrates, das Material und das Filmwachstum an. Denn abhängig von der vorliegenden Kristallstruktur können Maxima und Minima auch genau vertauscht sein. Oder es

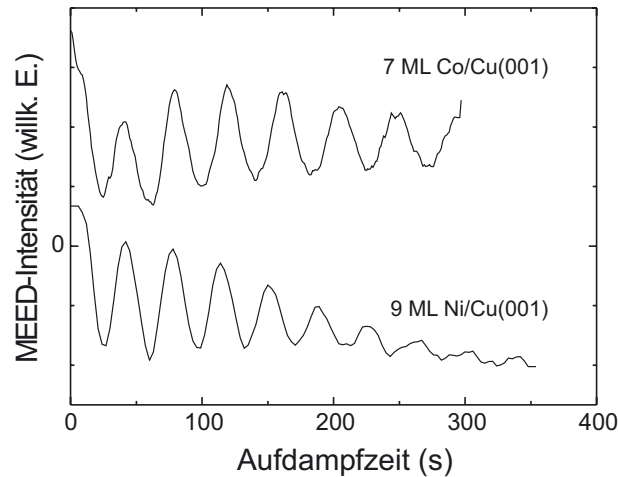


Abb. 3.2: MEED-Oszillationen für 7 ML Co/Cu(001) bzw. 9 ML Ni/Cu(001).

liegt ein leichter Phasenversatz vor, wenn bereits eine kleine Menge verdampft Material ausreicht, eine (rauhe) Oberflächen-Rekonstruktion oder Verspannung abzubauen, oder der Kristall einen leichten Fehlschnitt aufweist. Im allgemeinen lassen sich die MEED-Oszillationen nur bei gutem lagenweisen Wachstum mit geringer Rauigkeit beobachten. So sind beim Aufdampfen von Ni auf Cu(001) Oszillationen nur bis etwa 9 ML erkennbar. Da bereits ab der 5 ML das lagenweise Wachstum durch zunehmende Inselbildung gestört wird [82], nimmt auch die Amplitude dann stark ab. Der Fehler bei der Dickenbestimmung durch MEED liegt bei $\pm 0,1$ ML. Es empfiehlt sich die Filmdicke über AES-Messungen gegenzuprüfen, insbesondere auch bei rauhem Wachstum. Dazu läßt sich aus dem Verhältnis der „peak-to-peak“-Intensität zweier charakteristischer Auger-Peaks eine Dickenkalibrierung gewinnen (siehe z. B. [67]). Diese werden routinemäßig in unserer Gruppe durchgeführt und zeigen auch nach erneuern des Verdampfermaterials kaum Abweichungen.

Der jeweils aufgedampfte Film wurde anschließend bei $T=420$ K für 10 min. getempert. Dadurch läßt sich die Filmrauigkeit deutlich verringern. Eine Durchmischung wird dabei vermieden, da für Ni/Cu Interdiffusionsprozesse erst oberhalb von 450 K auftreten [85]. Allerdings können schon bei Raumtemperatur atomare Austauschprozesse an der Grenzfläche stattfinden, die aber auf die unmittelbar angrenzende Atomlage beschränkt sind.

Auf die so präparierten Einfachlagen (\equiv eine magnetische Schicht) wurde dann je nach Bedarf eine Cu-Deckschicht zum Schutz gegen Oxidation aufgebracht. Hierbei ist aber zu beachten, daß *in situ* UHV-SQUID-Messungen gezeigt haben, daß Cu-Deckschichten das magn. Moment des magnetischen Filmes und damit auch die Magnetisierung deutlich verändern [86–90]. Der erste Teil der magnetischen Dreifachlagen (zwei magnetische Schichten getrennt durch eine Cu-Zwischenschicht) wurde auf gleiche Art und Weise präpariert und getempert. Bevor die zweite ferromagnetische Schicht aufgedampft werden kann, ist es notwendig die Anisotropie-

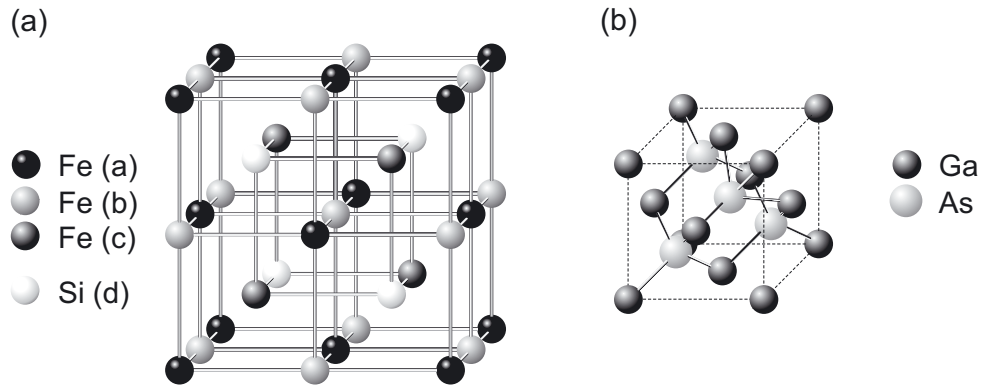


Abb. 3.3: (a) $D0_3$ -Struktur der binären Heusler-Legierung $Fe_3Si/GaAs(001)$, die 4 ineinander verschachtelten fcc-Gittern entspricht. Die Fe-Gitterplätze (a) und (b) sind äquivalent. (b) GaAs(001) kristallisiert in der Zinkblende-Struktur. *Abstände und Radien nicht maßstäblich.*

parameter des Einfachfilms mit der FMR zu bestimmen. Anschließend kann auf den identischen Film die zweite ferromagnetische Schicht aufgedampft werden. Zum Abschluß wurde die gesamte Dreifachlage ein letztes Mal getempert.

3.2. Fe_3Si -Filme auf GaAs(001)

J. Herfort vom Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik stellte zwei leicht unterschiedliche $Fe_3Si/GaAs(001)$ -Proben zwecks Bestimmung der MAE zur Verfügung. Fe_3Si , auch *Gupeit* genannt, ist eine ferromagnetische intermetallische Verbindung die im stöchiometrisch idealen Fall 25% Si enthält. In der Literatur wird Fe_3Si aufgrund seiner Struktur als binäre Heusler-Legierung eingeordnet. Als Heusler-Legierungen bezeichnet man üblicherweise Legierungen der Art X_2YZ (*full Heusler alloy*), XYZ (*half Heusler alloy*), bzw. X_2XZ (*binary Heusler alloy*), wobei X, Y Übergangsmetalle sind und Z ein Halbmetall ist [91]. Heusler-Legierungen gelten als sehr aussichtsreiche Materialkandidaten für „Spintronic“-Anwendungen [91,92], da viele einen halbmetallischen Charakter zeigen, d. h., das Majoritäts-Spinband zeigt metallischen Charakter, während das Minoritäts-Spinband halbleitend ist. Ferner zeichnen sie sich durch sehr hohe Curie-Temperaturen um 800–900 K aus und sind aufgrund ihrer Kristallstruktur ideal an die Zinkblende-Struktur der wichtigen III-IV und II-VI Halbleiter-Substrate wie GaAs oder ZnS angepaßt. In Abb. 3.3a ist die kubische $D0_3$ -Kristallstruktur für Fe_3Si dargestellt ist. Das Kristallgitter besteht aus 4 ineinander geschachtelten fcc-Gittern. Drei dieser Untergitter (a,b,c) sind mit Fe-Atomen besetzt. Das vierte Gitter (d) enthält nur die Si-Atome. Anhand der nächsten Nachbarn erkennt man, daß die a- und b-Positionen des Fe äquivalent sind. Abb. 3.3b zeigt die GaAs(001)-Struktur.

Die Proben wurden von H.-P. Schönherr (Paul-Drude-Institut) durch Molekularstrahl-

Epitaxie (MBE) hergestellt [32,93]. Dazu wurde zunächst das GaAs(001)-Substrat vorbereitet [94]. Auf einem 350 μm dicken GaAs(001)-Wafer (käuflich erhältliches *epi-ready* Substrat) wurde nach dem Reinigen zunächst eine 70 nm dicke GaAs-Pufferschicht bei 580 °C mit einer Rate von 0,2 $\mu\text{m}/\text{h}$ in einer III-V-MBE-Anlage aufgebracht. Um beim späteren Filmwachstum makroskopische Defekte zu vermeiden, wurde diese Schicht mit einer As-reichen (2×1) Rekonstruktion versehen [94], indem die Probe auf 400 °C unter As_4 -Fluß abgekühlt wurde. Die so präparierte Struktur wurde mittels RHEED („reflection high-energy electron diffraction“ – Beugung schneller Elektronen bei streifendem Einfall) kontrolliert. Danach wurde die Probe weiter auf Raumtemperatur abgekühlt.

Um darauf reine Fe_3Si -Filme aufdampfen zu können, wurde das Substrat unter UHV in eine As-freie UHV-Kammer transferiert. Die Fe_3Si -Filme wurden durch gleichzeitiges Verdampfen von Fe und Si aus Hochtemperatur-Effusionszellen bei einem Basisdruck von $1\cdot 10^{-10}$ mbar hergestellt. Die Aufdampftemperatur, d. h. die Temperatur des GaAs-Substrats, lag dabei bei 200 °C. Wird die Effusionstemperatur des Fe bei 1350 °C fixiert, kann durch Wählen der Si-Temperatur im Bereich von 1360° bis 1410 °C der Anteil des Si in der Legierung verändert werden, ohne daß sich eine andere Fe_xSi_y -Phase ausbildet. Die Filme wurden mit einer konstanten Aufdampftrate von 0,4 nm/min über eine Dauer von 2 h hergestellt. Dies bedeutet, daß je nach Si-Konzentration auch die Filmdicke leicht variiert. Die Qualität des Wachstums der Fe_3Si -Filme wurde direkt während des Wachstums mittels RHEED überwacht und zeigt bereits ab 1 ML Fe_3Si ein lagenweises Wachstum mit geringer Rauigkeit [93].

Anhand von DCXRD-Messungen („double crystal x-ray diffraction“ – Röntgen-Beugung) wurde die Struktur der Filme genauer untersucht. Unter den oben beschriebenen Bedingungen wachsen die Fe_3Si -Filme pseudomorph und mit einer sehr scharfen Grenzfläche auf dem GaAs(001)-Substrat. Die Fehlanpassung in der Ebene beträgt nur 0,01% bei einer GaAs-Gitterkonstante von $a_{\text{GaAs}}=5,654 \text{ \AA}$. Dabei stimmen die $\langle 110 \rangle$ -Richtungen von $\text{Fe}_3\text{Si}(001)$ und GaAs(001) überein und die untersten Fe-Atome (a-Plätze) sitzen direkt über den Ga-Atomen des Substrates. Aus den Abständen der Oszillation der DCXRD-Intensität läßt sich auch die vertikale Fehlanpassung (tetragonale Verzerrung) $(\Delta a/a)_\perp$ der Filme bestimmen. Diese variiert mit der Si-Konzentration zwischen +2% und -0,85% bei entsprechend 12% bis 26,6% Si-Anteil. Eine exakte Bestimmung der Si-Konzentration ist mit DCXRD-Messungen alleine allerdings nicht möglich. Daher wurde die ermittelte Fehlanpassung mit Literaturwerten verglichen und auf diese Weise „skaliert“. Ferner zeigen Leitfähigkeitsmessungen ein deutliches Maximum bei einer idealen Stöchiometrie von 25% Si [93], so daß damit eine exakte Kalibrierung der Konzentration möglich ist. Temperaturabhängige Messungen haben gezeigt, daß die Grenzschicht zwischen Film und Substrat bis hin zu 700 K stabil bleibt. Für weitergehende Details sei auf [32,93,95] verwiesen.

3.3. Fe-Filme auf InAs(001)

In Kooperation mit der Arbeitsgruppe Pelzl (Ruhr-Universität Bochum) wurden Fe/InAs(001)-Filme mit FMR bei Anregungsfrequenzen zwischen 4 und 70 GHz untersucht. InAs(001) ist dem GaAs(001) sehr ähnlich und liegt ebenfalls in der Zinkblende-Struktur vor. Der Vorteil von Fe/InAs(001) gegenüber Fe/GaAs(001) liegt in den elektronischen Eigenschaften, die hauptsächlich für industrielle Anwendungen wichtig sind. Bei Fe/GaAs(001) entsteht eine Schottky-Barriere von $\approx 0,8$ eV, die eine effiziente Spin-Injektion in das Halbleiter-Substrat verhindert. InAs(001) hingegen besitzt eine kleine direkte Bandlücke von $E_{\text{gap}}=0,36$ eV bei Raumtemperatur, wodurch anstelle einer Schottky-Barriere ein niederohmiger Kontakt zum Fe-Film entsteht [96].

Die Filme wurden dort von M. Knepe hergestellt. Dazu wurde zuerst das InAs(001)-Substrat im UHV (Basisdruck $1 \cdot 10^{-10}$ mbar) durch mehrfach abwechselndes 15-minütiges *sputtern* mit 0,5 keV Ar^+ -Ionen bei 250 °C und tempern bei 450 °C für 1 h gereinigt. Danach wurde die Oberfläche mit In terminiert. LEED und *in situ* STM-Aufnahmen („scanning tunneling microscopy“ – Raster-Tunnelelektronen-Mikroskopie) zeigen dann eine $(4 \times 2)/c(8 \times 2)$ Rekonstruktion mit Terrassen von über 200 nm Breite [97]. Auf das so vorbereitete Substrat wurden dann die Fe-Filme mittels MBE aus einer Knudsen-Zelle aufgedampft. Die Dicke wurde mit einer Quarz-Mikrowaage kontrolliert. Das Fe wächst inselartig (Volmer-Weber-Wachstum) in Form von Ellipsoiden entlang der (4×2) -Rekonstruktionslinien des InAs-Substrates, wobei die lange Achse parallel zu den $[110]$ -Richtungen liegt. Die kristallographischen Richtungen des bcc Fe(001) („body centred cubic“ – kubisch raumzentriert) stimmen mit denen des InAs(001) Substrats überein. Die Gitterkonstante von Fe ($a_{\text{Fe}}=2,866$ Å) ist weniger als halb so groß, verglichen mit der des InAs ($a_{\text{InAs}}=6,058$ Å). Daraus ergibt sich eine Fehlanpassung von 5,4%, die eine laterale Verspannung der Fe-Filme unterhalb einer Dicke von 2,3 nm hervorruft. Oberhalb dieser Dicke relaxieren die Verspannungen in Analogie zu Fe-Volumenproben [98]. Weitergehende Strukturuntersuchungen findet man in [96,97].

Für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen (s. Kap. 6.2) wurde eine keilförmige Probe hergestellt, bei der die Fe-Filmdicke zwischen 1 und 2 nm linear ansteigt.

3.4. MnAs auf GaAs(001)

MnAs ist wie Fe_3Si eine Kombination eines 3d-Metalls mit einem Halbleiter. Es ist eines der wenigen ferromagnetischen Metalle, das sich mit den zwei technologisch wichtigsten Halbleiter-Substraten, Si(001) und GaAs(001), zu hoch-qualitativen epitaktischen Filmen kombinieren lässt [99–101]. MnAs/GaAs(001) zeichnet sich darüber hinaus durch eine geringe Interdiffusion aus, d. h., es bilden sich sehr scharfe Grenzflächen aus [102]. Unter anderem ist dies

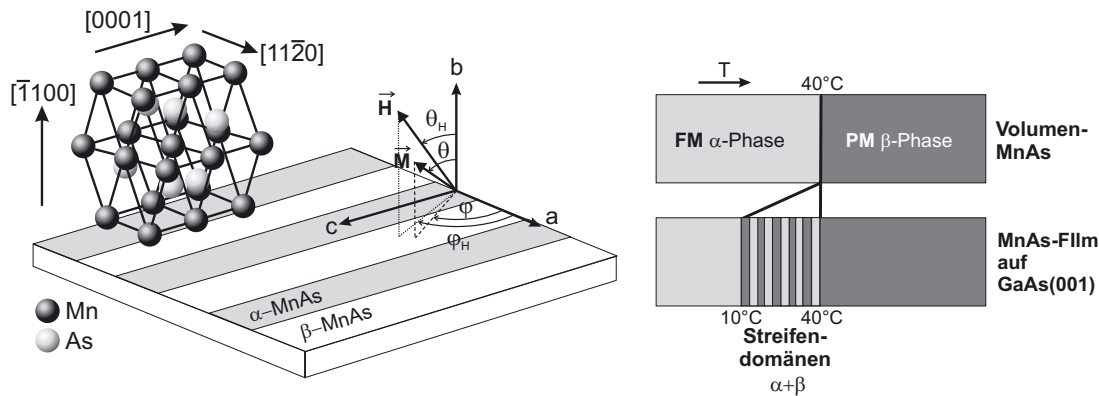


Abb. 3.4: Koordinatensystem für die Streifenstruktur der MnAs/GaAs(001)-Filme. Die Streifen bestehen abwechselnd aus ferromagnetischem, hexagonalem α -MnAs und aus paramagnetischem, orthorhombischem β -MnAs und treten spontan zwischen 10°C und 40°C auf. Die c -Achse des α -MnAs liegt parallel zu den Streifen in der Ebene.

eine der Voraussetzungen für gute Spin-Injektions-Eigenschaften [103].

Volumenartiges MnAs besitzt ein kompliziertes Phasendiagramm aus para- und ferromagnetischen Bereichen [104]. Im folgenden soll nur der Bereich um Raumtemperatur diskutiert werden. Dieser teilt sich in eine ferromagnetische α -Phase und eine paramagnetische β -Phase auf, die durch einen abrupten Phasenübergang 1. Ordnung bei $T=40^\circ\text{C}$ voneinander getrennt sind [105], bei dem auch die ferromagnetische Ordnung schlagartig zusammenbricht. Dabei kristallisiert das α -MnAs in der hexagonalen $B8_1$ -Struktur, bei der die hexagonalen Ebenen abwechselnd von Mn und As besetzt sind. Die Gitterkonstanten betragen entlang der c -Achse $a_{\text{MnAs}}^c=5,71 \text{ \AA}$ sowie $a_{\text{MnAs}}^a=3,72 \text{ \AA}$ entlang der a -Achse [106]. Bei dem Phasenübergang zum β -MnAs schrumpft die a -Achse der hexagonalen Ebenen, während die c -Achse unverändert bleibt, wodurch sich das Volumen um ungefähr 2% verringert und die orthorhombische $B3_1$ -Struktur entsteht [107].

In dünnen MnAs-Filmen auf GaAs(001) findet der Phasenübergang überraschender Weise graduell in einem Temperaturbereich von $10\text{--}40^\circ\text{C}$ statt [108]. Dabei findet kein Phasenübergang 2. Ordnung statt, sondern die α - und die β -Phase koexistieren. Der Grund ist die Verspannung des MnAs-Filmes auf dem GaAs(001)-Substrat, die einem thermodynamischen Druck gleichwertig ist, und damit zur Bildung von selbstorganisierten α/β -Streifenstrukturen führt [108–110]. In Abb. 3.4 ist diese Struktur skizziert. Das α -MnAs aber auch die α/β -MnAs-Streifenstruktur kann u. a. für magnetische Speicher bzw. Logikbausteine von Interesse sein [111], da sich planare Streifenstrukturen normalerweise nur über aufwendige Lithographieverfahren herstellen lassen. Allerdings ist die hier dicht an Raumtemperatur liegende Curie-Temperatur unvorteilhaft.

Die in dieser Arbeit untersuchten 57 und 165 nm dünnen MnAs/GaAs(001)-Filme, wurden

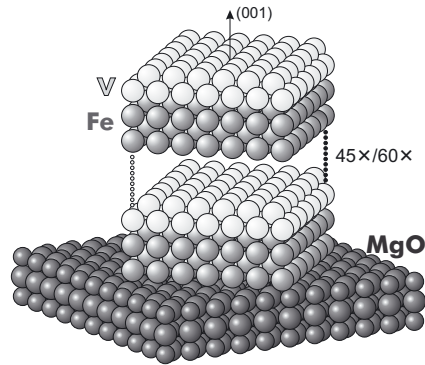


Abb. 3.5: Schematische Struktur der bcc(001)-Fe/V-Multilagen auf MgO(001)-Substrat.

von L. Däweritz vom Paul-Drude-Instituts (Berlin) mittels MBE hergestellt. Dazu wurden kommerziell erhältliche 100 μm dicke GaAs(001)-Substrate mit einer 100 nm dicken GaAs(001)-Pufferschicht versehen. Die MnAs-Filme wurden dann bei einer Substrat-Temperatur von 250 $^{\circ}\text{C}$ und einer Rate von 20 nm/h aufgedampft. Das As_4/Mn Partialdruckverhältnis lag bei 250:1. Ein epitaktisches Wachstum ist trotz der zunächst extrem großen Fehlanpassung von 33% zwischen c -Achse und Substrat möglich. Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) zeigt, daß jede vierte MnAs{0002}-Ebene zu jeder sechsten GaAs{220}-Ebene paßt, wodurch die Fehlanpassung tatsächlich nur 5% beträgt [102]. Dazu kommt noch eine Fehlanpassung in der Normalen von 7,7%. Die daraus resultierende Verspannung kann durch Versetzungsfehler nur teilweise ausgeglichen werden. Die sog. A-Struktur, der auf diese Weise präparierten heteroepitaktischen MnAs-Filme, ist in Abb. 3.4 dargestellt. Die c -Achse des MnAs, d. h. dessen [0001]-Richtung, liegt parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung des GaAs(001) und entspricht auch der Ausrichtung der Streifenstrukturen in der Koexistenzphase. Die Filmnormale bildet die MnAs($\bar{1}100$)-Richtung (b -Achse), so daß eine Seitenfacette des MnAs die Grenzfläche zum GaAs bildet. Die für die in Kap. 6.3 gezeigten FMR-Messungen relevanten Winkel und Bezugsachsen sind ebenfalls gekennzeichnet.

3.5. Fe/V-Multilagen auf MgO(001)

Die hier vorgestellten Fe/V-Multilagen stellen Stapelstrukturen dar, die aus sich abwechselnden Fe und V Schichten aufgebaut sind. Diese Multilagen wurden von P. Blomqvist an der Universität von Uppsala (Schweden) hergestellt. Als Substrat wurden herkömmliche MgO(001)-Wafer benutzt. Abbildung 3.5 zeigt ein Hartkugelmodell. Die Fe/V-Schichtstruktur wurde durch Sputterdeposition hergestellt. Dabei schlagen – ähnlich der Reinigungsprozedur für Cu-Kristalle – beschleunigte Ar^+ -Ionen die Atome aus einem Metallvorrat („Target“). Diese freigesetzten Atome können sich dann auf dem Substrat ablagern. Dabei wurden Depositionsraten von 0,5 und 0,7 $\text{\AA}/\text{s}$ für V bzw. Fe verwendet, die mittels Quarz-Mikrowaagen kontrolliert wurden. Abschließend wurde 1 nm Pd als Deckschicht auf die gleiche Weise aufgetragen. Nur in einem Temperaturbereich von 300–330 $^{\circ}\text{C}$ ließen sich Einkristall-Fe/V(001)-Filme herstellen. Ein Vorteil den

3. Probenpräparation

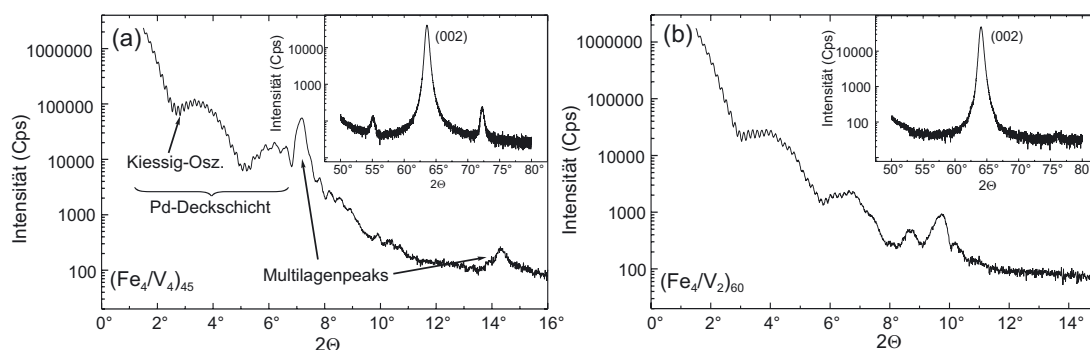


Abb. 3.6: Röntgenbeugungsbilder (a) der $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$ -Probe und (b) der $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}$ -Probe.

Isolator MgO als Substrat zu verwenden, liegt in dessen geringen Wechselwirkung und Hybridisierung mit den metallischen Filmen [112]. Da die Gitterkonstante von MgO ($a_{\text{MgO}}=4,21 \text{ \AA}$) gegenüber Fe sehr groß ist, wächst die Fe/V-Schicht um 45° gedreht auf dem MgO auf, so daß Fe[110] und MgO[010]-Richtung parallel zueinander sind. Dadurch ergibt sich eine Fehlanpassung von 3,6%. Die V-Gitterkonstante beträgt demgegenüber $a_{\text{V}}=3,03 \text{ \AA}$. Damit ergibt sich abhängig von der Anzahl der V-Atomlagen eine mehr oder weniger große Verspannung. Dennoch erfolgt das Wachstum der Multilage lagenweise mit einer mittleren Rauigkeit von etwa 1 \AA [113].

Für die im Abschnitt 7.2 präsentierten Messungen wurden zwei leicht unterschiedliche Fe/V-Multilagen benutzt. Es handelt sich um eine $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}/\text{MgO}(001)$ und eine $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}/\text{MgO}(001)$ Probe. Die Indizes geben hier die Schichtdicken in Monolagen (z. B. $\text{Fe}_4 \equiv 4 \text{ ML Fe}$) bzw. die Anzahl an Wiederholungen der Fe/V-Stapel an. Zur Strukturuntersuchung wurden RHEED- und XRD-Messungen von P. Blomqvist durchgeführt [114]. In Abb. 3.6 sind diese XRD-Messungen ($\text{Cu}_{K\alpha}$ -Linie) für die beiden Proben dargestellt. Aus der Lage der (002)-Bragg-Peaks lassen sich die gemittelten Lagenabstände $\langle a_{\perp} \rangle$ bestimmen. Diese sind $2,90 \text{ \AA}$ für die $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$ - und $2,89 \text{ \AA}$ für die $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}$ -Probe. Aus der Periode der Kiessig-Oszillationen läßt sich die Gesamtdicke der Multilage bestimmen [114]. Sie entstehen durch Interferenz der Reflexionen an den Grenzflächen Multilage/Luft und Multilage/Substrat. Bei der $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}$ -Probe ist im Gegensatz zur $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$ -Probe in den Kleinwinkelmessungen nur ein Lagenpeak zu sehen. Lagenpeaks sind die Interferenz-Reflexe, die durch die periodische Anordnung der Fe/V-Lagen entstehen. Das Beugungsbild bei kleinen Winkeln entspricht der chemischen Modulation der Multilage (Fourierabbildung), so daß eine ideal scharfe Grenzfläche eine Vielzahl an Lagenpeaks erzeugen würde. Rauigkeit führt hingegen zu einer Reduktion der Anzahl bis hin zur Unterdrückung der Lagenpeaks. Desweiteren fehlen auch die Satelliten des (002)-Bragg-Peaks bei großen Winkeln. Dazu ist anzumerken, daß mittels XRD-Messungen nicht direkt zwischen Rauigkeit und Interdiffusion unterschieden werden kann [115,116]. Demnach ist die Rauigkeit bzw. Interdiffusion der Grenzschichten dieser Probe gegenüber der $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$ -Probe entscheidend größer. Weitere Details können in den Referenzen [67,113,117–119] nachgelesen werden.

4. Magnetische Anisotropie ultradünner Filme

In den folgenden Abschnitten wird gezeigt, wie aus den Resonanzmessungen an einzelnen ultradünnen Filmen die Anisotropiebeiträge bestimmt werden können. Als Beispiele dienen Ni- bzw. Co-Filme, da diese auch die Grundlagen für die im Kap. 5 ausführlich untersuchten gekoppelten Dreifachlagen bilden. Auf die hier vorgestellten Resonanzgleichungen wird auch für die Diskussion der Messungen an den Hybridstrukturen aus Kap. 6 zurückgegriffen.

4.1. Bestimmung der Anisotropiekonstanten

In den Grundlagen zur Theorie der FMR wurde bereits die Methode zur Bestimmung der Resonanzfelder nach Smit und Beljers [49] eingeführt (siehe Abschnitt 2.3). Um die Resonanzgleichung mit dem Ansatz (2.33) bzw. (2.34) aufstellen zu können, wird also ein Ausdruck für die freie Energiedichte F benötigt, der dem zu untersuchenden System gerecht wird. Im Kapitel 2.1 wurde F u. a. für tetragonal verzerrte kubische Filme hergeleitet. Dort wurden neben der Formanisotropie, auch die uniaxialen und vierzähligen Anisotropien in der Ebene wie auch entlang der Normalen berücksichtigt. Bildet man nun, dem Smit-und-Beljers-Ansatz gemäß, die Ableitungen von F nach den Winkeln θ und φ und setzt diese ein, so kann man die Resonanzgleichungen bestimmen.

Um mit der FMR die Anisotropiekonstanten bestimmen zu können, wird üblicherweise die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes bestimmt. Eine Möglichkeit ist, die sog. *polare* Winkelabhängigkeit $H_{\text{res}}(\theta_H)$ zu messen, bei der die Richtung des externen Feldes in der $(1\bar{1}0)$ -Ebene variiert wird, d. h., $\varphi_H=45^\circ$. Für alle Systeme mit einer leichten Richtung der Magnetisierung entlang der $\langle 110 \rangle$ -Richtungen in der Ebene ist darüber hinaus die Annahme $\varphi=45^\circ$ gerechtfertigt. Das bedeutet, daß sich \vec{M} ebenfalls in der $(1\bar{1}0)$ -Ebene bewegt. Aber auch bei Systemen mit leichten Richtungen entlang der $\langle 100 \rangle$ -Richtungen und kleinen Anisotropiefeldern in der Ebene, reichen selbst kleine externe \vec{H} -Felder aus, um die Magnetisierung in die $(1\bar{1}0)$ -Ebene zu drehen.

Damit ergibt sich unter der Bedingung $\varphi = \varphi_H = \varphi_u = 45^\circ$ die Resonanzgleichung für die

polare Winkelabhängigkeit:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & \left[H_0 \cos(\theta - \theta_H) + \left(-4\pi M_{\text{eff}} - \frac{2K_{2\parallel}}{M} + \frac{K_{4\perp}}{M} - \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 2\theta + \left(\frac{K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{2M} \right) \cos 4\theta \right] \\ & \times \left[H_0 \cos(\theta - \theta_H) + \left(-4\pi M_{\text{eff}} - \frac{2K_{2\parallel}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{2K_{4\perp}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{M} \right) \cos^4 \theta \right. \\ & \left. + \frac{2K_{2\parallel}}{M} - \frac{2K_{4\parallel}}{M} \right]. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Wie aus der Gleichung ersichtlich ist, hängt die Resonanzbedingung hauptsächlich von den winkelabhängigen Anisotropiefeldern K_i/M ab. Die Differenz aus Formanisotropiefeld und uniaxial senkrechtem Anisotropiefeld wird gewöhnlich als effektive Magnetisierung

$$4\pi M_{\text{eff}} := 4\pi M - 2K_{2\perp}/M \quad (4.2)$$

bezeichnet und abgekürzt. Ist die Magnetisierung der Probe bekannt, so können aus den Anisotropiefeldern auch die Anisotropiekonstanten berechnet werden.

Die Anisotropiekonstanten in der Ebene ($K_{2\parallel}$ und $K_{4\parallel}$) lassen sich allerdings viel genauer bestimmen, wenn die *azimutale* Winkelabhängigkeit gemessen wird, bei der das externe Feld in der (001)-Probenebene gedreht wird. Hier folgt für die azimutale Resonanzgleichung auf gleiche Weise unter der Bedingung $\theta = \theta_H = 90^\circ$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & \left[H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{2K_{2\parallel}}{M} \cos 2(\varphi - \varphi_u) + \frac{2K_{4\parallel}}{M} \cos 4\varphi \right] \\ & \times \left[H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + 4\pi M_{\text{eff}} + \frac{2K_{2\parallel}}{M} \cos^2(\varphi - \varphi_u) + \frac{K_{4\parallel}}{2M} (3 + \cos 4\varphi) \right]. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Um nun für einen gegebenen Parametersatz, bestehend aus ω , γ , K_i , M und θ_H bzw. φ_H , das Resonanzfeld berechnen zu können, müssen die entsprechenden Gleichgewichtswinkel θ bzw. φ der Magnetisierung \vec{M} bekannt sein. Da das externe Feld \vec{H}_0 die Richtung von \vec{M} beeinflusst, müssen die Resonanzgleichungen immer in der Gleichgewichtsrichtung von \vec{M} ausgewertet werden. Diese Gleichgewichtswinkel können, wie in Kap. 2.3 beschrieben, durch Minimieren der freien Energiedichte bestimmt werden. Hierzu wird ein Computerprogramm benutzt, daß die Gleichgewichtswinkel numerisch bestimmt und damit die Lösung der Resonanzgleichung berechnet.

Für Messungen entlang der Symmetrieachsen der Anisotropien (Hauptachsen des Kristallsystems) lassen sich die beiden Resonanzgleichungen (4.1) und (4.3) noch weiter vereinfachen, wenn das externe Feld groß genug ist, um die Bedingung $\vec{H} \parallel \vec{M}$ zu erfüllen. Damit läßt sich dann die sog. FMR-Dispersionsrelation, also die Frequenz-Resonanzfeld-Relation bestimmen. Dies wird in den Kapiteln 6.1 und 6.2 an Beispielen gezeigt. Eine umfangreiche Diskussion der Gleichgewichtswinkel und der zugehörigen Stabilitätsbereiche findet man in Ref. [120].

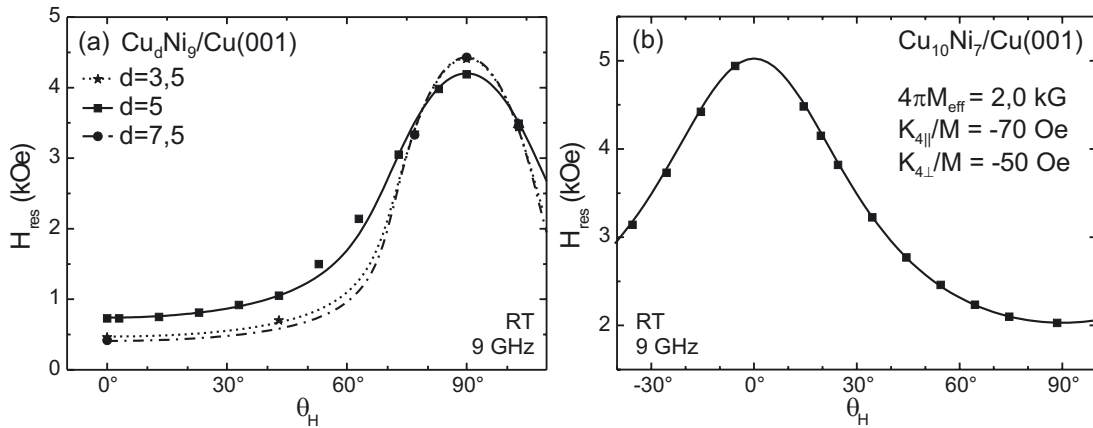


Abb. 4.1: Polare Winkelabhängigkeit mit Cu bedeckter Ni-Filme. (a) 9 ML Ni mit unterschiedlichen Deckschichtdicken und leichter Richtung entlang der Probennormalen. (b) $\text{Cu}_{10}\text{Ni}_7$ -Film mit leichter Richtung in der Ebene. Die Kurven stellen Fitkurven gemäß der Resonanzgleichung dar.

Die Analyse der polaren Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes soll nun am Beispiel Ni/Cu(001) vollzogen werden. Dazu sind Messungen für verschiedene Ni-Filme mit Cu-Deckschicht in Abb. 4.1 dargestellt. Zunächst fällt bei Abb. 4.1a auf, daß trotz nominal gleicher Ni-Filmdicke, die Datensätze für $d=3,5$ und $d=5$ ML Cu leicht unterschiedlich sind, während sie für $d=3,5$ und $d=7$ ML übereinstimmen. Dies liegt an kleinen Unterschieden in der tatsächlichen Ni-Filmdicke, die hier im Bereich von 0,1–0,2 ML variiert. Im Hinblick auf die im nächsten Kapitel diskutierte Analyse von Dreifachlagen wird hieran der Vorteil von *in situ* FMR-Messungen besonders deutlich. Trotz sorgfältiger Filmpräparation können sich die Anisotropieparameter von zwei „identisch“ präparierten Filmen unterscheiden. Durch schrittweise Präparation und *in situ* Messung der Dreifachlage kann dies aber berücksichtigt werden.

Das Hauptaugenmerk soll jedoch auf der generellen Winkelabhängigkeit der beiden Filmsysteme liegen. Es fällt auf, daß das Maximum der Winkelabhängigkeit für 9 ML Ni/Cu(001) mit Cu-Deckschicht bei $\theta_H=90^\circ$ liegt, während es bei dem $\text{Cu}_{10}\text{Ni}_7/\text{Cu}(001)$ -Film bei $\theta_H=0^\circ$ liegt. Aufgrund der zweizähligen (180° -) Symmetrie der Kurve muß der Hauptbeitrag der Anisotropie einen uniaxialen Charakter aufweisen. Wie man durch Vergleich mit Glg. (2.13) feststellt, muß der Wechsel des Resonanzmaximums von $\theta_H=90^\circ$ zu $\theta_H=0^\circ$ mit einem Vorzeichenwechsel von $4\pi M_{\text{eff}}$ und damit mit einem Wechsel der leichten Magnetisierungsrichtung einhergehen ($K_{2\parallel}$ kann in diesen Systemen vernachlässigt werden). Da die Formanisotropie und M bei beiden Filmen gleich geblieben ist, muß sich $K_{2\perp}$ geändert haben. Also kennzeichnet der Winkel, bei dem das maximale Resonanzfeld auftritt, die schwere Richtung der Magnetisierung, da genau dann große externe Felder benötigt werden, um die Magnetisierung in diese Richtung zu zwingen.

Für Ni-Filme ist bekannt, daß es einen Spin-Reorientierungsübergang gibt, bei dem die leichte Richtung der Magnetisierung von einer Orientierung in der Ebene in die Normale wech-

selt [67,120]. Dies liegt an einem Wechselspiel zwischen dem Oberflächen- und dem Volumenbeitrag zur uniaxialen Anisotropie. Die Oberflächenanisotropie der Ni-Filme favorisiert eine leichte Richtung in der Ebene, während die Volumenanisotropie eine senkrechte leichte Richtung favorisiert. Bei dünnen Ni-Filmen unterhalb von etwa 11 ML gewinnt die Oberflächenanisotropie an Bedeutung, d. h., sie wird größer als die Volumenanisotropie, so daß diese Filme in der Ebene magnetisiert sind. Eine Cu-Deckschicht verschiebt diesen Übergang dann zu kleineren Ni-Filmdicken von etwa 7,5 ML, da die Oberflächenanisotropie verringert wird [67].

Die in Abb. 4.1 eingezeichneten Kurven stellen nun die aus der Resonanzgleichung (4.1) berechneten Winkelabhängigkeiten dar. Die Anisotropiefelder bzw. -konstanten (wenn M bekannt ist) werden dabei als Fitparameter behandelt. Für die hier untersuchten Ni-Filme ergeben sich folgende effektive Magnetisierungen: (a) für den $\text{Cu}_{3,5}\text{Ni}_9$ - und $\text{Cu}_{7,5}\text{Ni}_9$ -Film ist $4\pi M_{\text{eff}} = -2,46(6)$ kG, für den Cu_5Ni_9 -Film ist $4\pi M_{\text{eff}} = -2,15(2)$ kG. (b) Für den $\text{Cu}_{10}\text{Ni}_7$ -Film erhält man $4\pi M_{\text{eff}} = 2,0(2)$ kG. Hinzu kommen noch kleinere Beiträge der vierzähligen Anisotropiefelder $K_{4\perp}/M$ und $K_{4\parallel}/M$, die in der Größenordnung von 20 bis 70 Oe liegen und in der Tabelle 4.1 zusammengefaßt sind. Diese verändern nur leicht die Form der Winkelabhängigkeit, was in Abb. 4.2 verdeutlicht wird.

Dort sind Kurvenscharen von berechneten polaren (a-e) und azimutalen (f) Winkelabhängigkeiten von H_{res} für verschiedene Anisotropieparameter dargestellt. Für die Rechnungen wurde $\omega = 2\pi \cdot 9$ GHz, $g = 2,19$ und $M = 500$ emu/cm³ eingesetzt. In Abb. 4.2a wurde nur $4\pi M_{\text{eff}}$ variiert und alle anderen Anisotropieparameter wurden auf Null gesetzt. Diese Darstellung spiegelt nochmals den bereits diskutierten Wechsel der leichten Richtung und die zweizählige Symmetrie wider. Für $4\pi M_{\text{eff}} = 0$ (also ohne Anisotropiefelder) ergibt sich für das Resonanzfeld der isotrope Wert ω/γ eines Paramagneten.

Der Einfluß kleiner vierzähliger Anisotropiebeiträge auf die effektive Magnetisierung ist in (b)–(e) dargestellt. Für die Bilder (b) und (d) wurde $4\pi M_{\text{eff}} = 6,2$ kG und für (c) und (e) $4\pi M_{\text{eff}} = -1$ kG gewählt. Anhand der Abb. 4.2b und c sieht man, daß ein $K_{4\perp}$ -Beitrag nur im Bereich der [001]-Richtung Auswirkungen hat. Das Maximum der Winkelabhängigkeit wird zu

Tabelle 4.1: Anisotropiefelder der 7 und 9 ML Ni-Filme mit Cu-Deckschicht aus Abb. 4.1.

	$4\pi M_{\text{eff}}$	$K_{4\parallel}/M$	$K_{4\perp}/M$
	(kG)	(kOe)	(kOe)
$\text{Cu}_{3,5}\text{Ni}_9$	-2,46(6)	-0,04(1)	0
Cu_5Ni_9	-2,15(2)	-0,06(1)	0,02(1)
$\text{Cu}_{7,5}\text{Ni}_9$	-2,48(6)	-0,04(1)	0,02(1)
$\text{Cu}_{10}\text{Ni}_7$	2,00(2)	-0,07(1)	-0,05(1)

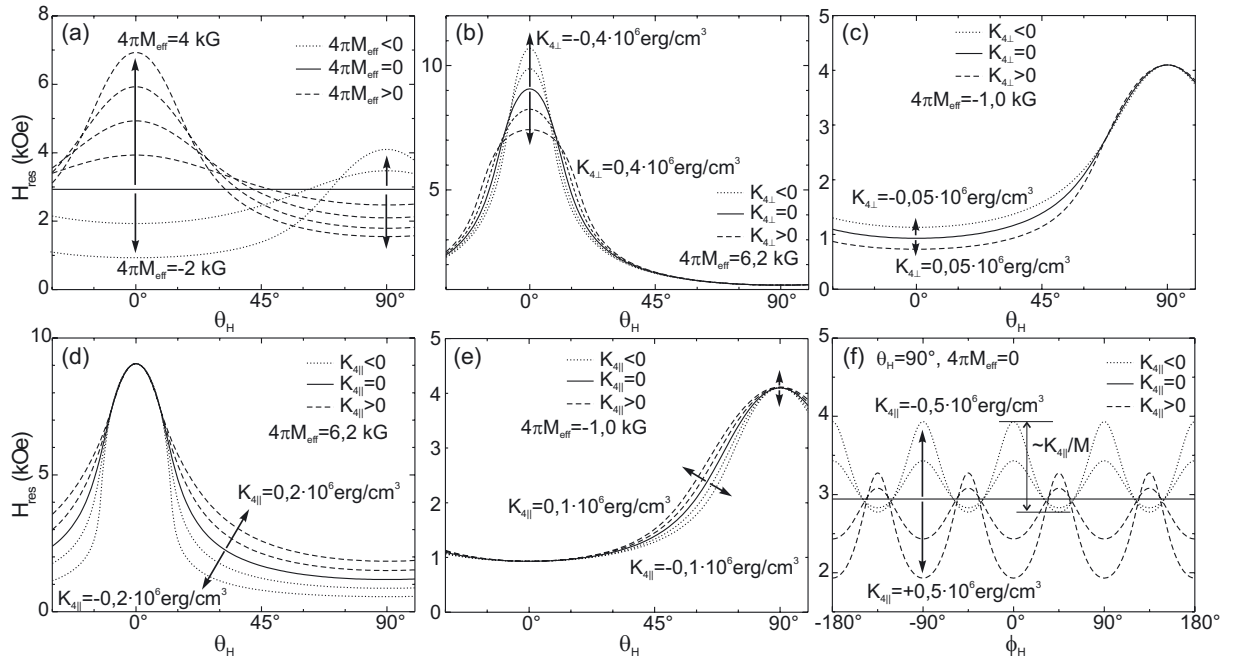


Abb. 4.2: Berechnete polare Winkelabhängigkeiten der Anisotropieparameter bei Änderung von: (a) $4\pi M_{\text{eff}}$, (b,c) $K_{4\perp}$ und (d,e) $K_{4\parallel}$. (f) Azimutale Winkelabhängigkeit von $K_{4\parallel}$. Um die Überlagerung einer kleinen vierzähligen Anisotropie mit $4\pi M_{\text{eff}}$ zu verdeutlichen wurde in (b,d) jeweils eine effektive Magnetisierung von 6,2 kG addiert, und in (c,d) eine effektive Magnetisierung von -1 kG addiert. Alle anderen Anisotropieparameter wurden jeweils auf Null gesetzt.

größeren ($K_{4\perp}$ negativ) oder kleineren ($K_{4\perp}$ positiv) Resonanzfeldern verschoben, wenn der Film eine leichte Richtung in der Ebene besitzt (Abb. 4.2b). Andernfalls verschiebt sich der Bereich des Minimums (Abb. 4.2c). Daher ist es zur Bestimmung von $K_{4\perp}$ notwendig, daß das Resonanzfeld im Bereich $\theta_H \approx 0^\circ$ gemessen wird.

Ein Beitrag von $K_{4\parallel}$ ändert in etwa die Breite des Maximums der Winkelabhängigkeit der effektiven Magnetisierung (Abb. 4.2d und e). Ein positiver Beitrag verbreitert das Maximum, ein negativer Beitrag verschmälert es. Das Resonanzfeld entlang der [001]-Richtung wird nicht verändert. Die azimutale Winkelabhängigkeit dieses Beitrags ist in Abb. 4.2f dargestellt, wobei $4\pi M_{\text{eff}} = 0$ gesetzt wurde. Hier wird die vierzählige Symmetrie sehr deutlich. Je nach Vorzeichen von $K_{4\parallel}$ erhält man bei $\phi_H = 0$ ein Minimum oder Maximum des Resonanzfeldes. Die Amplitude ist annähernd proportional zu $K_{4\parallel}$. Vergleicht man Abb. 4.2e mit Abb. 4.2f, so wird sofort klar, daß sich $K_{4\parallel}$ nur mit eingeschränkter Genauigkeit aus einer polaren Winkelabhängigkeit bestimmen läßt.

Daneben kann es auch einen Beitrag durch eine uniaxiale Anisotropie in der Ebene ($K_{2\parallel}$) geben. Diese Größe soll erst im Zusammenhang mit den Fe₃Si/GaAs(001)-Filmen im Kapitel 6.1 genauer diskutiert werden.

4.2. Erweiterung der UHV-FMR um azimutale Meßgeometrie

Die UHV-FMR ist aufgrund des Probenhalters bisher auf Messung der polaren Winkelabhängigkeit beschränkt. Dies stellt, wie im vorangehenden Abschnitt gezeigt, eine Einschränkung bei der Untersuchung der Anisotropien in der Ebene ($K_{2\parallel}$ und $K_{4\parallel}$) dar. Zwar sind kommerzielle UHV-Probenhalter, die auch eine Azimutverstellung bieten, erhältlich, doch sind diese viel zu groß und passen damit nicht in den Quarzglasfinger. Ferner bestehen sie zumeist aus stark paramagnetischen und/oder ferromagnetischen Werkstoffen und würden daher Resonanzen verursachen und auch die Güte des Resonators empfindlich stören. Damit schien eine bessere Bestimmung von $K_{2\parallel}$ und $K_{4\parallel}$, als sie die polare Winkelabhängigkeit bietet, bei *in situ* UHV Messungen nicht möglich zu sein. Die einzige Möglichkeit für azimutale Messungen bestand darin, die Filme mit einer Schutzschicht zu versehen und mit herkömmlicher FMR *ex situ* zu messen. Dabei muß aber der Einfluß der Deckschicht auf die Eigenschaften des Filmes berücksichtigt werden (z. B. die Änderung des magnetischen Momentes μ [86,87,89,90]).

Im folgenden wird ein von mir neu entwickelter Probenhalter für die UHV-FMR-Apparatur vorgestellt, der es nun ermöglicht, die *identische* Probe hintereinander sowohl in polarer als auch in azimutaler Geometrie zu messen. Dazu werden auch erste Messungen an einem 1,8 ML dicken Co-Film gezeigt. In Abb. 4.3 ist links der bisher verwendete Probenhalter für polare Geometrie dargestellt.

Wie bereits im Abschnitt über den Aufbau der UHV-FMR-Kammer in Kap. 2 erwähnt wurde, hängt der zylindrische Cu-Kristall senkrecht in einer Drahtschleufe aus 0,25 mm dünnen Wolfram am Ende des Cu-Probenhalters. Die Schleufe dient gleichzeitig als resistive Heizung und muß auch einen guten thermischen Kontakt zum Kühlen bieten. Sie wird durch feine Cu-Röhrchen stabilisiert. Die Temperatur wird mit einem Pallaplat-Thermoelement gemessen, daß in eine Bohrung an der Oberseite des Kristalls gepreßt ist. Damit ist die polare Meßgeometrie, also die Variation von θ_H fest durch die Drehachse des Manipulators vorgegeben.

Um also in azimutaler Geometrie messen zu können, müßte der Kristall um seine Querachse um 90° gedreht werden können. Für die Realisierung solch einer Drehmechanik müssen folgende Punkte berücksichtigt werden: 1. Die Materialmenge, die in den Resonator gebracht wird, sollte sich nach Möglichkeit nicht weiter erhöhen, um dessen Güte nicht herabzusetzen. 2. Gleichzeitig muß auch der Durchmesser möglichst klein gehalten werden, damit keine Wirbelströme entstehen und weiterhin die Beweglichkeit im Glasfinger (Innendurchmesser 18 mm) gewährleistet ist. 3. Die verwendeten Materialien dürfen keine Resonanzsignale zeigen. 4. Das Heizen der Probe bis hoch auf 830 K sowie eine möglichst gute Kühlung müssen beibehalten werden. 5. Die Ausrichtung des Kristalls nach dem Umklappen um 90° – Probenebene senkrecht oder horizontal – sollte möglichst exakt eingehalten werden, da ansonsten nicht die für

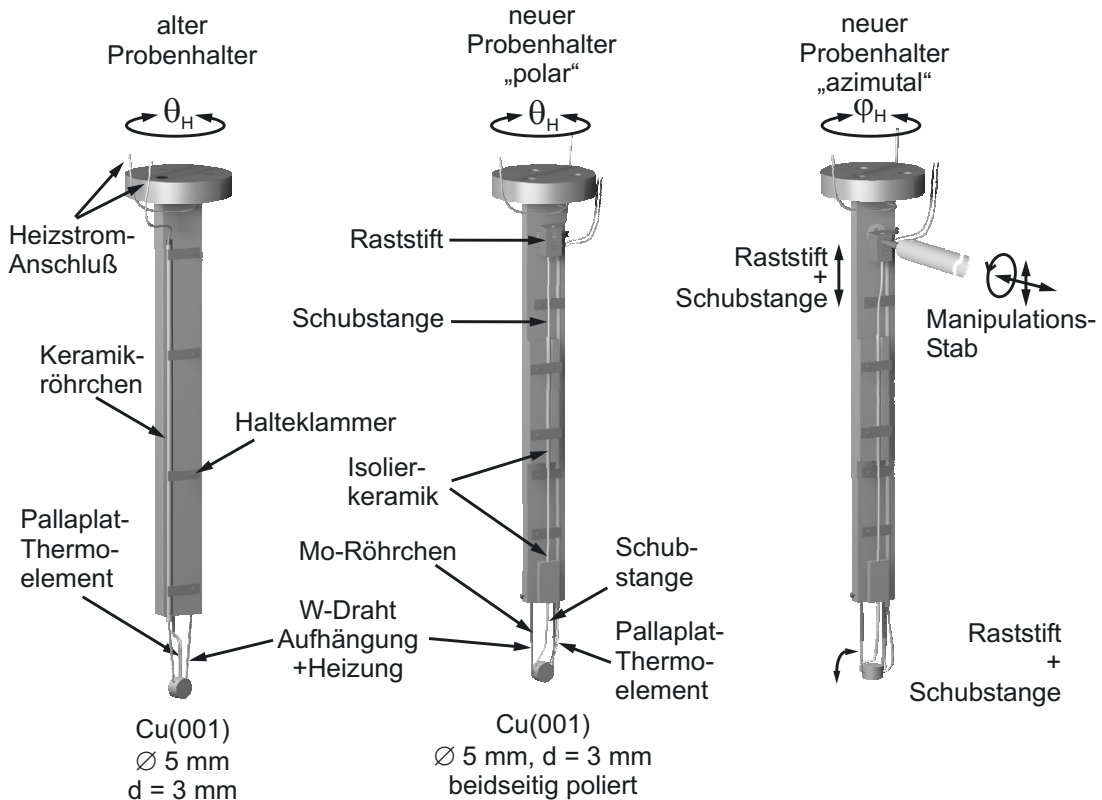


Abb. 4.3: Skizze des alten und des neuen Probenhalters. Der $\text{Cu}(001)$ Kristall hängt in einer W-Drahtschleufe, die gleichzeitig als resistive Heizung dient. Das Pallaplat-Thermoelement steckt in einer Bohrung im Rand des Kristalls. Zur Klappfunktion des neuen Probenhalters: Dieser besitzt nun eine Schubstange, die exzentrisch am Kristall befestigt ist. Der Manipulatorstab wird in den Raststift geschraubt, womit dieser dann versetzt werden kann und damit den Kristall über die Schubstange dreht.

rein polare oder azimutale Geometrie vereinfachten Resonanzgleichungen verwendet werden können.

Bis auf kleine Einschränkungen werden diese Punkte bereits von dem neuen Probenhalter erfüllt, der in den rechten beiden Teilbildern der Abb. 4.3 gezeigt ist. Dazu war es nötig, einen Kristall mit drei parallelen Bohrungen entlang der $[110]$ -Achse zu verwenden. Die u-förmige W-Drahtschleufe wird dabei durch die mittlere Bohrung geführt, so daß der Kristall um seine $[110]$ -Mittelnachse drehbar gelagert ist. Da die bisher verwendeten Cu-Röhrchen nach dem ersten Ausheizen sehr weich werden und nun auch Biegekräfte auf die Aufhängung speziell während des Umklappens auftreten können, wurden stattdessen Mo-Röhrchen eingesetzt. Über eine exzentrisch in der zweiten Bohrung angebrachte Schubstange aus 0,4 mm dickem W-Draht kann der Kristall gedreht und in seinem Winkel fixiert werden. Das aus zwei 0,25 mm dünnen Pallaplat-Drähten bestehende Thermoelement wird in der dritten Bohrung befestigt. Für diese neue Art der Kristallaufhängung mußte ein neuer Probenhalter angefertigt werden. Die Bauteilzeichnungen hierfür befinden sich im Anhang A.2.

Noch bevor der Probenhalter komplett erstellt war, darunter fällt auch die „Ansteuerung“ des Klappmechanismus von außerhalb des UHV, wurde der Einfluß der neuen Mechanik und Aufhängung auf die Resonatorgüte untersucht.

Die im Abschnitt Kap. 2.3 beschriebene Güte eines Resonator läßt sich auf einfach Weise bestimmen. Dazu mißt man bei angepaßtem Resonator im „mode sweep“ Modus der Mikrowellenbrücke die Frequenzbreite $\Delta\omega$ der Resonator-Absorptionskurve bei halbem Maximum (FWHM). Die Güte ist dann über

$$Q = \omega_0 / \Delta\omega \quad (4.4)$$

gegeben, wobei ω_0 die Frequenz im Maximum der Absorption ist. Für den leeren, nur mit dem Quarzglasfinger belasteten 9 GHz-Resonator ergab sich ein Wert von

$$Q_L = \frac{8,954 \text{ GHz}}{1,1 \cdot 10^{-3} \text{ GHz}} = 8140(80). \quad (4.5)$$

Für den mit dem alten bzw. neuen Probenhalter belasteten Resonator ergeben sich Güten von

$$\text{alter Probenhalter: } Q = \frac{8,961 \text{ GHz}}{1,906 \cdot 10^{-3} \text{ GHz}} = 4701(80) \quad (4.6a)$$

$$\text{neuer Probenhalter, polar: } Q = \frac{8,972 \text{ GHz}}{1,903 \cdot 10^{-3} \text{ GHz}} = 4714(80) \quad (4.6b)$$

$$\text{neuer Probenhalter, azimuthal: } Q = \frac{8,974 \text{ GHz}}{1,871 \cdot 10^{-3} \text{ GHz}} = 4796(80). \quad (4.6c)$$

Wie man erkennt, ändert der neuen Probenhalter die Güte nicht. Das die Güte bei azimuthaler Stellung des Kristalls etwas besser ist, hat damit zu tun, daß der Resonator mit der TE_{012} -Mode betrieben wird, die in Abb. 2.9a) gezeigt ist. Die Probe befindet sich zentriert in der oberen Hälfte an der Stelle mit maximalem \vec{h}_{rf} -Feld und minimalem \vec{e}_{rf} -Feld. Da der vertikale Bereich von \vec{h}_{rf} durch die Knotenebene eingeschränkt wird, sind die Verluste am geringsten, wenn die Probe als flache Scheibe in diesem Bereich liegt (azimutale Geometrie). Damit ist eine der wichtigsten Anforderungen an den Probenhalter erfüllt.

Die Heizung des Kristalls sollte weiterhin resistiv erfolgen. Darum durfte sich der Widerstand der W-Drahtaufhängung nicht wesentlich ändern. Aus Stabilitätsgründen war es notwendig einen dickeren W-Draht ($\varnothing 0,4 \text{ mm}$) zu verwenden. Durch Elektrolyt-Ätzen mit 2M-NaOH wurden zwei Engstellen in den Draht geätzt, so daß der Heizwiderstand in etwa dem der alten Probenaufhängung entsprach. Da nun zusätzlich die Schubstange benötigt wurde, mußte diese elektrisch isoliert am Probenhalter geführt werden. Hierfür wurden Al_2O_3 -Keramikröhrchen benutzt. Aufgrund der Klappbewegungen könnte es bislang noch passieren, daß sich die beiden Schenkel des Thermoelements berühren, bzw. sie die Probenaufhängung berühren, was zu falschen Temperaturmeßwerten führen würde. Eine Isolation mittels handelsüblicher Al_2O_3 -Lochperlen führe zwar zu der gewünschten Isolationswirkung, jedoch zeigen diese deutliche Resonanzlinien bei $H_{\text{res}}=0,46, 1,32$ und $1,93 \text{ kOe}$ aufgrund von eingeschlossenen Verunrei-

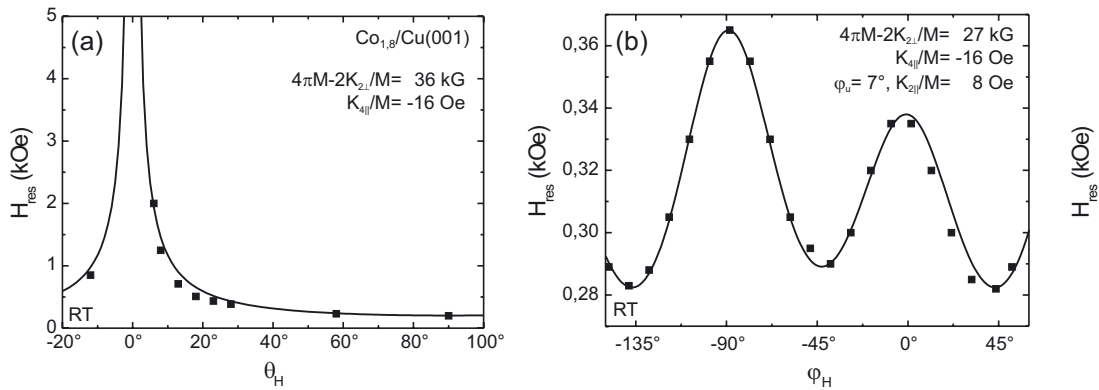


Abb. 4.4: Erstmalige *in situ* UHV Messung der (a) polaren und (b) azimutalen Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes eines $\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ Films mit dem neuen Probenhalter bei 9 GHz.

nigungen und sind daher ungeeignet. Stattdessen sind hochreine nicht-oxidische Bor-Nitrid-Perlen zu verwenden, die keine Störsignale verursachen.

Um den Kristall von der Senkrechten in die Horizontale zu klappen, muß die Schubstange um etwa 2 mm bewegt werden. Dazu wurde das obere Ende der Schubstange mit einem Raststift versehen (siehe Abb. 4.3 und die technischen Zeichnungen im Anhang, Abb. A.3), der in einen Rastzylinder aus Macor-Keramik greift. Dieser besitzt zwei Löcher in genau dem Abstand, der für die Klappfunktion benötigt wird. Ferner ist in den Raststift ein Gewinde geschnitten worden. Über eine „Wobble-Stick“-ähnliche Konstruktion kann ein Manipulationsstab in das Gewinde geschraubt und damit der Raststift bewegt werden. Dies ist in der Skizze 4.3 angedeutet. Nachdem der Kristall umgeklappt wurde, wird der Stab wieder herausgeschraubt und die Probe kann dann in den Glasfinger zum Messen gefahren werden. Für die Beweglichkeit wird eine CF16-Drehdurchführung in Kombination mit einer passenden 50 mm-CF16-Linearverstellung und einem speziell angefertigten Federbalg benutzt. Letzterer ist mit einer Spannmanschette versehen, um die Position fixieren zu können (siehe die Konstruktionszeichnung Abb. A.4). Damit wird eine *xyz*-Beweglichkeit mit axialer Rotation ermöglicht.

Auf diese Art und Weise ist es nun zum ersten Mal möglich geworden, die Filme wie gewohnt zu präparieren, um anschließend sowohl die polare als auch die azimutale Winkelabhängigkeit *in situ* UHV mit der FMR zu messen. Abb. 4.4 zeigt die ersten derartigen Messungen an einem 1,8 ML Co-Film auf Cu(001). Die polare Winkelabhängigkeit ergibt eine effektive Magnetisierung von $4\pi M_{\text{eff}}=36$ kG und einen kleinen Beitrag der vierzähligen Anisotropie von $K_{4||}/M=-16$ Oe. Die azimutale Winkelabhängigkeit liefert leicht unterschiedliche Werte und darüber hinaus eine kleine uniaxiale Anisotropie, deren Feld $K_{2||}/M=8$ Oe beträgt. Dabei ist deren leichte Richtung um $\varphi_u=7^\circ$ gegenüber der [100] Richtung verdreht. Die Unterschiede in $4\pi M_{\text{eff}}$ können dadurch erklärt werden, daß die azimutale Winkelabhängigkeit wegen technischer Schwierigkeiten erst einen halben Tag später gemessen werden konnten. Da

der Film ohne Deckschicht präpariert wurde, treten Zeiteffekte durch Adsorption von Restgasen auf. Man erkennt dies daran, daß die Resonanzfelder für $\theta_H=90^\circ$ und $\varphi_H=45^\circ$, die in exakt derselben [110]-Filmrichtung gemessen wurden, um etwa 40 Oe voneinander abweichen. Für eine Diskussion des auftretenden $K_{2\parallel}$ -Term bzw. dessen Drehwinkel φ_u anhand einer einzigen bisher durchgeführten Messung ist es noch zu früh. Das Ergebnis soll vielmehr die neuen Untersuchungsmöglichkeiten unterstreichen, die durch die *in situ* Messungen in azimuthaler Geometrie eröffnet werden. Da der neue Probenhalter erst gegen Ende dieser Doktorarbeit endgültig einsatzbereit war, konnten bislang noch keine ausführlichen Meßserien durchgeführt werden.

5. Gekoppelte ultradünne Dreifachlagen

Die Dreifachlagensysteme Ni/Cu/Co/Cu(001) und Ni/Cu/Ni/Cu(001) bilden nun die nächste Klasse der untersuchten 3d-Metalle. In diesen sind die beiden ferromagnetischen Filme durch eine dünne Cu-Zwischenschicht voneinander getrennt. Neben den Anisotropiekonstanten läßt sich nun eine andere magnetische Größe mit der FMR untersuchen. Dieses ist die Interlagenaustauschkopplung J_{inter} , die die magnetische Kopplung zwischen den beiden magnetischen Schichten beschreibt und in den Grundlagen im Abschnitt 2.2 eingeführt wurde.

Die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften und insbesondere der Kopplung in Dreifachlagensystemen ist Gegenstand einer Vielzahl an Publikationen der letzten 15 Jahre, siehe u. a. [3,21,121–126]. Dabei wurden die unterschiedlichsten Materialkombinationen untersucht. Die Arbeiten konzentrierten sich vor allem auf Zwischenschichtdicken oberhalb von 15 ML, wobei das Hauptinteresse denjenigen Systemen galt, bei denen beide Filme kollinear magnetisiert sind. So wurde die Kopplung in *kollinear* magnetisierten Ni/Cu/Co- und Ni/Cu/Ni-Dreifachlagen in den Arbeiten von Lindner *et al.* [67,122,127] bereits beschrieben.

Seit ein paar Jahren wächst aber auch das Interesse an Dreifachlagensystemen mit nicht-kollinearen Magnetisierungen, sog. „spin-canting“-Systemen [24,128–133]. Solche Systeme wurden z. B. sowohl in Remanenz als auch im frisch gewachsenen Zustand mittels Photoelektronen-Emissionsmikroskopie untersucht, wodurch sich elementspezifisch die Domänenstruktur und damit die lokale Ausrichtung der Magnetisierung abbilden läßt [133–135]. Die Anisotropien der hier untersuchten Ni/Cu/Co- und Ni/Cu/Ni-Systeme wurden daher mittels der Schichtdicken so ausgewählt, daß ein Film eine leichte Richtung in der Ebene, der andere eine leichte Richtung entlang der Probennormalen besitzt. Aufgrund der Kopplung im Wechselspiel mit den Anisotropien und des statischen Magnetfeldes der FMR ergeben sich unterschiedliche Gleichgewichtsrichtungen der Magnetisierung. So lassen sich auch nur leicht gegeneinander verkippte Magnetisierungen realisieren. Die Systeme wurde für Zwischenschichtdicken im Bereich von 2 bis 50 ML untersucht.

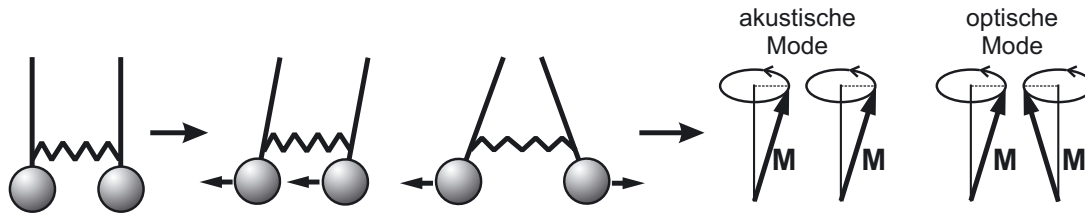


Abb. 5.1: Definition der akustischen und optischen Mode bei gekoppelten Magnetisierungen als Analogon zu den Eigenmoden gekoppelter Pendel.

5.1. Theorie der FMR in gekoppelten Dreifachlagen

Abb. 5.1 zeigt anschaulich, wie sich die Kopplung auf die FMR an einer Dreifachlage auswirkt. Dazu kann man die uniforme Präzession der Magnetisierung bei der FMR an einem Einfachfilm mit der Eigenschwingung eines klassischen Pendels vergleichen. Koppelt man das Pendel nun mit einem zweiten über eine Feder, so ist bekannt, daß es zwei Eigenmoden gibt. In der einen schwingen beide Pendel in Phase und die Feder wird nicht belastet. Bei der zweiten Eigenmode schwingen die beiden Pendel um π phasenverschoben immer gegeneinander und die Feder wird ständig beansprucht. In Analogie lassen sich genau diese beiden Moden auch mit der FMR beobachten. Man nennt sie hier in Anlehnung an Phononen „akustische Mode“ (für die Präzession in Phase) und „optische Mode“ für die um π phasenverschobene Präzession. Genauso, wie sich die Kopplungskonstante bei den gekoppelten Pendeln über eine Messung der Eigenfrequenzen der beiden Moden ergibt, läßt sich über die Resonanzmessungen der optischen und akustischen Mode J_{inter} bestimmen und in absoluten Energie-Einheiten angeben. Dabei kann J_{inter} positive wie auch negative Werte annehmen, was bei dem Pendel-Analogon nicht möglich ist. Dies hängt damit zusammen, daß sich die Magnetisierungen der beiden Filme bei ferromagnetischer (FM) Kopplung, $J_{\text{inter}} > 0$, kollinear oder bei antiferromagnetischer (AFM) Kopplung, $J_{\text{inter}} < 0$, antiparallel einstellen können.

Im folgenden wird der im Abschnitt 2.3 benutzte Formalismus von Smit und Beljers [49] für die gekoppelten Dreifachlagen erweitert und damit ein Ansatz für die Resonanzgleichung hergeleitet [21,136]. Dazu wird das in Abb. 5.2 gezeigte Koordinatensystem verwendet. Da die FMR-Messungen nur in Polargeometrie durchgeführt wurden, wird auf eine Herleitung der azimutalen Winkelabhängigkeit und damit auch auf die Berücksichtigung von $K_{2\parallel}$ verzichtet.

Da nun zwei magnetische Filme ($i = 1,2$) vorliegen, ergibt sich für die freie Energiedichte der Dreifachlage eine Summe aus den Energiedichten der beiden Einzelfilme aus Glg. (2.13)

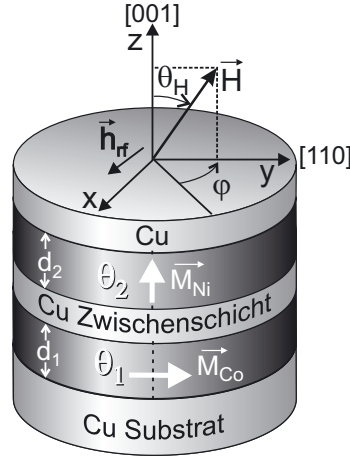


Abb. 5.2: Koordinatensystem für Dreifachlagen. Gezeigt ist der Spezialfall für ein Cu/Ni/Cu/Co/Cu(001)-System, mit zueinander senkrechten leichten Richtungen. Die Filmdicken sind mit d_i und die Polarwinkel der Magnetisierungen mit θ_i bezeichnet.

und dem Term F_J , der die Kopplung berücksichtigt. Die Summe lautet:

$$F = F_J + \sum_{i=1}^2 d_i [-M_i H (\sin \theta_i \sin \theta_H \cos(\varphi_i - \varphi_H) + \cos \theta_i \cos \theta_H) + F_{K,i}] \quad (5.1a)$$

mit

$$F_{K,i} = - (2\pi M_i^2 - K_{2\perp,i}) \sin^2 \theta_i - \frac{1}{2} K_{4\perp,i} \cos^4 \theta_i - \frac{1}{8} K_{4\parallel,i} (3 + \cos 4\varphi_i) \sin^4 \theta_i \quad (5.1b)$$

und

$$F_J = -J_{\text{inter}} \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{M_1 M_2} = -J_{\text{inter}} (\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2). \quad (5.1c)$$

Die Dicke des jeweiligen Filmes geht durch d_i ein. Neben dem bilinearen J_{inter} kann auch eine biquadratische Kopplung (proportional zum Quadrat des Winkel zwischen \vec{M}_1 und \vec{M}_2) auftreten [128,137], die aber typischerweise ein bis zwei Größenordnungen kleiner ist und daher vernachlässigt werden kann. Die Annahme, daß nur die RKKY-artige Austauschkopplung die Grundlage für J_{inter} bildet, ist gerechtfertigt, da die Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Spinwellen der beiden Schichten verschwindet, da für den Wellenvektor in der Ebene $k_{\parallel}=0$ gilt.

Die Dispersionsgleichung für das präzedierende gekoppelte System folgt aus einer Entwicklung der Bewegungsgleichung für kleine Abweichung $\delta\theta_i$ und $\delta\varphi_i$ aus den Gleichgewichtslagen der Magnetisierungen (θ_i^{eq} und φ_i^{eq}) [21]:

$$\begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma_1} + \frac{F_{\theta_1\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{F_{\varphi_1\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin^2 \theta_1} & \frac{F_{\theta_2\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin \theta_1} & \frac{F_{\varphi_1\varphi_2}}{d_1 M_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2} \\ -\frac{F_{\theta_1\theta_1}}{d_1 M_1} & \frac{i\omega}{\gamma_1} - \frac{F_{\theta_1\varphi_1}}{d_1 M_1 \sin \theta_1} & -\frac{F_{\theta_1\theta_2}}{d_1 M_1} & -\frac{F_{\theta_1\varphi_2}}{d_1 M_1 \sin \theta_2} \\ \frac{F_{\theta_1\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_2} & \frac{F_{\varphi_1\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2} & \frac{i\omega}{\gamma_2} + \frac{F_{\theta_2\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_2} & \frac{F_{\varphi_2\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin^2 \theta_2} \\ -\frac{F_{\theta_1\theta_2}}{d_2 M_2} & -\frac{F_{\theta_2\varphi_1}}{d_2 M_2 \sin \theta_1} & -\frac{F_{\theta_2\theta_2}}{d_2 M_2} & \frac{i\omega}{\gamma_2} - \frac{F_{\theta_2\varphi_2}}{d_2 M_2 \sin \theta_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\theta_1 \\ \delta\varphi_1 \\ \delta\theta_2 \\ \delta\varphi_2 \end{pmatrix} = 0. \quad (5.2)$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems folgt aus der Determinante der 4×4 -Matrix und führt auf eine biquadratische Gleichung der Form

$$\frac{\omega^4}{\gamma_1^2 \gamma_2^2} - b \frac{\omega^2}{\gamma_1 \gamma_2} + c = 0, \quad (5.3)$$

deren umfangreiche Koeffizienten b und c im Anhang B.2 und in Ref. [67,127] detailliert angegeben sind. Die 4 Gleichgewichtswinkel θ_i^{eq} und φ_i^{eq} lassen sich wie beim Einzelfilm analog zu Glg. (2.28) durch Minimieren von F bestimmen. Die biquadratische Gleichung kann dann nach den Resonanzfeldern aufgelöst werden. Die beiden gesuchten Eigenmoden der gekoppelten Filme entsprechen den beiden reellen Lösungen. Die zwei anderen Lösungen entsprechen negativen ω/γ -Werten und stellen damit keine sinnvollen physikalischen Lösungen des Systems dar. Für zwei unterschiedliche Filme lassen sich die Resonanzfelder für einen gegebenen Winkel θ_H im allgemeinen nur numerisch bestimmen. In Ref. [21,67] wird die Resonanzgleichung für den Spezialfall einer symmetrischen Dreifachlage (identische Parameter für beide Filme, nur Formanisotropie) diskutiert. Auf diese Weise läßt sich die Zuordnung der akustischen und optischen Mode in den Resonanzspektren nachvollziehen. In den Resonanzgleichungen tritt J_{inter} als effektives Kopplungsfeld $H_{\text{ex}} = J_{\text{inter}}/Md$ auf und bewirkt eine Verschiebung der Resonanzposition der optischen Mode zu kleineren Feldern um den Betrag $2H_{\text{ex}}$. Die akustische Mode bleibt in diesem Fall von H_{ex} unbeeinflusst. Dies ist auch anschaulich klar, da die Austauschenergie während der in-Phase Präzession konstant bleibt und damit keinen dynamischen Beitrag zur Resonanz liefert. Die akustische Mode verhält sich unter diesen Umständen wie die uniforme Mode des Einzelfilms. Die gegenphasige Präzession der optischen Mode hingegen verursacht gerade eine Zunahme der Austauschenergie durch die Abweichung der beiden Magnetisierungsvektoren von der parallelen Ausrichtung. Eine Energiezunahme bedeutet gleichzeitig aber eine Erhöhung der Resonanzfrequenz bzw. damit eine Abnahme des Resonanzfeldes. Die optische Mode liegt also bei FM-Kopplung bei kleineren Feldern als die akustische Mode. Bei AFM-Kopplung ist dies wegen des Vorzeichenwechsels genau umgekehrt.

Aus der Dickenabhängigkeit von H_{ex} folgt auch, daß J_{inter} über die FMR in Einheiten einer Oberflächenenergie (erg/cm^2) gemessen wird. Eine Normierung auf ein Atom ist daher sinnvoll. Für diese Normierung werden nur die ferromagnetischen Lagen herangezogen. Lagenaufgelöste *ab initio* Rechnungen [46] für Cu/Ni/Cu/Ni/Cu(001)-Dreifachlagen zeigen, daß die Cu-Zwischenschicht nur bei Zwischenschichtdicken unter 3 ML einen kleinen Beitrag zur Kopplung liefert. Bei größeren Zwischenschichten ist dieser Effekt vernachlässigbar. J_{inter} entstammt nahezu vollständig den ferromagnetischen Schichten, und wird dort hauptsächlich durch die Grenzflächenschichten gebildet. Damit läßt sich über die Umrechnung $1 \text{ erg}/\text{cm}^2 = 350 \mu\text{eV}/\text{Atom}$ (bei einer Flächendichte von $1,78 \cdot 10^{15} \text{ Atome}/\text{cm}^2$ für fct-Ni und fct-Co auf Cu(001)) die Kopplung in Energie-Einheiten pro Atom angeben.

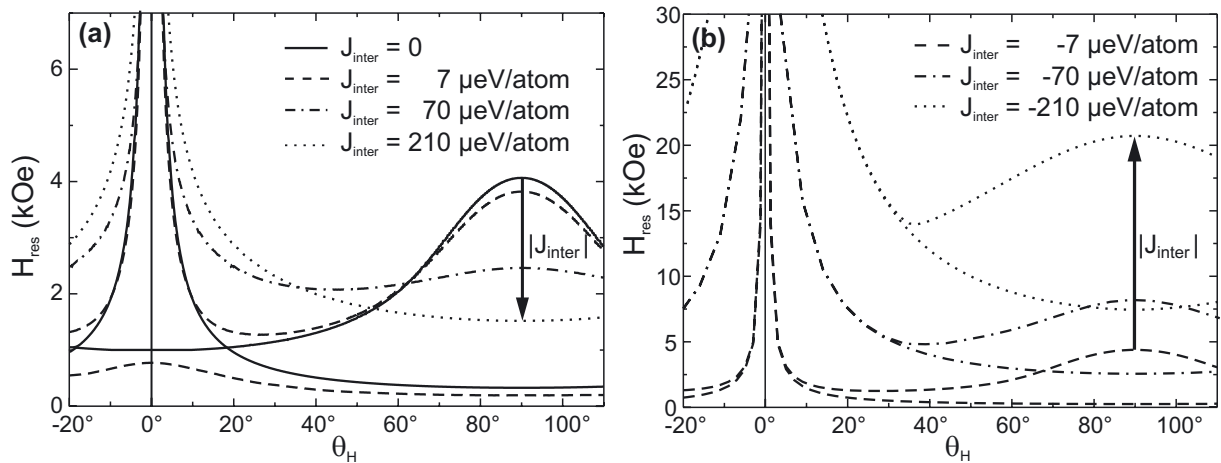


Abb. 5.3: Simulation der polaren Winkelabhängigkeit der optischen und akustischen Mode des Resonanzfeldes einer Dreifachlage mit zueinander senkrechten leichten Richtungen. Es sind verschiedene Kopplungsstärken bei (a) FM-Kopplung und (b) AFM-Kopplung dargestellt.

5.2. J_{inter} in Dreifachlagen mit zueinander senkrechten leichten Richtungen

Theoretische Winkelabhängigkeit und Gleichgewichtswinkel

Für Abb. 5.3 sind die polaren Winkelabhängigkeiten der optischen und akustischen Mode für verschiedene Kopplungsstärken simuliert worden. Im linken Teilbild sind positive Werte für J_{inter} , also FM-Kopplungsstärken verwendet worden und im rechten Teilbild AFM-Kopplungen. Dabei wurden effektive Magnetisierungen benutzt, wie sie später auch in den untersuchten Cu/Ni/Cu/Co-Dreifachlagen auftreten. Die Besonderheit liegt darin, daß der Ni-Film mit einer Dicke von 9 ML durch die Cu-Deckschicht eine senkrechte leichte Richtung der Magnetisierung besitzt ($4\pi M_{\text{eff}} \approx -2$ kG), während der 2 ML dünne Co-Film in der Ebene magnetisiert ist ($4\pi M_{\text{eff}} \approx 26$ kG). Anstelle des Co-Films kann man auch einen dünnen Ni-Film mit einer Schichtdicke unterhalb des Reorientierungsübergangs (z. B. 6 ML) verwenden. Die beiden durchgezogenen Kurven im Teilbild (a) stellen die beiden ungekoppelten Einzelfilme, also deren uniforme Moden dar. Diesen Fall könnte man z. B. durch Einzelfilmmessung oder auch durch sehr große Cu-Zwischenschichtdicken erreichen, wie in einem Beispiel gezeigt werden wird. Dabei erkennt man, daß die Kurve mit dem Maximum bei $\theta_H = 0^\circ$ der Abhängigkeit eines Filmes mit leichter Richtung in der Ebene entspricht (also hier dem Co-Film), da die Resonanzfelder zu $\theta_H = 90^\circ$ hin abnehmen. Die zweite Kurve mit dem Maximum bei $\theta_H = 90^\circ$ entspricht der Winkelabhängigkeit des Ni-Filmes mit der senkrechten leichten Richtung. Da die effektive Magnetisierung des Co-Filmes deutlich größer gewählt ist, als die des Ni-Filmes, liegt dessen Maximum außerhalb des gewählten Darstellungsbereichs. Aus dem gegensätzlichen Verlauf

der beiden Kurven folgt, daß es einen Schnittpunkt geben muß, an dem sich beide Einzelfilme gleichzeitig in Resonanz befinden. Dieser liegt bei diesem Beispiel bei etwa 18° . Auf diesen Punkt wird auch noch mal bei der Diskussion der Linienbreite im Hinblick auf den Spin-Pump-Effekt in Kap. 7.3 eingegangen.

„Schaltet“ man nun die ferromagnetische Kopplung ein (gestrichelte und punktierte Kurven in Abb. 5.3a, so sieht man, daß sich die beiden Kurven an ihrem Schnittpunkt auftrennen und voneinander entfernen. Dies ist sofort verständlich, da im gekoppelten System nur noch die optische und die akustische Mode als mögliche Lösungen der Resonanzgleichung existieren. Wie bereits erwähnt, ist bei FM-Kopplung die akustische Mode die obere der beiden Kurven. Erhöht man nun die Kopplung, so verschieben sich beide Moden zu immer kleineren Resonanzfeldern. Bei großen Kopplungsstärken (hier z. B. ab $210 \mu\text{eV}$) verschwindet dann schließlich die optische Mode bei Null. Übrig bleibt nur die akustische Mode, da die Kopplung nun so stark geworden ist, daß sie beide Filme „fest“ aneinander koppelt, so daß sie sich wie ein Einzelfilm verhalten. Dieser Grenzwert der akustischen Mode entspricht der Resonanzgleichung eines Einzelfilms, Glg. (4.1), wobei eine gemittelte effektive Magnetisierung und ein gemitteltes gyromagnetisches Verhältnis zugrunde liegt [136,138]:

$$4\pi M_{\text{eff}}^* = \frac{d_1 M_1 \cdot 4\pi M_{\text{eff},1} + d_2 M_2 \cdot 4\pi M_{\text{eff},2}}{d_1 M_1 \pm d_2 M_2} \quad (5.4a)$$

$$\gamma^* = \frac{d_1 M_1 \pm d_2 M_2}{d_1 M_1 / \gamma_1 + d_2 M_2 / \gamma_2}. \quad (5.4b)$$

Die Pluszeichen gelten für FM-Kopplung und die Minuszeichen gelten für die AFM-Kopplung, die in Abb. 5.3b simuliert wurde. Hier ist die akustische Mode nun die jeweils untere Kurve und die optische Mode liegt bei höheren Feldern. Mit zunehmender AFM-Kopplungsstärke verschieben sich beide Kurven zu größeren Feldwerten und nähern sich im Bereich kleiner θ_H an. Bei sehr starker AFM-Kopplung bleibt im Grenzfall wieder nur die akustische Mode übrig, da die Intensität der optischen Mode antiproportional zu J_{inter} ist.

Die numerischen Berechnungen der Resonanzfelder erfordern auch eine Bestimmung der Gleichgewichtswinkel θ_1^{eq} und θ_2^{eq} der Magnetisierungen der beiden Filme. Diese sind jeweils für die optische und akustische Mode in drei ausgewählten Fällen in Abhängigkeit von θ_H in Abb. 5.4 dargestellt. Die Teilbilder zeigen (a) schwache und (b) stärkere FM-Kopplung und (c) stärkere AFM-Kopplung. Der Kurvenverlauf ist für die gewählten Anisotropieparameter typisch. Deren Wechselspiel mit den zu θ_H korrespondierenden Resonanzfeldern aus Abb. 5.3 muß dabei berücksichtigt werden. In Abb. 5.4a erkennt man, daß für $\theta_H=90^\circ$ ein Paar der Magnetisierungsvektoren kollinear in der Filmebene ($\theta_1^{\text{eq}} = \theta_2^{\text{eq}}=90^\circ$) liegt. Dies bedingt der Co-Film, dessen starke effektive Magnetisierung die leichte Richtung in der Filmebene präferiert. Die Anisotropie des Ni-Films würde die Magnetisierung senkrecht dazu einstellen wollen ($\theta_2^{\text{eq}}=0^\circ$), wird aber durch die Kopplung in die Ebene gezwungen, da der Co-Film die größere Anisotropie besitzt. Auch das für den Ni-Film große Resonanzfeld hilft, die Magnetisierung in die schwe-

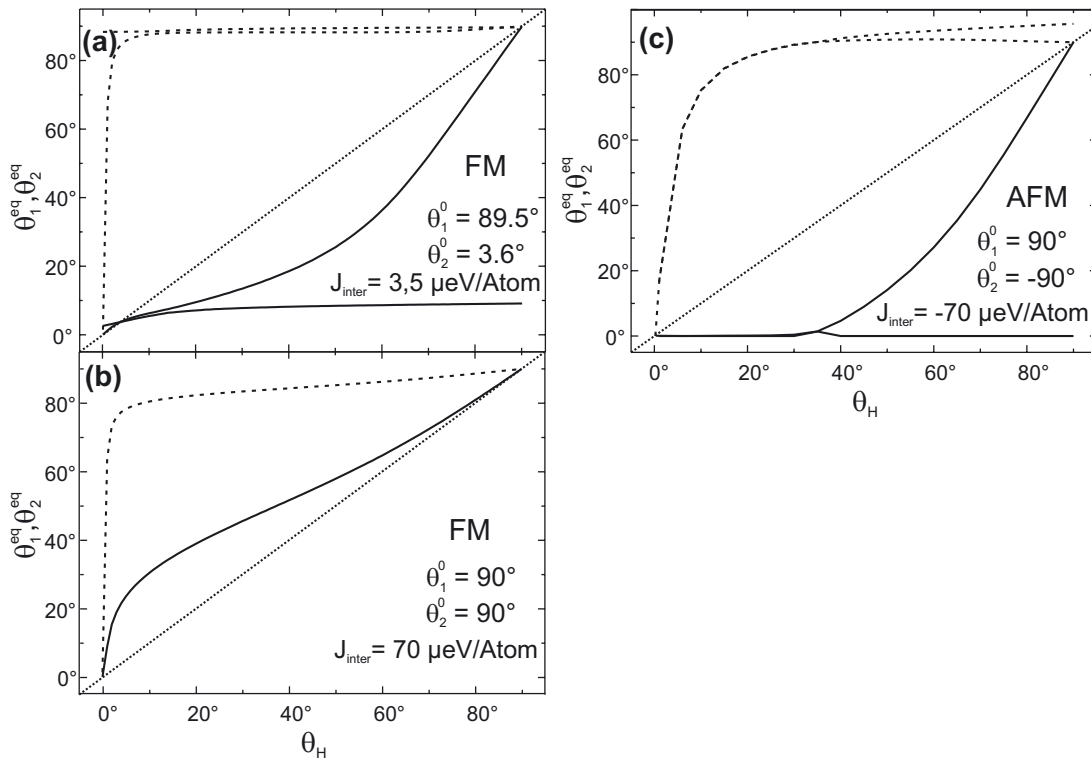


Abb. 5.4: Simulation der Gleichgewichtswinkel θ_1^{eq} (gestrichelt) und θ_2^{eq} (durchgezogen) der Magnetisierungen für verschiedene Werte der Kopplung: a,b) FM-Kopplung und c) AFM-Kopplung. Die punktierte Linie entspricht der Winkelhalbierenden des Quadranten. θ_i^0 repräsentieren die Gleichgewichtswinkel im Nullfeld.

re Richtung zu drehen. Das zweite Paar der Vektoren (der anderen Resonanzmode) stellt sich dagegen nahezu senkrecht zueinander ein. Die Gleichgewichtswinkel dieser Mode ändern sich mit θ_H kaum und können daher der optischen Mode zugeordnet werden, da diese höhere Anregungsenergien bzw. damit niedrigere Resonanzfelder für die Anregung braucht. Daraus ergibt sich schließlich, daß die Magnetisierungen der beiden Filme leicht gegeneinander verkippt sind. Dies wird auch durch die im Nullfeld berechneten Gleichgewichtswinkel $\theta_1^0=89,5^\circ$ und $\theta_2^0=3,6^\circ$ deutlich, die in den Bildern angegeben sind. Die Verkipfung ohne externes Feld beträgt daher $\Delta\theta^0=85,9^\circ$. Verfolgt man den Winkelverlauf, wenn man das externe statische Magnetfeld nun in Richtung der Filmmormalen zu $\theta_H=0^\circ$ dreht, so bleibt die Richtung der Co-Magnetisierung (θ_1^{eq}) über einen weiten Bereich konstant in der Filmebene. Erst ab etwa $\theta_H=10^\circ$ dreht sich der Vektor aus der Ebene heraus in die Normale. Dies ist im Zusammenhang mit dem stark größer werdenden Resonanzfeld in der nun schweren Co-Richtung zu sehen. Das externe Feld ist nun größer als das Anisotropiefeld, so daß θ_H die Richtung vorgibt. Der Ni-Gleichgewichtswinkel für die akustische Mode zeigt hingegen sofort die Tendenz sich in die Filmmnormale zu drehen. Die Lage unterhalb der Winkelhalbierenden (punktierte Linie) zeigt an, daß θ_2^{eq} dem externen Feld vorausseilt. Da die Anisotropie des Ni-Film allerdings relativ schwach gewählt war, wird

dessen Drehung durch die Kopplung an den Co-Film gebremst, so daß sich die Drehung über den gesamten θ_H -Bereich erstreckt. Bei $\theta_H=0^\circ$ sind beide Richtungen wieder parallel.

Erhöht man die FM-Kopplung deutlich, ohne dabei den Grenzfall starker Kopplung zu erreichen, so bleibt wie bereits erklärt, nur die akustische Mode übrig. Die Berechnung der Gleichgewichtswinkel im Nullfeld ergibt, daß beide Magnetisierungen parallel in der Ebene liegen. Das heißt, daß trotz der Wahl eines Filmes mit senkrechter und eines mit in der Ebene liegender leichter Richtung, die Magnetisierungen im gekoppelten System parallel stehen. Legt man nun das externe Feld entlang der Filmebene an, so ändert sich zunächst nichts. Erst wenn das Feld wieder in Richtung der Normalen gedreht wird, ändern sich die Gleichgewichtswinkel. Der Verlauf für den Co-Film ist nun nicht mehr ganz so abrupt und die Eindrehung findet bereits ab 85° statt. Ein deutlicher Unterschied ist aber für θ_2^{eq} zu sehen. Diesmal liegt die Kurve oberhalb der Winkelhalbierenden, d. h. die Drehung wird durch die nun starke Kopplung zum Co-Film ausgebremst. Erst wenn der Co-Film durch die größer werdenden Resonanzfelder in die Normale gezwungen wird, kann sich der Ni-Film in seine intrinsische leichte Richtung einstellen. Vergleicht man die Kurvenverläufe für (a) und (b) so sieht man, daß sich die Gleichgewichtswinkel der akustischen Mode der beiden Filme mit zunehmender Kopplung annähern. Genau dies war auch die Erwartung für den Grenzfall sehr starker Kopplung. Dann vereinigen sich die beiden Kurvenverläufe zu einer einzigen Kurve, die einem Einzelfilm entsprechen würde.

Für eine starke AFM-Kopplung, dargestellt in Abb. 5.4c, ergibt sich zunächst im Nullfeld die antiparallele Orientierung, d. h., θ_1^0 und θ_2^0 zeigen in entgegengesetzte Richtungen. Legt man allerdings das Resonanzfeld an, daß bei dieser Kopplungsstärke schon im Bereich von 3 bis 10 kOe liegt, so stellen sich die Magnetisierungen sofort parallel zueinander ein. In der Form der Kurve für θ_2^{eq} wird aber die antiferromagnetische Kopplung dennoch deutlich. Der Winkel erreicht mit abnehmendem θ_H schon bei 38° die Filmnormale. Man kann sagen, die Ni-Magnetisierung wird vom Co-Film in die Filmnormale „gedrückt“. Ab diesem Winkel sind die Ni-Gleichgewichtswinkel der optischen und akustischen Mode identisch, so daß damit geklärt ist, warum sich die beiden Moden im Resonanzbild annähern.

Experimentelle Bestimmung von J_{inter}

Die Präparation der untersuchten $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_d\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Filme ist bereits in Kap. 3.1 beschrieben worden. In diesem Zusammenhang sei daran erinnert, daß die Dreifachlagen in zwei Schritten präpariert und mit der FMR gemessen werden. Zuerst wird der untere Film samt der Cu-Zwischenschicht der Dicke d präpariert und die Winkelabhängigkeit gemessen. Danach wird auf den selben Film die zweite ferromagnetische Lage und noch eine Cu-Deckschicht zum Schutz aufgedampft und anschließend wird die Winkelabhängigkeit des Gesamtsystems gemessen. Diese Schritte sind aus zwei Gründen notwendig bzw. vorteilhaft gegenüber herkömmlichen *ex situ* Messungen, die in einem Schritt präpariert werden müssen: (1) Um die Kopplung bestimmen zu können, benötigt man wie gesehen, die Anisotropieparameter

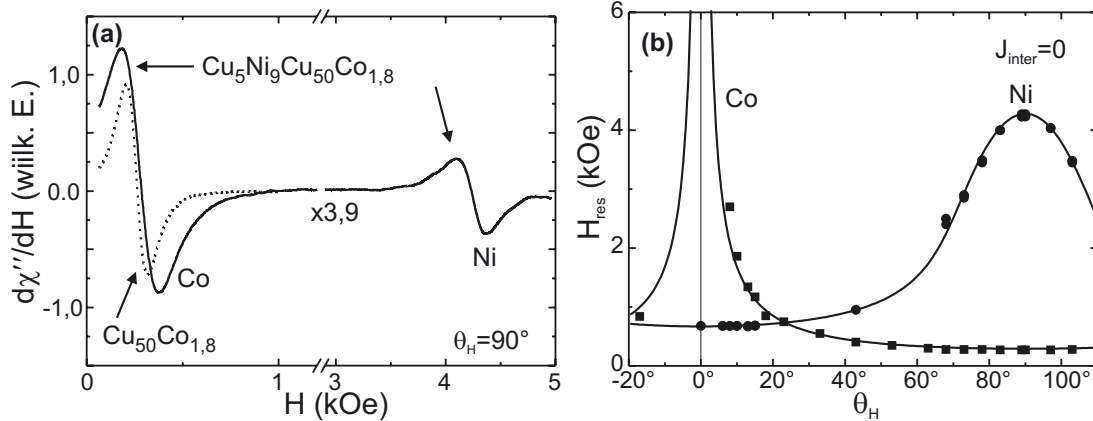


Abb. 5.5: (a) FMR-Spektrum einer ungekoppelten $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_{50}\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ Dreifachlage (durchgezogen). Der im ersten Schritt gemessene Co-Einzelfilm ist zum Vergleich gestrichelt dargestellt. (b) Dazugehörige Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes: Co-Mode (Quadrate) und Ni-Mode (Kreise).

beider Filme. Diese zusammen mit der Kopplung aus nur einer Messung des Gesamtsystems zu bestimmen ist aber im allgemeinen nicht möglich. Darum werden im ersten Schritt die Anisotropien des unteren Filmes bestimmt. Im zweiten Schritt kann dann über die Winkelabhängigkeit des Gesamtsystems die verbleibende Anisotropie des zweiten Filmes zusammen mit J_{inter} bestimmt werden. Stünde keine *in situ* UHV-FMR zur Verfügung, so müßte eine Annahme für die Anisotropie des unteren Filmes gemacht werden, um die Resonanzgleichung zu lösen und damit J_{inter} bestimmen zu können. Zwar kann man vorher Vergleichsmessungen an einem anderen Film vornehmen, doch die Erfahrung zeigt (siehe auch Kap. 4.1), daß zwei auf die gleiche Art und Weise präparierte Filme trotzdem nicht unbedingt die gleichen Anisotropieparameter aufweisen und es damit unweigerlich zu größeren Fehlern in der Bestimmung von J_{inter} kommt. Die in Tabelle 5.1 aufgeführten, experimentell bestimmten effektiven Magnetisierungen für den Ni-Film zeigen Schwankungen von $\pm 0,3$ kG. Für die Co-Filme ist die Abweichung aufgrund der geringen Filmdicke noch stärker. Ohne diese Kenntnis würde das zu einem zusätzlichen Fehler von $\pm 0,5$ $\mu\text{eV}/\text{Atom}$ für J_{inter} führen. Hier zeigt sich die UHV-FMR klar im Vorteil, da die Anisotropieparameter des jeweiligen Filmes zur Bestimmung herangezogen werden. (2) Der zweite Vorteil liegt darin, daß man die Lage der akustischen Mode gegenüber der uniformen Mode des Einzelfilms direkt vergleichen kann und somit auf das Vorzeichen der Kopplung (FM oder AFM) schließen kann, bzw. aus der Größe der Verschiebung abschätzen kann, ob es sich um eine stärkere oder eher schwache Kopplung handelt.

Die folgenden Messungen wurden bei 9 GHz und Raumtemperatur durchgeführt. Die uniformen Moden der unteren Schicht wurden jeweils in der [110]-Richtung gemessen. Die drei Systeme dienen als experimentelle Beispiele für die bereits besprochenen theoretischen Winkelabhängigkeiten.

Für Abb. 5.5 wurde eine $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_{50}\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlage präpariert, deren große

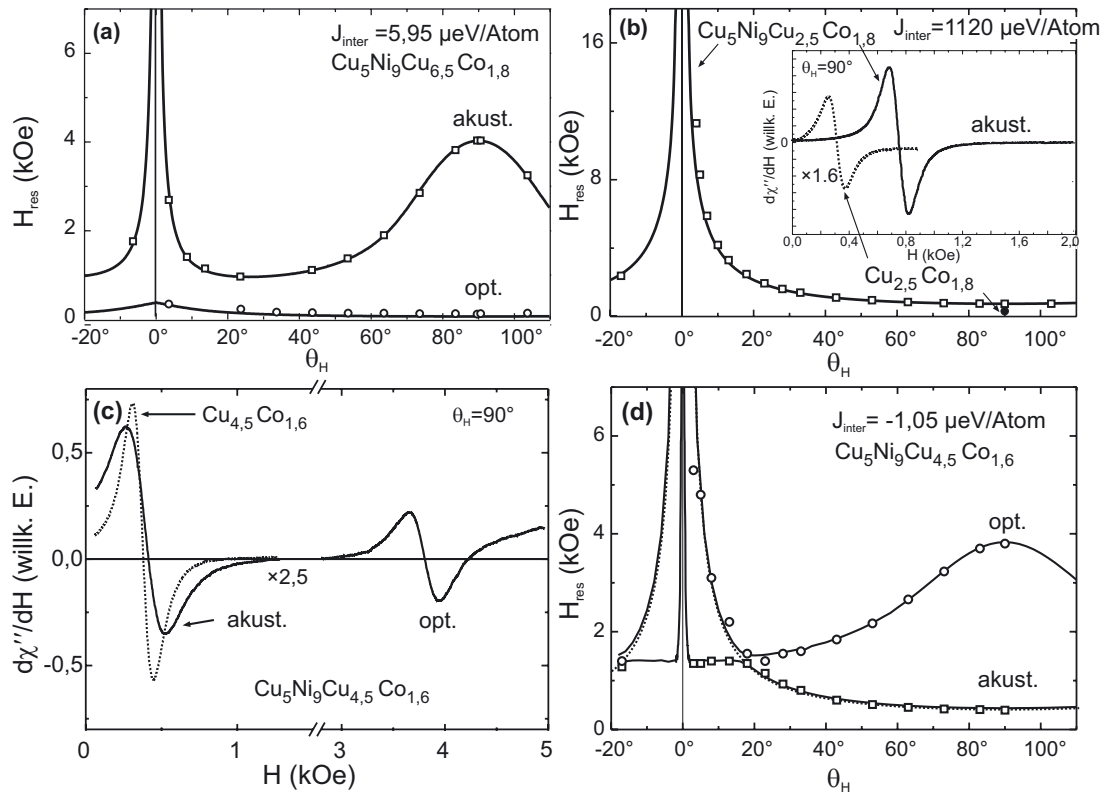


Abb. 5.6: Winkelabhängigkeiten und Spektren der Cu/Ni/Cu_d/Co/Cu(001)-Dreifachlagen mit (a) $d=6,5$ ML, (b) $d=2,5$ ML und (c,d) $d=4,5$ ML. Die offenen Kreise bezeichnen die optische Mode und die offenen Quadrate die akustische Mode. Die gestrichelten Linien entsprechen der Resonanz des Co-Einzelfilms.

Zwischenschicht eine Kopplung der beiden magnetischen Schichten verhindert. Das gestrichelte FMR-Spektrum in Abb. 5.5a stellt die uniforme Mode gemessen in der [110]-Richtung des Cu₅₀Co_{1,8}-Films nach dem ersten Schritt der Präparation dar. Da das Resonanzfeld unterhalb des paramagnetischen Limits von $H_{\text{para}} = \omega/\gamma = 3,2$ kOe (bei 9 GHz) liegt, ist der Co-Film wie erwartet in der Ebene magnetisiert. Das Signal der gesamten Dreifachlage ist die durchgezogene Linie. Dabei hat sich die Co-Mode nahezu nicht verschoben. Bei 4,2 kOe tritt nun noch die Ni-Resonanz auf, woraus folgt, daß dieser eine senkrechte leichte Richtung aufweist. Die winkelabhängige Messung des Resonanzfeldes im Teilbild (b) zeigt den aus Abb. 5.3a erwarteten Verlauf mit der Überkreuzung der beiden Kurvenverläufe. Der Fit zeigt, daß neben der effektiven Magnetisierung (also Form-Anisotropie und uniaxial senkrechter Anisotropie) nur $K_{4\parallel}$ auftritt. Die Werte sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Bei ferromagnetischer Kopplung (siehe Abb. 5.6a,b) erhält man die Winkelabhängigkeiten der akustischen und der optischen Mode. Die Trennung der beiden Moden ist deutlich zu erkennen und die optische Mode zeigt nahezu keine Winkelabhängigkeit mehr. Die Kopplung ist für den in Abb. 5.6b dargestellten Film extrem groß. Man erkennt dies schon an der fehlenden

optischen Mode und der großen Verschiebung der akustischen Mode gegenüber der uniformen Mode des Cu/Co-Films von $\Delta H_{\text{res}}=436$ Oe. Aufgrund der geringen Zwischenschichtdicke von nur 2,5 ML Cu und nicht perfekten Grenzflächen ist zu vermuten, daß sich „pinholes“ gebildet haben, also direkte Kontaktstellen zwischen den beiden ferromagnetischen Filmen, durch die die Austauschwechselwirkung direkt wirken kann.

J_{inter} als Funktion der Zwischenschichtdicke

Wie bereits gesehen, wurden die Messungen für verschiedene Cu-Zwischenschichtdicken bei Raumtemperatur an den $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_d\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Proben durchgeführt. Ebenso wurde J_{inter} auch an $\text{Cu}_5\text{Ni}_6\text{Cu}_d\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Proben bestimmt, die ebenfalls durch zueinander senkrecht stehende leichte Richtungen charakterisiert sind. Die Resultate sind in Tabelle 5.1 und 5.2 zusammengefaßt.

In Abb. 5.7 sind die gemessenen J_{inter} -Werte in Abhängigkeit der Cu-Zwischenschichtdicke für die beiden Probensysteme dargestellt. Die gefüllten Quadrate entsprechen den $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_d\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Proben, denen die linke y -Achse zugeordnet ist. Die offenen Kreise mit der rechten y -Achse stellen die Meßwerte für die $\text{Cu}_5\text{Ni}_6\text{Cu}_d\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Proben dar.

Man erkennt für beide Systeme ein oszillatorisches Verhalten von J_{inter} , analog zu Ni/Cu/Co-Dreifachlagen mit *kollinearen* leichten Richtungen von Ney *et al.* [18] und Ni/Cu/Ni-Filmen von Lindner *et al.* [67,122,127]. Die durchgezogene Kurve wurde mittels Glg. (2.18a) berechnet. Dabei wurden die in Ref. [11] angegebenen Werte für eine Cu-Zwischenschicht benutzt. Dies sind die Perioden $\Lambda_1=5,88$ ML und $\Lambda_2=2,56$ ML, die Phasen $\phi_1=\pi$ und $\phi_2=\pi/2$, die

Tabelle 5.1: Gemessene Anisotropiefelder und Interlagenaustauschkopplung für verschiedene $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_d\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Proben. Alle Fehler $<5\%$.

d_{Cu} (ML)	$4\pi M_{\text{eff}}^{\text{Co}}$ (kG)	$K_{4\parallel}^{\text{Co}}/M$ (kOe)	$4\pi M_{\text{eff}}^{\text{Ni}}$ (kG)	$K_{4\parallel}^{\text{Ni}}/M$ (kOe)	J_{inter} ($\mu\text{eV}/\text{Atom}$)
2,5	38,9	—	−1,98	—	1120
4,5	26,2	0,04	−1,53	−0,10	−1,1(8)
5,0	19,6	0	−2,11	−0,03	1,8(8)
5,5	33,9	0,05	−3,72	0,30	6,7(7)
6,5	37,6	−0,03	−2,24	−0,10	6,0(7)
8,0	23,9	0,04	−1,78	−0,09	−0,4(3)
9,0	23,9	0,03	−2,28	0	−1,4(8)
25	24,2	−0,10	−2,07	−0,02	−1,1(8)
50	26,3	−0,02	−2,26	−0,06	0

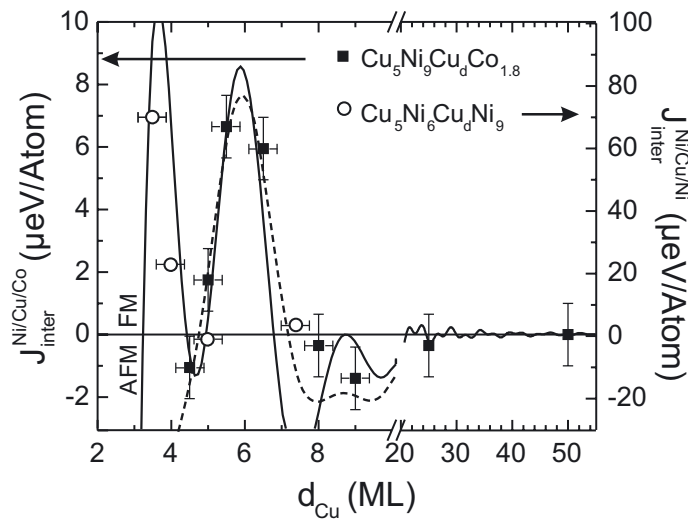


Abb. 5.7: J_{inter} als Funktion der Zwischenschichtdicke für Ni/Cu/Co (linke y -Achse) und Ni/Cu/Ni (rechte y -Achse) Dreifachlagen. Die durchgezogene Kurve wurde gemäß dem Modell von Bruno berechnet. Die gestrichelte Kurve ist ein Fit auf die Ni/Cu/Co-Daten (siehe Text).

Dämpfungsgößen $2L_1(300K)/a_{\text{Cu}}=23,54$ und $2L_2(300K)/a_{\text{Cu}}=18,04$ sowie die Verhältnisse $m_1^*/m=0,43$ und $m_2^*/m=0,40$. Für eine bessere Anpassung wurde die Theoriekurve um eine ML nach rechts verschoben, was umgekehrt einem systematischen Dickenfehler von -1 ML entspricht. Die Kurve zeigt bis auf Abweichungen zwischen 7 und 8 ML dann eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Bereits ab etwa 40 ML ist die Oszillation fast vollständig gedämpft und damit die Kopplung Null. Es bleibt aber zu beachten, daß für die Theoriekurven eine unterschiedliche y -Achsenkalierung bzgl. der beiden Probenysteme gilt, da das zugrunde liegende Modell keine absolute Bestimmung von J_{inter} ermöglicht. Dies ließe sich nur durch *ab initio*-Modelle (z. B. [46]) erreichen. Der Unterschied zwischen den beiden Dreifachlagensystemen beruht hauptsächlich darauf, daß der Co-Film gegen einen Ni-Film aus-

Tabelle 5.2: Gemessene Anisotropiefelder und Interlagenaustauschkopplung für verschiedene $\text{Cu}_5\text{Ni}_6\text{Cu}_d\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Proben. Alle Fehler sind kleiner 5 %.

d_{Cu} (ML)	$4\pi M_{\text{eff},1}$ (kG)	$K_{4 ,1}/M$ (kOe)	$4\pi M_{\text{eff},2}$ (kG)	$K_{4 ,2}/M$ (kOe)	J_{inter} ($\mu\text{eV}/\text{Atom}$)
3,5	-2,85	-0,04	1,95	-0,14	70,0(8)
4,0	-1,21	-0,07	1,68	-0,04	22,8(8)
5,0	-1,86	-0,19	2,09	-0,17	-1,1(7)
7,4	-2,32	-0,04	2,26	-0,02	3,5(7)

getauscht wurde und sich damit die Eigenschaften der Grenzfläche (speziell die Reflexionskoeffizienten für Minoritäts- und Majoritätsspins) zwischen Ferromagnet und Cu-Zwischenschicht grundlegend geändert haben. Dies konnte auch in kollinearen Dreifachlagen beobachtet werden [122]. Die gestrichelte Kurve stellt eine Anpassung gemäß Glg. (2.19) an die Ni/Cu/Co-Daten dar, wie sie auch in Ref. [67,122,127] angewendet wurde. Hier wurde das in Ref. [139] verwendete Amplitudenverhältnis von $A_1/A_2=1,3$ und die Perioden (Werte wie zuvor) festgesetzt. Die daraus resultierenden Phasen weichen dann allerdings stark von den theoretisch erwarteten Werten ab. Man erhält $\phi_1=0,48\pi$ und $\phi_2=-0,31\pi$, da mit nur einem Maximum die Phasenbeziehung nicht eindeutig bestimmt ist.

5.3. Temperaturabhängigkeit der Interlagenkopplung

In diesem Abschnitt werden die in den Grundlagen (Abschnitt 2.2) beschriebenen Modelle für die Temperaturabhängigkeit von J_{inter} mit den experimentellen Daten von Ni₇Cu_dCo₂/Cu(001)-Dreifachlagen mit $d=4, 5$ und 9 ML Zwischenschichtdicke verglichen.

Zur Erinnerung: Modell (i) beruht auf einem Beitrag der Zwischenschicht durch eine Aufweichung der Fermi-Kante, der auf eine $d \cdot T$ -Abhängigkeit hinausläuft, Glg. (2.20a). In den Modellen (ii) und (iii) verursachen Spinwellen-Anregungen in den magnetischen Lagen eine Temperaturabhängigkeit, die einem Potenzgesetz mit Exponenten $3/2$ folgt, Glg. (2.21) und (2.22).

Die Daten für $d=5$ ML Cu-Zwischenschicht (FM-gekoppelt) und 9 ML (AFM-gekoppelt) stammen aus Ref. [23,67] und wurden dort bereits diskutiert. Dort wurde eine Temperaturabhängigkeit gemäß Modell (ii) festgestellt. Neue, im Abschnitt 2.2 erläuterte Betrachtungen von Schwieger *et al.* [15] zeigen allerdings, daß beide Modelle zunächst einem effektiven Potenzgesetz folgen. In der vorliegenden Arbeit konnte nun durch eine weitere Messung bei $d=4$ ML (AFM-gekoppelt) unzweifelhaft die Herkunft des temperaturabhängigen Anteils der Kopplung in diesem System geklärt werden.

Selbst für andere Systeme existieren insgesamt nur eine Handvoll Messungen, in denen $J_{\text{inter}}(T)$ bestimmt wurde [21,22]. Der Grund hierfür ist sicherlich, daß eine präzise temperaturabhängige Bestimmung über einen möglichst großen Temperaturbereich extrem aufwendig ist, bzw. bei den FMR-Messungen dann eine Vielzahl an winkel- und temperaturabhängigen Messungen notwendig ist, um $J_{\text{inter}}(T)$ bestimmen zu können. In Ref. [15] wurde versucht, anhand dieser Messungen zu bestimmen, welcher der drei Mechanismen die Temperaturabhängigkeit verursacht. Letztlich ließen sich dort nur wenige Rückschlüsse gewinnen, da entweder zu wenig Datenpunkte bzw. zu wenig Datensätze mit verschiedenen Materialparametern vorlagen. Durch die neue Messung für $d=4$ ML Cu ist dies nun für das Ni/Cu/Co-System möglich geworden.

Um $J_{\text{inter}}(T)$ zuverlässig bestimmen zu können, sind folgende Dinge notwendig: Man

benötigt die Anisotropiekonstanten des unteren und des oberen Filmes temperaturabhängig. Das bedeutet, man muß bei mindestens drei weit auseinander liegenden Temperaturen die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes messen. Trägt nur die effektive Magnetisierung zur Anisotropie bei, so kann diese auch aus dem Resonanzfeld für $\theta_H=90^\circ$ bestimmt werden. Für den unteren Film benötigt man als nächstes die komplette Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes bei $\theta_H=90^\circ$. Für die Dreifachlagen sind dann mind. zwei winkelabhängige Messungen (bei kleinen und großen T) zwingend, um Referenzwerte von J_{inter} bei diesen Temperaturen bestimmen zu können. Zwischen diesen Werten kann die Kopplung, bezogen auf die Referenzwerte, aus der Verschiebung des Resonanzfeldes der akustischen Mode gegenüber der uniformen Mode des unteren Filmes ermittelt werden. Zur Sicherheit sollte, die temperaturabhängige Anisotropie für den oberen Film an einer separaten Probe zuvor bestimmt werden, da wie aus dem vorherigen Abschnitt bekannt ist, die optische Mode u. U. nicht sichtbar sein kann. Dies könnte ansonsten eine gleichzeitige präzise Bestimmung der Anisotropie des oberen Filmes und der Kopplung verhindern.

In Abb. 5.8 ist ein Teil dieser Messungen sowie die temperaturabhängige Kopplung für das Ni/Cu/Co-System dargestellt. Teilbild (a) zeigt beispielhaft das bei $T=325$ K an einer Ni₇Cu₄Co₂/Cu(001)-Probe gemessene FMR-Spektrum. Man erkennt deutlich die Verschiebung der akustischen Mode der Dreifachlage (durchgezogene Linie) gegenüber der uniformen Mode der Cu₄Co₂-Einfachlage (punktiert) zu höheren Feldern. Die optische Mode liegt bei noch größeren Feldern. Die Dreifachlage ist demnach AFM-gekoppelt. Im Teilbild (b) sind die drei polaren Winkelabhängigkeiten des Resonanzfeldes zur Bestimmung der Anisotropiefelder der unteren magnetischen Lage gezeigt, die als erste präpariert wurde. Die Messungen wurden bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt, und zeigen nur einen Beitrag von $4\pi M_{\text{eff}}$, der in der Legende angegeben ist. Für den oberen Ni₇-Film wurden die folgenden Werte verwendet: $4\pi M_{\text{eff}}(221 \text{ K})=22,68 \text{ kG}$, $4\pi M_{\text{eff}}(325 \text{ K})=6,64 \text{ kG}$ und $4\pi M_{\text{eff}}(420 \text{ K})=0,82 \text{ kG}$. Aus den Winkelabhängigkeiten wurde die Interlagenaustauschkopplung zu $J_{\text{inter}}(221 \text{ K})=-14,0 \mu\text{eV/Atom}$, $J_{\text{inter}}(325 \text{ K})=-9,9 \mu\text{eV/Atom}$ und $J_{\text{inter}}(420 \text{ K})=-5,6 \mu\text{eV/Atom}$ bestimmt.

In Abb. 5.8c ist nun der Betrag der gemessenen Werte für $J_{\text{inter}}(T)$ für diese Probe zusammen mit den Datensätzen für 5 ML und 9 ML über $T^{3/2}$ aufgetragen. Man erkennt die lineare Abnahme von J_{inter} mit zunehmender Temperatur. Wie bereits erwähnt, läßt sich daraus allein noch nicht entscheiden, ob die Spinwellen-Anregung dafür verantwortlich ist, da alle Modelle zunächst einem Potenzgesetz folgen.

Für alle drei Proben sind Fitkurven (punktiert, gestrichelt und dick-durchgezogen) gemäß dem Modell (i) eingezeichnet. Dabei wurde, dem Ansatz und Glg. (2.18a) entsprechend, eine Summe über zwei Fermiflächenvektoren gebildet. Als Fitparameter stehen damit jeweils zwei $J_{\text{inter},j}(T=0)$ und zwei c_j zur Verfügung. Für die Probe mit $d=5$ ML (punktierte Kurve) ergibt sich $J_{\text{inter},1}(0)=14,8 \mu\text{eV/Atom}$ und $J_{\text{inter},2}(0)=19,2 \mu\text{eV/Atom}$, sowie $c_1=0,74 \cdot 10^{-3}(\text{K} \cdot \text{ML})^{-1}$

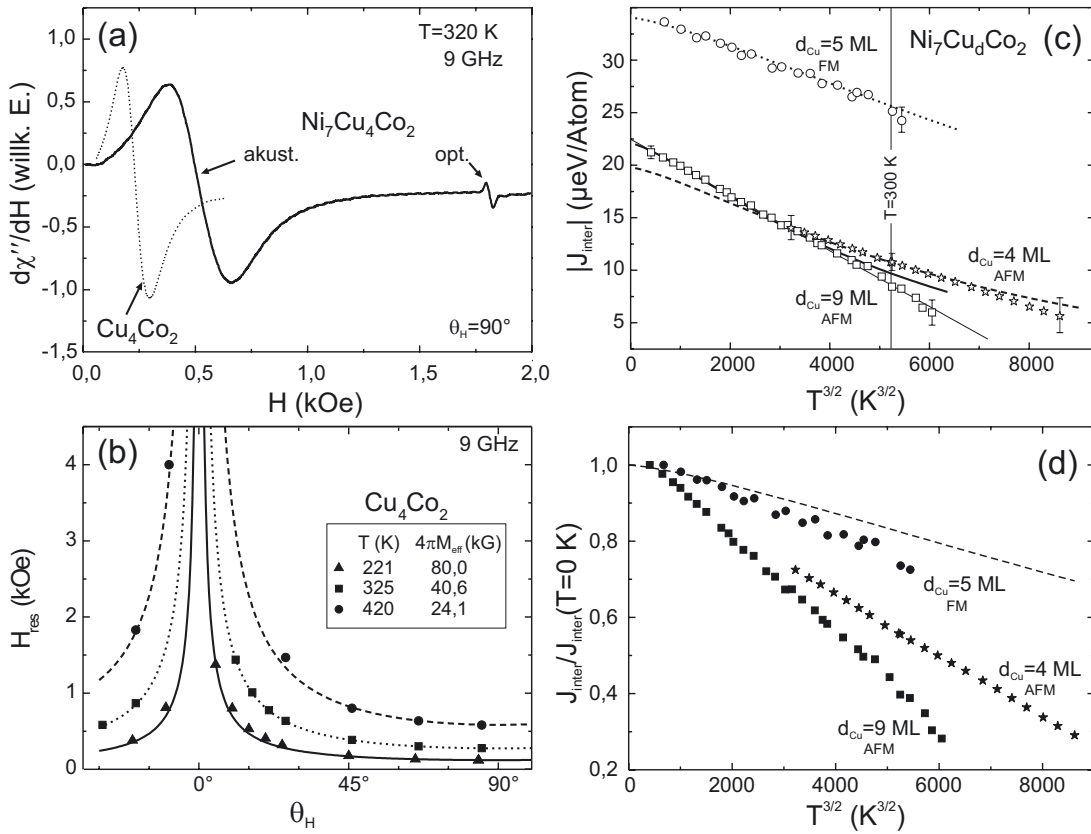


Abb. 5.8: (a) FMR-Signal einer $\text{Ni}_7\text{Cu}_4\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlage bei 325 K gemessen. Die punktierte Linie stammt von dem Cu_4Co_2 -Film. (b) Polare Winkelabhängigkeit des Cu_4Co_2 -Films für verschiedene Temperaturen. (c) Temperaturabhängigkeit von $|J_{\text{inter}}|$ für $\text{Ni}_7\text{Cu}_d\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen mit $d=4$ ML (Sterne), 5 ML (Kreise) und 9 ML (Quadrate) Cu-Zwischenschicht. Die Linien stellen Fits dar (s. Text). (d) Auf $J_{\text{inter}}(T=0)$ normierten Daten aus (c). Die gestrichelte Kurve stellt die nach Modell (i) für $d=4$ ML zu erwartende Abhängigkeit dar. Die Daten für 5 und 9 ML stammen aus Ref. [67].

und $c_2=1 \cdot 10^{-3}(\text{K} \cdot \text{ML})^{-1}$. Die gestrichelte und die durchgezogene Kurve wurden auf gleiche Art und Weise gefittet. Die Parameter sind in Tab. 5.3 angegeben. Anhand der Glg. (2.20b) lassen sich aus den Parametern c_j die Fermi-Geschwindigkeiten bestimmen. Man erhält Werte im Bereich von $v_F=0,7 \cdot 10^7$ bis $2,0 \cdot 10^7$ cm/s, also etwa Faktor 3–4 kleiner als der aus de-Haas-van-Alphen-Messungen bestimmte Wert von $v_F^{\text{Cu}}=6,7 \cdot 10^7$ cm/s [140].

Die Fitkurven beschreiben die Daten bei tiefen Temperaturen sehr gut. Für Temperaturen oberhalb von $T=300$ K gibt es aber deutliche Abweichungen besonders für $d=4$ ML (gestrichelte Linie) und $d=9$ ML (durchgezogen). Eine mögliche Ursache könnte zunächst die relativ kleine Zwischenschichtdicke sein, da in Modell (i) eine Näherung für große Zwischenschichtdicken enthalten ist [13].

Als Vergleich ist für $d=9$ ML ein Fit gemäß des Potenzgesetzes (2.21) des Modells (ii) eingezeichnet (dünne durchgezogene Linie). Die Parameter lauten hier $J_{\text{inter}}(0)=-22,5 \mu\text{eV}/\text{Atom}$

und $a=0,94$. Da T_C für diese Systeme nicht genau bekannt ist, wurde zur Bestimmung des Vorfaktors a aus dem Fit eine feste Curie-Temperatur von $T_C=400$ K angenommen. Die Gerade beschreibt die Daten sehr exakt, wobei bedacht werden sollte, daß das zugrundeliegende Spinwellen-Modell nur für $T/T_c < 0,5$ Gültigkeit besitzt [14]. Für die beiden anderen Proben sind die Parameter ebenfalls in Tab. 5.3 angegeben.

Um nun endgültig zu prüfen, ob die Abweichungen des Modells (i) bei höheren Temperaturen signifikant sind oder an einer Einschränkung dieses Modells liegen, wurden in Abb. 5.8d die Daten auf $J_{\text{inter}}(T=0)$ normiert dargestellt. Damit ist es möglich den temperaturunabhängigen Anteil der Kopplungsstärke, der explizit von d abhängt zu eliminieren. Der temperaturabhängige Beitrag ist dann wie in den Gleichungen (2.23a-c) aufgeschlüsselt entweder dickenabhängig – Modell (i) – oder nicht – Modell (ii)/(iii).

Es läßt sich folgender Schluß ziehen: Da die Steigung, also die Temperaturabhängigkeit der Kopplungsstärke, nicht mit d zunimmt, sondern für FM-Kopplung am kleinsten und für starke AFM-Kopplung am größten ist, kann Modell (i) als Ursache eindeutig ausgeschlossen werden. Zur Veranschaulichung wurde die gestrichelte Kurve in Abb. 5.8d für den nach Modell (i) zu erwartenden Beitrag gemäß der Zwischenschichtdicke berechnet. Die Daten hätten also eine schwächere Temperaturabhängigkeit als bei $d=5$ ML aufweisen müssen. Die Temperaturabhängigkeit der Interlagenaustauschkopplung entsteht also in diesen Ni/Cu/Co/Cu(001)-Filmen durch die, durch thermisch angeregte Spinwellen verursachte, magnetische Unordnung.

Tabelle 5.3: Fitparameter für $J_{\text{inter}}(T)$ für die $\text{Ni}_7\text{Cu}_d\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Proben (Fehler $< 5\%$).

		Modell (i)				Modell (ii)	
		$J_{\text{inter},1}(0)$	$J_{\text{inter},2}(0)$	c_1	c_2	$J_{\text{inter}}(0)$	a
d		(μeV/Atom)		$(10^{-3} \text{ K}^{-1}\text{ML}^{-1})$		(μeV/Atom)	
(ML)							
4	AFM	-8,6	-11,2	1,39	1,92	-19,0(2)	0,66(2)
5	FM	14,8	19,2	0,74	1,00	34,8(2)	0,41(2)
9	AFM	-9,6	-12,5	0,74	1,01	-22,5(2)	0,94(2)

6. Anisotropie von Ferromagnet/Halbleiter- Hybridstrukturen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der FMR-Messungen an drei unterschiedlichen ferromagnetischen Systemen auf Halbleiter-Substraten vorgestellt. Die Untersuchungen beziehen sich dabei auf die im Kap. 3.2-3.4 vorgestellten Hybridstrukturen.

Die erfolgreiche Kombination eines Ferromagneten (auch seiner Legierungen) aus 3d-Elementen mit einem Halbleiter-Material wie Si, GaAs oder InAs als Substrat ist von aktuellem Interesse. So lassen sich neben den herkömmlichen Transistor-basierten Speicherverfahren (RAM) auch wegweisende neue Ideen der Halbleiter- und Computer-Industrie verwirklichen, was bereits zu ersten vollkommen neuen magneto-elektronischen Speichertechnologien geführt hat, wie z. B. dem NV-MRAM („non-volatile magnetic random access memory“ – nichtflüchtiger magnetischer Speicher) [5,6,141]. Nichtsdestotrotz ist die Vielzahl an denkbaren Materialkombinationen noch weitestgehend unerforscht. Vor allem im Hinblick auf der Suche nach dem „idealen System“ gilt es Parameter wie Wachstum, Anisotropie, Koerzitivität, Leitfähigkeit und Schaltgeschwindigkeit, aber auch die Langzeitstabilität der Filme gegen äußere Einflüsse wie Temperatur, elektrische Felder, Spin-Injektion und spontane Spin-Flip-Prozesse zu optimieren.

Die in Kap. 3 beschriebenen Strukturanalysen und auch ein Teil der magnetischen Untersuchungen wie z. B. die Aufzeichnung von Hysterese-Kurven mittels SQUID-Magnetometrie („superconducting quantum interference device“) wurden bereits von den Gruppen durchgeführt, denen die Proben gehören. Die FMR wurde hinzugezogen, um die magnetische Anisotropie und Dämpfung der Proben im Detail analysieren zu können. Darüber hinaus eröffnet sie auch interessante Einblicke in die ungewöhnliche magnetische Ordnung dünner MnAs-Filme.

6.1. Fe₃Si-Filme auf GaAs(001)

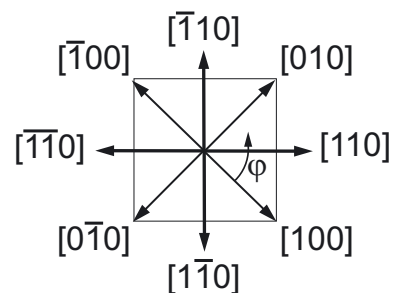
Die Struktur und die Herstellung der Fe₃Si/GaAs(001)-Filme wurde bereits in Kap. 3.2 erläutert. Im folgenden werden die FMR-Messungen zur Bestimmung der MAE an zwei Proben (A und B) vorgestellt. Probe A besitzt ein nahezu ideales Konzentrationsverhältnis von 25,5% Si. Probe B ist dagegen Fe-reich, d. h., der Si-Anteil liegt bei nur 16,5%. Die weiteren Probenparameter wie Film-Dicke, Sättigungsmagnetisierung und tetragonale Verzerrung sind in Tab. 6.1 aufgeführt. Die Filmdicken sind zwar leicht unterschiedlich, spielen aber bei der Beurteilung der Anisotropien eine untergeordnete Rolle. Erstens sind bei diesen Dicken die Volumenbeiträge dominant und zweitens ist der größte und damit wesentliche Unterschied der Fe-Anteil der beiden Proben. Die Sättigungsmagnetisierung M_s wurde aus SQUID-Messungen bestimmt [93]. Da das Probenvolumen aber nicht exakt genug bekannt ist, liegt der Fehler hier bei etwa 8–10%. Trotzdem stimmen die Werte gut mit dem Literaturwert für Volumenproben von $M_s^{Lit}=982 \text{ emu/cm}^3$ überein [142]. Das in der Tabelle angegebene magnetische Moment ergibt sich dann unter Berücksichtigung der Dichte $\rho=7,13 \text{ g/cm}^3$ und der Molmasse $A=195,6 \text{ g/mol}$ von Fe₃Si. Dabei wurde auf die Anzahl der Fe-Atome normiert und gemittelt, da es in der Heusler-Legierung zwei unterschiedliche Gitterplätze für die Fe-Atome gibt, die sich durch die Zahl der nächsten Nachbarn unterscheiden (siehe auch Abb. 3.3). Die Fe-Atome auf den Gitterplätzen a bzw. b tragen ein Moment von $+1,35 \mu_B$ bzw. $+2,20 \mu_B$ auf dem c-Platz. Das Si-Atom trägt ein Moment von $-0,07 \mu_B$ [142]. Die Curie-Temperatur liegt bei $T_C=839 \text{ K}$ [143].

Die FMR wurde mit dem konventionellen *ex situ* Aufbau (siehe Abb. 2.11) bei Raumtemperatur gemessen. Dabei wurde die polare als auch die azimutale Winkelabhängigkeit für jeweils drei Anregungsfrequenzen (1,12, 4,06 und 9,24 GHz) gemessen. Abb. 6.2 zeigt einen Auszug aus den rauschfreien FMR-Spektren der Probe A bei 9,24 GHz für drei unterschiedliche Feld-Winkel θ_H . Bei $\theta_H=90^\circ$ (\vec{H} -Feld parallel zur Probenebene angelegt) befindet sich die Resonanz bei etwa 1 kOe und verschiebt sich dann zu 12,4 kOe, wenn daß Feld senkrecht zur Filmebene angelegt wird. Man beachte die äußerst schmale Linienbreite von nur $\Delta H_{pp}=17 \text{ Oe}$ bei $\theta_H=90^\circ$, die u. a. auch als Maß für die hohe strukturelle Qualität der Filme gilt. Auf die Linienbreite der

Tabelle 6.1: Parameter der Fe₃Si/GaAs(001)-Proben.

		Probe A	Probe B
Si-Anteil	(in %)	25,5	16,5
$(\Delta a/a)_\perp$	(in %)	-0,22	1,41
Filmdicke	(nm)	39	33
M_s	(emu/cm ³)	790	1050
$\bar{\mu}$	(μ_B /Fe-Atom)	1,3	1,55

Abb. 6.1: Richtungen in der Filmebene.



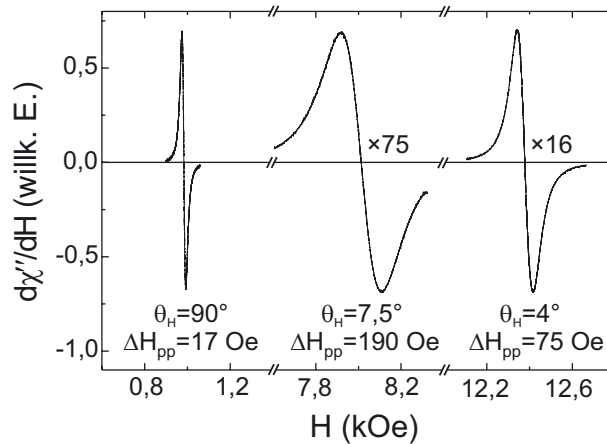


Abb. 6.2: FMR-Spektrum der stöchiometrischen Fe₃Si-Probe A bei 9,24 GHz für drei verschiedene θ_H -Richtungen ($\varphi_H=45^\circ$).

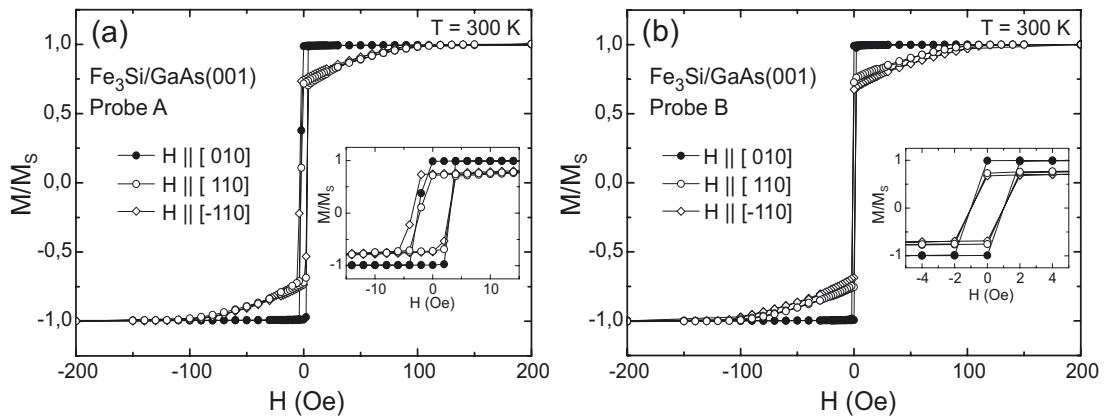


Abb. 6.3: SQUID-Hysterese-Kurven der Fe₃Si/GaAs(001)-Proben A und B [93]. Die Kurven wurden bei Raumtemperatur aufgenommen und auf die Sättigungsmagnetisierung normiert. Es sind jeweils die Messungen in [010], [110] und $[\bar{1}10]$ -Richtung dargestellt. Die Insetts zeigen Vergrößerung des Nulldurchgangs.

Fe₃Si-Filme wird dann in Kap. 7 noch genauer eingegangen.

Magnetische Anisotropie

Von J. Herfort (Paul-Drude-Institut) wurden bereits SQUID-Hysterese-Kurven gemessen [32, 93], von denen ein Teil in Abb. 6.3 gezeigt ist. Das Feld wurde jeweils in den zueinander orthogonalen, in der Ebene liegenden [110] und $[\bar{1}10]$ -Richtungen, sowie in der [010]-Richtung angelegt (vgl. auch Abb. 6.1). Die Hysteresekurven wurden bei Raumtemperatur gemessen und sind auf die jeweilige Sättigungsmagnetisierung M_s (bei $T=10$ K gemessen) normiert und um einen kleinen diamagnetischen Beitrag des GaAs-Substrates korrigiert. Die beiden Proben besitzen in allen untersuchten Richtungen ein sehr kleines Koerzitivfeld von $H_C=2,7$ Oe für Probe A bzw. $0,9$ Oe für Probe B. An der vollkommen rechteckigen Hysterese für $\vec{H} \parallel [010]$ erkennt man

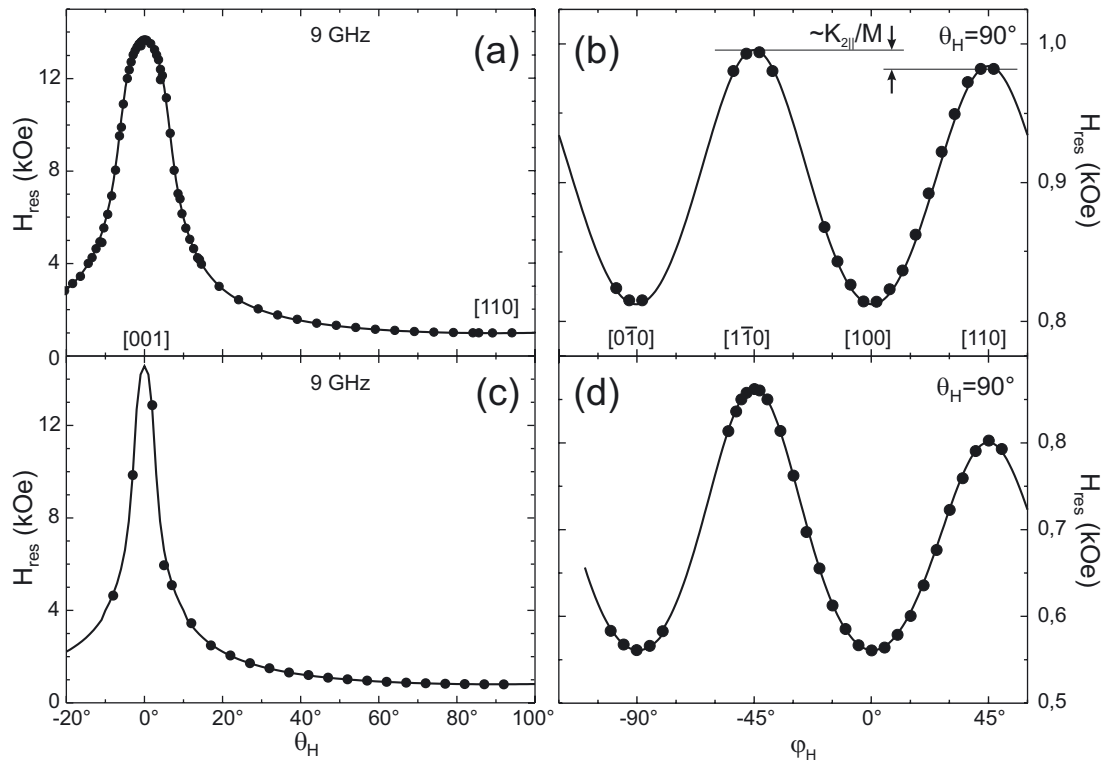


Abb. 6.4: Polare (linke Spalte) und azimutale (rechte Spalte) Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes für Probe A (a,b) und Probe B (c,d).

die leichte Richtung der Magnetisierung. Die Entmagnetisierungsfelder liegen für Probe A bei 110 Oe und für Probe B bei 120 Oe ([110]-Richtung) bzw. 130 Oe in der $[\bar{1}10]$ -Richtung. Auf den ersten Blick scheinen die Kurven für die beiden Richtungen aufeinander zu liegen. Jedoch erkennt man gerade bei Probe B einen kleinen Unterschied: Die Remanenz ist in der [110]-Richtung geringfügig höher ($M_R/M_S=75\%$) als in der $[\bar{1}10]$ -Richtung $M_R/M_S=67\%$. Bei Probe A ist dieser Unterschied fast nicht erkennbar. Dort beträgt die Remanenz $M_R/M_S=75\%$. Als Ursache für diese Unterschiede ist eine kleine uniaxiale Anisotropie in der Ebene zu vermuten. Um dieses genauer untersuchen zu können, wurden die FMR-Messungen durchgeführt.

In Abb. 6.4 sind nun winkelabhängige FMR-Messungen des Resonanzfeldes bei 9,24 GHz Anregungsfrequenz und Raumtemperatur dargestellt. Die Teilbilder a) und b) zeigen die polare sowie die azimutale Winkelabhängigkeit für Probe A. Analog ist in c) und d) die Abhängigkeit für die Probe B gezeigt. Die durchgezogenen Kurven sind die Fitkurven mittels Glg. (4.1) und (4.3), die exzellent die Daten beschreiben und aus denen die Anisotropie-Felder folgen. Aus den hohen Resonanzfeldern bei $\theta_H=0^\circ$ folgt, daß es sich bei der [001]-Richtung – das entspricht der Filmmormalen – um die schwere Magnetisierungsrichtung der Proben handelt, d. h., man erwartet einen positiven Wert für $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_S - 2K_{2\perp}/M_S$. Dies gilt für beide Proben gleichermaßen. Da die Kurvenform in Abb. 6.4c deutlich schmaler und etwas höher ist, muß für Probe B die effektive Magnetisierung $4\pi M_{\text{eff}}$ und damit auch $K_{2\perp}$, aber auch $K_{4\perp}$ größer sein, was

schon aufgrund des höheren Fe-Gehalts zu erwarten ist. Für Probe A ist $4\pi M_{\text{eff}}=10,10(2)$ kG und für Probe B $4\pi M_{\text{eff}}=13,50(2)$ kG.

Die azimutale Winkelabhängigkeit der Abb. 6.4b zeigt zunächst eine vierzählige Symmetrie für Probe A. Also dominiert der $K_{4\parallel}$ -Beitrag. Dabei kennzeichnen die Minima die leichten Richtungen der Magnetisierung, hier also die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen in der Filmebene, demzufolge $K_{4\parallel}$ positiv sein muß. Bei den $\langle 110 \rangle$ -Richtungen handelt es sich dann um mittelschwere Richtungen. Genauer hinsehen offenbart aber, daß die vierzählige Symmetrie von einem kleinen zweizähligen Beitrag gebrochen wird. Bei der Probe B ist dies noch deutlicher zu erkennen: Das Maximum bei $\varphi_H=45^\circ$ liegt unterhalb des Hauptmaximums bei $\varphi_H=-45^\circ$. Genau dieses konnte bei den Hysterese-Kurven bereits beobachtet werden. Der Grund ist ein kleiner Beitrag von $K_{2\parallel}$, der ebenfalls positiv ist und dessen leichte Richtung gegenüber der von $K_{4\parallel}$ um $\varphi_u=45^\circ$ gedreht ist, d. h., $K_{2\parallel}$ bevorzugt die [110]-Richtungen. Schließlich folgt aus der größeren $H_{\text{res}}(\varphi_H)$ -Amplitude für Probe B noch, daß auch $K_{4\parallel}/M$ größer geworden ist. In Tab. 6.2 sind die ermittelten Anisotropiekonstanten angegeben, die aus den Anisotropiefeldern K_i/M durch Einsetzen von M resultieren. Zum Vergleich sind die Anisotropien eines 21 nm Fe₃Si/GaAs(001)-Films (Ref. [144,145]) und eines 93 Å Fe/GaAs(001)-Films, Ref. [146] angegeben. Als Literaturwert für volumenartige Proben findet man $K_{4\parallel}=0,54 \cdot 10^5$ erg/cm³ [147]. Es ist zu beachten, daß für $K_{2\perp}$ auf die Angabe eines Fehlers verzichtet wurde. Die Unsicherheit in der Bestimmung von M_S führt bei der Berechnung von $K_{2\perp}$ zu unnatürlich großen Fehlern, da $4\pi M_{\text{eff}}$ und $4\pi M$ nahezu gleich groß sind. Vergleicht man Probe A mit Probe B, so sind die Anisotropiekonstanten der Probe B um den Faktor 2 bis 5 größer. Insbesondere wird dies für den uniaxialen Beitrag $K_{2\parallel}$ deutlich, der bei einer Erhöhung des Fe-Gehaltes um 12% sogar um Faktor 5 zunimmt. Betrachtet man einen reinen Fe/GaAs(001)-Film, der in der letzten Ta-

Tabelle 6.2: Anisotropiekonstanten und effektive Magnetisierung der 39 und 33 nm dicken Fe₃Si/GaAs(001)-Proben A and B im Vergleich zu einer 21 nm dicken Fe₃Si/GaAs(001)-Probe [144] und einem 93 Å Fe/GaAs(001)-Film [146]. Der Volumenwert für Fe₃Si liegt bei $K_{4\parallel}=0,54 \cdot 10^5$ erg/cm³ [147].

	Probe A	Probe B	Fe ₃ Si/GaAs(001)	Fe/GaAs(001)
	25,5% Si	16% Si	Ref. [144,145]	Ref. [146]
$4\pi M - 2K_{2\perp}/M$ (kG)	10,10(2)	13,50(2)	–	20,8
$K_{2\perp}$ (10 ⁵ erg/cm ³)	–0,68	–1,60	–	–
$K_{2\parallel}$ (10 ⁵ erg/cm ³)	0,03(1)	0,17(2)	0,0046(9)	0,4
$K_{4\perp}$ (10 ⁵ erg/cm ³)	–0,15(3)	0	–	–
$K_{4\parallel}$ (10 ⁵ erg/cm ³)	0,37(3)	0,74(5)	0,31(6)	3,2

bellenspalte beispielhaft aufgeführt ist, so ist dort $K_{2\parallel}$ im Vergleich zur Probe B nochmals ein Stück größer. Sieht man Fe/GaAs(001) als Grenzfall einer größer werdenden Fe-Konzentration in Fe₃Si/GaAs(001)-Filmen, so ist die Zunahme von $K_{2\parallel}$ plausibel. Dieses konnte auch anhand von Hysterese-Messungen an Fe₃Si/GaAs(001) mit einer höheren Fe-Konzentration als der von Probe B bestätigt werden [93]. Eine unterschiedliche Präparation der Grenzflächen (Ga-Terminierung vs. As-Terminierung) kann als Ursache der uniaxialen Anisotropie ausgeschlossen werden. Vergleichspräparationen bestätigen dies [148,149].

Für Fe/GaAs(001) resultiert $K_{2\parallel}$ aus einer anisotropen Fe/As-Bindungsstruktur an der Grenzfläche [149–151]. Die GaAs(001)-Oberfläche besitzt durch ihre Zinkblende-Struktur (siehe Abb. 3.3b) eine uniaxiale Symmetrie, die durch die ungesättigten Bindungen der As- (bei As-Terminierung) bzw. Ga-Atome (bei Ga-Terminierung) hervorgerufen wird [150]. Dampft man nun einen Fe-Film auf, so werden sich die ersten Fe-Atome an diese offenen Bindungen anlagern. Diese Streifenstruktur kann dann bei weiterem Aufdampfen zu einem uniaxial verspannten Film und damit zur beobachteten uniaxialen Anisotropie führen. Im Fall von Fe₃Si/GaAs(001) ist der Fall etwas komplizierter, da sich im Fe₃Si-Film zusätzlich noch die Heusler-Struktur aufbaut. Dies würde auch erklären, warum die uniaxiale Anisotropie von Fe₃Si wie bei Fe auf Ga-terminiertem GaAs(001) entlang der [110]-Richtungen liegt, obwohl bei As-Terminierung die Vorzugsrichtung entlang der [$1\bar{1}0$]-Richtungen liegen müsste [150]. Bei stöchiometrischem Fe₃Si/GaAs(001) wird die uniaxiale Anisotropie darüber hinaus durch die regelmäßige Anordnung der Si-Atome gebrochen. Bei Erhöhung der Fe-Konzentration durchmischen sich die Fe- und Si-Gitterplätze [152], wodurch die uniaxiale Symmetrie wieder erhöht wird.

Vergleicht man die Probe A mit der stöchiometrischen Probe aus Ref. [144,145], so stimmt der Hauptbeitrag $K_{4\parallel}$ gut überein, $K_{2\parallel}$ ist dort jedoch um eine Größenordnung kleiner. Dem widerspricht allerdings, daß die Probe A eine minimal erhöhte Si-Konzentration von 25,5% aufweist, während für die Vergleichsprobe eine Konzentration von 24,4% (also minimal Fe-reicher) angegeben wird [144,145]. Letztlich kann diese Diskrepanz aber auch von einer unterschiedlichen Ordnung und strukturellen Qualität der beiden Proben herrühren. Da die Fe₃Si-Filme je nach Fe-Konzentration aber auch tetragonal verzerrt sind, wäre eine dickenabhängige Untersuchung der Anisotropiebeiträge interessant. Dann könnte man den Grenzflächenanteil von dem Beitrag des Volumens exakt trennen. Nichtsdestotrotz ist der $K_{4\parallel}$ -Beitrag in den hier vorgestellten Proben A und B nahezu volumenartig, da bei der großen Filmdicke von 137 bzw. 116 ML der Grenzflächenanteil vernachlässigbar gering ist.

Wie bereits erwähnt, wurden die winkelabhängigen Messungen bei 2 weiteren Frequenzen durchgeführt. Abb. 6.5 zeigt diese für 4,06 GHz an der Probe B. Diesmal sind zwei Resonanzmoden zu erkennen. Dabei handelt es sich zum einen um die gesättigte (uniforme) Mode (gefüllte Symbole), wie sie auch 9,23 GHz gemessen wurde. Zum anderen tritt auch eine un-

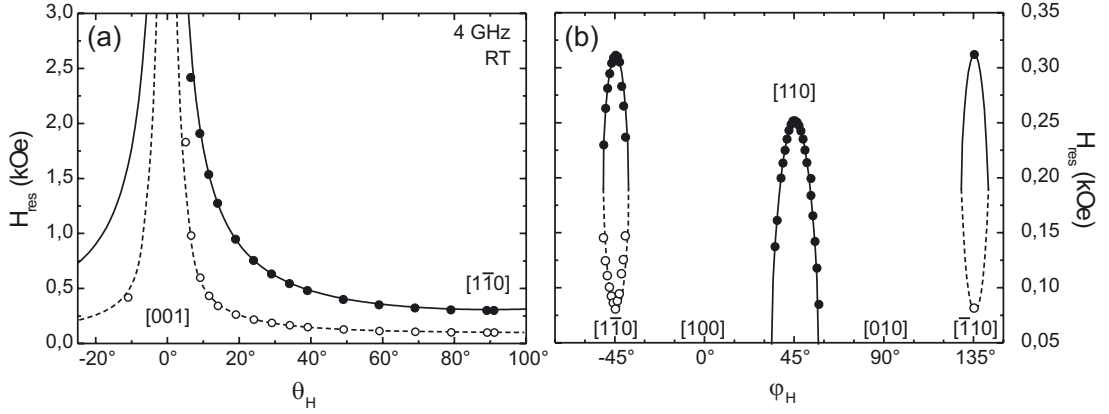


Abb. 6.5: (a) Polare und (b) azimutale Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes von Probe B gemessen bei 4,06 GHz. Neben der gesättigten Mode (gefüllte Kreise) ist auch die ungesättigte Mode (offene Kreise) detektierbar. Nur die durchgezogenen Linien sind Fitkurven.

gesättigte Mode (offene Symbole) bei kleineren Resonanzfeldern auf, bei der die Magnetisierung um das interne Anisotropiefeld und nicht um das externe Magnetfeld präzediert. Bei der azimutalen Winkelabhängigkeit Abb. 6.5b ist nun nicht mehr der gesamte Winkelbereich darstellbar. Zwischen etwa 60° und 120° , d. h., in den leichten $\langle 100 \rangle$ -Richtungen ist keine Mode detektierbar. Zum Verständnis sind in Abb. 6.6 die FMR-Dispersionskurven dargestellt, bei denen die Anregungsfrequenz gegen das Resonanzfeld aufgetragen ist. Der Verlauf der Kurven ist durch die Feldrichtung und die Anisotropiefelder bestimmt, so daß sich über die frequenzabhängige Bestimmung der Resonanzfelder entlang der Hauptrichtungen die Anisotropiekonstanten unabhängig kontrollieren lassen.

Aus den allgemeinen Resonanzgleichungen Glg. (4.1) und (4.3) lassen sich für die Hauptrichtungen folgende Spezialfälle ableiten, die den in Abb. 6.6 gezeigten Kurven entsprechen:

In [100]-Richtung (kurz-gestrichelt) folgt mit $\theta_H = \theta = 90^\circ$, $\varphi_H = \varphi = 0^\circ$ und $\varphi_u = 45^\circ$:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_{\text{res}} + 4\pi M_{\text{eff}} + \frac{K_{2\parallel}}{M} + \frac{2K_{4\parallel}}{M}\right) \left(H_{\text{res}} + \frac{2K_{4\parallel}}{M}\right). \quad (6.1)$$

In [110]-Richtung (durchgezogen) folgt mit $\theta_H = \theta = 90^\circ$ und $\varphi_H = \varphi = \varphi_u = 45^\circ$:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_{\text{res}} + 4\pi M_{\text{eff}} + \frac{2K_{2\parallel}}{M} + \frac{K_{4\parallel}}{M}\right) \left(H_{\text{res}} + \frac{2K_{2\parallel}}{M} - \frac{2K_{4\parallel}}{M}\right). \quad (6.2)$$

In $[1\bar{1}0]$ -Richtung (lang gestrichelt) folgt mit $\theta_H = \theta = 90^\circ$, $\varphi_H = \varphi = 135^\circ$ und $\varphi_u = 45^\circ$:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_{\text{res}} + 4\pi M_{\text{eff}} + \frac{K_{4\parallel}}{M}\right) \left(H_{\text{res}} - \frac{2K_{2\parallel}}{M} - \frac{2K_{4\parallel}}{M}\right). \quad (6.3)$$

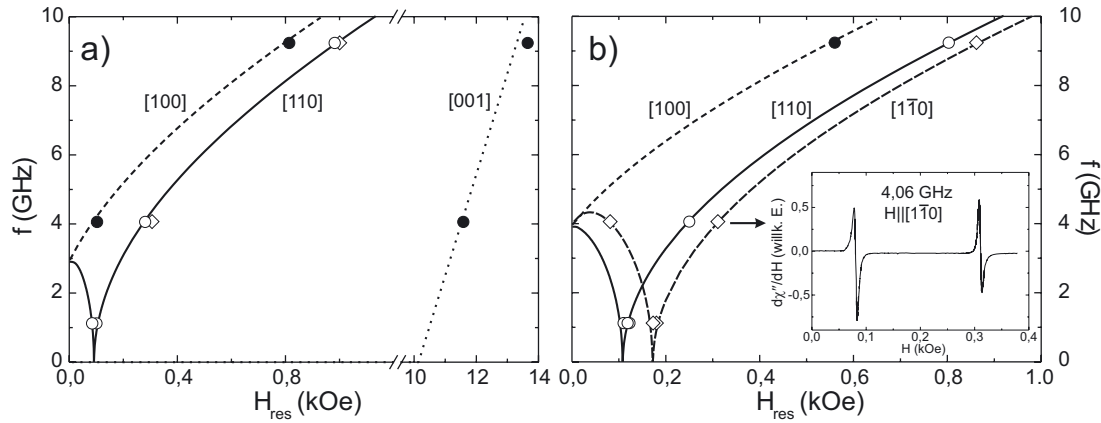


Abb. 6.6: FMR-Dispersionsrelation für (a) die stöchiometrische Probe A und (b) die Fe-reiche $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ -Probe B. Das Inset in (b) zeigt das Resonanzspektrum bei 4,06 GHz in der $[1\bar{1}0]$ -Richtung.

Und in $[001]$ -Richtung (punktiert) folgt mit $\theta_H = \theta = 0^\circ$ und $\varphi_H = \varphi = \varphi_u = 45^\circ$:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_{\text{res}} - 4\pi M_{\text{eff}} - \frac{2K_{2\parallel}}{M} + \frac{2K_{4\perp}}{M}\right) \left(H_{\text{res}} - 4\pi M_{\text{eff}} + \frac{2K_{4\perp}}{M}\right). \quad (6.4)$$

Es ist zu beachten, daß mit diesen Formeln nur die Äste der gesättigten Mode berechnen werden können. Für die ungesättigte Mode müssen weiterhin die Gleichgewichtsbedingungen der Magnetisierungsrichtung berücksichtigt und damit die Resonanzgleichungen numerisch gelöst werden. In Abb. 6.6a ist die Fitkurve für die $[1\bar{1}0]$ -Richtung der Probe A nicht dargestellt, da sie aufgrund des sehr kleinen $K_{2\parallel}$ -Anteils nahezu identisch mit der $[110]$ -Richtung ist. Die zugehörigen Datenpunkte (offene Rauten) dieser Richtung sind allerdings angegeben. In Abb. 6.6b sind die drei wesentlichen Richtungen in der Filmebene der Probe B dargestellt. Entlang der Proben-Normalen konnte aufgrund des maximal erreichbaren \vec{H} -Feldes bei 9,23 GHz nicht gemessen werden und bei kleineren Frequenzen waren in diesem Winkelbereich keine Resonanzen beobachtbar, da die Intensität sehr stark abnahm.

Unterhalb einer Anregungsfrequenz von 4,4 GHz für B treten zwei Äste in der Dispersion auf. Somit können auch hier zwei Resonanzmoden auftreten, wie zuvor anhand der Abb. 6.5 diskutiert. Das Inset zeigt das zugehörige FMR-Signal der Probe bei 4,06 GHz in der $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Für Probe A liegt diese Grenzfrequenz bei 3 GHz, so daß hier nur bei den Messungen bei 1,1 GHz zwei sehr dicht beisammen liegende Moden sichtbar sind (nicht gezeigt).

Im Abschnitt 7.1 des Kapitels über Spindynamik wird auch noch die Linienbreite der $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ -Filme analysiert.

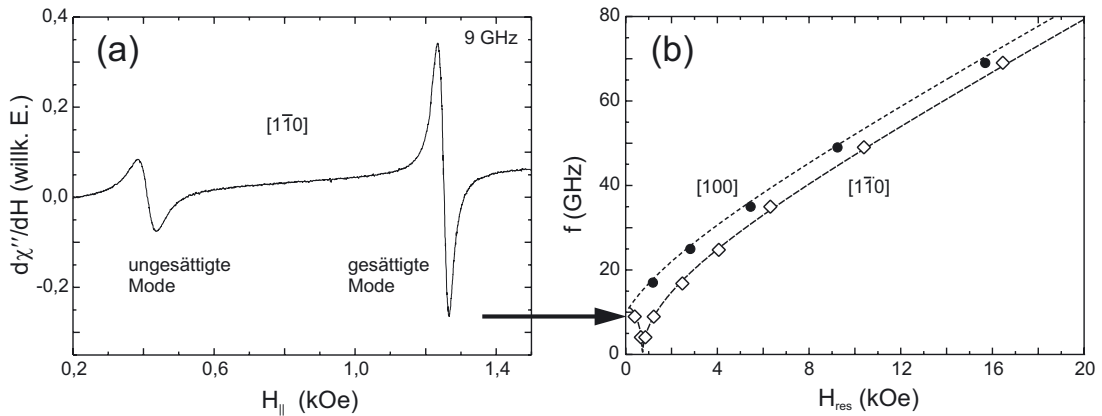


Abb. 6.7: (a) FMR-Spektrum des Fe/InAs(001)-Films gemessen bei 9 GHz in der $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Man erkennt die ungesättigte und die gesättigte Mode. (b) Dispersionsrelationen für die $[100]$ und die $[1\bar{1}0]$ -Richtungen. Die Linien stellen Fitkurven gemäß Glg. (6.1) und (6.3) dar.

6.2. Das System Fe/InAs(001)

Im folgenden werden die Messungen der Anisotropiekonstanten für einen keilförmige, 1-2 nm dünnen Fe/InAs(001)-Film vorgestellt. Im Kapitel 3.3 wurde bereits die Probenpräparation und die technische Relevanz dieses Systems beschrieben. Von der In Kooperation mit R. Meckenstock, D. Spoddig (Bochum) und Z. Frait (Prag) wurde die FMR bei 7 verschiedenen Frequenzen im Bereich von 4 bis 69 GHz gemessen [153]. Für die Messungen zwischen 4 und 35 GHz wurden Mikrowellen-Resonatoren benutzt und für höhere Frequenzen wurde die Probe direkt im Hohlleiter platziert.

Magnetische Anisotropie

Wie bei den $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ -Proben im vorangehenden Abschnitt gesehen, lassen sich bei Systemen mit einer großen MAE bei Anregungsfrequenzen unterhalb einer Grenzfrequenz f_t zwei Resonanzmoden beobachten. Bei diesem Fe/InAs(001)-Film liegt sie bei $f_t = 11,1$ GHz. In Abb. 6.7a ist als Beispiel das FMR-Spektrum gemessen in der $[1\bar{1}0]$ -Richtung bei 9,24 GHz dargestellt. Die Resonanzfelder liegen hier bei $H_{\text{res}}^u = 0,41$ kOe bzw. $H_{\text{res}}^g = 1,24$ kOe für die ungesättigte bzw. gesättigte Mode. In Abb. 6.7b ist die Frequenzabhängigkeit des Resonanzfeldes für die $[100]$ -Richtung (kurz gestrichelt) und für die $[1\bar{1}0]$ -Richtung (lang gestrichelt) dargestellt. Die Fitkurven entsprechen den Glg. (6.1) und (6.3) unter Vernachlässigung des $K_{4\perp}$ -Beitrags. Bei etwa 1 GHz liegen die beiden Resonanzfelder in der $[1\bar{1}0]$ -Richtung bereits so dicht zusammen, daß man eine einzige (evtl. verbreiterte) Mode sehen sollte. Diese konnte allerdings nicht beobachtet werden, da bei großen Anisotropien aber kleinen Resonanzfrequenzen das Resonanzfeld dicht oder unterhalb der Koerzitivität der Probe liegt und diese damit in Domänen zerfällt.

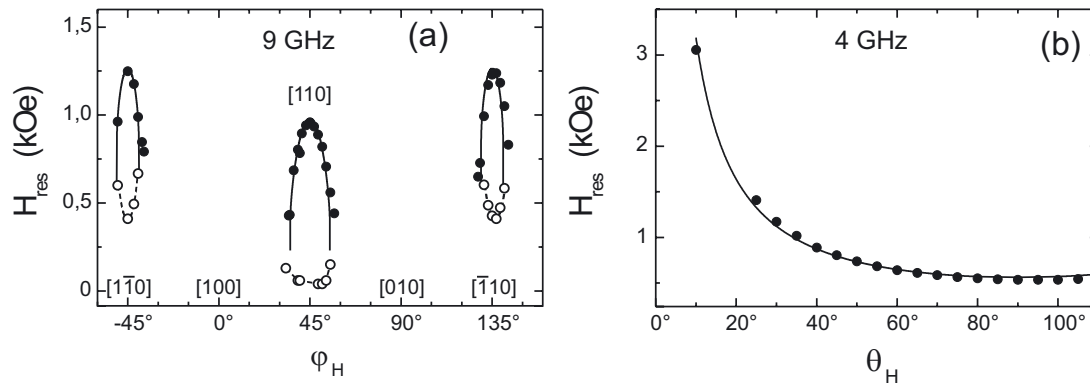


Abb. 6.8: (a) Azimutale Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes des Fe/InAs(001)-Films gemessen bei 9 GHz. Die gestrichelten Linien in (a) dienen nur der Verdeutlichung. (b) Polare Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes gemessen bei 4 GHz.

Die Anisotropiekonstanten wurden aus winkelabhängigen Messungen des Resonanzfeldes bestimmt. Diese sind für 9 und 4 GHz in Abb. 6.8a,b) gezeigt. Für 4 GHz ist nur die gesättigte Mode gezeigt. Die azimutale Winkelabhängigkeit zeigt eine Überlagerung aus vierzähliger Anisotropie mit leichter Richtung in [100] und einer uniaxialen Anisotropie entlang [110], die mit der Richtung der ellipsoidalen Fe-Inseln übereinstimmt (s. Abschnitt 3.3). Im Bereich der leichten Richtung der Magnetisierung, [100], sind keine Resonanzen detektierbar, da diese nur oberhalb der Grenzfrequenz f_t auftreten können (siehe Dispersionskurven, Abb. 6.7b). Teilbild (b) entnimmt man, daß die schwere Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Probenebene steht ([001]-Richtung). Die durchgezogenen Kurven in (a) und (b) stellen Fitkurven gemäß den Resonanz-Gleichungen Glg. (4.1) und (4.3) dar. Der Beitrag von $K_{4\perp}$ ist vernachlässigbar gering. Die gestrichelte Linie für die ungesättigte Mode dient nur der Verdeutlichung. Dadurch, daß sowohl bei verschiedenen Frequenzen als auch Richtungen gemessen wurde, konnte der komplette Satz an Anisotropiekonstanten bestimmt werden, obwohl die Minima in Abb. 6.8a und die Maxima in Abb. 6.8b nicht gemessen werden konnten. In Tab. 6.3 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

Nimmt man als Sättigungsmagnetisierung den Volumenwert von Fe bei Raumtemperatur $M_S=1714 \text{ emu/cm}^3$ an, so ergibt sich für die vierzählige Anisotropiekonstante $K_{4\parallel}=0,51 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ($\approx 3,74 \mu\text{eV/Atom}$) und für die uniaxial senkrechte Anisotropie $K_{2\perp}=2,8 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ($\approx 20,5 \mu\text{eV/Atom}$). Die uniaxiale Anisotropie in der Filmebene beträgt $K_{2\parallel}=0,12 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ ($\approx 0,9 \mu\text{eV/Atom}$) und ist damit um eine Größenordnung größer als z. B. für die Fe₃Si/GaAs(001)-Proben. Sie ist ebenfalls um $\varphi_u=45^\circ$ gegenüber der [100]-Richtung gedreht. Zum direkten Vergleich sind in Tab. 6.3 die Anisotropien von Volumen-Fe sowie die über dickenabhängige Messungen bestimmten Volumenbeiträge von 8–40 ML dicken Fe/InAs(001)-Proben von McPhail *et al.* [154] gezeigt. Speziell im Vergleich zu letzteren fällt

auf, daß $K_{2\parallel}$ dort fast fünfmal kleiner ist, was einerseits auf unterschiedliche Probenqualitäten zurückzuführen sein kann oder aber auch in Details der Anisotropiebestimmung liegen mag. Andererseits zeigen beide Messungen übereinstimmend einen gegenüber Fe etwas größeren Wert für $K_{4\parallel}$, der der tetragonalen Verzerrung zugeschrieben werden kann [154].

Die Messungen von McPhail *et al.* mittels BLS („Brillouin light scattering“ – Brillouin-Lichtstreuung) zeigen im Gegensatz zu Fe/GaAs(001) keine Dickenabhängigkeit der uniaxialen Anisotropie in der Ebene $K_{2\parallel}$, d. h., in diesem Fall resultiert $K_{2\parallel}$ klar aus dem Volumenbeitrag und damit ebenfalls aus der tetragonalen Verzerrung. Dies wiederum ist ein äußerst interessantes Phänomen, da $K_{2\parallel}$ normalerweise durch Grenzschichten und damit durch die Bindungen zwischen Substrat-Atomen und dem Film geprägt ist. Wie bereits erwähnt, ist dies bei Fe/GaAs(001) der Fall, wo die Fe/Ga bzw. Fe/As-Bindungen die Ursache für $K_{2\parallel}$ sind.

Tabelle 6.3: Anisotropie-Konstanten und Anisotropie-Felder des untersuchten Fe/InAs(001)-Films im Vergleich zu Volumen-Fe und den Volumen-Anisotropien von 8–40 ML dicken Fe/InAs(001)-Filmen aus Ref. [154].

	Fe/InAs(001)	Fe	Fe/InAs(001) Volumen-Anteil
$4\pi M - 2K_{2\perp}/M$ (kG)	18,20(2)	21,45(2)	18,87
$2K_{2\parallel}/M$ (kOe)	0,14(1)	–	0,03
$2K_{4\parallel}/M$ (kOe)	0,60(2)	0,55(2)	0,76
$K_{2\perp}$ (10^6 erg/cm ³)	2,86(2)	–	2,2
$K_{2\parallel}$ (10^6 erg/cm ³)	0,12(1)	–	0,025
$K_{4\parallel}$ (10^6 erg/cm ³)	0,51(2)	0,47(2)	0,65

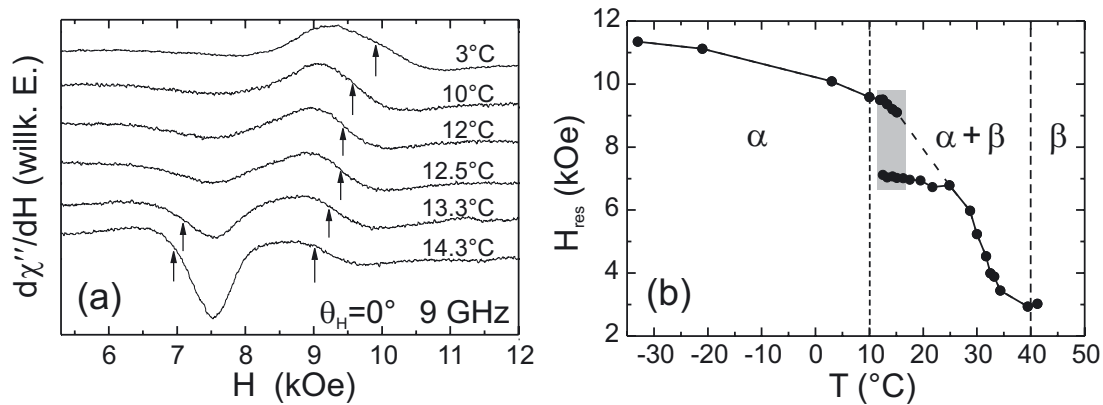


Abb. 6.9: (a) Temperaturabhängige Resonanzspektren des 57 nm dicken MnAs/GaAs(001)-Films bei 9 GHz und $\theta_H=0^\circ$. Ab etwa 13 °C sind zwei Resonanzmoden zu sehen. Die Pfeile markieren die Resonanzfelder. (b) Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes der 57 nm dicken Probe. Die Übergangstemperaturen zwischen der α -MnAs-Phase, des α/β -Koexistenzbereiches und der β -MnAs-Phase sind durch vertikale Linien gekennzeichnet. Der grau unterlegte Bereich kennzeichnet den Bereich mit zwei detektierbaren Resonanzmoden.

6.3. Das System MnAs/GaAs(001)

In der Einführung über die Struktur von dünnen MnAs/GaAs(001)-Filmen im Kap. 3.4 wurde bereits die ungewöhnliche Koexistenz der α - und des β -MnAs-Phase bei Temperaturen zwischen 10 und 40 °C vorgestellt. In den folgenden Abschnitten werden die magnetischen Aspekte des Phasenübergangs mittels der FMR genauer untersucht. Dazu wird neben den Anisotropiekonstanten auch die Temperaturabhängigkeit der Spinwellen-Steifigkeit D sowie die Kopplung zwischen den α -MnAs-Streifen analysiert.

Phasenübergang und Streifendomänen

Der Phasenübergang beginnt mit dem Auftreten der Streifenstrukturen aus α - und β -MnAs ab einer Temperatur von 10 °C. Gleichzeitig ändern sich damit aber auch die Eigenschaften des ferromagnetischen α -MnAs grundlegend. Unterhalb von 10 °C liegt das α -MnAs/GaAs(001) als quasi-zweidimensionaler Film vor, oberhalb dann als quasi-eindimensionale Streifen. Da das Resonanzfeld auch entscheidend von der geometrischen Form abhängt, kann man mit der FMR den Phasenübergang genau beobachten. In Abb. 6.9a sind FMR-Spektren für einen 57 nm dicken MnAs/GaAs(001)-Film gezeigt, die bei verschiedenen Temperaturen um 10 °C aufgenommen wurden. Die Messungen wurden bei 9 GHz und mit externem Feld parallel zur Filmnormalen, d. h. $\theta_H=0^\circ$ aufgenommen. Unterhalb der Phasengrenztemperatur, also in der reinen α -MnAs-Phase existiert nur eine Resonanzlinie. Erhöht man die Temperatur um einige Grade sinkt deren Resonanzfeld leicht und die Intensität nimmt ab. Oberhalb von 10 °C entsteht eine zweite Resonanzlinie bei kleineren Resonanzfeldern, deren Intensität mit zunehmender

Temperatur zunächst weiter anwächst. Oberhalb von 15 °C ist dann nur noch diese untere Resonanzlinie zu detektieren. In Abb. 6.9b ist der gesamte Temperaturverlauf des Resonanzfeldes zwischen -30° und 40 °C für diese Probe dargestellt. Der Verlauf knickt mit Erreichen der Koexistenzphase stark ab. Dies liegt, wie bereits erwähnt, an der Änderung der Filmgeometrie und damit schließlich an der Änderung der Entmagnetisierungsfaktoren N_a und N_b . Diese gehen in die effektive Magnetisierung

$$4\pi M_{\text{eff}}^{\perp} = 4\pi N_b M - 2K_{2\perp}/M \quad (6.5a)$$

bzw.

$$4\pi M_{\text{eff}}^{\parallel} = 4\pi N_a M - 2K_{2\parallel}/M \quad (6.5b)$$

ein und beeinflussen so das Resonanzfeld. Aharoni [155] gibt einen analytischen Ausdruck zur Bestimmung der N_i für rechteckige Prismen an, der nur von den halben Kantenlängen abhängt (siehe auch Anhang B.1). Unterhalb des Phasenübergangs gelten die Entmagnetisierungsfaktoren eines dünnen Films:

$$N_a = N_c = 0 \quad \text{und} \quad N_b = 1, \quad (6.6)$$

wie in den Grundlagen, Kap. 2.1, bereits gezeigt wurde. In der Koexistenzphase zeigen MFM-Messungen („magnetic force microscopy“ – magnetische Rasterkraftmikroskopie), daß die MnAs-Streifen 400 nm breit sind [110]. Daraus ergibt sich mit Glg. (B.2):

$$N_a = 0,16, \quad N_c = 0 \quad \text{und} \quad N_b = 0,84. \quad (6.7)$$

Damit läßt sich die Resonanzmode bei kleineren Feldern eindeutig den ferromagnetischen Streifen zuordnen, während die Mode bei größeren Feldern noch von größeren zusammenhängenden α -MnAs-Bereichen herrührt. Wird die Temperatur weiter erhöht, so verschiebt sich das Resonanzfeld der unteren Mode zu immer kleineren Feldern, bis bei $T=40$ °C das paramagnetische Limit von 3.2 kOe erreicht ist und die α -Phase verschwunden ist.

Die gleichen Messungen wurden auch bei einer Mikrowellenfrequenz von 35 GHz durchgeführt. Dies führt zwar dazu, daß sich aufgrund der Anisotropie die schon relativ hohen Resonanzfelder in der schweren Richtung zu noch höheren Werten verschieben, dafür tritt aber eine neue Resonanzmode bei sehr kleinen Feldern weit unterhalb des paramagnetischen Limits von 12,5 kOe (bei 35 GHz) auf. Dies bedeutet aber, daß die Resonanz von Bereichen stammen muß, die im Gegensatz zu den bei 9 GHz gemessenen eine leichte Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene besitzen. Diese Komponente wurde auch von Ney *et al.* [156] mittels SQUID-Magnetometrie festgestellt. Dort wird sie durch Mn-reiche Bezirke der Probe erklärt, die durch Cluster-Bildung beim Aufdampfen entstanden sind. In Abb. 6.10 ist das zugehörige Resonanzfeld temperaturabhängig dargestellt. Auch hier findet wieder eine abrupte Änderung des Resonanzfeldes beim Übergang in die Koexistenzphase statt. Dennoch ist der Temperaturverlauf hier ungewöhnlich, da das Resonanzfeld mit steigender Temperatur abnimmt. Da hier

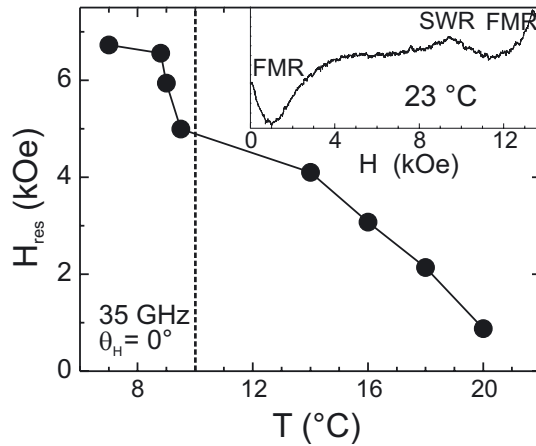


Abb. 6.10: Temperaturabhängigkeit des Resonanzfeldes für Bereiche mit senkrechter leichter Richtung der Magnetisierung. Die Messungen wurden an dem 57 nm dicken MnAs-Films bei 35 GHz mit $\vec{H} \parallel b$ -Achse gemessen. Die gestrichelte Linie markiert den Beginn des Phasenübergangs bei 10 °C. Im Inset ist ein bei $T=23$ °C gemessenes FMR-Spektrum mit der neuen Resonanzmode am linken Rand und der Hauptmode bei etwa 14 kOe zu sehen.

die leichte Richtung der Magnetisierung betrachtet wird, bedeutet dies zugleich, daß die Anisotropie mit steigender Temperatur größer(!) wird. Zur Erklärung kommen zwei Möglichkeiten in Betracht: (a) Die kleinen Teilbereiche der Probe mit senkrechter leichter Richtung sind an die Bereiche mit leichter Richtung in der Ebene gekoppelt und damit nicht ganz senkrecht ausgerichtet. Mit steigender Temperatur würde die Kopplung abnehmen und sich damit die Magnetisierung senkrecht ausrichten können. Dies würde dann zu der sichtbaren Abnahme des Resonanzfeldes führen. (b) Die Größe der Bereiche mit senkrechter leichter Richtung könnte mit steigender Temperatur abnehmen und dadurch die Anisotropie aufgrund der Formanisotropie zunehmen. Welcher der beiden Fälle zutrifft kann aber nicht eindeutig geklärt werden.

Magnetische Anisotropie

Im vorangehenden Abschnitt wurde bereits der Einfluß der Entmagnetisierungsfaktoren und damit der Geometrie der Filme auf die Resonanzfelder diskutiert. Um die Gleichungen (6.5a) und (6.5b) quantitativ verstehen zu können, ist es nötig die FMR winkelabhängig zu messen, um daraus die Anisotropiekonstanten zu bestimmen.

In Abb. 6.11 sind diese Messungen bei 35 GHz Mikrowellenfrequenz dargestellt. Man erkennt, daß sowohl in der Ebene als auch senkrecht dazu nur eine zweizählige Symmetrie vorliegt. Dabei war es wesentlich, daß bei 35 GHz gemessen werden konnte, da bei niedrigeren Frequenzen die Resonanzen nicht über so einen großen Winkelbereich sichtbar gewesen wären. Die leichte Richtung der Magnetisierung dieser α -MnAs-Streifen liegt in der Ebene bei $\varphi_H=0^\circ$, also quer zu den Streifen entlang der a -Achse (s. Abb. 3.4). Damit gilt auch $\varphi_u=0^\circ$. Zur Beschreibung des Kurvenverlaufs müssen die Resonanzgleichungen (4.1) und (4.3) noch für die

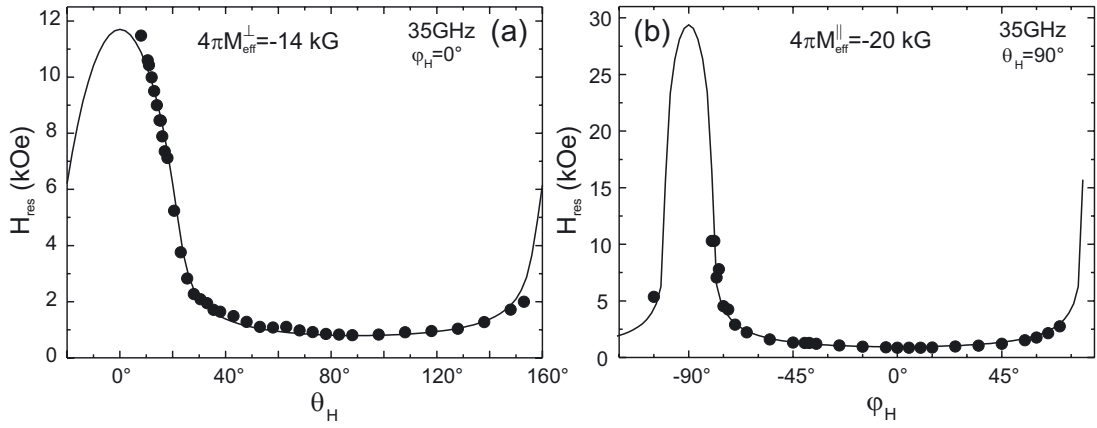


Abb. 6.11: (a) Polare und (b) azimutale Winkelabhängigkeit der α -MnAs-Streifen des 57 nm dicken Filmes mit 35 GHz bei $T=23$ °C gemessen.

Verwendung mit den Entmagnetisierungsfaktoren N_a und N_b für die Streifen angepaßt werden. Dies geschieht, indem der Ansatz für die freie Energiedichte (2.13) modifiziert wird. Ferner wurden Beiträge vierzähliger Anisotropie aufgrund der aus Abb. 6.11 klar hervorgehenden zweizähligen Symmetrie vernachlässigt:

$$F = -\vec{H}\vec{M} - (2\pi N_b M^2 - K_{2\perp}) \sin^2 \theta + (2\pi N_a M^2 - K_{2\parallel}) \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \varphi_u). \quad (6.8)$$

Damit ergeben sich dann die folgenden Resonanzgleichungen für polare ($\varphi_H=0^\circ$) Winkelabhängigkeit:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_0 \cos(\theta - \theta_H) - (4\pi M_{\text{eff}}^\perp - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel) \cos 2\theta \right] \times \left[H_0 \cos(\theta - \theta_H) - (4\pi M_{\text{eff}}^\perp - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel) \cos^2 \theta - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel \right] \quad (6.9)$$

und für azimutale Winkelabhängigkeit ($\theta_H=90^\circ$):

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + 4\pi M_{\text{eff}}^\perp - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel \cos^2 \varphi \right] \times \left[H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel \cos 2\varphi \right] \quad (6.10)$$

Gleichzeitig müssen jeweils die beiden Gleichgewichtsbedingungen $F_\varphi=0$ und $F_\theta=0$:

$$H_{\text{res}} \sin(\theta^{\text{eq}} - \theta_H) \stackrel{!}{=} \frac{1}{2} (4\pi M_{\text{eff}}^\perp - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel) \sin 2\theta^{\text{eq}} \quad (6.11a)$$

$$H_{\text{res}} \sin(\varphi^{\text{eq}} - \varphi_H) \stackrel{!}{=} \frac{1}{2} 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel \sin 2\varphi^{\text{eq}} \quad (6.11b)$$

für die Gleichgewichtswinkel der Magnetisierung $\theta \rightarrow \theta^{\text{eq}}$ und $\varphi \rightarrow \varphi^{\text{eq}}$ erfüllt sein.

Damit lassen sich nun die Daten in Abb. 6.11 fitten. Legt man die, durch SQUID-Messungen (bei $T=0$ °C) bestimmte, Sättigungsmagnetisierung von $M_S=680$ emu/cm³, sowie die in Glg. (6.7) angegebenen Entmagnetisierungsfaktoren zugrunde, so erhält man $K_{2\perp}=7,20\cdot 10^6$ erg/cm³ und $K_{2\parallel}=7,26\cdot 10^6$ erg/cm³. Das entspricht effektiven Magnetisierungen von $4\pi M_{\text{eff}}^\perp=-14,0(2)$ kG und $4\pi M_{\text{eff}}^\parallel=-20,0(3)$ kG. Für den 165 nm dicken Film wurde nahezu keine Unterschiede festgestellt. Aus der Tatsache, daß beide K_2 -Werte positiv und nahezu gleich sind, folgt, daß es innerhalb der hexagonalen Basisebene nur eine kleine intrinsische Anisotropie gibt. Die Ursache für die leichte Richtung in der Ebene ist damit vor allem die Formanisotropie. Mit anderen Worten ist der Trend, die Magnetisierung durch $4\pi M_{\text{eff}}^\perp$ in die Ebene zu drücken, größer als die Ausrichtungstendenz von $4\pi M_{\text{eff}}^\parallel$, die \vec{M} parallel zu den Streifen ausrichten will. Die Ergebnisse stimmen auch gut mit den in Ref. [105] publizierten Daten für Volumen-MnAs von $K_{2\parallel}=7,6\cdot 10^6$ erg/cm³ überein. Dort wurde ebenfalls die a -Achse ($\varphi_H=0^\circ$) als leichte Richtung der Magnetisierung bestimmt.

Spinwellenanregung und Austauschkopplung

Ein weiterer Bereich, der sich mit der FMR untersuchen läßt, betrifft die Austauschkopplung. Genauer gesagt, die Kopplung der Spins innerhalb eines ferromagnetischen Streifens beschrieben durch die Austauschkonstante A . Es läßt sich aber auch die Kopplung zwischen den ferromagnetischen Streifen untersuchen, die durch das paramagnetische β -MnAs voneinander getrennt sind (vergleiche Kap. 5). Diese sollte sich zumindest ähnlich wie die Kopplung in Dreifachlagen bzw. Multilagensysteme verhalten, da man sich die Schichtstruktur einfach als „in die Ebene geklappt“ vorstellen kann.

Zur Bestimmung von A eignet sich ein Spezialfall der FMR, die Spinwellen-Resonanz (SWR), deren Grundlagen im Kap. 2.3 erläutert wurden. Abb. 6.12a zeigt SWR-Spektren der α -MnAs-Streifen des 165 nm dicken MnAs-Films bei verschiedenen Temperaturen. Die Spektren wurden nicht exakt entlang der Filmnormalen, sondern jeweils bei $\theta_H=10^\circ$ aufgenommen, um die Anzahl und Intensität der Spinwellen zu optimieren. Damit überhaupt stehende Spinwellen auftreten können, müssen Oberflächendefekte vorliegen, die den Spins an der Oberfläche eine feste Vorzugsrichtung geben („surface pinning“). Die Defekte haben sich hier durch natürliche Oxidation der Probenoberfläche gebildet.

Im folgenden werden zwei Wege vorgestellt, mit denen sich die Austauschkonstante A aus den Resonanzfeldern bestimmen läßt: 1.) Gemäß dem Spinwellen-Modell von Kittel [157] erwartet man eine Reihe von Linien mit Resonanzfeld H_{res}^n :

$$H_{\text{res}}^n = \frac{\omega}{\gamma} = \frac{2A\pi^2}{Md^2}n^2 + H - H_{\text{eff}}, \quad (6.12)$$

wobei M die Sättigungsmagnetisierung, d die Filmdicke und H_{eff} das effektive Anisotropiefeld repräsentieren. Für $n=0$ erhalte man die uniforme Mode der FMR. Die Zuordnung von n zur Resonanzlinie ist in Abb. 6.12a für das oberste Spektrum exemplarisch dargestellt. Im

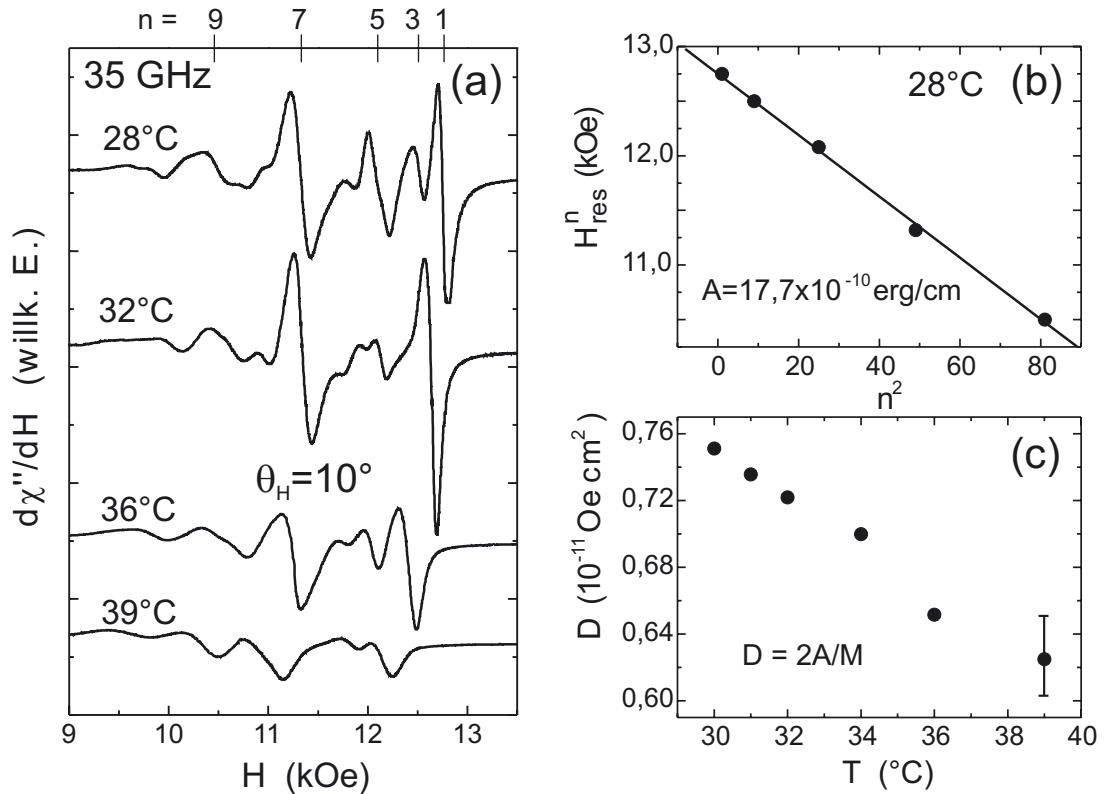


Abb. 6.12: (a) Spinwellen-Spektrum der 165 nm MnAs-Probe bei 35 GHz für verschiedene Temperaturen. (b) Zugehörige Abhängigkeit des Resonanzfeldes vom Quadrat der Ordnungszahl der Mode n bei $T=28$ °C. (c) Temperaturabhängigkeit der Steifigkeitskonstante D .

Normalfall lassen die Bedingungen für stehende Wellen nur die ungeraden Vielfachen der halben Wellenlänge zu. In Abb. 6.12b sind nun die Resonanzfelder H_{res}^n bei $T=28$ °C über n^2 aufgetragen. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt sich die Austauschkonstante zu $A=22,5 \cdot 10^{-10}$ erg/cm. Allerdings ist der Wert in diesem Fall nur eine gute Näherung, da zwei wesentliche Voraussetzungen für die Anwendbarkeit dieses Modells nicht erfüllt sind. Erstens gilt das Modell von Kittel nur für die senkrechte Richtung, d. h. $\theta_H=0^\circ$. Bei den Messungen wurde aber $\theta_H=10^\circ$ gewählt und die Richtung der Magnetisierung stellt sich parallel dazu ein, wie im folgenden noch gezeigt wird. Zweitens zeichnen sich die MnAs-Filme durch relativ große uniaxiale Anisotropie-Beiträge aus, die ebenfalls nicht berücksichtigt wurden. Generell sollte auch die Intensität der Spinwellen mit $1/n^2$ abnehmen. Dies kann bei diesen Proben aber nicht beobachtet werden. Als mögliche Ursachen kommen Variationen der Streifengeometrie und Oberflächenqualität in Betracht, die somit über eine Änderung des „pinning“ der Spins an der Oberfläche die Intensität der Spinwellen stark beeinflussen können [158–160].

2.) Um also unter diesen Bedingungen A bestimmen zu können, muß der in den Grundlagen (Kap. 2.3) für nicht-uniforme Moden erweiterte Ansatz der Resonanzbedingung von Smit und Beljers, Glg. (2.37), gewählt werden. Dieser ergibt mit der freien Energiedichte aus Glg. (6.8)

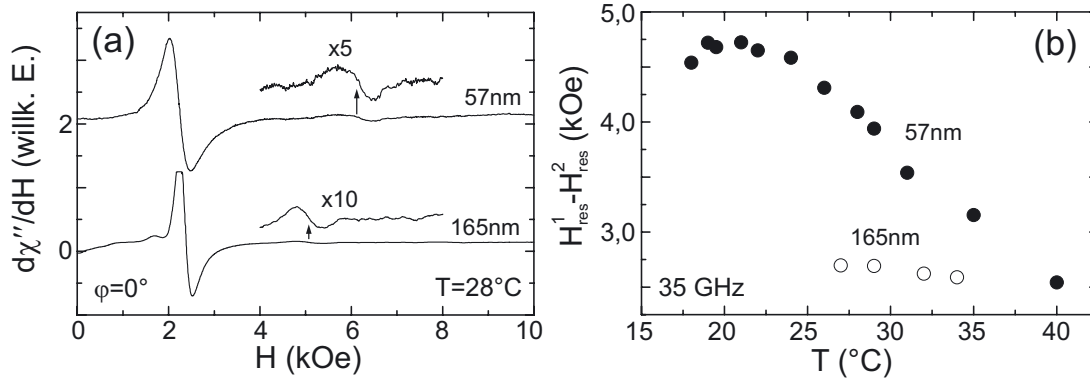


Abb. 6.13: (a) FMR-Spektren der 57 nm und der 165 nm MnAs-Filme bei 28 °C. Es sind jeweils 2 Resonanzmoden erkennbar. (b) Temperaturabhängigkeit der Resonanzfeld-Differenz der Moden als Maß für die Kopplung zwischen den Streifen.

die Resonanzformel:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H_0^n \cos(\theta - \theta_H) - \left(4\pi M_{\text{eff}}^\perp - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel \right) \cos 2\theta + Dk^2 \right] \times \left[H_0^n \cos(\theta - \theta_H) - \left(4\pi M_{\text{eff}}^\perp - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel \right) \cos^2 \theta - 4\pi M_{\text{eff}}^\parallel + Dk^2 \right] \quad (6.13)$$

mit $k = n\pi/d$.

D ist darin die Spinwellen-Steifigkeitskonstante, die mit der Austauschkonstante A über $D = 2A/M$ zusammenhängt. Diese Resonanzgleichung ist ebenfalls wieder in der Gleichgewichtsrichtung von \vec{M} auszuwerten, die durch $F_\theta=0$ festgelegt ist. So ergibt sich für $\theta_H=10^\circ$ ein Gleichgewichtswinkel von $\theta^{\text{eq}}=10^\circ$. Der so bestimmte Wert für A beträgt $A=17,7 \cdot 10^{-10}$ erg/cm. Darüber hinaus kann man in Abb. 6.12a auch erkennen, daß sich mit steigender Temperatur die Resonanzfelder der Spinwellen verschieben. In Abb. 6.12c ist die erwartete Abnahme der Steifigkeitskonstante D bei Annäherung an die Curie-Temperatur gezeigt. Im Vergleich zu anderen 3d-Übergangsmetallen ist D hier drei Größenordnungen kleiner, stimmt allerdings mit dem Wert für LaMnO_3 sehr gut überein [161]. Somit können theoretische Vorhersagen [104] und erste experimentelle Hinweise [162] bestätigt werden, daß die ferromagnetische Ordnung im MnAs auf Doppelaustausch beruht, wie dies auch bei den Perovskiten (LaMnO_3) der Fall ist.

Mittels der Resonanzgleichung (6.13) bietet sich auch die Möglichkeit, die effektiven Magnetisierungen aus den SWR-Spektren zu bestimmen und damit die aus den Winkelabhängigkeiten erhaltenen Werte zu überprüfen. Die so bestimmten Werte $4\pi M_{\text{eff}}^\perp = -12(1)$ kG und $4\pi M_{\text{eff}}^\parallel = -20(1)$ kG stimmen sehr gut damit überein.

Wie eingangs des Abschnitts erwähnt, läßt sich auch die Kopplung zwischen den Streifen untersuchen, sofern die Temperatur und auch die Filmdicke so gewählt wurde, daß der Abstand zwischen den Streifen nicht zu groß ist und damit keine Kopplung zustande kommt. In Abb. 6.13a ist jeweils ein FMR-Spektrum für den 57 nm und den 165 nm dicken MnAs-Film bei

28 °C gezeigt. Das Feld wurde dabei in der leichten Richtung der Magnetisierung (a -Achse) angelegt. Oberhalb der Hauptresonanzlinie bei 2,3 kOe befindet sich jeweils eine sehr intensitätsschwache Linie bei etwa 6,2 bzw. 5 kOe. In Analogie zu den gekoppelten Dreifachlagen aus Kap. 5 kann man diese beiden Resonanzen der optischen und der akustischen Präzessions-Mode zuordnen. Ein ähnliches Verhalten wurde z. B. in Streifendomänen von Co-Filmen beobachtet [163]. Die Differenz der Resonanzfelder $H_{\text{res}}^1 - H_{\text{res}}^2$ ist dabei ein Maß für die Kopplung zwischen den Streifen (siehe auch die theoretischen Winkelabhängigkeiten für gekoppelte Dreifachlagen in Abb. 5.3). Da es für solche Systeme mit einer großen Anzahl an gekoppelten Streifen kein geeignetes Modell gibt, läßt sich die Kopplungskonstante nicht in absoluten Einheiten angeben, was hingegen bei den Dreifachlagen möglich war. Da zumindest die Kopplung mit steigender Temperatur abnimmt, sollte diese Abnahme auch in der Differenz der Resonanzfeldpositionen beobachtbar sein. Genau dies ist der Fall und in Abb. 6.13b dargestellt. Wie man sieht ist die Temperaturabhängigkeit für die dickere Probe deutlich kleiner. AFM-Messungen („atomic force microscopy“ – Rasterkraftmikroskopie) zeigen eine Periodizität der Streifen von ≈ 300 nm für den 57 nm-Film und ≈ 750 nm für den 165 nm-Film [110]. Der damit verbundene größere Streifenabstand der dicken Probe kann damit auch zu einer geringeren Kopplung führen. Vergleicht man die Abstände mit denen in gekoppelten Dreifachlagen, so stellt sich heraus, daß dort, die auf der RKKY-Wechselwirkung beruhende, Interlagen-Austauschkopplung ab etwa 5 nm dicken Zwischenschichten verschwindet. Die Breite der β -MnAs-Streifen beträgt allerdings mehr als 100 nm. Das heißt, die Ursache für die Kopplung zwischen den α -Streifen muß auf der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung beruhen. Eine Abschätzung der Dipol-Felder H_{Dip} kann über eine Formel von Pratzner und Elmers [164] gegeben werden. Dort wurden monolagen-dünne Fe-Streifen auf vizinalem W(110)-Substrat untersucht. Dabei lag die leichte Richtung der Magnetisierung ebenfalls senkrecht zu den Streifen in der Ebene. Für die Abschätzung

$$H_{\text{Dip}} = \frac{1}{\pi} \frac{\mu}{a^3} \frac{1}{W} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^W \sum_{j=1}^W \frac{1}{(nW_0 + j - i)^2} \quad (6.14)$$

wurde angenommen, daß das Dipol-Feld im Abstand r von einer unendlich langen Kette von Atomen $\mu/(2\pi ar^2)$ beträgt. Die Summation erfolgt dann über W Ketten (Index i). Das Feld wird über den jeweiligen Streifen gemittelt (Index j) und dann über alle Streifen zu beiden Seiten (Index n) aufsummiert. $W_0 - W$ entspricht dem Streifenabstand, gezählt in atomaren Ketten und a ist die Gitterkonstante. Für die MnAs-Streifen ergibt sich mit einem magnetischen Moment von $2,5 \mu_B$ ein Wert von $H_{\text{dip}}=2,4$ Oe. Da allerdings die MnAs-Streifen sehr viel dicker als eine ML sind, sollte H_{dip} deutlich größer sein und eher bei 10–20 kOe liegen. Als Vergleichswert läßt sich die Austauschkonstante A auch in Feldgrößen angeben. So erhält man $2A\pi/Md^2=24$ Oe, was also einem sehr schwachen Kopplungsfeld innerhalb der Streifen entspricht.

Die Kopplung zwischen den Streifen hat auch einen Einfluß auf die Bildung von Domänen,

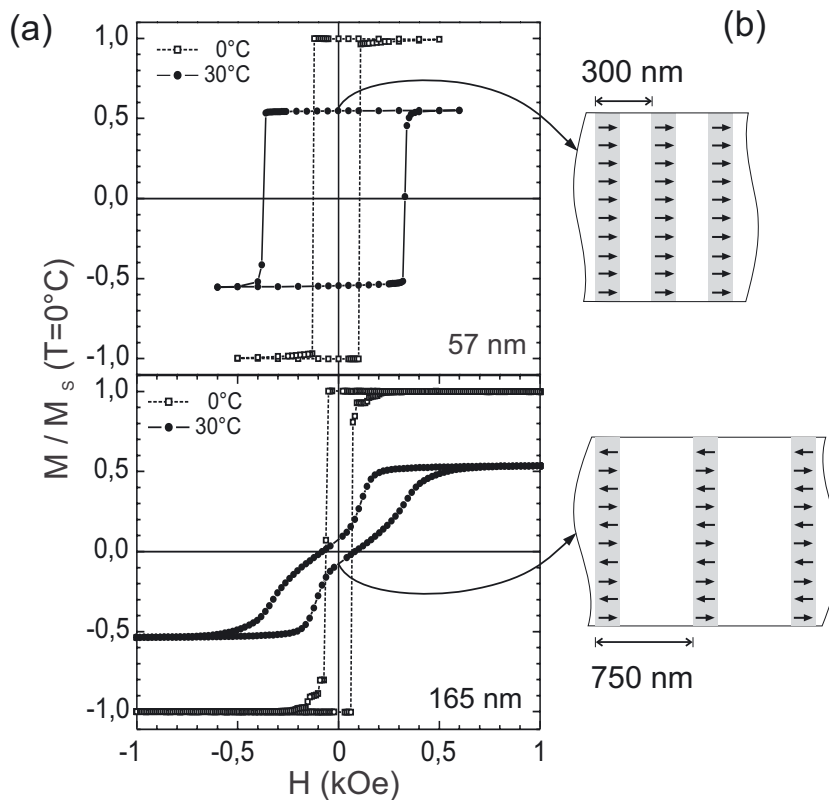


Abb. 6.14: (a) Hysteresekurven gemessen bei 0°C (offene Symbole), d. h. in der α -MnAs-Phase und 30°C (gefüllte Symbole), d. h. in der α/β -MnAs-Streifenphase für einen 57 nm und einen 165 nm MnAs-Film. (b) Schematische Darstellung der Streifendomänen in Remanenz bei 30°C .

die die Remanenz beeinflussen. Der Vergleich der Hysterese-Kurven in Abb. 6.14a zeigt dies. Dort sind jeweils Messungen in der homogenen α -Phase (bei 0°C) und in der Streifenphase (bei 30°C) für die dünne und die dicke MnAs-Probe dargestellt. Die Kurven sind jeweils auf die Sättigungsmagnetisierung bei $T=0^\circ\text{C}$ normiert. Bei $T=0^\circ\text{C}$ sind die Hysteresekurven fast rechteckig, woraus folgt, daß sich die α -MnAs-Filme in einem nahezu eindomänigen Zustand befinden. Bei $T=30^\circ\text{C}$, ist die Sättigungsmagnetisierung um 40% reduziert, da in der Koexistenzphase ein Teil des MnAs als paramagnetisches β -MnAs vorliegt. Der 57 nm dicke MnAs-Film zeigt weiterhin eine rechteckige Hysterese, wobei sich die Koerzitivfeldstärke verdreifacht hat. Die starke Kopplung zwischen den Streifen verhindert hier ein Aufbrechen der homogenen Magnetisierung in Domänen bei Ummagnetisierungsprozessen.

Der 165 nm dicke MnAs-Film zeigt hingegen keine rechteckige Hysterese mehr. Die Remanenz ist hier um 90% reduziert und die Hysterese zeigt Sattelstellen. Dies ist ein Zeichen dafür, daß eine teilweise Entmagnetisierung bei kleinen Feldern eintritt, die durch Domänenbildung hervorgerufen wird. Das Schema in Abb. 6.14b skizziert die Ausrichtung der Spins in den Streifen. Diese stimmt auch mit den AFM-Messungen überein [110], aus denen die Streifenabstände und Breiten bestimmt wurden. Wie bereits erläutert folgt aus dem größeren Streifenabstand der 165 nm dicken Probe eine geringere Kopplung zwischen den Streifen.

7. Spindynamik:

Beiträge zur FMR-Linienbreite

Nachdem im Kap. 2.3 bereits die Grundlagen der FMR-Linienbreite erläutert wurden, behandelt dieser Abschnitt die verschiedenen Dämpfungsmechanismen anhand von experimentellen Beispielen. Es wird gezeigt, wie aus den FMR-Messungen die charakteristischen Dämpfungskonstanten bestimmt werden können. Neben den homogenen, intrinsischen Beiträgen zur Linienbreite wie der Gilbert-Dämpfung (Abschnitt 7.1) werden auch Beiträge durch Inhomogenitäten der Proben und extrinsische Beiträge wie die Zwei-Magnonen-Streuung (Abschnitt 7.2) vorgestellt. Dabei wurde letztere in ultradünnen Filmen erstmals beobachtet. Der letzte Abschnitt 7.3 behandelt den sog. Spin-Pump-Effekt. Dieser führt ebenfalls zu einer verbreiterten Resonanzlinie und zeigt insbesondere bei Dreifachlagensystemen sehr interessante Effekte und Korrelationen mit der Kopplung. So konnte erstmalig nachgewiesen werden, daß auch die Linienbreite wie die Kopplung mit der Zwischenschichtdicke oszilliert.

7.1. Gilbert-Dämpfung und inhomogene Verbreiterung

Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (2.40) beschreibt eine viskose Dämpfung, die durch die Gilbert-Konstante G charakterisiert wird. Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten G zu bestimmen. Zum einen über eine winkelabhängige FMR-Messung und zum anderen durch frequenzabhängige Messungen. Im folgenden wird gezeigt werden, daß die zweite Methode der ersteren vorzuziehen ist, da die Winkelabhängigkeit im allgemeinen nur schwach ausgeprägt ist.

Die gleiche Methode, die zur Herleitung der Resonanzgleichung (2.33) von Smit und Beljers (siehe Kap. 2.3) verwendet wurde, läßt sich derart erweitern, daß damit die Winkelabhängigkeit der Linienbreite untersucht werden kann [57]. Hierbei wird ausschließlich die Gilbert-Dämpfung berücksichtigt. Dazu wird in Glg. (2.26) noch jeweils ein Dämpfungsterm $\gamma\alpha H_\theta$ bzw. $\gamma\alpha H_\varphi$ hinzugefügt und das daraus resultierende Gleichungssystem in analoger Weise gelöst. Die allgemeine Winkelabhängigkeit der Linienbreite mit Gilbert-Dämpfung lautet

dann [50,57]:

$$\Delta H_{\text{pp}}^{\text{G}}(\theta, \varphi) = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{\left| \frac{\partial \omega}{\partial H_{\text{res}}} \right|} \frac{G}{M^2} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right). \quad (7.1)$$

Dabei gilt näherungsweise [112]:

$$\Delta H_{\text{pp}}^{\text{G}}(\beta, \omega) \approx \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{\gamma^2 M} \frac{\omega}{\cos(\beta - \beta_H)}, \quad (7.2)$$

wobei β und β_H durch die entsprechenden Winkel θ und θ_H bei polarer bzw. φ und φ_H bei azimuthaler Winkelabhängigkeit ersetzt werden. Die Winkelabhängigkeit der Gilbert-Dämpfung entsteht also aus der Differenz $\beta - \beta_H$, d. h. aus dem Richtungsunterschied zwischen \vec{M} und \vec{H} , der aus dem Wechselspiel des externen statischen Feldes mit den internen Anisotropiefeldern entsteht. In Bereichen nahe der schweren Richtung zieht das statische Magnetfeld \vec{H} die Magnetisierung \vec{M} hinter sich her. Dieser Effekt ist in der Literatur als „field dragging“ bekannt [165] und führt zu einer Winkelabhängigkeit. Je größer die Differenz ist, desto größer wird damit auch $\Delta H_{\text{pp}}^{\text{G}}$.

Frequenzabhängigkeit des Gilbert-Beitrags

Aus Glg. (7.2) folgt sofort, daß die Gilbert-Linienbreite $\Delta H_{\text{pp}}^{\text{G}}$ eine lineare Frequenzabhängigkeit besitzt, da entlang der Hauptachsen \vec{M} und \vec{H} bei Resonanz i. allg. parallel zueinander stehen, d. h., der Kosinusterm im Nenner 1 ist. Die lineare Frequenzabhängigkeit der Gilbert-Linienbreite gilt streng genommen nur für FMR-Messungen, bei denen jeweils die Anregungsfrequenz konstant gehalten wird und durch Variation des statischen Feldes die Resonanzbedingung eingestellt wird („field-swept linewidth“). In Ref. [166] wird gezeigt, daß für die Linienbreite bei Variation der Frequenz und konstantem Feld (wie z. B. bei Brillouin-Lichtstreuung) keineswegs ein linearer Zusammenhang entstehen muß. Dies ist auch insofern verständlich, da bei Variation des statischen Feldes sich die Ausrichtung von \vec{M} verändert, während bei Frequenzvariation die Richtung von \vec{M} gleich bleibt.

Zur Veranschaulichung der Frequenzabhängigkeit sind in Abb. 7.1 die Daten von 7 ML dicken Ni-Filmen mit und ohne Cu-Deckschicht dargestellt. Der Datensatz für 7,2 ML Ni (Kreise) stammt aus Ref. [167,168]. Ferner wurden Cu₁₀Ni₇-Filme auf einem neuen Cu(001)-Einkristall mit einer Fehlorientierung <0,1 (Dreiecke und Sterne) aufgedampft sowie ebenfalls Cu₁₀Ni₇-Filme auf einer um 3,5° fehlgeschnittenen Cu(001)-Oberfläche (Quadrate) untersucht. Alle Filme wurden vor den Messungen für 10 min. bei 420 K getempert. Vergleicht man zunächst die Datenpunkte der beiden mit Cu bedeckten Filme bei 9 GHz, so liegt die Linienbreite auf der glatten Seite (Sterne) mit 265–280 Oe etwas oberhalb derer auf der gestuften Seite (250 Oe, schwarzes Quadrat). Das bedeutet, daß die leichte Rauigkeit der fehlgeschnittenen Oberfläche ein homogeneres Filmwachstum begünstigt. Dies ist insofern bekannt, als daß die Fehlanpassung an das Cu-Gitter auf der gestuften Seite geringer ist. Zweitens wachsen Ni-Filme auf einer gestuften Cu(001)-Oberfläche im „step-flow-growth“ Modus, bei dem die Ni-Atome

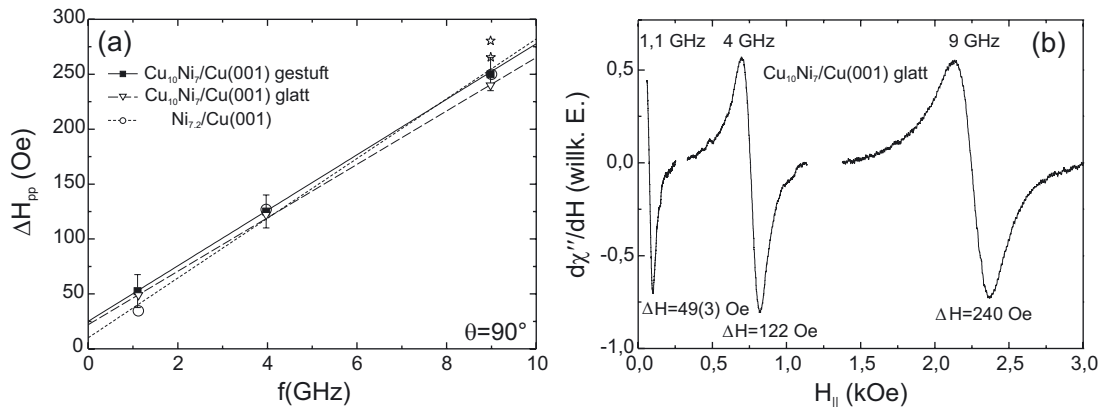


Abb. 7.1: (a) Frequenzabhängigkeit der Linienbreite für ultradünne Ni-Filme. Der Datensatz für 7,2 ML (offene Kreise) stammt aus Ref. [167,168]. Die mit 10 ML Cu bedeckten Filme wurden einmal auf der glatten Cu(001) Oberfläche (offene Dreiecke und Sterne) und auf einer $3,5^\circ$ fehlgeschnittenen Cu(001)-Oberfläche (Quadrate) präpariert. Die Sterne markieren die Linienbreite auf der glatten Seite direkt nach dem Präparieren. (b) Zugehörige FMR-Spektren des Ni-Filmes auf der glatten Seite.

die Oberfläche von den Stufenkanten her lagenweise benetzen und sehr homogene Filme ausbilden [82]. Die Linienbreite kann somit auch als Maß für die Homogenität der Filme dienen. Beläßt man die Filme ein paar Tage auf der glatten Kristallseite, so sinkt deren Linienbreite ebenfalls auf 240–250 Oe (offene Dreiecke). Dabei wurden offensichtlich weitere Verspannungen durch thermische Effekte abgebaut, die durch das Tempern nicht entfernt werden konnten.

Betrachtet man nun die Frequenzabhängigkeit, so zeigen alle drei Systeme ein nahezu identisches lineares Verhalten. Aus den Steigungen ergeben sich mit Glg. (7.2) für $\theta_H = \theta = 90^\circ$ die folgenden Werte für G : $\text{Cu}_{10}\text{Ni}_7$ auf der gestuften Seite: $G = 5,3(3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, auf der glatten Seite $G = 5,1(3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ und für den unbedeckten Ni-Film ist $G = 6,8(3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Für den Unterschied zwischen dem unbedeckten und den bedeckten Filmen kommen mehrere Gründe in Betracht. Erstens wurde für die Messungen mit Cu-Deckschicht ein neuer Cu(001)-Kristall benutzt, so daß die Filmrauhigkeit und -homogenität durchaus verschieden sein kann, und damit zu einer verringerten Gilbert-Dämpfung geführt hat. Zweitens reduziert eine Cu-Deckschicht das totale magnetische Moment des Ni-Films [89]. Da die Gilbert-Dämpfung durch die Spin-Bahn-Kopplung vermittelt wird, folgt aus einem kleineren magnetischen Moment auch ein kleineres G . Dennoch sind die Werte im Vergleich zu Ni-Volumenproben ($G = 2,2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ [169,170]) um den Faktor 2 größer. Dies liegt an der reduzierten Filmdicke und der damit einhergehenden tetragonalen Verzerrung der ultradünnen Ni-Filme. So ist mit abnehmender Filmdicke im allgemeinen ein Anstieg der Linienbreite zu beobachten [167]. Die tetragonale Verzerrung in den dünnen Filmen vergrößert die Spin-Bahn-Kopplung, da sie die in kubischer Symmetrie geltende Auslöschung des Bahnmomentes aufhebt.

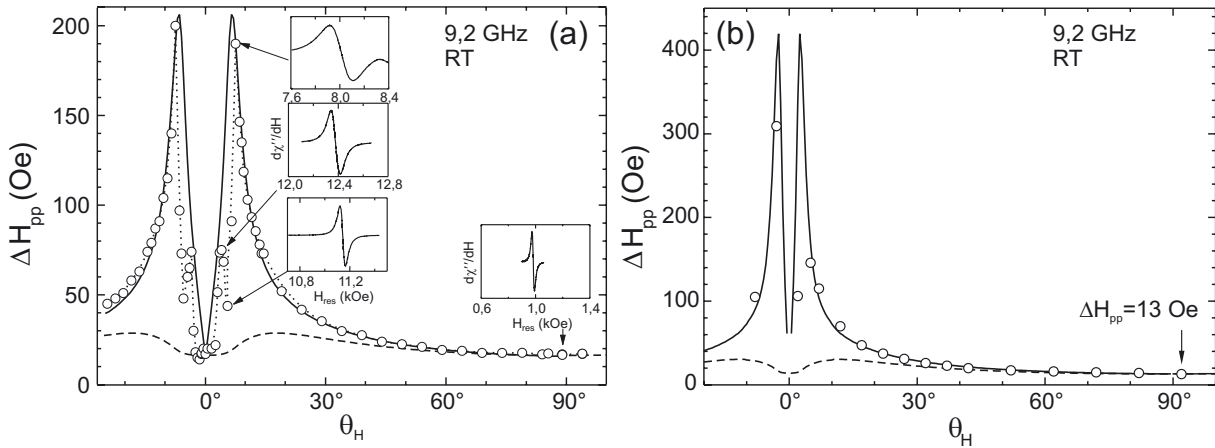


Abb. 7.2: Winkelabhängigkeit der Linienbreite (a) der stöchiometrischen und (b) der Fe-reichen Fe_3Si -Probe gemessen bei 9,24 GHz. Die Insets zeigen die Linienform an den mit Pfeilen markierten Stellen. Die durchgezogenen Kurven stellen Fits gemäß Glg. (7.4) dar. Die gestrichelten Kurven entsprechen nur dem Gilbert-Beitrag $\Delta H_{pp}^G(\theta_H)$.

Inhomogene Verbreiterung durch Mosaizität

In den linearen Fits der Abb. 7.1 tritt auch eine geringe inhomogene Restlinienbreite $\Delta H_{pp}^{\text{inh}}$ bei $f=0$ auf. Diese beträgt bei dem unbedeckten Film $\Delta H_{pp}^{\text{inh}}=10$ Oe und bei den bedeckten Filmen 25 Oe. Diese Restlinienbreite kann durch Inhomogenitäten der Probe entstehen. Darunter fallen leichte Verkippen der Kristallachsen innerhalb der Probe aufgrund von Gitterfehlern (geometrische Mosaizität) aber auch lokale Variationen der internen Anisotropiefelder H_{int} (magnetische Mosaizität) [171]. Daraus folgt, daß sich eine Verteilung der Resonanzfelder ergibt und damit eine Linienverbreiterung. Am besten lassen sich diese Beiträge durch winkelabhängige Messungen bestimmen. Gemäß Ref. [171] gilt für diese Beiträge

$$\Delta H_{pp}^{\text{inh}} = \Delta H_{pp}^0 + \left| \frac{\partial H_{\text{res}}}{\partial \theta_H} \right| \Delta \theta_H + \left| \frac{\partial H_{\text{res}}}{\partial H_{\text{int}}} \right| \Delta H_{\text{int}}. \quad (7.3)$$

Durch den Term ΔH_{pp}^0 kann eine winkelunabhängige Verbreiterung berücksichtigt werden, die z. B. durch inhomogene Magnetfelder, einen schlecht angepaßten Resonator oder Übermodulation des statischen Magnetfeldes technisch bedingt sein kann. Der zweite Term beschreibt die geometrische Mosaizität und kann analog auch für azimutale Winkelabhängigkeiten umgeschrieben werden. Der dritte Term stellt die magnetische Mosaizität dar.

Im Abschnitt 6.1 wurden bereits die Anisotropiemessungen an zwei $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ -Filmen vorgestellt. Die Probe A zeichnete sich durch eine nahezu stöchiometrische Si-Konzentration aus, während Probe B eine höhere Fe-Konzentration besaß.

In Abb. 7.2 ist die polare Winkelabhängigkeit der Linienbreite gemessen bei 9,24 GHz für (a) Probe A und (b) Probe B dargestellt. Die Insets zeigen die rauschfreien FMR-Spektren an den mit Pfeilen markierten Stellen mit jeweils gleicher Skalierung der Abzisse, um direkte

Vergleiche zu ermöglichen. Die schmalste Linie mit einer Linienbreite von nur $\Delta H_{pp}=17$ Oe für Probe A bzw. 13 Oe für Probe B mißt man bei $\theta_H=90^\circ$. Dieser Wert liegt deutlich unter den Linienbreiten für hoch-qualitative Fe-,Whisker“ (Nadeln) von 30 Oe [172] und zeugt damit von der strukturellen Homogenität der Fe₃Si-Filme. Auch Linienbreiten in ultradünnen Fe-Filmen auf Ag(001) liegen bei 30–40 Oe [20].

Um die starke Winkelabhängigkeit der Linienbreite beschreiben zu können (durchgezogene Linien), reicht es nicht aus, nur die Gilbert-Dämpfung gemäß Glg. (7.2) zu berücksichtigen. Diese zeigt, wie bereits erläutert, eine zu schwache Winkelabhängigkeit (gestrichelte Kurven). Vielmehr benötigt man hier zusätzlich einen durch Mosaizität hervorgerufenen inhomogenen Beitrag. Die Linienbreite läßt sich dann wie folgt darstellen:

$$\Delta H_{pp}(\theta_H) = \left| \frac{\partial H_{res}}{\partial \theta_H} \right| \Delta \theta_H + \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{\gamma^2 M} \frac{\omega}{\cos(\theta - \theta_H)}. \quad (7.4)$$

Der Fit liefert für die Gilbert-Dämpfungskonstante der Probe A ein Wert von $G=0,63(3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ bzw. $G=0,69(3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ für Probe B. Beide Werte stimmen gut mit den bekannten Werten für volumenartiges Fe, $G=0,58\text{--}0,70 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ überein [172,173]. Für die geometrische Mosaizität ergibt sich bei beiden Proben ein identischer Winkelbereich von nur $\Delta \theta_H=0,14^\circ$. Dabei gilt ein Wert von $\Delta \theta_H < 0,8^\circ$ als Zeichen eines sehr guten epitaktischen Wachstums [112,174,175]. Dies bestätigt nochmals die hervorragende strukturelle Qualität der Proben.

Im Bereich von $\theta_H=0^\circ$ zeigt die Linienbreite der Probe A allerdings eine deutliche Abweichung. Zwar wird das Minimum korrekt wiedergegeben, jedoch tritt überraschend ein weiteres lokales Minimum bei etwa $\pm 5,5^\circ$ auf, daß klar und reproduzierbar aus den Spektren hervorgeht. Die Ursache ist bis jetzt unbekannt. Zwar ist die Linienform bei $\theta_H=0^\circ$ leicht asymmetrisch, doch unter der Annahme einer Überlagerung zweier schmaler Linien, müßte sich insgesamt eine breitere Linie ergeben. Das würde auch gleichzeitig bedeuten, daß die ungestörte Linie in Wahrheit noch schmaler sein müßte. Eine Ursache für das Auftreten einer zweiten Linie könnte höchstens durch die zwei unterschiedlichen Fe-Gitterplätze im Fe₃Si gegeben sein. Dennoch bleibt weiterhin offen, weshalb dann im restlichen Winkelbereich nur eine absolut symmetrische Linie auftritt. Aufgrund der höheren Resonanzfelder der Probe B (siehe Abb. 6.4), die entlang der senkrechten oberhalb des Maximalfeldes des Elektromagneten lagen, konnte nicht geprüft werden, ob diese Abweichungen auch bei der Probe B auftreten.

In Abb. 7.3 ist nun die winkelabhängige Linienbreite der Fe/InAs(001)-Probe für (a) φ_H -Variation und (b) θ_H -Variation dargestellt. Es ist zu beachten, daß die beiden Messungen bei unterschiedlicher Mikrowellenfrequenz (9 bzw. 4 GHz) durchgeführt wurden. Wie anhand von Abb. 6.7 bereits diskutiert, treten unterhalb von 10 GHz in den leichten Richtungen in der Ebene keine Resonanzen auf. Daher zeigt die azimutale Winkelabhängigkeit in Abb. 7.3a diesen zunächst eigenartigen Verlauf der Linienbreite. In der harten Richtung der vierzähligen Anisotropie (vergleiche mit Abb. 6.8) ist die Linienbreite am schmalsten. Sie liegt bei den für Fe

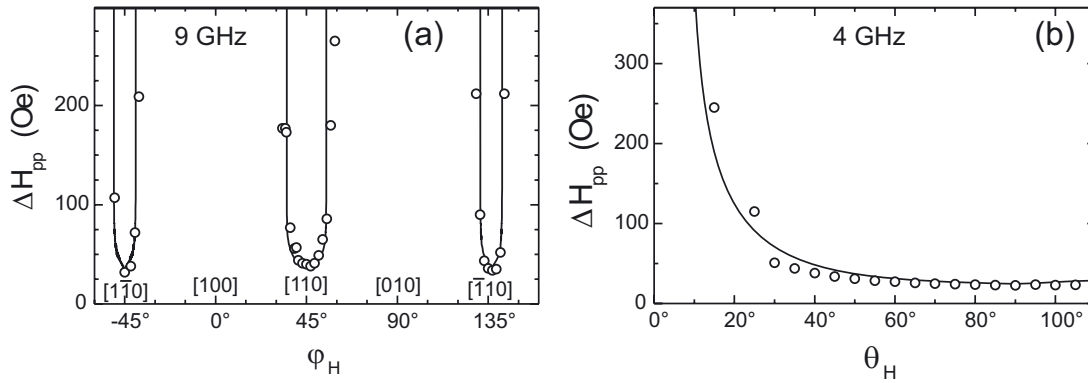


Abb. 7.3: (a) Azimutale Winkelabhängigkeit der Linienbreite des Fe/InAs(001)-Films gemessen bei 9 GHz. (b) Polare Winkelabhängigkeit der Linienbreite gemessen bei 4 GHz.

typischen Werte von $\Delta H_{pp} \approx 34$ Oe.

Auch bei dieser Probe muß für die Fitkurven (durchgezogene Linien) neben dem Gilbert-Beitrag auch die inhomogene Verbreiterung berücksichtigt werden. Für den Fit wurde das Analogon der Glg. (7.4) für φ_H verwendet. Setzt man für die Gilbert-Dämpfung einen realistischen Wert im Bereich von $G=0,6-0,9 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ an, so würde die minimale Linienbreite bei nur 6 bis 10 Oe liegen. Daher wurde neben der geometrischen Mosaizität auch eine winkelunabhängige Verbreiterung ΔH_{pp}^0 berücksichtigt. Damit erhält man als Fitparameter $\Delta\varphi=0,2^\circ$ und $\Delta H_0=28$ Oe. Die Verbreiterung resultiert möglicherweise aus Feldinhomogenitäten durch eine etwas zu große Probe. Die durchgezogene Kurve in Abb. 6.8b wurde mit Glg. (7.4) und identischen Parametern durchgeführt.

7.2. Zwei-Magnonen-Streuung

Neben der Spin-Gitter-Relaxation wurde im Kap. 2.3 auch ein zweiter Relaxationsmechanismus beschrieben, bei dem das uniforme Magnon ($\vec{k}=0$) an Oberflächendefekten in ein energetisch entartetes Magnon gestreut wird. Diese Zwei-Magnonen-Streuung wurde erstmals zur Beschreibung der Linienbreite in volumenartigen Proben des ferromagnetischen Isolators Yttrium-Eisen-Granat (YIG) 1961 vorgeschlagen [176]. Die Linienbreite dieser Proben war mit der Größe der Oberflächendefekte korreliert [65,177]. In Abb. 2.7 wurde das zugehörige Spinwellenspektrum für Volumenproben mit den entarteten Magnonenzuständen gezeigt.

Im folgenden soll nun erläutert werden, unter welchen Bedingungen diese entarteten Magnonenzustände auch in ultradünnen Filmen existieren können, um dann diesen Dämpfungsprozeß bzw. die damit einhergehende Verbreiterung der Resonanzlinie anhand von Fe/V-Multilagen untersuchen zu können. Die Messungen an den Fe/V-Multilagen [27] waren die ersten, bei denen die Zwei-Magnonen-Streuung in ultradünnen Filmen nachgewiesen wer-

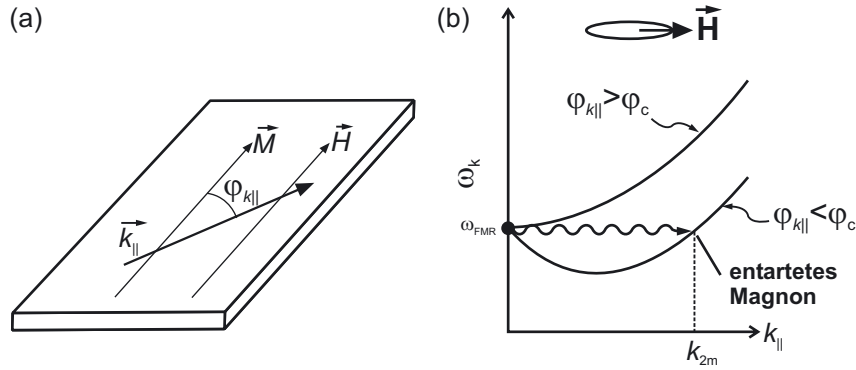


Abb. 7.4: Spezialfall der Spinwellen-Dispersionsrelation für zweidimensionale ultradünne Filme und Ausbreitung innerhalb der Ebene: Nur für Winkel $\varphi_{k_{\parallel}} < \varphi_c$ existiert ein entartetes Magnon bei k_{2m} .

den konnte. Daraufhin erhob sich die Frage, ob dieser Effekt auch in anderen Probensystemen beobachtbar ist. Mittlerweile existieren weitere Messungen [178–183] an verschiedenen dünnen Filmen, wovon allerdings nur in Ref. [182] ein überzeugender Nachweis für Zwei-Magnonen-Streuung geliefert wird.

Ein ultradünner Film kann in guter Näherung als quasi zweidimensionale Struktur aufgefaßt werden. So bleibt im Spinwellenspektrum parallel zur Oberfläche ein einziger (akustischer) Zweig übrig, der die magnetische Antwort kontrolliert. Stehende Spinwellen senkrecht zur Filmebene mit $\vec{k} \neq 0$ sind durch die Austauschwechselwirkung zu hohen Frequenzen verschoben, die weit oberhalb der FMR-Frequenzen liegen [166,184]. Betrachtet wird also ein ultradünner Film, wie er in Abb. 7.4a dargestellt ist. Dessen Magnetisierung liege in der Filmebene parallel zum externen Magnetfeld, und es werden Spinwellen in der Ebene mit Wellenvektor \vec{k}_{\parallel} betrachtet, deren Richtung gegenüber \vec{M} durch den Winkel $\varphi_{\vec{k}_{\parallel}}$ gegeben ist. Zur Vereinfachung liege \vec{H}_0 entlang der leichten Richtung, die durch die effektive Magnetisierung vorgegeben sei. Die Dispersionsrelation unter Berücksichtigung der Spinwellen mit Energiebeiträgen bis zur Ordnung k^2 lautet dann [166,184]:

$$\left(\frac{\omega(k_{\parallel})}{\gamma}\right)^2 = \omega^2 - 2\pi M k_{\parallel} d \left[H_0 - (H_0 + 4\pi M_{\text{eff}}) \sin^2 \varphi_{\vec{k}_{\parallel}} \right] + (2H_0 + 4\pi M_{\text{eff}}) D k_{\parallel}^2, \quad (7.5)$$

worin ω die gewöhnliche Mikrowellenfrequenz darstellt. Wie man sieht, existiert bei Spinwellen in *ultradünnen* Filmen neben dem quadratischen Beitrag in k_{\parallel} auch ein linearer Term, der vom Winkel $\varphi_{k_{\parallel}}$ abhängt. Für bestimmte Ausbreitungsrichtungen, genau dann wenn

$$\sin^2 \varphi_{\vec{k}_{\parallel}} < \frac{H_0}{H_0 + 4\pi M_{\text{eff}}} \quad (7.6a)$$

$$\text{bzw.} \quad |\varphi_{\vec{k}_{\parallel}}| < \varphi_c \quad \text{mit} \quad \varphi_c = \arcsin \sqrt{\frac{H_0}{H_0 + 4\pi M_{\text{eff}}}} \quad (7.6b)$$

ist, ergibt sich für die Dispersionsrelation zunächst ein negativer Anstieg, wie in Abb. 7.4b dargestellt. Damit liegt die minimale Spinwellenenergie nicht mehr bei $\vec{k}=0$ sondern bei einem

endlichen Wert $k(\varphi_{\vec{k}_{\parallel}})$. Also entsteht durch den linearen k -Beitrag ein zum uniformen Magnon entarteter Zustand, wodurch die Zwei-Magnonen-Streuung ermöglicht wird. Für einen 30 Å dicken Fe-Film mit $D=2,5 \cdot 10^{-9} \text{ G cm}^2$ läßt sich k_{2m} zu $2\pi M_S d/D \simeq 10^6 \text{ cm}^{-1}$ abschätzen, d. h., die makroskopische Beschreibung ist gerechtfertigt.

Reduziert man H_0 auf Null, so verschwindet der kritische Winkel φ_c und damit auch der entartete Zustand. In Ref. [166,184,185] wird darüber hinaus gezeigt, daß, wenn das statische Feld \vec{H}_0 eine Komponente senkrecht zur Probenebene besitzt, sich der Phasenraum mit negativem Anstieg mehr und mehr verkleinert, bis für $\vec{H}_0 \perp \vec{M}$ keine entarteten Magnonenzustände mehr existieren. Genauer gesagt, existiert auch hier ein kritischer Winkel θ_c der Magnetisierung, wonach für $\theta_c < \pi/4$ keine Zwei-Magnonen-Streuung mehr auftreten kann.

Gemäß dem Modell von Arias und Mills [184], basierend auf den Ansätzen von Sparks *et al.* [9,176], aktivieren flache, rechteckige Oberflächendefekte in Form von Inseln oder Löchern den Zwei-Magnonen-Streuprozess. Die Defekte wirken als Störterme auf die Zeeman-Energie und auch auf die Dipolfelder, die die Spinwelle verursacht. Letztendlich ergibt sich für die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite durch Zwei-Magnonen-Streuung [166,184]:

$$\Delta H_{\text{pp}}^{2M}(\omega) = \Gamma \arcsin \sqrt{\frac{[\omega^2 + (\omega_0/2)^2]^{1/2} - \omega_0/2}{[\omega^2 + (\omega_0/2)^2]^{1/2} + \omega_0/2}} \quad (7.7)$$

mit $\omega_0 = \gamma \left(\frac{2K_{2\perp}}{M} - 4\pi M_s \right) = -\gamma 4\pi M_{\text{eff}}$.

Der Vorfaktor Γ stellt die charakteristische Größe der Zwei-Magnonen-Streuung dar und ist von der Geometrie und Dichte der Defekte, sowie der Spinwellen-Steifigkeitskonstante D und der Oberflächenanisotropie abhängig.

Die experimentelle Linienbreite ΔH_{pp} kann damit als Summe aus einem Gilbert-Beitrag und der Zwei-Magnonen-Streuung, sowie, falls notwendig, einem frequenzunabhängigem Beitrag aufgefaßt werden:

$$\Delta H_{\text{pp}} = \Delta H_{\text{pp}}^0 + \Delta H_{\text{pp}}^G + \Delta H_{\text{pp}}^{2M}. \quad (7.8)$$

Diese drei Beiträge sind in Abb. 7.5 schematisch dargestellt.

Der einer Wurzelfunktion ähnliche Verlauf des Zwei-Magnonen-Streubeitrages (punktiert) läßt sich gut von der linearen Abhängigkeit der Gilbert-Dämpfung (gestrichelt) unterscheiden. In der Summe aller Beiträge ergibt sich der gekrümmte Verlauf der durchgezogenen Linie. Bei kleinen Frequenzen wird die Krümmung durch die Zwei-Magnonen-Streuung dominiert und bei höheren Frequenzen bestimmt die Gilbert-Dämpfung den Anstieg. Durch die dünne Tangente wird nun ein interessantes Problem verdeutlicht: Liegen nur Messungen im „FMR-typischen“ Frequenzbereich von (10–35 GHz) vor, so kann der Frequenzverlauf fast nicht von einer Geraden unterschieden werden. Das bedeutet zunächst, daß ein Zwei-Magnonen-Streubeitrag unentdeckt bleiben könnte. Problematischer ist aber, daß dadurch eine viel zu große inhomogene Linienbreiten ΔH_0^* gefittet wird und daß die Steigung der Geraden, aus der G folgt, größer

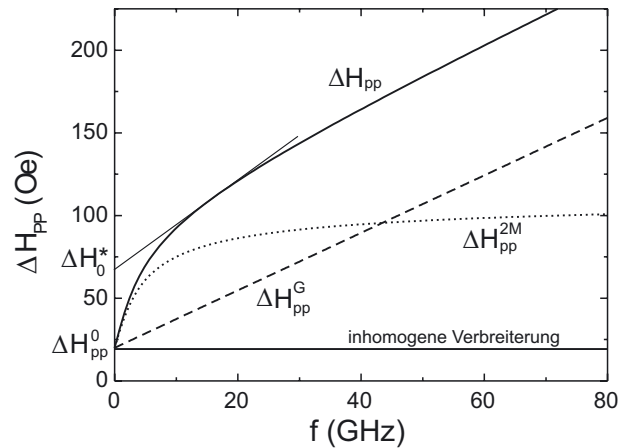


Abb. 7.5: Frequenzabhängigkeit der verschiedenen Beiträge zur Linienbreite: Gilbert-Dämpfungsterm ΔH_{pp}^G (gestrichelt), Zwei-Magnonen-Streubeitrag ΔH_{pp}^{2M} (punktiert) und die Summe daraus (durchgezogen). Ein Beitrag durch inhomogene Verbreiterung ΔH_{pp}^0 (grauer Bereich) wurde jeweils addiert.

als der wahre Wert von G ist. Angemerkt sei aber, daß nicht in jedem ultradünnen System Zwei-Magnonen-Prozesse auftreten, da dafür eine gewisse Defektdichte vorliegen muß. Ferner müssen auch die kritischen Winkel berücksichtigt werden. Ohne jegliche Kontrollmessungen über einen großen Frequenzbereich kann eine Linienbreiten-Analyse aber fragwürdig sein.

Die Linienbreite der Fe/V-Multilagen

Die Abb. 7.6 zeigt nun die Messungen der Linienbreite an den Fe/V-Multilagen, deren Aufbau und Struktur in Kap. 3.5 vorgestellt wurde. Es wurden Messungen an $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}/\text{MgO}$ (Kreise) und $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}/\text{MgO}$ -Multilagen (Quadrate) entlang der $[100]$ - (gefüllte Symbole) und $[110]$ -Richtungen (offene Symbole) in der Ebene durchgeführt. In Kooperationen mit den Arbeitsgruppen Pelzl (Bochum), Frait (Prag) und Janossy (Budapest) war es möglich mit 9 verschiedenen FMR-Spektrometern in einem Frequenzbereich von 1 bis 225 GHz zu messen. Einschließlich des Q-Bandes (35 GHz) wurde mit Resonatoren gearbeitet, oberhalb davon wurde direkt im Wellenleiter gemessen. Anmerkung: Die Messungen bis zu 69 GHz wurden bereits von J. Lindner analysiert und veröffentlicht [27,67]. Die Werte für M_S , g und die Anisotropien sind in Tabelle 7.1 angegeben.

Durch den nochmals erweiterten Frequenzbereich und einen Datensatz für die $[001]$ -Richtung (Dreiecke) konnten die Ergebnisse speziell für die Proben mit schwachem Zwei-Magnonen-Streubeitrag eindeutig verifiziert werden. Dabei stellen FMR-Messungen bei hohen Frequenzen insbesondere oberhalb von 70 GHz eine besondere Herausforderung dar. Dort beträgt die Wellenlänge nur noch 4,3 mm und liegt damit im Bereich der Probendimensionen, wodurch das Mikrowellenfeld nicht mehr homogen über die Probe verteilt ist. So mußte die Probenposition bei den höchsten Meßfrequenz besonders sorgfältig justiert werden, um Überlagerungen von Linien durch leichte Probeninhomogenitäten zu vermeiden.

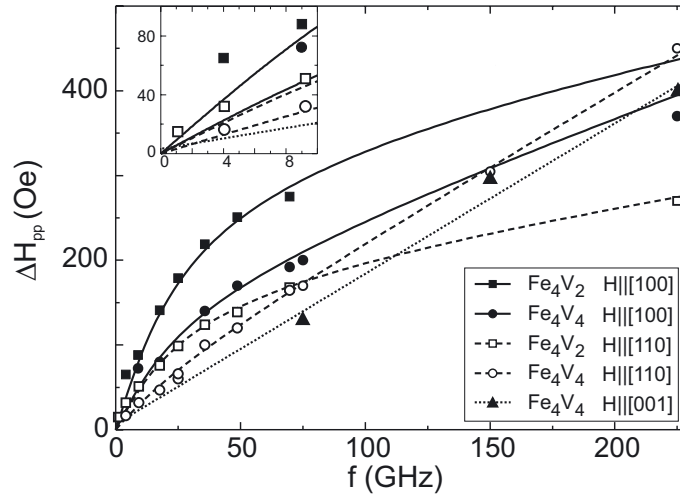


Abb. 7.6: Frequenzabhängigkeit der Linienbreite für $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}/\text{MgO}$ (Quadrate) und $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}/\text{MgO}$ (Kreise, Dreiecke). Gefüllte Symbole kennzeichnen Messungen in der Probenebene mit $\vec{H} \parallel [110]$ bzw. offene Symbole mit $\vec{H} \parallel [100]$. Bei Dreiecken wurde das Feld senkrecht zur Filmebene angelegt. Das Inset zeigt eine Ausschnittsvergrößerung bis 10 GHz.

Der systematische Vergleich der Datensätze zeigt folgendes: 1.) Bis auf die Messung in der [001]-Richtung weisen alle Datensätze eine leichte Krümmung auf, die auf einen Zwei-Magnonen-Streubeitrag schließen lassen. Da entlang der Probenormalen keine entarteten Magnonen-Zustände existieren können, bleibt für diesen Fall nur die lineare Frequenzabhängigkeit der Gilbert-Dämpfung übrig. 2.) Bei gleicher Feldrichtung ist die Krümmung im Linienbreitenverlauf für die Fe_4V_2 -Probe größer als für die Fe_4V_4 -Probe. 3.) Für Messungen parallel zur [100]-Richtung ergibt sich eine größere Krümmung als in der [110]-Richtung. Daraus folgt, daß die Defektdichte und/oder -größe bei der Fe_4V_2 -Probe größer sein muß als bei der Fe_4V_4 -Probe. Hinzu kommt, daß die Defektdichte entlang der [100]-Richtung gegenüber der [110]-Richtung ebenso größer sein muß. Demnach sollten die Defekte eine Art „Vorzugsrichtung“ aufweisen, die z. B. durch Stufen im Substrat induziert sein kann. Dieses Ergebnis deckt sich mit den in Abb. 3.6 gezeigten XRD-Messungen, die eine höhere Rauigkeit der

Tabelle 7.1: M_S , g -Faktoren und Anisotropiefelder der Fe/V-Multilagen aus Ref. [67].

Probe	M_S	$g_{\parallel,[100]}$	$g_{\parallel,[110]}$	$g_{\perp,[001]}$	$4\pi M_{\text{eff}}$	$K_{2\parallel}/M$	$K_{4\perp}/M$	$K_{4\parallel}/M$
	(emu/cm ³)				(kG)	(Oe)	(kOe)	(Oe)
$(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}$	1115	2,11(1)	2,12(1)	2,10(5)	10,4(3)	2(1)	-0,7(1)	70(2)
$(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$	925	2,14(2)	2,13(1)	2,12(4)	9,9(3)	1(1)	-0,2(1)	14(2)

Grenzflächen der Fe_4V_4 -Probe untermauern. 4.) Die Ausschnittsvergrößerung zeigt, daß für die Datensätze (mit Ausnahme entlang der Probennormalen) kein frequenzunabhängiger Beitrag angenommen werden muß. So beträgt die Linienbreite der Fe_4V_2 -Probe in der [110]-Richtung bei 1 GHz nur 18 Oe.

Die in Abb. 7.6 eingezeichneten Kurven entsprechen Fits gemäß Glg. (7.8). Die Fitparameter sind in Tabelle 7.2 aufgelistet. Um den in Feldeinheiten gemessenen Parameter Γ mit G vergleichen zu können, ist das Produkt $\gamma\Gamma$ angegeben. Teilweise wird in der Literatur auch die dimensionslose Gilbert-Konstante α angegeben, so daß sie hier mit aufgelistet wurde. Wie bereits qualitativ anhand der Kurvenform beschrieben, zeigen die Linienbreiten sowohl einen Beitrag durch Zwei-Magnonen-Streuung als auch durch Gilbert-Dämpfung. Der Vergleich der Zahlenwerte für $\gamma\Gamma$ und G zeigt, daß die Zwei-Magnonen-Streuung der dominierende Beitrag ist. Ebenso ist Γ für Fe_4V_2 2 bis 3 mal größer als für die Fe_4V_4 -Probe. Wohingegen G genau umgekehrt um den Faktor 2 kleiner ist. Leider sind – mit einer Ausnahme – außer diesen Messungen bislang keine weiteren experimentellen Daten publiziert, die einen Vergleich bzw. eine Einordnung von Γ ermöglichen würden. Generell ist zu sagen, daß die G -Werte für die Fe_4V_2 -Probe ungefähr 3 mal kleiner als der Volumenwert von Fe ($G=0,8\cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ [186]) sind. Die Werte der Fe_4V_4 -Probe liegen nur knapp unterhalb des Fe-Wertes. Auch für die Messung entlang der Probennormalen ergibt sich ein ähnlicher Wert. Zu beachten ist aber, daß die in der Literatur bekannten Werte für Fe besonders stark streuen. Zwar wird $G=0,8\cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ mittlerweile als Volumenwert für Fe akzeptiert, dennoch variieren die Angaben für G im Bereich von 0,4 und $0,7\cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ für Fe-Nadeln [172,187] bis hin zu $1,8\cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ für dünne Fe-Filme auf Cu und Ag(001) [20]. Hierfür gibt es mehrere Erklärungen. Wie bereits im Zusammenhang mit Abb. 7.5 erwähnt, führen Messungen – sofern Zwei-Magnonen-Streuung auftritt – bei ausschließlich niedrigen Frequenzen zu einem zu großen Wert von G , bzw. Messungen bei hohen Frequenzen liefern umgekehrt einen zu kleinen Wert. Damit läßt sich ein Teil dieser Diskrepanzen

Tabelle 7.2: Werte für Γ , G und ΔH_0 für die beiden Fe/V-Multilagen in [100], [110] und [001] Richtung. Alle Fehler sind kleiner als 5 %.

Probe	Orientierung	Γ	$\gamma\Gamma$	G	α	ΔH_0
		(Oe)	(10^8 s^{-1})	(10^8 s^{-1})	(10^{-3})	(Oe)
$(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}$	$\vec{H} \parallel [100]$	270	50,0	0,26	1,26	0
$(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$	$\vec{H} \parallel [100]$	139	26,1	0,45	2,59	0
$(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}$	$\vec{H} \parallel [110]$	150	27,9	0,22	1,06	0
$(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$	$\vec{H} \parallel [110]$	45	8,4	0,77	4,44	0
$(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$	$\vec{H} \parallel [001]$	0	0	0,76	4,38	5,8

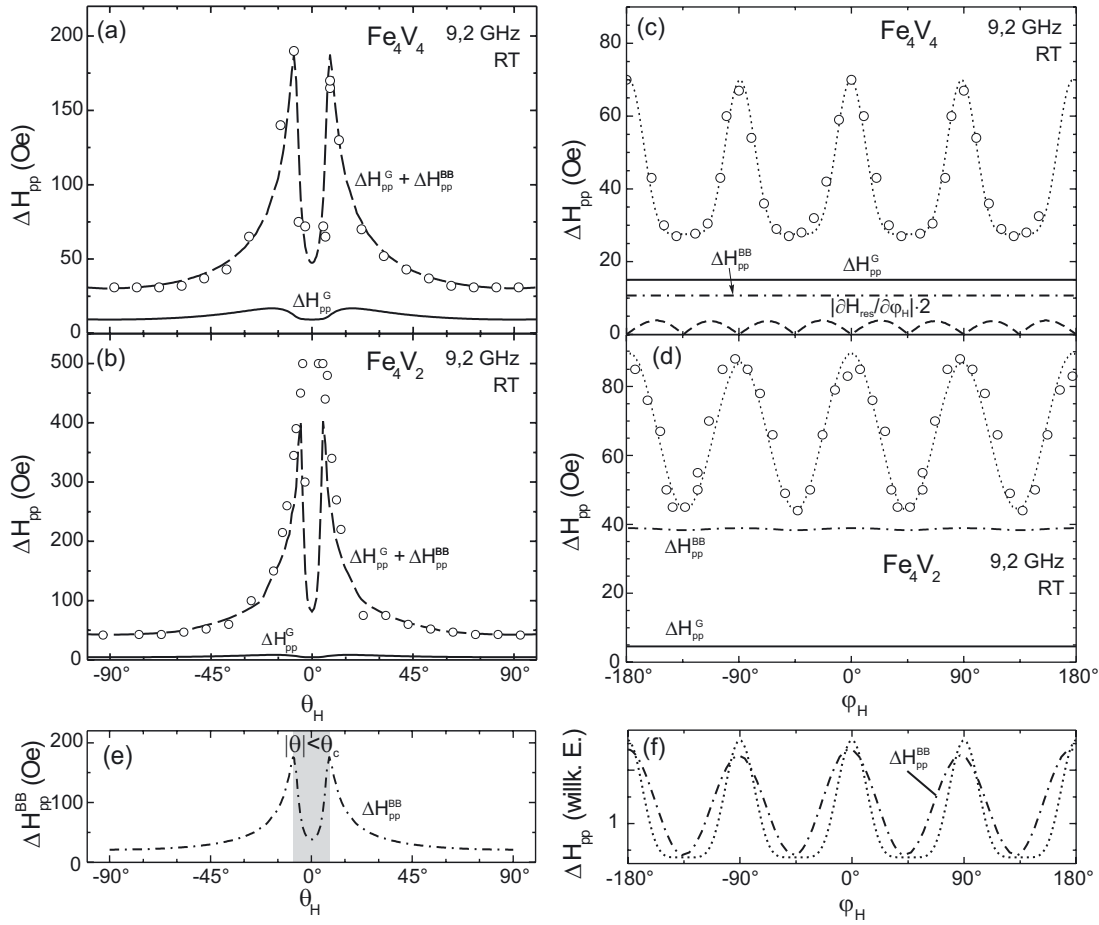


Abb. 7.7: (a,b) Polare bzw. (c,d) azimutale Winkelabhängigkeit der Linienbreite für $(\text{Fe}_4\text{V}_4)_{45}$ und $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}$. (e,f) zeigen theoretische Kurven gemäß dem Bloch-Bloembergen-Ansatz (strich-punktiert). Die durchgezogenen Linien in (a-d) entsprechen der Gilbert-Dämpfung, die gestrichelte in (b) der Mosaizität und die gepunkteten Linien in (c,d,f) entsprechen Kosinus-Termen (siehe Text).

möglicherweise auf die Art der Bestimmung von G zurückführen. Für die Fe/V-Multilagen ist bekannt, daß das Spinmoment der Fe-Schichten gegenüber dem Volumenwert um bis zu 25 % reduziert ist [188,189]. Dadurch verringert sich die Spin-Bahnkopplung und damit auch G . Der im nächsten Abschnitt vorgestellte Spin-Pump-Effekt eröffnet darüber hinaus noch eine weitere Ursache, die die zu großen G -Werte der Fe-Filme auf Cu(001) und Ag(001) [20] erklären kann. Letztendlich läßt sich daher nur die Größenordnung von G sicher vergleichen.

Es wurde bereits erwähnt, daß eine Bestimmung von G über frequenzabhängige Messungen einer einzelnen Winkelabhängigkeit vorzuziehen ist, auch wenn dies einen deutlichen technischen Mehraufwand bedeutet. Zur Verdeutlichung sind in Abb. 7.7 nun Messungen der azimutalen und polaren Winkelabhängigkeit der Linienbreite der beiden Fe/V-Proben dargestellt. Zum Vergleich sind die Beiträge für Gilbert-Dämpfung und auch Mosaizität getrennt dargestellt. Dazu wurden die zuvor ermittelten Werte für G verwendet. Es ist deutlich zu sehen, daß

ΔH_{pp}^G (durchgezogene Linien) keine Winkelabhängigkeit in der Probenebene besitzt und damit für eine Bestimmung von G nicht geeignet ist. Mit der Mosaizität (gestrichelte Linien in Teilbild (c)) läßt sich die Winkelabhängigkeit aufgrund der völlig anderen Symmetrie ebenfalls nicht erklären. Diese Messungen allein gesehen, lassen also nur den Schluß zu, daß neben der Gilbert-Dämpfung ein weiterer extrinsischer Dämpfungsprozeß auftreten muß.

Es existieren nur einige wenige spezielle Modelle für die Winkelabhängigkeit von ΔH_{pp}^{2M} [182,190,191]. Eine erste einfache Näherung läßt sich aber aufgrund der Art des Relaxationsprozesses machen. In Kap. 2.3 wurde erläutert, daß zur Beschreibung der Zwei-Magnonen-Streuung der Bloch-Bloembergen-Ansatz (2.42), genauer gesagt, der durch die Spin-Spin-Relaxationszeit T_2 beschriebene Anteil, geeignet ist [9,192]. Für diese Größe läßt sich die Winkelabhängigkeit wie folgt berechnen. Zunächst ergibt die Spin-Spin-Relaxation eine Frequenzlinienbreite von [191,192]:

$$\Delta(\omega/\gamma) = \frac{1}{\gamma T_2}. \quad (7.9)$$

Diese Gleichung gilt nur für die durch Frequenzvariation bei konstantem Feld gemessene Linienbreite. Zur Umrechnung auf die für FMR üblicherweise gültige Linienbreite bei Feldvariation kann man die Näherung

$$\Delta H \approx \gamma \frac{dH_{res}}{d\omega_{res}} \Delta(\omega/\gamma) \quad (7.10)$$

benutzen [191], solange $\Delta\omega \ll \omega$ gilt. Damit erhält man für die durch T_2 beschriebene Linienbreite [182]

$$\Delta H_{pp}^{BB}(\theta_H) = \frac{dH_{res}}{d\omega_{res}} \frac{1}{T_2}. \quad (7.11)$$

Der Term $dH_{res}/d\omega_{res}$ kann dabei am einfachsten aus der FMR-Dispersion oder der Winkelabhängigkeit berechnet werden, indem man zu jedem Winkel, den Differenzenquotient

$$\frac{dH_{res}}{d\omega_{res}} = \frac{\delta H}{\omega(H_{res} + \delta H, \theta + \delta\theta) - \omega(H_{res}, \theta)} \quad (7.12)$$

bestimmt. In Abb. 7.7c-f ist dieser Beitrag (strich-punktiert) dargestellt. Man erkennt, daß die Symmetrie in der polaren Geometrie gut mit den experimentellen Werten der beiden Proben in Abb. 7.7a und b übereinstimmt. Die graue Schraffur in Abb. 7.7e kennzeichnet den Bereich, bei dem θ den kritischen Winkel von $\pi/4$ unterschreitet und damit keine Zwei-Magnonen-Streuung mehr auftreten kann. Zur Beschreibung der experimentellen Daten wird die Differenz aus gemessener Linienbreite und der intrinsischen Gilbert-Dämpfung der Zwei-Magnonen-Streuung zugeordnet. Für die Bewegungsgleichung bedeutet dies, daß der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (2.40) der T_2 -Term (7.9) hinzugefügt wird [191]. Die T_1 -Relaxation des Bloch-Bloembergen-Ansatzes wird hierbei nicht berücksichtigt, bzw. durch die Gilbert-Dämpfung ersetzt.

Die gestrichelten Kurven in (a,b) entsprechen Fits mit einer Summe aus Gilbert-Dämpfung und T_2 -Relaxation. Die Parameter sind $G=0,45(4) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ und $T_2=1,40(6) \cdot 10^{-9} \text{ s}$ für die Fe_4V_4 -

Probe und $G=0,3(1)\cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ und $T_2=0,70(6)\cdot 10^{-9} \text{ s}$ für die Fe_4V_2 -Probe. Die so ermittelten Gilbert-Dämpfungskonstanten stimmen gut mit den aus der Frequenzabhängigkeit ermittelten Werten überein. Aus Glg. 7.9 folgt für T_2 eine Frequenzlinienbreite $1/\gamma T_2$ von 38(2) Oe für die Fe_4V_4 -Probe bzw. 79(6) Oe für die Fe_4V_2 -Probe. Da an ultradünnen Filmen nahezu keine weiteren Untersuchungen der Zwei-Magnonen-Streuung vorliegen, läßt sich zumindest die Größenordnung mit Messungen an volumenartigen Proben vergleichen. In Ref. [192] werden für Yttrium-Eisen-Granat-Kugeln und hexagonale Zn-Ferrit-Filme Frequenzlinienbreiten von 0,5 bzw. 15 Oe genannt.

Für die azimutale Winkelabhängigkeit ist die auf analoge Weise bestimmte Winkelabhängigkeit allerdings deutlich zu schwach (siehe die strich-punktierten Linien in Abb. 7.7c und d). Die Symmetrie würde allerdings übereinstimmen, wie die 1000fach überhöhte Darstellung in Abb. 7.7f (strich-punktiert) zeigt. Daraus läßt sich schließen, daß selbst die T_2 -Relaxationszeit keine zufriedenstellende Beschreibung liefert. Dies deckt sich auch mit neuesten Ergebnissen von Woltersdorf und Heinrich [182], die die Zwei-Magnonen-Streuung in ultradünnen Filmen nun auch in 30 ML dünnen Fe-Filmen mit 200 ML Pd-Deckschicht nachweisen konnten. Durch ein Netzwerk von Versetzungsfehlern aufgrund der Gitterfehlpassung zwischen Fe und Pd wird dort die Zwei-Magnonen-Streuung aktiv (siehe auch Abb. 7.8).

Die azimutale Winkelabhängigkeit kann mittels des Modells für rechteckige Defekte von Arias und Mills [184] nur qualitativ beschrieben werden. Zunächst ergibt sich für rechteckige Defekte mit einer Vorzugsrichtung entlang der $\langle 100 \rangle$ -Richtungen in der Ebene eine Winkelabhängigkeit der Linienbreite proportional zu $\cos^2(2\varphi)$, die einer vierzähligen Anisotropie in der Ebene entspricht, die bei den Messungen der Fe/V-Proben auch festgestellt wurde [67]. Die Winkelabhängigkeit entspricht in etwa dem in Teilbild (f) dargestellten Verlauf von $\Delta H_{\text{pp}}^{\text{BB}}$ (strich-punktiert). Damit kann die Linienbreite der Fe_4V_2 -Probe bereits gut beschrieben werden (punktierte Kurve). Um die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten der Fe_4V_4 -Probe zu erhöhen muß zusätzlich mit einem Faktor $\cos^4(2\varphi_k)$ multipliziert werden, der die Symmetrie der Defekte besser beschreiben soll und vom Winkel des Spinwellenvektors \vec{k} abhängt [182]. Eine Näherung mit $\varphi_k = \varphi$ ist als punktierte Linie in Abb. 7.7c,f dargestellt. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist dann ebenfalls sehr gut. Vor allem werden dadurch die breiten Linienbreitenminima gut wiedergegeben.

Nichtsdestotrotz kann hierdurch zwar die Form der Winkelabhängigkeit nachgebildet und damit auf die Anisotropie der Defekte geschlossen werden, eine Dämpfungskonstante bzw. Relaxationszeit läßt sich mit dieser Methode natürlich nicht bestimmen.

Vergleich mit $\text{Pd}_{200}\text{Fe}_{30}/\text{GaAs}(001)$ -Filmen von Woltersdorf *et al.* [182]

Da es das bislang zweite *ultradünne* Probensystem mit Zwei-Magnonen-Streuung ist, bei dem auch die Frequenzabhängigkeit der Linienbreite gemessen wurde, sollen hier die Daten von Woltersdorf und Heinrich zum Vergleich kurz diskutiert werden. Abbildung 7.8 gibt die Abbil-

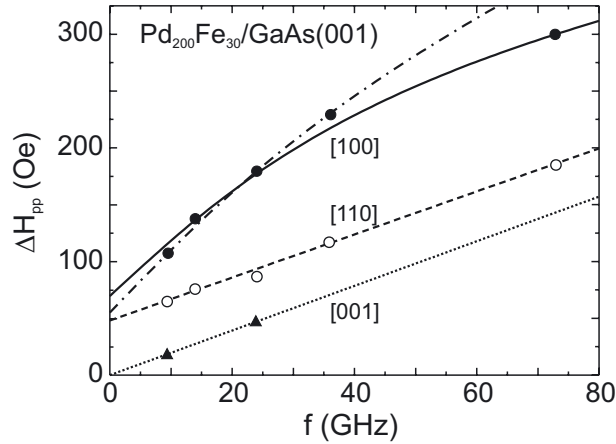


Abb. 7.8: Frequenzabhängigkeit der Linienbreite eines $\text{Pd}_{200}\text{Fe}_{30}/\text{GaAs}(001)$ Filmes (aus Ref. [182]) für drei verschiedenen Richtungen. Die Linien stellen Fitkurven gem. Glg. 7.8 dar. Die strich-punktierte Kurve wurde ohne den Meßpunkt bei 72 GHz angepaßt.

dung 5 aus Ref. [182] wieder. Die Autoren verzichteten allerdings auf eine Bestimmung von Γ . Es wurden nur „effektive“ Gilbert-Dämpfungsparameter bestimmt.

In der Tabelle 7.3 sind die gemäß Glg. (7.7) ermittelten Werte angegeben. Da keine Angaben über die Sättigungsmagnetisierung gemacht wurden, wird der Volumenwert bei Raumtemperatur $M_S=1714 \text{ emu/cm}^3$ angenommen.

Entlang der Filmnormalen (punktierte Kurve) ergibt sich ein linearer Verlauf, d. h., es tritt nur die Gilbert-Dämpfung auf. G ist im Vergleich zu den Fe/V-Proben bzw. zum Fe-Volumenwert aber doppelt so groß. Entlang der [110]-Richtung (gestrichelt) tritt ebenfalls keine Zwei-Magnonen-Streuung auf. Hier ist zu vermuten, daß der kritische Winkel φ_c der Magnetisierung gegenüber dem Spinwellenvektor überschritten wurde und deswegen kein Zwei-Magnonen-Beitrag existiert. Es gibt jedoch eine inhomogene Verbreiterung von $\Delta H_{\text{pp}}^0=48 \text{ Oe}$.

Tabelle 7.3: Werte für Γ , G und ΔH_{pp}^0 für die $\text{Pd}_{200}\text{Fe}_{30}/\text{GaAs}(001)$ -Probe aus Ref. [182]. Die kursiv gesetzten Werte entsprechen dem strich-punktierten Fit ohne den Meßwert bei 73 GHz.

Orientierung	Γ	$\gamma\Gamma$	G	α	ΔH_{pp}^0
	(Oe)	(10^8 s^{-1})	(10^8 s^{-1})	(10^{-3})	(Oe)
$\vec{H} \parallel [100]$	260(10)	46(2)	0,38(5)	1,3(2)	70(8)
$\vec{H} \parallel [100]$	<i>215(6)</i>	<i>38(1)</i>	<i>1,40(2)</i>	<i>4,6(7)</i>	<i>55(2)</i>
$\vec{H} \parallel [110]$	0	0	1,40(2)	4,6(7)	48(2)
$\vec{H} \parallel [001]$	0	0	1,46(1)	4,8(4)	5(1)

Die Autoren führen dies einerseits auf langwellig modulierte Inhomogenitäten zurück, die zu einer Überlagerung von (lokalen) FMR-Linien und damit zur Verbreiterung führen [193]. Andererseits erörtern sie auch die Möglichkeit eines Zwei-Magnonen-Streuprozesses, der nur unterhalb 10 GHz aktiv ist und zu $\Delta H(0)=0$ führt, wie dies von Twisselmann und McMichael in Ref. [194] diskutiert wurde.

Untersucht man den gekrümmten Verlauf der Linienbreite in der [100]-Richtung, so ergibt ein Fit durch alle Datenpunkte (durchgezogene Linie) allerdings einen sehr kleinen Gilbert-Parameter von $G=0,38(5)\cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$. Der Faktor Γ liegt etwas oberhalb der für Fe/V ermittelten Werte und der inhomogene Beitrag von 70 Oe scheint auch relativ groß zu sein. Benutzt man allerdings den in der [001]-Richtung bestimmten Wert von G , so ergibt sich ein Fit (strichpunktiert), der die Daten mit Ausnahme des Meßwertes bei 72 GHz ausgezeichnet beschreibt.

Damit findet das Modell für die Zwei-Magnonen-Streuung von Mills und Mitarbeitern in ultradünnen Filmen nun weitere Bestätigung.

Der Grund für die relativ großen Gilbert-Parameter liegt in der Pd-Deckschicht, die eine zusätzliche Gilbert-artige Dämpfung verursacht. Diese „Spin-Pump-Effekt“ genannte Dämpfung wird im nun folgenden Abschnitt diskutiert.

7.3. Der Spin-Pump-Effekt

Seit langem ist bekannt, daß eine Grenzfläche zwischen einem Ferromagneten (FM) und einem normalen (paramagnetischen) Metall (NM) wie etwa Cu, Au oder Pd zu einer dynamischen Kopplung zwischen der Magnetisierung des Ferromagneten und den Leitungsbandelektronen des NM führt [195–201]. Auf dieser Tatsache beruht die Möglichkeit, die Magnetisierung eines FM-Filmes in einer Dreifachlage mittels eines spinpolarisierten Stromes zu „schalten“, d. h., die Richtung von \vec{M} aus der leichten Richtung herauszudrehen [198] oder sogar umzudrehen [202,203], da der Strom ein Drehmoment auf die Magnetisierung ausübt. Dieses magnetische Schalten ohne den Gebrauch von externen Magnetfeldern ist durch die technologische Relevanz mittlerweile zu einem der wichtigsten Forschungsgebiete geworden. Desweiteren ist es auch möglich, durch den Spinstrom Domänenwände zu verschieben [204–206] oder eine Spinwelle im Ferromagneten zu induzieren [199,203,207,208]. Letzteres bedeutet, daß durch einen Spinstrom eine Präzession im Ferromagneten hervorgerufen werden kann. Im Umkehrschluß erzeugt eine durch FMR angeregte Präzessionsbewegung der Magnetisierung einen Spinstrom senkrecht zu \vec{M} , der in die angrenzenden NM-Schichten (Substrat, Deck- oder Zwischenschichten) „gepumpt“ wird [28,29,209]. In Abb. 7.9 ist dieser Effekt schematisch dargestellt.

In einer Einfachlage kann der Spinstrom \vec{I}_S^{Pump} in das Substrat eindringen. Ist das Substrat dick genug, dann wird der Spinstrom durch Spin-Umklappprozesse absorbiert. Andernfalls würde eine Spinakkumulation aufgebaut, die ihrerseits wieder einen Gegenstrom zurück

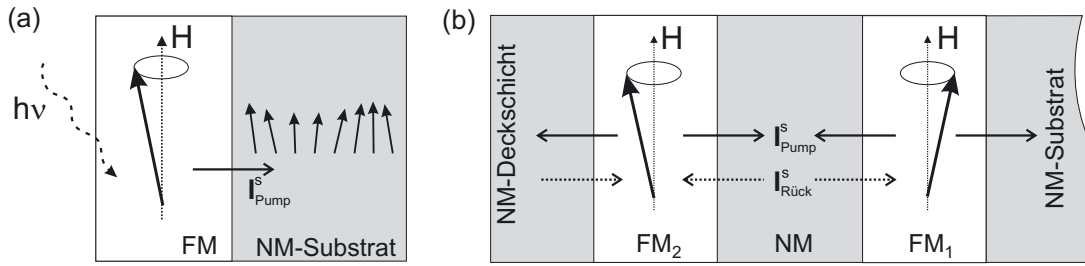


Abb. 7.9: Prinzip-Skizze des Spin-Pump-Effektes: (a) für einen Einzelfilm und (b) für eine Dreifachlage.

in die FM-Schicht fließen läßt. Genauso, wie ein spinpolarisierter Strom ein Drehmoment auf die Magnetisierung ausübt, verliert ein präzedierender Magnetisierungsvektor durch die Emission des Spinstromes etwas Drehimpuls, wodurch die Präzession zusätzlich zu den bereits bekannten Relaxationsmechanismen gedämpft wird. Dieser Drehimpulstransfer von der FM-Lage zum NM-Substrat wird „Spin-Pump-Effekt“ genannt. Es ist zu beachten, daß dabei mit dem Spinstrom kein elektrischer Ladungstransport verknüpft ist.

Das Modell von Tserkovnyak und Mitarbeiter für den Spinstrom beruht auf einer Streumatrix, die die Transmissions- und Reflexionskoeffizienten der FM/NM-Grenzfläche für die beiden Spinrichtungen enthält [28,29]. Der Spin-Pump-Strom \vec{I}_S^{Pump} in eine NM-Schicht hängt dabei von der komplexen Spin-Pump-Leitfähigkeit $A \equiv A_r + iA_i$ ab:

$$\vec{I}_S^{\text{Pump}} = \frac{\hbar}{4\pi} \left[A_r \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - A_i \frac{d\vec{m}}{dt} \right]. \quad (7.13)$$

Hierbei ist $\vec{m}(t)$ der Einheitsvektor $\vec{M}(t)/M_S$ der zeitabhängigen Magnetisierung. A hängt wiederum von der Streumatrix ab. Für ferromagnetische Filme, die dicker als ihre Spinkohärenzlänge sind (etwa 1 nm für 3d-Übergangsmetalle [210]), verschwindet die Transmission durch den FM-Film und damit gilt $A_i \approx 0$ [28,209,211].

Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (2.40) kann um den Spin-Pump-Beitrag erweitert werden:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}) + \frac{G}{\gamma M_S} \left[\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \right] + \frac{\gamma}{M_S V} \vec{I}_S, \quad (7.14)$$

worin V das Volumen des Ferromagneten und $\vec{I}_S = \vec{I}_S^{\text{Pump}} - \vec{I}_S^{\text{Rück}}$ ist. Wie man sieht, besitzen der Gilbert-Dämpfungsterm und der reelle Teil des Spin-Pump-Stromes die gleiche Bewegungsgleichung. Dies führt im Normalfall eines FM-Filmes auf einem dicken Substrat zu einer effektiv vergrößerten Gilbert-Dämpfung. Insbesondere, wenn die Proben dann noch mit einer dicken Deckschicht versehen sind, entsteht dadurch eine zusätzliche Dämpfung, die eine Bestimmung der eigentlichen Gilbert-Dämpfungskonstante unmöglich macht.

Abbildung 7.9b zeigt das Analogon für eine Dreifachlage mit einer NM-Deckschicht und einer NM-Zwischenschicht. Dort müssen mehrere Faktoren unterschieden werden: 1.) Die NM-Deck- und Zwischenschichten können als Spinakkumulator wirken, wenn sie hinreichend dünn

sind. Ein von der FM-Schicht her eindringender Spinstrom sammelt sich in der Nähe der Grenzfläche bzw. wird reflektiert und verursacht so einen Gegenstrom $\vec{I}_S^{\text{Rück}}$ in die FM-Schicht zurück. Durch die geringe Spinkohärenzlänge wird die transversale Komponente des Spinstromes bereits im Grenzflächenbereich des FM-Films wieder absorbiert. Die longitudinale Komponente kann sich bis zur Spindiffusionslänge ausbreiten, die ungefähr 60 nm für Co beträgt [212]. Der Gegenstrom kann je nach Größe den Pumpstrom ganz oder teilweise kompensieren und damit die zusätzliche Dämpfung wieder mindern.

2.) Sind die NM-Schichten sehr dick, so ist der Gegenstrom Null und die Dämpfung wird effektiv erhöht.

3.) Werden beide FM-Schichten gleichzeitig zur Resonanz angeregt, so erzeugen beide jeweils entgegengesetzte Pumpströme, die die NM-Zwischenschicht durchdringen und dann an der jeweils anderen FM-Grenzschicht absorbiert werden. Das dort ausgeübte Drehmoment kann die von dort abtransportierten Drehimpulsverluste ganz oder teilweise ausgleichen, wodurch die zusätzliche Dämpfung wieder verringert wird, d. h., die beiden Spin-Pump-Ströme kompensieren sich. Dieser Effekt wurde zuerst von Heinrich und Mitarbeitern an Fe/Au/Fe/GaAs(001)-Dreifachlagen entdeckt [30].

4.) Sind die Filme durch J_{inter} miteinander gekoppelt, so sind aufgrund der akustischen bzw. optischen Moden-Anregung ständig beide Filme in Resonanz, wobei die Richtung von \vec{M} aber unterschiedlich sein kann (siehe auch die Diskussion der Gleichgewichtswinkel in Kap. 5.2). Dadurch werden zwar ständig Spinströme zwischen den FM-Lagen hin- und hergepumpt, aber deren Kompensation hängt entscheidend von den Richtungen der übertragenen Drehimpulse $\vec{m}_i \times d\vec{m}_i/dt$ ab.

Die Prozesse 2.) bis 4.) sollen nun anhand von experimentellen Daten überprüft werden. In Tabelle 7.4 ist die Entwicklung der Linienbreite während der verschiedenen Präparationsstufen einer Cu/Ni/Cu/Ni/Cu(001)-Dreifachlage gezeigt. Solche Messungen sind nur mittels *in situ* UHV-FMR möglich. Zuerst wurde ein 9 ML Ni-Film auf einem Cu(001)-Einkristall präpariert.

Tabelle 7.4: Die Tabelle zeigt die Entwicklung der Linienbreite zu unterschiedlichen Präparationsstufen einer Cu/Ni/Cu/Ni-Dreifachlage. Da dieses System ungekoppelt ist, können die beiden Resonanzmoden den beiden Ni-Filmen (grau unterlegt) direkt zugeordnet werden.

Präparationsschritt	$\Delta H_{pp}(\text{Oe})$
Ni ₉	250
Cu ₁₀ Ni ₉	310
Cu ₅₀ Ni ₉	320
Cu ₅ Ni ₈ Cu ₅₀ Ni ₉	280
Cu ₅ Ni ₈ Cu ₅₀ Ni ₉	360

Die Linienbreite von 250 Oe entspricht den im Abschnitt 7.1 diskutierten typischen Werten für Ni-Filme. Dampft man eine 10 ML Cu-Deckschicht auf, so vergrößert sich die Linienbreite um 60 Oe auf 310 Oe. Dampft man noch weitere 40 ML Cu auf, so ändert sich die Linienbreite fast nicht mehr. Die Zunahme der Linienbreite entsteht also durch die zusätzliche, durch Spin-Pump-Effekt hervorgerufene, Dämpfung. Bereits eine 10 ML „dünne“ Cu-Deckschicht wirkt als Spinabsorber. In einem nächsten Schritt wurde nun die zweite FM-Lage zusammen mit einer 5 ML Cu-Deckschicht aufgedampft. Aufgrund der 50 ML dicken Zwischenschicht ist die Interlagenaustauschkopplung zwischen den beiden Film Null. Daher lassen sich die Resonanzen der beiden Filme getrennt voneinander untersuchen (grau unterlegt). Während für den unteren Film die Linienbreite um weitere 40 Oe zunimmt, liegt die Linienbreite des oberen Films mit 280 Oe deutlich darunter. Die dünnere 5 ML Deckschicht führt zu einer Spinakkumulation und damit zu einer geringen Kompensation des Spin-Pump-Effektes für die obere FM-Lage. Dadurch ist die Linienbreite zwar gegenüber der eines Ni-Filmes erhöht, aber geringer als mit 10 ML Cu-Deckschicht. Die weitere Zunahme der Linienbreite des unteren Filmes kann nur durch das Verschwinden eines in der Cu/Ni-Zweifachlage aktiven Gegenstromes erklärt werden. Dieser entstand möglicherweise durch Reflexion des Spin-Pump-Stromes an der Cu/Vakuum-Grenzfläche und wurde dann von dem zweiten Ni-Film absorbiert.

Abbildung 7.10 zeigt winkelabhängige Messung der Linienbreite von Heinrich *et al.* an Au/Fe/Au/Fe/GaAs(001)-Dreifachlagen (aus Ref. [30] entnommen). Die offenen und gefüllten Kreise entsprechen den Linienbreiten der 40 ML und 16 ML dicken Fe-Filme der Dreifachlage. Da die Dreifachlage aufgrund der Zwischenschichtdicke *nicht gekoppelt* ist, existiert ein Winkel, bei dem beide Filme das gleiche Resonanzfeld besitzen (vergleiche mit dem Kreuzungspunkt bei der ungekoppelten Ni/Cu/Co-Dreifachlage in Abb 5.5). Dieser Winkel liegt bei etwa $\varphi_H=111^\circ$. Genau an diesem Punkt nimmt die Linienbreite beider Filme um etwa 12 bzw. 25 Oe auf etwa $\Delta H_{pp}=30$ Oe deutlich ab, da sich die von beiden Filmen generierten Spin-Pump-Ströme gegenseitig kompensieren.

Spin-Pump-Effekt in gekoppelten Ni₈/Cu/Ni₉- und Ni₉/Cu/Co_{1,8}-Dreifachlagen

Wie bereits erläutert wurde, existieren in gekoppelten Dreifachlagen keine uniformen Moden der einzelnen FM-Filme, sondern es wird entweder die optische oder die akustische Mode angeregt, so daß jeweils beide Magnetisierungsvektoren zusammen präzedieren. In der Winkelabhängigkeit $H_{res}(\theta_H)$ gibt aber für schwach gekoppelte Dreifachlagen eine Art Berührungspunkt, bei dem sich die Resonanzfelder H_{res}^{akust} und H_{res}^{opt} einander nähern. Im ungekoppelten Fall wird daraus der bereits bekannte Schnittpunkt der uniformen Moden.

Die Abb. 7.11 zeigt diesen Fall anhand einer schwach FM-gekoppelten Cu₅Ni₈Cu₁₂Ni₉/Cu(001)-Dreifachlage ($J_{inter}=1,0 \mu\text{eV}/\text{Atom}$), bei der die beiden Filme – ohne externes Feld – parallel zueinander entlang der Probennormalen magnetisiert sind (a,b). Ein weiteres Beispiel (c,d) dokumentiert eine schwach AFM-gekoppelte Cu₅Ni₉Cu₈Co_{1,8}/Cu(001)-

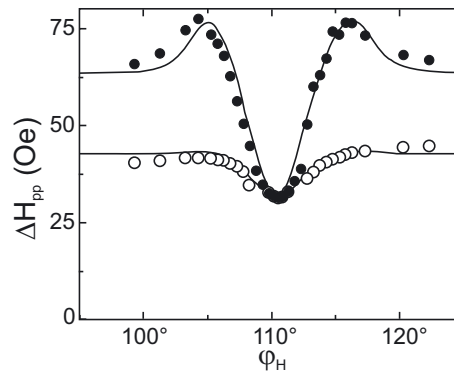


Abb. 7.10: Winkelabhängigkeit der Linienbreite bei 24 GHz am Kreuzungspunkt der Resonanzmoden einer ungekoppelten $\text{Au}_{20}\text{Fe}_{40}\text{Au}_{14}\text{Fe}_{16}/\text{GaAs}(001)$ -Dreifachlage. Die gefüllten Kreise entsprechen dem 16 ML Fe-Film, die offenen Kreise dem 40 ML Fe-Film. Diese Abbildung wurde aus Ref. [30] entnommen.

Dreifachlage ($J_{\text{inter}} = -1,4 \mu\text{eV}/\text{Atom}$), mit zueinander senkrechten leichten Richtungen, wie sie in Kap. 5.2 diskutiert wurden. Die Berührungspunkte sind jeweils grau unterlegt.

Im Falle des Ni/Cu/Ni-Filmes liegt der Berührungspunkt bei $\theta_H = 75^\circ$. Die Linienbreiten der optischen und akustischen Mode zeigen eine ausgeprägte Winkelabhängigkeit. Dabei fällt zunächst das hohe Maximum für die optische Mode auf. Es kann nicht mittels des Anstiegs von $H_{\text{res}}(\theta_H)$ (geometrische Mosaizität) erklärt werden, da dann das Maximum bei $\theta_H = 75\text{--}80^\circ$ liegen müßte und deutlich schmaler wäre. Ebenso führt nicht die intrinsische Gilbert-Dämpfung zu diesem Anstieg. Die durchgezogene Linie in (b) wurde für einen ultradünnen Ni-Einzelfilm mit $G = 5,0 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ mittels Glg. (7.2) berechnet. Die Winkelabhängigkeit von ΔH_{pp}^G ist zwar auf dieser Skala nicht mehr sichtbar, doch zeigt diese ein breites Maximum bei $\theta_H = 60^\circ$. Daraus folgt, daß die starke Änderung der Linienbreite im Bereich von $\theta_H = 40$ bis 68° durch das Nachziehen der Magnetisierung unter Einfluß des Spin-Pump-Effektes entsteht.

Das wesentliche Hauptmerkmal der Winkelabhängigkeit ist jedoch die Abnahme der Linienbreite um 100 Oe in dem grau unterlegten Winkelbereich, bei dem sich die Resonanzfelder annähern. Genau hier findet die Kompensation der von beiden Ni-Schichten erzeugten Spinströme statt. Die Linienbreite der akustischen Mode sinkt dabei bis auf den Wert reiner Gilbert-Dämpfung (durchgezogene Linie) ab. Ein weiterer Hinweis auf eine effektiv vergrößerte Gilbert-Dämpfung außerhalb dieses Winkelbereiches ist die Tatsache, daß die Linienbreite jeder Mode für $\theta_H < 30^\circ$ um 200 bzw. 450 Oe über der Linienbreite bei $\theta_H = 90^\circ$ liegt. Bei reiner Gilbert-Dämpfung würde man identische Linienbreiten erwarten.

Die Winkelabhängigkeit der Ni/Cu/Co-Dreifachlage in Abb. 7.11c,d sieht im Vergleich zur Ni/Cu/Ni-Dreifachlage deutlich anders aus. Dies liegt vor allem an den anderen Anisotropiefeldern. Der Co-Film besitzt eine leichte Richtung in der Ebene und eine viel größere effektive Magnetisierung als der Ni-Film, der senkrecht zur Ebene magnetisiert ist. Ferner liegt die Dicke

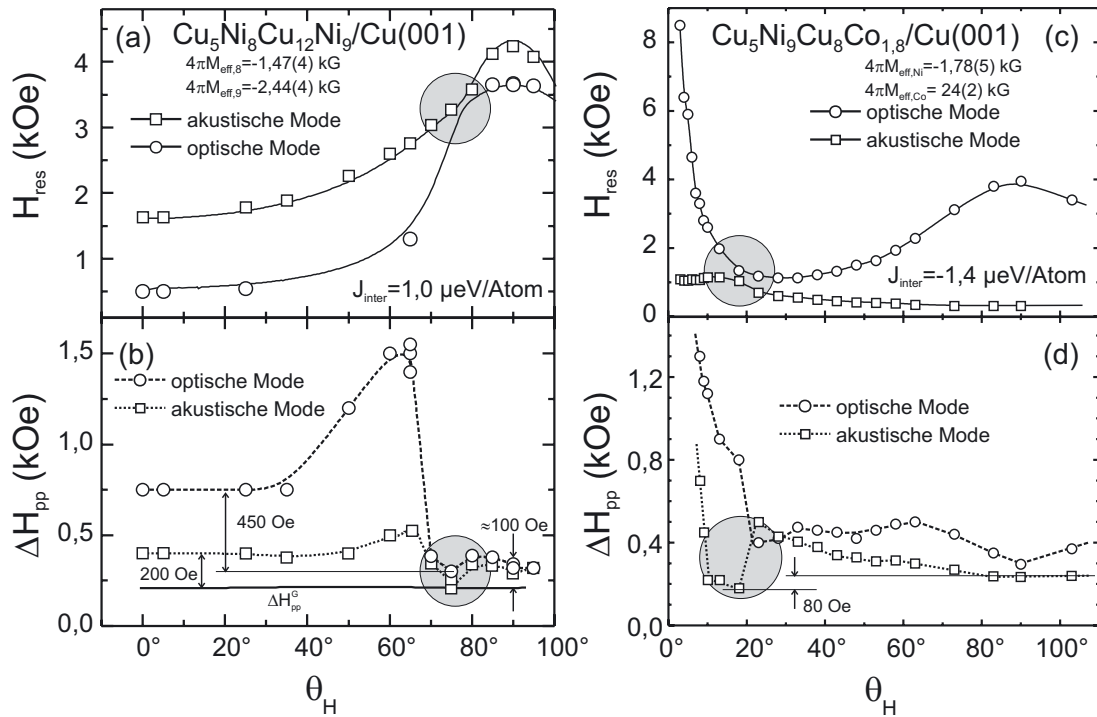


Abb. 7.11: Polare Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes (a,c) und der Linienbreite (b,d) der optischen (offene Kreise) und akustischen (gefüllte Kreise) Mode einer schwach FM-gekoppelten $\text{Cu}_5\text{Ni}_8\text{Cu}_{12}\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlage (linke Spalte) und einer schwach AFM-gekoppelten $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_8\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlage (rechte Spalte). Die grau unterlegten Bereiche (Annäherungsbereich der beiden Moden) zeigen die Abnahme der Linienbreite durch den Spin-Pump-Effekt. Die durchgezogenen Linien in (a,c) sind Fitkurven gemäß den Resonanzgleichungen, die gestrichelten Linien dienen der Verdeutlichung und die durchgezogene Linie in (b) stellt die reine Gilbert-Dämpfung für einen Ni-Film dar.

des Co-Films unterhalb der Spinkohärenzlänge, wodurch der vom Ni-Film gepumpte Spinstrom auch durch den Co-Film hindurchgepumpt werden kann. Der Berühr- oder Annäherungspunkt (grau unterlegter Bereich) befindet sich nun bei etwa $\theta_H = 18^\circ$. Die Linienbreite der akustischen Mode zeigt die in diesem Winkelbereich durch Kompensation der Spinströme erwartete Abnahme um etwa 80 Oe, während die optische Mode davon unbeeinflusst bleibt. Der Grund mag an der Orientierung der Magnetisierungsvektoren bei diesen Feldern liegen. Die Gleichgewichtswinkel liegen hier bei $\theta_{\text{Ni}}^{\text{eq}} \approx 0^\circ$ und $\theta_{\text{Co}}^{\text{eq}} \approx 80^\circ$, so daß für den Ni-Film der Spin-Pump-Effekt in diesem Bereich fast ausgeschaltet ist, da der Spinstrom immer senkrecht zu \vec{M} gepumpt wird – hier also eher entlang der Filmebene und nicht in Richtung der Grenzflächen.

Der dynamischer Anteil der Interlagenaustauschkopplung

Die in den Kapiteln 2.2 und 5 diskutierte Interlagenaustauschkopplung wurde bislang nur im statischen Limit betrachtet. In der Referenz [30] wird gezeigt, daß der Spin-Pump-Effekt auch

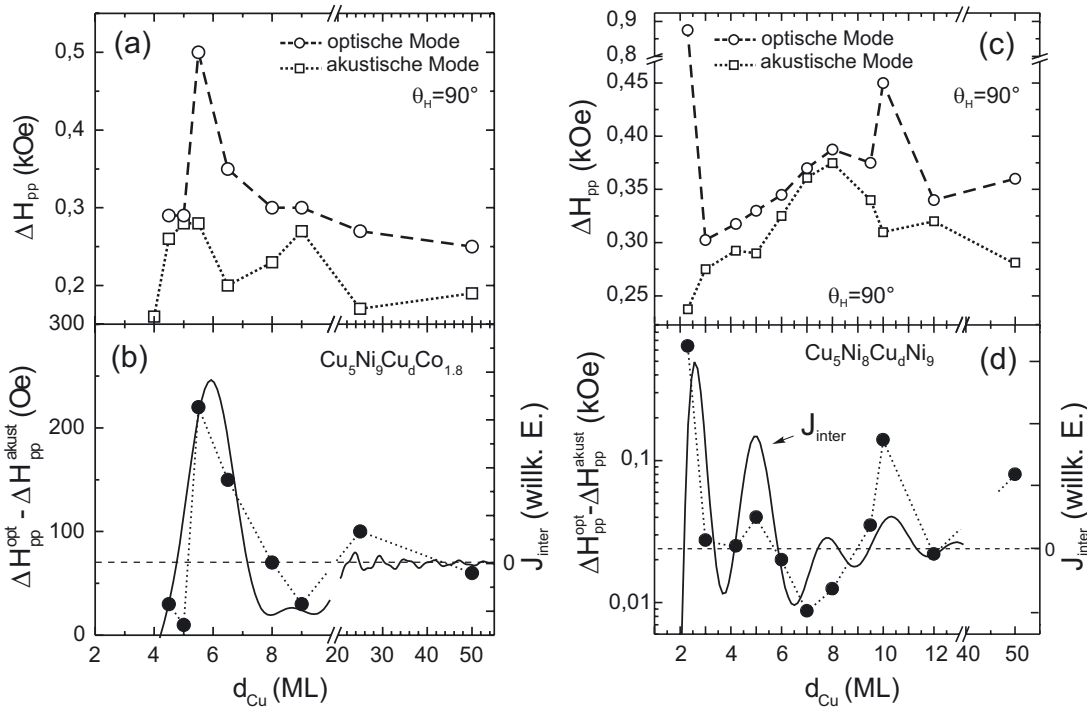


Abb. 7.12: (a) Dickenabhängigkeit der Linienbreite der optischen (offene Kreise) und akustischen (offene Quadrate) Mode von der Zwischenschichtdicke d_{Cu} für die $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_d\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen. (b) Differenz der Linienbreiten (Kreise) und korrespondierende Oszillationen von J_{inter} in Abhängigkeit von d_{Cu} gemäß dem Bruno-Modell (durchgezogene Kurve). (c) Dickenabhängigkeit der Linienbreite der optischen und akustischen Mode in $\text{Cu}_5\text{Ni}_8\text{Cu}_d\text{Ni}_9/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen. (d) Oszillatorisches Verhalten der Linienbreitendifferenz (Kreise) und J_{inter} (durchgezogene Kurve). Die Amplituden können in beiden Fällen nicht verglichen werden. Die Messungen wurden bei 9 GHz und $\theta_H=90^\circ$ durchgeführt.

als eine Art dynamischer Beitrag zu J_{inter} angesehen werden kann, was auf einer Beschreibung der Interlagenaustauschkopplung durch Spinströme [213] basiert. Die grundlegende Idee dabei ist, daß sich die Fermioberfläche durch die präzedierende Magnetisierung zeitlich ändert [30], denn die Energie der Elektronen hängt von der instantanen Richtung der magnetischen Momente ab. Diese ändert sich aber beständig durch die Präzession. Die Umverteilung der elektronischen Zustände und damit die periodische Änderung der Fermifläche (auch „atmen“ genannt) kann nur mit einer Zeitverzögerung erfolgen, was zu einer „nicht-lokalen“ Dämpfung führt [30].

Damit sollte auch eine Oszillation der durch den Spin-Pump-Effekt beeinflussten Linienbreite in gekoppelten Dreifachlagen beobachtbar sein. Genau dies ist in Abb. 7.12 für die $\text{Ni}_9/\text{Cu}/\text{Co}_{1,8}$ - (a,b) und $\text{Ni}_8/\text{Cu}/\text{Ni}_9$ -Dreifachlagen (c,d) erstmals nachgewiesen worden. Die Linienbreite der akustische Mode zeigt für beide Probensysteme Oszillationen in Abhängigkeit von d_{Cu} . Bei der Linienbreite der optischen Mode wird dies nicht ganz so deutlich. Jedoch ist klar zu erkennen, daß für alle Zwischenschichtdicken $\Delta H_{\text{pp}}^{\text{opt}}$ generell größer als $\Delta H_{\text{pp}}^{\text{akust}}$ ist. Dies kann an einer über der Filmebene inhomogenen Interlagenaustauschkopplung liegen [21],

die durch eine laterale Variation der Zwischenschichtdicke aufgrund von Rauigkeit hervorgerufen wird. Da J_{inter} bei der akustischen Mode keinen dynamischen Beitrag zur Bewegungsgleichung liefert, wird nur die optische Mode davon beeinflusst. Die gegenphasigen Präzession ermöglicht aber auch ein effizienteres Pumpen des Spinstromes [214], wodurch $\Delta H_{\text{pp}}^{\text{opt}}$ ebenso größer wird.

Für die Abb. 7.12b wurde nun die Differenz $\Delta H_{\text{pp}}^{\text{opt}} - \Delta H_{\text{pp}}^{\text{akust}}$ (linke Ordinate) mit J_{inter} (rechte Ordinate) in einem Diagramm dargestellt, wobei die Nullpunkte willkürlich festgelegt wurden. Der Vorteil ist, daß die Differenz in erster Näherung nur durch den Spin-Pump-Effekt $\Delta H_{\text{pp},i}^{\text{SP}}$ der beiden FM-Filme charakterisiert ist:

$$\begin{aligned} \Delta H_{\text{pp}}^{\text{opt}} - \Delta H_{\text{pp}}^{\text{akust}} &= (\Delta H_{\text{pp},1}^{\text{G}} + \Delta H_{\text{pp},1}^{\text{SP}}) - (\Delta H_{\text{pp},2}^{\text{G}} + \Delta H_{\text{pp},2}^{\text{SP}}) \\ &\approx \Delta H_{\text{pp},1}^{\text{SP}} - \Delta H_{\text{pp},2}^{\text{SP}}, \end{aligned} \quad (7.15)$$

wenn man annimmt, daß die Gilbert-Dämpfung für beide Filme ungefähr gleich ist. Dies ist zumindest für das Ni/Cu/Ni-System gerechtfertigt. Damit stellt die Linienbreitendifferenz die geeignete Größe dar, um das oszillatorische Verhalten zu testen. Der Verlauf der Linienbreite stimmt gut mit den Oszillationen der Interlagenaustauschkopplung überein. Die durchgezogenen Kurven stellen die für die beiden Systeme nach dem Bruno-Modell berechneten Kurven dar. Für das Ni/Cu/Co-System wurde diese im Kapitel 5.2 bestimmt, während die Kurve für das Ni/Cu/Ni-System aus Ref. [67,122] entnommen ist. Das Maximum von J_{inter} bei 6 ML Cu tritt genauso bei der Linienbreite auf, wie das Minimum bei etwa 8–9 ML. In Abb. 7.12d ist der analoge Fall für die Ni/Cu/Ni-Dreilagendargestellt. Zwar können die Amplituden der beiden verschiedenen Größen nicht miteinander verglichen werden, doch ist die gute Übereinstimmung der Oszillationsperioden in beiden Systemen augenscheinlich, wobei die Richtung der Kopplung – also das Vorzeichen von J_{inter} – keinen Einfluß hat. Damit kann der Spin-Pump-Effekt als ein dynamischer Beitrag zur Interlagenaustauschkopplung aufgefaßt werden.

Der Einfluß der Kopplung auf die Linienbreite zeigt sich auch in deren Temperaturabhängigkeit (siehe Abb. 7.13). Dort sind die Linienbreiten von vier $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_d\text{Co}_{1.8}/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen dargestellt. Im Fall (a) mit $d_{\text{Cu}}=50$ ML sind die FM-Lagen ungekoppelt, so daß die Linienbreiten der (unabhängigen) uniformen Ni-Mode (Kreise) und Co-Mode (Quadrate) abgebildet sind. Die Pfeile geben jeweils die Gleichgewichtsrichtungen der Magnetisierungsvektoren an. Bei Raumtemperatur ist die Linienbreite der Co-Mode (0,18 kOe) gegenüber einem Co-Einzelfilm ($\approx 0,1$ kOe) durch den Spin-Pump-Effekt vergrößert, da die dicke Zwischenschicht den Spinstrom absorbiert. Die Linienbreite der Ni-Resonanz (schwere Richtung in der Ebene) ist verglichen mit einem Cu/Ni-Einzelfilm nicht verbreitert, da eine Absorption des Spinstromes nur in der Zwischenschicht stattfindet, die im Einzelfilm dem Substrat entsprechen würde. Die Deckschicht ist zu dünn, um zum Spin-Pump-Effekt beizutragen. Dies ist auch bei den gekoppelten Filmen der Fall. Hierbei kommt hinzu, daß der Gleichgewichtswinkel der

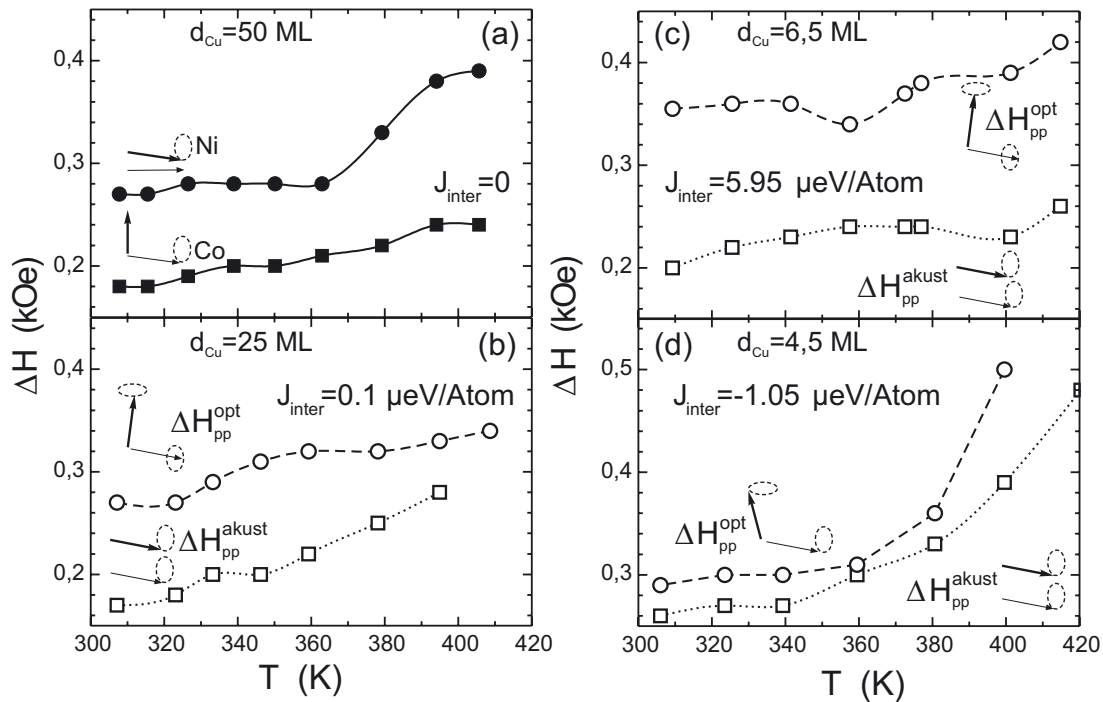


Abb. 7.13: Temperaturabhängigkeit der Linienbreite für $\text{Cu}_5\text{Ni}_8\text{Cu}_d\text{Co}_{1,8}/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen mit (a) $d=50$ ML, (b) $d=25$ ML, (c) $d=6,5$ ML und (d) $d=4,5$ ML. Die Messungen wurden bei $\theta_H=90^\circ$ mit 9 GHz durchgeführt. Im Fall (a) sind die Filme ungekoppelt, d. h., die Punkte kennzeichnen jeweils die Linienbreiten der uniformen Moden. In den anderen Fällen sind jeweils die optische und akustische Mode dargestellt. Die dicken (dünnen) Pfeile kennzeichnen die Gleichgewichtsrichtungen der Ni- (Co-) Magnetisierungen.

Ni-Magnetisierung fast senkrecht zur Filmebene steht und damit der Ni-Film relativ gering vom Spin-Pump-Effekt beeinflusst wird.

Die generelle Zunahme der Linienbreite beider Moden mit der Temperatur ist auf Spinfluktuationen am Phasenübergang zurückzuführen [167,215]. Vergleicht man die nicht- bzw. schwach gekoppelten Systeme (a,b) mit der stärker gekoppelten Dreifachlage (c), dann erkennt man, daß der Anstieg auch von der Kopplungsstärke abhängt. Für stärkere Kopplung ist der Anstieg flacher, da das Kopplungsfeld die Fluktuationen unterdrücken kann [18,216,217]. Besonders deutlich wird der Einfluß des Spin-Pump-Effektes als dynamischer Anteil der Kopplung bei der optischen Mode, deren Verbreiterung mit der Kopplungsstärke stärker zunimmt, als dies bei der akustischen Mode der Fall ist. Ferner ist zu sehen, daß bei AFM-Kopplung (d), die Linienbreite der akustischen Mode verbreitert ist und damit näher an der optischen Mode liegt. Die Ursache muß also allein das Vorzeichen der Kopplung sein, da im Vergleich zu (c) die Gleichgewichtswinkel und die Zwischenschichtdicke, die einen direkten Einfluß auf den Spin-Pump-Effekt hätten nahezu gleich sind.

Damit wird die besondere Bedeutung des Spin-Pump-Effektes in Dreifachlagen in Bezug auf die Interlagenkopplung deutlich.

8. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ultradünne magnetische Filme, sowie Drei- und Vielfachlagen der 3d-Übergangsmetalle untersucht. Neben der Bestimmung der Anisotropiekonstanten als allgemeine Charakterisierung der magnetischen Systeme wurden die Interlagenaustauschkopplung in Dreifachlagen und die verschiedenen Dämpfungsmechanismen, die zur Resonanzlinienbreite beitragen, analysiert. Die in der Einführung aufgeworfenen Fragen wurden in der Arbeit eingehend studiert und beantwortet, so daß sich die Resultate wie folgt zusammenfassen lassen:

J_{inter} in Dreifachlagen mit nicht-kollinearen leichten Richtungen Mittels der UHV-FMR konnten $\text{Cu}_5\text{Ni}_9\text{Cu}_d\text{Co}_{1.8}/\text{Cu}(001)$ - und $\text{Cu}_5\text{Ni}_6\text{Cu}_d\text{Co}_9/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen schrittweise präpariert und gemessen werden. Die Schichtdicken der ferromagnetischen Lagen dieser Prototypsysteme wurden so gewählt, daß die Magnetisierungen senkrecht aufeinander stehen oder auch gegeneinander verkantet sind, wie dies in vielen für technologische Anwendungen relevanten Schichtsystemen der Fall ist. Die *in-situ*-Meßtechnik ermöglichte nicht nur eine genaue Bestimmung der Anisotropiekonstanten, sondern auch die Interlagenaustauschkopplung konnte auf diese Art mit hoher Präzision ermittelt werden. J_{inter} oszilliert in beiden Dreifachlagensystemen als Funktion der Cu-Zwischenschichtdicke. Die Kopplungsstärken liegen im Bereich von -2 bis 70 $\mu\text{eV}/\text{Atom}$, wobei die Kopplung im Ni/Cu/Co-System um den Faktor 10 größer ist als im Ni/Cu/Ni-System. Die theoretisch vorhergesagten Parameter für die Oszillationsperioden konnten bestätigt werden. Damit hat sich gezeigt, daß die Kopplung durch das Zwischenschichtmaterial charakterisiert ist und die Oszillationsperioden unabhängig von der Ausrichtung der Magnetisierungen sind.

Der temperaturabhängige Anteil der Kopplung ist dagegen differenziert zu betrachten. Hierfür wurden $\text{Ni}_7\text{Cu}_d\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ -Dreifachlagen studiert. Ergebnisse von Lindner *et al.* [23] deuteten auf eine einem Potenzgesetz folgende Temperaturabhängigkeit hin. Da allerdings alle drei erläuterten Modelle in erster Näherung einem Potenzgesetz folgen, konnte nur mit Hilfe weiterer Messungen die Ursache des temperaturabhängigen Anteils an J_{inter} endgültig geklärt werden. Es konnte gezeigt werden, daß die Temperaturabhängigkeit mit antiferromagnetischer Kopplung zu- und mit ferromagnetischer Kopplung abnimmt. Dem erläuterten Modell (iii) von Schwieger *et al.* zur Folge liegt die Ursache bereits in der thermischen Anregung von

Spinwellen und ist damit von den magnetischen Schichten und nicht von der Zwischenschicht abhängig. Eine Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke wurde damit klar widerlegt.

Dämpfungsmechanismen und Spindynamik Die Analyse der Linienbreite aller in dieser Arbeit verwendeten Probensysteme führte zu der Schlußfolgerung, daß abhängig vom System neben der Gilbert-Dämpfung weitere Dämpfungsbeiträge zu berücksichtigen sind.

Frequenzabhängige Messungen an Ni-Einfachlagen zur Bestimmung der Gilbert-Dämpfung zeigten, daß eine Cu-Deckschicht die Gilbert-Dämpfung auch durch die Reduktion des totalen magnetischen Moments des Ni-Films beeinflusst.

In Dreifachlagen und Filmen mit Deckschichten tritt neben der Gilbert-Dämpfung der sog. Spin-Pump-Effekt auf. Dabei handelt es sich um einen durch die Präzession der Magnetisierung hervorgerufenen Spinstrom, der Drehimpuls von der Präzession in die angrenzenden nicht-magnetischen Lagen transportiert und damit eine zusätzliche Gilbert-artige Dämpfung verursacht. Hierbei koppeln die *d*-Elektronen des Ferromagneten mit den *s*-Leitungselektronen der nicht-magnetischen Schichten. Insbesondere ist dieser Effekt damit grundsätzlich für metallische Substrate aktiv, so daß auch in Einfachlagen die intrinsische Linienbreite nur bei Verwendung von Isolator- oder Halbleiter-Substraten gemessen werden kann.

Durch das schrittweise Präparieren und Messen einer Dreifachlage konnte die Wirkung des Spin-Pump-Effektes im Anwachsen der Linienbreite beobachtet werden. Dabei verursacht bereits eine 10 ML dicke Cu-Deckschicht eine Erhöhung der Linienbreite um 60 Oe. Im gekoppelten System treten weitere Verbreiterungen auf. Es konnte auch gezeigt werden, daß sich diese durch den Spin-Pump-Effekt hervorgerufene Linienbreitenzunahme wieder aufheben läßt, wenn sich beide magnetischen Schichten stark in Resonanz befinden. Besonders deutlich wird dies an den Berührungspunkten der Resonanzfelder in schwach gekoppelten Dreifachlagen. Dort kommt es zu einer Kompensation der Spinströme und die Linienbreite nimmt auf ihren reinen Gilbert-Wert in Ni von etwa $\Delta H_{pp}=230$ Oe ab.

Analog zu den Oszillationen der Interlagenkopplung in Dreifachlagen zeigte auch die durch den Spin-Pump-Effekt geprägte Differenz aus optischer und akustischer Linienbreite Oszillationen in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke. Damit ließen sich Vermutungen über die Existenz eines dynamischen Anteils an der Interlagenaustauschkopplung erstmals beweisen.

Generell wurde beobachtet, daß in gekoppelten Systemen die optische Mode breiter als die akustische Mode ist. Eine durch Rauigkeit hervorgerufene Variation der Zwischenschichtdicke und damit eine inhomogene Kopplung kann die Ursache sein, da nur die optische Mode von der Kopplungsstärke beeinflusst wird, die akustische Mode hingegen nicht. Bei der Temperaturabhängigkeit der Linienbreite nahe des Phasenübergangs zeigte sich, daß das Kopplungsfeld die Spinfluktuationen unterdrückt und damit zu einem schwächeren Anstieg der Linienbreite führt.

Durch frequenz- und winkelabhängige Messungen war in den Fe/V-Multilagen eine

Separation der Linienbreite in die verschiedenen Anteile durchführbar. Die Frequenzabhängigkeit im Bereich von 1–225 GHz ergab einen nicht-linearen Verlauf, der nicht durch die Gilbert-Dämpfung allein erklärt werden konnte. Vielmehr wird die Dämpfung in diesen Proben durch Zwei-Magnonen-Streuung dominiert, die zu der beobachteten Krümmung führt. Für Fe/V wurden die Gilbert-Dämpfungskonstante und der Linienbreitenkoeffizient der Zwei-Magnonen-Streuung quantitativ bestimmt. Damit gelang erstmals der Nachweis, daß Zwei-Magnonen-Streuung auch in ultradünnen Filmen auftreten kann – eine Tatsache, die erst kürzlich auch für andere Probensysteme entdeckt wurde [182]. Für die polare Winkelabhängigkeit der Linienbreite in Fe/V konnte die Zwei-Magnonen-Streuung durch eine T_2 -Relaxationszeit gemäß dem Bloch-Bloembergen-Ansatz beschrieben werden. Bei der azimutalen Winkelabhängigkeit stellte sich jedoch heraus, daß der Bloch-Bloembergen-Ansatz zu deren Beschreibung nicht hinreichend ist. Die Form der Winkelabhängigkeit konnte aber qualitativ aufgrund von Symmetrieüberlegungen wiedergegeben werden.

Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen In Zusammenarbeit mit externen Forschungsgruppen wurde der Magnetismus an technologisch vielversprechenden dünnen Fe/InAs(001)-Filmen, sowie Fe₃Si- und MnAs-Filmen auf GaAs(001)-Halbleitersubstraten untersucht:

Die uniaxialen und vierzähligen Anisotropiekonstanten wurden für zwei epitaktisch gewachsene Fe₃Si/GaAs(001)-Filme bestimmt. Dabei wurden eine nahezu stöchiometrisch perfekte Probe und eine mit leicht erhöhtem Fe-Anteil (16,5 % Si) untersucht. Bei der Fe-reichen Probe zeigte sich eine deutliche uniaxiale Anisotropie in der Ebene, die durch eine uniaxiale Symmetrie des GaAs(001)-Substrates dem Film aufgeprägt wird, wie es auch bei reinen Fe-Filmen auf GaAs(001) oder InAs(001) der Fall ist. Dieser Beitrag verschwindet allerdings nahezu bei stöchiometrischer Konzentration, da die dann regelmäßig im Kristallgitter eingebauten Si-Atome die uniaxiale Symmetrie brechen.

Durch Messungen bei drei unterschiedlichen Mikrowellenfrequenzen (1–9 GHz) konnte die FMR-Dispersionsrelation für vier verschiedene Feldrichtungen mit den theoretischen Erwartungen aufgrund der Landau-Lifschitz-Gleichung verglichen werden und damit der Fehler bei der Bestimmung der Anisotropien verkleinert werden.

Die Winkelabhängigkeit der Linienbreite kann durch die Summe aus Gilbert-Dämpfung und geometrischer Mosaizität erklärt werden. Die Gilbert-Konstante ($G=0,63(3)$ bzw. $0,69(3) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$) stimmt gut mit den Werten für Fe überein. Durch das Halbleiter-Substrat tritt hier der Spin-Pump-Effekt nicht auf, und man mißt Linienbreiten von nur 13 bzw. 17 Oe. Die Mosaizität beträgt bei beiden Proben nur $0,14^\circ$ und bestätigt wie die Gesamtliniensbreite die ausgezeichnete Homogenität der Proben. Einzig unklar bleibt das Auftreten eines Nebenmaximums der Linienbreite nahe der schweren Richtung. Eventuell handelt es sich hierbei um eine Überlagerung zweier Resonanzen, die durch die beiden in der Heusler-Legierungen ausgezeich-

neten Fe-Gitterplätze hervorgerufen werden.

Auch für den Fe/InAs(001)-Film wurden durch winkelabhängige Messungen die Anisotropiekonstanten bestimmt und durch frequenzabhängige Messungen von 1–70 GHz mit der FMR-Dispersionsrelation überprüft. Für die Analyse der Linienbreite mußte zusätzlich zur Gilbert-Dämpfung und Mosaizität ($0,2^\circ$) noch eine inhomogene Verbreiterung von 28 Oe addiert werden, die durch Feldinhomogenitäten hervorgerufen worden sein kann.

Koexistenzphase in dünnen MnAs/GaAs(001)-Filmen Anstelle des erwarteten abrupten Phasenübergangs bei $T = 40^\circ\text{C}$ wurde eine Koexistenzphase von ferromagnetischem α -MnAs und paramagnetischem β -MnAs im Bereich von $10\text{--}40^\circ\text{C}$ entdeckt. Hierbei bildet sich eine Streifenstruktur aus. Unter Berücksichtigung der Entmagnetisierungsfaktoren wurden hierfür die Anisotropiekonstanten bestimmt.

Durch Anregung von Spinwellen (Spinwellenresonanz) in der Streifenstruktur ließ sich die Spinwellensteifigkeit und damit auch die Kopplung *innerhalb* der Streifen bestimmen. Diese wurde auch temperaturabhängig im Bereich von $28\text{--}40^\circ\text{C}$ ermittelt und beträgt $A=17,7\cdot 10^{-10}$ erg/cm bei $T=28^\circ\text{C}$. Die Kopplung *zwischen* den Streifen wurde qualitativ untersucht, indem die Differenz der Resonanzfelder der zwei sichtbaren Moden als Maß für die Kopplung genutzt wurde. Es ergab sich eine deutlich sichtbare Abnahme mit Annäherung an die Curie-Temperatur. Im Gegensatz zu der Kopplung bei Dreifachlagen beruht sie bei den Streifenstrukturen aber auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Diese starke Kopplung unterdrückt dabei die Bildung von Domänen in dem 57 nm dicken MnAs-Film, was durch Hysteresemessungen gezeigt werden konnte. Bei der Probe mit 165 nm Dicke liegen die Streifen doppelt so weit auseinander, so daß hier aufgrund der nun schwächeren Kopplung Entmagnetisierungseffekte auftreten können, die zur Domänenbildung führen.

Eine Perspektive für weiterführende Projekte stellen die vorgestellten neueren Dämpfungsmechanismen dar, da gerade im Hinblick auf das magnetische Schalten die Magnetisierungsdynamik bzw. ihre Dämpfung in magnetischen Schichtsystemen eine enorme Bedeutung erlangt hat. Hierzu wird auch der neu entwickelte, verstellbarer Probenhalter für die UHV-FMR beitragen, da hiermit nun erstmals auch die azimutale Winkelabhängigkeit mit der UHV-FMR gemessen werden kann, so daß nun alle Vorzüge der FMR auch bei der *in-situ*-Präparation und -Messung voll zur Geltung kommen können.

Zusammengefaßt führten die Untersuchungen dieser Arbeit zu einem tieferen Verständnis für die Kopplungs- und Dämpfungsphänomene in ultradünnen ferromagnetischen Filmen und Schichtsystemen. Dabei wurde deutlich, daß es neben der statischen auch eine dynamische Kopplung gibt.

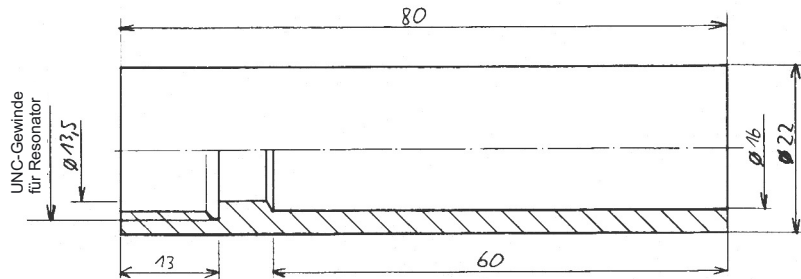
A. Anhang: Technische Neuentwicklungen

Um die Winkelabhängigkeiten der Resonanzfelder oder Linienbreiten genauer studieren zu können, wurden beide FMR-Apparaturen (*ex situ* Aufbau mit Oxford-Kryostat und *in situ* UHV FMR) technisch verbessert. Für den *ex situ* Aufbau wurde zusammen mit unserem Ingenieur U. Lipowski ein neues Goniometer konstruiert, welches feinere Winkelschritte ($<0,3^\circ$) und eine bessere Reproduzierbarkeit als bisher ermöglicht (folgender Abschnitt). Ferner sollte das Goniometer universell mit den drei verfügbaren Resonatoren einsetzbar sein. Aus Platzgründen mußte das Goniometer dabei möglichst klein konstruiert werden, wobei bei der Materialwahl auch die starken Magnetfelder von bis zu 14 kOe berücksichtigt werden mußten. Mit diesem Goniometer wurden u. a. die Messungen an den $\text{Fe}_3\text{Si}/\text{GaAs}(001)$ -Proben durchgeführt (siehe Kap. 6.1).

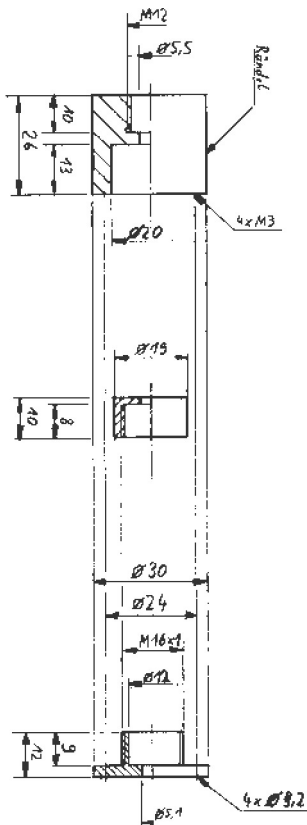
Bei den UHV-FMR-Messungen konnte bislang nur der Polarwinkel variiert werden. Somit war es nicht möglich azimutale Winkelabhängigkeiten zu messen, wodurch Beiträge von $K_{2\parallel}$ und $K_{4\parallel}$ nicht eindeutig bestimmt werden konnten. Um dies zu ermöglichen, wurde von mir ein neuer Probenhalter nebst Manipulationsmechanik entwickelt, der es trotz der einzuhaltenden „Randbedingungen“ (kleinste Abmessungen und Materialmenge, siehe Abschnitt 4.2) ermöglicht, den Kristall im UHV um 90° zu kippen und so die azimutale Winkelabhängigkeit am identischen Film messen zu können. Für die Verstellmechanik wurde noch ein speziell angepaßtes Taumelement und ein UHV-Kammer-Segment mit entsprechender Anzahl an Fenster- und Montageflanschen konstruiert (Abschnitt A.2).

Im folgenden sind die Konstruktionszeichnungen angefügt. Diese sind zwar teilweise verkleinert dargestellt und somit nicht maßstabsgerecht, die Maße sind aber jeweils in Millimeter angegeben.

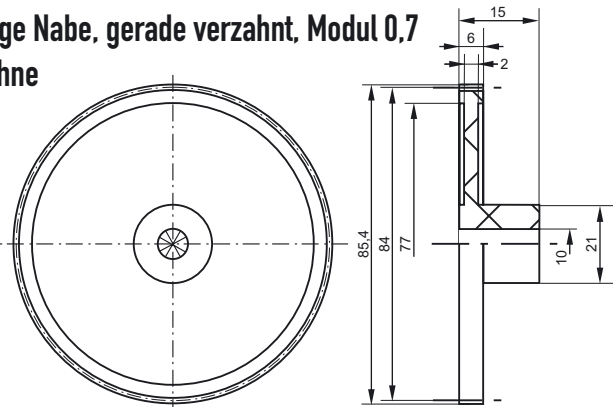
Distanzrohr, Material: Alu



Verschraubung 3-tlg., Material: Alu



**Zahnrad 1, Material: Acetalharz
einseitige Nabe, gerade verzahnt, Modul 0,7
120 Zähne**



**Zahnrad 2, Material: Acetalharz
einseitige Nabe, gerade verzahnt, Modul 0,7
12 Zähne**

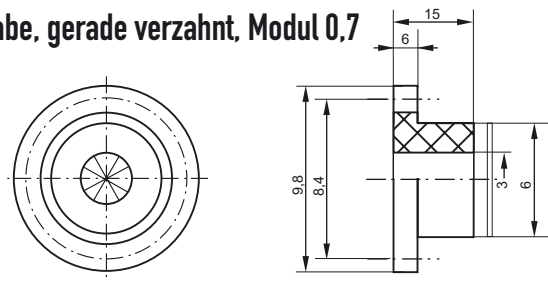
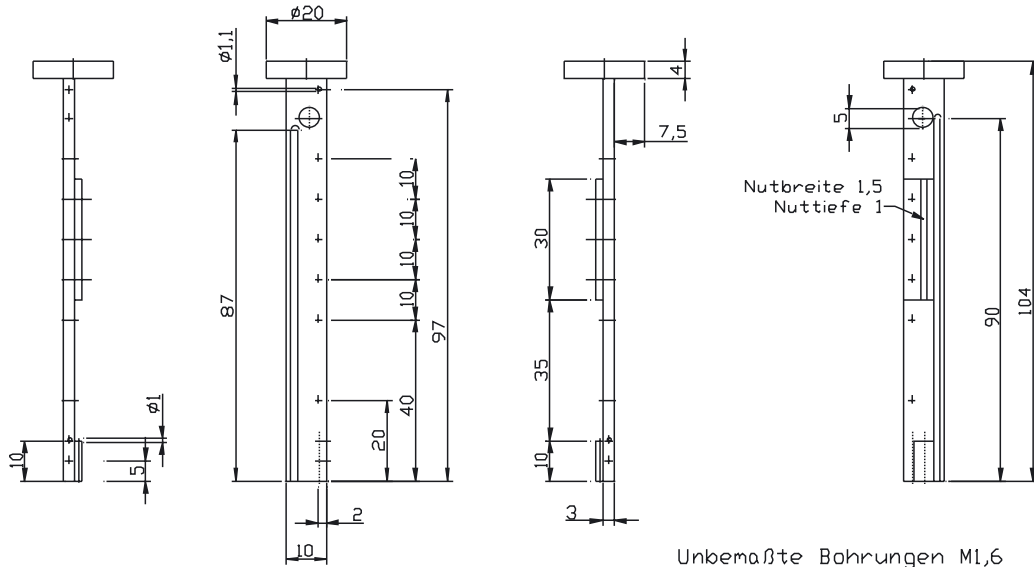
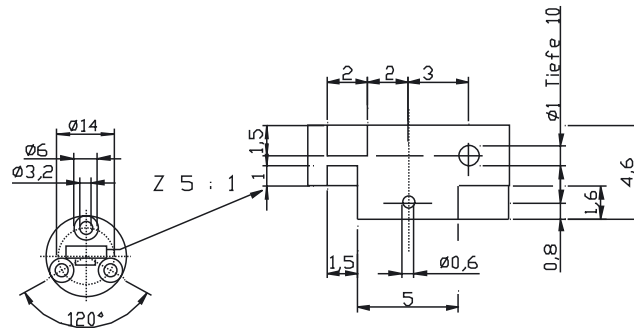


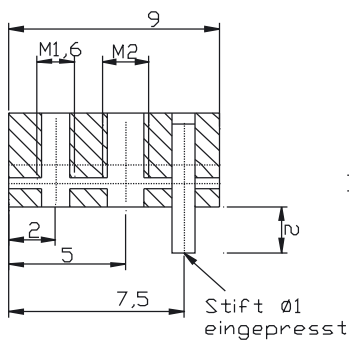
Abb. A.2: Weitere Einzelteilzeichnungen für den Goniometeraufsatz. Die Verschraubung dient zum Einspannen des Probenhalterröhrchens und schließt den Kryostaten vakuumdicht ab (O-Ringe nicht eingezeichnet). Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgetreu abgebildet, alle Angaben in mm.

A.2. UHV-FMR-Probenhalter mit Klappfunktion

Probenhalter:
Material OFHC-Cu



Raststift:
Material Edelstahl



Rastzylinder:
Material Macor

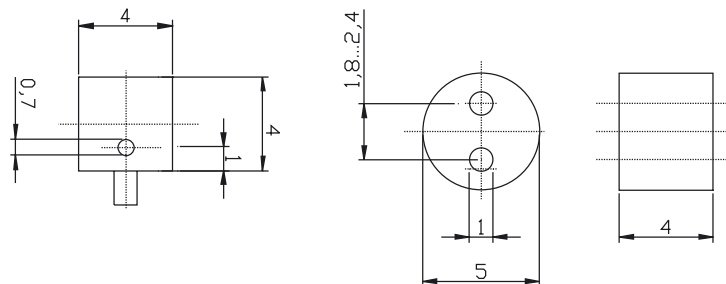


Abb. A.3: Konstruktionszeichnung für den klappbaren Probenhalter (oben) und weiter benötigte Einzelteile (unten). Der Raststift fixiert über die Schubstange (nicht dargestellt) den Kristall in seiner Position und dient zugleich als Angriffspunkt für die Verstellmechanik. Material: OFHC (*oxygen-free high conductivity*) Cu, bzw. Edelstahl. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgetreu abgebildet, alle Maße in mm.

A.2.1. CF19 UHV-Taumelement für Probenhalter-Manipulation

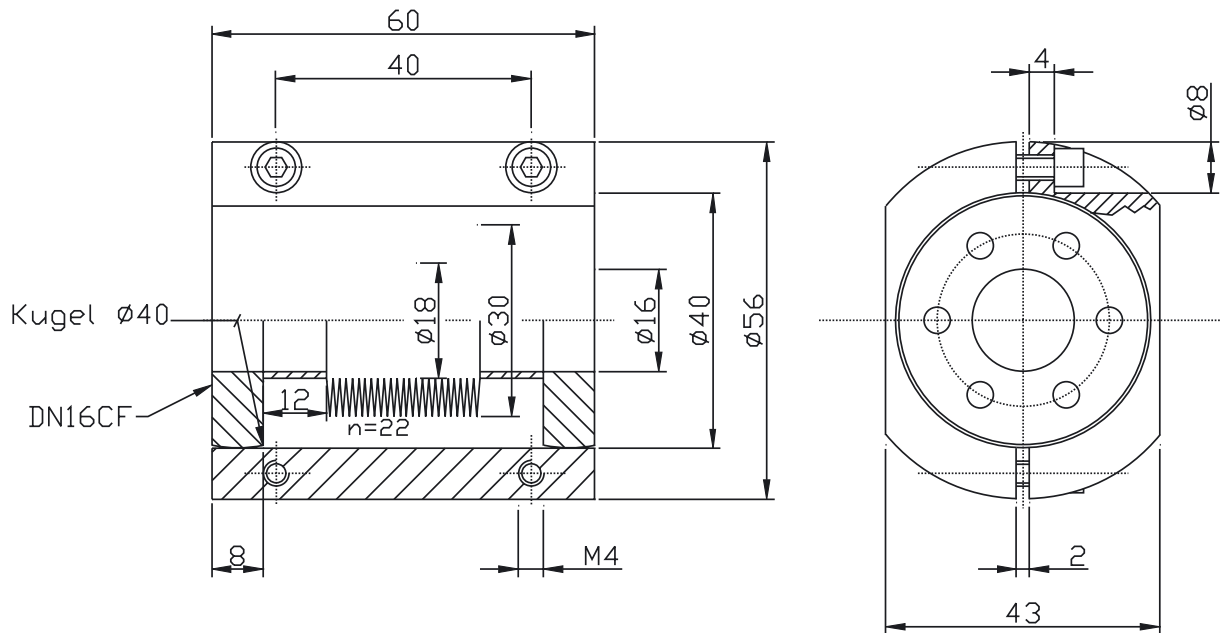


Abb. A.4: CF19 UHV-Taumelement für den Verstellmechanismus des neuen Probenhalters. Der CF16-Balg kann mittels der zwei Edelstahl-Halbschalen und der Klemmschrauben in jeder Position fixiert werden und ermöglicht so Bewegungen ähnlich derer eines „Wobblesticks“. Material: Edelstahl. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgetreu abgebildet, alle Maße in mm.

A.2.2. CF100 UHV-Kammer-Segment

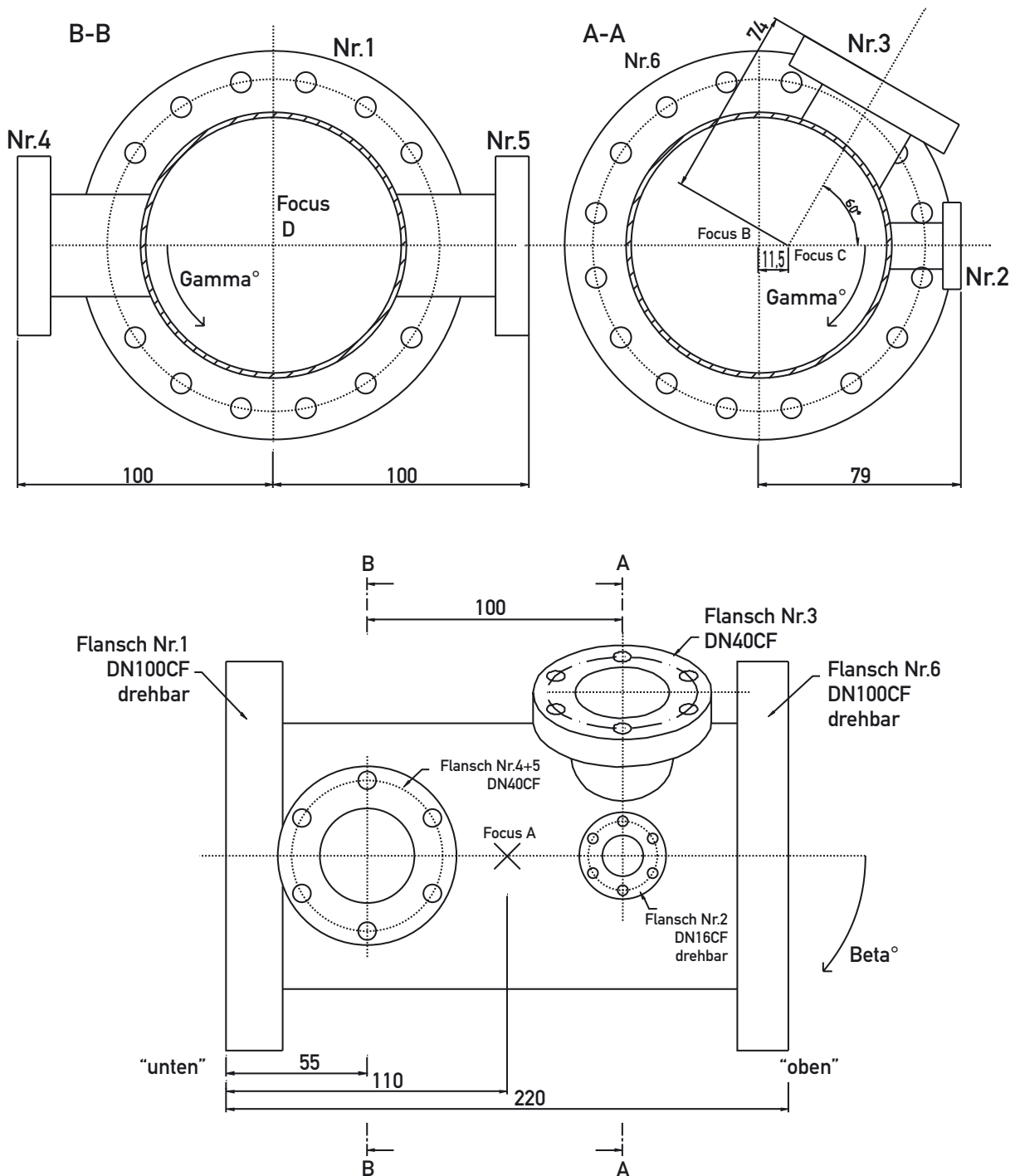


Abb. A.5: Konstruktionszeichnung für ein CF100 UHV-Kammer-Segment mit der benötigten Anzahl an Öffnungen für Fenster und Verstellmechanismus für den neuen Probenhalter. Material: Edelstahl. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgetreu abgebildet, alle Maße in mm.

B. Anhang: Ergänzungen

B.1. Entmagnetisierungsfaktoren für Prismen

Die in Kap. 6.3 benutzten Entmagnetisierungsfaktoren können über die analytische Formel von A. Aharoni [155] berechnet werden. Dabei liegt ein Prisma mit den Abmessungen $2a \times 2b \times 2c$ zugrunde, wie es in Abb. B.1 abgebildet ist.

$$\begin{aligned}
 \pi N_z = & \frac{b^2 - c^2}{2bc} \ln\left(\frac{d-a}{d+a}\right) + \frac{a^2 - c^2}{2ac} \ln\left(\frac{d-b}{d+b}\right) + \frac{b}{2c} \ln\left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{\sqrt{a^2 + b^2} - a}\right) \\
 & + \frac{a}{2c} \ln\left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + b}{\sqrt{a^2 + b^2} - b}\right) + \frac{c}{2a} \ln\left(\frac{\sqrt{b^2 + c^2} - b}{\sqrt{b^2 + c^2} + b}\right) + \frac{c}{2b} \ln\left(\frac{\sqrt{a^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + c^2} + a}\right) \\
 & + 2 \arctan\left(\frac{ab}{cd}\right) + \frac{a^3 + b^3 - 2c^3}{3abc} + d \frac{a^2 + b^2 - 2c^2}{3abc} + \frac{c}{ab} (\sqrt{a^2 + c^2} \\
 & + \sqrt{b^2 + c^2}) - \frac{(a^2 + b^2)^{3/2} + (b^2 + c^2)^{3/2} + (c^2 + a^2)^{3/2}}{3abc}
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

mit $d = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}$

Die anderen beiden Entmagnetisierungsfaktoren N_x und N_y können durch zweimaliges zyklisches permutieren $c \rightarrow a \rightarrow b \rightarrow c$ bzw. durch die Relation $N_x + N_y + N_z = 1$ bestimmt werden.

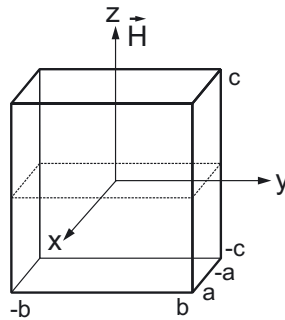


Abb. B.1: Verwendetes Koordinatensystem. Das \vec{H} -Feld wird in der z -Richtung angelegt.

Der Spezialfall für einen unendlich ausgedehnten schmalen Streifen ($b \rightarrow \infty$) lautet:

$$\pi N_z = \frac{1-p^2}{2p} \ln(1+p^2) + p \ln p + 2 \arctan\left(\frac{1}{p}\right) \quad (\text{B.2})$$

mit $p = \frac{c}{a}$.

B.2. Koeffizienten der Dispersionsrelation für Dreifachlagen

Die Koeffizienten der Dispersionsrelation (5.3) für gekoppelte Dreifachlagen lauten:

$$b = \frac{F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_1} - F_{\theta_1\varphi_1}^2}{d_1^2 M_1^2 \gamma_1^2 \sin^2 \theta_1^{\text{eq}}} + \frac{F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_2\varphi_2} - F_{\theta_2\varphi_2}^2}{d_2^2 M_2^2 \gamma_2^2 \sin^2 \theta_2^{\text{eq}}} + 2 \frac{F_{\theta_1\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_2} - F_{\theta_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1}}{d_1 d_2 M_1 M_2 \gamma_1 \gamma_2 \sin \theta_1^{\text{eq}} \sin \theta_2^{\text{eq}}} \quad (\text{B.3a})$$

$$c = \frac{1}{d_1^2 d_2^2 M_1^2 M_2^2 \sin^2 \theta_1^{\text{eq}} \sin^2 \theta_2^{\text{eq}}} \left[F_{\theta_1\theta_2}^2 F_{\varphi_1\varphi_2}^2 + F_{\theta_1\varphi_1}^2 F_{\theta_2\varphi_2}^2 + F_{\theta_1\varphi_2}^2 F_{\theta_2\varphi_1}^2 \right. \\ - F_{\theta_1\theta_2}^2 F_{\varphi_1\varphi_1} F_{\varphi_2\varphi_2} - F_{\varphi_1\varphi_2}^2 F_{\theta_1\theta_1} F_{\theta_2\theta_2} - F_{\theta_2\varphi_2}^2 F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_1} - F_{\theta_1\varphi_2}^2 F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_1} \\ - F_{\theta_1\varphi_1}^2 F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_2\varphi_2} - F_{\theta_2\varphi_1}^2 F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_2\varphi_2} + F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_1} F_{\theta_2\theta_2} F_{\varphi_2\varphi_2} \\ + 2F_{\theta_1\theta_1} F_{\varphi_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_2} + 2F_{\theta_1\varphi_1} F_{\theta_1\varphi_2} F_{\varphi_1\varphi_2} F_{\theta_2\theta_2} + 2F_{\theta_1\theta_2} F_{\theta_1\varphi_2} F_{\varphi_1\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_2} \\ + 2F_{\theta_1\theta_2} F_{\theta_1\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_1} F_{\varphi_2\varphi_2} - 2F_{\theta_1\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_2} F_{\theta_1\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_2} - 2F_{\theta_1\varphi_1} F_{\theta_2\varphi_2} F_{\theta_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1} \\ \left. - 2F_{\theta_1\theta_2} F_{\varphi_1\varphi_2} F_{\theta_1\varphi_2} F_{\theta_2\varphi_1} \right]. \quad (\text{B.3b})$$

Literaturverzeichnis

- [1] C. Herring, „*Exchange Interactions in Metals*“, in *Magnetism*, Hrsg. G. T. Rado and H. Suhl, Bd. IV, Academic Press, Inc., New York (1965)
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, „*Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*“, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988)
- [3] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, „*Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers*“, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986)
- [4] C. Tsang, R. Fontana, T. Lin, D. Heim, V. Speriosu, B. Gurney, and M. Williams, „*Design, Fabrication and Testing of Spin-Valve Read Heads for High Density Recording*“, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 3801 (1994)
- [5] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O’Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Yu Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, and W. J. Gallagher, „*Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory.*“, *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999)
- [6] Motorola Inc., „*Motorola Produces World’s First 4 Mbit MRAM Chip*“, Technischer Bericht, Motorola Inc., Chandler (AZ), USA (June 2003), <http://www.motorola.com/mot/document/content/0,1028,372,00.doc>
- [7] W. D. Doyle, S. Stinnett, C. Dawson, and L. He, „*Magnetization reversal at high speed - an old problem in a new context*“, *J. Magn. Soc. Japan* **22**, 91 (1998)
- [8] C. Stamm, I. Tudosa, H. C. Siegmann, J. Stöhr, A. Yu. Dobin, G. Woltersdorf, B. Heinrich, and A. Vaterlaus, „*Dissipation of Spin Angular Momentum in Magnetic Switching*“, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 197603 (2005)
- [9] M. Sparks, „*Ferromagnetic-Relaxation Theory*“, Advanced Physics Monograph Series, McGraw-Hill, New York (1964)

- [10] B. C. Choi and M. R. Freeman, „Nonequilibrium Spin Dynamics in Laterally Defined Magnetic Structures“, in *Ultrathin Magnetic Structures III*, Hrsg. J. A. C. Bland and B. Heinrich, S. 212ff, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (2005)
- [11] P. Bruno and C. Chappert, „Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer“, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1602 (1991)
- [12] M. D. Stiles, „Exchange coupling in magnetic heterostructures“, *Phys. Rev. B* **48**, 7238 (1993)
- [13] V. Drchal, J. Kudrnovský, P. Bruno, I. Turek, P. H. Dederichs, and P. Weinberger, „Temperature dependence of the interlayer exchange coupling in magnetic multilayers: An ab initio approach“, *Phys. Rev. B* **60**, 9588 (1999)
- [14] N. S. Almeida, D. L. Mills, and M. Teitelman, „Temperature Variation of the Interfilm Exchange in Magnetic Multilayers: The Influence of Spin Wave Interactions“, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 733 (1995)
- [15] S. Schwieger and W. Nolting, „Origin of the temperature dependence of interlayer exchange coupling in metallic trilayers“, *Phys. Rev. B* **69**, 224413 (2004)
- [16] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, „Oscillations in Exchange Coupling and Magnetoresistance in Metallic Superlattice Structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr“, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990)
- [17] Z. Q. Qiu, J. Pearson, A. Berger, and S. D. Bader, „Short-period oscillations in the interlayer magnetic coupling of wedged Fe(100)/Mo(100)/Fe(100) grown on Mo(100) by molecular-beam epitaxy“, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1398 (1992)
- [18] A. Ney, F. Wilhelm, M. Farle, P. Pouloupoulos, P. Srivastava, and K. Baberschke, „Oscillations of the Curie temperature and interlayer exchange coupling in magnetic trilayers“, *Phys. Rev. B* **59**, R3938 (1999)
- [19] J. Lindner, E. Kosubek, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, and B. Heinrich, „Interlayer exchange coupling: an in situ investigation via ferromagnetic resonance“, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 220 (2002)
- [20] Z. Celinski and B. Heinrich, „Ferromagnetic resonance linewidth of Fe ultrathin films grown on a bcc Cu substrate“, *J. Appl. Phys.* **70**, 5935 (1991)
- [21] Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, and K. Ounadjela, „Angular dependence of ferromagnetic resonance in exchange-coupled Co/Ru/Co trilayer structures“, *Phys. Rev. B* **50**, 6094 (1994)
- [22] N. Persat and A. Dinia, „Strong temperature dependence of the interlayer exchange coupling strength in Co/Cu/Co sandwiches“, *Phys. Rev. B* **56**, 2676 (1997)
- [23] J. Lindner, C. Rüdte, E. Kosubek, P. Pouloupoulos, K. Baberschke, P. Blomquist, R. Wäppling, and D. L. Mills, „ $T^{3/2}$ Dependence of the Interlayer Exchange Coupling in Ferromagnetic Multilayers“, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 167206 (2002)

- [24] A. Taga, L. Nordström, P. James, B. Johansson, and O. Eriksson, „Non-collinear states in magnetic sensors“, *Nature* **406**, 280 (2000)
- [25] D. M. Edwards, J. Mathon, R. B. Muniz, and M. S. Phan, „Oscillations of the exchange in magnetic multilayers as an analog of de Haas–van Alphen effect“, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 493 (1991)
- [26] J. d’Albuquerque e Castro, J. Mathon, M. Villeret, and A. Umerski, „Confinement mechanism for strong temperature dependence of the interlayer exchange coupling in Co/Cu(001)“, *Phys. Rev. B* **53**, R13306 (1996)
- [27] J. Lindner, K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spoddig, R. Meckenstock, J. Pelzl, Z. Frait, and D. L. Mills, „Non-Gilbert-type damping of the magnetic relaxation in ultrathin ferromagnets: Importance of magnon-magnon scattering“, *Phys. Rev. B* **68**, 060102(R) (2003)
- [28] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, „Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers“, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002)
- [29] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, „Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films“, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002)
- [30] B. Heinrich, G. Woltersdorf, R. Urban, and E. Simanek, „Role of dynamic exchange coupling in magnetic relaxations of metallic multilayer films (invited)“, *J. Appl. Phys.* **93**, 7545 (2003)
- [31] B. Heinrich and J. A. C. Bland, Hrsg., „*Ultrathin Magnetic Structures IV*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (2005)
- [32] J. Herfort, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog, „Epitaxial growth of Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures“, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3912 (2003)
- [33] J. Herfort, H.-P. Schönherr, A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, and K. H. Ploog, „Epitaxial growth of Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures for spintronic application“, *J. Cryst. Growth.* **278**, 666 (2005)
- [34] M. Zwierzycki, K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, and I. Turek, „Spin injection through an Fe/InAs interface“, *Phys. Rev. B* **67**, 092401 (2003)
- [35] A. S. Arrott, „Magnetism in SI Units and Gaussian Units“, in *Ultrathin Magnetic Structures I*, Hrsg. J. A. C. Bland and B. Heinrich, S. 7ff, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (1994)
- [36] P. C. Scholten, „Which SI?“, *J. Magn. Magn. Mater.* **149**, 57 (1995)
- [37] J. D. Jackson, „*Klassische Elektrodynamik*“, Walter de Gruyter, Berlin, New York (1983)
- [38] J. A. C. Bland and B. Heinrich, Hrsg., „*Ultrathin Magnetic Structures I*“, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (1994)
- [39] J. H. van Vleck, „On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals“, *Phys. Rev.* **52**, 1178 (1937)

- [40] P. Bruno, „*Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers*“, *Phys. Rev. B* **39**, 865 (1989)
- [41] C. Uiberacker, J. Zabloudil, P. Weinberger, L. Szunyogh, and C. Sommers, „*Lattice Relaxation Driven Reorientation Transition in Ni_n/Cu(100)*“, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1289 (1999)
- [42] P. Weinberger and L. Szunyogh, „*Perpendicular magnetism in magnetic multilayer systems*“, *Comp. Mat. Sci.* **17**, 414 (2000)
- [43] O. Hjortstam, J. Trygg, J. M. Wills, B. Johansson, and O. Eriksson, „*Calculated spin and orbital moments in the surfaces of the 3d metals Fe, Co, and Ni and their overlayers on Cu(001)*“, *Phys. Rev. B* **53**, 9204 (1996)
- [44] S. S. P. Parkin, R. Bhadra, and K. P. Roche, „*Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers*“, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991)
- [45] P. Bruno, „*Theory of interlayer magnetic coupling*“, *Phys. Rev. B* **52**, 411 (1995)
- [46] R. Hammerling, J. Zabloudil, P. Weinberger, J. Lindner, E. Kosubek, R. Nünthel, and K. Baberschke, „*Interlayer exchange coupling and magnetic anisotropy in prototype trilayers: Ab initio theory versus experiment*“, *Phys. Rev. B* **68**, 092406 (2003)
- [47] P. Bruno, „*Interlayer exchange coupling: Preasymptotic corrections*“, *Eur. Phys. J. B* **11**, 83 (1999)
- [48] L. Landau and E. Lifshitz, „*On the theory of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*“, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935)
- [49] J. Smit and H. G. Beljers, „*Ferromagnetic resonance absorption in BaFe₁₂O₁₉, a highly anisotropic crystal*“, *Philips Res. Rep.* **10**, 113 (1955)
- [50] H. Suhl, „*Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles*“, *Phys. Rev.* **97**, 555 (1955)
- [51] T. L. Gilbert, „*A Lagrangian formulation of gyromagnetic equation of the magnetization field*“, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955)
- [52] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen, and M. Marysko, „*Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets*“, *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988)
- [53] C. Kittel, „*Einführung in die Festkörperphysik*“, R. Oldenbourg Verlag, München, 12. Aufl. (1999)
- [54] S. Iida, „*The difference between Gilbert's and Landau-Lifshitz's equations*“, *J. Phys. Chem. Solids.* **24**, 625 (1963)

- [55] H. B. Callen, „A ferromagnetic dynamical equation“, *J. Phys. Chem. Solids.* **4**, 256 (1958)
- [56] N. Bloembergen, „On The Ferromagnetic Resonance in Nickel and Superalloy“, *Phys. Rev.* **78**, 572 (1950)
- [57] S. V. Vonsovskii, Hrsg., „Ferromagnetic Resonance“, Pergamon Press, Oxford London (1966)
- [58] R. J. Elliott, „Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors“, *Phys. Rev.* **96**, 266 (1954)
- [59] V. Kamberský, „On the Landau-Lifshitz relaxation in ferromagnetic metals“, *Can. J. Phys.* **48**, 2906 (1970)
- [60] V. Korenman and R. E. Prange, „Anomalous Damping of Spin Waves in Magnetic Metals“, *Phys. Rev. B* **6**, 2769 (1972)
- [61] V. Kamberský, „On ferromagnetic resonance damping in metals“, *Czech. J. Phys. B* **26**, 1366 (1976)
- [62] F. Schreiber, J. Pflaum, Z. Frait, Th. Mühge, and J. Pelzl, „Gilbert damping and g-factor in Fe_xCo_{1-x} alloy films“, *Solid State Commun.* **93**, 965 (1995)
- [63] B. Heinrich, „Spin Relaxation in Magnetic Metallic Layers and Multilayers“, in *Ultrathin Magnetic Structures III*, Hrsg. J. A. C. Bland and B. Heinrich, S. 138ff, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York (2005)
- [64] F. Bloch, „Nuclear Induction“, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946)
- [65] R. C. Fletcher, R. C. LeCraw, and E. G. Spencer, „Electron spin relaxation in ferromagnetic insulators“, *Phys. Rev.* **117**, 955 (1960)
- [66] C. P. Poole, Jr., „Electron Spin Resonance: A Comprehensive Treatise on Experimental Techniques“, Interscience Publishers, New York (1967)
- [67] J. Lindner, „Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle – Statik und Dynamik“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, dissertation.de - Verlag im Internet (2003), ISBN 3-89825-606-5
- [68] F. J. Dyson, „Electron Spin Resonance Absorption in Metals. II. Theory of Electron Diffusion and the Skin Effect“, *Phys. Rev.* **98**, 349 (1955)
- [69] G. Feher and A. F. Kip, „Electron Spin Resonance Absorption in Metals. I. Experimental“, *Phys. Rev.* **98**, 337 (1955)
- [70] A. Hahn, „Ferromagnetische Resonanz an dünnen Co/W(110)-Filmen im Ultrahochvakuum“, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (1997), unveröffentlicht

- [71] S. Bagdonat, W. Göpel, and R. Haul, „*Untersuchungen zur ferromagnetischen Resonanz dünner Nickel-Aufdampfschichten*“, *Z. Phys. Chem. N. F.* **87**, 11 (1973)
- [72] S. Bagdonat, W. Göpel, and R. Haul, „*Ferromagnetische Resonanz dünner Nickel-Aufdampfschichten*“, *Z. Phys. Chem. N. F.* **87**, 23 (1973)
- [73] W. Göpel, „*Magnetic dead layers' on chemisorption at ferromagnetic surfaces*“, *Surf. Sci.* **85**, 400 (1979)
- [74] B. Heinrich, A. S. Arrott, J. F. Cochran, C. Liu, and K. Myrtle, „*Ferromagnetic resonance in ultrahigh vacuum: Effect of epitaxial overlayers on Fe*“, *J. Vac. Sci. and Techn. A* **4**, 1376 (1986)
- [75] B. Heinrich, J. F. Cochran, K. Myrtle, G. Lonzarich, and R. B. Goldfarb, „*Ferromagnetic resonance at 9.55 and 23.9 GHz in the weak ferromagnet Ni₃Al*“, *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57**, 1011 (1986)
- [76] M. Li and G.-C. Wang, „*Simple setup combining ferromagnetic resonance and surface magneto-optic Kerr effect for measurements of magnetic properties of ultrathin films in ultrahigh vacuum*“, *J. Vac. Sci. and Techn. A* **14**, 3288 (1996)
- [77] M. Ritter, M. Stindtman, M. Farle, and K. Baberschke, „*Nanostructuring of the Cu(001) surface by ion bombardment: an STM study*“, *Surf. Sci.* **348**, 215 (1995)
- [78] M. P. Seah and W. A. Dench, „*Quantitative Electron Spectroscopy of Surfaces: A Standard Data Base for Electron Inelastic Mean Free Paths in Solids*“, *Surf. Interface Anal.* **1**, 2 (1979)
- [79] R. Nünthel, „*Wachstum und Magnetismus dünner 3d Metalle auf Cu-Substraten – Einfluß von O als Surfactant*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, dissertation.de - Verlag im Internet (2004), ISBN 3-89825-826-2
- [80] J. Shen, J. Giergiel, and J. Kirschner, „*Growth and morphology of Ni/Cu(100) ultrathin films: An in situ study using scanning tunneling microscopy*“, *Phys. Rev. B* **52**, 8454 (1995)
- [81] W. Platow, U. Bovensiepen, P. Pouloupoulos, M. Farle, K. Baberschke, L. Hammer, S. Walter, S. Müller, and K. Heinz, „*Structure of ultrathin Ni/Cu(001) films as a function of film thickness, temperature, and magnetic order*“, *Phys. Rev. B* **59**, 12641 (1999)
- [82] P. Pouloupoulos, J. Lindner, M. Farle, and K. Baberschke, „*Changes of magnetic anisotropy due to roughness: a quantitative scanning tunneling microscopy study on Ni/Cu(001)*“, *Surf. Sci.* **437**, 277 (1999)
- [83] K. Heinz, S. Müller, and L. Hammer, „*Crystallography of ultrathin iron, cobalt and nickel films grown epitaxially on copper*“, *J. Phys.: Condes. Matter* **11**, 9437 (1999)
- [84] F. Nouvertné, U. May, M. Bammig, A. Rampe, M. Gruyters, U. Korte, R. Berndt, G. Güntherot, R. Pentcheva, and M. Scheffler, „*Atomic exchange processes and bimodal initial growth of Co/Cu(001)*“, *Phys. Rev. B* **60**, 14382 (1999)

- [85] F. Huang, M. T. Kief, G. J. Mankey, and R. F. Willis, „*Magnetism in the few-monolayers limit: A surface magneto-optic Kerr-effect study of the magnetic behavior of ultrathin films of Co, Ni, and Co-Ni alloys on Cu(100) and Cu(111)*“, *Phys. Rev. B* **49**(6), 3962 (1994)
- [86] A. Ney, „*A New Design of an UHV-High- T_c -SQUID-Magnetometer: Absolute Determination of Magnetic Moments of 3d-Transition Metal Films*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, dissertation.de - Verlag im Internet (2001), ISBN 3-89825-311-2
- [87] A. Ney, K. Lenz, P. Pouloupoulos, and K. Baberschke, „*Absolute magnetometry on ultrathin 3d-metal films by UHV-SQUID*“, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 343 (2002)
- [88] A. Ney, P. Pouloupoulos, M. Farle, and K. Baberschke, „*Absolute determination of Co magnetic moments: Ultrahigh-vacuum high- T_c SQUID magnetometry*“, *Phys. Rev. B* **62**, 11336 (2000)
- [89] A. Ney, A. Scherz, P. Pouloupoulos, K. Lenz, H. Wende, K. Baberschke, F. Wilhelm, and N. B. Brookes, „*Clarification of contesting results for the total magnetic moment of Ni/Cu(001)*“, *Phys. Rev. B* **65**, 024411 (2001)
- [90] K. Lenz, „*Messung der absoluten Magnetisierung von ultradünnen metallischen Filmen mittels UHV-SQUID-Magnetometrie*“, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin (2002), unveröffentlicht
- [91] I. Galanakis, „*Orbital magnetism in the half-metallic Heusler alloys*“, *Phys. Rev. B* **71**, 012413 (2005)
- [92] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, „*Spintronics: Fundamentals and applications*“, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004)
- [93] J. Herfort, H.-P. Schönherr, K.-J. Friedland, and K. H. Ploog, „*Structural and magnetic properties of epitaxial $Fe_3Si/GaAs(001)$ hybrid structures*“, *J. Vac. Sci. and Techn. B* **22**, 2073 (2004)
- [94] H.-P. Schönherr, R. Nötzel, W. Ma, and K. H. Ploog, „*Evolution of the surface morphology of Fe grown on GaAs (100), (311)A, and (331)A substrates by molecular beam epitaxy*“, *J. Appl. Phys.* **89**, 169 (2001)
- [95] A. Kawaharazuka, M. Ramsteiner, J. Herfort, H.-P. Schönherr, H. Kostial, and K. H. Ploog, „*Spin injection from Fe_3Si into GaAs*“, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3492 (2004)
- [96] Y. B. Xu, E. T. M. Kernohan, M. Tselepi, J. A. C. Bland, and S. Holmes, „*Single crystal Fe films grown on InAs(100) by molecular beam epitaxy*“, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 399 (1998)
- [97] M. Knepe, M. Berse, and U. Köhler, „*Interface formation of iron on In-terminated InAs(001)*“, *Appl. Phys. A* **79**, 1935 (2004)
- [98] J. Pelzl, R. Meckenstock, D. Spoddig, F. Schreiber, J. Pflaum, and Z. Frait, „*Spin-orbit-coupling effects on g-value and damping factor of the ferromagnetic resonance in Co and Fe films*“, *J. Phys.: Condes. Matter* **15**, S451 (2003)

- [99] M. Tanaka, J. P. Harbison, M. C. Park, Y. S. Park, T. Shin, and G. M. Rothberg, „*Epitaxial ferromagnetic MnAs thin films grown by molecular-beam epitaxy on GaAs: Structure and magnetic properties*“, *J. Appl. Phys.* **76**, 6278 (1994)
- [100] K. Akeura, M. Tanaka, M. Ueki, and T. Nishinaga, „*Epitaxial ferromagnetic MnAs thin films grown by molecular beam epitaxy on Si (001) substrates*“, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3349 (1995)
- [101] F. Schippan, G. Behme, L. Däweritz, K. H. Ploog, B. Dennis, K.-U. Neumann, and K. R. A. Ziebeck, „*Magnetic structure of epitaxially grown MnAs on GaAs(001)*“, *J. Appl. Phys.* **88**, 2766 (2000)
- [102] F. Schippan, A. Trampert, L. Däweritz, and K. H. Ploog, „*Kinetics of MnAs growth on GaAs(001) and interface structure*“, *J. Vac. Sci. and Techn. B* **17**, 1716 (1999)
- [103] M. Ramsteiner, H. Y. Hao, A. Kawaharazuka, H. J. Zhu, M. Kästner, R. Hey, L. Däweritz, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, „*Electrical spin injection from ferromagnetic MnAs metal layers into GaAs*“, *Phys. Rev. B* **66**, 081304(R) (2002)
- [104] N. Menyuk, J. A. Kafalas, K. Dwight, and J. B. Goodenough, „*Effects of Pressure on the Magnetic Properties of MnAs*“, *Phys. Rev.* **177**, 942 (1969)
- [105] R. W. De Blois and D. S. Rodbell, „*Magnetic First-Order Phase Transition in Single-Crystal MnAs*“, *Phys. Rev.* **130**, 1347 (1963)
- [106] M. Kästner, F. Schippan, P. Schützendübe, L. Däweritz, and K. H. Ploog, „*Ferromagnetic MnAs grown on GaAs(001): in situ investigations*“, *J. Vac. Sci. and Techn. B* **18**, 2052 (2000)
- [107] B. T. M. Willis and H. P. Rooksby, „*Magnetic Transitions and Structural Changes in Hexagonal Manganese Compounds*“, *Proc. Phys. Soc. (London)* **B67**, 290 (1954)
- [108] V. M. Kaganer, B. Jenichen, F. Schippan, W. Braun, L. Däweritz, and K. H. Ploog, „*Strain-mediated phase coexistence in MnAs heteroepitaxial films on GaAs: An x-ray diffraction study*“, *Phys. Rev. B* **66**, 045305 (2002)
- [109] T. Plake, M. Ramsteiner, V.M. Kaganer, B. Jenichen, M. Kästner, L. Däweritz, and K. H. Ploog, „*Periodic elastic domains of coexisting phases in epitaxial MnAs films on GaAs*“, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2523 (2002)
- [110] M. Kästner, C. Herrmann, L. Däweritz, and K. H. Ploog, „*Atomic scale morphology of self-organized periodic elastic domains in epitaxial ferromagnetic MnAs films*“, *J. Appl. Phys.* **92**, 5711 (2002)
- [111] C. Pampuch, A. K. Das, A. Ney, L. Däweritz, R. Koch, and K. H. Ploog, „*Magnetologic with α -MnAs Thin Films*“, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 147203 (2003)

- [112] Yu. V. Goryunov, N. N. Garif'anov, G. G. Khaliullin, I. A. Garifullin, L. R. Tagirov, F. Schreiber, Th. Mühge, and H. Zabel, „*Magnetic anisotropies of sputtered Fe films on MgO substrates*“, *Phys. Rev. B* **52**, 13450 (1995)
- [113] P. Isberg, B. Hjörvarsson, R. Wäppling, E. B. Svedberg, and L. Hultman, „*Growth of epitaxial Fe/V(001) superlattice films*“, *Vacuum* **48**, 483 (1997)
- [114] H. Kiessig, „*Untersuchungen zur Totalreflexion von Röntgenstrahlen*“, *Ann. Phys. (Leipzig)* **10**, 715 (1931)
- [115] E. E. Fullerton, I. K. Schuller, H. Vanderstraeten, and Y. Bruynseraede, „*Structural refinement of superlattices from x-ray diffraction*“, *Phys. Rev. B* **45**, 9292 (1992)
- [116] A. Scherz, P. Pouloupoulos, R. Nünthel, J. Lindner, H. Wende, F. Wilhelm, and K. Baberschke, „*Direct probe of interdiffusion effects on the induced V spin polarization at Fe/V interfaces*“, *Phys. Rev. B* **68**, 140401(R) (2003)
- [117] P. Isberg, „*Preparation and Properties of Fe/V Superlattices*“, Doktorarbeit, Uppsala University, Acta Universitatis Upsaliensis, Uppsala (1997), ISBN 91-554-3975-6
- [118] A. Broddefalk, R. Mathieu, P. Nordblad, P. Blomqvist, R. Wäppling, J. Lu, and E. Olsson, „*Inter-layer exchange coupling and giant magnetoresistance in Fe/V(001) superlattices*“, *Phys. Rev. B* **65**, 214430 (2002)
- [119] P. Granberg, P. Isberg, E. B. Svedberg, B. Hjörvarsson, P. Nordblad, and R. Wäppling, „*Antiferromagnetic coupling and giant magnetoresistance in Fe/V(001) superlattices*“, *J. Magn. Magn. Mater.* **186**, 154 (1998)
- [120] M. Farle, B. Mirwald-Schulz, A. N. Anisimov, W. Platow, and K. Baberschke, „*Higher-order magnetic anisotropies and the nature of the spin-reorientation transition in face-centered-tetragonal Ni(001)/Cu(001)*“, *Phys. Rev. B* **55**, 3708 (1997)
- [121] D. E. Bürgler, M. Buchmeier, S. Cramm, S. Eisebitt, R. R. Gareev, P. Grünberg, C. L. Jia, L. L. Pohlmann, R. Schreiber, M. Siegel, Y. L. Qin, and A. Zimina, „*Exchange coupling of ferromagnetic films across metallic and semiconducting interlayers*“, *J. Phys.: Condes. Matter* **15**, S443 (2003)
- [122] J. Lindner and K. Baberschke, „*In situ ferromagnetic resonance: an ultimate tool to investigate the coupling in ultrathin magnetic films*“, *J. Phys.: Condes. Matter* **15**, R193 (2003)
- [123] S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, M. C. de Moura, A. Azevedo, F. M. Aguiar, and S. S. P. Parkin, „*Biquadratic coupling in sputtered Fe/Cr/Fe still in need of a new mechanism*“, *J. Appl. Phys.* **85**, 5892 (1999)
- [124] B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A. S. Arrott, and K. Myrtle, „*Magnetic anisotropies and exchange coupling in ultrathin fcc Co(001) structures*“, *Phys. Rev. B* **44**, 9348 (1991)

- [125] G. J. Strijkers, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and W. J. M. de Jonge, „Origin of Biquadratic Exchange in Fe/Si/Fe“, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1812 (2000)
- [126] Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, and K. Ounadjela, „Using ferromagnetic resonance as a sensitive method to study temperature dependence of interlayer exchange coupling“, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 336 (1994)
- [127] J. Lindner and K. Baberschke, „Ferromagnetic resonance in coupled ultrathin films“, *J. Phys.: Condes. Matter* **15**, S465 (2003)
- [128] M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert, R. Mosler, J. A. Wolf, S. Demokritov, and P. Grünberg, „Magnetic properties of ultrathin Fe/Cr/Fe(110) magnetic metallic trilayers“, *Phys. Stat. Sol. (a)* **125**, 635 (1991)
- [129] A. Schreyer, J. F. Ankner, T. Zeidler, H. Zabel, M. Schäfer, J. A. Wolf, P. Grünberg, and C. F. Majkrzak, „Noncollinear and collinear magnetic structures in exchange coupled Fe/Cr(001) superlattices“, *Phys. Rev. B* **52**, 16066 (1995)
- [130] Shi-shen Yan, R. Schreiber, F. Voges, C. Osthöver, and P. Grünberg, „Oscillatory interlayer coupling in Fe/Mn/Fe trilayers“, *Phys. Rev. B* **59**, R11641 (1999)
- [131] G. Lauhoff, A. Hirohita, J. A. C. Bland, J. Lee, S. Langridge, and J. Penfold, „Magnetic anisotropy, magnetic moments and coupling of Cu/Co/Cu/Ni/Cu(001) trilayer“, *J. Phys.: Condes. Matter* **11**, 6707 (1999)
- [132] Shi-shen Yan, P. Grünberg, and R. Schäfer, „Domain evidence for canted noncollinear interlayer coupling“, *Phys. Rev. B* **62**, 5765 (2000)
- [133] W. Kuch, Xingyu Gao, and J. Kirschner, „Competition between in-plane and out-of-plane magnetization in exchange-coupled magnetic films“, *Phys. Rev. B* **65**, 064406 (2002)
- [134] W. Kuch, J. Gilles, Xingyu Gao, and J. Kirschner, „Layer-resolved magnetic imaging of spin-reorientation transitions in Ni/Cu/Co trilayers“, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245**, 1246 (2002)
- [135] W. Kuch, L. I. Chelaru, K. Fukumoto, F. Porrati, F. Offi, M. Kotsugi, and J. Kirschner, „Layer-resolved imaging of magnetic interlayer coupling by domain-wall stray fields“, *Phys. Rev. B* **67**, 214403 (2003)
- [136] A. Layadi and J. O. Artman, „Ferromagnetic resonance in a coupled two-layer system“, *J. Magn. Magn. Mater.* **92**, 143 (1990)
- [137] M. E. Filipkowski, C. J. Gutierrez, J. J. Krebs, and G. A. Prinz, „Temperature dependence of the 90° coupling in Fe/Al/Fe(001) magnetic trilayers“, *J. Appl. Phys.* **73**, 5963 (1993)
- [138] A. Layadi, J. O. Artman, „Study of antiferromagnetic coupling by ferromagnetic resonance (FMR)“, *J. Magn. Magn. Mater.* **176**, 175 (1997)

- [139] W. Weber, R. Allenspach, and A. Bischof, „Exchange Coupling Across Cu(100): A High-Precision Study“, *Europhys. Lett.* **31**, 491 (1995)
- [140] B. Lengeler, W. R. Wampler, R. R. Bourassa, K. Mika, K. Wingerath, and W. Uelhoff, „Precision measurements of cyclotron masses and Fermi velocities in the noble metals by the de Haas-van Alphen effect“, *Phys. Rev. B* **15**, 5493 (1977)
- [141] P. Grünberg, „Layered magnetic structures: history, highlight, applications“, *Phys. Today* **54**, 31 (2001)
- [142] W. A. Hines, A. H. Menotti, J. I. Budnick, T. J. Burch, T. Litrenta, V. Niculescu, and K. Raj, „Magnetization studies of binary and ternary alloys based on Fe_3Si “, *Phys. Rev. B* **13**, 4060 (1976)
- [143] Y. Nakamura, „Properties of Magnetic Materials“, in *Landolt Börnstein*, Bd. 19a von *New Series Group III*, S. 26, Springer, Berlin Heidelberg New York (1988)
- [144] A. Ionescu, C. A. F. Vaz, T. Trypiniotis, C. M. Gürtler, H. García-Miquel, J. A. C. Bland, M. E. Vickers, R. M. Dalgliesh, S. Langridge, Y. Bugoslavsky, Y. Miyoshi, L. F. Cohen, and K. R. A. Ziebeck, „Structural, magnetic, electronic, and spin transport properties of epitaxial $Fe_3Si/GaAs(001)$ “, *Phys. Rev. B* **71**, 094401 (2005)
- [145] A. Ionescu, C. A. F. Vaz, T. Trypiniotis, C. M. Gürtler, M. E. Vickers, H. García-Miquel, and J. A. C. Bland, „Magnetic and structural properties of stoichiometric thin $Fe_3Si/GaAs(001)$ films“, *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 72 (2005)
- [146] M. Madami, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti, and R. L. Stamps, „In situ Brillouin scattering study of the thickness dependence of magnetic anisotropy in uncovered and Cu-covered $Fe/GaAs(100)$ ultrathin films“, *Phys. Rev. B* **69**, 144408 (2004)
- [147] M. Goto and T. Kamimori, „Magnetocrystalline Anisotropy in Quenched and Annealed Fe_3Si “, *J. Phys. Soc. of Japan* **52**, 3710 (1983)
- [148] J. W. Freeland, I. Coulthard, W. J. Antel, Jr., and A. P. J. Stampfl, „Interface bonding for Fe thin films on GaAs surfaces of differing morphology“, *Phys. Rev. B* **63**, 193301 (2001)
- [149] R. Moosbühler, F. Bensch, M. Dumm, and G. Bayreuther, „Epitaxial Fe films on $GaAs(001)$: Does the substrate surface reconstruction affect the uniaxial magnetic anisotropy?“, *J. Appl. Phys.* **91**, 8757 (2002)
- [150] B. Heinrich and J. A. C. Bland, Hrsg., „Ultrathin Magnetic Structures II“, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1994)
- [151] O. Thomas, Q. Shen, P. Schieffer, N. Tournerie, and B. Lépine, „Interplay between Anisotropic Strain Relaxation and Uniaxial Interface Magnetic Anisotropy in Epitaxial Fe Films on (001) GaAs“, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 017205 (2003)

- [152] B. Jenichen, V. M. Kaganer, J. Herfort, D. K. Satapathy, H. P. Schönherr, W. Braun, and K. H. Ploog, „Long-range order in thin epitaxial Fe_3Si films grown on $GaAs(001)$ “, eingereicht bei *Phys. Rev. B* (2005)
- [153] T. Toliński, K. Lenz, J. Lindner, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spoddig, and R. Meckenstock, „Magnetic anisotropies and dispersion relation of epitaxial $Fe/InAs(001)$ films“, *Solid State Commun.* **128**, 385 (2003)
- [154] S. McPhail, C. M. Gürtler, F. Montaigne, Y. B. Xu, M. Tselepi, and J. A. C. Bland, „Interface bonding versus strain-induced magnetic anisotropy in epitaxial $Fe/semiconductor$ structures“, *Phys. Rev. B* **67**, 024409 (2003)
- [155] A. Aharoni, „Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms“, *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998)
- [156] A. Ney, T. Hesjedal, C. Pampuch, J. Mohanty, A. K. Das, L. Däweritz, R. Koch, and K. H. Ploog, „Magnetic out-of-plane component in $MnAs/GaAs(001)$ “, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2850 (2003)
- [157] C. Kittel, „Excitation of spin waves in a ferromagnet by a uniform rf field“, *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958)
- [158] H. Puzzkarski, „Complex angle dependence of the surface pinning parameter in magnetic thin films“, *Solid State Commun.* **22**, 563 (1977)
- [159] H. Puzzkarski, „Theory of surface states in spin wave resonance“, *Prog. Surf. Sci.* **9**, 191 (1979)
- [160] H. Puzzkarski, „Theory of interface magnons in magnetic multilayer films“, *Surf. Sci. Rep.* **20**, 45 (1994)
- [161] S. T. B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner, M. S. Brandt, M. Stutzmann, J. B. Philipp, R. Gross, M. Krieger, K. Zürn, P. Ziemann, A. Koeder, S. Frank, W. Schoch, and A. Waag, „Spin wave resonance in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ “, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 730 (2003)
- [162] A. K. Das, C. Pampuch, A. Ney, T. Hesjedal, L. Däweritz, R. Koch, and K. H. Ploog, „Ferromagnetism of $MnAs$ Studied by Heteroepitaxial Films on $GaAs(001)$ “, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 087203 (2003)
- [163] B. Hillebrands, K. Ounadjela, Hrsg., „Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I“, Topics in Applied Physics, Springer-Verlag, Berlin (2002)
- [164] M. Pratzer and H. J. Elmers, „Lateral indirect exchange coupling in a two-dimensional nanostripe array“, *Phys. Rev. B* **66**, 033402 (2002)
- [165] J. F. Cochran, J. M. Rudd, M. From, B. Heinrich, W. Bennett, W. Schwarzacher, and W. F. Egelhoff, Jr., „Magnetic anisotropies in ultrathin fcc $Fe(001)$ films grown on $Cu(001)$ substrates“, *Phys. Rev. B* **45**, 4676 (1992)

- [166] D. L. Mills and S. M. Rezende, „*Spin Damping in Ultrathin Magnetic Films*“, *Topics Appl. Phys.* **87**, 27 (2003)
- [167] W. Platow, A. N. Anisimov, G. L. Dunifer, M. Farle, and K. Baberschke, „*Correlations between ferromagnetic-resonance linewidths and sample quality in the study of metallic ultrathin films*“, *Phys. Rev. B* **58**, 5611 (1998)
- [168] W. Platow, „*Magnetismus und Struktur ultradiinner ferromagnetischer Filme der 3d-Übergangsmetalle: Ferromagnetische Resonanz im Ultrahochvakuum*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (1999), unveröffentlicht
- [169] G. Dewar, B. Heinrich, and J. F. Cochran, „*Ferromagnetic Antiresonance Transmission of 24 GHz Radiation through Nickel (20° to 364°C)*“, *Can. J. Phys.* **55**, 821 (1977)
- [170] S. M. Bhagat and P. Lubitz, „*Temperature variation of ferromagnetic relaxation in the 3d transition metals*“, *Phys. Rev. B* **10**, 179 (1974)
- [171] C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, „*Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate*“, *Phys. Rev. B* **34**, 3192 (1986)
- [172] M. B. Stearns, „*Properties of Magnetic Materials*“, in *Landolt Börnstein*, Hrsg. H. P. J. Wijn, Bd. 19a von *New Series Group III*, Springer, Berlin Heidelberg New York (1986)
- [173] B. Heinrich, K. B. Urquhart, A. S. Arrott, J. F. Cochran, K. Myrtle, and S. T. Purcell, „*Ferromagnetic-resonance study of ultrathin bcc Fe(100) films grown epitaxially on fcc Ag(100) substrates*“, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1756 (1987)
- [174] T. Toliński and J. Baszyński, „*Magnetic anisotropy and coercivity in MgO/Fe(t_{Fe})/Ag films*“, *J. Phys. IV France* **8**, Pr2_229 (1998)
- [175] J. Baszyński and T. Toliński, „*Magnetic anisotropy of Fe films in MgO/Cu(t_{Cu})/Fe/Cu systems*“, *Acta Phys. Pol. A* **91**, 245 (1997)
- [176] M. Sparks, R. Loudon, and C. Kittel, „*Ferromagnetic Relaxation. I. Theory of the Relaxation of the Uniform Precession and the Degenerate Spectrum in Insulators at Low Temperatures*“, *Phys. Rev.* **122**, 791 (1961)
- [177] R. C. LeCraw, E. G. Spencer, and C. S. Porter, „*Ferromagnetic resonance line widths in yttrium iron garnet*“, *Phys. Rev.* **110**, 1311 (1958)
- [178] A. Azevedo, A. B. Oliveira, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende, „*Extrinsic contributions to spin-wave damping and renormalization in thin Ni₅₀Fe₅₀ films*“, *Phys. Rev. B* **62**, 5331 (2000)
- [179] S. M. Rezende, A. Azevedo, M. A. Lucena, and F. M. de Aguiar, „*Anomalous spin-wave damping in exchange-biased films*“, *Phys. Rev. B* **63**, 214418 (2001)

- [180] S. J. Yuan, L. Sun, H. Sang, J. Du, and S. M. Zhou, „*Interfacial effects on magnetic relaxation in Co/Pt multilayers*“, *Phys. Rev. B* **68**, 134443 (2003)
- [181] B. K. Kuanr, R. E. Camley, and Z. Celinski, „*Relaxation in epitaxial Fe films measured by ferromagnetic resonance*“, *J. Appl. Phys.* **95**, 6610 (2004)
- [182] G. Woltersdorf and B. Heinrich, „*Two-magnon scattering in a self-assembled nanoscale network of misfit dislocations*“, *Phys. Rev. B* **69**, 184417 (2004)
- [183] B. K. Kuanr, R. E. Camley, and Z. Celinski, „*Extrinsic contribution to Gilbert damping in sputtered NiFe films by ferromagnetic resonance*“, *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 276 (2005)
- [184] R. Arias and D. L. Mills, „*Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films*“, *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999)
- [185] R. P. Erickson and D. L. Mills, „*Magnetic instabilities in ultrathin ferromagnets*“, *Phys. Rev. B* **46**, 861 (1992)
- [186] S. T. Purcell, B. Heinrich, and A. S. Arrott, „*Perpendicular anisotropy at the (001) surface of bulk Fe single crystals*“, *J. Appl. Phys.* **64**, 5337 (1988)
- [187] S. M. Bhagat and M. S. Rothstein, „*Ferromagnetic resonance in iron at high temperatures*“, *Solid State Commun.* **11**, 1535 (1972)
- [188] A. Scherz, H. Wende, P. Pouloupoulos, J. Lindner, K. Baberschke, P. Blomquist, R. Wäppling, F. Wilhelm, and N. B. Brookes, „*Induced V and reduced Fe moment at the interface of Fe/V(001) superlattices*“, *Phys. Rev. B* **64**, 180407(R) (2001)
- [189] A. Scherz, „*Spin-dependent X-ray Absorption Spectroscopy of 3d Transition Metals: Systematics and Applications*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, dissertation.de - Verlag im Internet (2004), ISBN 3-89825-779-7
- [190] R. Arias and D. L. Mills, „*Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films*“, *J. Appl. Phys.* **87**, 5455 (2000)
- [191] M. J. Hurben, D. R. Franklin, and C. E. Patton, „*Angle dependence of the ferromagnetic resonance linewidth in easy-axis and easy-plane single crystal hexagonal ferrite disks*“, *J. Appl. Phys.* **81**, 7458 (1997)
- [192] M. J. Hurben and C. E. Patton, „*Theory of two magnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic resonance linewidth in magnetic thin films*“, *J. Appl. Phys.* **83**, 4344 (1998)
- [193] R. D. McMichael, D. J. Twisselmann, and A. Kunz, „*Localized Ferromagnetic Resonance in Inhomogeneous Thin Films*“, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 227601 (2003)
- [194] D. J. Twisselmann and R. D. McMichael, „*Intrinsic damping and intentional ferromagnetic resonance broadening in thin Permalloy films*“, *J. Appl. Phys.* **93**, 6903 (2003)

-
- [195] A. Janossy and P. Monod, „*Spin waves for single electrons in paramagnetic metals*“, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 612 (1976)
- [196] R. H. Silsbee, A. Janossy, and P. Monod, „*Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic-normal-metal interface*“, *Phys. Rev. B* **19**, 4382 (1979)
- [197] L. Berger, „*Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current*“, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996)
- [198] J. C. Slonczewski, „*Current-driven excitation of magnetic multilayers*“, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996)
- [199] J.C. Slonczewski, „*Excitation of spin waves by an electric current*“, *J. Magn. Magn. Mater.* **195**, L261 (1999)
- [200] A. Brataas, Yu.V. Nazarov, and G. E.W. Bauer, „*Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet–Normal Metal Systems*“, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2481 (2000)
- [201] X. Waintal, E. B. Myers, P. W. Brouwer, and D. C. Ralph, „*Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers*“, *Phys. Rev. B* **62**, 12317 (2000)
- [202] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrmann, „*Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices*“, *Science* **285**, 867 (1999)
- [203] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph, „*Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars*“, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000)
- [204] L. Berger, „*Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*“, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978)
- [205] L. Berger, „*Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films*“, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984)
- [206] P. P. Freitas and L. Berger, „*Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films*“, *J. Appl. Phys.* **57**, 1266 (1985)
- [207] M. V. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder, „*Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current*“, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998)
- [208] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, „*Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current*“, *Nature* **425**, 380 (2003)
- [209] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, „*Dynamic stiffness of spin valves*“, *Phys. Rev. B* **67**, 140404(R) (2003)

- [210] M. D. Stiles and A. Zangwill, „Anatomy of spin-transfer torque“, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002)
- [211] K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, I. Turek, J. Kudrnovský, and V. Drchal, „Interface resistance of disordered magnetic multilayers“, *Phys. Rev. B* **63**, 064407 (2001)
- [212] A. Shpiro, P. M. Levy, and S. Zhang, „Self-consistent treatment of nonequilibrium spin torques in magnetic multilayers“, *Phys. Rev. B* **67**, 104430 (2003)
- [213] J. C. Slonczewski, „Mechanism of interlayer exchange in magnetic multilayers“, *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 374 (1993)
- [214] B. Heinrich, Z. Celinski, J. F. Cochran, W. B. Muir, J. Rudd, Q. M. Zhong, A. S. Arrott, K. Myrtle, and J. Kirschner, „Ferromagnetic and antiferromagnetic exchange coupling in bcc epitaxial ultrathin Fe(001)/Cu(001)/Fe(001) trilayers“, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 673 (1990)
- [215] Y. Li and K. Baberschke, „Dimensional Crossover in Ultrathin Ni(111) Films on W(110)“, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1208 (1992)
- [216] A. Scherz, F. Wilhelm, U. Bovensiepen, P. Pouloupoulos, H. Wende, and K. Baberschke, „Separate Curie temperatures in magnetic trilayers and the effect of spin fluctuations“, *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 1 (2001)
- [217] P. Bruno, J. Kudrnovský, M. Pajda, V. Drchal, and I. Turek, „Oscillatory Curie temperature of 2D-ferromagnets“, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 346 (2002)

Veröffentlichungen

I. Artikel in referierten Zeitschriften

- 1) A. Ney, A. Scherz, P. Pouloupoulos, K. Lenz, H. Wende, K. Baberschke, F. Wilhelm, and N. B. Brookes
„Clarification of contesting results for the total magnetic moment of Ni/Cu(001)“
Phys. Rev. B **65**, 024411 (2001)
- 2) A. Ney, K. Lenz, and K. Baberschke
„Absolute magnetometry on ultrathin 3d-metal films by UHV-SQUID“
J. Magn. Magn. Mater. **240**, 343 (2002)
- 3) J. Lindner, K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spoddig, R. Meckenstock, J. Pelzl, Z. Fraît, and D. L. Mills
„Non Gilbert-type damping of the magnetic relaxation in ultrathin ferromagnets: Importance of magnon-magnon-scattering“
Phys. Rev. B **68**, 060102(R) (2003)
- 4) K. Lenz, E. Kosubek, T. Toliński, J. Lindner, and K. Baberschke
„In situ ferromagnetic resonance in coupled ultrathin trilayers with perpendicularly oriented easy axes“
J. Phys.: Condes. Matter **15**, 7175 (2003)
- 5) T. Toliński, K. Lenz, J. Lindner, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spoddig, and R. Meckenstock
„Magnetic anisotropies and dispersion relation of epitaxial Fe/InAs(001) films“
Sol. Stat. Comm. **128**, 385 (2003)
- 6) T. Toliński, K. Lenz, E. Kosubek, J. Lindner, and K. Baberschke
„Ni/Cu/Co trilayers with out-of-plane Ni magnetization: in-situ MOKE investigations“
Summer School 2003, Poznań/Polen
Molecular Phys. Rep. **38**, 140 (2003)
- 7) A. Ney, T. Hesjedal, C. Pampuch, A. K. Das, L. Däweritz, R. Koch, K. H. Ploog, T. Toliński, J. Lindner, K. Lenz, and K. Baberschke,
„Nature of the magnetic and structural phase transition in MnAs/GaAs(001)“
Phys. Rev. B **69**, 081306(R) (2004)

- 8) K. Lenz, T. Toliński, J. Lindner, E. Kosubek, and K. Baberschke
„*Evidence of spin-pumping effect in the ferromagnetic resonance of coupled trilayers*“
Phys. Rev. B **69**, 144422 (2004)
- 9) J. Lindner, T. Toliński, K. Lenz, E. Kosubek, H. Wende, K. Baberschke, A. Ney,
T. Hesjedal, C. Pampuch, R. Koch, L. Däweritz, and K. H. Ploog
„*Magnetic anisotropy of MnAs-films on GaAs(001) studied with ferromagnetic
resonance*“
J. Magn. Magn. Mater. **277**, 159 (2004)
- 10) J. Lindner, K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, D. Spoddig, R. Meckenstock, J. Pelzl,
Z. Fraît, and D. L. Mills
„*'Non-Gilbert-type' damping of magnetic excitations in ultrathin ferromagnets:
importance of magnon-magnon-scattering*“
ICM 2003, Rom/Italien
J. Magn. Magn. Mater. **272-276**, e1653 (2004)
- 11) K. Lenz, T. Toliński, E. Kosubek, J. Lindner, and K. Baberschke
„*Oscillations of the interlayer coupling in trilayers with non-collinear easy axes*“
SCM 2004, Seeheim
Phys. Stat. Sol. (c) **1**, 3260 (2004)
- 12) T. Toliński, K. Lenz, J. Lindner, K. Baberschke, A. Ney, T. Hesjedal, C. Pampuch,
L. Däweritz, R. Koch, and K. H. Ploog
„*Epitaxial MnAs films studied by ferromagnetic and spin wave resonance*“
3rd Wandlitz Days On Magnetism 2004, Wandlitz
akzeptiert in Lecture Notes in Physics, (2005)
- 13) T. Toliński, J. Lindner, K. Lenz, K. Baberschke, A. Ney, T. Hesjedal, C. Pampuch,
L. Däweritz, R. Koch, and K. H. Ploog
„*Magnetic Coupling and exchange stiffness in striped MnAs-films*“
Europhys. Lett. **68**, 726 (2004)
- 14) T. Toliński, K. Lenz, J. Lindner, E. Kosubek, C. Sorg, M. Bernien, A. Scherz,
H. Wende, and K. Baberschke
„*Interlayer exchange coupling and damping processes in coupled trilayer systems*“
School on nanostructured systems, Będlewo/Polen
Molecular Phys. Rep. **40**, 164 (2004)
- 15) K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, H. Wende, J. Herfort, H.-P. Schönherr, and
K. H. Ploog
„*Magnetic properties of Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures*“
eingereicht bei Phys. Rev. B (2005)

-
- 16) K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, J. Herfort, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
„*Magnetic anisotropy and resonance linewidth of Fe₃Si/GaAs(001)*“
Poznan Conference on Magnetism 2005, Poznań/Polen
akzeptiert in Phys. Stat. Sol. (c) (2005)
 - 17) K. Lenz, K. Baberschke, K. Nagy, and A. Jánossy
„*Magnon-magnon scattering and viscous Gilbert damping in ultrathin ferromagnets*“
eingereicht bei Phys. Rev. B (2005)

II. Eingeladene Vorträge

- 1) K. Lenz, T. Toliński, E. Kosubek, J. Lindner und K. Baberschke
„*Dynamische Spinpolarisation in ultradünnen ferromagnetischen Dreifachlagen gemessen mittels FMR*“
Hausseminar des IV. Physikalischen Instituts, Prof. M. Münzenberg (Universität Göttingen, 2004)
- 1) K. Lenz
„*Determination of the magnetic anisotropy in Fe₃Si/GaAs(001) using ferromagnetic resonance*“
Projektgruppenseminar „Epitaxial ferromagnetic films (Growth and Properties)“, Dr. J. Herfort (Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik, Berlin, 2005)

III. Weitere Vorträge

- 1) K. Lenz, A. Ney, P. Pouloupoulos, A. Scherz, H. Wende und K. Baberschke
„*Klärung widersprüchlicher Resultate zur Größe des magnetischen Moments von Ni/Cu(001)*“
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Regensburg, 2002)
- 2) K. Lenz, T. Toliński, E. Kosubek, J. Lindner, and K. Baberschke
„*Oscillations of the interlayer coupling and linewidth in trilayers with non-collinear easy axes*“
Second Seeheim Conference on Magnetism (Seeheim-Jugenheim, 2004)
- 3) K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, J. Herfort, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
„*Magnetic properties of Fe₃Si/GaAs(001) thin films*“
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Berlin, 2005)
- 4) K. Lenz, E. Kosubek, T. Toliński, K. Baberschke, and A. Janossy
„*Limitations of the Landau-Lifshitz-equation and spin-pump effects in magnetic nanostructures*“
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (Berlin, 2005)

IV. Poster

- 1) K. Lenz, A. Ney, A. Scherz, P. Pouloupoulos, H. Wende, and K. Baberschke
„Enhanced surface and reduced interface moments for Ni/Cu(001)“
International Workshop on Spin-Orbit-Interaction and Local Structure in Magnetic Systems with Reduced Dimensions (281. WE-Heraeus Seminar) (Wandlitz, 2002)
- 2) K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, J. Herfort, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
„Magnetic properties of Fe₃Si/GaAs(001) hybrid structures“
Poznan Conference on Magnetism (Poznań, Polen, 2005)

Curriculum Vitae

I. Persönliche Daten

Name: Kilian Lenz
Geburtsort und -tag: 11.11.1976 / Berlin-Wedding
Nationalität: deutsch
Anschrift: Freie Universität Berlin
Institut für Experimentalphysik
Arnimalle 14
14195 Berlin
Tel.: +49 (0)30 838-5 33 42
Fax.: +49 (0)30 838-5 36 46
Email: lenzk@physik.fu-berlin.de

II. Schulausbildung

1983–1989 Charles-Dickens-Grundschule in Berlin-Charlottenburg
1989–1996 Herder-Oberschule (Gymnasium) in Berlin-Charlottenburg
1996 Abitur

III. Wehrdienst

07/1996–04/1997 Grundwehrdienst im Jägerbataillon 581, Berlin

IV. Hochschulausbildung

10/1997–03/2001 Physikstudium an der Freien Universität Berlin
03/2001–03/2002 Diplomarbeit „Messung der absoluten Magnetisierung von ultradünnen metallischen Filmen mittels UHV-SQUID-Magnetometrie“ an der Freien Universität Berlin in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Baberschke
05/2002 Diplom in Physik

- | | |
|---------|---|
| 06/2002 | Beginn der Doktorarbeit an der Freien Universität Berlin in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Baberschke |
| 05/2005 | Einreichen der Dissertation |

V. Preise

- | | |
|---------|--|
| 01/2003 | „Förderpreis zur Verkürzung der Studiendauer im Fach Physik“ der Wilhelm und Else Heraeus-Stiftung |
|---------|--|

VI. Tätigkeiten am Fachbereich Physik

- | | |
|---------------|---|
| 2001 und 2002 | Durchführung der studentischen Lehrevaluation |
| 2002 und 2003 | Tutor in der Vorlesung „Experimentalphysik III (Einführung in die Quantenphysik)“ |

Danksagung

Zwar ist die Arbeitsgruppe in den letzten Monaten zusehends geschrumpft, aber es hält mich nicht davon ab, all denjenigen zu danken, die ich während meiner Zeit als Doktorand kennen und schätzen gelernt habe und die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben:

Meinem Betreuer und Erstgutachter **Prof. Dr. Klaus Baberschke** gilt dabei meine ganz besondere Anerkennung. Ihm möchte ich für die erstklassige Betreuung, Diskussionsbereitschaft in allen Phasen, die Unterstützung und das stetige Interesse am Fortgang dieser Arbeit danken. **Prof. Dr. P. Fumagalli** danke ich für die Zweit-Begutachtung dieser Arbeit. Ich möchte mich auch bei meinem neuen Chef **Prof. Dr. W. Kuch** für das in mich gesetzte Vertrauen und die damit verbundene Anschlußfinanzierung meiner Arbeitsstelle bedanken.

Meinem FMR-Lehrmeister **Dr. Jürgen Lindner** gebührt außerordentlicher Dank. Schließlich hat er mich für ein „Leben“ in einem finsternen FMR-Labor begeistern können und ist mir ein treuer Begleiter bei der Erforschung der „Eigenschaften kondensierter Materie bei Minusgraden“ geworden. Auch für die vielen Tips und Korrekturvorschläge bin ich ihm dankbar.

Die Arbeit im FMR-Keller, wie das Labor genannt wird, wäre ohne die tatkräftige Unterstützung durch **Ela Kosubek** kaum zu schaffen gewesen. Für ihre überaus freundliche Art und die tatkräftige Zusammenarbeit bei den FMR-Messungen und Analysen, aber ganz besonders auch für die zahllosen Sputter-Zyklen an der UHV-Kammer bedanke ich mich und wünsche bei der PTB weiterhin viel Spaß und Erfolg.

Als Post-Doc kam **Dr. Tomasz Toliński** zu uns, ohne daß wir eine Ahnung hatten, für wie wertvoll er sich für die FMR erweisen würde. Seine unschätzbare Erfahrung, enorme Unterstützung und Diskussionsbereitschaft bleiben mir neben seiner Freundschaft in guter Erinnerung.

Gäbe es nur die FMR, dann wäre das Leben und Arbeiten in der Gruppe Baberschke natürlich sehr eintönig gewesen. Gottseidank sorgte **Dr. Ramona Nünthel** für die nötige Abwechslung und brachte ihren Humor immer ins Spiel, wenn mal wieder zu viel über Physik geredet wurde. Ihr danke ich auch für das Korrekturlesen. **Dr. Christoph Rüdt** und **Dr. Andreas Scherz** möchte ich für ihre kritischen (aber freundlich-rauh gemeinten) Kommentare, die wertvollen Tips und die ihnen eigene stoische Ruhe danken.

PD Dr. Heiko Wende, sage ich Danke für die reibungslose Organisation, Beschaffung von

Drittmitteln und seine vielfältige Erfahrung und Unterstützung.

Den Mitarbeitern des Paul-Drude-Instituts möchte ich danken und hier insbesondere **Dr. Jens Herfort**, der nicht nur die Fe₃Si-Proben an sich, sondern auch die Daten seiner Messungen und sein Wissen zur Verfügung gestellt hat. Auch dem ehem. Gruppenmitglied, ex-PDI-Mitarbeiter und guten Freund **Dr. Andreas Ney**, durch den die außergewöhnlichen MnAs-Proben zu uns gelangten, danke ich ganz herzlich. Mein Dank geht auch an **Prof. Dr. Andras Janossy** und seinen Mitarbeitern für die schnellen Hochfrequenz-FMR Messungen an den FeV-Multilagen und die rege Diskussionsbereitschaft. Gleiches gilt für die Theoretiker **Stephan Schwieger** und **Jochen Kienert** aus der AG Nolting für die neuen Erkenntnisse bzgl. der Temperaturabhängigkeit von J_{inter} .

Nicht vergessen zu danken möchte ich den teilweise noch verbliebenen Gruppenmitgliedern **Claudia Sorg**, **Matthias Bernien** und **Dr. N. Ponpandian**, die für eine angenehme Atmosphäre gesorgt haben und immer ein offenes Ohr und eine Hand frei hatten, wenn ich mal Hilfe brauchte.

Eigentlich ist **Wolfgang Wisny** schon lange im wohlverdienten Ruhestand. Aber wenn mal wieder etwas an der guten alten Mikrowellentechnik streikte, stand er mir trotzdem immer mit Rat und Tat zur Seite. Danke, Wolfgang!

Ohne Geld ist Forschung kaum möglich, deswegen mein Dank an den **Sfb290 der Deutschen Forschungsgemeinschaft** für die Finanzierung meiner Arbeitsstelle und damit auch an diejenigen, die die Anträge stellten.

Meinen Eltern möchte ich für all ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht und die hervorragende Unterkunft über all die Jahre im „Hotel Mama“ danken.

Der allerletzte Dank kommt ganz tief von Herzen und geht an **Nina** für die so wunderschöne gemeinsame Zeit.

————— **Danke!** —————

Index

Absorption	25	– Gilbert-Ansatz	19
AES-Spektren	30	– Landau-Lifschitz-Ansatz	18
Akustische Mode <i>siehe</i> Resonanzmode		– Spin-Pump-Ansatz	101
Anisotropie	6	–, Gilbert	85
– Formanisotropie	6	–, viskose	85
– Grenzflächenbeitrag	70	Dipol-Dipol-Wechselwirkung	6
– Oberflächenbeitrag	42	Dipol-Feld	
– Volumenbeitrag	42, 75	– von Streifen	83
– effektive Magnetisierung	40	Dipolübergang	
– kubische Symmetrie	8	–, magnetischer (M1)	15
–, magnetokristalline	7	Dispersionskurven	
–, uniaxiale	7, 70	– Fe ₃ Si	72
– MnAs(GaAs(001))	80	Domänen	83
– Fe ₃ Si/GaAs(001)	70	Effektive Magnetisierung	40, 42
Anisotropiekonstante		Entmagnetisierungsfaktoren	77
– $K_{2 }$	8	– Berechnung	119
– $K_{2\perp}$	7	Füllfaktor	24
– $K_{4 }$	8	Fe ₃ Si	33, 66
– $K_{4\perp}$	7	Fermi-	
Austauschkonstante	80	– Geschwindigkeit	10
Austauschkopplung	80	– Oberflächenvektoren	11
Austauschwechselwirkung	6	– Geschwindigkeit	63
Curie-Temperatur		Ferromagnetische Resonanz	
– Fe ₃ Si	66	– Blockschaltbild	22
– MnAs	36	– Prinzip	21
Dämpfung		– <i>in situ</i> UHV-Apparatur	27
– Bloch-Bloembergen-Ansatz	20	FMR <i>siehe</i> Ferromagnetische Resonanz	

Formanisotropie	7, 80	Interdiffusion	
Freie Energiedichte		– MnAs	35
– Dipolbeitrag	7	– Ni/Cu	32
– Formel für Dreifachlagen	51	Interlagenaustauschkopplung	9, 49, 102
– Formel für Einfachlagen	8	– Definition	11
– Formel für magn. Streifen	79	– Dickenabhängigkeit	12
– Zeeman-Term	8	– Einheitenumrechnung	52
– kubischer Systeme	8	– Oszillationsperioden	12
– tetragonal verzerrter Systeme	8	– Temperaturabhängigkeit	12, 62
– uniaxialer Systeme	7, 8	– dynamischer Beitrag	106
Güte	23	–, bilineare	51
Gilbert-Dämpfung	85	–, biquadratisch	51
–, effektive	101	Kopplung	
Gilbert-Dämpfungskonstante	85	– dynamische	100
– Fe	95	Lagenabstand	
– Fe ₃ Si	89	– Cu	31
– Fe-Bulk	89	– Ni,Co	31
– Ni-Bulk	87	Landé <i>g</i> -Faktor	19
– Ni-Filme	87	Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung	19
Gitterkonstante		Landau-Lifschitz-Gleichung	18
– Cu	29	Larmor-Frequenz	14
– Fe	35	Limit	
– GaAs	34	–, paramagnetisches	58, 77
– InAs	35	Linienbreite	92
– MgO	38	– <i>T</i> ₂ -Beitrag	97
– V	38	– <i>Γ</i>	92
Gleichgewichtsbedingung	16, 79	– Definition	25
Gleichgewichtswinkel	40, 79	– Dreifachlagen	103
Goniometer	114	– Fe	89
Heusler-Legierung	33	– Fe ₃ Si	89
Hochfrequenzsuszeptibilität	24	– Field-Dragging	86, 104
Hysterese		– Frequenz→Feld-Variation	97
– Fe ₃ Si	67	– Frequenzabhängigkeit	
– MnAs	84	– Gilbert-Dämpfung	86
IEC	<i>siehe</i> Interlagenaustauschkopplung	– Zwei-Magnonen-Streuung	92
Inhomogene Verbreiterung	88	– Gilbert-Dämpfung	95

-
- Mosaizität 88
 - Oszillation 106
 - Winkelabhängigkeit
 - Gilbert-Dämpfung 86
 - Zwei-Magnonen-Streuung 90, 95
 - azimutale Winkelabhängigkeit 96
 - inhomogene Verbreiterung ... 88, 90, 100
 - optische Mode 107
 - polare Winkelabhängigkeit 89
 - Linienform 24
 - Literaturwerte
 - Anisotropie
 - Fe₃Si 69
 - Lorentzlinie 25
 - MAE *siehe* Anisotropie
 - Magnetfeld
 - H_{res} 15
 - , effektives 15
 - Magnetisches Moment
 - Fe₃Si 66
 - Orbitalmoment 7
 - Magnetisches Schalten 100
 - Magnetisierung
 - , Sättigung
 - Fe 74
 - MnAs 80
 - , effektive 40, 77
 - Mikrowellen
 - Resonatoren 23
 - absorbierte Leistung 24
 - Modulation 24
 - Mosaizität 89
 - Normierung
 - J_{inter} 52
 - Optische Mode *siehe* Resonanzmode
 - Pinholes 59
 - Polarkoordinaten 5
 - Präzession 14
 - Probenhalter 26
 - , klappbar 116
 - Relaxation
 - Prozesse 20
 - , Spin-Gitter 90
 - Remanenz
 - Elektromagnet 28
 - Resonanzfeld 15
 - Resonanzgleichung
 - für Dreifachlagen 51
 - mit Spinwellenanregung 82
 - , [001]-Richtung 72
 - , [100]-Richtung 71
 - , [110]-Richtung 71
 - , [1 $\bar{1}$ 0]-Richtung 71
 - , azimutale 40, 79
 - , polare 40, 79
 - Resonanzmode
 - , akustische 50
 - , gesättigte 70
 - , optische 50
 - , ungesättigte 71, 74
 - Resonatorgüte
 - Bestimmung 46
 - Smit-Beljers-Ansatz 16
 - Austauschterm 18
 - erweiterte Form 17
 - Spin-Bahn-Kopplung 7
 - Einfluß auf Dämpfung 87
 - Spin-canting 49
 - Spin-Pump-Effekt 101
 - Kompensation 104
 - in Dreifachlagen 103

Spin-Pump-Strom	101
Spin-Reorientierungsübergang	41
Spinakkumulation	100
Spindiffusionslänge	102
Spinkohärenzlänge	101
Spinstrom	100
– Kompensation	102
Spinwelle	100
Spinwellen	
– Ausbreitung	17
– Dispersion	21
– Dispersion für ultradünne Filme ..	91
– Modell	80
– Resonanz (SWR)	80
– Resonanzgleichung	82
– Steifigkeitskonstante	82
– Zwei-Magnonen-Streuung	91
– thermische Anregung	12
Sputter-Technik	29
Struktur	
– $(\text{Fe}_4\text{V}_2)_{60}/\text{MgO}$	37
– $\text{Co}/\text{Cu}(001)$	31
– Fe_3Si	33
– GaAs	33
– MnAs	36
– $\text{Ni}/\text{Cu}(001)$	31
Surface pinning	80
Ultrahochvakuum-FMR	27
Verzerrung	
–, laterale	35
–, tetragonale	31, 34, 70, 75
Zeeman-Effekt	14
Zwei-Magnonen-Streuung	90, 98