



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

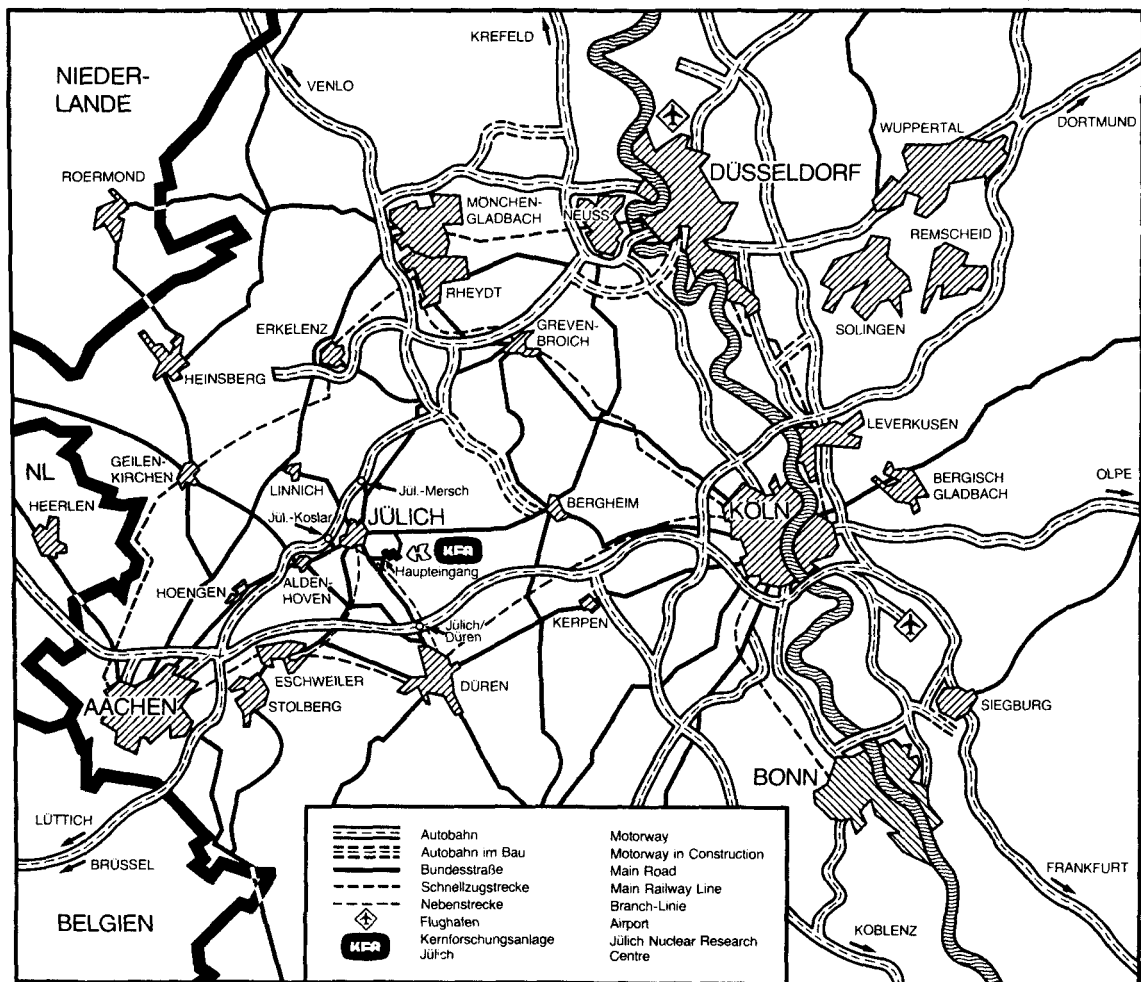
Institut für Festkörperforschung

**Lichtstreuung an Spinwellen
in dünnen ferromagnetischen
Schichten und Doppelschichten**

von

W. Ch. Vach

Jül - 1766
Februar 1982
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1766

Institut für Festkörperforschung Jülich - 1766

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kfa d

**Lichtstreuung an Spinwellen
in dünnen ferromagnetischen
Schichten und Doppelschichten**

von

W. Ch. Vach

ABSTRACT

Within the past few years Brillouin scattering has established itself as a good method for the investigation of spinwaves in ferro (or ferri) magnetic materials. In this thesis we report on Brillouin scattering experiments from spinwaves in thin ferromagnetic layers and double layers. The properties of spinwaves in thin films of thicknesses between 5 and 300 nm are readily described by continuum theories. We have compared our experimental results with such calculations and found good agreement. With this formalism we have also been able to determine the saturation magnetization J , exchange constant A and g -factor of thin amorphous $\text{Fe}_x\text{C}_{1-x}$ films from the experimentally determined spinwave frequencies. Furthermore we have investigated the spinwave modes of ferromagnetic double layers. The origin of these double layer modes lies in a dipolar coupling of Damon Eshbach surface modes located at the different surfaces of the double layer. We have found good agreement between experiment and theory.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Einleitung	1
1. Berechnung der Spinwellenmoden von Einzel- und Doppelschichten	7
1.1 Einzelschichten	7
1.1.1 Die magnetostatische Näherung	7
1.1.2 Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung im Rahmen des Mikromagnetismus	10
1.1.2.1 Bewegungsgleichung	11
1.1.2.2 Die Randbedingungen	11
1.1.2.3 Die Berechnung der Spinwellenmoden	12
1.2 Die Doppelschichten	20
2. Beschreibung der Probenpräparation und der Lichtstreuapparatur	29
2.1 Meßapparatur	29
2.1.1 Das Fabry-Perot-Interferometer	29
2.1.2 Die Nachweiselektronik für das Streulicht	34
2.1.3 Funktionsweise der Regelung der Spiegelparallelität	35
2.1.4 Der Kippspiegel	36
2.1.5 Der Magnet	36
2.1.6 Das Polarisationsfilter	37
2.2 Die Probenpräparation	37
2.2.1 HV-Aufdampfanlage	38
2.2.2 Die Schichtdickenbestimmung	38
2.2.3 Die Substrate	40

	<u>Seite</u>
2.2.4 Die Eignung der Aufdampfschichten für die Lichtstreuexperimente	41
2.2.5 UHV-Aufdampfanlage an der Lichtstreuapparatur	42
2.2.6 Herstellung der Doppelschichten	44
2.2.7 Präparation an $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Schichten	45
3. Meßergebnisse und Diskussion	46
3.1 Einzelschichten	46
3.1.1 Die Oberflächenspinwelle	50
3.1.2 Die stehenden Spinwellen	54
3.2 Doppelschichten	60
Zusammenfassung	69
Anhang 1	70
Anhang 2	73
Anhang 3	77

Einleitung

1. Überblick über die Brillouin-Streuung an Spinwellen und das Ziel dieser Arbeit

Die Methode der Brillouin-Streuung (inelastische Lichtstreuung) hat sich in den letzten Jahren als eine gute Möglichkeit erwiesen, Spinwellen in magnetischen Materialien zu untersuchen /1/. Spinwellen, die bei der Brillouin-Streuung betrachtet werden, haben Frequenzen im Bereich zwischen 10 und 100 GHz und ihre Wellenvektoren sind vergleichbar mit denen des sichtbaren Lichtes (10^4 bis $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$).

In der Vergangenheit konnte die Brillouin-Streuung nur bei im sichtbaren Licht durchlässigen Medien angewendet werden. Bei undurchsichtigen Substanzen ist die Eindringtiefe des Lichtes sehr klein und damit wegen des geringen Streuvolumens auch die Intensität des an Spinwellen oder Phononen inelastisch gestreuten Lichtes. Darüberhinaus ist die elastische Streuung von der Oberfläche einer Substanz wegen der immer vorhandenen Unebenheiten größer als aus dem Volumen /2/. Dies hatte zur Folge, daß die schwache inelastische Streuung neben der starken elastischen Streuung nicht beobachtet werden konnte. Zur Frequenzanalyse des gestreuten Lichtes wird bei der Brillouin-Streuung ein Fabry-Perot-Interferometer benutzt. Damit kann die Intensität des gestreuten Lichtes in Abhängigkeit von seiner Wellenlänge bzw. Frequenz gemessen werden. Bei einem üblichen Fabry-Perot-Interferometer reicht aber der Kontrast nicht aus, um die inelastische Streuung von der Oberfläche undurchsichtiger Medien zu messen, da die Intensität der elastischen Streuung die der schwachen inelastischen Linien vollständig überdeckt. Erst nachdem 1971 von J.R. Sandercock /2/ ein Interferometer entwickelt wurde, bei dem das gestreute Licht mehrfach durch das Fabry-Perot Spiegelpaar geschickt wird, wurde es möglich, den Kontrast des Interferometers so zu erhöhen, daß erstmals die Lichtstreuung an akustischen Spinwellen in magnetischen Substanzen nachgewiesen werden konnte /3/. Inzwischen sind diese Untersuchungen auch auf dünne Schichten ausgedehnt worden. 1978 haben Grünberg und Metawe /4/ zum erstenmal an EuO-Kristallen die Lichtstreuung an Oberflächenspinwellen beobachtet. Theoretisch wurde das Verhalten solcher Oberflächenspinwellen für ebene Platten und Mikrowellenfrequenzen erstmals von Damon und Eshbach /5/ beschrieben. Diese Theorie wurde auch auf Spinwellen in dünnen Schichten angewendet.

Ziel dieser Arbeit ist es, das Verhalten der Spinwellen in dünnen ferromagnetischen Schichten experimentell weiter aufzuklären und die eventuellen Grenzen der Damon-Eshbach-Theorie (D.E. Theorie) beim Übergang zu extrem dünnen Schichten aufzuzeigen.

Die D.E. Theorie ist eine magnetostatische Näherung auf der Basis der Maxwellgleichungen in magnetisierter Materie, d.h. sie berücksichtigt nur Dipol-Dipol-Wechselwirkungen. Von Hansen und Krey /6,7/ wurde das Problem der Spinwellen dünner Schichten inzwischen auch unter Einbezug der Austauschwechselwirkung in der Näherung des Mikromagnetismus behandelt. Wir werden hier zur Berechnung der Frequenzen der Spinwellenmoden dünner Schichten diese theoretischen Ergebnisse zum Vergleich mit unseren Meßergebnissen heranziehen. Ein weiteres Ziel und Gegenstand dieser Arbeit betrifft die experimentelle Überprüfung der Verallgemeinerung der D.E. Theorie auf ferromagnetische Doppelschichtsysteme, wie sie von P. Grünberg /8/ vorgeschlagen wurde. Für solche Doppelschichten aus zwei dünnen ferromagnetischen Schichten und einer unmagnetischen Zwischenschicht vergleichbarer Dicke soll insbesondere der Einfluß der dipolaren Kopplung zwischen den beiden ferromagnetischen Schichten auf die entstehenden Spinwellenmoden im Lichtstreuexperiment nachgewiesen und untersucht werden.

2. Das Prinzip der Lichtstreuung an Spinwellen

Die Spinwellen in einem Ferromagneten mit Wellenlängen, die sehr groß gegen die Gitterkonstante sind, kann man sich anschaulich vorstellen als eine Präzessionsbewegung der Magnetisierung an jedem Ort mit sehr kleinem Öffnungswinkel um die Richtung des äußeren Magnetfeldes bzw. um die Richtung der Ruhelage der Magnetisierung. Die Phase dieser Präzessionsbewegung ändert sich linear von Ort zu Ort, so daß insgesamt eine Wellenbewegung entsteht (Bild 1).

Diese Präzessionsbewegung der Magnetisierung bewirkt ihrerseits eine wellenförmige Modulation der optischen Konstanten des Mediums, die der Wellenlänge und Frequenz der Spinwelle entspricht. Der Lichtstreuprozeß an einer Spinwelle kann im einfachsten Bild als Braggreflexion des Lichtes an den Wellenfronten dieser Spinwelle betrachtet werden. Durch Dopplerverschiebung entsteht bei der Streuung an propagierenden Spinwellen eine Frequenzverschiebung des gestreuten Lichtes in Bezug auf das einfallende Licht, die gleich der Frequenz der Spinwelle ist /9/. Für das in Rückstreugeometrie, d.h. unter $2\theta=180^\circ$ gestreute Licht sind die zugehörigen Wellenvektoren in Bild 2 dargestellt (Impulssatz). Da die Frequenzverschiebungen des gestreuten Lichtes sehr klein gegen die Lichtfrequenz selbst sind, gilt für die Impulsbeträge $|k_s| \approx |k_i|$. Die beiden möglichen Richtungen des Wellenvektors der Spinwelle q_m deuten die verschiedenen Laufrichtungen an, die zur Frequenzerniedrigung bzw. Frequenzerhöhung des gestreuten Lichtes führen.

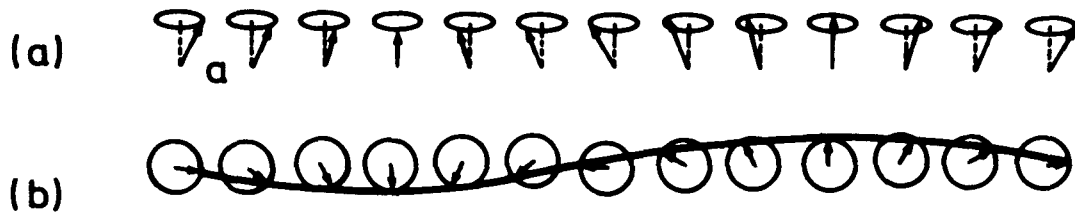


Bild 1: Schematische Darstellung einer Spinwelle
 (a) Seitenansicht; (b) Aufsicht
 (Die Pfeile symbolisieren die Magnetisierung)

$k_s = k_i - q_m$	$\omega_s = \omega_i - \Omega$	Stokesstreuung
$k_s = k_i + q_m$	$\omega_s = \omega_i + \Omega$	Antistokesstreuung

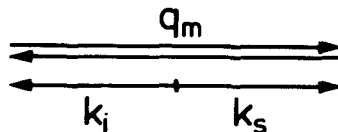


Bild 2: Frequenzen und Wellenvektoren bei der inelastischen Lichtstreuung

Eine charakteristische Eigenschaft der Lichtstreuung an Spinwellen im Gegensatz zur Streuung an Phononen ist eine Drehung der Polarisation des gestreuten Lichtes um 90° gegenüber der des einfallenden Lichtes. Damit ist es möglich, die inelastische Streuung an Phononen mit einem Analysator abzutrennen. Die Drehung der Polarisation hat ihre Ursache in der Lorentzkraft, die in magnetischen Materialien wirksam wird. Dadurch tritt eine Polarisation des Materials senkrecht zum E-Feld der einfallenden Lichtquelle auf.

In einem absorbierenden Medium ist der Lichtwellenvektor senkrecht zur Schicht nicht mehr scharf definiert. Man erhält vielmehr infolge der Dämpfung der Lichtwelle eine Verteilung von k -Werten. Dies führt dazu, daß auch die Lichtstreuung an Spinwellen mit verschiedenen k -Vektoren stattfindet, was eine Linienverbreiterung im Streuspektrum zur Folge hat /10/. Parallel zur Schichtebene ist aber k weiterhin scharf definiert.

Dies ist besonders wichtig für die Lichtstreuung an Oberflächenspinwellen, deren Wellenvektor parallel zur Oberfläche der Schicht liegt. In Referenz /4/ sind speziell die Eigenschaften dieser Spinwellen untersucht worden. Sie können sich aus Symmetriegründen senkrecht zum äußeren Feld nur in einer Richtung an der Oberfläche ausbreiten. Wird das Magnetfeld umgepolt, kehrt auch die Oberflächenspinwelle ihre Laufrichtung um. Die Amplitude der Spinwelle fällt in die Schicht hinein exponentiell ab und zwar mit einer Abklinglänge, die der Wellenlänge der Spinwelle entspricht /5/.

Da nach der D.E. Theorie nur eine Laufrichtung für diese Spinwellenmode erlaubt ist, führt dies bei der Lichtstreuung entweder nur zur Frequenzerhöhung oder nur zur Frequenzerniedrigung des gestreuten Lichtes. Da der Wellenvektor des Lichtes parallel zur Oberfläche scharf definiert ist, findet die Lichtstreuung auch nur an denjenigen Oberflächenspinwellen statt, die den "passenden", d.h. dem Impulssatz mit k_i , k_s und q_m genügenden Wellenvektor q_m besitzen. Diese Linien im Lichtstrespektrum sind demgemäß relativ scharf. Die k -Vektor Erhaltung (Impulssatz) bei dem Streuprozess an Oberflächenspinwellen gilt nur für $k_{||}$, nicht für $k_{\perp}$, da die Translationssymmetrie senkrecht zur Schicht an der Grenzfläche verletzt ist. Wir betrachten daher bei der Lichtstreuung an der Oberflächenspinwelle weiterhin nur den Wellenvektor $k_{||}$.

In Bild 3 ist das Lichtstrespektrum einer massiven Fe-Probe dargestellt, wie es zuerst von Sandercock und Wettling gemessen wurde /10/. Über der Frequenzverschiebung des gestreuten Lichtes ist die Intensität des Streulichtes aufgetragen. Die unverschobene Linie rührt von der starken elastischen Streuung an der Probenoberfläche her. Die scharfe und relativ intensive Linie auf der linken Seite ist die der Oberflächenspinwelle. Man beobachtet sie nur auf einer Seite der elastischen Linie. Die verbreiterten Linien beiderseits der elastischen Linie entsprechen der Streuung an den Volumenspinwellen. Die Linienform ist hier unsymmetrisch, was von der erwähnten Verteilung der k -Vektoren der gedämpften Lichtwelle herrührt.

Als "kleinsten Wellenvektor" hat man $k_{||}$, deshalb ist die Linie zu kleinen Frequenzen hin scharf begrenzt.

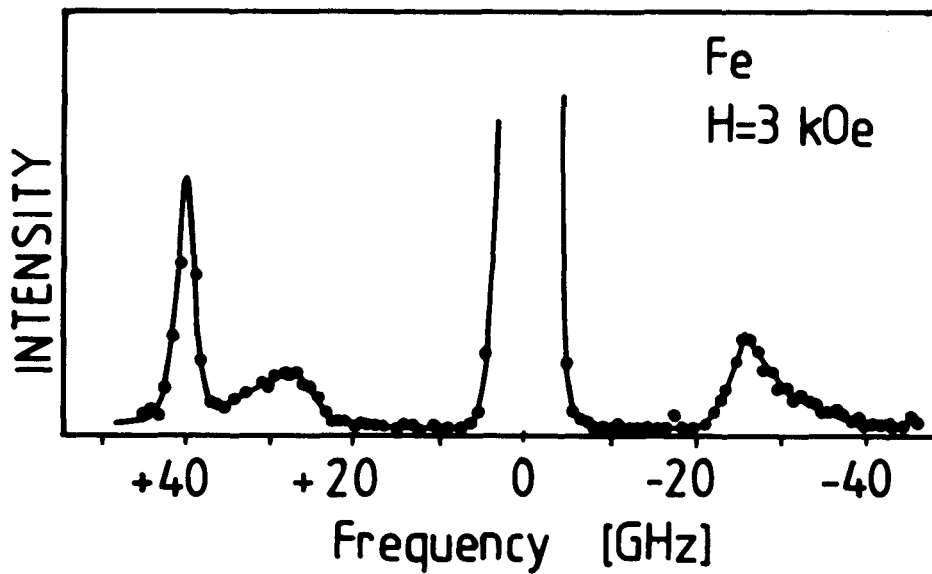


Bild 3: Lichtstreuungsspektrum von einer massiven Fe-Probe /10/

Eine genaue Behandlung der Lichtstreuung an Spinwellen, die auch Aussagen über die Streuintensität enthält, findet man unter anderem in den Referenzen /11,12,13/. In dieser Arbeit soll auf die besonderen Probleme bei der Messung der Streuintensität nicht eingegangen werden.

In Kapitel 1 dieser Arbeit wird zunächst die Berechnung der Spinwellenfrequenzen in einer dünnen Schicht nach der theoretischen Arbeit von Hansen und Krey /6,7/ dargestellt. Ferner wird die Erweiterung der D.E.-Theorie /5/ auf Doppelschichten nach P. Grünberg /8/ zusammengefaßt.

In Kapitel 2 werden die Lichtstreuapparatur und die Probenpräparation beschrieben. In Kapitel 3 werden die Meßergebnisse dargestellt und diskutiert. Einzelheiten zur Berechnung der Spinwellenfrequenzen sind im Anhang zusammengestellt.

1. Berechnung der Spinwellenmoden in Einzel- und Doppelschichten

1.1 Einzelsschichten

Für die Berechnung der Eigenfrequenzen der Spinwellen in einer ferromagnetischen Schicht müssen zwei Wechselwirkungen berücksichtigt werden. Einmal die langreichweitige Dipol-Dipol Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten und die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Spins. Auf Grund der unterschiedlichen Reichweiten beider Wechselwirkungen ist für den Bereich größerer Wellenlängen (kleiner k-Werte) der Spinwellen die Dipol-Dipol-Wechselwirkung dominierend und ausreichend für die theoretische Beschreibung.

1.1.1 Die magnetostatische Näherung

Für diesen Fall, der magnetostatischen Näherung haben zuerst Damon und Eshbach /5/ die Spinwellenmoden für eine ferromagnetische Platte berechnet. Die Ausgangsgleichungen dieser Rechnung sind die Bewegungsgleichung für die magnetische Polarisation $\vec{J}$ (Landau-Lifschitz-Gleichung) und die Maxwellgleichungen.

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \gamma (\vec{J} \times \vec{B}_{\text{eff}})$$

$$\gamma = g \frac{e}{2m_e} \frac{s^{-1}}{V_s \text{ m}^{-2}} \quad (1)$$

g = g-Faktor

$\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$ = magnetische Polarisation $V_s \text{ m}^{-2}$

$\vec{B}_{\text{eff}} = \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}$ = effektives Magnetfeld $V_s \text{ m}^{-2}$

Die Maxwellgleichungen lauten für den Fall der magnetostatischen Näherung

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = 0$$

$$\vec{\text{div}} \vec{B} = 0$$

Es werden wellenartige Lösungen dieser Gleichungen gesucht, die auch die Randbedingungen für $\vec{B}$ und $\vec{H}$, nämlich Stetigkeit der Tangentialkomponente von $\vec{H}$ und der Normalkomponente von $\vec{B}$ auf der Schichtoberfläche erfüllen. Aus diesen Lösungen ergibt sich das Modenspektrum der ferromagnetischen Schicht. Für den Fall, der in unseren Experimenten realisiert ist, daß der Wellenvektor $\vec{k}$ der Spinwellen senkrecht zum äußeren Magnetfeld $\vec{H}$ und in der Schicht liegt, gibt es nur zwei Spinwellenzweige, die Volumenspinwellen und die Oberflächenspinwellen.

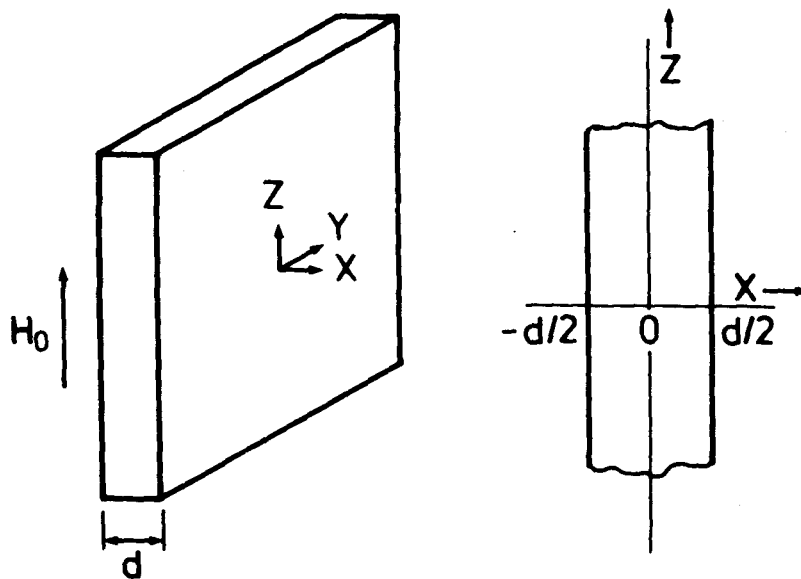


Bild 1.1: Die Einzelschichtgeometrie

Die Oberflächenspinwellen sind dadurch charakterisiert, daß ihre Amplitude von der Schichtoberfläche aus exponentiell mit der Abklinglänge $\frac{1}{k}$ abfällt und daß es nur eine Laufrichtung für diese Spinwelle gibt, entweder $+k_y$ oder $-k_y$, je nachdem wie das Feld gepolt wird, d.h. in der Lichtstreuung kann diese Mode nur stokes oder antistokes beobachtet werden [4,9].

Die Frequenz dieser Spinwelle ist durch folgenden Ausdruck gegeben ($k_z=0$)

$$\nu = \frac{\gamma}{2\pi} \left((\mu_0 H_0)^2 + \mu_0 H_0 J + J^2 \frac{1}{4} (1 - \exp(-2|k_y|d)) \right)^{1/2} \quad (2)$$

ν = Frequenz der Spinwelle

H_0 = äußeres Feld in z-Richtung

J = magnetische Polarisierung

k_y = Wellenvektor der Spinwelle

d = Dicke der Schicht

Für ein bestimmtes Magnetfeld und festen Wellenvektor k_y hat die Frequenz die in Bild 1.2 dargestellte Abhängigkeit von der Schichtdicke d .

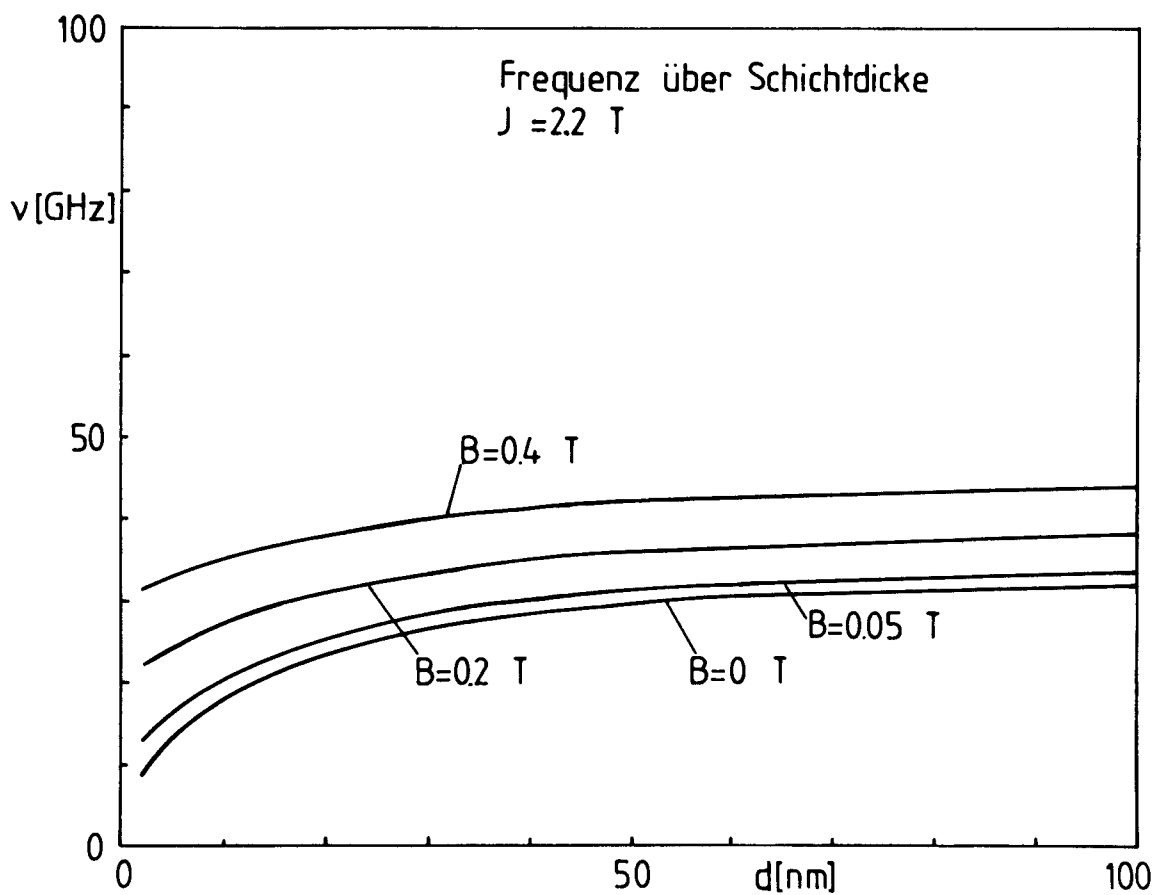


Bild 1.2: Frequenzabhängigkeit der Oberflächenspinwelle von der Schichtdicke bei verschiedenen Magnetfeldern

Die Frequenz der Volumenspinwelle hängt nicht von der Schichtdicke d ab und für $k_z = 0$ erhält man:

$$\nu_b = \frac{\gamma}{2\pi} (\mu_0 H_0 (\mu_0 H_0 + J))^{1/2} \quad (3)$$

Für relativ dicke Schichten und Spinwellen mit $k < 10^5 \text{ cm}^{-1}$ beschreiben die Gleichungen (2) und (3) die Frequenzen der Spinwellen recht gut in Übereinstimmung mit dem Experiment [4,9,10].

Für dünne Schichten kann der Wellenvektor in x -Richtung nicht beliebig kleine Werte annehmen. Der kleinste Wert für k ist durch die Schichtdicke gegeben gemäß $k_{x\min} \approx \pi \frac{n}{d}$; n ganze Zahl. Dann kann bei dünnen Schichten k_x nur entsprechend große Werte annehmen. Als Folge sollte der Einfluß der Austauschwechselwirkung mit abnehmender Schichtdicke stärker und die magnetostatische Näherung entsprechend schlechter werden.

1.1.2 Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung im Rahmen des Mikromagnetismus

Im Mikromagnetismus werden die Eigenschaften eines Ferromagneten in einer klassischen Kontinuumstheorie behandelt. Die Magnetisierungsrichtung wird durch einen stetig vom Ort abhängigen Einheitsvektor $\vec{\alpha}$ beschrieben. Die quantenmechanischen Bewegungsgleichungen gehen in eine klassische Differentialgleichung für $\vec{\alpha}$ über [14].

Mit diesem Formalismus ist das Spinwellenspektrum dünner magnetischer Schichten von Hansen und Krey [6] mit Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung und der Dipolwechselwirkung berechnet worden. Die Grundlagen dieser Rechnung sind in [7] dargestellt.

Den Ausgangspunkt bilden, wie in der magnetostatischen Näherung, die Bewegungsgleichung der magnetischen Polarisation $\vec{J}$, die Maxwellschen Gleichungen und die Randbedingungen. Beim effektiven Feld $\vec{H}_{\text{eff}}$ wird jetzt jedoch auch die Austauschwechselwirkung durch ein effektives Austauschfeld $\vec{H}_A$ berücksichtigt.

1.1.2.1 Bewegungsgleichung

Die Bewegungsgleichung lautet nun:

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \gamma (\vec{J} \times \mu_0 \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (1)$$

mit dem effektiven Feld $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0 + \vec{H}_A + \vec{H}_{\text{dip}}$

das sich aus folgenden Anteilen zusammensetzt:

$\vec{H}_0$ ist das äußere Feld, und $\vec{H}_{\text{dip}}$ ist das von den magnetischen Momenten erzeugte Dipolfeld.

Das Austauschfeld $\vec{H}_A$ hat für die kubische Gitterstruktur folgende Form:

$$\vec{H}_A = \frac{2A}{J^2} \nabla^2 \vec{J} \quad A = \text{Austauschkonstante} \quad (2)$$

Die Maxwellschen Gleichungen lauten wieder

$$\begin{aligned} \text{div } \vec{B} &= 0 \\ \text{rot } \vec{H} &= 0 \end{aligned}$$

d.h. es wird vorausgesetzt, daß die Ströme vernachlässigbar sind.

Diese Form des Austauschfeldes ist in /14/ hergeleitet.

1.1.2.2 Die Randbedingungen

Durch die Berücksichtigung der Austauschwechselwirkungen treten zu den üblichen Randbedingungen für $\vec{B}$ und $\vec{H}$ noch folgende zusätzliche Randbedingung für $\vec{J}$ hinzu.

$$\vec{J} \times (A (\vec{n} \cdot \text{grad}) \vec{J} - K_0 (\vec{J} \cdot \vec{n}) \vec{n}) = 0 \quad (3)$$

K_o = Oberflächenanisotropiekonstante

$\vec{n}$ = Oberflächennormalenvektor

Diese Randbedingung ist zum erstenmal von G.T. Rado und J.R. Weertman /15/ allgemein angegeben worden wie in Anhang 1 erläutert.

1.1.2.3 Die Berechnung der Spinwellenmoden

Die Gleichungen (1), (3) und die Maxwellgleichungen mit den üblichen Randbedingungen für $\vec{B}$ und $\vec{H}$ bilden nun die Ausgangsgleichungen, mit denen Hansen und Krey /6,7/ die Eigenfrequenzen der Spinwellenmoden in einer dünnen ferromagnetischen Schicht berechnet haben.

Dabei wird vorausgesetzt, daß man das Magnetfeld $\vec{H}$ und die magnetische Polarisation $\vec{J}$ jeweils in einen konstanten Anteil und einen Anteil der die Zeitabhängigkeit enthält, zerlegen kann.

$$\begin{aligned}\vec{H} &= \vec{H}_o + \vec{h} & \vec{J} &= \vec{J}_o + \vec{j} \\ H_o &\gg h & J_o &\gg j\end{aligned}\tag{4}$$

Es wird nun der Fall der parallel magnetisierten Schicht betrachtet. Die Schichtebene soll in der z-y-Ebene liegen und das Gleichfeld H_o weist in z-Richtung. Die Bewegung der Magnetisierung kann man sich mit den oben genannten Voraussetzungen als Präzessionsbewegung um die Richtung von H_o mit sehr kleinen Winkeln vorstellen. Die Zeitabhängigkeit für $\vec{h} = h_x \vec{e}_x + h_y \vec{e}_y$ und $\vec{j} = j_x \vec{e}_x + j_y \vec{e}_y$ kann damit wie folgt geschrieben werden.

$$\vec{j} = j_o \vec{e}^{i\omega t} \quad \vec{h} = h_o \vec{e}^{i\omega t}\tag{5}$$

Setzt man dies in die Maxwellgleichungen $\text{div } \vec{B}=0$, $\text{rot } \vec{H}=0$ ein, gehen diese in die entsprechende Form für die zeitabhängigen Anteile über. Wegen der verschwindenden Rotation von $\vec{h}_o$ kann dies als Gradient einer skalaren Ortsfunktion geschrieben werden (dies ist hier möglich, weil die Ströme vernachlässigt werden!) /7/.

$$\mu_o \vec{h}_o = \text{grad } \psi_o\tag{6}$$

Die Maxwellgleichungen haben damit die Form:

$$\Delta \psi_{oi} + \operatorname{div} \vec{j}_o = 0 \text{ in der Schicht} \quad (7a)$$

$$\Delta \psi_{oa} = 0 \quad \text{außerhalb der Schicht} \quad (7b)$$

Setzt man Gl. (4) und (5) in die Landau-Lifschitz-Gleichung(1) ein, so findet man folgendes Gleichungssystem für die x- und y-Komponenten von $\vec{j}_o$, wenn nur lineare Terme in $\vec{j}_o$ und $\vec{h}_o$ berücksichtigt werden.

$$\begin{aligned} i\Omega j_{ox} - \Omega_H j_{oy} + \frac{2A \mu_o}{J_o^2} \Delta j_{oy} - \frac{\partial \psi_{oi}}{\partial y} &= 0 \\ \Omega_H j_{ox} - \frac{2A \mu_o}{J_o^2} \Delta j_{ox} + i\Omega j_{oy} + \frac{\partial}{\partial x} \psi_{oi} &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\gamma J_o} \quad \Omega_H = \frac{\mu_o H_o}{J_o} \quad (\text{dimensionslos})$$

Dieses Differentialgleichungssystem ist also mit den zugehörigen Randbedingungen zu lösen.

Der Lösungsweg ist ausführlich in Referenz /7/ beschrieben und wird in Anhang 2 für unsere spezielle Streugeometrie angedeutet. Die mit den Randbedingungen verträglichen Lösungen für die Frequenz der Spinwellen ergeben sich aus der Berechnung der Nullstellen der Determinante eines Systems linearer Gleichungen. Diese Rechnungen sind von P. Grünberg mit einem Tischrechner ausgeführt worden /16/.

In Bild 1.3 sind über der Schichtdicke d für eine Fe-Schicht die Ergebnisse dieser Rechnung dargestellt. Die Oberflächenanisotropiekonstante K_o ist hier Null gesetzt.

Für ein festes $k_y = 1,8 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ (k_y = Wellenvektor der Spinwelle in y-Richtung) sind über d einige Frequenzen eingetragen, für die die Determinante eine Nullstelle hat. Da in der Determinante sin- und cos-Funktionen mit d als Argument stehen, hat die Determinante unendlich viele Nullstellen bei einem festen d , die aber alle verschiedene Frequenzen haben. Im Bild 1.3 sind nur die niedrigsten Frequenzen dargestellt.

Die wesentlichste Aussage der Bilder ist, daß die Frequenz aller Spinwellenzweige mit größer werdender Schichtdicke abnimmt; nur ein Spinwellenzweig verhält sich anders und nimmt in der Frequenz mit der Schichtdicke zu. Diesen einen Spinwellenzweig interpretieren wir als die Oberflächenspinwelle, während alle anderen als stehende Spinwellen gedeutet werden. Diese Zuordnung ergibt sich einmal aus dem Verlauf der Querkomponente der Magnetisierung in der Schicht (siehe unten) und aus dem Frequenzverlauf. Für sehr dünne Schichten sind die Wellenlängen der stehenden Spinwellen senkrecht zur Schichtebene sehr klein, so daß die Austauschwechselwirkung einen großen Einfluß hat und die Frequenzen stark ansteigt und für die verschiedenen $k_x \approx \frac{n \pi}{d}$ (n ganze Zahl) der Spinwellen aufspaltet. Für große Schichtdicken wird diese Wellenlänge größer und man nähert sich wieder dem Bereich, in dem die magnetostatische Näherung gültig ist. Der Grenzwert, dem sich die in der Frequenz niedrigsten stehenden Spinwellen nähern, ist die Frequenz der Volumenmode in der magnetostatischen Näherung. Die Oberflächenspinwelle ändert ihr Verhalten gegenüber der magnetostatischen Näherung kaum. Sie wird als uniforme Mode der dünnen Schicht von der Austauschwechselwirkung nicht wesentlich beeinflusst. Nur an den Schnittpunkten der Oberflächenspinwelle mit den stehenden Spinwellen tritt eine deutliche Veränderung ein. An dieser Stelle zeigt sich die Bedeutung der Rado-Weertman-Randbedingung, die zur Durchmischung der Oberflächenmode mit der stehenden Spinwelle zu einer Gesamtlösung führt. Dadurch ergibt sich kein Schnittpunkt der beiden Frequenzverläufe, sondern die Oberflächenmode und die stehende Spinwelle "stoßen" sich ab und tauschen ihre Rollen.

Ohne die Rado-Weertman-Randbedingung für die Magnetisierung würden sich die Oberflächenmode und die Volumenmoden schneiden, da jetzt jede Mode für sich eine Lösung darstellt, die mit den übrigen Randbedingungen verträglich ist.

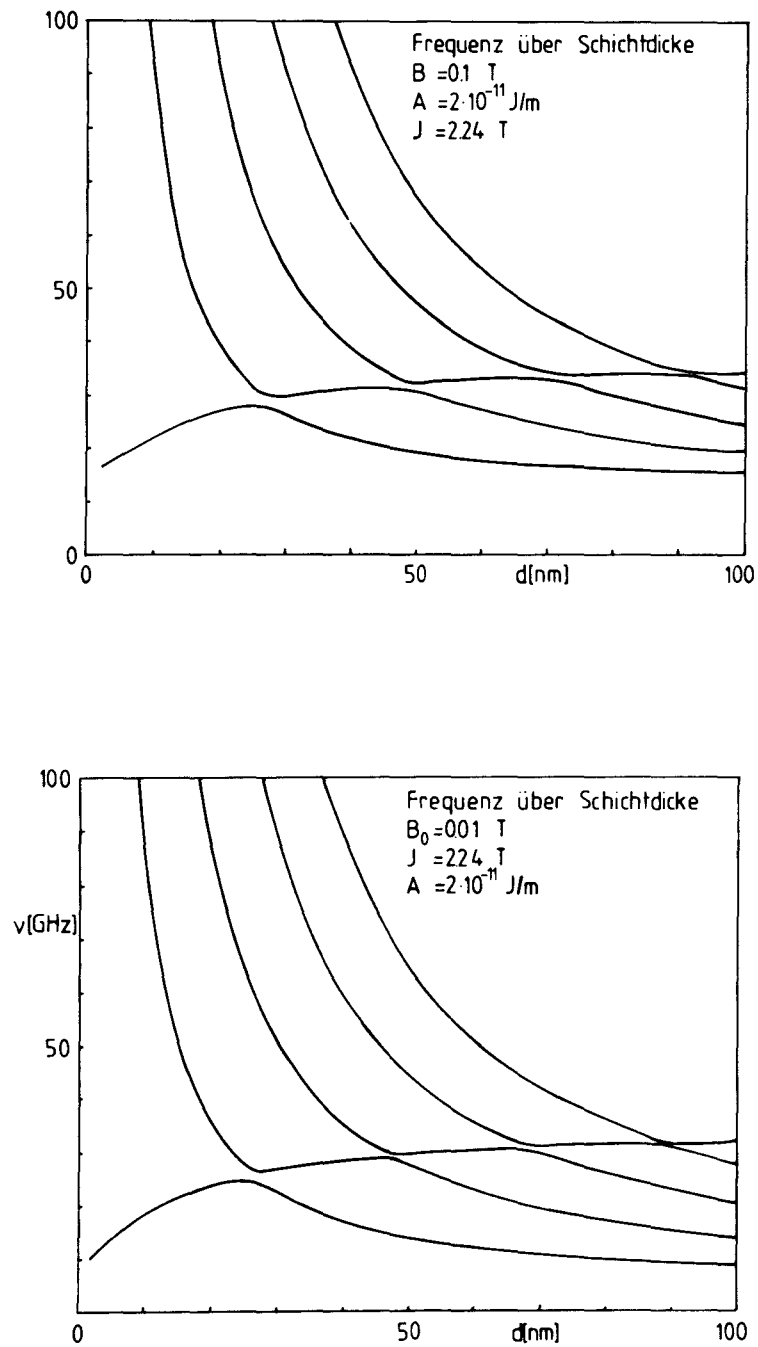


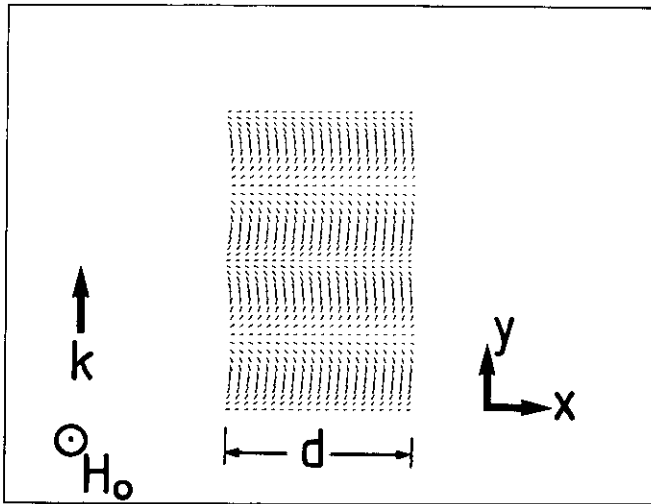
Bild 1.3: Frequenzspektrum der Spinwellen in einer Fe-Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke für zwei verschiedene äußere Magnetfelder nach der Rechnung von Hansen und Krey.

Aus der Kenntnis der Lösungsfunktion für $\vec{j}$ (siehe Anhang 2, Gl. (6)) ist es möglich, die räumliche und zeitliche Änderung der Magnetisierung in der Schicht auszurechnen und darzustellen. Dies ist mit einem Rechenprogramm von P. Grünberg durchgeführt worden [16]. Die Bilder zeigen, innerhalb eines Querschnittes der Schicht, die x- und y-Komponente der Magnetisierung, d.h. die Querkomponente, gekennzeichnet durch Pfeile. Zur besseren Verdeutlichung, daß es sich um eine ebene Welle in y-Richtung handelt, sind in y-Richtung jeweils zwei Wellenlängen dargestellt.

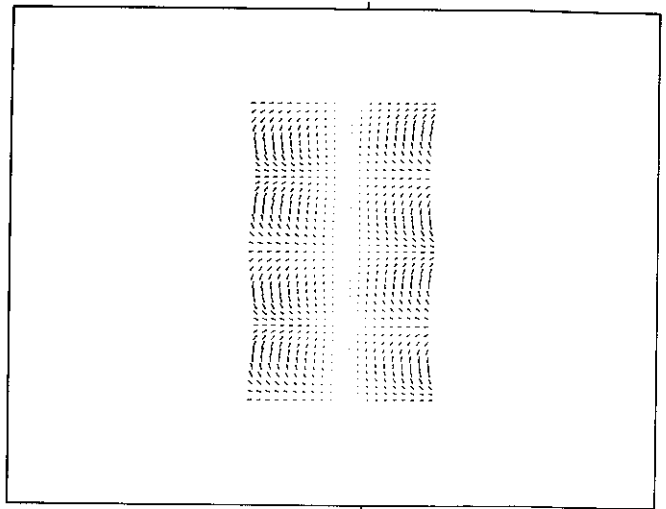
Die Verteilung der Querkomponente der Magnetisierung für eine 15 nm dicke Fe-Schicht ist in dem Bild 1.4 für die verschiedenen Moden wiedergegeben. Hier kann man die Mode Nr. 0 mit der Oberflächenspinwelle identifizieren, weil der Abstand in der Frequenz zu den nächsten Moden groß ist und damit die Durchmischung mit den anderen Lösungen klein ist. Für diese Schichtdicke durchsetzt diese Mode die gesamte Schicht und der Charakter der Oberflächenspinwelle ist kaum zu erkennen, da die Schichtdicke deutlich kleiner als die Eindringtiefe ist. Die Spinwellenmoden mit den Nummern 1 bis 4 kann man leicht als stehende Spinwellen erkennen, man sieht deutlich die Wellenknoten in x-Richtung.

Die Moden Nr. 0 der 50 nm dicken Schicht zeigt den Oberflächencharakter dieser Spinwellenmode und eine Beimischung der stehenden Spinwelle (Bild 1.5). Die Spinwelle mit der Moden Nr. 1 ist als stehende Spinwelle mit einem Wellenknoten zu erkennen, während die Mode Nr. 2 mit der Oberflächenmode stark durchmischt ist. In Bild 1.3 ist zu sehen, daß der Frequenzabstand dieser beiden Moden auch sehr klein ist. Mode Nr. 3 und 4 besitzen wieder mehr den Charakter einer stehenden Spinwelle mit der entsprechenden Knotenzahl. Analog kann das Bild (1.6) gedeutet werden, das die Spinwellenmoden 0-4 einer 100 nm dicken Fe-Schicht zeigt.

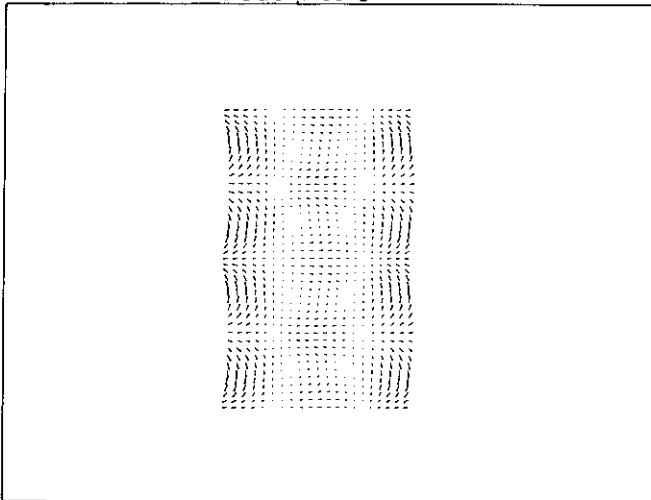
Der Verlauf der Querkomponente der Magnetisierung der Spinwellen mit Oberflächencharakter läßt erwarten, daß bei den dicken Schichten ($d > 80$ nm) diese Spinwellen im Lichtstreuexperiment nur stokes oder antistokes zu beobachten sind, da ihre Amplitude auf einer Schichtseite konzentriert ist. Dies wird auch durch die Experimente bestätigt. Alle hier dargestellten Bilder zeigen Spinwellen mit positiven k_y . Die andere Laufrichtung hat die an der $x=0$ Ebene gespiegelte Verteilung der Querkomponente der Magnetisierung.



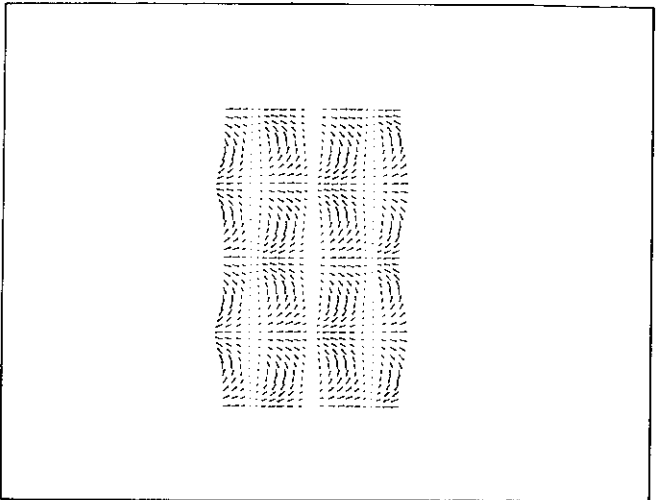
Mode Nr. 0



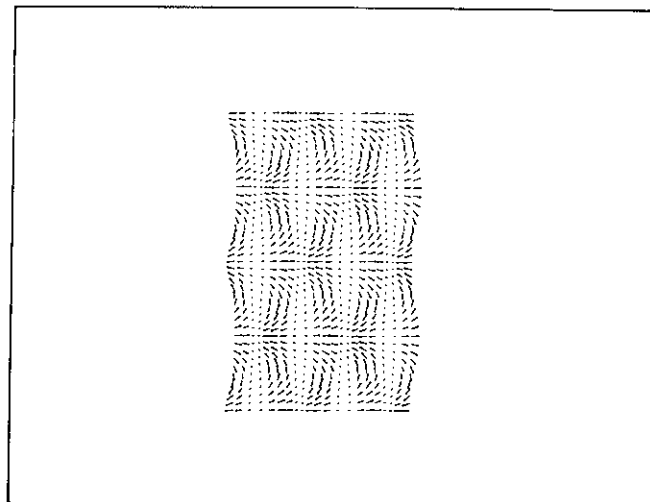
Mode Nr. 1



Mode Nr. 2

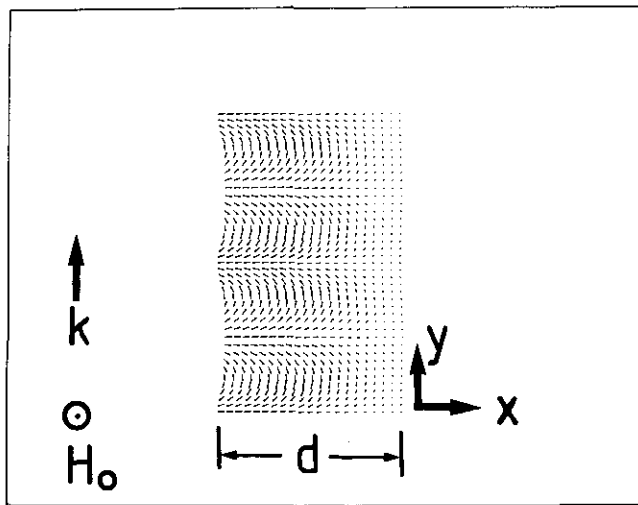


Mode Nr. 3

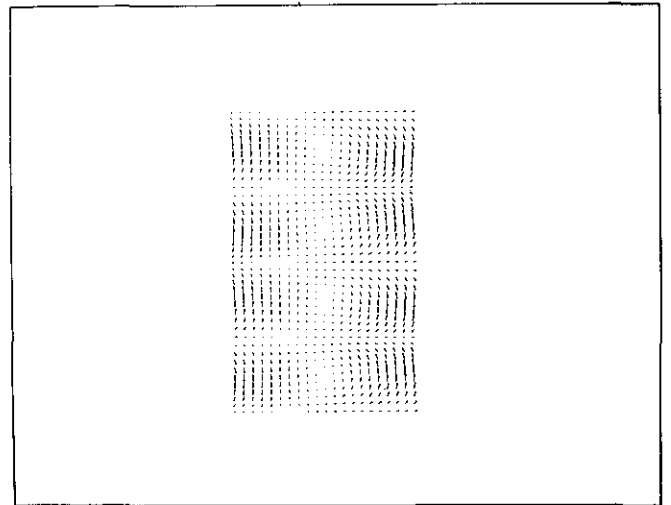


Mode Nr. 4

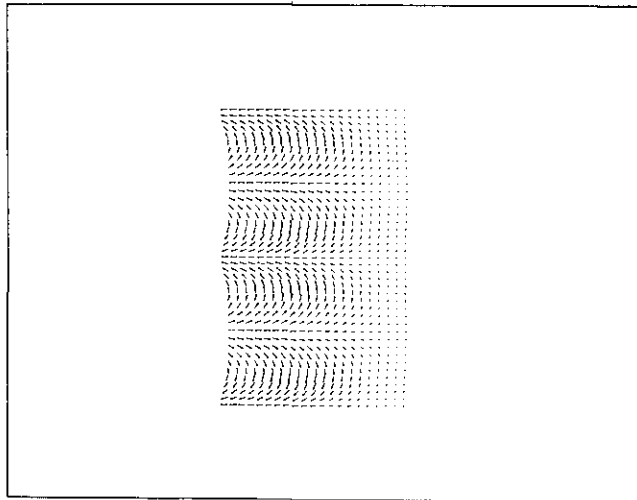
Bild 1.4: Verlauf der Querkomponente der Magnetisierung für verschiedene Spinwellenmoden in einer 15 nm dicken Fe-Schicht bei einem äußeren Feld von $B_0 = 0,05$ T. In y-Richtung sind zwei Wellenlängen der Spinwellen dargestellt. Die Mode Nr. 0 ist die Oberflächenspinwelle und die anderen Moden sind die stehenden Spinwellen mit der entsprechenden Anzahl von Wellenknoten senkrecht zur Schicht.



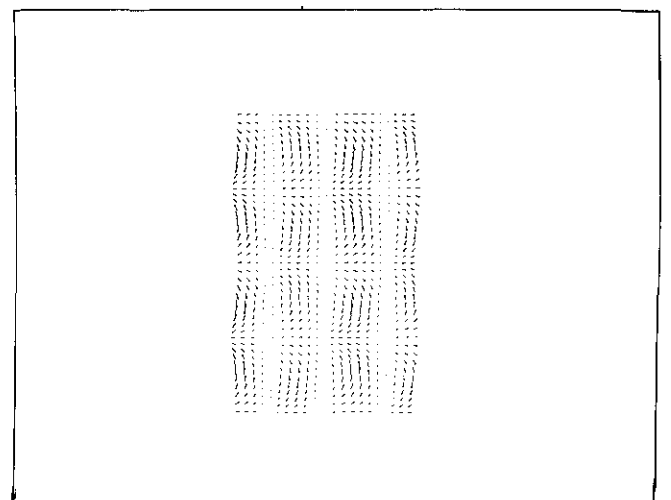
Mode Nr. 0



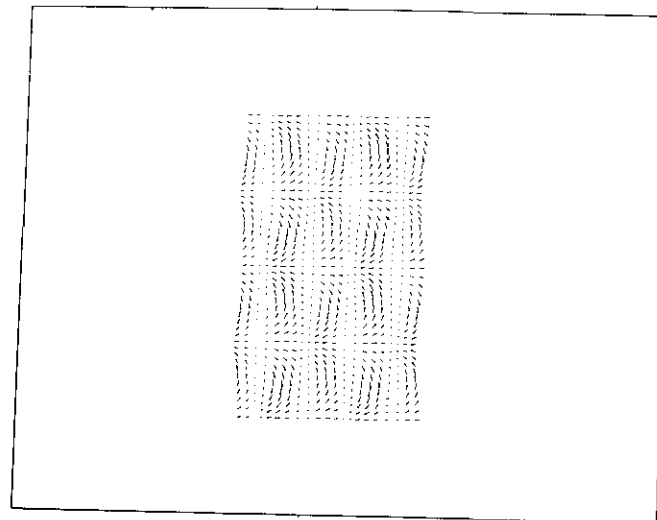
Mode Nr. 1



Mode Nr. 2



Mode Nr. 3



Mode Nr. 4

Bild 1.5: Wie Bild 1.4, aber für eine 50 nm dicke Fe-Schicht

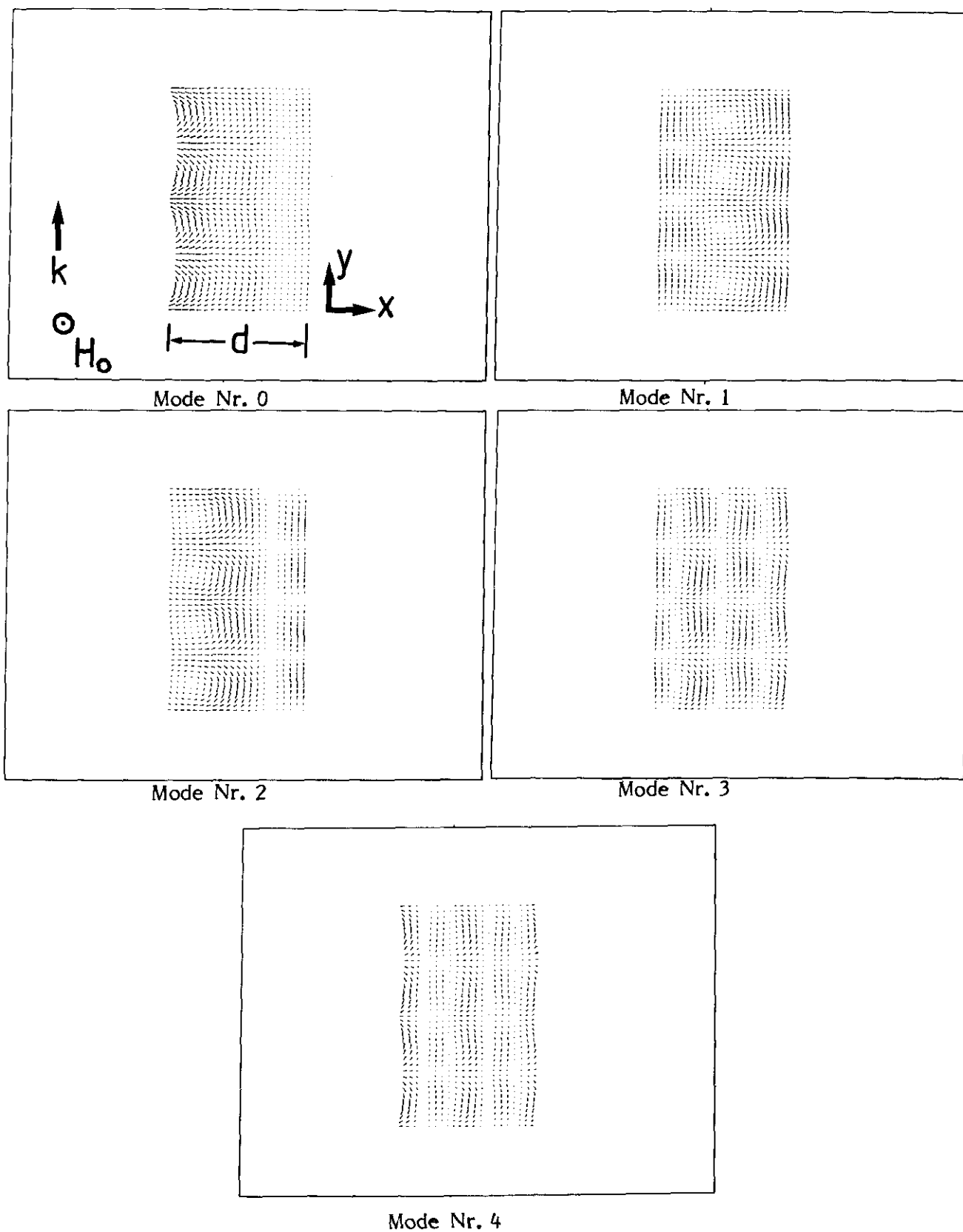


Bild 1.6: Wie Bild 1.4, aber für 100 nm dicke Fe-Schicht

1.2 Doppelschichten

Aus der Berechnung der Eigenfrequenz der Spinwellen in dünnen ferromagnetischen Schichten nach Hansen und Krey und dem Vergleich mit der magnetostatischen Näherung zeigte sich, daß die Frequenz der Damon-Eshbach Oberflächenmode durch die Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung in dem Wellenvektorbereich, den wir experimentell untersucht haben, nur unwesentlich verändert wird. Um einen Überblick über das Verhalten der Spinwellen in einem Doppelschichtsystem zu bekommen, ist die Rechnung in der magnetostatischen Näherung, die von Damon und Eshbach /5/ für die Einzelschicht durchgeführt wurde, für den Fall der Doppelschicht von P. Grünberg /8/ verallgemeinert worden.

Die Ergebnisse dieser im Anhang 3 ausführlich dargestellten Rechnung sollen hier für den Vergleich mit dem Experiment zusammengefaßt werden.

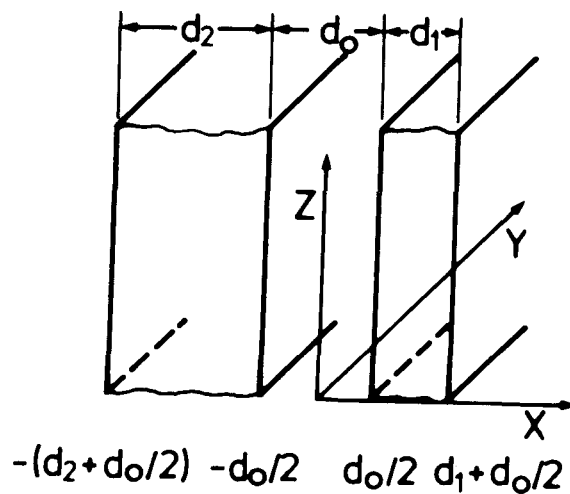


Bild 1.7: Die Doppelschichtgeometrie

Aus Anhang 3, Gl. (32) erhält man folgende Gleichung für die Frequenz der Spinwellenmoden für die in Bild 1.7 gezeigte Schichtgeometrie:

$$\begin{aligned}
 &1 - \exp(-2kd_2) - \exp(2kd_1) + \exp(2k(d_1 - d_2)) \\
 &- \exp(2kd_0) \left(1 + A \exp(-2kd_2) + \frac{1}{A} \exp(2kd_1) \right. \\
 &\left. + \exp(2k(d_1 - d_2)) \right) = 0
 \end{aligned} \tag{1}$$

mit $A = \frac{\kappa^2 - \nu^2}{(\nu + \kappa + 2)(\nu - \kappa - 2)}$

$$\nu = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2} ; \quad \kappa = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}$$

$$\Omega_H = \frac{\mu_o H_o}{J_o}$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\gamma J_o}$$

k = Wellenvektor der Spinwelle in y-Richtung

(1) stellt eine quadratische Gleichung für A dar und liefert zwei Lösungen für A . Damit ergibt sich folgende Bedingung für die Spinwellenfrequenz:

$$\frac{\omega}{\gamma J_o} = \Omega = \left(\frac{1}{4A} + \left(\Omega_H + \frac{1}{2} \right)^2 \right)^{1/2} \tag{2}$$

Diese Lösung für die Spinwellenfrequenz soll nun an einigen speziellen Situationen diskutiert werden. Wie aus Gleichung (3a) im Anhang 3 ersichtlich, hat der Fall $\left(\frac{\partial \psi^i}{\partial z} = 0 \right)$ mit $\kappa = -1$ immer eine Lösung. Diese Lösung ist unabhängig von den Parametern d_o , d_1 und d_2 und hat die Frequenz

$$\frac{\omega}{\gamma J_o} = \Omega = \left(\Omega_H (\Omega_H + 1) \right)^{1/2} \tag{3}$$

Diese Spinwellen interpretieren wir analog zu Damon und Eshbach als die Volumen-spinwelle, deren Frequenz für $k_z=0$ unabhängig von k ist und die die Frequenz nach Gl. (3) hat.

Für den Spezialfall $d_0=0$, also Zwischenschichtdicke Null, erwarten wir wieder die Spinwellenmode für eine Einzelschicht der Dicke d_1+d_2 .

Gleichung (1) reduziert sich auf folgende Form:

$$\exp(-ks) + \exp(ks) + A \exp(-ks) + \frac{1}{A} \exp(ks) = 0$$

wobei $s=d_1+d_2$ ist.

Dies führt zu der quadratischen Gleichung

$$A^2 + (1 + \exp(2ks)) A + \exp(2ks) = 0$$

mit den Lösungen

$$A_1 = -1$$

$$A_2 = -\exp(2ks)$$

Die Lösung $A_1 = -1$ liefert die oben schon betrachtete Volumenwelle der Gesamtschicht, deren Frequenz unabhängig von d_0 und k ist.

Die Lösung A_2 führt zu folgender Frequenz:

$$\frac{\omega}{\gamma J_0} = \Omega = \left(\left(\Omega_H + \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{1}{4} \exp(-2ks) \right)^{1/2}$$

und ist somit gleich der Frequenz der Damon-Eshbach Oberflächenmode der Gesamtschicht.

Im anderen Grenzfall, $d_0 \rightarrow \infty$ erhalten wir zwei entkoppelte Einzelschichten und Gl. (1) kann nun wie folgt geschrieben werden:

$$A^2 + (\exp(2kd_2) + \exp(2kd_1)) A + \exp(k(d_1+d_2)) = 0$$

Diese Gleichung hat die Lösungen

$$A_1 = -\exp(2kd_1),$$

$$A_2 = -\exp(2kd_2),$$

die den Damon-Eshbach Oberflächenmoden der beiden Einzelschichten entsprechen. Für den allgemeinen Fall einer beliebigen Zwischenschichtdicke d_0 haben die zu den beiden Lösungen für A gehörenden Frequenzen den in Bild (1.8) dargestellten Verlauf.

Bild 1.8 zeigt für ein festes k_y der Spinwellen die Abhängigkeit der Frequenzen von der Zwischenschichtdicke d_0 für 2 verschiedene Kombinationen von d_1 und d_2 .

1. Fall $d_1 = d_2 = d$

Für großes d_0 stimmen die Frequenzen der beiden Moden überein und haben den Wert, den man für die Oberflächenspinwelle einer Einzelschicht der Dicke d erwartet. Wird die Zwischenschichtdicke d_0 verkleinert, zeigt sich eine immer größer werdende Aufspaltung der Moden. Die Mode mit der kleineren Frequenz geht für $d_0 \rightarrow 0$ in die Volumenmode der Gesamtschicht über und die höhere Frequenz erreicht für $d_0 \rightarrow 0$ den Wert für die der Oberflächenmode der Gesamtschicht.

2. Fall $d_1 \neq d_2$

Für großes d_0 hat man das analoge Verhalten wie bei Fall 1. Bei kleiner werdender Zwischenschichtdicke d_0 ändert sich allerdings die höhere Frequenz nur wenig, während die Frequenz der anderen Mode stark geändert wird. Im Grenzfall verschwindender Zwischenschichtdicke ergeben sich wieder die entsprechenden Moden der Gesamtschicht.

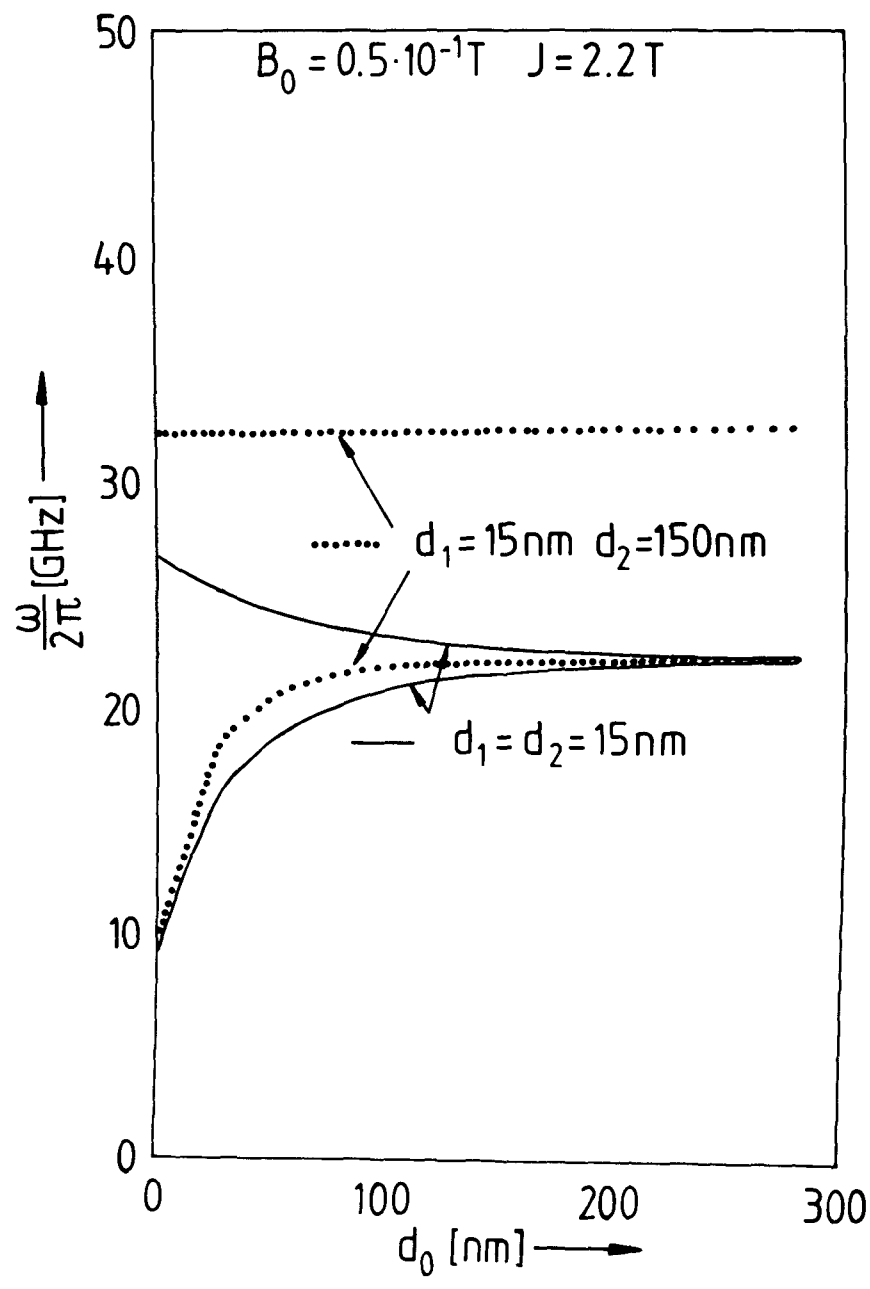
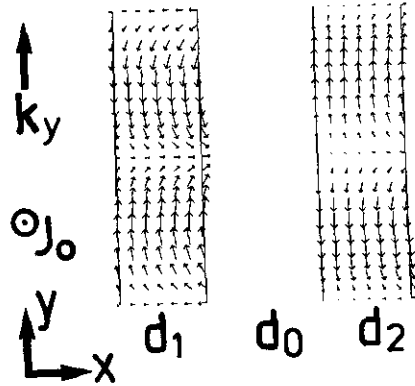


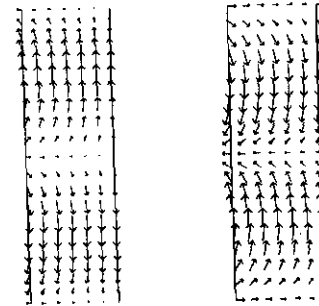
Bild 1.8: Frequenz der Spinwellenmoden als Funktion der Zwischenschichtdicke d_0 für zwei typische Fälle von Eisendoppelschichten

In den Bildern 1.9 bis 1.11 sind wieder, wie bei den Einzelschichten, die Verläufe der Querkomponente der Magnetisierung bei verschiedenen Schichtsystemen gezeigt /17/. Je größer die Zwischenschichtdicke d_0 ist, um so mehr gleichen die Bilder denen für die Oberflächenspinwelle der entsprechenden Einzelschicht. Bei kleiner Zwischenschichtdicke tritt der Einfluß der dipolaren Kopplung der beiden magnetischen Schichten stärker hervor. Die Spinwellenmode mit der höheren Frequenz hat eine ähnliche Verteilung der Querkomponente der Magnetisierung wie die Oberflächenspinwelle der Gesamtschicht. Auch sind bei dieser Mode die Querkomponenten der Magnetisierung in Schichtebene zueinander parallel, während sie bei der Mode mit der niedrigeren Frequenz antiparallel liegen. Anschaulich ist diese Zuordnung der Frequenzen verständlich, da die antiparallele Stellung der Magnetisierung die niedrigere Dipolenergie hat.

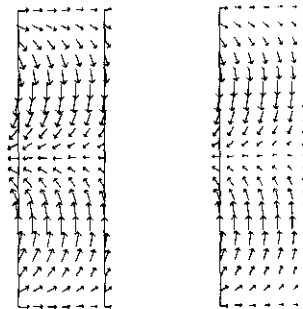
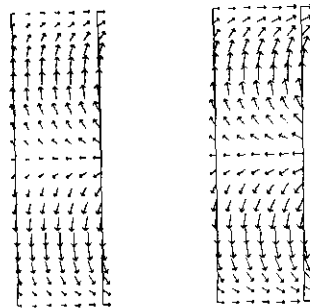
Man kann diese Bilder allerdings nicht genau mit denen der Einzelschichten vergleichen, da die Rechnung für die Doppelschichtsysteme nur in der magnetostatischen Näherung durchgeführt wurde und die Durchmischung der Oberflächenspinwelle mit den stehenden Spinwellen, die charakteristisch für die Hansen und Krey Theorie der Einzelschichten war, nicht enthalten sein kann.



$$\frac{\omega}{2\pi} = 15,9 \text{ GHz} \quad k_y > 0$$



$$\frac{\omega}{2\pi} = 15,9 \text{ GHz} \quad k_y < 0$$



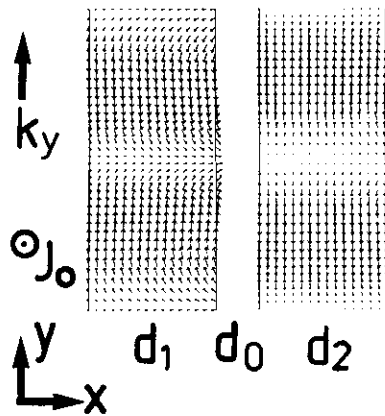
$$\frac{\omega}{2\pi} = 26,9 \text{ GHz} \quad k_y > 0$$

$$\frac{\omega}{2\pi} = 26,9 \text{ GHz} \quad k_y < 0$$

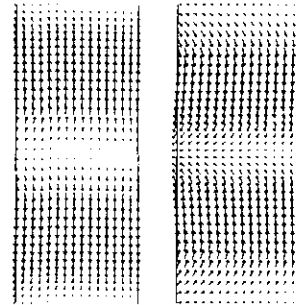
Bild 1.9: Verlauf der Querkomponente der Magnetisierung für die vier Spinwellenmoden, die sich auf Grund der dipolaren Kopplung in einem Fe-Doppelschichtsystem ergeben.

$B_0 = 0,05 \text{ T}$; $d_1 = d_2 = 15 \text{ nm}$; $d_0 = 20 \text{ nm}$

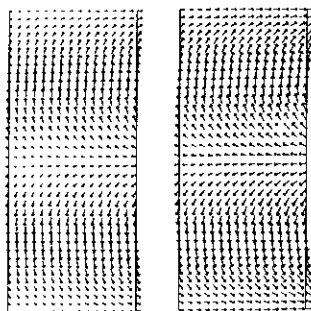
In y-Richtung ist jeweils eine Wellenlänge dargestellt.



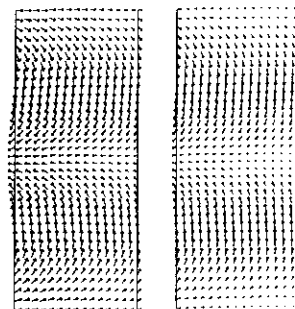
$$\frac{\omega}{2\pi} = 11,9 \text{ GHz} \quad k_y > 0$$



$$\frac{\omega}{2\pi} = 11,9 \text{ GHz} \quad k_y < 0$$

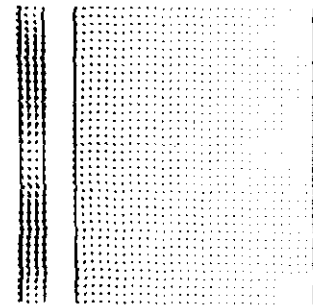
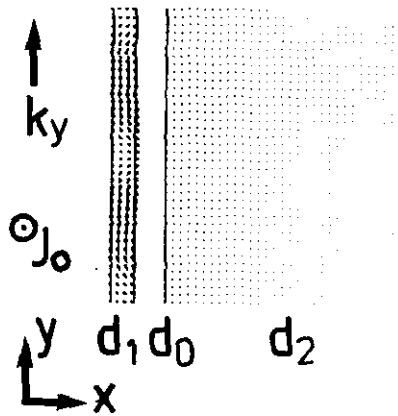


$$\frac{\omega}{2\pi} = 27,7 \text{ GHz} \quad k_y > 0$$



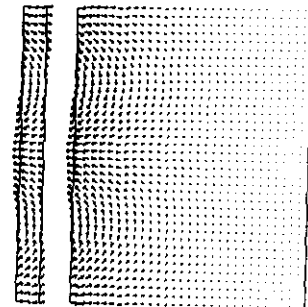
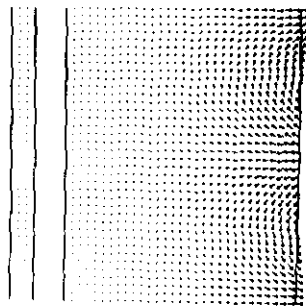
$$\frac{\omega}{2\pi} = 27,7 \text{ GHz} \quad k_y < 0$$

Bild 1.10: Wie Bild 1.9, aber für eine Zwischenschichtdicke $d_0 = 5 \text{ nm}$



$$\frac{\omega}{2\pi} = 17,9 \text{ GHz} \quad k_y > 0$$

$$\frac{\omega}{2\pi} = 17,9 \text{ GHz} \quad k_y < 0$$



$$\frac{\omega}{2\pi} = 33,6 \text{ GHz} \quad k_y > 0$$

$$\frac{\omega}{2\pi} = 33,6 \text{ GHz} \quad k_y < 0$$

Bild 1.11: Wie Bild 1.9, aber für folgende Fe-Schichtkombination:

$$d_1=150 \text{ nm}; \quad d_2=15 \text{ nm}; \quad d_0=20 \text{ nm}$$

2. Beschreibung der Probenpräparation und der Lichtstreuapparatur

2.1 Meßapparatur

In Bild 2.1 ist der prinzipielle Aufbau unserer Lichtstreuapparatur gezeigt. Das Licht eines Lasers wird über ein kleines Quarzprisma umgelenkt und mit der Linse L1 auf die Probe fokussiert. Das gestreute Licht sammelt die gleiche Linse L1 (d.h. wir messen in der Rückstreugeometrie), und die Linse L2 und die beiden Spiegel S_1 und S_2 bringen das Licht auf eine kleine Lochblende mit einem Durchmesser von 300 μm , die sich im Brennpunkt der Linse L3 befindet. Die Linse L3 stellt damit wieder ein paralleles Strahlenbündel her, welches auf die Fabry-Perot-Spiegel trifft. Vier Prismen sind nun so angeordnet, daß das Lichtbündel das Interferometer 5 mal durchläuft. Das Lichtbündel wird mit weiteren Spiegeln und Linsen einem Gittermonochromator zugeführt, der das Tageslicht herausfiltert. Hier ist auch ein Kippspiegel angebracht, der den Meßfotomultiplier vor Überlastung schützt. Das Meßsignal des Fotomultipliers wird über einen Verstärker und Diskriminator auf einen Vielkanalanalysator gegeben und dort gespeichert. Der elektrische Schaltplan der Apparatur ist in Bild 2.2 gezeigt und wird noch erläutert. Als Lichtquelle diente ein Argon-Laser CR-5 der Firma Coherent Radiation. Wir haben unsere Experimente fast ausschließlich mit der blauen Linie ($\lambda = 488 \text{ nm}$) durchgeführt. Die maximale Leistung dieser Linie beträgt etwa 150 mW. Der Laser ist mit einer temperaturstabilisierten Leistungsregelung versehen, die die Schwankungen der eingestellten Ausgangsleistung kleiner als 1% hält. Die Frequenzstabilität wird mit $\pm 75 \text{ MHz}$ angegeben.

2.1.1 Das Fabry-Perot-Interferometer

Das Prinzip eines "multi passed" Fabry-Perot-Interferometers ist zum erstenmal von J.R. Sandercock beschrieben worden /2/. Eine ausführliche Darstellung des Aufbaus eines 5-pass Interferometers findet man in /18/ und /19/.

Das von uns verwendete Interferometer ist das "Model 350" Fabry-Perot-Interferometer der Firma Tropel mit dem dazugehörigen Rampgenerator "Model 351".

L: Linse	A: Analysator
P: Pinhole	KS: Kippspiegel
UP: Umkehrprismen	RPM: Referenzfotomultiplier
GP: Glasplatte	PM: Meßfotomultiplier
S: Spiegel	

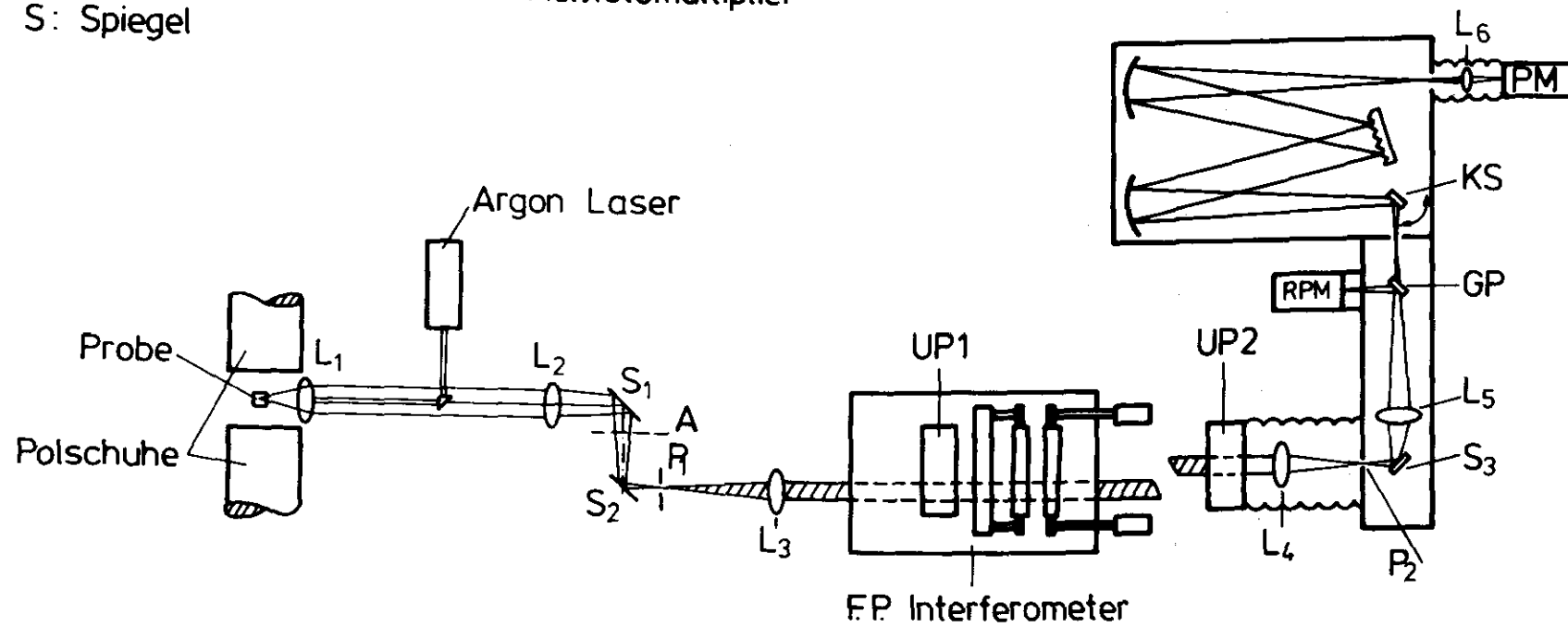


Bild 2.1: Schematische Darstellung unserer Lichtstreuapparatur

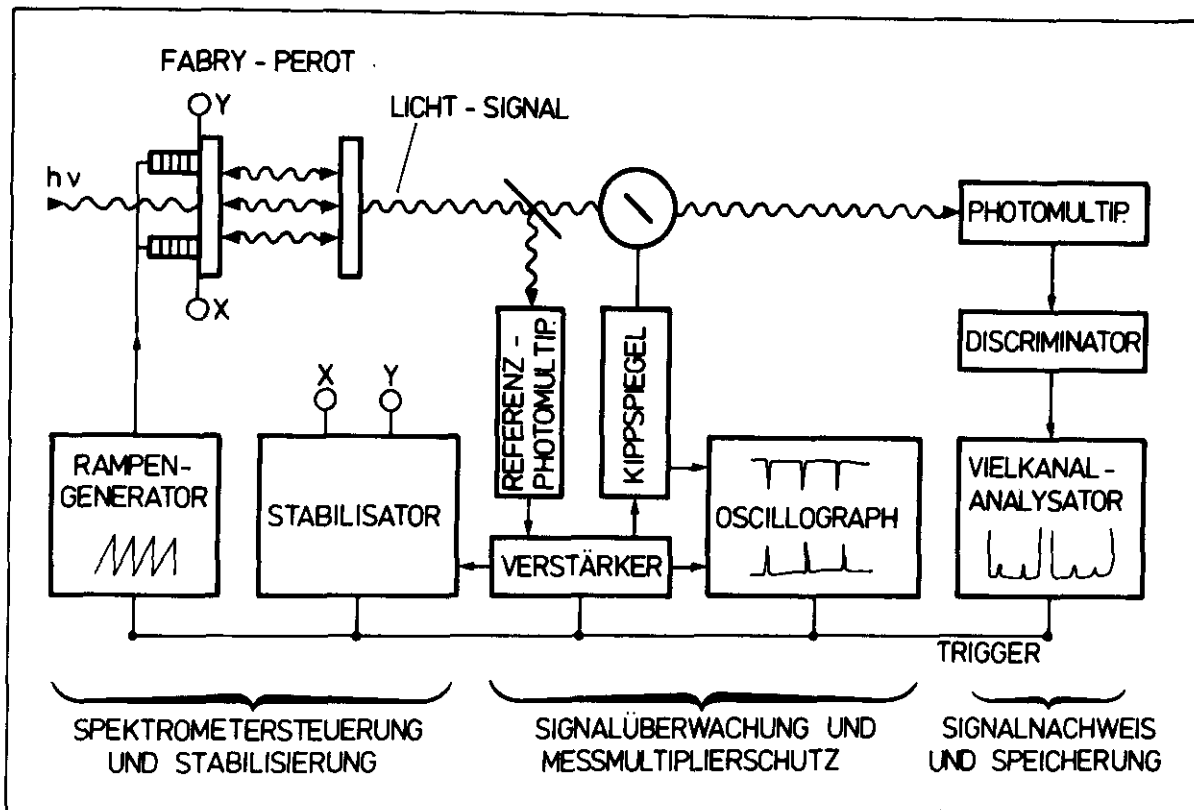


Bild 2.2: Schematische Darstellung der elektrischen Schaltung der Lichtstreu-
apparatur

Die Interferometerspiegel sind von IC Optical Systems Limited, London hergestellt worden und sind auf $\lambda/200$ eben bei einem Durchmesser der dielektrisch verspiegelten Schicht von 38 mm. Die Reflektivität beträgt bei $\lambda = 488 \text{ nm}$ $R=86\%$. Mit diesen Werten erhält man einen errechneten Kontrast von 10^{11} . Die charakteristischen Daten für unsere Apparatur sind in folgender Tabelle dargestellt /9/:

λ	R	F_R	$C_{\text{berechnet}}$	C_{gemessen}	Transmission gemessen
488 nm	0.86	52.8	10^{11}	10^9	0.50

Im folgenden soll die grundsätzliche Funktionsweise unseres Interferometers kurz beschrieben werden.

Einer der beiden Interferometerspiegel ist mit drei Piezoquarzen an einem Rahmen befestigt, der auf drei 28 mm dicken Invarstäben, die die Endplatten des Gehäuses verbinden, nach Lösen von Klemmschrauben verschoben werden kann. Damit kann man den Abstand der beiden Spiegel einstellen und so den Freien-Spektralbereich festlegen ($FRS = \frac{1}{2d}$; d = Spiegelabstand). Der andere Spiegel ist über drei Mikrometerschrauben fest am Gehäuse montiert. Mit den Mikrometerschrauben kann die Parallelität der Spiegelebenen eingestellt werden.

Wird die vom Rampgenerator erzeugte Sägezahnspannung (max. 700 V) an die einzelnen Piezoquarze angelegt, ändern diese ihre Länge und damit den Abstand der Spiegel. Die Zeitdauer für eine Periode der Sägezahnspannung kann am Rampgenerator zwischen 50 ms und 10 s gewählt werden. In unseren Experimenten ist der Spannungshub so eingestellt, daß sich der Spiegleabstand um $\approx \lambda$ ändert. Die zeitliche Länge betrug 1 oder 2 s und ist günstig für die unten beschriebene Regelung der Spiegelparallelität. So hat man zweimal den Freien-Spektralbereich überdeckt, dieses hat Vorteile bei der Auswertung der Spektren. Es erleichtert die Stokes- bzw. Antistokes-Zuordnung der inelastisch gestreuten Linien. Das Interferometer als Ganzes ist gut thermisch abgeschirmt, um den Einfluß von Temperaturschwankungen im Labor auf den Betrieb klein zu halten.

Eine gewisse Schwierigkeit für die genaue Auswertung der Frequenzen der inelastisch gestreuten Linien besteht darin, daß die Längenänderung der Piezoquarze nicht exakt proportional zur angelegten Hochspannung ist. In unserem Fall ist der Abstand zwischen den Ordnungen verschieden, d.h. zwischen der ersten und zweiten elastischen Linie im Spektrum ist der Abstand größer als zwischen der zweiten und dritten elastischen Linie. Um dies zu korrigieren, muß man die Steigung der Sägezahnspannung des Rampgenerators während des Anstieges verkleinern. Dies kann man auf sehr einfache Weise erreichen. Das Prinzip ist in Bild 2.3 gezeigt.

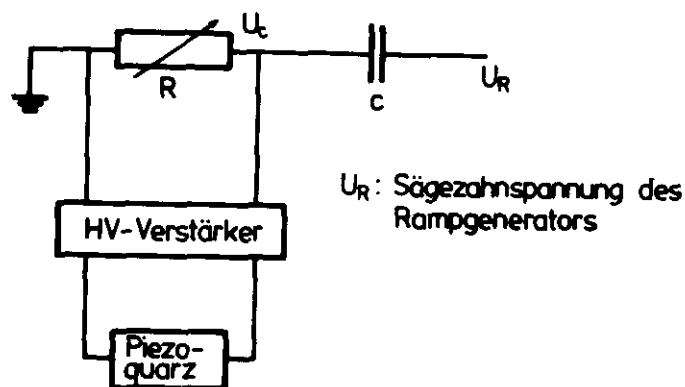


Bild 2.3: Anordnung zur Korrektur der Rampenspannung

U_R hat die Form $U_R = \alpha t$, wobei t die Zeit ist. Damit erhält man für die Spannung U , die am Widerstand R abfällt, aus der Lösung der Differentialgleichung für diese Anordnung folgendes:

$$\begin{aligned}
 U &= U_R - U_C \\
 &= \alpha t - \alpha(t - RC(1 - \exp(-t/RC))) \\
 &= \alpha R C (1 - \exp(-t/RC))
 \end{aligned}$$

Der variable Widerstand R wird so eingestellt, daß die Längenänderung der Piezo-quarze möglichst linear ist. Für eine Zeitdauer der Rampe von 2 s muß man ein RC von etwa 4 s einstellen.

2.1.2 Die Nachweiselektronik für das Streulicht

Für den Nachweis des Streulichtes verwendeten wir einen Fotomultiplier. Da das inelastisch gestreute Licht aber sehr schwach ist, müssen hohe Anforderungen an den Fotomultiplier bezüglich der Dunkelzählrate gestellt werden. Hinzu kommt noch, daß diese schwachen Signale nachgewiesen werden müssen, nachdem kurz vorher die viel intensivere elastische Streuung die Fotokathode erreicht hat. Um das Problem der elastischen Streuung abzuschwächen, ist in unserer Anlage ein Kippspiegel eingebaut, der den Lichtstrahl der elastischen Streuung von der Fotokathode des Meßfotomultipliers weglenkt. Um die notwendige niedrige Dunkelzählrate von einigen Pulsen je Sekunde zu erreichen, haben wir einmal einen Fotomultiplier verwendet, der in einem Kühlgehäuse eingebaut war und auf einer Temperatur von etwa -30°C gehalten wurde. Für die Kühlung wurde der Peltier-Effekt ausgenutzt. Mit dieser Maßnahme konnte eine Dunkelzählrate von ≈ 3 Pulse/s erreicht werden, so daß die Messung auch schwacher Signale möglich war. Allerdings bedeutet die niedrige Temperatur der Fotokathode auch eine Verringerung der Nachweisempfindlichkeit.

Eine andere Möglichkeit, die Dunkelzählrate des Fotomultipliers zu senken ohne die Nachweisempfindlichkeit zu verkleinern, besteht darin, die empfindliche Fläche der Fotokathode zu verkleinern. Diese Möglichkeit hat man bei dem Fotomultiplier FW 130 von ITT genutzt. Die empfindliche Fläche der Kathode hat hier einen Durchmesser von nur 0,3 mm. Damit hat man bei Raumtemperatur und sonst üblichen Betriebsbedingungen eine Dunkelzählrate von etwa 1 Puls/s. Allerdings muß das gestreute Licht genau auf diese kleine Fläche fokussiert werden, was mehr Sorgfalt bei der Justage erfordert. Insgesamt konnte aber mit diesem Fotomultiplier FW 130 von ITT eine Verbesserung der Nachweisempfindlichkeit des Systems erreicht werden. Dies wurde festgestellt durch den Vergleich von Streuspektren der gleichen Probe.

Das Signal des Fotomultipliers wird mit einem Vorverstärker verstärkt und über einen Diskriminator auf einen Vielkanalanalysator gegeben. Wir haben den Vielkanalanalysator der Firma Unicom GmbH, Frankfurt, verwendet. Dieses Gerät verfügt über 1024 Kanäle die in 8, 4 oder 2 Untergruppen aufgeteilt werden können mit entsprechend 128, 256 und 512 Kanälen. Es bietet auch die Möglichkeit, das gespeicherte Spektrum zwischen zwei beliebigen Kanälen zu integrieren. So kann man direkt die relative Intensität einzelner Linien bestimmen.

In Bild 2.2 ist der elektrische Schaltplan unserer Apparatur dargestellt. Wie schon oben erwähnt, ist im allgemeinen die Intensität des elastisch gestreuten Lichtes so stark, daß dieses Licht, wenn es den Meßfotomultiplier erreicht, bei diesem zum Rauschen führt, welches nicht schnell genug abklingt, so daß schwache inelastische Linien, die nahe der elastischen Linie liegen, im Rauschen nicht mehr nachgewiesen werden können. Deshalb wird in unserer Apparatur der Kippspiegel verwendet, um das elastisch gestreute Licht vom Meßfotomultiplier fernzuhalten. Der Kippspiegel wird von einem zweiten Fotomultiplier gesteuert. Dieser Referenzfotomultiplier benötigt eine nicht so hohe Empfindlichkeit und ein nicht so geringes Rauschen wie der Meßfotomultiplier, da er nur die relativ starke elastische Streuung nachweisen soll. Mit dem Signal des Referenzfotomultipliers werden neben dem Kippspiegel die Regelung der Spiegelparallelität gesteuert und der Trigger für den Vielkanalanalysator erzeugt. Zur Überwachung der Anlage und zum Justieren wird dieses Signal auf einem Oszilloscope beobachtet, welches vom Rampengenerator getriggert wird.

2.1.3 Funktionsweise der Regelung der Spiegelparallelität

Der Stabilisator unserer Anlage ist von J.R. Sandercock gebaut worden und ist in /20/ ausführlicher beschrieben und soll hier kurz erläutert werden.

Die Verstärkung des Referenzfotomultipliers wird über die angelegte Hochspannung so eingestellt, daß das Ausgangssignal nach der Verstärkerstufe an 50Ω 3 V beträgt. Dieses Signal wird von der Stabilisierung als Regelgröße benutzt und maximiert. Der Spannungshub des Rampengenerators wird so gewählt, daß die elastische Linie dreimal im Spektrum erscheint. Der Stabilisator verändert nun während eines Hubes die Offsetspannung an einem der drei Piezoquarze um einen kleinen Betrag und damit seine Länge. Die Intensität der drei elastischen Linien wird bei diesem Hub integriert und gespeichert. Beim nächsten Zyklus wird der gleiche Regelschritt an der Offsetspannung in die entgegengesetzte Richtung angelegt und wieder das integrierte Spektrum gespeichert. Diese beiden Integrale werden verglichen. Sind sie gleich, bleibt die vorherige Offsetspannung erhalten. Sind sie ungleich, wird die Offsetspannung um den halben Regelschritt in die Richtung des Regelschrittes verändert, welcher die größere Intensität geliefert hat. Bei den nächsten beiden Zyklen wird diese Prozedur mit dem zweiten Piezoquarz durchgeführt. Auf diese

Weise werden die Spiegel des Interferometers parallel gehalten und die Transmission optimiert. Es können aber noch Driften im Abstand der beiden Spiegel auftreten. Diese sind zwar so klein, daß sie für den Freien-Spektralbereich keine meßbare Änderung bedeuten, allerdings kann sich die Lage der elastischen Linien und damit das gesamte Spektrum relativ zur Lage der Rampe der Sägezahnspannung verschieben. Deshalb kann der Vielkanalanalysator nicht direkt vom Rampengenerator getriggert werden, weil sonst die Spektren der verschiedenen Zyklen verschoben aufeinander addiert werden. Im Stabilisator ist darum ein Diskriminator eingebaut, der den Vielkanalanalysator "auf" der ersten elastischen Linie triggert. So ist gewährleistet, daß die Spektren der verschiedenen Zyklen korrekt aufaddiert werden. Für ein gutes Funktionieren des Stabilisators hat sich eine Zykluszeit von 1 s als günstig herausgestellt.

2.1.4 Der Kippspiegel

Der Kippspiegel ist mit einem Antrieb ausgerüstet, der von dem Signal des Referenzfotomultipliers gesteuert wird und dabei den Kippspiegel dreht, so daß das elastisch gestreute Licht den Meßfotomultiplier nicht erreicht. Die Ruhelage des Kippspiegels ist durch einen Anschlag fixiert, welcher mit einer Mikrometerschraube versehen ist, die die genaue Einstellung dieser Ruhelage erlaubt. Erst wenn das Signal des Referenzfotomultipliers deutlich über dem Rauschen liegt, wird der Kippspiegel von seinem Anschlag weggedreht. So wird die Ruhestellung des Kippspiegels nicht durch das Rauschen des Referenzfotomultipliers gestört und das inelastisch gestreute Licht kann die Fotokathode des Meßfotomultipliers, die ja sehr klein ist, erreichen.

2.1.5 Der Magnet

Die Probe, im allgemeinen auf einem Substratplättchen von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Fläche, befindet sich zwischen den Polschuhen eines wassergekühlten Elektromagneten. Der minimale Abstand der Polschuhe, begrenzt durch den Probenhalter, beträgt ca. 40 mm. In dieser Anordnung erreicht man Feldstärken bis zu 0,9 T.

2.1.6 Das Polarisationsfilter

Die Probe ist bei unseren Messungen um 45° gegenüber dem einfallenden Licht gekippt, um einmal das reflektierte Licht von der Sammellinse für das gestreute Licht fernzuhalten und zum anderen um Spinwellen mit Wellenvektoren parallel zur Probenoberfläche anregen zu können.

Das Laserlicht ist polarisiert und die Polarisationssebene liegt bei unseren Experimenten in der Einfallsebene des Lichtes. Wie schon in der Einleitung erwähnt, dreht der Streuprozess an Spinwellen die Polarisation um 90° . Deshalb befindet sich im Strahlengang unserer Apparatur ein Polarisationsfilter in gekreuzter Stellung zur Polarisation des einfallenden Lichtes. Die elastische Streuung ist im wesentlichen parallel zu der Polarisation des einfallenden Lichtes polarisiert, so daß auf diese Weise die elastische Linie stark unterdrückt werden kann.

Das verwendete Polarisationsfilter ist der Typ 10 K von Spindler & Hoyer mit einem Lösungsverhältnis von 1:10 000, entsprechend einem Polarisationsgrad von mehr als 99,99 %.

Die Einzeldurchlässigkeit für weißes Licht ist ≈ 33 %.

2.2 Die Probenpräparation

Eine übliche Methode dünne Schichten herzustellen, ist das Aufdampfen im Vakuum auf ein geeignetes Substrat. Auf diese Weise sind die Fe-Schichten und Doppelschichten für unsere Lichtstreuexperimente hergestellt worden.

Die $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Schichten sind durch reaktives Sputtern von B. Gorantshev am IFF präpariert worden [25].

Metalle wie Fe lassen sich verhältnismäßig problemlos aufdampfen. Man kann Eisen mit einer Elektronenstrahlkanone aus einem wassergekühlten Kupfertiegel verdampfen; es läßt sich aber auch gut aus Al_2O_3 -Tiegeln verdampfen. Wir haben Schichten mit beiden Verfahren hergestellt.

Zwei für die Lichtstreuung an Spinwellen wichtige Eigenschaften der dünnen Schichten sind die Stärke der elastischen Streuung, die durch die Oberfläche der Schicht bestimmt wird, und die Linienbreiten des inelastisch an den Spinwellen gestreuten Lichtes. Diese beiden Eigenschaften hängen aber von vielen Parametern bei der Schichtherstellung ab. Die wichtigsten sind dabei die Oberflächeneigenschaften des Substrates, die Aufdampfgeschwindigkeit und die Substrattemperatur während des Aufdampfens. Der Bereich dieser Parameter, bei denen sich geringe elastische Streuung und kleine Linienbreiten bei der inelastischen Streuung ergaben, ist experimentell bestimmt worden.

2.2.1 HV-Aufdampfanlage

Der größte Teil der hier untersuchten Fe-Schichten und Doppelschichten ist in einer HV-Aufdampfanlage des IFF hergestellt worden. Die Anlage ist mit einer Elektronenstrahlkanone (Firma Varian) und einem Drehtiegel mit 4 Positionen versehen. Es bestand auch die Möglichkeit aus strombeheizten Schiffchen aufzudampfen. Die wassergekühlte Metallglocke der Anlage hatte ein Fenster, durch das der Aufdampfvorgang beobachtet werden konnte. Zum Abpumpen wurde eine Vorpumpe und eine Diffusionspumpe verwendet, die das Vakuum während des Aufdampfens bei $p < 10^{-6}$ mbar hielt, bei gleichzeitig mit flüssigem Stickstoff gefüllter Kühlfalle. Über Drehdurchführungen war es möglich, verschiedene Blenden zu schalten um z.B. unterschiedliche Schichtdicken in einem Arbeitsgang herzustellen. Zur Temperaturbestimmung des Substrathalters, der mit einer elektrischen Widerstandsheizung versehen war, stand ein Ni-CrNi Thermoelement zur Verfügung.

2.2.2 Schichtdickenbestimmung

Zur Kontrolle der Schichtdicke während des Aufdampfens haben wir ein empfindliches Schwingquarzsystem der Firma Balzers (QSG 201) eingebaut. Bei unserer Anordnung befand sich der Meßkopf des Schwingquarzsystems und der Substrathalter etwa 300 mm oberhalb der Verdampferquelle des Drehtiegels. Das Prinzip eines solchen Schwingquarzsystems beruht darauf, daß die Frequenzänderung der Dickenschermode eines piezoelektrischen Quarzkristalls als Folge der Massen-

belegung bei Bedampfung gemessen wird. Diese Änderung ist, solange sie klein gegen die Eigenfrequenz dieser Mode ist, proportional zur Massenbelegung des Kristalls und damit, bei definierter Aufdampffläche und bekannter Dichte des Schichtmaterials, proportional zur Schichtdicke der aufgedampften Schicht.

Man muß den Schwingquarz so anbringen, daß die Dichte des Dampfstrahles am Ort des Substrates und des Schwingquarzes auf einfache Weise zusammenhängen, d.h. möglichst unter gleicher Richtung zur Quelle. Nur dann kann man direkt auf die Dicke der Schicht auf dem Substrat schließen. Eine weitere Fehlerquelle können unterschiedliche Akkommodationskoeffizienten beim Substrat und dem Schwingquarz sein. Dieser Einfluß wird merklich, wenn die Substrattemperatur deutlich über die Temperatur des Schwingquarzes (Raumtemperatur) angehoben wird ($T_s \approx 300^\circ\text{C}$). Mit einem Tolanski-Mikroskop kann man die Schichtdicken nach dem Aufdampfen überprüfen, (siehe /21/) und es zeigte sich, daß die Schichtdicken nach der Tolanski-Methode und mit dem Schwingquarzsystem gemessen bei Raumtemperatur gut übereinstimmen und zwar unabhängig vom verwendeten Substrat (Si, SiO_2 , Al_2O_3). Bei einer Substrattemperatur von 300°C lagen die mit der Tolanski-Methode bestimmten Schichtdicken 15-20 % unter der Schwingquarzsichtdicke, so daß nun der Unterschied der Akkommodationskoeffizienten von Substrat und Schwingquarz merklich wurde.

Zur Bestimmung der Schichtdicke mit der Tolanski-Methode wurde das Interferenzbild an der Stufe Schicht-Substrat durch das Mikroskop mit einer Polaroidkamera aufgenommen und die Lage der Interferenzlinien an der Stufe mit einer Schieblehre ausgemessen und so die Schichtdicke bestimmt. Dabei gibt es auf Grund der Linienbreiten der Interferenzlinien und der Meßgenauigkeit bei der Auswertung eine untere Grenze für den absoluten Fehler, die bei etwa 4 nm liegt und unabhängig von der Schichtdicke ist. Bei großen Schichtdicken von mehr als 100 nm ist die relative Genauigkeit dieser Methode besser als 5%, sie wird aber bei kleinen Schichtdicken (< 30 nm) deutlich schlechter. Im Bereich dieser kleinen Schichtdicken arbeitet aber das Schwingquarzsystem noch gut.

Die Empfindlichkeit für Fe beträgt bei dem von uns verwendeten Gerät 37 Hz/nm. Die Langzeitstabilität der Referenzfrequenz des Gerätes liegt bei 5 Hz/h. Die Begrenzung der Genauigkeit des Schwingquarzsystems liegt in der Drift der Frequenz

des piezoelektrischen Kristalls mit der Temperatur. Der Meßkopf mit dem Schwingquarz muß deshalb mit Wasser gekühlt werden, damit sich seine Temperatur beim Aufdampfen durch die Strahlungswärme der Quelle nicht wesentlich ändert. Eine weitere Unsicherheit kommt durch die Verzögerungen beim Öffnen und Schließen der Blende über der Quelle hinzu.

Mit diesem System lassen sich aber die Schichtdicken im Bereich von 10 nm noch auf 1 nm genau festlegen. Bei höheren Substrattemperaturen muß noch der geänderte Akkomodationskoeffizient berücksichtigt werden.

Neben der Gesamtschichtdicke während des Aufdampfens zeigt das Schwingquarzsystem auch die Aufdampftrate an.

2.2.3 Die Substrate

Wie schon mehrfach erwähnt, ist eine nicht zu starke elastische Lichtstreuung eine wesentliche Voraussetzung für die Durchführbarkeit unserer Experimente. Deshalb ist eine möglichst glatte Oberfläche der Probe sehr wichtig. Bei den dünnen Schichten unserer Experimente bildet sich die Oberfläche des Substrates fast genau in der Oberfläche der aufgedampften Probe ab. Daher muß die Oberfläche des Substrates sehr glatt sein. Aus diesem Grunde sind entsprechend behandelte Glasplättchen als Substrat gut geeignet.

Eine weitere Forderung an das Substrat betrifft seine Wärmeleitfähigkeit. Im Lichtstreuexperiment wird der einfallende Laserstrahl auf eine Fläche von etwa 50 μm Durchmesser fokussiert und führt zur Erwärmung der Schicht. Um diese Erwärmung, die sogar zur Zerstörung der Schicht führen kann, klein zu halten, muß das Substrat eine gute Wärmeleitfähigkeit haben, damit die Laserleistung groß genug gewählt werden kann, um die Spektren der inelastischen Streuung in vernünftigen Zeiträumen messen zu können.

Zum Vergleich haben wir einmal einfache Quarzplättchen, dann Saphirplättchen und Silizium als Substrate für unsere Aufdampfschichten gewählt. Die Quarzplättchen hatten eine Dicke von 1 mm und eine Größe von $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Die epitaktisch polierten Saphirsubstrate und das einkristalline Silizium hatten eine Dicke von 0,33 mm.

Die Quarzplättchen haben zwar eine schlechtere Wärmeleitung als Saphir und Silizium, sind aber wegen ihrer größeren Dicke besser geeignet für eine genaue Bestimmung der Schichtdicke mit der Tolanski-Methode. Sie biegen sich bei dieser Messung nicht so leicht durch wie die dünneren Saphir- und Siliziumplättchen und die Interferenzlinien bleiben im wesentlichen gerade. Bei der Lichtstreuung sind die Quarzsubstrate nicht so gut geeignet wegen der Gefahr der Aufheizung und Zerstörung der Probe infolge der geringen Wärmeleitfähigkeit.

Vor dem Einbau in die Aufdampfanlage sind die Substrate gereinigt worden, um eventuell vorhandene Ablagerungen auf der Oberfläche zu beseitigen.

2.2.4 Die Eignung der Aufdampfschichten für die Lichtstreuexperimente

Die Schichten sind mit einer Rate von 0,3 bis 3 nm/s aufgedampft worden. In diesem Bereich ließ sich die Aufdampfrate über eine längere Zeit stabil einstellen und es zeigte sich keine Abhängigkeit der für die Lichtstreuung wesentlichen Schichteigenschaften (geringe elastische Streuung und schmale Linienbreiten) von der Aufdampfrate.

Ebenso haben wir keine wesentlichen Unterschiede bei der Lichtstreuung an Schichten auf den verschiedenen Substratmaterialien beobachtet. Bis auf die geringere Wärmeleitfähigkeit bei Quarz sind alle drei Substratmaterialien gleich gut geeignet.

Mit magnetooptischen Methoden (siehe /22/) ist bei einer Reihe von Proben die Hysteresekurve gemessen worden. Bei den einkristallinen Si-Substraten hatten die Schichten auf den (111)-Flächen in verschiedenen Richtungen verschieden breite Hysteresekurven (Unterschiede von etwa 100 G). Dieser Effekt hatte aber keinen meßbaren Einfluß auf die Frequenz der Spinwellen.

Eine deutliche Abhängigkeit der Schichtqualität (im oben beschriebenen Sinne) ergab sich von der Substrattemperatur beim Aufdampfen. Zur Bestimmung der geeignetsten Substrattemperatur sind eine Reihe von Versuchen durchgeführt worden.

Diese Untersuchungen ergaben, daß die günstigste Substrattemperatur T_s schicht-dickenabhängig ist. Bei Schichtdicken $d > 50$ nm mußte die Substrattemperatur T_s etwa 300°C sein, um kleine Linienbreiten in den Spektren zu erhalten, während bei Schichtdicken $d < 20$ nm die besten Schichten bei Raumtemperatur aufgedampft werden konnten. Einige Versuche, während des Aufdampfens dieser dünnen Schichten ($d < 20$ nm) die Substrate in einem besonderen Substrathalter mit flüssigem Stickstoff zu kühlen, brachten keine Verbesserung der Schichtqualität.

2.2.5 UHV-Aufdampfanlage an der Lichtstreuapparatur

Da die Fe-Schichten bei der Messung in der Lichtstreuapparatur ungeschützt der Atmosphäre ausgesetzt sind, stellt sich die Frage nach dem Einfluß einer Oxidhaut. Sandercock und Wettling /10/ berichten, daß bei massiven Proben eine mit dem Auge sichtbare Oxidschicht (Anlauffarben) einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Frequenz der Spinwellen hat.

Bei unseren dünnen Filmen, bei denen ja die Dickenabhängigkeit der Eigenschaften der Spinwellen untersucht werden sollen, kommt es aber auf die Dicke der Oxidhaut an und damit auf die effektive Dicke der Fe-Schicht. Um diese Frage zu klären, haben wir Schichten nach dem Aufdampfen direkt in einem zweiten Aufdampfvorgang mit einer Quarzschicht versiegelt. Malozemoff und Mitarbeiter /23/ haben den Einfluß einer Versiegelung der Schicht auf deren Eigenschaften bei $\text{Fe}_{1-x}\text{B}_x$ -Schichten untersucht und fanden keine Änderung der magnetischen Schichteigenschaften auf Grund der Versiegelung. Die Untersuchung unserer versiegelten Schichten mit der Lichtstreuung ergab ebenfalls keinen Unterschied gegenüber den nichtversiegelten Schichten, so daß die Oxidation der Schichtoberfläche unwesentlich erscheint. Da sich aber eine Oxidschicht von einigen Atomlagen Dicke in einem Vakuum von 10^{-6} mbar sehr schnell bilden kann, sind wir dieser Frage auf andere Art weiter nachgegangen.

Um die aufgedampften Schichten direkt nach der Herstellung im gleichen Vakuum mit der Lichtstreuung untersuchen zu können, haben wir eine UHV-Aufdampf-anlage am Lichtstreumeßplatz aufgebaut. Im Bild 2.4 ist der prinzipielle Aufbau gezeigt. Die Anlage war über einen Flansch mit einer Glasküvette versehen, in der der Laserstrahl die Probe erreichen konnte. Die wesentliche Komponente

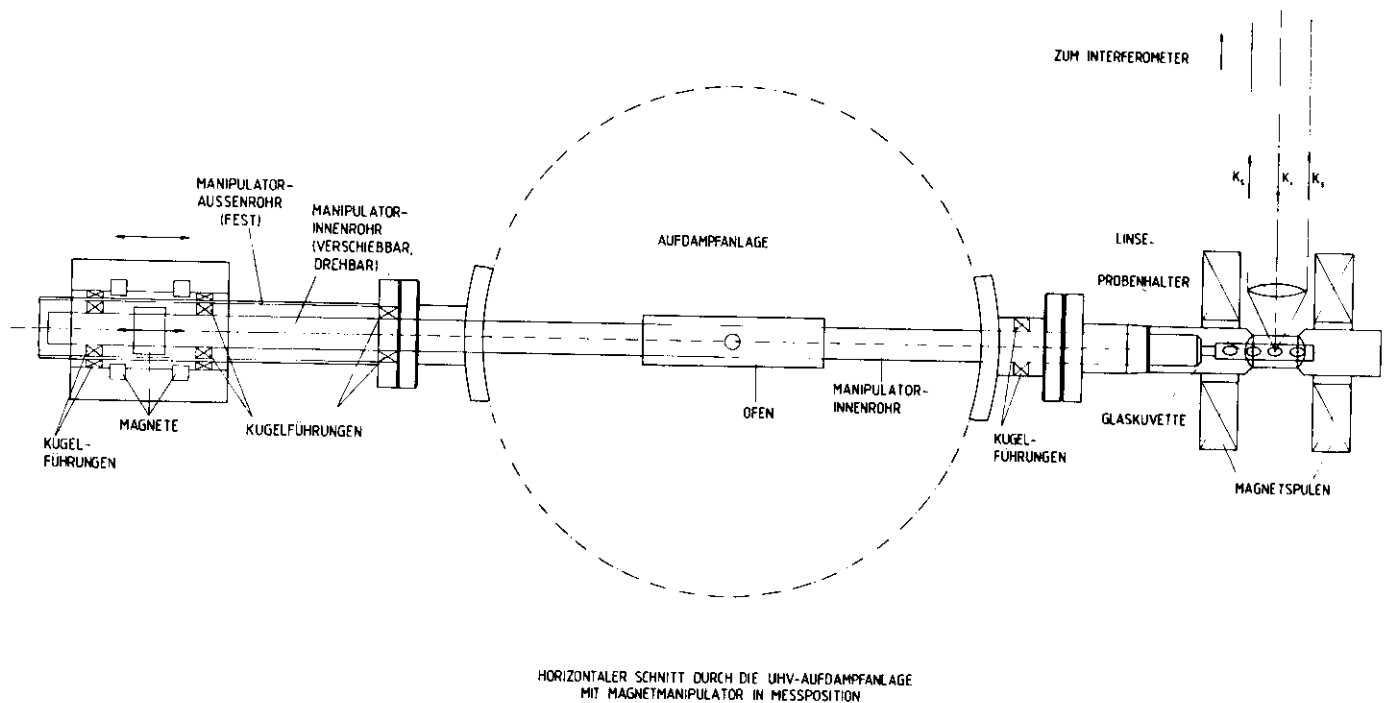


Bild 2.4: UHV-Aufdampfanlage an der Lichtstreuappatur

dieser Anlage ist der Manipulator; der es ermöglicht die Proben nach dem Aufdampfen in der Anlage in diese Küvette zu bringen. Der Manipulator besteht aus einem 1,5 m langen Rohr, in dem ein kleines Rohr in Führungen mit einem Magneten von außen verschoben werden kann. Der Manipulator ist mit einem Cu- gedichteten Flansch an der Aufdampfanlage genau gegenüber der Küvette angebracht. Es lassen sich so zwei Bewegungen ausführen, einmal Verschiebungen in Längsrichtung und Drehung um die Achse des Rohres. Der Substrathalter war am Ende des inneren verschiebbaren Rohres angebracht. In der Aufdampfposition war er von einem zylindrischen Ofen umgeben, der auf der Unterseite mit einem Loch für den Dampfstrahl von der Quelle versehen war. So konnten die Substrate auch geheizt werden. Zur Untersuchung der Proben mit der Lichtstreuung wurden sie mit dem Manipulator in die Küvette geschoben.

Diese Aufdampfanlage verfügte über drei verschiedene elektrisch beheizte Verdampferquellen. Sie war mit einer Turbomolekularpumpe und einer Titan Sublimationspumpe (TSP) und einem Tank für flüssigen Stickstoff versehen. Damit war ein Vakuum vor dem Aufdampfen von besser als 10^{-9} mbar erreichbar. Während des Aufdampfens stieg der Druck nicht über 10^{-7} mbar an.

Zur Erzeugung eines Magnetfeldes befanden sich auf der Küvette zwei wassergekühlte Spulen, die am Probenort ein Feld bis zu 0,03 T ermöglichten. Das Lichtstreuungsexperiment war bei dieser Anordnung etwas schwieriger, weil neben der elastischen Streuung der Probe die Streuung des Lichtes auf der Küvettenoberfläche sich störend bemerkbar machte.

Der Vergleich von Spektren vor und nach dem Belüften der Anlage ergab keine meßbaren Unterschiede, selbst nicht bei Schichtdicken von 10 nm. Daraus kann geschlossen werden, daß die Oxidschicht auf den Fe-Proben keinen meßbaren Einfluß auf die Eigenschaften der Spinwellen hat. Diese Aussage wird auch unterstützt durch die Beobachtung, daß Proben, die etwa ein halbes Jahr in trockener Atmosphäre aufbewahrt wurden, noch das gleiche Spektrum bei der Lichtstreuung lieferten.

Die sehr glatten Oberflächen der Schichten scheinen für die Korrosion nicht sehr anfällig zu sein. Bei Proben, die mehrere Tage der normalen Atmosphäre ausgesetzt waren, konnte man sehen, daß sich keine gleichmäßige Oxidschicht bildete, sondern die Korrosion, offensichtlich von Korngrenzen ausgehend, zu pinhole-artig durchoxidierten Stellen führte.

2.2.6 Herstellung der Doppelschichten

Die Präparation der Doppelschichtsysteme erfolgte analog zu der der Einzelschichten. In der in 2.2.1 beschriebenen HV-Aufdampfanlage war dies am günstigsten, da sie mit einem Drehtiegel versehen war, so daß in einer Position das Eisen verdampft werden konnte und in einer anderen das Zwischenschichtmaterial. Als Zwischenschichtmaterial ist im allgemeinen Quarz verwendet worden, aber daneben auch unmagnetische Metalle, wie Gold und Palladium und auch Kohlenstoff. Der Kohlenstoff ist von stromdurchflossenen dünnen Graphitstäben abgedampft worden, während alle anderen Materialien mit der Elektronenstrahlkanone verdampft wurden.

2.2.7 Präparation der $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Schichten

Das Metglas $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ ist wegen seiner weichmagnetischen Eigenschaften bei einer relativ hohen Sättigungsmagnetisierung von besonderem Interesse. In /24/ wird über die Präparation und die Eigenschaften dünner Schichten dieses Materials berichtet.

Am Institut für Materialentwicklung des IFF sind von B. Gorantshev $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Schichten auf eine andere Weise hergestellt worden, nämlich durch reaktives Sputtern /25/.

Bei dieser Methode wird ein reines Eisen-Target verwendet und der Argon-Atmosphäre in der Anlage ein gewisser Anteil CH_4 zugefügt. Auf diese Weise enthalten die sich auf dem Substrat bildenden Schichten einen bestimmten Anteil Kohlenstoff. Dieser Anteil kann leicht durch den Methangehalt des Argon gesteuert werden. Die Anlage wurde bei einem Argon-Druck von $p \approx 8 \times 10^{-3}$ mbar mit einer Frequenz von 13.6 MHz und 2 kV Spannung zwischen den 8 cm voneinander entfernten Substrathalter und Fe-Target betrieben.

Die Substrate Si, Saphir und Quarzplättchen von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Größe wurden in üblicher Weise gereinigt.

Die Schichtdicken sind über die Sputterzeit während der Präparation kontrolliert worden und anschließend mit einem Tolanski-Mikroskop genauer bestimmt worden.

Ein sehr geringer Kohlenstoffanteil führt schon dazu, daß sich amorphe Schichten bilden. Die so präparierten Schichten zeichneten sich in der Lichtstreuung durch geringe elastische Streuung und sehr schmale Linien der inelastischen Streuung an den Spinwellen aus.

3. Meßergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse unserer Lichtstreuexperimente diskutiert und mit den theoretischen Rechnungen verglichen werden, die in Kapitel 1 dargestellt sind.

Den größten Teil unserer Messungen haben wir mit den blauen Linien des Argon-Lasers ($\lambda = 488 \text{ nm}$) durchgeführt.

Unsere Proben haben wir in der Rückstreugeometrie untersucht. Die Normale der Probenoberfläche war um 45° gegen das einfallende Licht gekippt. Damit erhält man für den k-Vektor der Spinwellen die bei der Lichtstreuung parallel zur Schichtoberfläche angeregt werden folgendes: (siehe Bild 3.1).

$$k = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \sin 45^\circ = 1.82 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

3.1 Einzelschichten

Die nach dem in Kapitel 2 geschilderten Verfahren hergestellten Fe-Schichten haben wir mit der Lichtstreuapparat untersucht. Um eine Aufheizung der Proben zu vermeiden, ist die eingestrahlte Laserleistung auf 80 mW begrenzt worden. Das äußere Feld B_0 liegt in Probenebene senkrecht zur Laufrichtung der beobachteten Spinwellen. In den Bildern 3.2 - 3.9 sind einige Beispiele der gemessenen Lichtstreu-spektren dargestellt. Es ist über der Frequenzverschiebung des gestreuten Lichtes die relative Intensität der einzelnen Linien aufgetragen. Der Freie-Spektralbereich des Interferometers, d.h. der Spiegelabstand, ist so eingestellt, daß sich die Stokes bzw. Antistokes-Linien, die zu verschiedenen elastischen Ordnungen gehören, nicht überschneiden. In den Bildern 3.2 und 3.3 sind typische Beispiele von Lichtstreu-spektren dargestellt, wie sie von dem an den Vielkanalanalysator angeschlossenen Plotter gezeichnet werden. Die für diese Arbeit wichtige Meßgröße, die man aus diesen Spektren erhält, ist die Frequenzverschiebung der inelastisch gestreuten Linien, die gleich der entsprechenden Spinwellenfrequenz ist [9]. Die Meßgenauigkeit wird durch die Linienbreite der inelastisch gestreuten Linien begrenzt und liegt bei typischen Spektren bei 0,5 GHz.

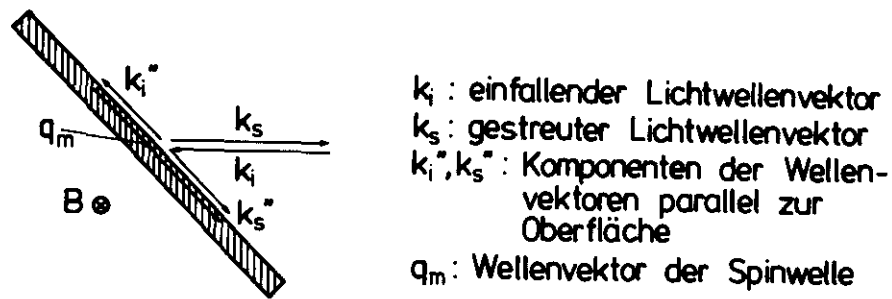


Bild 3.1: Lichtstreuengeometrie an der Einzelschicht

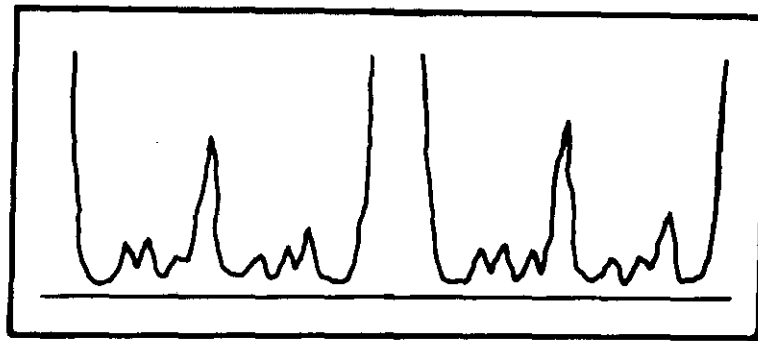


Bild 3.2: Streuspektrum von einer 100 nm dicken Fe-Schicht, wie es im Vielkanalanalysator gespeichert ist. Das Bild zeigt zweimal den Freien-Spektralbereich (hier 75 GHz), d.h. jede inelastische Linie ist zweimal zu sehen. Die Linie mit der starken Intensität kommt von der Oberflächenspinwelle.

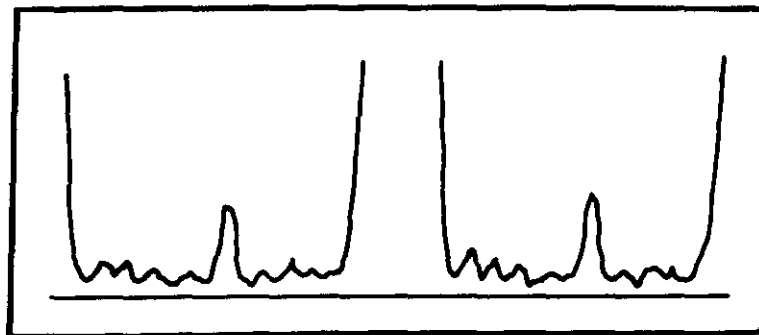


Bild 3.3: Streuspektrum von einer 80 nm dicken $\text{Fe}_{0,76}\text{Co}_{0,24}$ -Schicht. Hier entspricht der Freie-Spektralbereich 50 GHz. Das bedeutet, der Frequenzabstand zwischen zwei elastischen Ordnungen ist 50 GHz und man kann damit auf die Frequenzverschiebung der inelastischen Linien schließen.

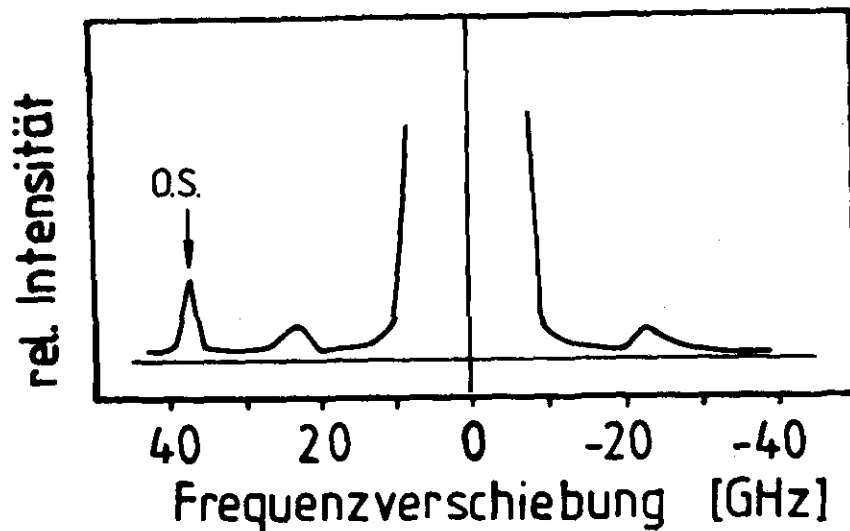


Bild 3.4: Streuspektrum von einer 300 nm dicken Fe-Schicht. $B_0 = 0,23$ T
Es ist die elastische Linie und die zugehörigen inelastischen Linien von der Oberflächenspinwelle (O.S.) und den Volumspinwellen dargestellt.

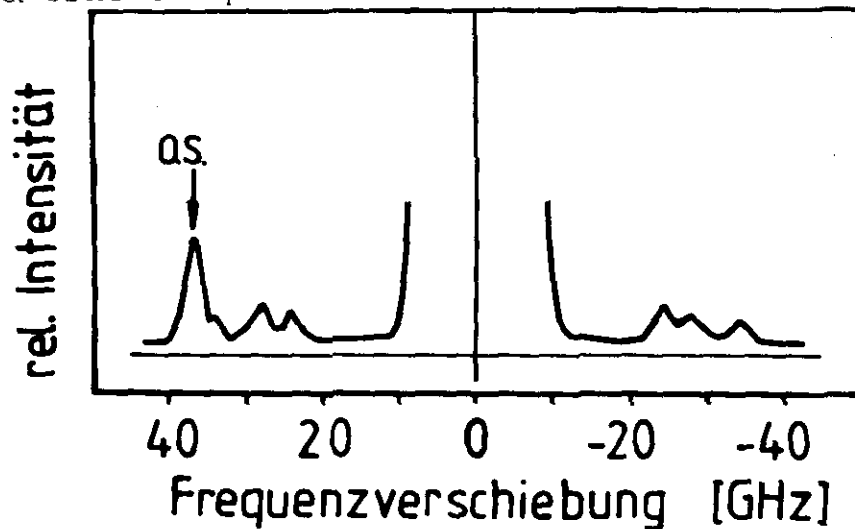


Bild 3.5: Streuspektrum von einer 100 nm dicken Fe-Schicht. $B_0 = 0,23$ T
Die Volumspinwellen spalten in stehende Spinwellen auf.

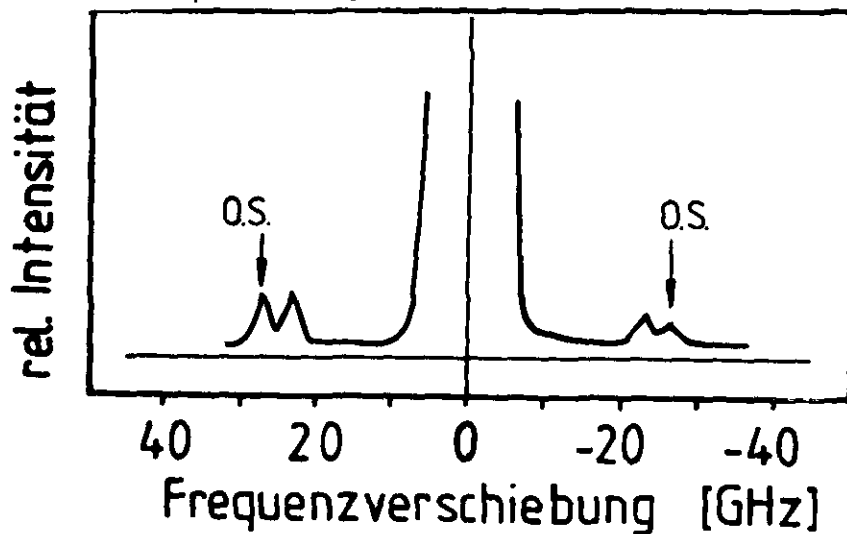


Bild 3.6: Streuspektrum von einer 30 nm dicken Fe-Schicht. $B_0 = 0$ T
Die Oberflächenspinwelle ist hier stokes und antistokes zu beobachten.

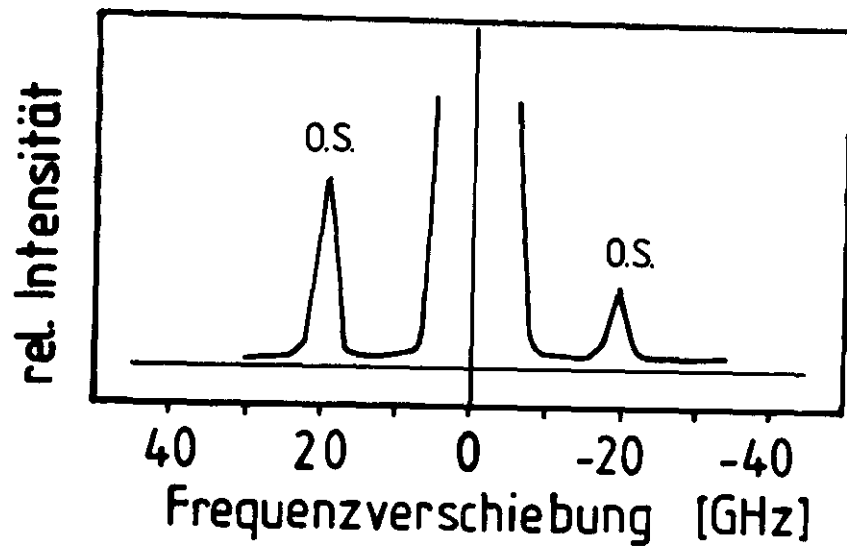


Bild 3.7a: Streuspektrum einer 15 nm dicken Fe-Schicht. $B_0 = 0$ T
Es ist nur noch die Oberflächenspinwelle zu sehen.

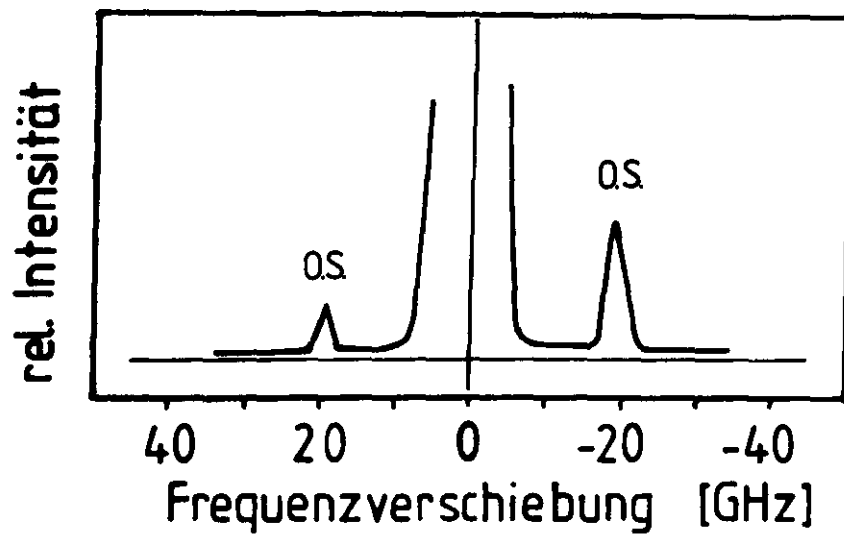


Bild 3.7b: Wie Bild 3.7a, aber mit umgepolter Magnetisierung.

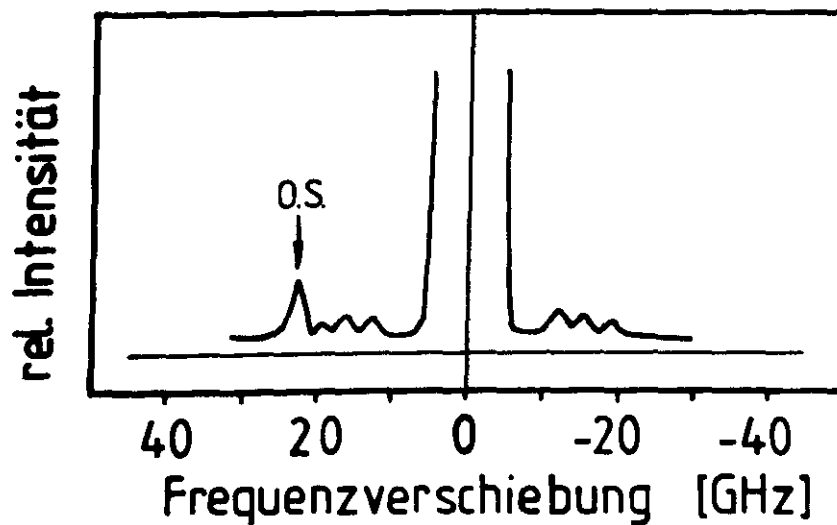


Bild 3.8: Streuspektrum einer 80 nm dicken $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Schicht ($x = 0,24$). $B_0 = 0,1$ T

Die Bilder 3.4 bis 3.8 zeigen, der besseren Übersicht wegen, nur eine elastische Ordnung mit den dazugehörigen inelastischen Stokes- und Antistokes-Linien über der gleichen Frequenzskala.

Das Spektrum der 300 nm dicken Schicht hat die gleiche Form wie das Spektrum einer massiven Fe-Probe (siehe in der Einleitung das Ergebnis von Sandercock und Wettling an massiven Proben). Man sieht die Oberflächenspinwelle wie erwartet nur auf einer Seite der elastischen Linie und die beiden, etwas unsymmetrischen Linien der Volumenspinwellen. Wird die Schichtdicke verkleinert, hat dies vorerst geringen Einfluß auf die Frequenz der Oberflächenspinwelle. Die Volumenspinwellen dagegen spalten nun in einzelne Linien auf, die als stehende Spinwellen gedeutet werden. Die Aufspaltung wird mit kleiner werdender Schichtdicke immer größer und die einzelnen stehenden Spinwellen wandern zu immer größeren Frequenzen. Die Intensität der Linien mit höheren Frequenzen nimmt immer mehr ab, da einmal die Besetzung dieser höheren Energiezustände abnimmt und vor allem diese Spinwellen durch das einfallende Licht nicht mehr angeregt werden können, weil die Verteilung von $k_{\perp}$ des Lichtes in der Schicht in Folge der Absorption in der Probe sich nur über einen gewissen Bereich erstreckt [10]. Die stehenden Spinwellen mit ihren in sehr dünnen Schichten großen k -Vektoren können deshalb nicht mehr angeregt werden. Bei sehr dünnen Schichten ($d < 20$ nm) verschwinden die Linien der stehenden Spinwellen ganz aus dem Lichtstreuungsspektrum.

3.1.1 Die Oberflächenspinwelle

Wie schon erwähnt, ist die beobachtete Frequenz der Oberflächenspinwelle bei größeren Schichtdicken ($d > 50$ nm) nicht mehr von der Schichtdicke abhängig. Bei kleineren Schichtdicken sinkt sie etwas ab.

Bei großen Schichtdicken beobachtet man die Oberflächenspinwelle nur auf einer Seite der elastischen Linie, also entweder auf der Stokes- oder der Antistokes-seite. Dies ist gut erklärbar durch die theoretische Voraussage, daß sich die Oberflächenspinwelle senkrecht zum Magnetfeld nur in einer Richtung ausbreiten kann, weil die andere Ausbreitungsrichtung aus Symmetriegründen nicht erlaubt ist.

Polt man das Magnetfeld um, ist die andere Laufrichtung erlaubt. Bei kleiner werdender Schichtdicke beobachten wir aber die Oberflächenspinwelle stokes und antistokes, wenn auch mit unterschiedlicher Intensität. Dadurch wird eine weitere theoretische Erwartung bestätigt, daß auf der Rückseite der Schicht die Oberflächenspinwelle in die entgegengesetzte Richtung läuft. Wird nun die Schichtdicke vergleichbar mit der Abklinglänge der Amplitude der Spinwelle in die Schicht hinein, die gleich dem Kehrwert des Wellenvektors ist, so kann die auf der Rückseite laufende Spinwelle auch auf der Vorderseite der Schicht beobachtet werden, zumal das Licht auch eine gewisse Eindringtiefe hat (≈ 10 nm).

Mit diesen Überlegungen würde man für Schichtdicken im Bereich von 10 nm etwa gleich starke Streuintensitäten für die Oberflächenspinwellen der Vorder- und Rückseite erwarten. Dies wird aber nicht beobachtet. Selbst bei Schichtdicken kleiner als 10 nm zeigen unsere Spektren eine deutliche Stokes-Antistokes-Asymmetrie der Oberflächenspinwelle.

Ein weiterer sehr interessanter Effekt betrifft die Streuintensität von den Oberflächenspinwellen bei den verschiedenen Schichtdicken. Bei Schichtdicken größer als 30 nm ist sie relativ klein und auch recht empfindlich gegen kleine Störungen bei der Probenpräparation. Bei kleineren Schichtdicken steigt die Streuintensität von den Oberflächenspinwellen deutlich an und ist auch etwas unempfindlicher gegen Änderungen der Präparationsbedingungen. Selbst von Proben mit einer Schichtdicke von 5 nm ist noch eine starke Streuintensität von der Oberflächenspinwelle zu beobachten, die mehr als doppelt so stark ist wie bei einer 50 nm dicken Schicht. Auf den ersten Blick würde man erwarten, daß bei Schichtdicken, die vergleichbar mit der Eindringtiefe des Lichtes sind, die Streuintensität abnimmt mit kleiner werdender Schichtdicke. Da die Abklinglänge der Oberflächenspinwelle nun größer als die Schichtdicke ist, nimmt das Streuvolumen auch für die Oberflächenspinwelle ab.

Theoretische Rechnungen von R. Camley and M. Cottam /16/ können aber diese beiden Effekte, die Stokes-Anti-Stokes-Assymetrie und die starke Streuintensität bei kleinen Schichtdicken quantitativ erklären. Einmal ist der Lichtstreuquerschnitt an den Oberflächenspinwellen auf den beiden Seiten der Schicht auf Grund der unterschiedlichen Laufrichtungen verschieden. Zum anderen nehmen die thermischen Amplituden der Oberflächenspinwellen mit abnehmender Schichtdicke zu. Für dieses interessante Ergebnis aus der Rechnung bezüglich der thermischen Amplituden haben wir noch keine anschauliche physikalische Deutung. Eine ausführlichere

Betrachtung dieser Effekte wird man in der Dissertation von C.M. Mayr, Universität Köln, finden können /26/. In den Bildern 3.7a und 3.7b ist zu sehen, wie sich die Stokes-Antistokes-Assymetrie beim Umpolen des Magnetfeldes ebenfalls umkehrt. Dies entspricht der Umkehr der Laufrichtungen der Oberflächenspinwellen.

In Bild 3.9 sind die Frequenzen der Oberflächenspinwellen über der Schichtdicke der entsprechenden Schicht für ein bestimmtes äußeres Feld dargestellt. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis der Rechnung nach der magnetostatischen Näherung, die aber in diesem Fall nicht merklich von der exakten Rechnung nach Hansen und Krey abweicht. Die Meßergebnisse sind durch Kreuze gekennzeichnet. Für große Schichtdicken ist die Übereinstimmung zwischen der Rechnung und dem Experiment gut. Im Bereich kleiner Schichtdicken ist allerdings zu beobachten, daß die gemessenen Frequenzen immer etwas kleiner sind als das Ergebnis der Rechnung. Eine Erklärung für dieses Verhalten könnte sein, daß bei sehr dünnen Schichten die Magnetisierung herabgesetzt ist. Es können aber auch Oberflächeneigenschaften wie die Rauigkeit, die durch die Struktur der Schicht und durch das Substrat bestimmt sind, für die Abweichung verantwortlich sein. Sandercock und Wettling /10/ berichten, daß bei massiven Fe-Proben das Polieren der Oberfläche der Probe eine Erhöhung der vorher zu niedrig liegenden Oberflächenspinwellenfrequenz bewirkte. An den Unebenheiten der Oberfläche treten offensichtlich Streufelder auf, die die Frequenz der Oberflächenspinwelle erniedrigen. Diese Effekte können von der Rechnung nicht beschrieben werden, weil dort eine ebene Schicht mit homogener Magnetisierung vorausgesetzt wird.

Man kann also feststellen, daß das Verhalten der Oberflächenspinwellen in diesem Wellenlängenbereich selbst in sehr dünnen Schichten bis auf die eben dargestellten Abweichungen noch gut von der Theorie beschrieben wird, die im Rahmen des Mikromagnetismus abgeleitet wurde (das heißt, man kann selbst in einer 5 nm dicken Fe-Schicht für die theoretische Beschreibung der Oberflächenspinwellen in diesem Wellenlängenbereich vom Einfluß der Gitterstruktur absehen).

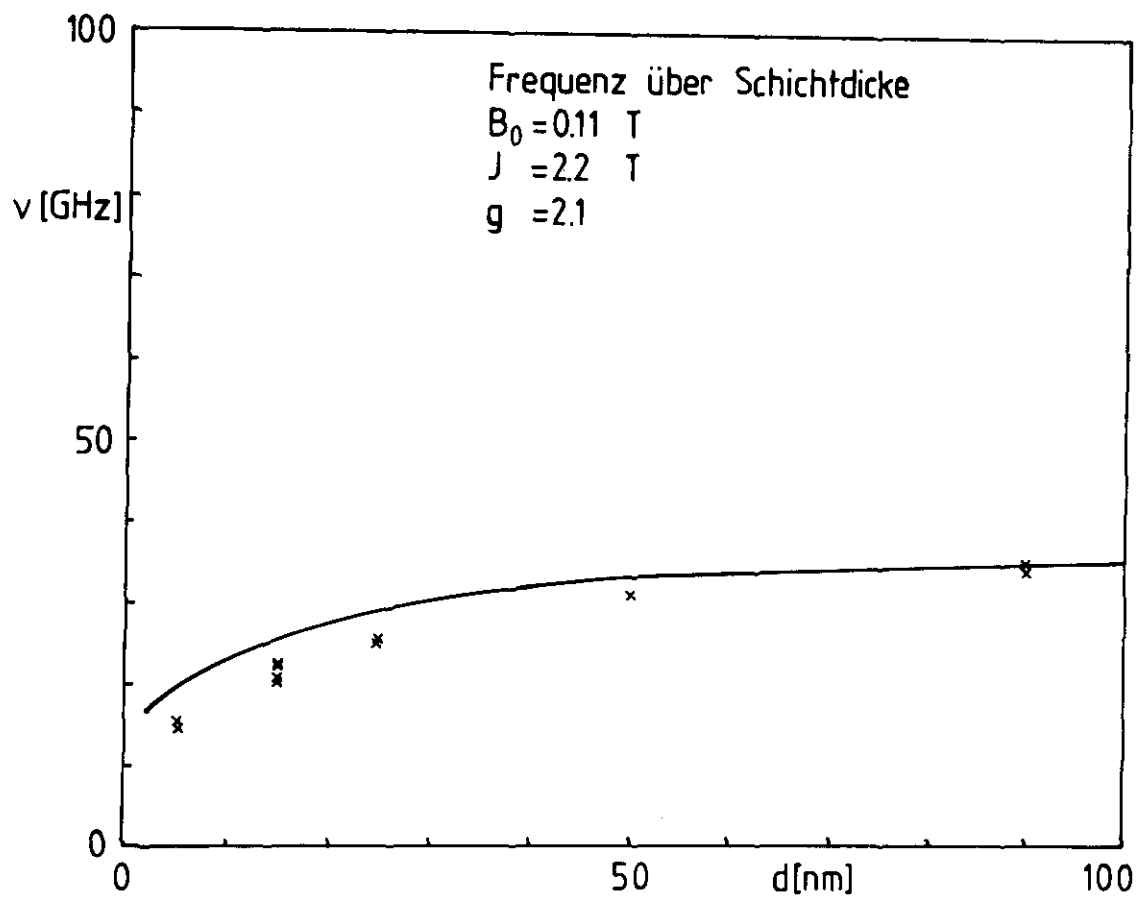


Bild 3.9: Frequenz der Oberflächenspinwelle als Funktion der Schichtdicke d der Einzelschicht. — theoretische Kurve, die mit den im Bild angegebenen Parametern gerechnet wurde. x Meßergebnisse

3.1.2 Die stehenden Spinwellen

Aus den Lichtstreuenspektren der Bilder 3.5 und 3.8 erkennt man, daß die Streuintensitäten von den einzelnen stehenden Spinwellen von der Oberflächenspinwelle beeinflusst werden. Die Linien der stehenden Spinwellen sind immer stokes und antistokes zu beobachten, während die Oberflächenspinwelle, bei den dickeren Schichten, nur stokes oder antistokes zu sehen ist. Die Intensität der Linien der einzelnen stehenden Spinwellen nimmt zu höheren Frequenzen hin ab, d.h. die höhere Ordnung hat die kleinere Streuintensität. Dies gilt aber nicht, wenn auf der gleichen Seite der elastischen Linie die Oberflächenspinwelle beobachtet wird. Hier ist nun die Streuintensität der ersten stehenden Spinwelle kleiner als die der zweiten. Polt man das Magnetfeld um, erhält man das an der elastischen Linie gespiegelte Spektrum. Diese Beobachtung wird auch durch Berechnungen der Lichtstreuintensität bestätigt, die von R.E. Camley, Th. Rahman und D.L. Mills /12/ für dünne ferromagnetische Schichten durchgeführt wurden.

Um die Berechnung der Spinwellenfrequenz nach Hansen und Krey zu überprüfen, haben wir sie mit den experimentellen Ergebnissen an dicken Fe Filmen ($d \approx 100$ nm) verglichen, da hier die Austauschkonstante bekannt ist und den Wert $A = (2 \pm 1,2) \times 10^{-11}$ J/m hat /27/ und der g-Faktor $g = 2,09$ ist.

Wir haben den g-Faktor auch selbst bei einer 10 nm dicken Probe durch Bestimmung der Oberflächenspinwellenfrequenz bei verschiedenen Magnetfeldern bis zu 0,8 T ermittelt und erhielten den Mittelwert $g = 2,05 \pm 0,06$. Dies stimmt im Rahmen des statistischen Fehlers mit dem Wert, der an massiven Proben gefunden wurde, überein /10/.

Mit diesen Werten für A und g und 2,2 T für die magnetische Polarisation J haben wir die Frequenzen der Spinwellen für verschiedene äußere Felder B_0 als Funktion der Schichtdicke ausgerechnet. Zwei Beispiele sind in den Bildern 3.10 und 3.11 dargestellt. Die Kreuze sind die experimentell bestimmten Frequenzen für die einzelnen Spinwellen bei einer 90 nm, 100 nm bzw. 300 nm dicken Fe-Schicht. Für die 300 nm dicke Schicht ist die Linie der Volumenspinwellen noch nicht aufgespalten und es ist die Lage des Maximums dieser Linie im Bild eingezeichnet.

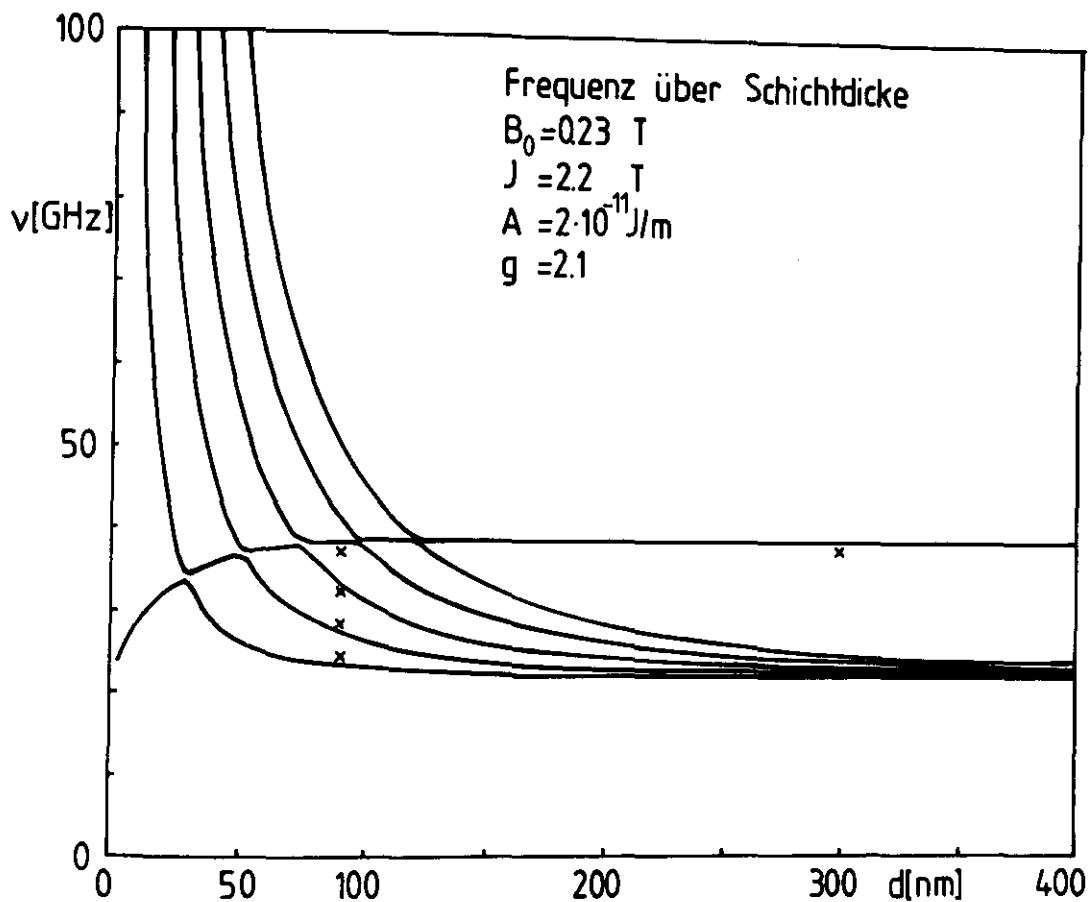


Bild 3.10: Frequenz der Spinwellenmoden nach der Theorie von Hansen und Krey als Funktion der Schichtdicke d der Einzelschicht und der Vergleich mit dem Experiment.

- Rechnung mit den im Bild angegebenen Parametern
- x Meßergebnisse

In den Spektren der dünneren Schichten ist die Aufspaltung in einzelne Linien erkennbar und die Lage der Linien ist eingezeichnet. Mit dem oben angegebenen Wert für A lassen sich bei allen untersuchten Schichten die Spektren recht gut beschreiben. Allerdings wird bei Fe-Schichten im Bereich von 100 nm Schichtdicke mehr oder weniger deutlich eine gegenüber der Rechnung etwas zu große Frequenz der niedrigsten stehenden Spinwellen beobachtet. Dies kann auf "pinning" Effekte

hinweisen, die zu zusätzlichen Rückstellkräften auf die Magnetisierung führen und so die Frequenz der Spinwellen anheben /23/. Dabei ist aber nicht ganz klar, warum die höheren stehenden Spinwellen recht gut mit der Rechnung übereinstimmen und nicht von diesen Effekten beeinflusst werden. Diese Frage konnte in dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden.

Insgesamt können aber die wesentlichen Züge der theoretischen Ergebnisse durch die experimentell bestimmten Frequenzen im Rahmen unserer Meßgenauigkeit bestätigt werden.

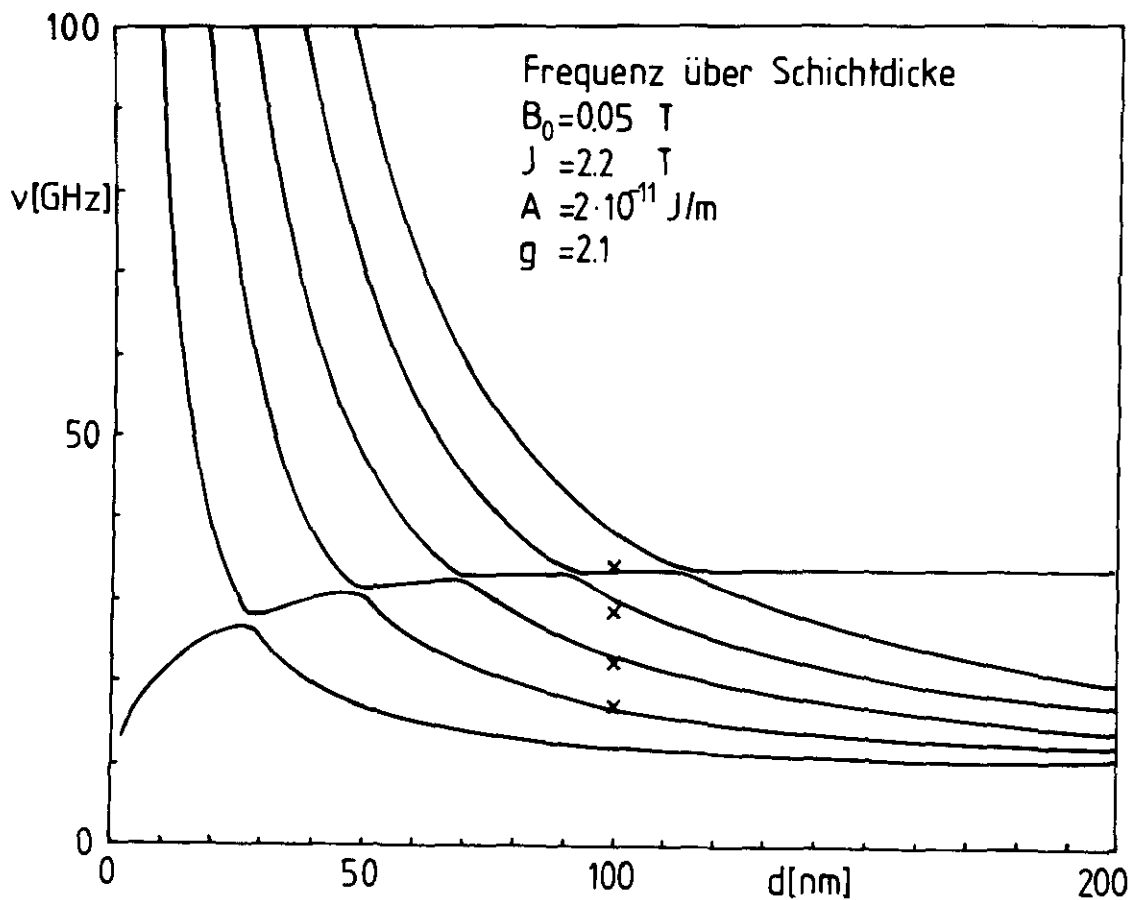


Bild 3.11: Frequenz der Spinwellenmoden nach der Theorie von Hansen und Krey als Funktion der Schichtdicke d der Einzelschicht und der Vergleich mit dem Experiment.

- Rechnung mit den im Bild angegebenen Parametern
- x Meßergebnisse

Man kann nun auch aus der Frequenz der Spinwellen einer Schicht mit bekannter Dicke die Magnetisierung und die Austauschkonstante bestimmen. Dazu wird als erster Schritt aus der Frequenz der Oberflächenspinwelle die magnetische Polarisierung und der g-Faktor mit der Formel der magnetostatischen Näherung ermittelt. (Gl (2) Kapitel 1.1.1). Diese Näherung ist in diesem Wellenlängenbereich der Oberflächenspinwellen mit ausreichender Genauigkeit anwendbar. Sie hat den Vorteil gegenüber der exakten Rechnung, daß sich die Gleichungen nach J und g auflösen lassen, um so aus der Oberflächenspinwellenfrequenz bei verschiedenen äußeren Feldern B_0 die magnetische Polarisierung J und den g-Faktor direkt bestimmen zu können. Dann kann man in der exakten Rechnung nach Hansen und Krey (d.h. mit Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung) den Parameter A so anpassen, daß die Frequenzen aller stehenden Spinwellen mit dem Experiment möglichst gut übereinstimmen.

Auf diese Weise haben wir die Messungen an den $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Proben mit $d=80$ nm ausgewertet.

In Tabelle 1 sind die gemessenen Frequenzen der Oberflächenspinwellen und der stehenden Spinwellen bei verschiedenen äußeren Magnetfeldern für die unterschiedlichen Kohlenstoffgehalte der einzelnen Proben zusammengestellt. Mit diesen Werten sind die magnetische Polarisierung J und die Austauschkonstante A bestimmt worden. Das Ergebnis ist in Bild 3.12 zusammengefaßt.

Die Genauigkeit, mit der die Austauschkonstante mit unserem Verfahren bestimmt wird, ist nicht sehr gut, da kleine Fehler in der Schichtdickenbestimmung (10%) und in der Frequenzbestimmung sich stark auf die Austauschkonstante A auswirken. Die Austauschkonstante schwankt bei den verschiedenen Proben zwischen 0,5 und $0,8 \times 10^{-11}$ J/m. Es ist kein klarer Zusammenhang mit dem C-Gehalt der Proben erkennbar. Dagegen läßt sich die magnetische Polarisierung J recht gut aus der Oberflächenspinwellenfrequenz berechnen. Sie nimmt etwa linear mit dem C-Gehalt zwischen 14% und 32% ab. Der g-Faktor ändert sich wiederum nicht merklich mit der Konzentration des Kohlenstoffs und liegt im Mittel bei $g=2,1$ wie bei reinem Fe.

C-Gehalt in %	Oberflächenspin- wellenfrequenz in GHz	$B_o=0$			Oberflächenspin- wellenfrequenz in GHz	$B_o=0.1 \text{ T}$			Oberflächenspin- wellenfrequenz in GHz	$B_o=0.2 \text{ T}$		
		Frequenz der stehenden Spinwellen in GHz				Frequenz der stehenden Spinwellen in GHz				Frequenz der stehenden Spinwellen in GHz		
		Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3		Nr.1	Nr.2	Nr. 3		Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
31.6	12.2				16.5	10.4	13.3	16.7	19.7	14.7	17.5	20.9
30.4	16.1		10.3	15.4	19.1	11.4	14.9		22.4	16.2	19.2	
25.0	18.7		10.9	16.1	21.2	12.3	15.6	20.0	24.3	17.0	20.0	
23.7	19.8		9.8	14.4	22.8	12.1	15.2	19.2	26.1	17.2		
19.8	23.2		10.7	15.9	25.7	13.0	16.4	20.3	28.9	18.3	21.1	
14.8	24.2	6.6	10.4	15.7	27.5	12.7	15.3	19.2	30.2	18.8	21.1	21.5

Tabelle 1: Zusammenstellung der gemessenen Spinwellenfrequenzen in $F_{1-x}C_x$ -Proben bei verschiedenen äußeren Magnetfeldern.

Die Modennummer gibt die Anzahl der Knoten der stehenden Spinwellen senkrecht zur Schichtebene an.

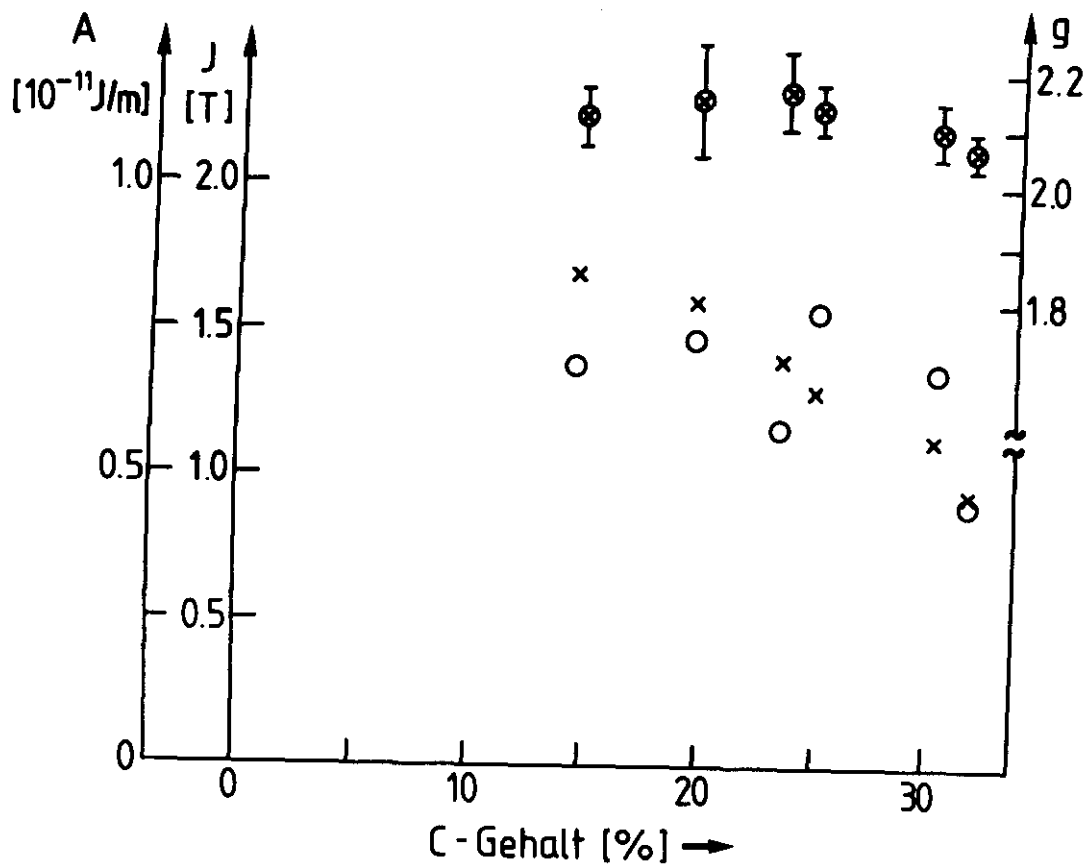


Bild 3.12: Magnetisierung J (x), Austauschkonstante A (o) und der g -Faktor (⊗) von $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Proben, bestimmt aus der Frequenz der Spinwellen in Abhängigkeit des C-Gehaltes

Malozemoff und Mitarbeiter haben ähnliche Untersuchungen an einem anderen System, nämlich polykristallinen und amorphen $\text{Fe}_{1-x}\text{B}_x$ Proben durchgeführt. /22/. Qualitativ stimmen die Ergebnisse dieser Messungen mit den unsrigen überein. In dieser Arbeit wird ebenfalls beobachtet, daß die Austauschkonstante bei den verschiedenen Bor-Konzentrationen schwankt, aber keine deutliche Abhängigkeit zeigt. Ebenso ist der g -Faktor, abgesehen von kleinen Schwankungen unabhängig von der Bor-Konzentration. Die magnetische Polarisierung nimmt aber mit zunehmendem Bor-Gehalt ab, analog zu unseren Ergebnissen für $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$. Der Übergang zu amorphen Schichten liegt bei den $\text{Fe}_{1-x}\text{B}_x$ - Proben bei $x=16\%$ Bor, während dies bei unseren Proben schon bei einem sehr geringen C-Gehalt eintritt, d.h. alle von uns untersuchten Proben waren amorph.

3.2 Doppelschichten

Die Untersuchung der Doppelschichten in der Lichtstreuung haben wir ganz analog zu denen der Einzelschichten durchgeführt. Es sind verschiedene Schichtdickenkombinationen betrachtet worden und auch der Einfluß der verschiedenen unmagnetischen Zwischenschichtmaterialien wurde untersucht.

Es zeigte sich keine deutliche Abhängigkeit der Frequenzen der Linien im Spektrum vom Zwischenschichtmaterial. Allerdings war es schwieriger, bei den Metallzwischenschichten Proben zu präparieren, die ein Lichtstreuungsspektrum mit guter Streuintensität und kleinen Linienbreiten ergaben. Gute Ergebnisse lieferten die dielektrischen Materialien SiO_2 und LiF und auch Kohlenstoff. Diese Unterschiede zwischen den metallischen und dielektrischen Zwischenschichten können ihre Ursache in unterschiedlichen Wachstumsbedingungen (Inselbildung-bedeckendes Wachstum) der Aufdampfschichten haben. Diese Einzelheiten haben wir nicht untersucht und nur rein empirisch diese Unterschiede festgestellt. Das kontrollierte Verdampfen des Kohlenstoffs bereitete aber einige Schwierigkeiten, so daß der größere Teil unserer Doppelschichtsysteme mit einer Quarz- oder LiF-Zwischenschicht hergestellt wurden. Im Bild 3.13 sind die gemessenen Lichtstreuungsspektren für eine Fe-Schichtkombination $d_1=d_2=15 \text{ nm}$ und verschiedene Zwischenschichtdicken dargestellt. Die Aufspaltung der beiden Linien mit kleiner werdendem d_0 ist deutlich zu sehen. Die Streuintensität der Linien ist Stokes und antistokes verschieden und das Verhältnis ändert sich mit d_0 . Das Verhältnis der Stokes-Antistokesintensität der in der Frequenz höher liegenden Linie wird mit kleiner werdendem d_0 immer größer und nähert sich dem entsprechenden Verhältnis für die Oberflächenspinwelle einer Schicht mit der Dicke $s=d_1+d_2$.

Darin spiegelt sich wieder, daß die zu dieser Linie gehörende Spinwelle mit $d_0 \rightarrow 0$ in die Oberflächenspinwelle der Gesamtschicht übergeht.

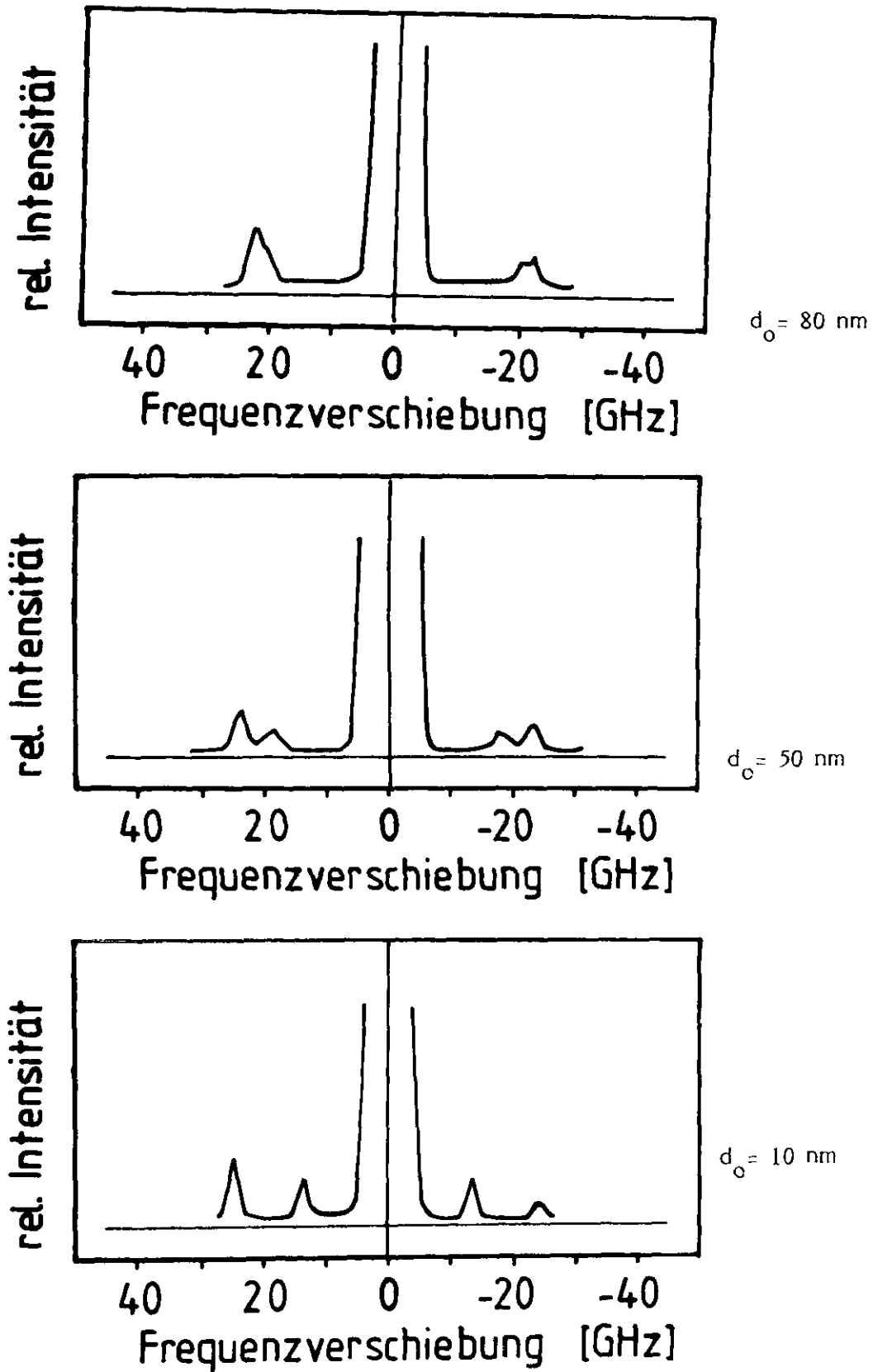


Bild 3.13: Streuspektren von einem Fe-Doppelschichtsystem mit verschiedenen SiO_2 -Zwischenschichtdicken ($15 \text{ nm Fe}/d_O \text{ SiO}_2/15 \text{ nm Fe}$) bei einem äußeren Feld von 0.05 T .

Die zweite Linie im Spektrum, mit der kleineren Frequenz, zeigt ebenfalls eine Stokes-Antistokes-Asymmetrie, die aber mit zunehmender Zwischenschichtdicke d_0 kleiner wird. Diese Mode geht für $d_0 \rightarrow 0$ in die D.E. Volumenmode über.

Das Bild 3.14 zeigt Spektren, die an einer anderen Schichtdickenkombination ($d_1=150\text{ nm}$, $d_2=15\text{ nm}$) gemessen wurden. Hier beobachtet man auf einer Seite der elastischen Linie zwei Linien und auf der anderen nur eine. Dies wird aus den Moment-Aufnahmen der Spinwellen in Kapitel 1 deutlich. Man sieht (Bild 1.11), daß eine der höher energetischen Moden an der Oberfläche der dünnen Schicht nur eine sehr kleine Amplitude hat. Das eingestrahlte Licht hat nur eine begrenzte Eindringtiefe und so kann das Licht nur an Spinwellen gestreut werden, die in der oberen dünnen Schicht (Bild 3.15) eine genügend große Amplitude haben. So wird verständlich, daß man hier nur drei Spinwellenmoden in der Lichtstreuung beobachtet. Diese Ergebnisse zeigen, daß die Eigenschaften der Spinwellen in einer Doppelschicht mit der magnetostatischen Näherung (nur dipolare Kräfte) qualitativ gut beschrieben werden.

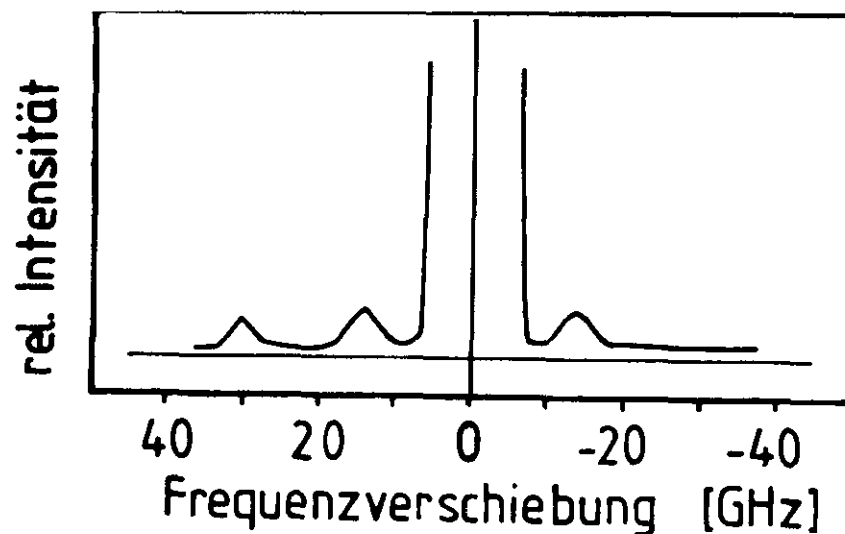
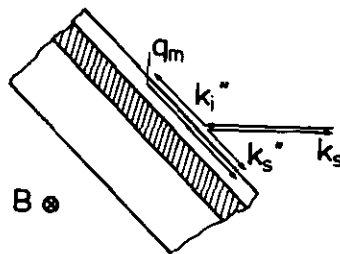


Bild 3.14: Streuspektrum einer Doppelschicht Fe/SiO₂/Fe; $d_1 = 150\text{ nm}$ / $d_0 = 10\text{ nm}$ / $d_2 = 15\text{ nm}$; $B_0 = 0.05\text{ T}$

Doppelschichtstreugeometrie



k_i : einfallender Lichtwellenvektor
 k_s : gestreuter Lichtwellenvektor
 k_i'', k_s'' : Komponenten der Wellenvektoren parallel zur Oberfläche
 q_m : Wellenvektor der Spinwelle

Bild 3.15: Streugeometrie bei einer Doppelschicht

Einen quantitativen Vergleich der Frequenzen der Spinwellen zeigen die Bilder 3.16 und 3.17. Die durchgezogenen Kurven sind gerechnet nach der in Kapitel 1.2 angegebenen Gleichung (Gl. (1)) und die Kreuze kennzeichnen die Meßwerte. Der Abstand zwischen den beiden Linien ist im Experiment geringfügig kleiner als man nach der Theorie erwartet. Die Abweichung nimmt zu kleineren Zwischenschichtdicken hin zu. Dies kann ähnliche Gründe haben wie die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment bei den dünnen Einzelschichten, wo die gemessene Frequenz der Spinwellen zu klein ist, was seine Ursache in einer herabgesetzten magnetischen Polarisation J in den dünnen Schichten haben kann. Mit kleinerer magnetischer Polarisation J wird die Aufspaltung der beiden Linien kleiner und die höhere Frequenz wird deutlich herabgesetzt.

Insgesamt wird aber auch durch die experimentell bestimmten Frequenzen bestätigt, daß die Theorie, die, ausgehend von der magnetostatischen Näherung für Einzelschichten, in Kapitel 1 beschrieben wurde, die wesentlichen Züge der dipolaren Kopplung zweier dünner ferromagnetischer Fe-Schichten wiedergibt.

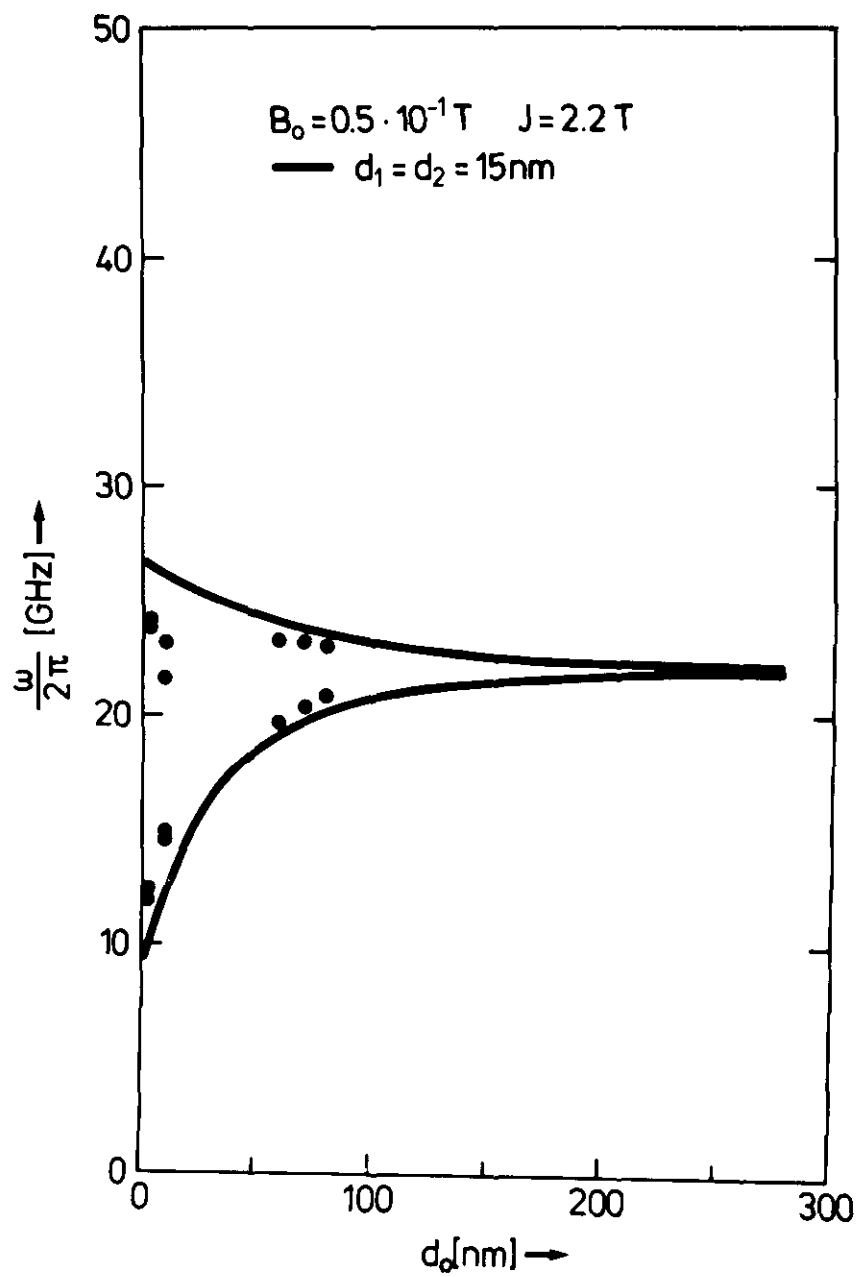


Bild 3.16: Frequenz der Spinwellenmoden einer Doppelschicht als Funktion der Zwischenschichtdicke d_0
 - Rechnung, $\times$ Meßpunkte

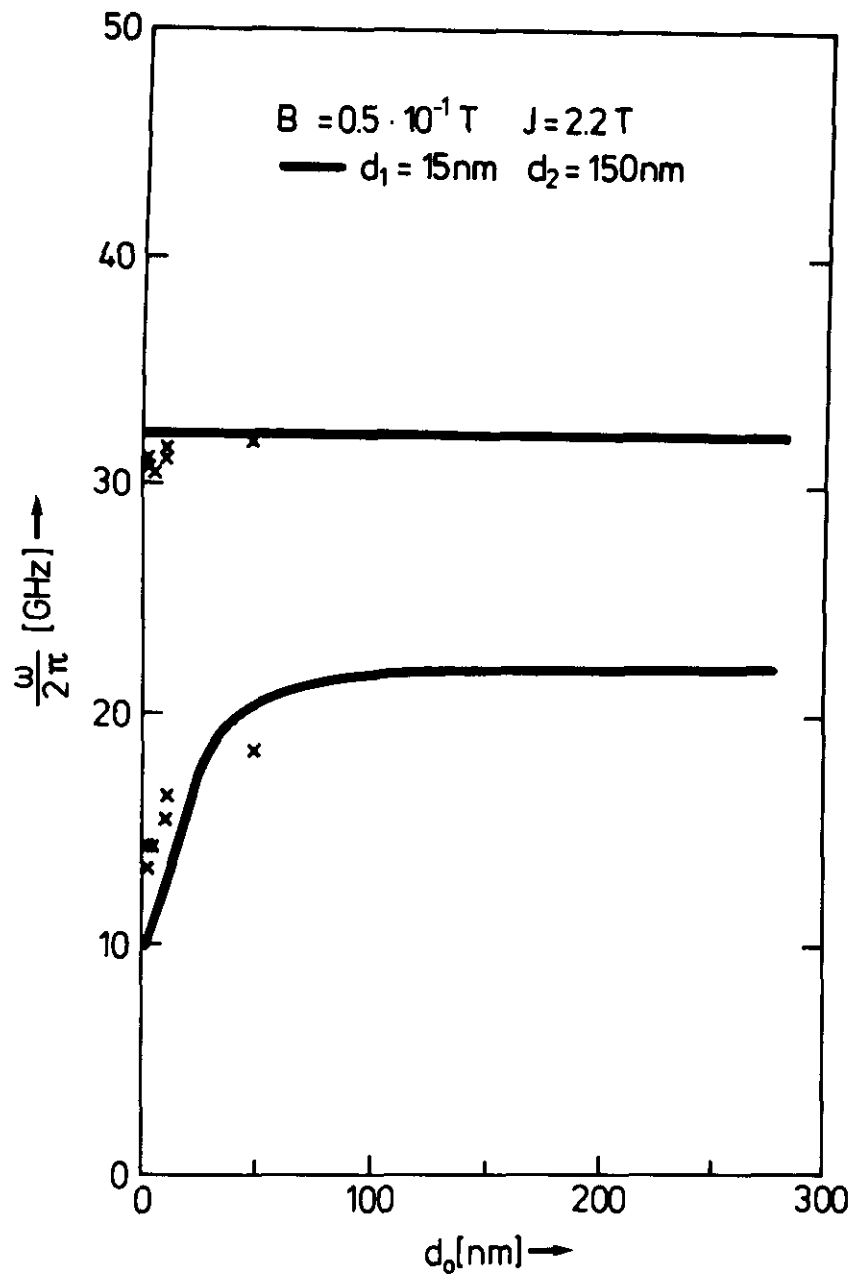


Bild 3.17: Frequenz der Spinwellenmoden einer Doppelschicht als Funktion der Zwischenschichtdicke d_0 .

- Rechnung ; x Meßpunkte

Sehr dünne Zwischenschichten

Wie eben dargestellt, beruhen die Eigenschaften der Spinwellenmoden in Doppelschichtsystemen auf der dipolaren Kopplung dieser beiden Schichten. Die Mode mit der niedrigeren Frequenz geht für $d_0 \rightarrow 0$ in der magnetostatischen Näherung in die D.E. Volumenmode der Einzelschicht mit der Dicke $d_1 + d_2$ über. In dünnen Schichten kann diese Mode aber auf Grund der Austauschwechselwirkung nicht mehr existieren. Sie spaltet in die stehenden Spinwellen auf. Es stellt sich die Frage, ob man bei sehr dünnen metallischen Zwischenschichten einen Einfluß der Austauschwechselwirkung über die Zwischenschicht hinweg beobachten kann. Dies müßte beim Doppelschichtsystem die Mode mit der niedrigeren Frequenz stark beeinflussen.

Wir haben diese Frage experimentell untersucht, indem wir Pd als Zwischenschichtmaterial verwendet haben und sehr dünne Schichten, bis zu ≈ 2 nm Dicke, aufgedampft haben. Bei der Untersuchung dieser Doppelschichten mit der Lichtstreuung konnte keine wesentliche Verschiebung der Frequenz der niedrigen Mode mit der Zwischenschichtdicke in diesem Bereich beobachtet werden. Um die Frage der Austauschwechselwirkung über eine dünne metallische Zwischenschicht genauer beantworten zu können, sind bessere Präparationsbedingungen erforderlich. Wir haben bei unseren Experimenten beobachtet, daß man schon eine Doppelschicht erhält, wenn man das Aufdampfen bei einem Vakuum von $p \approx 10^{-6}$ mbar für eine längere Zeit unterbricht (≈ 1 h) und dann fortsetzt. Offensichtlich reicht die Oxidschicht aus, die sich in dieser Zeit bildet, um die Austauschkopplung zu unterbinden. Die Lichtstreuenspektren dieser Proben mit sehr dünnen metallischen Zwischenschichten zeigen deutlich die Eigenschaften der Doppelschicht, obwohl die Frequenzaufspaltung kleiner ist als berechnet.

Heterogene Doppelschichtsysteme

Neben den Fe-Doppelschichtsystemen haben wir auch Doppelschichten mit der Lichtstreuung untersucht, bei denen die untere Schicht eine Nickelschicht oder eine Permalloyschicht und die obere eine Eisenschicht war. Die Berechnung der Spinwellenfrequenzen für dieses System ist eine weitere Verallgemeinerung der in Kapitel 1.2 dargestellten Rechnung und ist in Referenz /17/ beschrieben. Für ein solches System mit unterschiedlicher Magnetisierung der einzelnen Schichten sind die Frequenzen der Spinwellenmoden, die senkrecht zum äußeren Feld laufen, für die zwei verschiedenen Laufrichtungen verschieden; im Gegensatz zum Fall der gleichen Magnetisierung in den einzelnen Schichten.

Um eine größere Veränderung der Oberflächenspinwellenfrequenzen durch die dipolare Kopplung in diesem System zu erreichen, muß die untere Nickel- bzw. Permalloyschicht wegen ihrer geringeren Magnetisierung entsprechend dicker als die obere Fe-Schicht sein (dies ergibt sich aus der Rechnung). Deshalb ist die Schichtdicke der unteren Schicht größer als 50 nm gewählt worden. In Bild 3.18 und 3.19 sind als Beispiel die Frequenzen der Spinwellenmoden für eine Fe-Ni-Schichtkombination und eine Fe-Fe_{0.2}Ni_{0.8}-Schichtkombination als Funktion der Zwischenschichtdicke d_0 für die zwei entgegengesetzten Laufrichtungen dargestellt. Die durchgezogene Kurve kennzeichnet die Rechnung und die Kreuze die experimentellen Ergebnisse. Die unteren Spinwellenzweige in Bild 3.18 sind in der Lichtstreuung nicht mehr zu beobachten, weil diese inelastischen Linien noch in der elastischen Streuung verschwinden. Bei diesen Doppelschichtsystemen ist die quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment unbefriedigend. Eine Ursache für die deutlichen Abweichungen könnte in der Präparation liegen. Beim Aufdampfen dieser Schichten befanden sich die Substrate auf Raumtemperatur. Damit erreicht man eine für die Lichtstreuung gute Qualität der 10 nm dicken Fe-Schicht. Bei den Fe-Einzelschichten waren diese Bedingungen für Schichtdicken größer als 50 nm ungünstig. Dasselbe könnte auch für Nickel und Permalloy gelten, so daß die Qualität der unteren Schichten bei den eben diskutierten Doppelschichten von ihren magnetischen Eigenschaften her nicht gut war (keine ebene, homogen in Schichtebene magnetisierte Schicht). Zur Klärung dieser Frage müßten ausführliche Untersuchungen des Einflusses der Präparationsbedingungen auf die Schichteigenschaften durchgeführt werden. Dieses Problem wird zum Teil in der Dissertation von C.M. Mayr /26/ weiter bearbeitet.

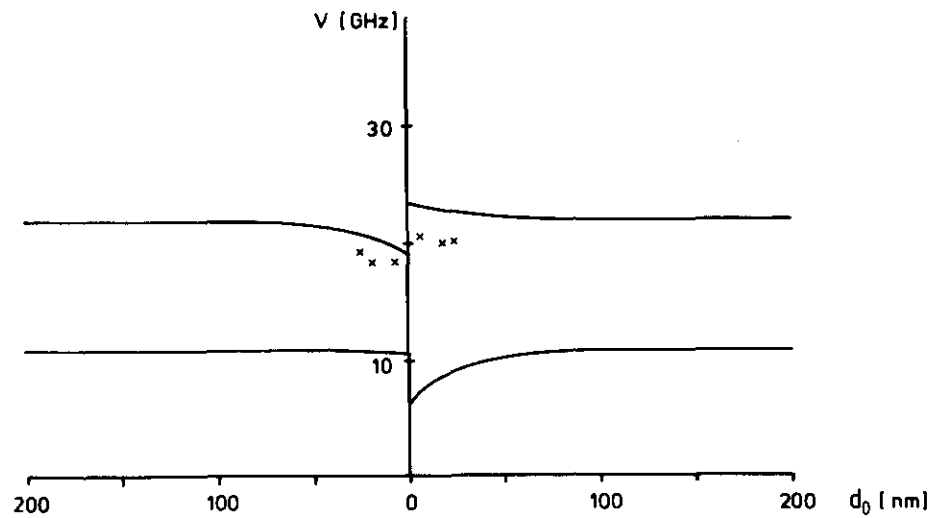


Bild 3.18: Frequenz der Spinwellen in einem Fe-Ni-Doppelschichtsystem als Funktion der Zwischenschichtdicke d_0 mit $d_1 = 60$ nm Ni ($J = 0,6$ T), $d_2 = 10$ nm Fe ($J = 2,2$ T). Die Frequenzen für die eine Laufrichtung sind rechts von der Frequenzachse, die entgegengesetzte Laufrichtung links von ihr aufgetragen.

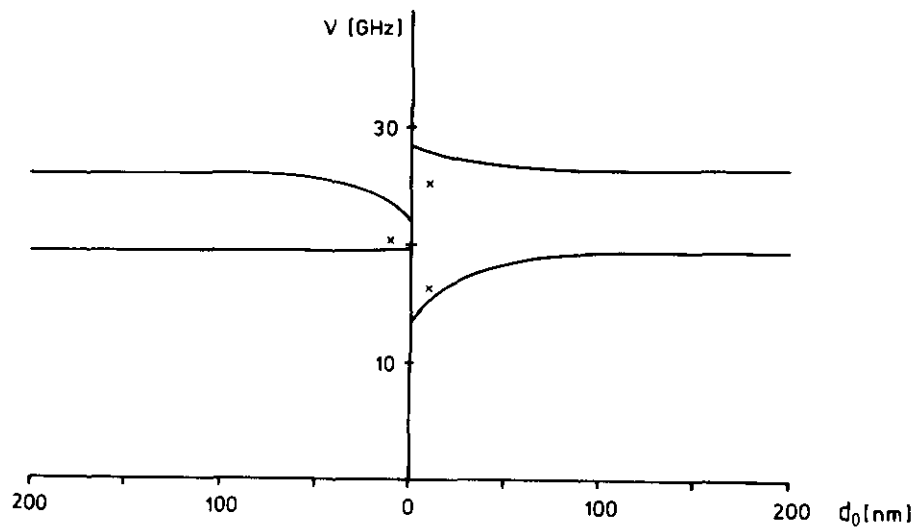


Bild 3.19: Wie Bild 3.18, aber für eine Fe- $\text{Fe}_{0,2}\text{Ni}_{0,8}$ -Doppelschicht mit $d_1 = 120$ nm $\text{Fe}_{0,2}\text{Ni}_{0,8}$ ($J = 1,0$ T), $d_2 = 10$ nm Fe ($J = 2,2$ T).

Zusammenfassung

Wir haben die inelastische Lichtstreuung an Spinwellen in dünnen ferromagnetischen Schichten und Doppelschichten mit einer Brillouin-Streuapparatur untersucht.

Als Interferometer zur Frequenzanalyse des gestreuten Lichtes haben wir ein "fünf-pass" Fabry-Perot-Interferometer mit einem Kontrast von 10^9 benutzt.

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Berechnung der Frequenzen der Spinwellen in dünnen Schichten, die mit einer Theorie durchgeführt wurde, die auf dem Formalismus des Mikromagnetismus beruht, zeigte, daß diese Theorie das Verhalten der Spinwellen im Rahmen unserer Meßgenauigkeit gut wiedergibt.

Bei den Messungen an den Doppelschichtsystemen konnte zum erstenmal die Lichtstreuung an Spinwellenmoden beobachtet werden, die auf Grund der dipolaren Kopplung der beiden magnetischen Schichten entstehen. Die Berechnung der Frequenzen dieser Moden in der magnetostatischen Näherung stimmen bis auf kleine Abweichungen mit dem Experiment überein. Die Abweichungen können ihre Ursache aber in der Schichtpräparation und dem Absinken der Magnetisierung in sehr dünnen Schichten haben.

Für die Doppelschichtsysteme aus unterschiedlichen magnetischen Materialien ergab sich qualitativ das erwartete Bild; allerdings war die quantitative Übereinstimmung der berechneten und experimentell bestimmten Frequenzen unbefriedigend. Ursachen dafür können in den Präparationsbedingungen der Schichtsysteme liegen.

Bei den $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ -Proben konnte gezeigt werden, daß es mit Hilfe der Lichtstreuung an stehenden Spinwellen und Oberflächenspinwellen in dünnen Schichten möglich ist, Materialkonstanten wie die magnetische Polarisierung J und die Austauschkonstante A zu bestimmen. Dazu braucht man sehr geringe Materialmengen, an denen mit anderen Methoden solche Bestimmungen kaum durchgeführt werden können.

Anhang 1

Ableitung der Rado-Weertman Randbedingungen

Bei der Ableitung dieser Randbedingungen geht man von der Landau-Lifschitz-Gleichung aus:

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \mu_0 \gamma (\vec{T}_{\text{vol}} + \frac{2A}{J^2} \vec{J} \times \nabla^2 \vec{J}) \quad (1)$$

$\vec{T}_{\text{vol}}$ beschreibt die Beiträge zur Drehmomentdichte, die auf die magnetische Polarisation wirkt, ohne den Beitrag der Austauschwechselwirkung, die im zweiten Ausdruck der Klammer gesondert berücksichtigt wird. Schreibt man (1) in den Komponenten eines kartesischen Koordinatensystems aus und integriert über ein beliebiges Volumen, erhält man folgende Gleichung:

$$\int_V \left(\frac{1}{\mu_0 \gamma} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} - \vec{T}_{\text{vol}} \right) dV = \frac{2A}{J^2} (I_1 \vec{e}_1 + I_2 \vec{e}_2 + I_3 \vec{e}_3) \quad (2)$$

$$I_1 = \int_V (J_2 \nabla^2 J_3 - J_3 \nabla^2 J_2) dV \quad (3)$$

$\vec{e}_i$ = Einheitsvektor

entsprechend I_2 und I_3

Mit Hilfe der Greenschen Integralformel erhält man ein Integral über die Oberfläche S des Volumens V :

$$I_1 = \int_S \left(J_2 \frac{\partial J_3}{\partial n} - J_3 \frac{\partial J_2}{\partial n} \right) dS \quad (4)$$

$\vec{n}$ = Einheitsvektor senkrecht zur Oberfläche

$\frac{\partial}{\partial n}$ = partielle Ableitung in Richtung von $\vec{n}$

Entsprechendes gilt wieder für I_2, I_3 .

Damit kann man Gl. (2) wie folgt schreiben:

$$\int_V \left(\frac{1}{\mu_0 \gamma} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} - \vec{T}_{\text{vol}} \right) dV = \frac{2A}{J^2} \int_S \left(\vec{J}_x \frac{\partial \vec{J}}{\partial n} \right) dS \quad (5)$$

Man wählt nun das Volumen V als niedrige Schachtel, analog zum Integrationsvolumen bei der üblichen Ableitung der Randbedingungen für $\vec{B}$ und $\vec{D}$, so daß eine Oberfläche sich in der Probe und die andere außerhalb befindet. Läßt man die Höhe der Schachtel gegen Null gehen, verschwindet das Integral auf der linken Seite in (5). Existieren auf der Oberfläche der Probe Oberflächendrehmomentendichten $\vec{T}_s$, die andere Ursachen haben als die Austauschwechselwirkung, z.B. auf Grund von Oberflächenanisotropien, so treten diese auf der rechten Seite von (5) hinzu und man erhält:

$$\frac{2A}{J^2} \vec{J}_x \frac{\partial \vec{J}}{\partial n} + \vec{T}_s = 0 \quad (6)$$

Diese Gleichung stellt die allgemeine Randbedingung für $\vec{J}$ dar, die auf Grund der Austauschwechselwirkung zu den üblichen Randbedingungen für $\vec{B}$ und $\vec{H}$ hinzukommt.

Schreibt man für die Anisotropieenergie folgendes Oberflächenenergieintegral (siehe /14/)

$$E_o = \int_S K_o \sin^2 \theta dS \quad (7)$$

θ = Winkel zwischen Magnetisierung und Oberflächennormalen

K_o = Oberflächenanisotropiekonstante

so ergibt sich für die Oberflächendrehmomentendichte $\vec{T}_s$ infolge dieser Oberflächenanisotropieenergie /14/:

$$\vec{T}_s = - \frac{1}{J^2} K_o \vec{J}_x (\vec{J} \cdot \vec{n}) \vec{n} \quad (8)$$

Setzt man (8) in (6) ein, so erhält man die in der Gleichung (3) im Kapitel 1.1.2.2 angegebene Gestalt der allgemeinen Randbedingung für $\vec{J}$ auf Grund der Austauschwechselwirkung.

$$\vec{J} \times (A (\vec{n} \cdot \text{grad}) \vec{J} - K_o (\vec{J} \cdot \vec{n}) \vec{n}) = 0 \quad (9)$$

Anhang 2

Berechnung der Spinwellenmoden in dünnen Schichten nach Hansen und Krey.

In Kapitel 1.1.2.3 ist das Gleichungssystem (Gl (8)) angegeben, welches mit den entsprechenden Randbedingungen zu lösen ist.

$$i \Omega j_{ox} - \Omega_H j_{oy} + \frac{2A\mu_o}{J_o^2} \Delta j_{oy} - \frac{\partial \Psi_{oi}}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\Omega_H j_{ox} - \frac{2A\mu_o}{J_o^2} \Delta j_{ox} + i \Omega j_{oy} + \frac{\partial \Psi_{oi}}{\partial x} = 0$$

Die Maxwellgleichungen lauten für diesen Fall (Kapitel 1.1.2.3, Gl.7)

$$\Delta \Psi_{oi} + \text{div } \vec{j}_o = 0 \quad \text{in der Schicht} \quad (2)$$

$$\Delta \Psi_{oa} = 0 \quad \text{außerhalb der Schicht}$$

Die Ortsabhängigkeit von $\vec{j}_o$ und Ψ_o parallel zur Schichtoberfläche wird in folgender Form angesetzt, d.h. es werden Lösungen gesucht, die ebene Wellen in diesen Richtungen darstellen.

$$j_{ox,y} = \hat{j}_{ox,y} \exp \left(-\frac{2i}{d} (\mu y + \kappa z) \right)$$

$$\Psi_o = \hat{\Psi}_o \exp \left(-\frac{2i}{d} (\mu y + \kappa z) \right)$$

mit $\mu = \frac{md}{2}$ und $\kappa = \frac{kd}{2}$, wobei m, k die Wellenzahlen in y- und z-Richtung bedeuten und $\hat{j}_{ox,y}$ und $\hat{\Psi}_o$ nur noch Funktion von x ist.

Setzt man dies in Gl. (1) und (2) ein, so ergeben sich folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 i \Omega \hat{j}_{ox} - \Omega_H \hat{j}_{oy} - \frac{2A \mu_0}{J_0^2} \left(\frac{4}{d^2} (\mu^2 + \kappa^2) \hat{j}_{oy} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{j}_{oy} \right) + i \frac{2\mu}{d} \hat{\psi}_{oi} &= 0 \\
 \Omega_H \hat{j}_{ox} + \frac{2A \mu_0}{J_0^2} \left(\frac{4}{d^2} (\mu^2 + \kappa^2) \hat{j}_{ox} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{j}_{ox} \right) + i \Omega \hat{j}_{oy} + \frac{\partial}{\partial x} \hat{\psi}_{oi} &= 0 \\
 - \frac{\partial}{\partial x} \hat{j}_{ox} + \frac{i 2 \mu}{d} \hat{j}_{oy} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{\psi}_{oi} - \frac{4}{d^2} (\mu^2 + \kappa^2) \hat{\psi}_{oi} &= 0 \\
 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{\psi}_{oa} - \frac{4}{d^2} (\mu^2 + \kappa^2) \hat{\psi}_{oa} &= 0
 \end{aligned} \tag{3}$$

Für die x-Abhängigkeit wird der folgende Ansatz gewählt:

$$\begin{aligned}
 \hat{j}_{ox,y} &= C_{1,2} \exp \left(- \frac{2i \lambda}{d} x \right) \\
 \hat{\psi}_{oi} &= C_3 \exp \left(- \frac{2i \lambda}{d} x \right)
 \end{aligned} \tag{4}$$

Mit (4) erhält man aus (3) für die C_i ein lineares Gleichungssystem dessen Determinante für eine nichttriviale Lösung verschwinden muß. Die Auswertung dieser Determinante liefert eine Gleichung für Ω^2 .

$$\Omega^2 = (\Omega_H Q (\lambda^2 + \kappa^2 + \mu^2 + 1))^2 + (Q (\lambda^2 + \kappa^2 + \mu^2 + 1)) \frac{\lambda^2 + \mu^2}{\lambda^2 + \kappa^2 + \mu^2} \tag{5}$$

$$Q = \frac{32 \pi A}{J_0 H_0 d^2}, \quad \Omega_H = \frac{\mu_0 H_0}{J_0}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\gamma J_0}$$

Für $\Omega^2 > 0$ und vorgegebenes κ und μ findet man für λ drei Lösungen. Es zeigt sich, daß es einmal drei imaginäre Lösungen gibt oder zwei imaginäre und eine reelle Lösung für λ . Damit existieren einmal drei Spinwellen, deren Amplituden in x-Richtung abklingen, also Oberflächenwellen darstellen und zum anderen zwei Oberflächenwellen und eine stehende Spinwelle mit cos. bzw. sin-förmiger Amplitude in x-Richtung.

Die Ansätze für die Lösungen in (4) erfüllen für sich allein noch nicht die Rado-Weertman-Randbedingung (Kapitel 1.1.2.2). Dies gelingt erst durch die Überlagerung mehrerer ebener Wellen mit gleichem μ und κ aber verschiedenen λ . An dieser Stelle wird der Einfluß der Rado-Weertman-Randbedingung besonders deutlich. Sie führt zur Durchmischung der Lösungen mit den verschiedenen λ_k .

Es wird deshalb $\hat{j}_{oy}$ (und entsprechend $\hat{j}_{ox}$ und $\hat{\psi}_{oi}$) in folgender Weise geschrieben:

$$\hat{j}_{oy} = \left(\sum_{k=1}^3 (C_k \cos \frac{2}{d} \lambda_k x + D_k \sin \frac{2}{d} \lambda_k x) \right) \exp \left(- \frac{2i}{d} (\mu y + \kappa z) \right) \quad (6)$$

Für die Lösung $\hat{\psi}_{oa}$ im Außenraum muß gelten $\Delta \hat{\psi}_{oa} = 0$ und $\hat{\psi}_{oa}$ soll für $x \rightarrow \infty$ verschwinden.

Diese Bedingungen erfüllt der Ansatz:

$$\hat{\psi}_{oa} = C \exp \left(-(\mu^2 + \kappa^2)^{1/2} \frac{2x}{d} \right) \exp \left(- \frac{2i}{d} (\mu y + \kappa z) \right) \text{ für } x > d/2 \quad (7)$$

$$\hat{\psi}_{oa} = C \exp \left(+(\mu^2 + \kappa^2)^{1/2} \frac{2x}{d} \right) \exp \left(- \frac{2i}{d} (\mu y + \kappa z) \right) \text{ für } x < -d/2$$

Mit den Gleichungen (6) und (7) sind alle Größen zur Beschreibung der Verhältnisse in der Schicht bekannt. Mit diesen Gleichungen geht man nun in die Gleichungen für die Randbedingungen (Rado-Weertman und für $\vec{B}$ und $\vec{H}$). Nach einer längeren Rechnung erhält man ein homogenes Gleichungssystem für die Koeffizienten C_k und D_k , dessen Determinante für eine nichttriviale Lösung verschwinden muß.

Diese Bedingung liefert dann für vorgegebenes μ und κ die "Frequenz" Ω , die mit allen Randbedingungen verträglich ist.

Die eben dargestellte Rechnung von Hansen und Krey ist für den in unseren Experimenten realisierten Fall spezialisiert worden /16/. Auf Grund unserer Streugeometrie ist $k_z=0$, d.h. $\kappa = 0$. Aus Gleichung (5) erhält man für $\kappa = 0$ folgenden Zusammenhang zwischen den λ_k und Ω und μ :

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \left(\frac{1}{\Omega_H Q} \left(\left(\frac{1}{4} + \Omega^2 \right)^{1/2} - \frac{1}{2\Omega_H} - 1 \right) - \mu^2 \right)^{1/2} \\ \lambda_2 &= i \mu \\ \lambda_3 &= i \left(\frac{1}{\Omega_H Q} \left(\left(\frac{1}{4} + \Omega^2 \right)^{1/2} + \frac{1}{2\Omega_H} + 1 \right) + \mu^2 \right)^{1/2}\end{aligned}\tag{8}$$

Somit ist in der Determinante des Gleichungssystems für die Koeffizienten C_k und D_k bei vorgegebenen μ nur noch die "Frequenz" Ω variabel. Die Ω , für die die Determinante 0 wird, sind damit die von den Randbedingungen, bei vorgegebenen μ , erlaubten Frequenzen.

Das Aufsuchen der Nullstellen der Determinante ist mit einem Rechner durchgeführt worden /16/. Das Programm berechnet als Funktion der Schichtdicke d und μ ($\hat{=k}_y$, Wellenvektor der Spinwellen in y -Richtung) die "Frequenz" Ω bei der die Determinante eine Nullstelle hat.

Anhang 3

Berechnung der Spinwellenfrequenzen für das Doppelschichtsystem

Die Schichtgeometrie ist in Bild 1.7 in Kapitel 1 dargestellt.

Wir beschränken uns bei der Rechnung auf den Fall, daß das äußere Feld und damit auch die magnetische Polarisation in z-Richtung weist, und der Wellenvektor der Spinwelle in y-Richtung.

Die Ausgangsgleichungen bilden wieder die Landau-Lifschitz-Gleichung und die Maxwellgleichungen mit den üblichen Randbedingungen für $\vec{B}$ und $\vec{H}$. Es wird auch weiter angenommen, daß sich $\vec{J}$ und $\vec{H}$ wie folgt darstellen lassen:

$$\vec{J} = J_0 \vec{e}_z + \vec{j}_0 e^{i\omega t} \quad \vec{H} = H_0 \vec{e}_z + \vec{h}_0 e^{i\omega t}$$

$\vec{e}_z$ = Einheitsvektor in z-Richtung

Das H-Feld in der Landau-Lifschitz-Gleichung enthält nun nur das äußere Feld H_0 und keinen Anteil aus der Austauschwechselwirkung und auch keine Anisotropiefelder. Da wie bei den Einzelschichten $\text{rot } \vec{h} = 0$ angenommen wird, können wir schreiben

$$\mu_0 \vec{h} = \text{grad } \psi$$

Die Rechnung wird nun analog zur Rechnung von Damon und Eshbach für die Einzelschicht durchgeführt. Wir setzen obiges $\vec{J}$ und $\vec{H}$ in die Landau-Lifschitz-Gleichung ein und erhalten, wenn wir nur lineare Terme in $\vec{j}$ und $\vec{h}$ mitnehmen:

$$i\omega j_{0,x} = \gamma\mu_0 (j_{0y} H_0 - h_y J_0) \tag{1}$$

$$i\omega j_{0,y} = \gamma\mu_0 (J_0 h_x - H_0 j_{0x})$$

Führt man die folgenden Abkürzungen ein

$$\kappa = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad \nu = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2}$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\gamma J_0}, \quad \Omega_H = \frac{\mu_0 H_0}{J_0}$$

und löst nach j_{ox} bzw. j_{oy} auf, erhält man:

$$\begin{aligned} j_{ox} &= \kappa \frac{\partial \Psi}{\partial x} - i \nu \frac{\partial \Psi}{\partial y} \\ j_{oy} &= i \nu \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \kappa \frac{\partial \Psi}{\partial y} \end{aligned} \quad (2)$$

Einsetzen von (2) in die Maxwellgleichung $\text{div}(\mu_0 \vec{h} + \vec{j}) = 0$ liefert:

$$(1+\kappa) \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0 \quad (3a)$$

$$\Delta \Psi^e = 0 \quad (3b)$$

Aus der Forderung der Stetigkeit der Normalkomponente von $\vec{B}$ auf den Schichtoberflächen folgt:

$$\mu_0 h_x^i + j_{ox} = \mu_0 h_x^e$$

(j_{ox} aus (2) eingesetzt)

$$\text{d.h.} \quad (1+\kappa) \frac{\partial \Psi^i}{\partial x} - i \nu \frac{\partial \Psi^i}{\partial y} = \frac{\partial \Psi^e}{\partial x} \quad (4)$$

Aus der Forderung der Stetigkeit der Tangentialkomponente von $\vec{H}$ auf den Schichtoberflächen folgt:

$$\psi^i = \psi^e + C, \text{ wobei } C=0 \text{ gesetzt werden kann} \quad (5)$$

In der Rechnung von Damon und Eshbach wird an dieser Stelle folgender Ansatz für ψ begründet :

$$\psi^i = X^i Y Z$$

$$X^i = a \sin(k_x^i x) + b \cos(k_x^i x)$$

$$X^e = c \exp(-k_x^e x) \quad x > d_0/2$$

$$X^e = d \exp(k_x^e x) \quad x < -d_0/2$$

$$Y = \exp(ik_y y)$$

$$Z = \cos(k_z z)$$

Setzt man dies in die Gleichung (3a) und (3b) ein, erhält man zwei Gleichungen:

$$(1+\kappa)(k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0$$

$$k_x^{e2} - k_y^2 - k_z^2 = 0$$

für $k_z = 0$ folgt daraus

$$k_x^e = |k_y| \text{ und für } (1+\kappa) \neq 0$$

$$k_x^i = ik_y$$

d.h. in x-Richtung ergeben sich für diesen Fall exponentiell abklingende Lösungen.

Wir beschränken uns auf Lösungen in der x-y-Ebene und betrachten nicht weiter die Abhängigkeit der Lösungen in z-Richtung, weil in unseren Experimenten $k_z=0$ ist.

Dies ergibt folgende Lösungsansätze für das Doppelschichtsystem (mit $k_x^e = k_y = k$ und $k_x^i = ik_y = ik$):

$$\Psi = XY$$

$$Y = \exp(iky)$$

$$X^e = c \exp(-kx) \quad x > \frac{d_0}{2} + d_1$$

$$X^e = d \exp(kx) \quad x < -\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right) \quad \text{Vakuum}$$

$$X^e = e \exp(kx) + f \exp(-kx) \quad -\frac{d_0}{2} < x < \frac{d_0}{2}$$

$$X^i = g_1 \exp(kx) + h_1 \exp(-kx) \quad \frac{d_0}{2} < x < \frac{d_0}{2} + d_1$$

$$X^i = g_2 \exp(kx) + h_2 \exp(-kx) \quad -\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right) < x < -\frac{d_0}{2} \quad \text{Probe}$$

Wir setzen nun Ψ in die Randbedingungen Gleichung (4) und in Gleichung (5) ein:

Damit erhalten wir folgende 8 Gleichungen an den vier Grenzschichten:

$$\begin{aligned} \text{Bei 1} \quad x &= -\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right) \\ (1+\kappa) \left(g_2 \exp\left(-k\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right)\right) - h_2 \exp\left(k\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right)\right)\right) \\ + \nu \left(g_2 \exp\left(-k\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right)\right) + h_2 \exp\left(k\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right)\right)\right) &= d \exp\left(-k\left(\frac{d_0}{2} + d_2\right)\right) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{Bei 2} \quad x &= -\frac{d_0}{2} \\ (1+\kappa) \left(g_2 \exp\left(-k\frac{d_0}{2}\right) - h_2 \exp\left(k\frac{d_0}{2}\right)\right) \\ + \nu \left(g_2 \exp\left(-k\frac{d_0}{2}\right) + h_2 \exp\left(k\frac{d_0}{2}\right)\right) &= e \exp\left(-k\frac{d_0}{2}\right) - f \exp\left(k\frac{d_0}{2}\right) \end{aligned} \quad (7)$$

Bei 3 $x = + \frac{d_o}{2}$

$$(1+\kappa)(g_1 \exp(k \frac{d_o}{2}) - h_1 \exp(-k \frac{d_o}{2})) + v(g_1 \exp(k \frac{d_o}{2}) + h_1 \exp(-k \frac{d_o}{2})) = e \exp(k \frac{d_o}{2}) - f \exp(-k \frac{d_o}{2}) \quad (8)$$

Bei 4 $x = \frac{d_o}{2} + d_1$

$$(1+\kappa)(g_1 \exp(k(\frac{d_o}{2} + d_1)) - h_1 \exp(-k(\frac{d_o}{2} + d_1))) + v(g_1 \exp(k(\frac{d_o}{2} + d_1)) + h_1 \exp(-k(\frac{d_o}{2} + d_1))) = -c \exp(-k(\frac{d_o}{2} + d_1)) \quad (9)$$

Ebenso erhält man vier Gleichungen aus der Randbedingung (5) an den vier Grenz-
ebenen:

Bei 1 $x = -(\frac{d_o}{2} + d_2)$

$$d \exp(-k(\frac{d_o}{2} + d_2)) = g_2 \exp(-k(\frac{d_o}{2} + d_2)) + h_2 \exp(k(\frac{d_o}{2} + d_2)) \quad (10)$$

Bei 2 $x = -\frac{d_o}{2}$

$$g_2 \exp(-k \frac{d_o}{2}) + h_2 \exp(k \frac{d_o}{2}) = e \exp(-k \frac{d_o}{2}) + f \exp(k \frac{d_o}{2}) \quad (11)$$

Bei 3 $x = \frac{d_o}{2}$

$$e \exp(k \frac{d_o}{2}) + f \exp(-k \frac{d_o}{2}) = g_1 \exp(k \frac{d_o}{2}) + h_1 \exp(-k \frac{d_o}{2}) \quad (12)$$

Bei 4 $x = \frac{d_o}{2} + d_1$

$$g_1 \exp(k(\frac{d_o}{2} + d_1)) + h_1 \exp(-k(\frac{d_o}{2} + d_1)) = c \exp(-k(\frac{d_o}{2} + d_1)) \quad (13)$$

Hiermit haben wir ein Gleichungssystem mit 8 Gleichungen für die 8 unbekannten Koeffizienten gefunden.

Wir eliminieren nun die Koeffizienten um eine Gleichung für die "Frequenz" zu erhalten. Das ist gleichbedeutend damit, die Determinante des Gleichungssystems Null zu setzen.

$$\text{aus (13)} \quad g_1 \exp(k(d_o + 2d_1)) + h_1 = c \quad (14)$$

$$\text{aus (12)} \quad e + f \exp(-kd_o) = g_1 + h_1 \exp(-kd_o) \quad (15)$$

$$\text{aus (11)} \quad g_2 + h_2 \exp(kd_o) = e + f \exp(kd_o) \quad (16)$$

$$\text{aus (10)} \quad d = g_2 + h_2 \exp(k(d_o + 2d_2)) \quad (17)$$

$$\text{aus (9)} \quad (1+\kappa)(g_1 \exp(k(d_o + 2d_1)) - h_1) + \nu(g_1 \exp(k(d_o + 2d_1)) + h_1) = -c \quad (18)$$

$$\text{aus (8)} \quad (1+\kappa)(g_1 \exp(kd_o) - h_1) + \nu(g_1 \exp(kd_o) + h_1) = e \exp(kd_o) - f \quad (19)$$

$$\text{aus (7)} \quad (1+\kappa)(g_2 - h_2 \exp(kd_o)) + \nu(g_2 + h_2 \exp(kd_o)) = e - f \exp(kd_o) \quad (20)$$

$$\text{aus (6)} \quad (1+\kappa)(g_2 - h_2 \exp(k(d_o + 2d_2))) + \nu(g_2 + h_2 \exp(k(d_o + 2d_2))) = d \quad (21)$$

in (21) d aus (17) eingesetzt:

$$(1+\kappa+\nu)g_2 + (\nu-\kappa-1)h_2 \exp(k(d_o + 2d_2)) = g_2 + h_2 \exp(k(d_o + 2d_2))$$

$$(\kappa+\nu)g_2 + (\nu-\kappa-2)h_2 \exp(k(d_o + 2d_2)) = 0$$

$$h_2 = g_2 \frac{(\kappa+\nu)}{(\kappa+2-\nu)} \exp(-k(d_o + 2d_2)) \quad (22)$$

in (18) c aus (14) eingesetzt:

$$(\nu-\kappa-1)h_1 + (\nu+\kappa+1)g_1 \exp(k(d_o + 2d_1)) = -h_1 - g_1 \exp(k(d_o + 2d_1))$$

$$h_1 = -g_1 \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(k(d_o + 2d_1)) \quad (23)$$

(7) mit $\exp(k \frac{d_o}{2})$ multipliziert und zu (16) addiert, liefert:

$$\begin{aligned} (1+\kappa) (g_2 - h_2 \exp(kd_o)) + \nu(g_2 + h_2 \exp(kd_o)) \\ + g_2 + h_2 \exp(kd_o) = 2e \end{aligned} \quad (24)$$

(7) mit $\exp(k \frac{d_o}{2})$ multipliziert und davon (16) subtrahiert liefert:

$$\begin{aligned} (1+\kappa) (g_2 - h_2 \exp(kd_o)) + \nu(g_2 + h_2 \exp(kd_o)) \\ - g_2 - h_2 \exp(kd_o) = -2f \exp(kd_o) \end{aligned} \quad (25)$$

Die analoge Kombination der Gleichungen (8) und (15) ergibt (26) und (27)

$$\begin{aligned} (1+\kappa) (g_1 \exp(kd_o) - h_1) + \nu(g_1 \exp(kd_o) + h_1) \\ + g_1 \exp(kd_o) + h_1 = 2e \exp(kd_o) \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} (1+\kappa) (g_1 \exp(kd_o) - h_1) + \nu(g_1 \exp(kd_o) + h_1) \\ - g_1 \exp(kd_o) - h_1 = -2f \end{aligned} \quad (27)$$

Wir multiplizieren Gl. (25) mit $\exp(-kd_o)$ und subtrahieren davon Gl. (27):

$$\begin{aligned} (1+\kappa) (g_2 \exp(-kd_o) - h_2) + \nu(g_2 \exp(-kd_o) + h_2) - g_2 \exp(-kd_o) - h_2 \\ - (1+\kappa) (g_1 \exp(kd_o) - h_1) - \nu(g_1 \exp(kd_o) + h_1) \\ + g_1 \exp(kd_o) + h_1 = 0 \end{aligned} \quad (28)$$

Die gleiche Prozedur mit Gl. (24) und (26) ergibt (29):

$$\begin{aligned}
 & (1+\kappa) (g_2 - h_2 \exp(kd_o)) + \nu(g_2 + h_2 \exp(kd_o)) + g_2 + h_2 \exp(kd_o) \\
 & -(1+\kappa) (g_1 - h_1 \exp(-kd_o)) - \nu (g_1 + h_1 \exp(-kd_o)) \\
 & -g_1 - h_1 \exp(-kd_o) = 0
 \end{aligned} \tag{29}$$

In diese Gleichungen (28) und (29) setzen wir h_1 und h_2 aus (22) und (23) ein und erhalten zwei Gleichungen, die nur noch g_1 und g_2 enthalten.

$$\begin{aligned}
 & g_2 ((1+\kappa) (\exp(-kd_o) + \frac{(\kappa+\nu)}{(\nu-\kappa-2)} \exp(-k(d_o+2d_2))) \\
 & + \nu(\exp(-kd_o) - \frac{(\kappa+\nu)}{(\nu-\kappa-2)} \exp(-k(d_o+2d_2))) - \exp(-kd_o) \\
 & + \frac{\kappa+\nu}{(\nu-\kappa-2)} \exp(-k(d_o+2d_2))) \\
 = & g_1 ((1+\kappa) (\exp(kd_o) + \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(k(d_o+2d_1))) \\
 & + \nu(\exp(kd_o) - \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(k(d_o+2d_1))) - \exp(kd_o) \\
 & + \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(k(d_o+2d_1)))
 \end{aligned} \tag{30}$$

$$\begin{aligned}
 & g_2 ((1+\kappa) (1 + \frac{(\nu+\kappa)}{(\nu-\kappa-2)} \exp(-2kd_2)) + \nu(1 - \frac{(\kappa+\nu)}{(\nu-\kappa-2)} \exp(-2kd_2)) \\
 & + 1 - \frac{\kappa+\nu}{\nu-\kappa-2} \exp(-2kd_2)) \\
 = & g_1 ((1+\kappa) (1 + \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(2kd_1)) + \nu(1 - \frac{\kappa+\nu+2}{\nu-\kappa} \exp(2kd_1)) \\
 & + 1 - \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(2kd_1))
 \end{aligned} \tag{31}$$

Aus (30) erhalten wir für g_2/g_1 folgendes:

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{(\kappa+\nu) \exp(kd_0) + (\kappa-\nu+2) \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(k(d_0+2d_1))}{(\kappa+\nu) \exp(-kd_0) + (\kappa-\nu+2) \frac{(\kappa+\nu)}{(\nu-\kappa-2)} \exp(-k(d_0+2d_2))}$$

Wir multiplizieren Zähler und Nenner mit $\frac{(\kappa-\nu)}{(\kappa+\nu+2)}$ und

führen die Abkürzung $A = \frac{\kappa^2 - \nu^2}{(\nu+\kappa+2)(\nu-\kappa-2)}$ ein.

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{\exp(kd_0) + \frac{1}{A} \exp(k(d_0+2d_1))}{\exp(-kd_0) - \exp(-k(d_0+2d_2))}$$

aus (31) erhalten wir für $\frac{g_2}{g_1}$ folgendes:

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{(\kappa+\nu+2) + (\kappa-\nu) \frac{(\kappa+\nu+2)}{(\nu-\kappa)} \exp(2kd_1)}{(\kappa+\nu+2) + (\kappa-\nu) \frac{(\kappa+\nu)}{(\nu-\kappa-2)} \exp(-2kd_2)}$$

$$= \frac{1 - \exp(2kd_1)}{1 + A \exp(-2kd_2)}$$

Gleichsetzen von g_2/g_1 aus (30) und (31) liefert nun die gesuchte Gleichung für die Frequenz, die sich als quadratische Gleichung für A darstellt.

$$\begin{aligned} & 1 - \exp(-2kd_2) - \exp(2kd_1) + \exp(2k(d_1-d_2)) \\ & - \exp(2kd_0) (1 + A \exp(-2kd_2) + \frac{1}{A} \exp(2kd_1) \\ & + \exp(2k(d_1-d_2))) = 0 \end{aligned} \quad (32)$$

Aus dieser Gleichung können wir nun A bestimmen und daraus die Frequenz der Spinwellen berechnen.

Für die vollständige Angabe der Lösungsfunktion $\Psi = XY$ müssen noch die Koeffizienten der Exponentialfunktionen in (1.2.6) zusammengestellt werden.

Aus den Gleichungen (22), (23), (14), (17), (26) und (27) hat man folgende Zusammenhänge:

$$h_1 = g_1 \frac{(\kappa + \nu + 2)}{(\kappa - \nu)} \exp(k(d_0 + 2d_1))$$

$$h_2 = g_2 \frac{(\kappa + \nu)}{(\kappa + 2 - \nu)} \exp(-k(d_0 + 2d_2))$$

$$c = g_1 \exp(k(d_0 + 2d_1)) + h_1$$

$$d = g_2 + h_2 \exp(k(d_0 + 2d_2))$$

$$e = \frac{1}{2}(g_1(\kappa + \nu + 2) - h_1(\kappa - \nu) \exp(-kd_0))$$

$$f = -\frac{1}{2}(g_1(\kappa + \nu) \exp(kd_0) - h_1(\kappa + 2 - \nu))$$

Aus (30) oder (31) kann das Verhältnis von g_1/g_2 ermittelt werden; so haben wir obige Koeffizienten alle durch g_1 oder g_2 ausgedrückt. Der Absolutwert der Amplitude folgt aus den bisherigen Bedingungen nicht. Man erhält die Verhältnisse der Koeffizienten untereinander.

Literaturverzeichnis

1. A.S. Borovik-Romanov, N.M. Kreines, J.Magn.Magn.Mat. 15-18 (1980), 760-765.
2. J.R. Sandercock, Proceedings of the Second International Conference on Light Scattering in Solids (Paris, July 19-23, 1971).
3. J.R. Sandercock, W. Wettling, Solid State Comm. 13 (1973) 1729.
4. P. Grünberg, F. Metawe, Phys. Rev. Letters, Vol. 39, No. 24 (1978) 1561-65.
5. R.W. Damon, J.R.Eshbach, J. Phys. Chem. Solids Vol.19, Nos. 3/4 (1961) 308-320.
6. P. Hansen, U. Krey, Zeitschrift für Angewandte Physik, 32. Band, 2. Heft 1971, 104-108.
7. P. Hansen, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1965.
8. P. Grünberg, J. Appl. Phys. 51, (8) (1980) 4338-41.
9. F. Metawe, Thesis, Alzakazik University, Kairo (1979).
10. J.R. Sandercock, W. Wettling, J. Appl. Phys. 50 (19) (1979) 7784-89.
11. W. Wettling, M.G. Cottam, J.R. Sandercock, J. Phys. C: Solid State 8 (1975) 211.
12. R.E. Camley, D.L. Mills, Phys. Rev. B18 (1978) 4821.
13. R.E. Camley, T.S. Rahman, D.L. Mills, Phys. Rev. B, 23 No. 3 (1981) 1226.
14. W. Döring, Handbuch der Physik Bd. 18, Teil 2, Springer Verlag (1966).
15. G.T. Rado, J.R. Weertman, J. Phys. Chem. Solids, Vol. 11, (1959) 315-333.
16. P. Grünberg, erscheint in Proceedings of the MMM-Conference in Atlanta (1981).
17. P. Grünberg, zur Veröffentlichung angenommen bei J. Appl. Phys.
18. Jan G. Dil, Thesis, The Institute of Optics, The University of Rochester, New York (1975).
19. C. Roychoudhuri, Thesis, The Institute of Optics, The University of Rochester, Rochester, N.Y. (1973).
20. J.R. Sandercock, Opt. Commun. 2 (1970) 73-76.

21. S. Tolanski, John Wiley and Sons, New York (1970).
22. B. Schwarz, Diplomarbeit, Universität Köln (1980).
23. A.P. Malozemoff, M. Grimsditch, J. Aboaf, A. Brunsch, J. Appl. Phys. 50(9) (1979) 5885.
24. N. Kazama, N. Heiman, R.L. White, J. Appl. Phys. 49(3) (1978) 1706.
25. B. Gorantschev, IFF-KFA Jülich, private Mitteilung, wird demnächst veröffentlicht.
26. C.M. Mayr, Dissertation Universität Köln (in Vorbereitung)
27. E. Feldtkeller, BI Taschenbuch 485

Herrn Prof. Dr. W. Zinn danke ich für die Möglichkeit, daß diese Arbeit an seinem Institut durchgeführt werden konnte und für die klärenden Diskussionen während ihres Fortganges.

Herrn Prof. Dr. P. Grosse danke ich für die Übernahme des Korreferates und für das stetige Interesse an dieser Arbeit.

Herrn Dr. P. Grünberg danke ich herzlich für die freundliche Betreuung und die vielen Anregungen, die wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr. B. Gorantshev gilt mein Dank für die Zusammenarbeit bei der Präparation und Untersuchung der Metglas Proben.

Bei Herrn R. Schreiber bedanke ich mich für die zuverlässige Unterstützung bei allen technischen Fragen, besonders bei der Probenpräparation.

Frau H. Vent und Frau H. Sittardt danke ich für die Anfertigung der Zeichnungen und für die Niederschrift der Arbeit.

Darüberhinaus möchte ich all den Mitarbeitern des IFF danken, die mich in vielerlei Hinsicht bei meiner Arbeit unterstützt haben.

