



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

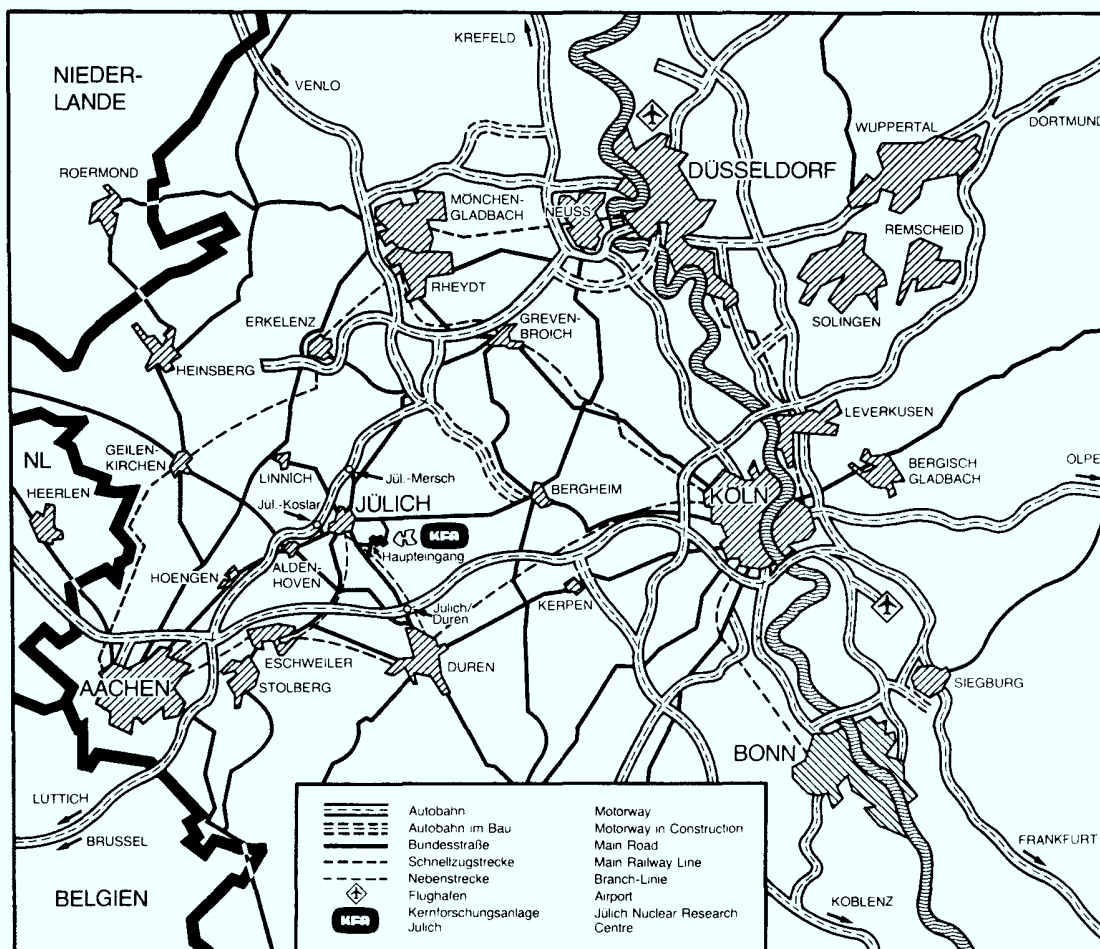
Institut für Festkörperforschung

**Lichtstreuung an Spinwellen dünner
ferromagnetischer Schichten und
heterogener Doppelschichten**

von

C. M. Mayr

Jül - 1792
Juli 1982
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1792

Institut für Festkörperforschung Jül – 1792

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 024 61/610 · Telex: 833 556 kfa d

Lichtstreuung an Spinwellen dünner ferromagnetischer Schichten und heterogener Doppelschichten

von

C. M. Mayr

D 38 (Diss. Uni. Köln)

ABSTRACT

In this thesis the method of Brillouin scattering from spinwaves is used to investigate the magnetic properties of thin ferromagnetic films and heterogeneous double-layers.

Our films and film systems, consisting of iron, nickel and permalloy, are evaporated onto sapphire and silicon substrates.

The magnetic parameters saturation magnetization J_0 , exchange constant A and the gyromagnetic ratio g , are determined from measurements of the dispersion of the spinwave energies as a function of the film thickness, which is typically varied between 5 and 100 nm.

We examined the coupling of the surface modes of two ferromagnetic layers, separated by a non-magnetic spacer layer.

Two properties of light-scattering from spinwaves in very thin films ($d \leq 10$ nm), which are due to the scattering mechanism itself are also investigated.

This is an asymmetry in the ratio of the intensities of Stokes and anti-Stokes scattering down to film thicknesses of some nanometers and an increase of the scattering intensity upon decreasing film thickness. The latter appears for suitable combinations of film and substrate materials. The maximum of the intensity versus thickness curve peaks at about 5 nm.

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
i) Einleitung	1
 <u>I. Theoretischer Teil</u>	
-1) Magnetostatische Spinwellenmoden einer dünnen ferro- magnetischen Schicht	3
-2) Austauschwechselwirkung, stehende Spinwellen	8
-3) Magnetostatische Spinwellenmoden eines heterogenen ferro- magnetischen Doppelschichtsystems	11
-4) Einige Aspekte der Lichtstreuung an Spinwellen	16
 <u>II. Experimenteller Teil</u>	
-1) Die Proben	33
- Präparation	34
- Charakterisierung	37
-2) Die Meßapparatur	49
 <u>III. Meßergebnisse und Diskussion</u>	
-1) Bestimmung charakteristischer magnetischer Größen dünner Nickel- und Permalloy-Schichten	58
-2) Lichtstreuintensitäten	67
-3) Stokes/Anti-Stokes Anomalie	74
-4) Heterogene Doppelschichten	84
Zusammenfassung	94
ii) Anhang: Rechnung zu I.3 heterogene Doppelschichtsysteme	96
iii) Literaturverzeichnis	

i) Einleitung

Die Entwicklung des hochauflösenden "five-pass"-Fabry-Perot Interferometers durch J.R. Sandercock /1/ ermöglichte die experimentelle Untersuchung von thermisch angeregten akustischen Spinwellen mit der Methode der Brillouin-streuung.

Die in Rückstreugeometrie beobachteten Spinwellen liegen typisch im Frequenzbereich von:

$$1 \leq \omega_{\text{Magnon}} \leq 50 \quad [\text{GHz}]$$

Die Frequenzverschiebung des inelastisch gestreuten Lichtes ist also sehr klein:

$$\frac{\omega_{\text{Magnon}}}{\omega_{\text{Licht}}} \approx 10^{-5}$$

Da neben der inelastischen Lichtstreuung an Phononen und Magnonen das Licht auch an statischen Inhomogenitäten der Probe elastisch mit einer etwa 10^6 -fachen Intensität gestreut wird, ist ein hoher Kontrast des das Streulicht analysierenden Spektrometers erforderlich.

Dieser wird beim "Five pass"-Fabry-Perot-Interferometer durch das mehrmalige Durchlaufen des Streulichtes durch das Fabry-Perot-Interferometer erreicht.

Die Wellenvektoren der untersuchten Spinwellen liegen zwischen

$$10^4 \leq q_m \leq 5 \cdot 10^5 \quad [\text{cm}^{-1}]$$

In diesem Bereich treten dipolare- und Austauschwechselwirkungen mit vergleichbaren Energien auf /2/. Am unteren Rand dieses Wellenvektorbereiches, d.h. im Bereich großer Wellenlängen ($\lambda_m \approx 5 \cdot 10^2 \text{ [nm]}$) können die Spinwellen in magnetostatischer Näherung beschrieben werden.

Damon und Eshbach /3/ haben die magnetostatischen Spinwellenmoden einer ferromagnetischen Schicht beschrieben und die Existenz magnetostatischer Oberflächenmoden vorhergesagt.

Diese wurden mit der Methode der Lichtstreuung an thermisch angeregten Spinwellen zum ersten Mal von P. Grünberg und F. Metawe /4/ an ferromagnetischen EuO-Kristallen nachgewiesen.

Bei Lichtstreuuntersuchungen an dünnen absorbierenden ferromagnetischen Metallfilmen wurden von M. Grimsditch et al. /5/ 1979 stehende Spinwellenmoden beobachtet. Diese Moden haben kleine Wellenlängen (große Wellenvektoren). In diesem Fall muß die Austauschwechselwirkung in die Beschreibung der Frequenzen der Moden einbezogen werden. Damit besteht jetzt die Möglichkeit, durch Lichtstreuungen an dünnen Schichten, charakteristische magnetische Größen wie die Austauschkonstante und die Magnetisierung zu bestimmen.

In dieser Arbeit werden diese magnetischen Parameter an dünnen Nickel- und Permalloy-Schichten durch Auswertung der Frequenzen der Oberflächen- und stehenden Spinwellenmoden bestimmt.

In zahlreichen experimentellen und theoretischen Arbeiten wurde die Form der Lichtstreuenspektren, d.h. die Intensitäten und die Asymmetrie in den Intensitäten der Signale der Spinwellenmoden behandelt /6,7/. Diese Untersuchungen werden hier auf den Fall sehr dünner Schichten ($d_0 \leq 30 \text{ nm}$) ausgedehnt.

Mit der Erweiterung der Damon und Eshbach-Theorie auf Doppelschichtsysteme, die durch eine nicht-magnetischen Zwischenschicht voneinander getrennt sind, wurde ein erster Schritt getan zur Beschreibung von allgemeinen Schichtsystemen, die aus einer großen Anzahl von Einzelschichten bestehen.

Nachdem von W. Vach /8/ homogene Schichtsysteme experimentell untersucht wurden, werden in dieser Arbeit heterogene Doppelschichtsysteme behandelt und im Bereich der reinen dipolaren Kopplung der Schichten eine gute Übereinstimmung mit der magnetostatischen Theorie festgestellt.

1.1) Magnetostatische Spinwellenmoden einer dünnen ferromagnetischen Schicht

Aus den Maxwellgleichungen folgen magnetische Wellen, deren Ursache Dipol-Dipol-Wechselwirkungen sind. Für große Wellenlängen ist die Austauschwechselwirkung vernachlässigbar klein gegenüber der klassischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Da die Phasengeschwindigkeit dieser Wellen ebenfalls sehr klein ist, beschreibt man diese Wellen in der magnetostatischen Näherung. Man nennt sie magnetostatische Spinwellenmoden. Sie sind zu unterscheiden von Spinwellen, bei denen die Austauschenergie dominiert.

Die mikroskopischen Dipol-Dipol-Wechselwirkungen erzeugen mikroskopische Entmagnetisierungsfelder, die von der Probengeometrie abhängen. Daraus folgt, daß auch der Charakter und die Frequenzen der dipolaren Lösungen von der Form der untersuchten Probe abhängen.

Damon und Eshbach [3] haben die magnetostatischen Spinwellenmoden einer dünnen ferromagnetischen Schicht untersucht. Für diese Geometrie wurden neben magnetostatischen Volumenmoden auch magnetostatische Oberflächenmoden gefunden.

Im Folgenden soll die Herleitung der Bestimmungsgleichungen der Frequenzen der magnetostatischen Oberflächen- und Volumenspinwellen kurz beschrieben werden.

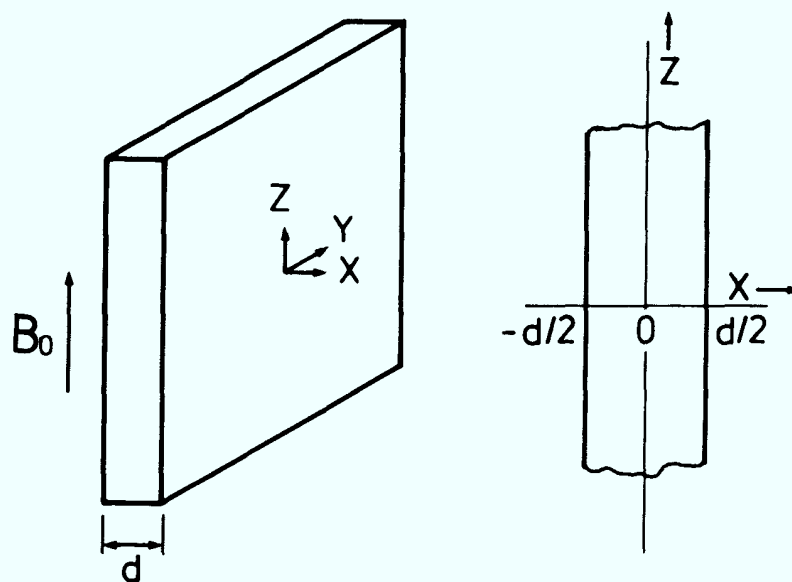


Abb. 1: Probengeometrie

Abb. 1 stellt die Probengeometrie vor: eine planparallele Platte mit der Dicke d und sehr großer Ausdehnung in der z - y -Ebene. Die Probe ist ferromagnetisch. Ein äußeres Magnetfeld B_0 liegt in z -Richtung an. Die statische Komponente der Magnetisierung J_0 liegt ebenso in z -Richtung. Anisotropien wurden vernachlässigt.

In dieser Geometrie ist der Entmagnetisierungsfaktor vernachlässigbar klein; das interne magnetische Feld ist also gleich dem äußeren Feld.

Die Bewegungsgleichung für die Magnetisierung $\vec{J}$ lautet dann bei Vernachlässigung von Austauschkräften:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \gamma (\vec{J} \times \vec{B}) \quad (1)$$

(Bloch-Gleichung)

mit $\gamma = g \cdot \mu_B / \hbar$; $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}$

Die magnetische Polarisation $\vec{J}$ und das magn. Feld $\vec{B}$ sind gegeben durch:

$$\vec{J} = J_0 \cdot \vec{i}_z + \vec{j} e^{i\omega t} \quad (2a)$$

$$\vec{B} = B_0 \cdot \vec{i}_z + \vec{b} e^{i\omega t} \quad (2b)$$

$\vec{b}$ und $\vec{j}$ nennt man die Hochfrequenzanteile von $\vec{J}$ bzw. $\vec{B}$.

Für den Wellenvektorbereich $5 \cdot 10^1 [\text{cm}^{-1}] \leq k \leq 10^4 [\text{cm}^{-1}]$ können sowohl elektromagnetische Propagation als auch Austauschwechselwirkungen vernachlässigt werden. Für den obengenannten Frequenzbereich gelten die magnetostatischen Maxwellgleichungen /9/:

$$\nabla \times \vec{h} = 0 \quad (3a)$$

$$\nabla \cdot (\vec{h} + \vec{j}) = 0 \quad (3b)$$

$\vec{b}$ läßt sich durch ein magnetisches Potential ψ darstellen:

$$\vec{b} = \nabla \psi \quad (4)$$

Einsetzen in $\vec{J}$ und $\vec{B}$ bei ausschließlicher Berücksichtigung linearer Terme in $\vec{j}$ und $\vec{b}$ führt zu folgenden Ausdrücken für die Komponenten der Bewegungsgleichung (1):

$$j_x = \kappa \frac{\partial \psi}{\partial x} - i \nu \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (5a)$$

$$j_y = i \nu \frac{\partial \psi}{\partial x} + \kappa \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (5b)$$

mit:

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

$$\Omega_H = \frac{B_0}{J_0} ; \Omega = \frac{\omega}{\gamma \cdot J_0}$$

Daraus folgt für ψ^i : das magn. Potential innerhalb der Schicht:

$$(1 + \kappa) \left(\frac{\partial^2 \psi^i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial z^2} = 0 \quad (6a)$$

und für das Potential außerhalb der Schicht ψ^e :

$$\nabla^2 \psi^e = 0 \quad (6b)$$

An den Grenzflächen der Schicht müssen die Randbedingungen erfüllt sein:

$$(1+\kappa) \frac{\partial \psi^i}{\partial x} - i \nu \frac{\partial \psi^i}{\partial y} = \frac{\partial \psi^e}{\partial x} \quad (7a)$$

$$\psi^i = \psi^e \quad (7b)$$

(Stetigkeit der Tangentialkomponenten von H und der Komponenten senkrecht zur Oberfläche von $\vec{B}$)

Wir beschränken uns auf wellenförmige Lösungen, die sich senkrecht zur Magnetisierung, d.h. in der x-y-Ebene bewegen.

Die Potentiale ψ^i und ψ^e haben dann die Form:

$$\begin{aligned} \psi^i &= X^i e^{ik_y y} \\ \psi^e &= X^e e^{ik_y y} \quad k: \text{Wellenvektor} \end{aligned}$$

Damit vereinfachen sich die Gleichungen (6a,b) zu:

$$(1+\kappa) \left(\frac{\partial^2 \psi^i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (8a)$$

$$\frac{\partial^2 \psi^i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial y^2} = 0 \quad (8b)$$

Es folgt aus (8a), daß $\kappa = -1$ eine Lösung ist. Diese Lösung ist die Volumenmode. Es gilt

$$\Omega = [\Omega_H \cdot (\Omega_H + 1)]^{1/2} \quad (9)$$

$$\text{bzw. } v_{\text{V.S.W.}} = \frac{\gamma}{2\pi} [B_0 (B_0 + J_0)]^{1/2} \quad (9a)$$

Als zweite Lösung erhält man:

$$\Omega = \left[\Omega_H^2 + \Omega_H + \frac{1}{4} (1 - e^{-2kd}) \right]^{1/2} \quad (10)$$

Dies ist die Dispersionsrelation einer Oberflächenspinwelle, deren Frequenz von der Schichtdicke d abhängt. Sie hat die Eindringtiefe $|k|^{-1}$

Der explizite Ausdruck für die Frequenz der Oberflächenspinwelle lautet:

$$v_{\text{O.S.W.}} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[B_0^2 + B_0 \cdot J + J^2 \cdot \frac{1}{4} (1 - e^{-2|k_y| \cdot d}) \right]^{1/2} \quad (11)$$

1.2. Austauschwechselwirkung, stehende Spinwellen

Läßt man die Schichtdicke d gegen Null gehen, so beobachtet man bei einer Auftragung: Frequenz der Spinwellen über der Schichtdicke, daß die Volumenmode aufspaltet und die Dispersionszweige schließlich gegen unendlich hohe Frequenzen divergieren (Abb. 2).

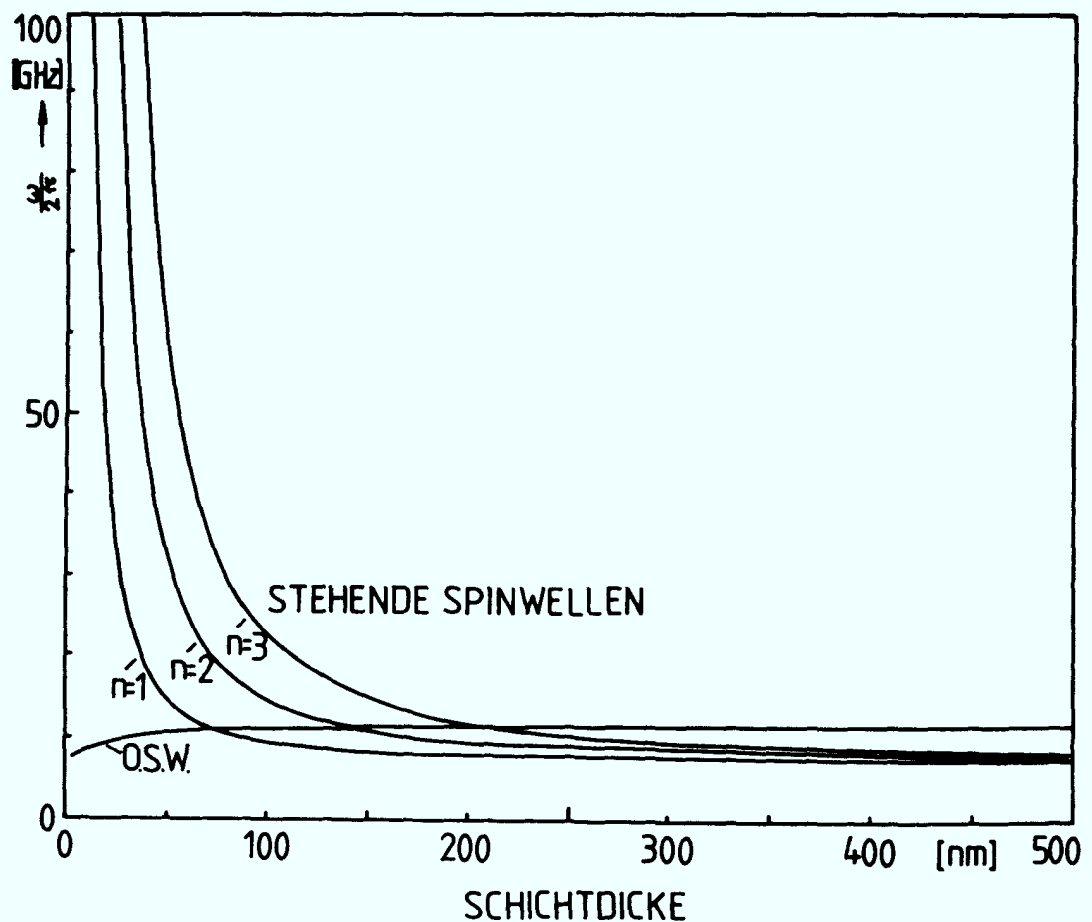


Abb. 2: Verlauf der Spinwellenfrequenzen über der Schichtdicke d

Bisher wurden die Spinwellen in rein dipolarer Näherung betrachtet. Jetzt muß die Austauschwechselwirkung mit berücksichtigt werden.

Das Aufspalten der Volumenmode ist ein Quantisierungseffekt bezüglich der Wellenlänge der anregbaren Volumenspinwellen, die sich in der x-y-Ebene fortpflanzen. Es bilden sich stehende Spinwellenmoden aus [10].

Das Ansteigen der Frequenzen der einzelnen Moden bei kleiner werdender Schichtdicke ist auf den wachsenden Einfluß der Austauschwechselwirkung zurückzuführen. Die stehenden Spinwellen haben bedeutend kleinere Wellenlängen als die Oberflächenspinwellen.

Die Verkipfung benachbarter lokaler Spins wird so groß, daß die Austauschkräfte zwischen den Spins berücksichtigt werden müssen [11]. Abb. 3 soll diesen Sachverhalt veranschaulichen.

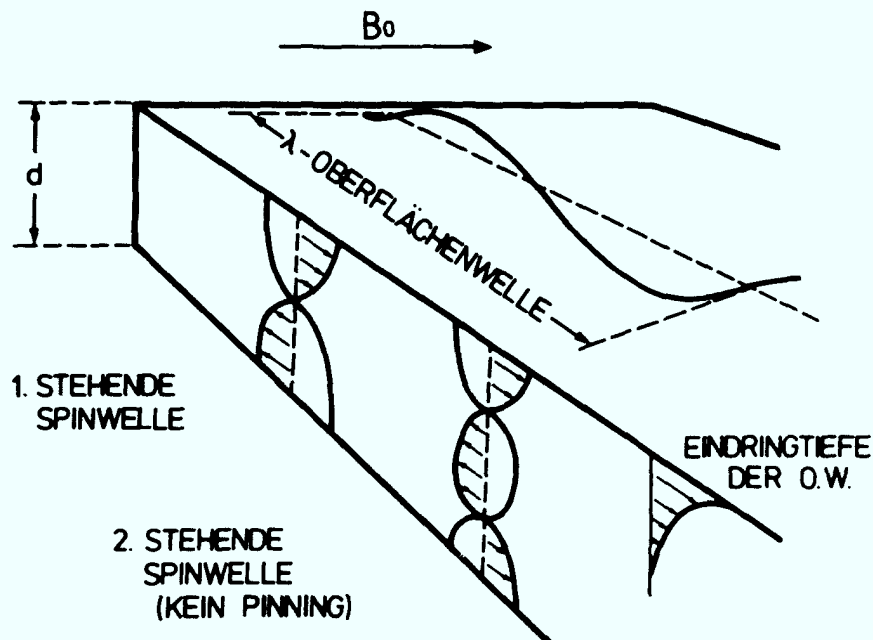


Abb. 3 : Stehende Spinwellen; Oberflächenwellen

Wolfram und Dewames /10/ stellten für die Frequenz der stehenden Spinwellenmoden unter Berücksichtigung des Austausches folgende Beziehung auf:

$$\nu_{\text{St.S.W.}} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[\left(B_0 J + 8\pi A \cdot \left(\frac{n \cdot \pi}{d_0} \right)^2 \right)^2 + \left(B_0 \cdot J + 8\pi A \cdot \left(\frac{n \cdot \pi}{d_0} \right)^2 \right) \right]^{1/2} \quad (1)$$

Dabei ist A: die Austauschkonstante
 n: die Ordnung der stehenden Spinwellenmode (n=1,2,...)
 d₀: Schichtdicke

I.3. Magnetostatische Spinwellenmoden einer heterogenen ferromagnetischen Doppelschicht

In diesem Kapitel werden die Spinwellenmoden eines Schichtsystems behandelt, das aus zwei ferromagnetischen Schichten und einer dazwischenliegenden nicht-magnetischen Trennschicht besteht (Abb.4).

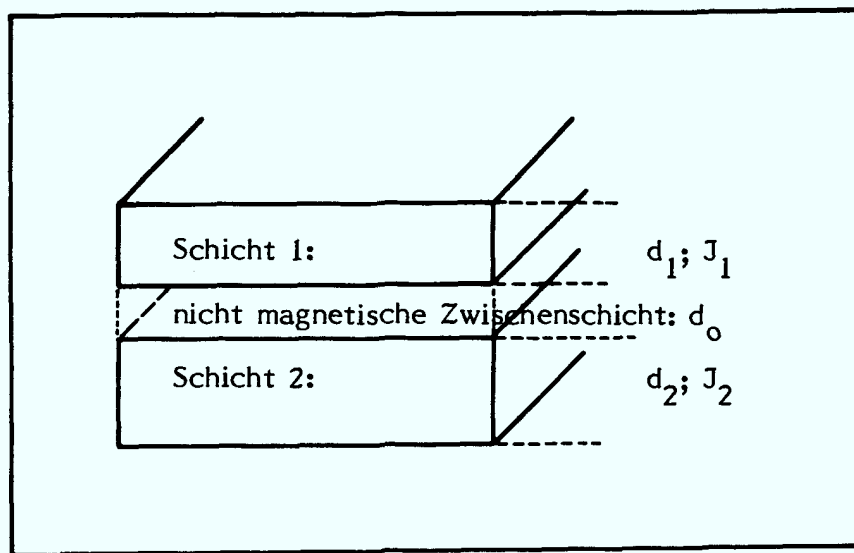


Abb. 4: Heterogene Doppelschicht

Die nichtmagnetische Zwischenschicht soll hinreichend dick sein, um Austauschkopplung zwischen den beiden magnetischen Filmen zu unterbinden.

In diesem Fall findet eine dipolare Kopplung der beiden Schichten über die Streufelder der Oberflächenspinwellenmoden des Schichtsystems statt [14/.

Die charakteristischen Gleichungen für die magnetostatischen Spinwellenmoden eines heterogenen Doppelschichtsystems nach einer Verallgemeinerung der Damon und Eshbach-Theorie auf Doppelschichtsysteme von P. Grünberg /12, 13/ sollen im Folgenden beschrieben werden.

Im Kapitel III.4 wird die Theorie mit den Ergebnissen von Messungen an heterogenen Doppelschichten aus Nickel, Eisen und Permax verglichen.

Im Folgenden wird die gleiche Nomenklatur benutzt wie im Kapitel I.1. (Damon-Eshbach-Theorie). Da sich die Schichten in den statischen Anteilen und auch in den H.F.-Anteilen der Magnetisierung voneinander unterscheiden, werden alle Größen in denen j und J_0 vorkommen, nach ihrer Schichtzugehörigkeit mit $_1$ oder $_2$ indiziert.

Mit $r = \frac{J_1}{J_2}$ (nach 7)/ kann man alle mit 1 indizierten Größen durch solche mit dem Index 2 ausdrücken:

$$\Omega_{H_1} = \frac{\Omega_{H_2}}{r} \quad ; \quad \kappa_1 = r \cdot \kappa_2$$

$$\Omega_1 = \frac{\Omega_2}{r} \quad ; \quad v_1 = r \cdot v_2$$

Es werden nur die D.E.-Oberflächenwellen betrachtet, die sich senkrecht zur Richtung der Magnetisierung bewegen, also in $\pm y$ -Richtung.

Das magnetische Potential kann daher in der Form geschrieben werden:

$$\begin{array}{ll} \psi_m = X_m \cdot e^{ik_y \cdot y} & m : \text{innerhalb} \\ \psi_n = X_n \cdot e^{ik_y \cdot y} & n : \text{außerhalb} \end{array} \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} \psi_m \\ \psi_n \end{array}} \right\} \text{magnetischer Materie}$$

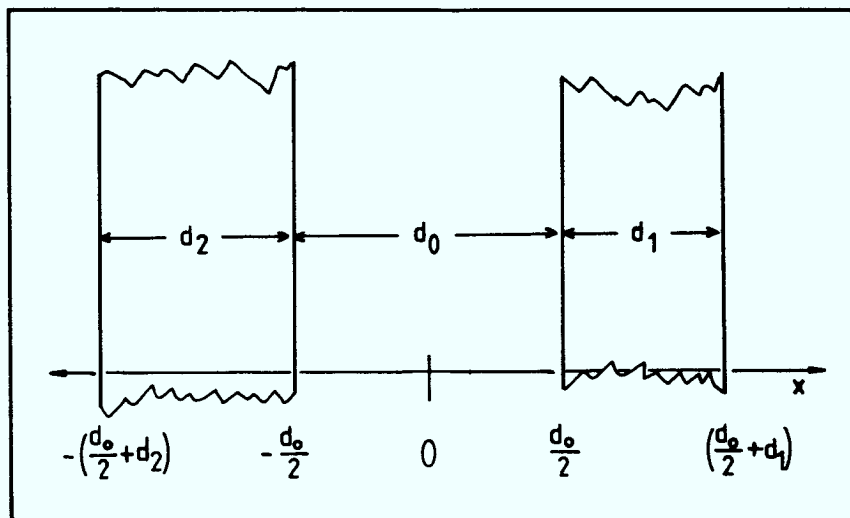


Abb. 5: Bezeichnungen: Doppelschicht

Der Lösungsansatz für die Potentiale hat folgende Form: (s. Abb. 5)

$$\begin{aligned}
 X_n &= C e^{-k_x x} && \text{für} && x > \frac{1}{2} d_0 + d_1 \\
 &= d e^{k_x x} && \text{für} && x < -\frac{1}{2}(d_0 + d_1) \\
 &= e e^{k_x x} + f e^{-k_x x} && \text{für} && \frac{1}{2}d_0 > x > -\frac{1}{2}d_0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 X_m &= g_1 e^{k_x x} + k_1 e^{-k_x x} && \text{für} && \frac{1}{2} d_0 \leq x \leq \frac{d_0}{2} + d_1 \\
 &= g_2 e^{k_x x} + h_2 e^{-k_x x} && \text{für} && -\frac{1}{2} d_0 > x > -(\frac{1}{2}d_0 + d_2)
 \end{aligned}$$

Es müssen folgende Randbedingungen an den Grenzflächen erfüllt werden:

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \psi_{m,n}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{m,n}}{\partial y^2} = 0$$

$$(2) \quad (1 + \kappa_{1,2}) \frac{\partial \psi_m}{\partial x} - i v_{1,2} \frac{\partial \psi_m}{\partial y} = \frac{\partial \psi_n}{\partial x}$$

$$(3) \quad \psi_m = \psi_n$$

$$(4) \quad \lim_{x \rightarrow \infty} \psi_n = 0$$

Die Randbedingungen (1)-(3) schränken die Anzahl der unbestimmten Koeffizienten ein. Es bleibt ein Gleichungssystem von vier Gleichungen für die vier Koeffizienten $g_{1,2}$; $h_{1,2}$ der Potentiale innerhalb der magnetischen Schichten. Daraus lassen sich die Frequenzen der Oberflächenspinwellen an den Grenzflächen bestimmen. Die explizite Rechnung wird im Anhang durchgeführt.

Abb. 6a-d) zeigen Momentaufnahmen der Fluktuationen in den j -Feldern von lokalisierten Spins eines heterogenen Doppelschichtsystems.

Die Parameter $d_{1,2}$ und $J_{1,2}$ sind nach einer auch experimentell untersuchten Doppelschicht ausgesucht worden. Dabei handelt es sich um eine 15 nm dicke Eisenschicht und eine 40 nm dicke Permalloyschicht, die durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht getrennt sind (vgl. auch III.4., Abb. 40a). Die Zwischenschichtdicke beträgt in dem hier dargestellten System 20 nm.

Abb. 6a und 6c zeigen die Spinwellenmoden, die überwiegend an den jeweils linken Grenzflächen der beiden Schichten lokalisiert sind und deren Laufrichtung in beiden Fällen nach unten zeigt. Für die Mode ① ist die Lokalisierung nur schwach ausgeprägt, da die Eindringtiefe der Oberflächenmode mit ca. 50 nm größer ist als die Dicke der Schicht.

Deutlich zeigt sich, daß diese Moden auch Amplituden in den jeweils benachbarten Schichten haben.

Abb. 6b und 6d zeigen die Moden, die überwiegend an den jeweils rechten Seiten der Schichten lokalisiert sind und die nach oben laufen.

Man sieht, daß alle Moden ① bis ④ Amplituden in der "Eisen-Schicht" haben. Dadurch ist es möglich, mit einem Lichtstreuexperiment die Frequenzen der vier Oberflächenmoden des Doppelschichtsystems zu bestimmen. Wegen der begrenzten Eindringtiefe des Lichtes in Metalle (ca. 10 nm) ist das Streuvolumen auf die erste Schicht begrenzt.

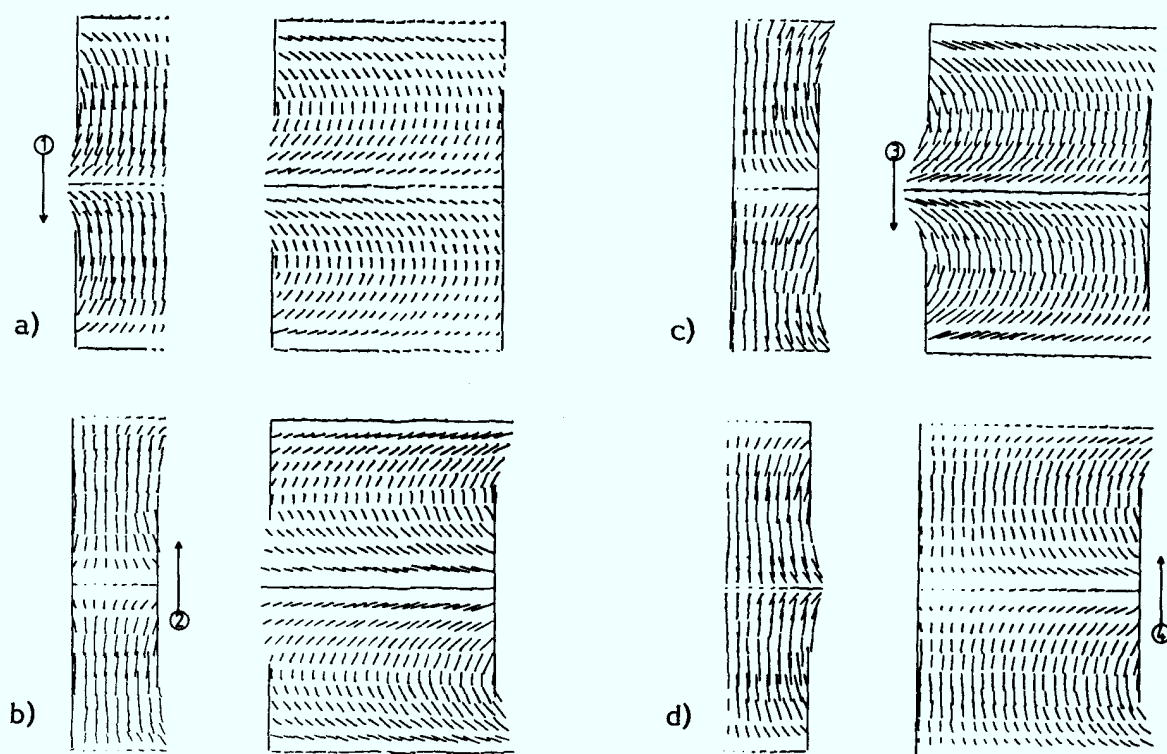


Abb. 6a-d): Momentaufnahmen der Fluktuationen in den j -Feldern von den an den Oberflächen lokalisierten Spins eines heterogenen Doppelschichtsystems.

1.4. Einige Aspekte der Lichtstreuung an thermisch angeregten akustischen Spinwellen

Spinwellen in einem Ferromagneten können als Fluktuationen der makroskopischen Magnetisierung $\vec{M}(\mathbf{r},t)$ beschrieben werden.

Über die magneto-optischen Eigenschaften des Mediums koppeln die Spinwellen an die dielektrische Polarisation $\vec{P}(\mathbf{r},t)$ an.

Trifft ein Lichtstrahl auf die Probe, so wird ein Teil des einfallenden Lichtes an diesen induzierten Fluktuationen der Polarisation gestreut.

Die Intensität der Lichtstreuung wird von den optischen und magneto-optischen Eigenschaften des Materials, geometrischen Faktoren und von den thermischen Amplituden der Spinwellen bestimmt /16/.

Die Polarisation des einfallenden Lichtes wird bei der Streuung an der magnetischen Anregung durch die auftretenden Lorentzkräfte gedreht /17/. Dieser Effekt ermöglicht eine Abtrennung der Streusignale, die von den Spinwellen herrühren, von denen, die durch elastische Streuung an der Oberfläche oder von Phononen verursacht wurden, durch einen Analysator. In einem einfachen klassischen Bild kann man sich die inelastische Lichtstreuung folgendermaßen plausibel machen. An den Wellenfronten der Fluktuation von $\vec{P}(\mathbf{r},t)$, die die Wellenlänge λ_m und die Phasengeschwindigkeit V_m haben soll, treten "Bragg-Reflexionen" auf, deren Interferenzen das Streulichtspektrum bestimmen.

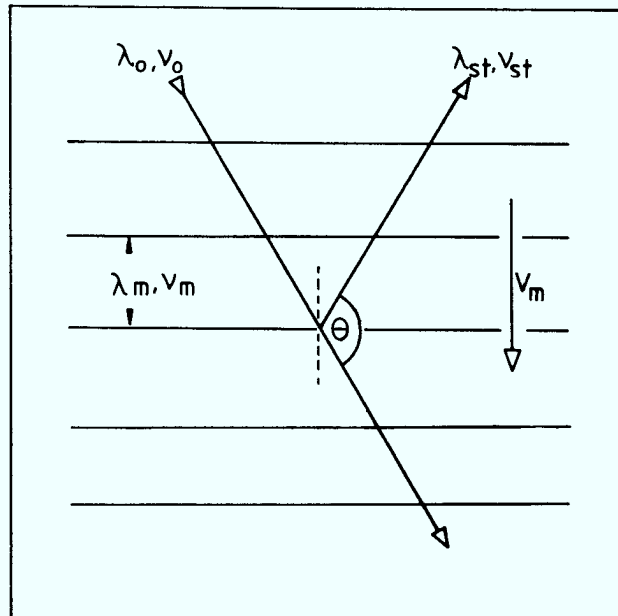


Abb. 7: "Bragg-Reflexion" an den Wellenfronten der Spinwellen

Die Braggbedingung lautet:

$$\lambda_o = 2 \lambda_m \cdot \sin \theta/2 \quad (1)$$

Sie verbindet λ_m und den Streuwinkel θ mit der Wellenlänge λ_o des einfallenden Lichtes. Die Phasengeschwindigkeit V_m bewirkt, daß das rückgestreute Licht eine Dopplerverschiebung erfährt. Für $V_m/C \ll 1$, was für die magnetische Anregung gut erfüllt ist, ($V_m/C \approx 10^{-2}$) gilt die Beziehung:

$$\frac{\nu_{St}}{\nu_o} = 1 \pm 2 \cdot \frac{V_m}{C} \cdot \sin \theta/2 \quad (2)$$

mit:

ν_{ST} : Frequenz des gestreuten Lichtes

ν_o : Frequenz des einfallenden Lichtes

Aus (1) und (2) folgt:

$$\begin{aligned}\frac{\nu_{ST}}{\nu_o} &= 1 \pm 2 \cdot \frac{v_m}{C} \cdot \frac{\lambda_o}{2\lambda_m} \\ &= 1 \pm \frac{v_m}{\nu_o}\end{aligned}$$

mit:

ν_m : Frequenz der Spinwellen

$$\nu_{ST} = \nu_o + \nu_m \quad (3)$$

Die Frequenzen des eingestrahnten und gestreuten Lichtes unterscheiden sich um den Betrag der Frequenz der magnetischen Anregung des Mediums. Die Frequenzen der akustischen Spinwellen liegen typisch zwischen 1 - 50 [GHz] d.h. die Frequenzverschiebung des eingestrahnten Lichtes ($\nu_o \cong 10^{15}$ Hz) ist sehr klein:

$$\frac{\nu_m}{\nu_o} \approx 10^{-5}$$

Durch die Entwicklung eines hochauflösenden "five-pass"-Fabry-Perot-Interferometers /18/ wurde die Brillouin-Streuung an thermisch angeregten akustischen Spinwellen ermöglicht.

Ist die Frequenz des Streulichtes um ν_m kleiner als ν_o , also

$$\nu_{ST} = \nu_o - \nu_m, \text{ (Stokes-Prozeß)} \quad (4a)$$

so wurden mittels der im Ferromagneten verbliebenen Photonenenergie Magnonen erzeugt - Stokes-Prozeß - und umgekehrt, wenn

$$\nu_{ST} = \nu_o + \nu_m, \text{ (Anti-Stokes-Prozeß)} \quad (4b)$$

so wurden Magnonen vernichtet - Anti-Stokes-Prozeß - .

Neben der Energiehaltung, ausgedrückt durch Gln. (4a,b) muß bei der inelastischen Lichtstreuung auch die Impulserhaltung gelten.

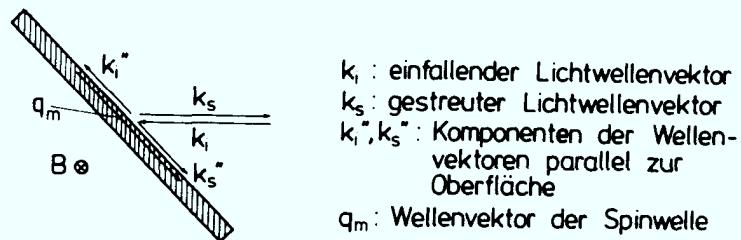


Abb. 8: Lichtstreuengeometrie an der Einzelschicht

Abb. 2 zeigt die Lichtstreuengeometrie.

Die Wellenvektorkomponenten parallel zur Oberfläche der Schicht bleiben erhalten. Es gilt:

$$\vec{k}_s'' = \vec{k}_i'' + \vec{q}_m''$$

An der Oberfläche eines stark absorbierenden Mediums, wo, wie in unserem Fall, bei den Metallen Fe, Ni, die Eindringtiefe δ_i des Lichtes klein ist im Verhältnis zur Vakuumwellenlänge ($\delta_i \approx 10$ nm), besteht kein Erhaltungssatz für die Komponenten der Wellenvektoren senkrecht zur Schichtoberfläche $k_s^\perp$ und $k_i^\perp$. Dies ist eine Folge der Brechung der Translationssymmetrie an der Grenzfläche Schicht/Luft /19/. Näheres zu diesem Punkt wird in /20/ behandelt.

Bei der Lichtstreuung an absorbierenden Medien ist die Komponente $k^{\perp}$ des einfallenden Lichtes nicht mehr scharf definiert [21].

Es gilt:

$$\Delta k^{\perp} \approx \frac{1}{\delta_i} \quad \delta_i : \text{Eindringtiefe des Lichtes}$$

Dadurch wird nicht mehr eine Volumenwelle mit fest definiertem q_m angeregt, sondern entsprechend $\Delta k^{\perp}$ ein ganzes Spektrum von Spinwellen. Dieser Effekt ermöglicht die Beobachtung von stehenden Spinwellenmoden in dünnen Metallfilmen, da deren q -Vektoren durch die Schichtdicke d_0 festgelegt sind [5].

Lichtstreuintensität; spektraler differentieller Streuquerschnitt

Das Bindeglied zwischen dem Experiment und der Theorie der Lichtstreuung ist der Streuquerschnitt.

Der spektrale differentielle Streuquerschnitt

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s}$ ist definiert als die Rate des Energieübertrages von einem Lichtstrahl, der mit der Intensität I_I und der Frequenz ω_0 auf der Streuvolumen $\mathcal{V}$ trifft und dort aufgrund der Streuung in das Raumwinkelement $d\Omega$, mit der Frequenz zwischen ω_s und $\omega_s + d\omega_s$ stattfindet, dividiert durch das Produkt aus $(d\Omega d\omega_s)$ und I_I , der Intensität des einfallenden Strahls [17].

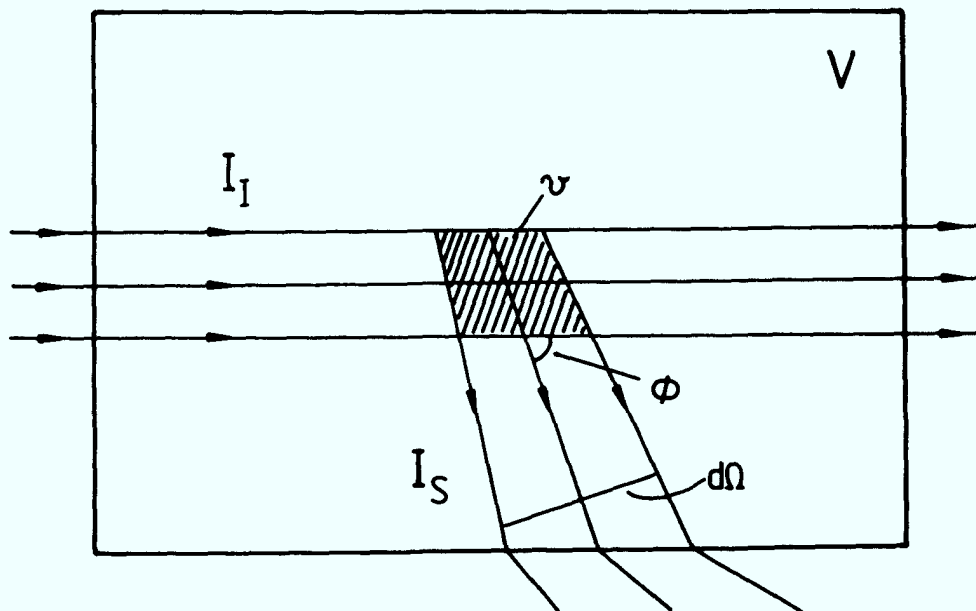


Abb. 9: Idealisiertes Streuexperiment

(Dabei sind, wie auch im Folgenden, alle Größen im streuenden Medium definiert, um die Berücksichtigung von Effekten zu vermeiden, die beim Übergang in ein zweites Medium auftreten.)

Es sind im wesentlichen drei Größen, durch die der differentielle Streuquerschnitt charakterisiert wird.

1) Das einfallende Licht (monochromatisch: $\omega_I, \vec{k}_I$), charakterisiert durch das einfallende elektrische Feld am Ort $\vec{r}$ zur Zeit t .

Die j -te Komponente hat die Form: ($j=x;y;z$)

$$E_I^j(\vec{r}, t) = E_I^j \exp(-i\omega_I t + i\vec{k}_I \cdot \vec{r}) + E_I^{j*} \exp(i\omega_I t - i\vec{k}_I \cdot \vec{r}) \quad (1)$$

2) Die Anregung des Mediums, die die Ursache der inelastischen Lichtstreuung ist, dargestellt durch ihre von $\vec{r}$ und t abhängige Amplitude:

$$X(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{q}} \left\{ X(\vec{q}, t) \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) + X^*(\vec{q}, t) \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) \right\} \quad (2)$$

wobei $X(\vec{q}, t)$ die komplexen Fourieramplituden sind, die die Auslenkung und Phase der Anregung beinhalten.

$$X(\vec{q}, t) = \int X(\vec{q}, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega$$

und

3) Die durch $\vec{E}_I$ induzierte Polarisation $\vec{P}$ des Mediums.

Im ungestörten Medium gilt:

$$P^j(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(\omega_I)} E_I^j(\vec{r}, t) \quad (3)$$

dabei ist χ^{ij} die lineare Suszeptibilität des Mediums bei der Frequenz ω_I .

Die Polarisation oszilliert also mit der gleichen Frequenz ω_I wie das einfallende Feld.

Das einfallende Licht wird elastisch gestreut.

$$\omega_I = \omega_S$$

Im angeregten Medium werden die Wellenfunktionen und die Energieniveaus moduliert. Makroskopisch wird die Modulation im Rahmen einer Störungsrechnung 1. Ordnung durch einen zusätzlichen Term zur linearen Suszeptibilität $\chi(\omega_I)$ berücksichtigt. Die Gleichung für die Polarisation lautet dann:

$$P = \epsilon_0 (\chi E_I + \chi' \cdot X E_I) \quad (4)$$

Der zweite Term in dieser Beziehung bewirkt die inelastische Lichtstreuung, da seine Zeitabhängigkeit wegen der Modulation durch $X(\vec{r}, t)$ von der des einfallenden $\vec{E}$ -Feldes verschieden ist. Dieser Anteil der Polarisation wird Polarisation 2. Ordnung genannt und dargestellt durch: (i=x;y;z)

$$P_S^i(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}_S} \left\{ P_S^i(\vec{k}_S, t) \exp(i\vec{k}_S \cdot \vec{r}) + P_S^{i*}(\vec{k}_S, t) \exp(-i\vec{k}_S \cdot \vec{r}) \right\} \quad (5)$$

Diese Betrachtung beschränkt sich auf die Stokes-Streuung ($\vec{k}_S = \vec{k}_I - \vec{q}_m$).

Für die Anti-Stokes-Streuung ($\vec{k}_{AS} = \vec{k}_I + \vec{q}_m$) gilt eine analoge Beziehung.

$P_S^i(\vec{k}_S, t)$ ist i-te Komponente der Fourier-Transformierten bezüglich der Zeit.

$$P_S^i(\vec{k}_S, t) = \int P_S^i(\vec{k}_S, \omega_S) \exp(-i\omega_S t) d\omega_S$$

Im Folgenden wird der Beitrag einer Fourier-Komponente der Polarisation 2. Ordnung zur inelastischen Stokes-Streuung behandelt.

Explizit kann man jetzt für die Polarisation 2. Ordnung schreiben:

$$\vec{P}_s^i(k_s, \omega_s) = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(2)}(\omega_I - \omega) \chi_{ij}^{(1)*}(\vec{q}, \omega) E_I^j \quad (6)$$

Diese wichtige Beziehung sagt aus:

Das inelastisch gestreute Licht wird erzeugt durch eine Polarisation, die wiederum durch eine Suszeptibilität 2. Ordnung, einer Anregungsamplitude und durch das einfallende Feld bestimmt wird.

Die Intensität des gestreuten Lichtes ist proportional zum gemittelten Leistungsspektrum der Polarisationfluktuation. Gemittelt wird über die Fluktuation in der Amplitude der Polarisation.

Das Leistungsspektrum der Polarisationsfluktuation hat die Form

$$\left\langle \vec{\epsilon}_s \vec{P}_s^*(k_s) \cdot \vec{\epsilon}_s \vec{P}_s(k_s) \right\rangle_{\omega_s} = \left| \epsilon_0 \epsilon_s^i \chi_{ij}^{(2)}(\omega_I - \omega) \cdot E_I^j \right|^2 \left\langle X^*(q) X(q) \right\rangle_{\omega} \quad (7)$$

$\vec{\epsilon}_s$ ist der Einheitsvektor parallel zur Polarisation $\vec{P}_s$ des Streulichtes.

Für die gemittelte Intensität des Streulichtes gilt:

$$\bar{I}_S = \int d\Omega \int d\omega_s \omega_s^4 V \cdot \frac{\left\langle \vec{\epsilon}_s \vec{P}_s^*(k_s) \cdot \vec{\epsilon}_s \vec{P}_s(k_s) \right\rangle_{\omega_s} \cdot L}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \quad (8)$$

Der ω_s^4 - Term berücksichtigt das Rayleigh'sche Streugesetz.

Das Volumen V der Probe und der Durchmesser L des Streuvolumens $\mathcal{V}$ senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl ($\mathcal{V}/L$ ist die Fläche des Querschnitts des Streuvolumens) sind Normierungsfaktoren.

Damit ist die Rate des Energieübertrages vom einfallenden Lichtstrahl auf das Streulicht: $\mathcal{V} \cdot \bar{I}_s / L$. Für den eingangs definierten spektralen differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = \frac{\omega_I}{\omega_s} \cdot \frac{V}{L} \cdot \frac{d^2\bar{I}_s}{d\Omega d\omega_s} \cdot \frac{1}{\bar{I}_I} \quad (9)$$

wobei für die gemittelte Intensität des einfallenden Strahls gilt:

$$\bar{I}_I = 2\epsilon_0 \cdot c |E_I|^2 \quad (10)$$

Einsetzen der Ausdrücke (7), (8), (10) in Gl. (9) ergibt:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = \frac{\omega_I \omega_s^3 \mathcal{V} \cdot V |\epsilon_o \epsilon_s^i \epsilon_s^j \chi_{ij}^{(2)}(\omega_I, -\omega)|^2}{(4\pi\epsilon_o)^2 c^4} \langle X(\vec{q}) X^*(\vec{q}) \rangle_\omega \quad (11)$$

Die wichtigsten Abhängigkeiten des spektralen differentiellen Streuquerschnittes sind:

- $\omega_I \omega_s^3 \approx \omega_s^4$, da $\omega_I \approx \omega_s$ bei Brillouinstreuung, Rayleigh-Gesetz
- Die Suszeptibilität 2.Ordnung $\chi_{ij}^{(2)}(\omega_s, -\omega)$
- Das Leistungsspektrum der Anregung des Mediums.

In der Form der Gl. (11) ist die Formel für den spektralen differentiellen Streuquerschnitt allgemein auf die Lichtstreuung an einer Anregung eines Mediums anwendbar.

Lichtstreuung an Spinwellen

In einer makroskopischen Theorie werden die Spinwellen eines ferromagnetischen Mediums durch die Fluktuationseigenschaften der Magnetisierung beschrieben.

Zur Bestimmung des spektralen differentiellen Streuquerschnittes der Lichtstreuung an Spinwellen sind die beiden folgenden Faktoren näher zu spezifizieren:

- 1) Die Abhängigkeit der Suszeptibilität 2. Ordnung von der Magnetisierung
- 2) Das Leistungsspektrum der Fluktuation der Magnetisierung

Zu 1)

Zur Beschreibung der Abhängigkeit der elektrischen Suszeptibilität von der Magnetisierung in einem Ferromagneten entwickelt man die Suszeptibilität nach Potenzen von M :

$$\chi^{ij(\vec{M})} = \chi^{ij} + \frac{\partial \chi^{ij(\vec{M})}}{\partial M^h} \cdot M^h + \dots \quad (12)$$

(Die ersten zwei Terme reichen üblicherweise zur Beschreibung aus.)

Dabei ist χ^{ij} der von $\vec{M}$ unabhängige Teil der elektrischen Suszeptibilität.

Der zweite Term ist rein imaginär und antisymmetrisch mit

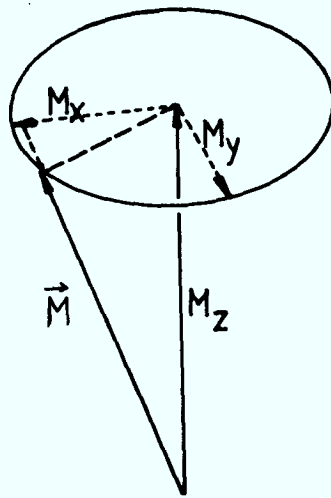
$$iK = \frac{\partial \chi^{ij(\vec{M})}}{\partial M^h} \quad (\text{gilt für kubische, isotrope Medien})$$

$$\chi^{ij(\vec{M})} = \begin{bmatrix} \chi & -iK_m^z & iK_m^y \\ iK_m^z & \chi & -iK_m^x \\ -iK_m^y & iK_m^x & \chi \end{bmatrix} \quad (13)$$

Die Polarisation $\vec{P}$ hat mit Berücksichtigung von $(\vec{M})$ die Gestalt:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}_I + i \epsilon_0 K (\vec{M} \times \vec{E}_I) \quad (14)$$

Die Magnetisierung des Kristalls setzt sich zusammen aus den fluktuierenden Komponenten $(M_x; M_y)$, deren Leistungs-Spektrum die Frequenzverteilung im Streulichtspektrum bestimmt und einer statischen (im zeitlichen Mittel nicht verschwindenden) Komponente $\langle M_z \rangle$.



Diese Komponente M_z bewirkt eine Faraday-Drehung des gestreuten Lichtes.

Die magnetische Suszeptibilität (bei einem äußeren Magnetfeld $\vec{B}_0$) trägt ebenfalls zur Faraday-Drehung bei. Dieser Anteil ist für Frequenzen von E_I von typisch $5 \cdot 10^{14}$ Hz klein gegen den elektrischen Anteil.

Ebenso kann der Beitrag der Wechselwirkung zwischen der magnetischen Komponente des einfallenden Lichtstrahls und der Fluktuation der Magnetisierung des Mediums zur inelastischen Streuung vernachlässigt werden.

Die Beziehung zwischen dem einfallenden $\vec{E}$ -Feld und der Stokes-Polarisation lautet:

$$\vec{P}_S = i\epsilon_0 K(\vec{M}^* \times \vec{E}_I) \quad (15)$$

Damit ergibt sich für den spektralen differentiellen Streuquerschnitt für die Lichtstreuung an Spinwellen:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = \omega_s^4 \cdot \frac{\nu V}{(4\pi\epsilon_0)^2 c^4} \cdot \epsilon_0^2 K^2 (\vec{\epsilon}_s \times \vec{\epsilon}_I)^i (\vec{\epsilon}_s \times \vec{\epsilon}_I)^j \langle M^i M^j \rangle_\omega \quad (16)$$

Hier sei noch einmal daraufhingewiesen, daß die Ankopplung des Lichtes an die Spinwellen im Wesentlichen über den Einfluß der magnetischen Fluktuationen auf die elektrische Suszeptibilität 2. Ordnung erfolgt. Die magnetische Lichtstreuung an der mit der Stokes-Frequenz oszillierenden Komponente der Magnetisierung trägt vernachlässigbar wenig zum Streuquerschnitt bei.

Zu 2)

Zur vollständigen Beschreibung des spektralen differentiellen Wirkungsquerschnitts benötigt man noch einen expliziten Ausdruck für das Leistungsspektrum der Magnetisierungsfluktuation.

Dieser wird im Folgenden anhand des Fluktuations-Dissipations-Theorems hergeleitet.

Man geht dabei von einer fiktiven äußeren Kraft $F(t)$ aus, die an die Auslenkung $\vec{X}(t)$ der Fluktuation ankoppelt, derart, daß für die Wechselwirkungsenergie E gilt:

$$E = -\vec{X}(t) \cdot \vec{F}(t) \quad (17)$$

dabei hat F in der Regel nicht die Dimension einer Kraft und wird als generalisierte Kraft betrachtet. Die Zeitabhängigkeit von F ist beliebig. $F(t)$ kann Fourier-analysiert werden:

$$F(t) = \int F(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega$$

Die Komponente $F(\omega)$ ist dafür verantwortlich, daß das Mittel der Fourier-Komponente $X(\vec{q}, \omega)$ der Anregungsamplitude von Null verschieden ist. Der Mittelwert $X(\vec{q}, \omega)$ ist proportional zur Kraft $F(\omega)$.

$$\overline{X}(\vec{q}, \omega) = T(\vec{q}, \omega) \cdot F(\omega) \quad (18)$$

$T(\vec{q}, \omega)$ ist die lineare-Response-Funktion. Sie beschreibt die Reaktion des fluktuierenden Systems auf eine äußere Kraft.

Das Fluktuation-Dissipations-Theorem lautet:

$$\langle X(\vec{q}) X^*(\vec{q}) \rangle_{\omega} = \frac{\hbar}{\pi} \left\{ n(\omega) + 1 \right\} \cdot J_m T(\vec{q}, \omega) \quad (19)$$

Das Leistungsspektrum der Anregung ist proportional zum Imaginärteil, also dem dissipativen Anteil, der linearen Responsefunktion.

$n(\omega) = (\exp(\hbar\omega/K_B T) - 1)^{-1}$ ist der Bose-Einstein-thermische Besetzungsfaktor.

Es bleibt als letzter Schritt zur Berechnung des Streuquerschnitts die Bestimmung der linearen Responsefunktion.

Siehe dazu: /6/

Bis hierher wurde die Lichtstreuung anhand eines idealisierten Streuexperimentes behandelt. Die auftretenden Größen waren alle im streuenden Medium definiert.

In einem realen Streuexperiment tritt ein Lichtstrahl über eine Grenzfläche von einem Medium 1 in ein Medium 2 ein, wo er gestreut wird und danach die Grenzfläche zum Medium 1 wieder überquert.

Die Transmissionseigenschaften des einfallenden und des gestreuten Lichtes an der Grenzfläche werden durch die Fresnel-Koeffizienten beschrieben.

Abb. 10 zeigt die in dieser Arbeit verwendete Rückstreugeometrie unter schräger Inzidenz.

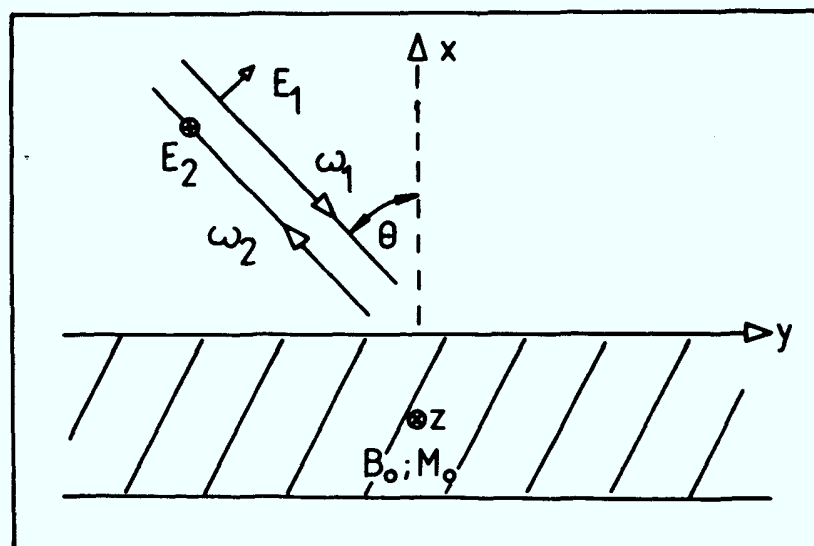


Abb. 10 : Rückstreukonfiguration bei schräger Inzidenz

Der Wellenvektor des Lichtes sei im Medium 1 ($\tilde{n} = n = 1$) k und im Medium 2 ($\tilde{n}(\omega) = [n(\omega) + i\alpha(\omega)]K$; k_2 bzw. K_2 sind die entsprechenden Wellenvektoren des gestreuten Lichtes im Medium 1 bzw. 2.

Der spektrale differentielle Streuquerschnitt hat für diese Anordnung die Form:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_2} = \frac{\omega_i \omega_s^3 \cdot \bar{A} \cdot |K|^2 \cos^2\theta}{(4\pi\epsilon_0)^2 C^4} \left[n(\omega) + 1 \right] \cdot J_m \sum_{\alpha\alpha'} R_{\alpha\alpha'}(\omega) G_{\alpha\alpha'}(\omega) \quad (20)$$

Dabei ist $\bar{A}$ die Fläche, durch die das Streulicht austritt und K der lineare magneto-optische Kopplungskoeffizient.

Die Größen $G_{\alpha\alpha'}(\omega)$ beinhalten die linearen Responsefunktionen $\langle\langle m^\alpha(Q'_x); m^{\alpha'}(Q_x) \rangle\rangle_{Q''_x, \omega}$ des Systems:

$$G_{\alpha\alpha'}(\omega) = \frac{1}{L} \sum_{Q_x Q'_x} \frac{D^*(Q'_x) D(Q_x) \langle\langle m^\alpha(Q'_x); m^{\alpha'}(Q_x) \rangle\rangle_{Q''_x, \omega}}{(Q'_x + B)^* \cdot (Q_x + B)} \quad (21)$$

mit $B = (k_1^x + k_2^x)$; $D(Q_x) = \left\{ 1 - \exp \left[i(Q_x + B)L \right] \right\}$

Die Größen $R_{\alpha\alpha'}(\omega)$ bringen die Transmissionseigenschaften des Lichtes an der Grenzfläche der Medien zum Ausdruck:

Für die vorliegende Konfiguration gilt:

$$\begin{aligned} R_{\alpha'\alpha'}(\omega) &= |g|^2 |f_2|^2 \cos^2\theta - |f_1|^2 \sin^2\theta + i \sin 2\theta \operatorname{Re}(f_1^* f_2) \\ R_{\alpha\alpha'}(\omega) &= |g|^2 |f_2|^2 \cos^2\theta + |f_1|^2 \sin^2\theta - \sin 2\theta \operatorname{Im}(f_1^* f_2) \\ R_{\alpha\alpha}(\omega) &= |g|^2 |f_2|^2 \cos^2\theta + |f_1|^2 \sin^2\theta + \sin 2\theta \operatorname{Im}(f_1^* f_2) \\ R_{\alpha\alpha}(\omega) &= R_{\alpha'\alpha'}^*(\omega) \end{aligned} \quad (22)$$

wobei f_1 und f_2 die Fresnel-Koeffizienten für den einfallenden Lichtstrahl sind und $|g|^2$ der Transmissionskoeffizient für das gestreute Licht an der Grenzfläche.

$$\begin{aligned}
 f_1 &= 2 k_1^x \left\{ \left[n(\omega_1) + i\alpha(\omega_1) \right]^2 \cdot k_1^x + K_1 \right\}^{-1} \\
 f_2 &= 2 k_1^x \left\{ \left[n(\omega_1) + i\alpha(\omega_1) \right]^2 \cdot k_1^x + K_1 \right\}^{-1} \\
 g &= \omega_2 \left\{ c \cdot (K_2^x - k_2^x) \right\}^{-1}
 \end{aligned} \tag{23}$$

Aus den Gleichungen 20-23 wird ersichtlich, wie die optischen Konstanten der Schicht und des sie umgehenden Mediums in den Streuquerschnitt eingehen.

II. Experimenteller Teil

1) Die Proben

Im Rahmen dieser Arbeit wurden dünne Filme aus den Materialien Eisen, Nickel und der Eisen-Nickellegierung Permalloy ($\text{Ni}_{.8}\text{Fe}_{.2}$) untersucht.

In Tabelle 1 sind einige für die folgenden Untersuchungen relevanten Materialeigenschaften zusammengefaßt:

Größe/Material:	Fe	Ni	$\text{Ni}_{.8}\text{Fe}_{.2}$
Magn.Struktur/ Curie Temp. [K]	ferro./1043 ²²⁾	ferro./631 ²²⁾	ferro./793 ²³⁾
Sättigungs- magnetisierung: [Tesla]	2,15 ²²⁾	0,616 ²⁴⁾	1,0 ²⁵⁾
Brechungsindex:	$n=2,70$	$n=1,80$	$n=2,75$
$\tilde{n} = n - ik$	$k=2,86$ ²⁶⁾	$k=3,21$ ²⁶⁾	$k=3,23$ ²⁷⁾
lin. Ausdehnungs- koeffizient:(22)	$15 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$18 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	$12 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$

1.1. Die Probenpräparation

Die gesputterten Permalloy-Filme wurden uns freundlicherweise von der Siemens AG zur Verfügung gestellt.

Alle übrigen Schichten und Doppelschichtsysteme, die wir untersuchten, wurden in unserem Labor in einer U.H.V. Anlage von Herrn R. Schreiber aufgedampft.

Die wichtigsten Präparationsparameter sind in folgendem Diagramm aufgeführt.

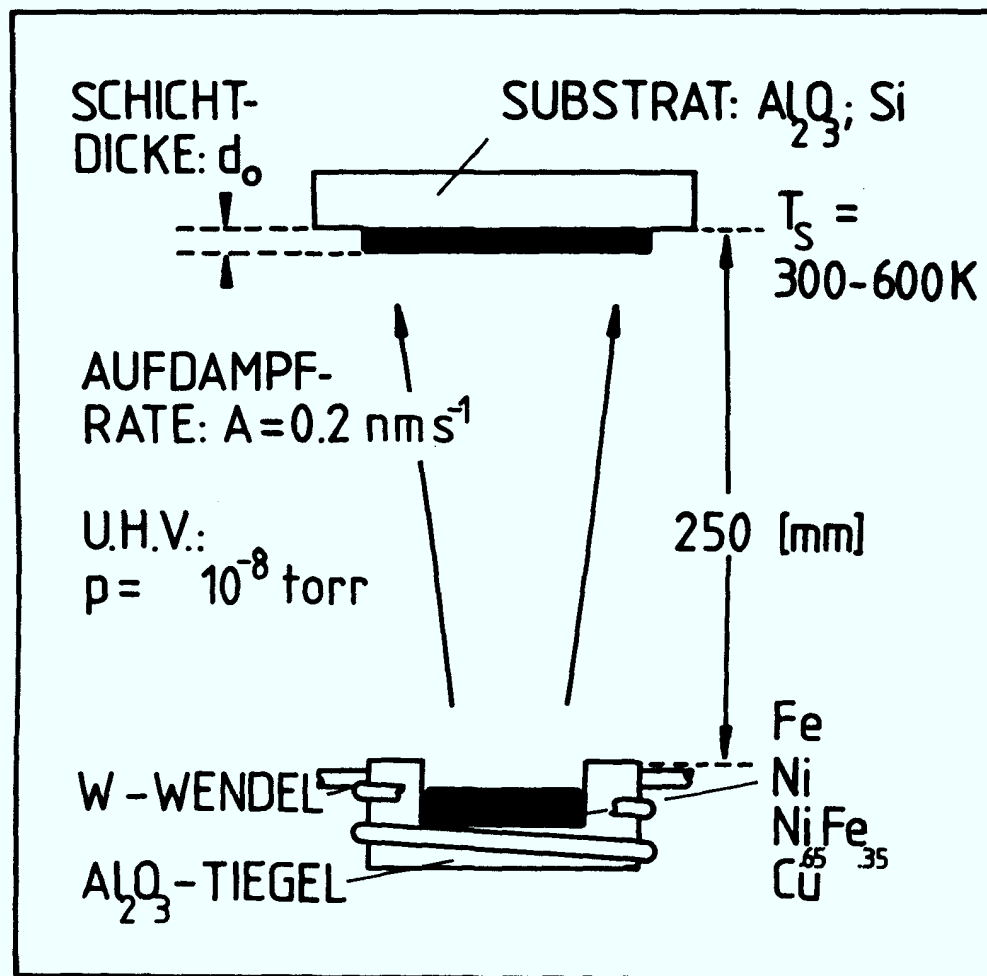


Abb. 11: Präparationsbedingungen

Das Substrat kann während des Aufdampfvorganges geheizt werden. Wir haben damit den Einfluß der Substrattemperatur auf die Schichteigenschaften bezüglich der Lichtstreuung untersucht.

Die Ni-Fe-Legierung Permax wurde als Massivmaterial verdampft. Da die Sättigungsdampfdrucke der Komponenten sich nur wenig unterscheiden /28/, ist das Konzentrationsverhältnis der Aufdampfschichten etwa das gleiche wie beim Ausgangsmaterial.

Die Substrate

In Tabelle 2 sind die Eigenschaften der verschiedenen Substrate aufgeführt, nach denen sie für die einzelnen Meßreihen ausgewählt wurden:

Größe/Material	Al_2O_3	Si	SiO_2
Brechungsindex $\tilde{n}=n-ik$ ($\lambda = 488 \text{ nm}$)	$n_i=1,68$ 29) $k_i=0$	$n_i=4,25$ 30) $k_i=0,02$	$n = 1,46$ 29) $k = 0$
Thermische Leitfähigkeit $T=300 \text{ K}$	$38 \left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$ 22)	$156 \left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$ 22)	$1,4 \left[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right]$ 22)
Lin Ausdehn.Koeff.:	$8 \cdot 10^{-6} [\text{C}^\circ]^{-1}$ 22)	$3 \cdot 10^{-6} [\text{C}^\circ]^{-1}$ 29)	$8 \cdot 10^{-6} [\text{C}^\circ]^{-1}$ 22)
Oberfläche:	(012)	(111)	amorph

Tabelle II.2

Wie in Kapitel III.2 gezeigt wird, spielen bei der Betrachtung von Vielfachreflexionseffekten die optischen Eigenschaften des Substratmaterials eine wesentliche Rolle.

Die Wärmeleitfähigkeit des Substratmaterials bestimmt die Wärmeabfuhr der beim Lichtstreuexperiment lokal eingestrahlten Laserleistung. Es muß gewährleistet sein, daß das zu untersuchende Volumen der Probe sich nicht wesentlich aufheizt und damit die Magnetisierung herabsetzt. Aus diesem Grund scheiden Quarzsubstrate für Schichten mit einer Schichtdicke ($d_0 \gtrsim 50 \text{ nm}$) aus.

Die Oberflächenbeschaffenheit der Substrate hat einen großen Einfluß auf die elastische Streuung an der Filmoberfläche.

Die Substrate wurden im Ultraschallbad mit Frigen gereinigt. Anschließend wurden sie in Propanol gekocht.

Im Fall der Nickelschichten auf EpiSaphir wurden die Saphirsubstrate durch Ionenätzen zusätzlich behandelt. Dabei wurden die Substrate relativ zum Ionenstrahl um 45° geneigt und gedreht. Damit wird eine Oberflächenschicht von einigen 100 nm abgetragen und eventuell auftretende Stufenprofile an der Oberfläche abgerundet.

1.2. Charakterisierung der Proben

Bestimmung der Schichtdicke

Während des Aufdampfprozesses benötigt man Informationen über die Dicke und die Wachstumsrate (Aufdampfrate) der Schicht. Diese erhält man über einen Schwingquartzmonitor, den man möglichst dicht neben den zu bedampfenden Substraten anbringt.

Die Dicke des auf den Schwingquartz aufgedampften Materials steht dann in einer einfachen Relation zu der Dicke der Aufdampfschicht.

Die auf den Schwingquartz aufgebrachte Masse verschiebt die Resonanzfrequenz des piezoelektrischen Systems. Diese Verschiebung ist proportional zur abgelagerten Masse und über die Dicke des aufgedampften Materials läßt sich daraus die Dicke d_0 der Schicht bestimmen /30/.

Die Meßgenauigkeit wird dadurch beeinträchtigt, daß die zu bedampfenden Substrate und der Schwingquartz an verschiedenen Orten in der Dampfstrahlcharakteristik liegen und dadurch, daß die Akkodomationskoeffizienten des Substrates und des Schwingquartzes verschieden sein können.

Der letztere Effekt muß besonders berücksichtigt werden, wenn die Substrate eine höhere Temperatur haben als der Schwingquartz.

Geeicht wird das Schwingquartzsystem, indem man Schichten mit großer Schichtdicke ($d_0 \geq 100$ nm) mit dem Tolanski-Mikroskop untersucht /31/.

Die Genauigkeit dieser Methode ist unabhängig von der Schichtdicke. Der absolute Fehler beträgt etwa ± 4 nm. Die Proportionalität der Frequenzverschiebung des Schwingquartzes zur Schichtdicke der Aufdampfschicht wurde so auf ± 5 % bei großen Schichtdicken bestimmt. Bei kleinen Schichtdicken ($d_0 \leq 50$ nm) nehmen wir an, daß diese Proportionalität bis auf ± 10 % genau erfüllt ist.

Bei geheizten Substraten haben wir mit der Tolanski-Methode festgestellt, daß die mit dem Schwingquartz bestimmte Schichtdicke um 15 % zu groß ist. Das bedeutet auf dem heißen Träger ist die Haftung herabgesetzt gegenüber der Haftung auf dem Schwingquartz, der nicht geheizt ist.

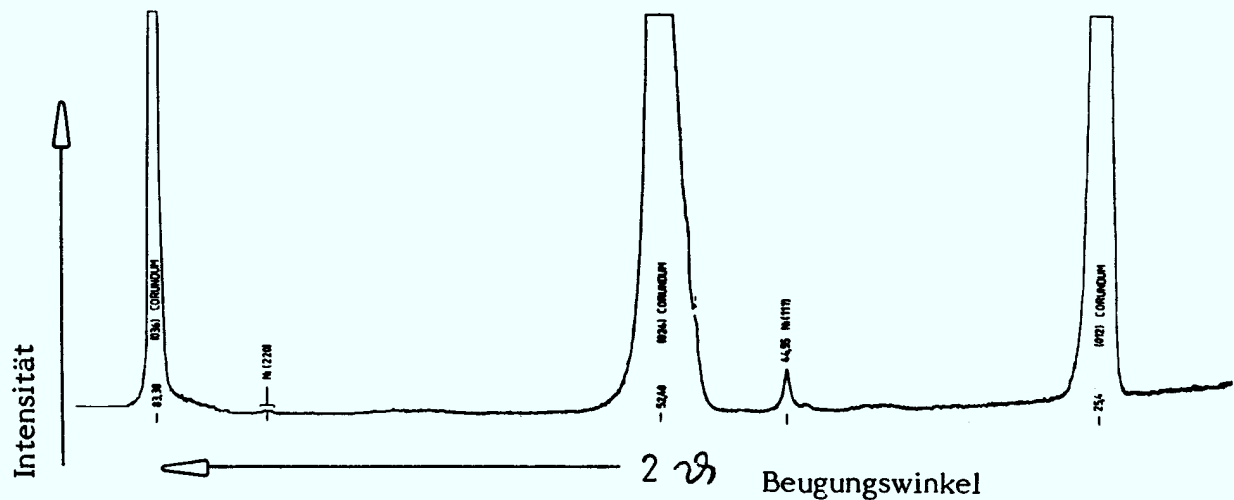


Abb. 12: Diffraktogramm: Ni auf Corundum (Saphir)

Struktur der Aufdampfschichten

Zur Strukturanalyse wurden zwei Nickelschichten mit der Methode der Röntgenbeugung im Zentrallabor für Chemische Analysen untersucht /32/.

Die Diffraktogramme zeigen drei Linien mit großer Intensität des Saphir-(Corund) Substrates (Abb. 12). Daraus wurde als Aufdampffläche die (012)-Ebene des Corund bestimmt. Die Reflexe des Substrates treten so stark hervor, weil die Eindringtiefe der Röntgenstrahlen bedeutend größer ist als die Schichtdicke der Aufdampfschichten.

Die Linien der Nickelschicht, die im Diagramm zu sehen sind, rühren von Reflexionen an den Ebenen Ni(111) und Ni(220) her. Die (200)-Linie des Nickels wird von dem Al_2O_3 Reflex (024) überdeckt.

Der kleine Peak rechts neben der Ni(111)-Linie ist eine Eisenlinie, die vom Proben-tisch der Anlage herrührt.

Dadurch, daß nicht alle drei Nickel-Reflexe sichtbar sind, kann die Struktur nicht eindeutig bestimmt werden.

Aus der Breite der Nickelreflexe und der Tatsache, daß die (024)-Linie des Substrates und die (200)-Linie des Nickels übereinanderfallen, kann man allerdings schließen, daß die Nickelschichten eine Textur aufweisen /33/.

Bestimmung optischer Konstanten

Für die Untersuchung von Vielfachreflexionseffekten, die bei der Lichtstreuung an sehr dünnen Filmen ($d_0 \lesssim 10 \text{ nm}$) auftreten, benötigt man die optischen Konstanten der Schichten.

Die Werte für Eisen und Nickel wurden aus der Literatur entnommen /26/; für die Permalloy-Schichten haben wir diese elliptometrisch bestimmt.

Dabei haben wir die Reflektivität der Schichten in p-Polarisation unter mehreren Einfallswinkeln θ ($10^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$) und die Transmission in senkrechter Inzidenz gemessen (Abb. 2 zeigt die Messung + Fit). Mit einem "least-square-fit"-Programm haben wir mit den Fitparametern n und k ($\tilde{n} = n - ik$) die theoretische Kurve der Abhängigkeit R_p von θ und T , bei bekannter Schichtdicke, an die Meßpunkte angepaßt. Die Theorie umfaßt ebenfalls Vielfachreflexionseffekte nach /34/.

Die Messungen wurden mit Licht der Wellenlänge $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$ durchgeführt.

Es ergaben sich die Werte

zum Vergleich Nickel:/26/

$$\tilde{n} = n - ik$$

Permalloy: $n = 2,75 \pm 0,05$

$n = 1,80$

($\lambda_0 = 488 \text{ nm}$) $k = 3,23 \pm 0,05$

$k = 3,21$

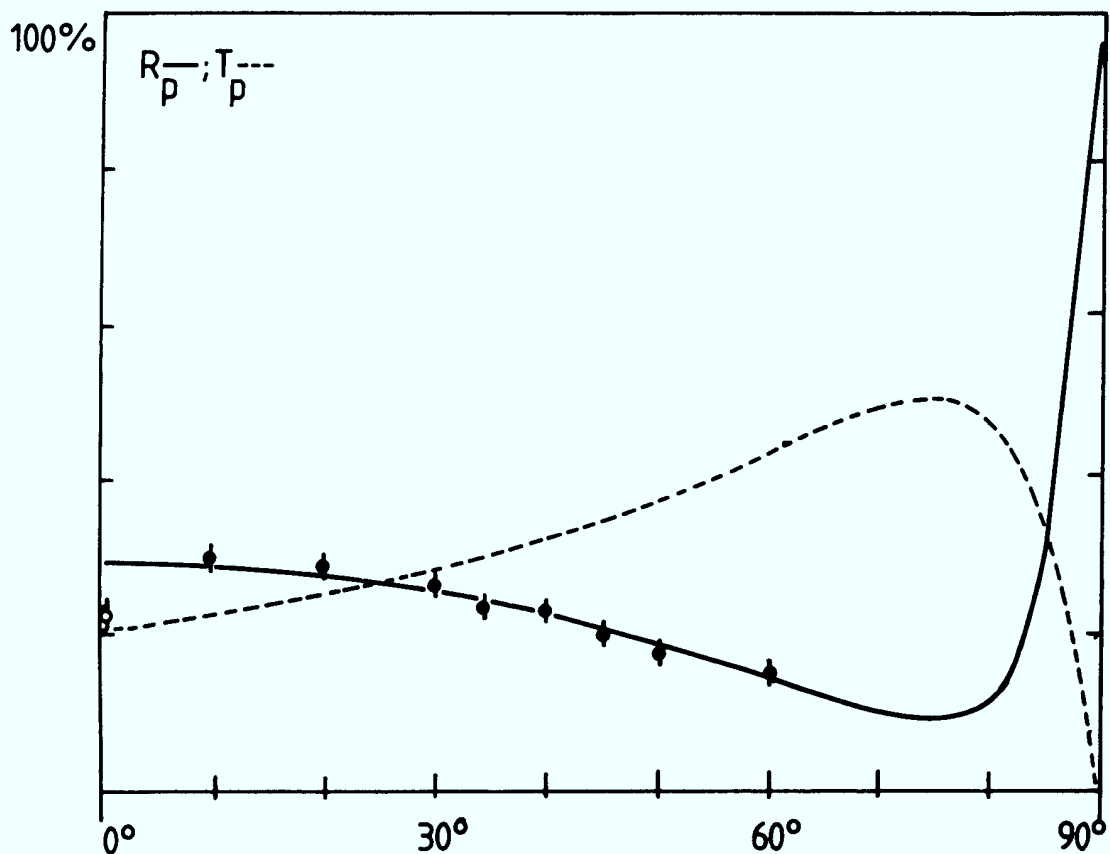


Abb. 13: Verlauf der Reflektivität und Transmission für p-polarisiertes Licht in Abhängigkeit vom Einfallswinkel (Schicht:Permalloy $d_0=10$ nm)

Elektronenmikroskopische Untersuchungen an dünnen Aufdampfschichten

Ziel der Untersuchungen ist es, Informationen über die Beschaffenheit der Oberflächen der Aufdampfschichten zu gewinnen. Insbesondere, ob diese von der Dicke der Schichten abhängt. Ebenso wurde das Substratmaterial epitaktisch polierter Saphir untersucht.

1) Rasterelektronenmikroskop

Das Rasterelektronenmikroskop erlaubt Aufnahmen direkt von den Schichten zu machen. Bei den von uns angestellten Untersuchungen wurden Elektronen unter einem Einfallswinkel von 60° auf die Probe eingestrahlt und die Sekundärelektronen in Reflexion beobachtet. Abb. 14a,b zeigen Aufnahmen der Oberfläche einer 25 nm dicken Nickelschicht bei 4000-facher und bei 40 000-facher Vergrößerung.

In Abb. 14a sieht man einen Kratzer, der angebracht wurde, um einen Anhaltspunkt für die Fokussierung des Elektronenstrahls zu haben.

Abb. 14b wurde bei größtmöglicher Vergrößerung aufgenommen.

Abgesehen von einem Staubkorn (links-unten) zeigt diese Aufnahme keine Struktur.

Bei dieser Auflösungsstufe werden die eingestrahlten Elektronen mit 25 KV beschleunigt.

Bei einer sehr dünnen Metallschicht, die auf einem nichtleitenden Substrat aufgebracht ist, können Aufladungseffekte durch das Substrat auftreten, die den Elektronenstrahl defokussieren und somit die Auflösung beeinträchtigen.

Das bedeutet:

In dieser Anordnung und mit dieser Auflösung sind Oberflächenstrukturen unserer Nickelschichten nicht zu erkennen.

Um die Oberflächenbeschaffenheit zu untersuchen, über die man mit dem Rasterelektronenmikroskop offenbar keine Information erhält, wurden von den Oberflächen einiger Schichten Abdrücke gemacht, die nach einer speziellen kontrasterhöhenden Behandlung mit einem Transmissionselektronenmikroskop untersucht wurden.

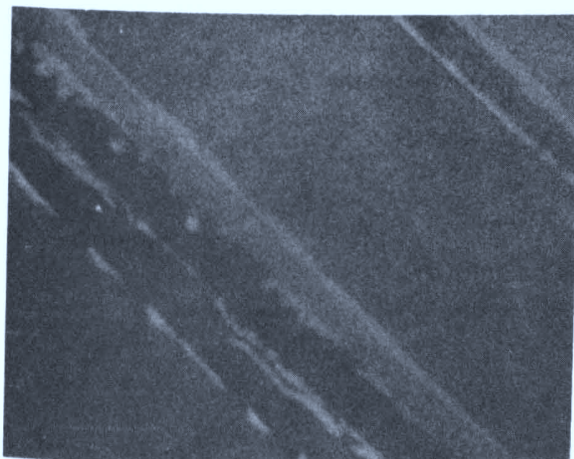


Abb. 14a



Abb. 14b

Rasterelektronenmikroskopaufnahmen einer 25 nm dicken Ni-Schicht auf Epi-Saphir

2) Transmissionselektronenmikroskop

Für Untersuchungen von Oberflächen mit dem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) müssen die Proben so dünn sein, daß sie von den einfallenden Elektronen durchstrahlt werden können.

Da sich unsere Nickelschichten nicht von ihrem Saphir-Substrat ablösen lassen, ohne das die Schichten selbst beeinträchtigt wurden, wurde ein zweistufiges Abdruckverfahren angewandt. Damit erhält man eine Replica der Oberfläche der Nickelschicht auf einem dünnen Kohlenstoff-Film, der sich für Untersuchungen mit dem TEM eignet. Durch Schrägbedampfung des Abdruckes mit einem Schwermetall (z.B. Paladium, Gold) erzielt man einen erhöhten Kontrast der Aufnahmen. Anhand der Skizzen 15a-f) soll die Abdrucktechnik erläutert werden.

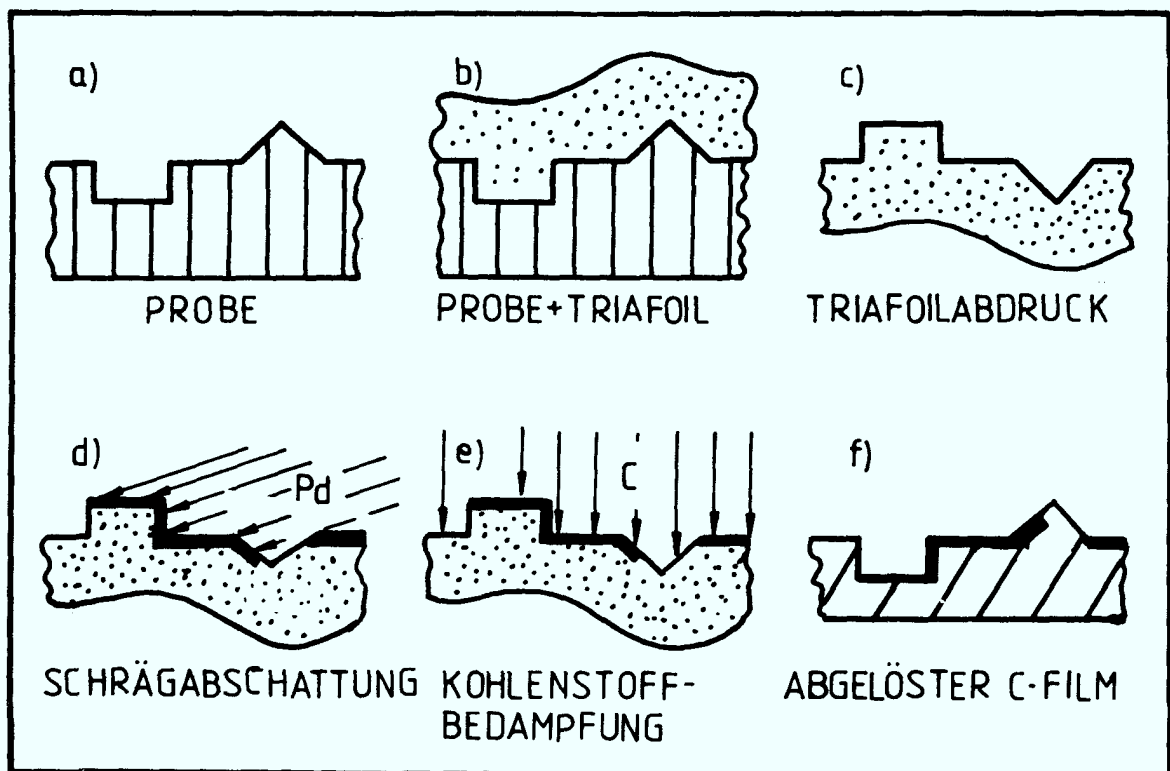


Abb. 15: Replica-Technik

Im Folgenden sollen die TEM-Aufnahmen, die an den Abdrücken gemacht wurden, diskutiert werden.

Zuerst wurde die Oberfläche des Substrates untersucht. Abb. 16a,b zeigen Aufnahmen von zwei verschiedenen Orten auf dem Substrat.

Abb. 16a zeigt außer einem sehr feinkörnigen "Pfeffer und Salz" Muster keine weitere Struktur.

Diese Körnung rührt von der Abdrucktechnik her und ist auch in den folgenden Aufnahmen als unvermeidbarer Untergrund zu bewerten.

Es handelt sich also um eine sehr ebene auf dieser Skala (Vergrößerung 20000:1) ungestörten Oberfläche.

In Abb. 16b sehen wir an einem anderen Ort auf dem Substrat längliche Riefen, die auf dem Photo vorwiegend in horizontaler Richtung verlaufen und durchschnittlich ca. 300 nm lang sind. Dies kann vom epitaktischen Polieren herrühren. Dabei wird der beim Polieren anfallende "Abraum" aus Vertiefungen der Oberfläche abgeätzt und es verbleiben Riefen. Im Vergleich dazu Aufnahmen von der Rückseite des Substrates, die "optisch"-poliert ist (Abb. 16c,d). Die Oberfläche ist überzogen von Riefen, die einige hundert Nanometer breit sind.

Somit bieten die epitaktisch polierten Saphirsubstrate eine gute, sehr ebene Unterlage zum Aufdampfen von dünnen Schichten.

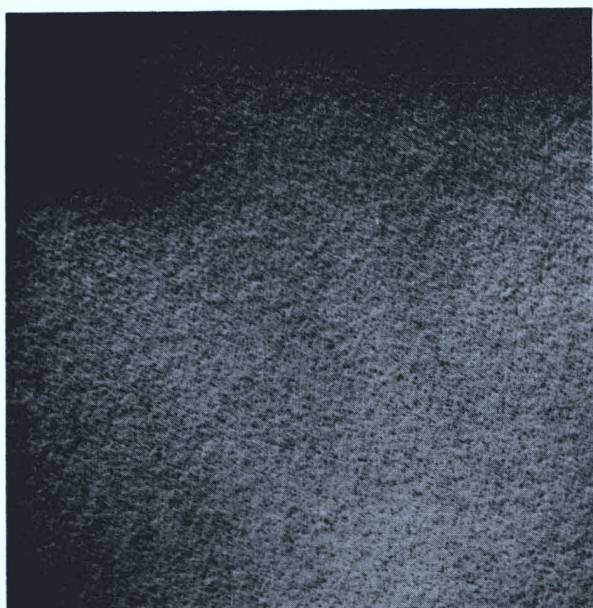


Abb. 16a:Epi-Saphir 20.000:1 $\overline{500\text{ nm}}$



Abb. 16b:Epi-Saphir 20.000:1 $\overline{500\text{ nm}}$

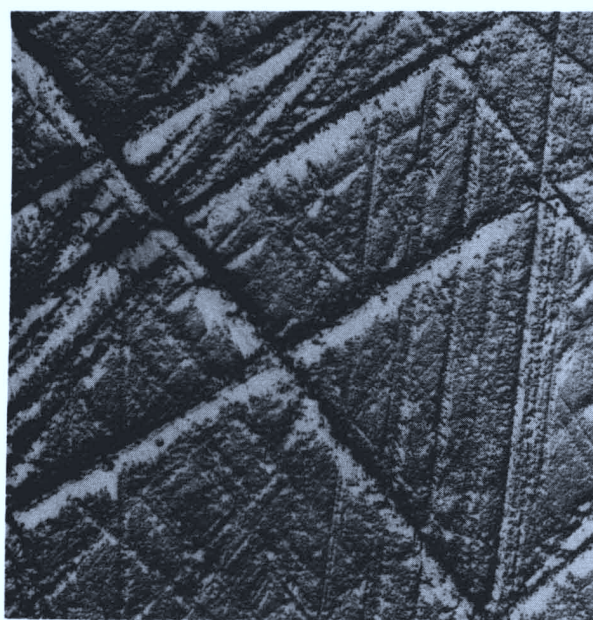


Abb. 16c 20.000:1 $\overline{500\text{ nm}}$

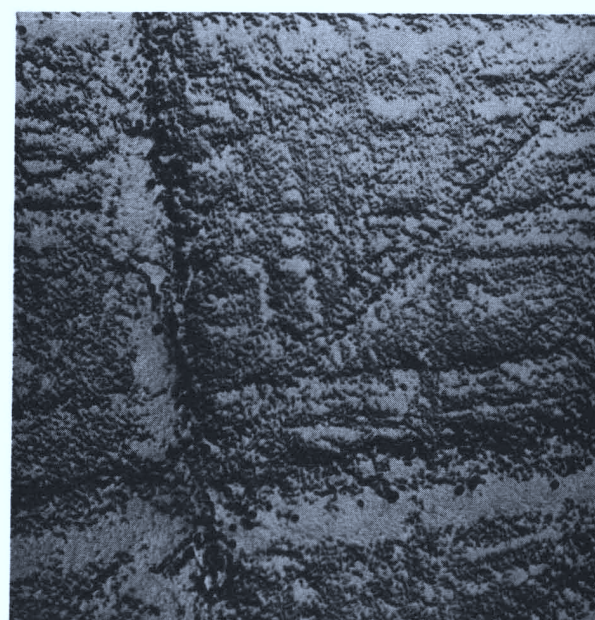
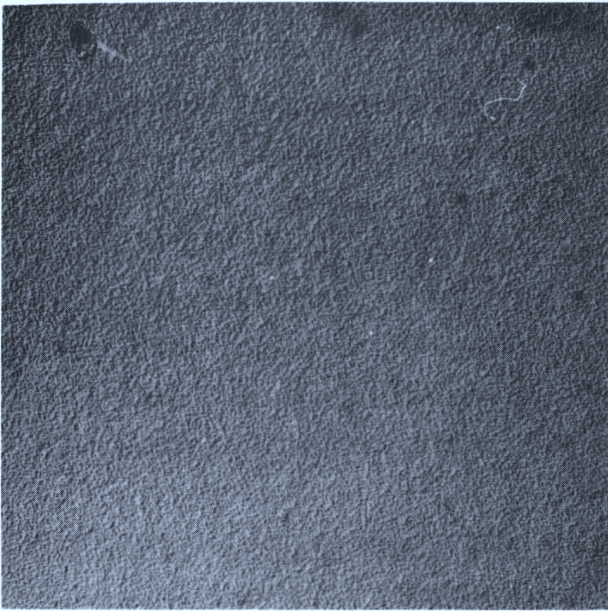
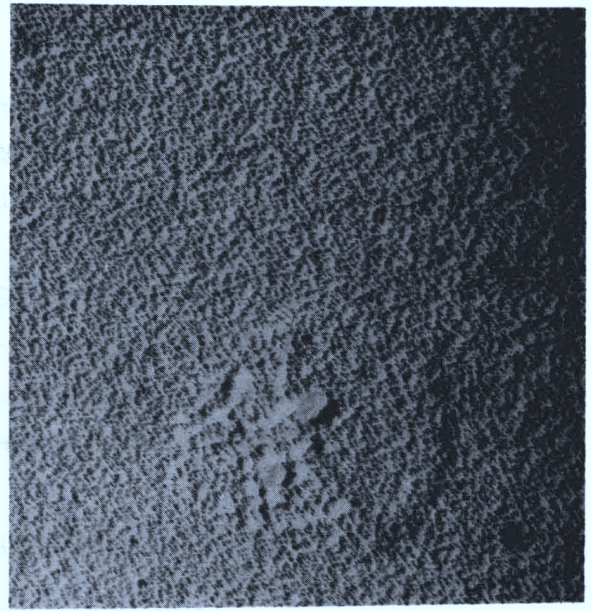


Abb. 16d 40000:1 $\overline{250\text{ nm}}$

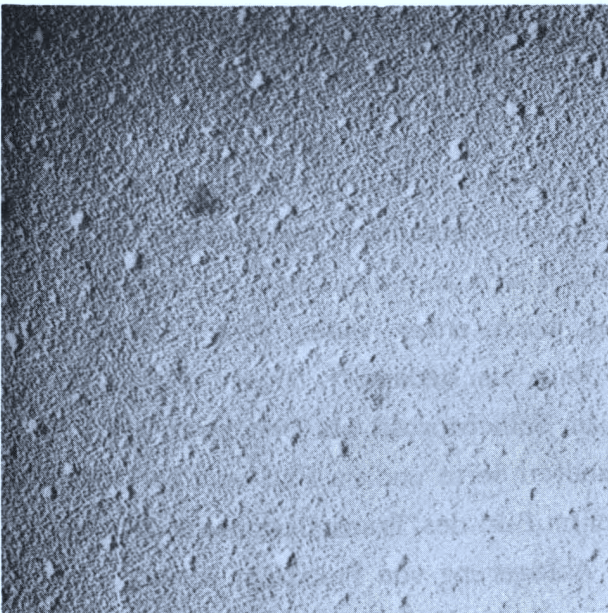
Saphir : Rückseite des Substrates "optisch poliert"



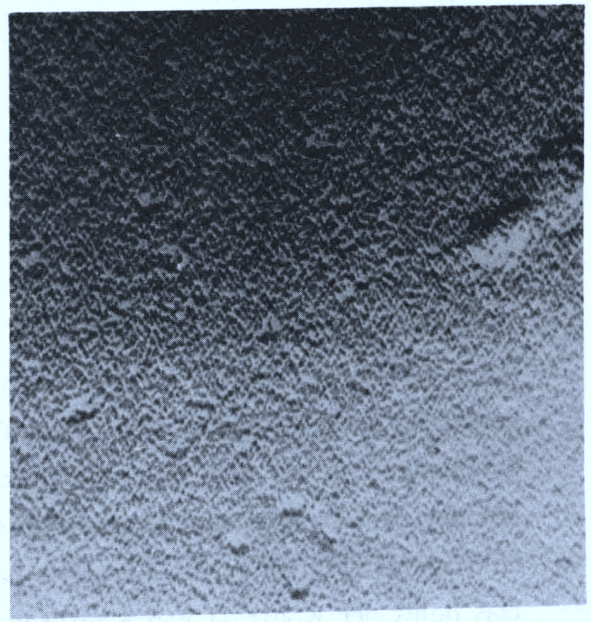
↑ Abb. 17a: Ni (60 nm) 20.000:1 500 nm



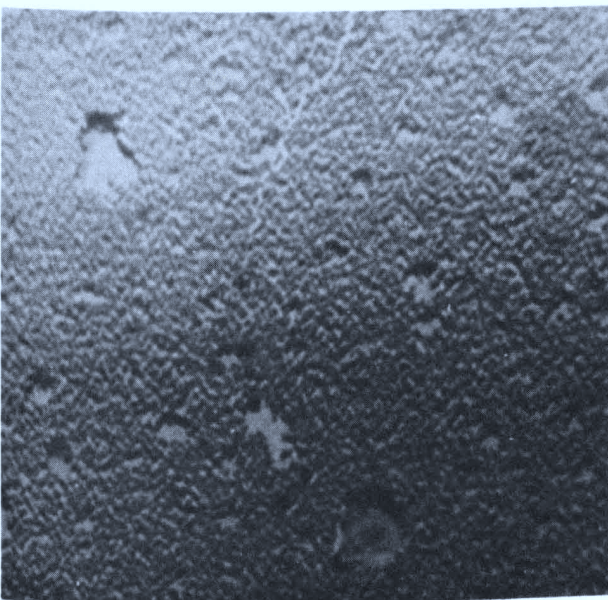
↑ Abb. 17b: Ni (60 nm) 40.000:1 250 nm



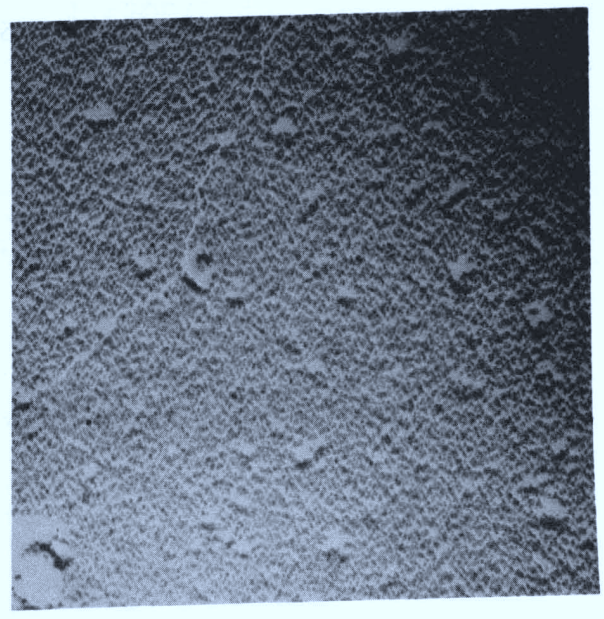
↑ Abb. 18a: Ni (5 nm) 20.000:1 500 nm



↑ Abb. 18b: Ni (5 nm) 40.000:1 250 nm



↑ Abb. 19a: Ni (5 nm) 40.000:1 250 nm



↑ Abb. 19b: Ni (5 nm) 40.000:1 250 nm

Die Abb. 17a,b zeigen Aufnahmen von Abdrücken einer 60 nm dicken Nickelschicht. Abgesehen von einigen schwarzen Punkten, die von Verunreinigungen des Abdruckes herrühren, zeigt die Oberfläche in Abb. 17a keine Struktur.

Abb. 17b zeigt den Abdruck bei 40 000-facher Vergrößerung. Auch hier erkennt man außer einem runden Fleck, der eine Unregelmäßigkeit umschließt, keine weiteren Merkmale. Dieser Fleck kann von einer Verunreinigung des Substrates herrühren, wobei sich das Profil beim Aufdampfen durch die Schicht fortgepflanzt hat.

Damit hat die Schichtoberfläche die gleiche Qualität wie die Substratoberfläche.

Im Falle der etwa 5 nm dicken Nickelschichten ist das nicht mehr der Fall.

Die Abbildungen 18a,b und 19a,b zeigen die Abdrücke der Schicht bei 20 000-facher bzw. 40 000-facher Vergrößerung.

Die Oberfläche weist eine hohe Dichte von Löchern auf. Auf die Tiefe dieser Löcher kann man folgendermaßen schließen: In den Aufnahmen stellen sich die Löcher durch helle Bereiche dar, an deren Rand sich an einer Seite ein dunkler "Schatten" anschließt. Der "Triatal"-Abdruck wurde unter einem Winkel von $2,5 \pm 0,5^\circ$ Grad, relativ zur Oberfläche mit Paladium bedampft. Dieses setzt sich verstärkt an den Flanken von Unebenheiten im Schichtprofil ab. Und zwar bei Erhöhungen an der dem Dampfstrahl zugewandten Seite und im Fall von Vertiefungen auf der dem Dampfstrahl abgewandten Seite. Im Bild des Transmissionselektronenmikroskops erscheinen die Bereiche höherer Ablagerung von Paladium dunkel. Das heißt der Kontrast von Konturen wird mit dieser Maßnahme erhöht. Umgekehrt erscheinen Bereiche, die relativ zum Paladiumdampfstrahl im Schatten von Erhöhungen oder Kanten lagen auf dem Bild der Schicht heller, weil dort kein Paladium hingelangt ist.

Der Durchmesser d der weißen Flecken auf den Abdrücken in Richtung des Dampfstrahls gemessen, beträgt im Mittel 80 nm. Daraus kann man über den Aufdampfwinkel von $2,5^\circ$ mit $h = d \tan 2,5^\circ \approx 1/20 d$ auf eine Tiefe der Löcher von $h \approx 4$ nm schließen. Damit liegt die Tiefe der Löcher in der gleichen Größenordnung wie die Schichtdicke.

Da das Substratmaterial keine solche hohe Dichte von Löchern zeigte, kann es sich dabei nur um Löcher in der Schicht handeln.

Einfluß der Substrattemperatur auf die Lichtstreuung an dünnen Nickelschichten

Abb. 20 zeigt die Lichtstreuenspektren von 40 nm dicken Nickelschichten, die auf Substrate mit Temperaturen zwischen $T_S = 300$ und 570 K aufgedampft wurden.

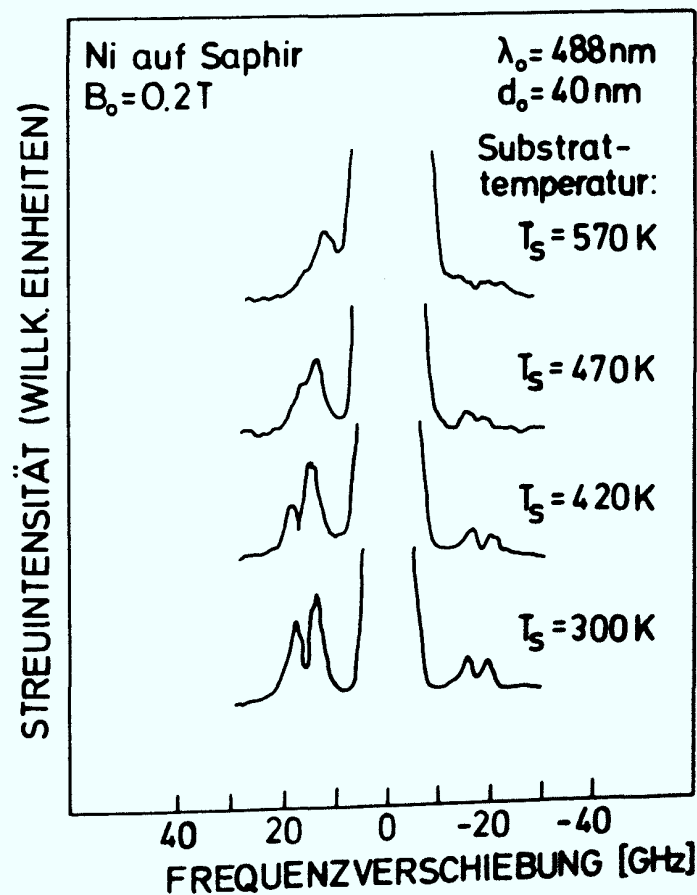


Abb. 20 : LS-Spektren von Nickelschichten bei verschiedener Substrattemperatur

Man erkennt, daß die Linien der Oberflächen und der 1. stehenden Spinwelle bei steigender Substrattemperatur breiter werden und ineinander verlaufen. Im Spektrum der Schicht, die bei $T_S = 570$ K aufgedampft wurde, sind die beiden Moden nicht mehr aufzulösen. Ebenso steigt mit der Substrattemperatur der Anteil des elastisch gestreuten Lichtes, welches von der Streuung an Rauigkeiten der Probenoberfläche herrührt.

Man erkennt die starke elastische Streuung an der Verbreiterung der Rayleighlinie. Man kann die oben geschilderte Temperaturabhängigkeit auf die große Magnetostriktion von Nickel zurückführen. Die Schichten, die bei hoher Substrattemperatur aufgedampft wurden, sind bei Raumtemperatur durch die verschiedenen räumlichen Ausdehnungsänderungen von Schicht und Substrat verspannt.

Die Ausdehnungsänderung ist proportional zum Quadrat der Magnetisierung. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Nickel $18 \cdot 10^{-6}(\text{C}^\circ)^{-1}$ ist größer als der von Saphir $8 \cdot 10^{-6}(\text{C}^\circ)^{-1}$, d.h. beim Abkühlen der Schicht auf dem Substrat wird die Nickelschicht gestreckt. Da die Magnetostriktion beim Nickel negativ ist, wird dadurch die Magnetisierung abgesenkt. Da die Schichten nicht in einkristalliner Form vorliegen, ist dieser Effekt nicht einheitlich gerichtet und führt so zu einer "Versmierung" der Magnetisierung, was sich in einer Verbreiterung der Spinwellenlinien widerspiegelt.

2. Die Meßapparatur

Prinzip der Messung:

Monochromatisches, linear polarisiertes Licht der Frequenz ω_1 wird auf die Oberfläche der Probe fokussiert. Der Lichtstrahl fällt unter einem Winkel von $\theta = 45^\circ$ auf die Schicht; die Polarisation ist parallel zur Einfallsebene.

Die Probe befindet sich in einem von einem Spulenpaar erzeugten Magnetfeld, welches parallel zur Schichtebene und senkrecht auf der Einfallsebene des Lichtes anliegt (Abb. 21).

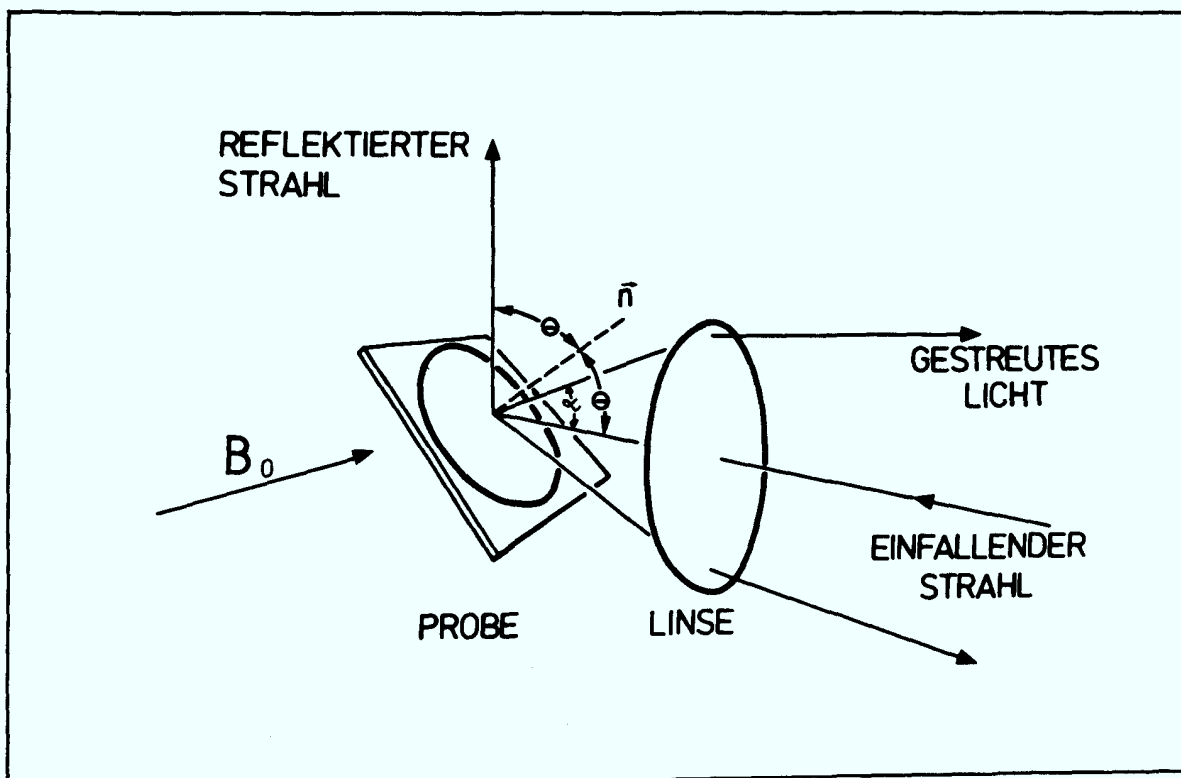


Abb. 21: Die Anordnung der Probe

Ein Ausschnitt $d\alpha$ des in Richtung des einfallenden Lichtes inelastischen zurückgestreuten Lichtes (der elastische Anteil wird durch einen Analysator herausgefiltert) wird zur Frequenzanalyse durch ein hochauflösendes Fabry-Perot-Interferometer geschickt.

Das dort aufgelöste Spektrum: Intensität des gestreuten Lichtes I_s über dessen Frequenz ω_s wird anschließend von einem Photomultiplier und einem Vielkanalanalysator registriert und gespeichert.

Die einzelnen Komponenten der Meßapparatur werden im Folgenden vorgestellt:

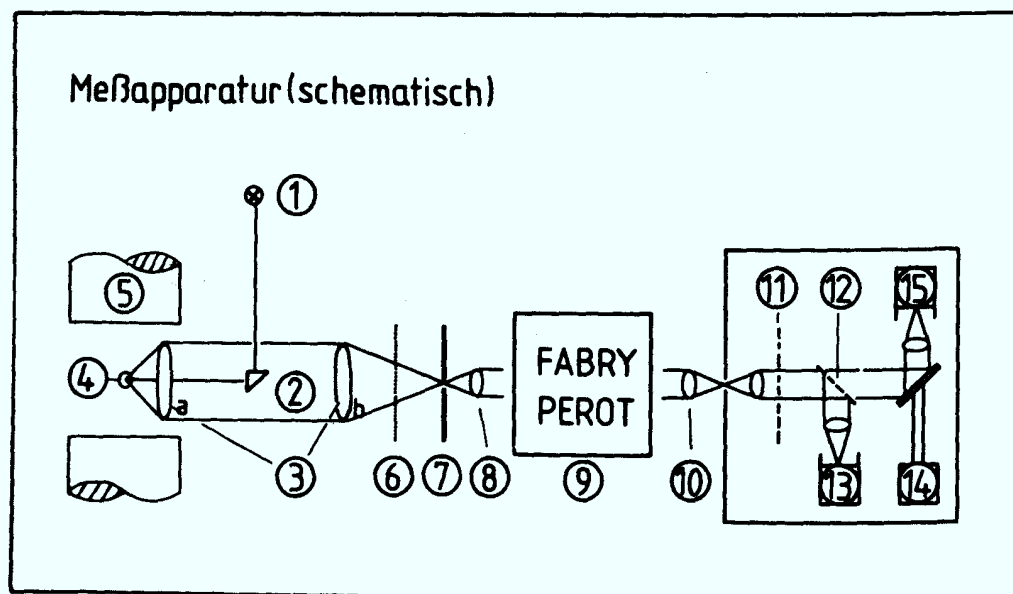


Abb. 22: Meßapparatur

- ① Als Lichtquelle wird ein Argonlaserⁱ⁾ benutzt. Die Experimente werden mit der "blauen Linie" $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$ durchgeführt. Die Frequenzstabilität beträgt $\pm 75 \text{ MHz}$. Die Laserleistung betrug bei den verschiedenen Experimenten zwischen 20 und 100 mW. Die Ausgangsleistung ist thermo-stabilisiert bis auf eine Schwankungsbreite von $\pm 1\%$. Das emittierte Licht ist linear polarisiert.
- ② Über ein kleines 45° Quartzprisma wird das parallele Lichtbündel auf ein
- ③a Objektivⁱⁱ⁾ mit einer Brennweite von ca. 80 mm geleitet. Damit wird das einfallende Licht auf die Probenoberfläche fokussiert und gleichzeitig wird das Licht, welches in einem Kegel mit dem Öffnungswinkel $\alpha = 15^\circ$ um die Richtung des einfallenden Strahls zurückgestreut wird, aufgefangen und als paralleles Strahlenbündel weitergeleitet (vgl. Abb. 21). Das einfallende Licht trifft unter einem Winkel von
- ④ $\theta = 45^\circ$ auf die Probe. Es ist parallel zur Einfallsebene polarisiert. Die Probe hat die Form einer plan-parallelen dünnen, runden Platte.
- ⑤ Das anliegende Magnetfeld wird durch das Spulenpaar eines wassergekühlten Elektromagneten erzeugt. Bei kleinstmöglichem Polschulabstand, der durch die Abmessungen des Probenhalters und des Objektors bestimmt ist, erreicht man ein maximales Feld am Probenort von 1 Tesla.

Das Magnetfeld wird mit einem Gaußmeterⁱⁱⁱ⁾ mit einer Genauigkeit von $\pm 30 \text{ Gauß}$ gemessen.

- ③b Das parallele Strahlenbündel des gestreuten Lichtes wird mit einer langbrennweitigen Linse auf eine Lochblende fokussiert.

- i) Coherent: Cr-5
- ii) Fa. Zeiss
- iii) Bell-640-Gaußmeter

- ⑥ Dazwischen befindet sich ein Polfilter im Strahlengang, der als Analysator senkrecht zur Polarisationsrichtung des auf die Probe einfallenden Lichtes steht. Damit wird erreicht, daß das elastische gestreute Licht herausgefiltert wird (näheres siehe /35/).
- ⑦ Die Lochblende hat einen Querschnitt von $300\mu\text{m}$. Sie stellt damit eine annähernd punktförmige Lichtquelle dar. Sie steht im Brennpunkt einer
- ⑧ kurzbrennweitigen Linse, von der aus nun ein paralleles Strahlenbündel mit einem Durchmesser von ca. 8 mm ausgeht. Dieses Strahlenbündel wird
- ⑨ in das Fabry-Perot-Interferometer^{iv)} geführt.

Bei dem verwendeten Modell handelt es sich um ein 5-Pass Fabry-Perot-Interferometer.

Mit dem fünfmaligen Durchlaufen des Lichtstrahls durch das Interferometer wird der Kontrast drastisch erhöht (Abb. 23a,b).

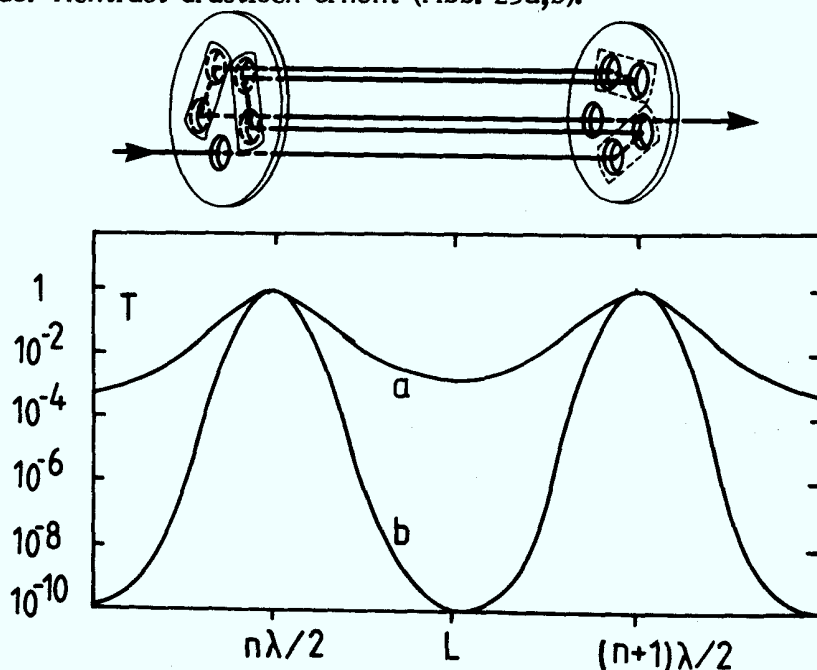


Abb. 23: Kontrast eines Fabry-Perot-Interferometers

- a) einfacher Durchgang
b) fünffacher Durchgang

iv) Tropel 350

Die Maxima der Transmission beim Durchlauf durch ein Fabry-Perot-Interferometer mit einem Spiegelabstand d liegen bei:

$$d \cos \theta = n \lambda / 2 \quad n = 1, 2, 3$$

θ ist der Winkel, den der einfallende Strahl mit der Normalen auf den Oberflächen der Spiegel einschließt.

Der Kontrast C ist definiert als das Verhältnis zwischen maximaler- und minimaler Transmission

$$C = \frac{T_{\max}}{T_{\min}}$$

Beim 5-maligen Durchlauf durch das F.P. erhöht sich der Kontrast zu C^5 .

Damit wird ermöglicht, Lichtstreusignale in unmittelbarer Nähe zu elastischen Rayleigh-Streuungen an Oberflächen zu beobachten.

J.R. Sandercock entwickelte das erste 5-pass-Fabry-Perot-Interferometer /1/, dort näheres zum Prinzip. Dabei sind hohe Anforderungen an die Planarität der Spiegel über eine große Fläche zu erfüllen. Wir benutzen Spiegel, deren Oberfläche auf $\frac{\lambda}{200}$ plan sind bei einem Durchmesser von 38 mm.

Ebenso sind der Abstand der Spiegel und deren Parallelität, wodurch der freie Spektralbereich (F.S.B. $\approx \frac{1}{2d}$) und die Transmission bestimmt sind, empfindliche Parameter.

Der Abstand der Spiegel wird anhand von drei Piezoquartzen geregelt, die von einem Rampengenerator angesteuert werden. Ein Stabilisator legt nach Rückkopplung mit der Intensität des transmittierten Signals Korrekturspannungen an die Quartz an, um die Parallelität der Spiegel zu regeln. Das Interferometer ist thermisch isoliert, um den Einfluß von Temperaturschwankungen auf die Mechanik des Interferometers gering zu halten.

- ⑩ Das aus dem Interferometer austretende Licht wird von dem Tageslicht abgeschirmt. Es tritt über weitere Linsen in eine Kammer, in der sich eingangs ein schmalbandiger Interferenzfilter^{v)} befindet, der den Tageslichtanteil des
- ⑪ einfallenden Lichtes herausfiltert.

v) ORIEL-OPTIK GMBH

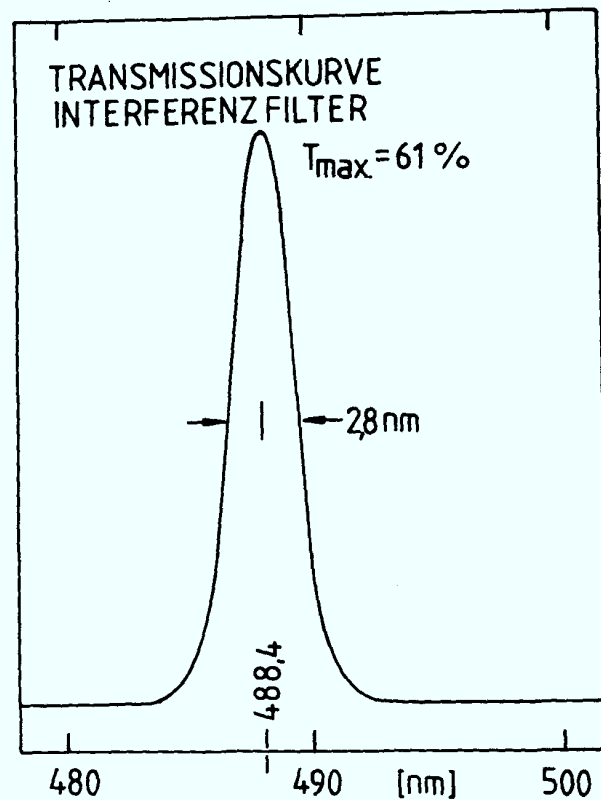


Abb. 24: Filtercharakteristik

Das F.P.-Interferometer wird über Piezoquartze mit einem Rampengenerator angetrieben. Damit durchläuft der Frequenzbereich des aufgrund von Interferenzeffekten transmittierten Lichtes das Intervall:

$$\omega_0 - \omega \text{ bis } \omega_0 + \omega \quad \text{mit einer Frequenz von einem Durchlauf}$$

pro Sekunde. Bei dem Licht mit der Frequenz ω_0 handelt es sich um elastisch an der Probe gestreutes Licht, das von dem Analysator nicht herausgefiltert wurde. Die Intensität des elastisch gestreuten Lichtes ist um einen Faktor 10^5 größer als die des inelastisch gestreuten Anteils. Das macht eine Schutzvorrichtung für die Nachweiselektronik erforderlich.

- ⑫ Dazu wird ein Teil des Lichtes über einen halbdurchlässigen Spiegel
- ⑬ auf einen Referenzphotomultiplier fokussiert.

- ⑭ Dieser steuert einen Kippspiegel, der den auf den Meßmultiplier gerichteten Lichtstrahl sofort von diesem weglenkt, sobald das Licht eine bestimmte Intensität überschreitet. Über eine letzte Konvexlinse mit Feinjustagevorrichtung trifft das optische Signal auf den
- ⑮ Meßphotomultiplier^{vi)}. Das verwendete Modell ist auf die Registrierung von Signalen mit sehr schwacher Intensität ausgelegt. Das erfordert eine sehr kleine Dunkelzählrate. Diese wird dadurch erzielt, daß die Lichtempfindliche Schicht auf der Photokathode auf einen kleinen Fleck reduziert wird.

Abb. 25 zeigt die spektrale Responsekurve der Photokathode.

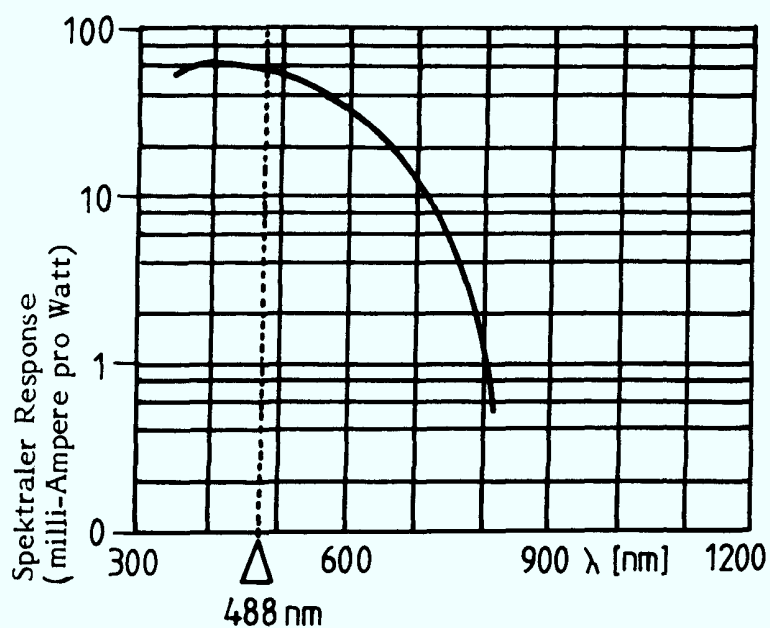


Abb. 25: Spektraler Response der Photokathode
(aus: Rev. 12-73 Electro-optical products division ITT)

vi) ITT Modell FW 130

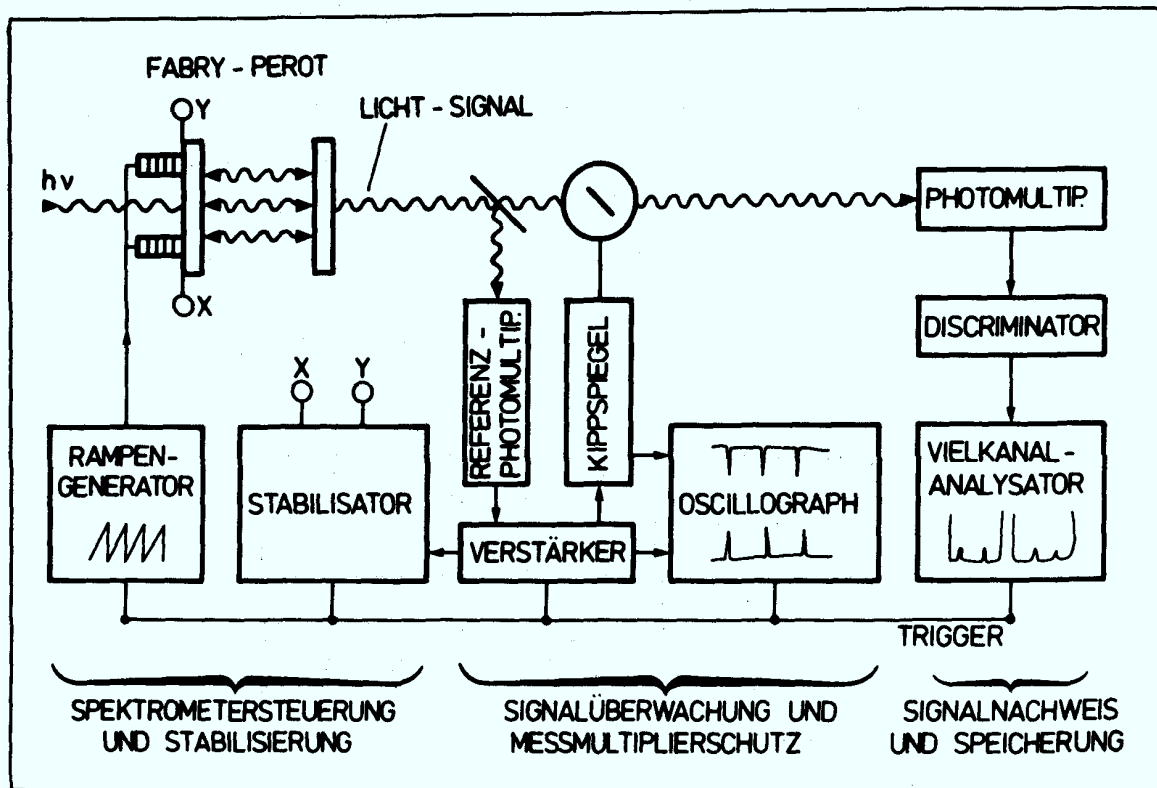


Abb. 26 zeigt ein Blockschaltbild der benutzten elektronischen Komponenten.

Man erkennt drei Gruppen:

- 1) Zur Spektrometersteuerung dient ein Rampengenerator^{vi)}, der die Piezoquartze des F.P. mit einer "Sägezahn"-Spannung mit einem Hub von max. 700 V versorgt.

Der Referenzphotomultiplier überwacht die Intensität des transmittierten Lichtes und dient als Rückkopplungsglied für den Stabilisator^{vii)}, der die Parallelität des Spiegelpaares überwacht.

vi) Tropel 351

vii) Sandercock

- 2) Ferner steuert der Referenzmultiplier den Kippspiegel, der den Meßmultiplier schützt.
- 3) Das vom Meßmultiplier ausgehende elektrische Signal durchläuft einen Diskriminator, der nur der Rauschunterdrückung dient. Anschließend wird das Spektrum Intensität über Frequenz auf einem Vielkanalanalysator gespeichert und aufaddiert.

III. Meßergebnisse und Diskussion

1) Bestimmung charakteristischer magnetischer Größen dünner Nickel- und Permalloy Schichten.

Von mehreren Autoren wurde bereits auf die Möglichkeit hingewiesen, die magnetischen Materialeigenschaften dünner magnetischer Schichten mit der Methode der Lichtstreuung zu bestimmen /5, 36, 37/.

Aus der Abhängigkeit der Frequenz der Oberflächenspinwelle von der Schichtdicke und des äußeren Magnetfeldes lassen sich die Magnetisierung und der g-Faktor bestimmen.

Nachdem von M. Grimsditch /5/ Strukturen in den Volumenmoden dünner Eisenboratschichten als "stehende Spinwellenmoden" identifiziert wurden, konnte deren Schichtdickenabhängigkeit zur Bestimmung der Spinwellensteifigkeit benutzt werden.

In dieser Arbeit wurden Nickel- und Permalloyschichten untersucht, deren Schichtdicke zwischen 30 nm und 120 nm lag.

Bei den Permalloy-Proben handelt es sich um Filme, die auf Siliziumdioxid-Substrate (passiviertes Si) aufgesputtert wurden.

Die Nickelschichten wurden auf Saphirsubstrate aufgedampft. Abb. 27 zeigt typische Spektren, gemessen an Nickelschichten verschiedener Schichtdicken.

Man sieht, daß bei Abnahme der Schichtdicke d_0 die Frequenz der Oberflächenspinwelle ebenfalls abnimmt, wogegen die der stehenden Spinwelle größer wird. Bei der kleinsten Schichtdicke: $d_0 = 15$ nm liegt die Frequenz der stehenden Spinwelle bereits außerhalb des Meßbereiches, zu höheren Frequenzen verschoben.

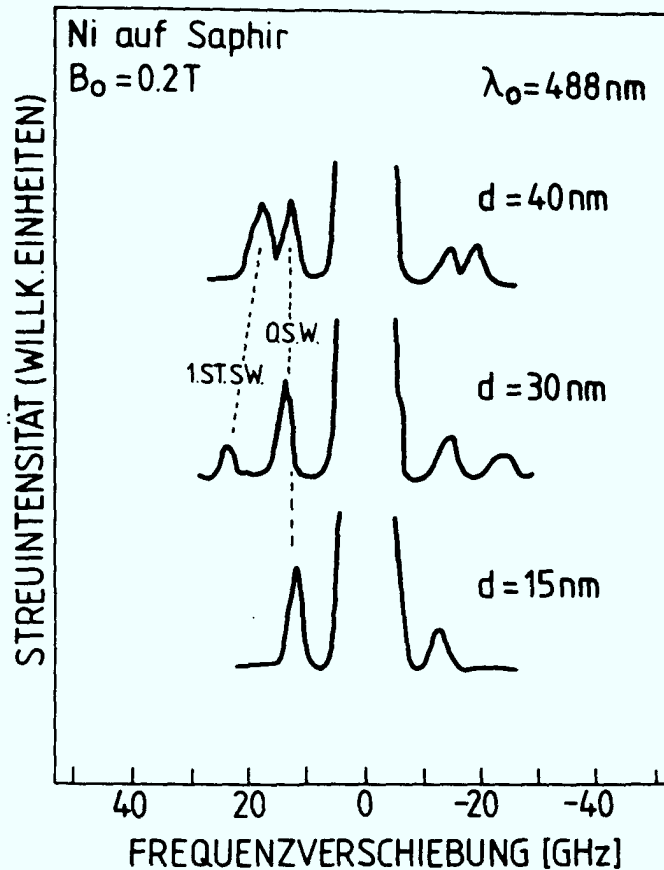


Abb. 27: Typische Spektren von LS-Messungen an Spinwellen dünner Nickelschichten

Daß die stehenden Spinwellen in absorbierenden Medien beobachtet werden können, liegt an der "Verschmierung" des $k^\perp$ - Vektors infolge der scharfen Lokalisierung des in die Schicht eingedrungenen Lichtes (siehe auch Kap. I-4).

Bei der Auswertung der Spektren wurde angenommen, daß die stehenden Spinwellen an der Oberfläche weitgehend "ungepinnt" sind. Dies kann man aus der starken Intensität der Lichtstreusignale von stehenden Spinwellen schließen /38/.

Im Zusammenhang mit der kleinen Eindringtiefe des Lichtes bei Metallen ist die Intensität der Streuung an stehenden Spinwellen größer, wenn Wellenbäuche der thermischen Amplituden an der Oberfläche auftreten, als wenn dort durch Pinning Wellenknoten liegen (siehe Abb. 3, Kap. I.2).

Die Frequenz der Oberflächenspinwelle $\nu_{\text{o.s.w.}}$ hängt von folgenden Parametern ab: (Gl. 11, Kap. I.1)

$$\nu_{\text{o.s.w.}} = \nu_{\text{o.s.w.}}(J, B_0, d_0, g, q_m)$$

Meßgrößen sind:

$$\nu_{\text{o.s.w.}} \pm 0,25 \quad [\text{GHz}]$$

$$B_0 \pm 0,003 \quad [\text{T}]$$

$$d_0 \pm 4 \quad [\text{nm}]$$

q_m ist der Wellenvektor der Oberflächenspinwelle, die durch das einfallende Licht (Wellenlänge: $\lambda_0 = 488 \text{ nm}$, Einfallswinkel $\theta = 45^\circ$) angeregt wird.

Es gilt die Beziehung:

$$q_m = 2 \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sin\theta$$

$$= 1,82 \cdot 10^7 \quad [\text{m}^{-1}]$$

In einer ersten Näherung wurde bei der Bestimmung der Magnetisierung für den g-Faktor ein Literaturwert [39, 40/

$$g_{\text{Ni}} = 2,185$$

$$g_{\text{NiFe}} = 2,10$$

in die Bestimmungsgleichung eingesetzt.

Damit sind bis auf die Magnetisierung J alle Parameter, die in die Bestimmungsgleichung für die Frequenz der O.S.W. eingehen, bekannt.

Mit einem "least-square-fit" wurde der theoretische Verlauf von $\nu_{\text{O.S.W.}}$ über d_0 an die gemessenen Werte mit dem Fitparameter J angepaßt.

Der bei Raumtemperatur bestimmte Wert für die Magnetisierung wurde zurückgerechnet auf den Wert der spont. Magnetisierung bei $T = 0 \text{ K}$. Dazu wurde im Fall von Nickel J mit dem Faktor $J_{T=0}/J_{T=300} = 1,075$ (nach [41]) multipliziert, wobei $J_{T=0}$ durch Extrapolation von Messungen der axialen Extraktion bei tiefen Temperaturen ermittelt wurde. In Tabelle 5 sind die berechneten Werte für die Magnetisierungen aufgeführt und mit Literaturwerten verglichen.

Der g -Faktor wurde bei dieser Bestimmung der Magnetisierung [41] entnommen.

Durch einen Zwei-Parameter-Fit läßt sich aus dem Verlauf der Frequenz der Oberflächenwelle über der Schichtdicke gleichzeitig der g -Faktor und die Magnetisierung bestimmen.

Die Messungen wurden bei zwei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt. Dabei waren die errechneten g -Faktoren jeweils um 5% kleiner und die Magnetisierungen um ca. 5% zu groß gegenüber Literaturwerten. Deswegen wurde im folgenden das mit dem Literaturwert für g -bestimmte J zur Berechnung von A verwendet. Mit dem so gewonnenen Wert für die Magnetisierung kann jetzt auch nach Messung der Frequenz der stehenden Spinwellen die Austauschkonstante A bestimmt werden. Die Frequenz der stehenden Spinwellen hängt von folgenden Parametern ab: (vgl. Gl. 12 in Kap. I).

$$\nu_{\text{St.S.W.}} = \nu_{\text{St.S.W.}}(A, J, B_0, d_0, g)$$

A kann jetzt ebenso aus einer Näherung des kleinsten Fehlerquadrates ermittelt werden.

In Tabelle 5 sind die so bestimmten Werte für A aufgeführt und mit Werten, die mit anderen Methoden bestimmt wurden, verglichen.

Abb. 28a,b und Abb. 29a,b zeigen die Meßwerte der Frequenzen der Oberflächen- und stehenden Spinwellen für Nickel und Permalloy bei zwei Magnetfeldern.

Die durchgezogenen Kurven zeigen die nach Gl. I.11 und I.12 berechneten Abhängigkeiten der Frequenz von der Schichtdicke mit den gefitteten Parametern A und J .

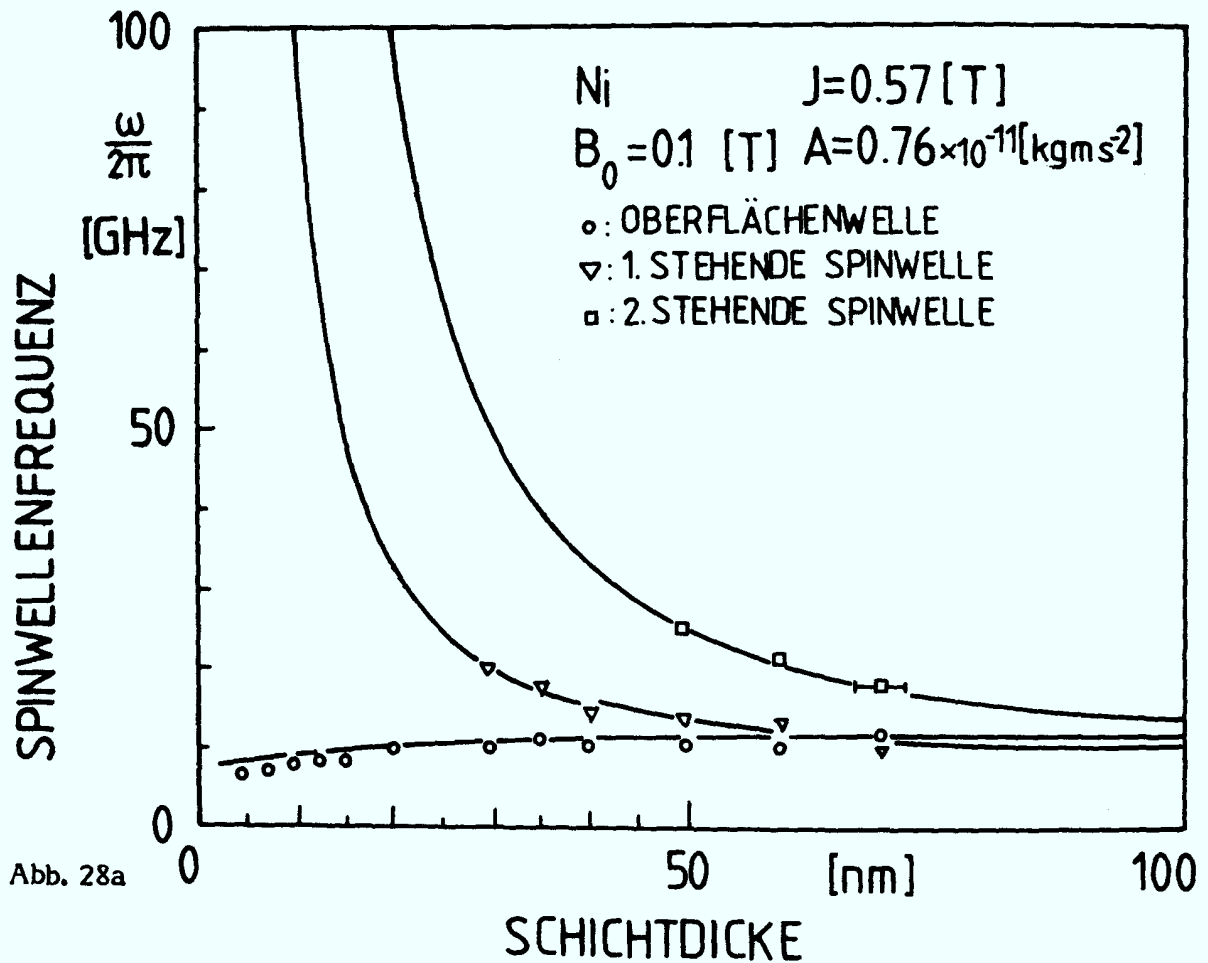


Abb. 28a

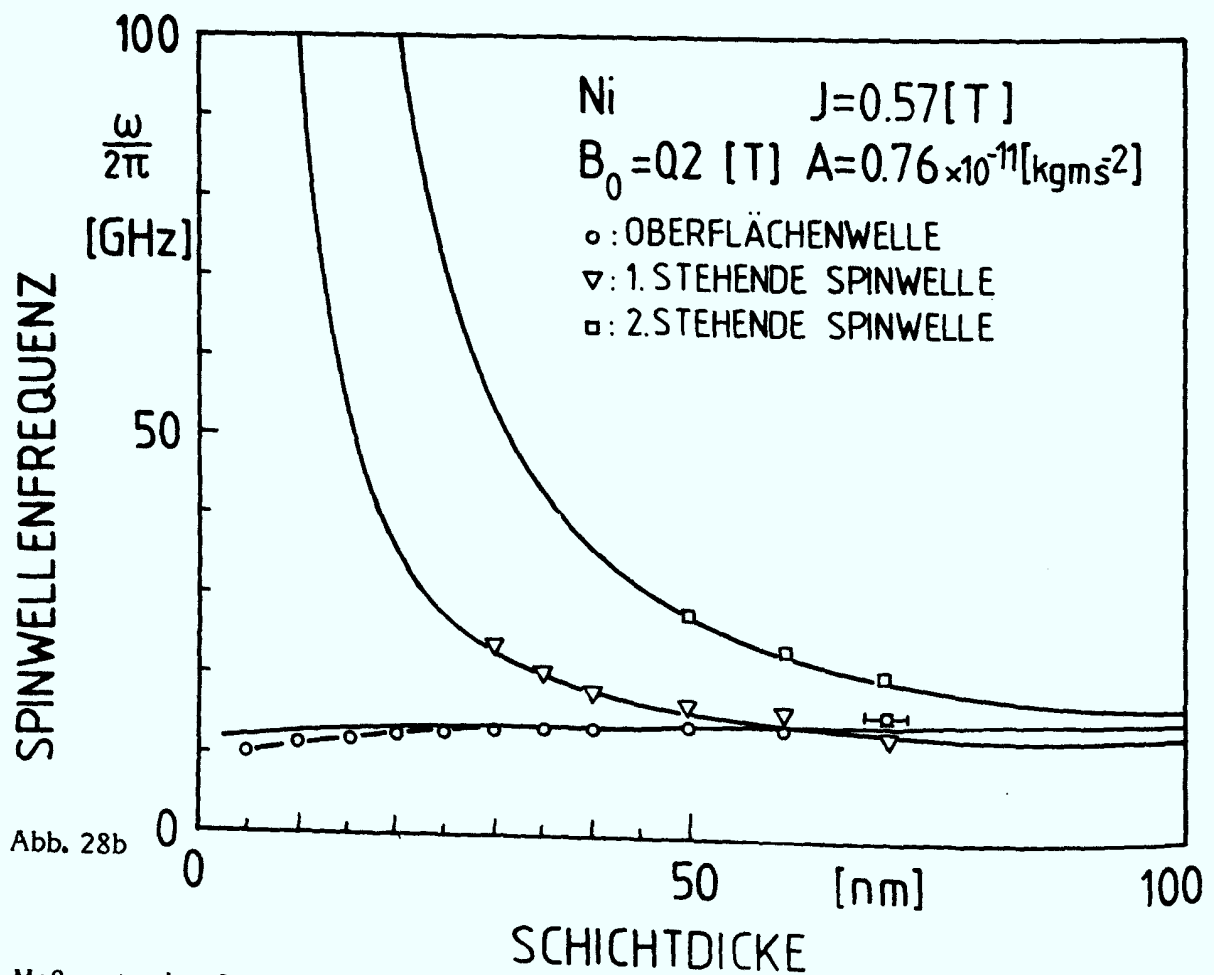


Abb. 28b

Meßwerte der Oberflächen- und stehenden Spinwellen von Nickelschichten
 a) bei $B_0 = 0.1$ [T]; b) bei $B_0 = 0.2$ [T]

Die durchgezogenen Kurven sind mit $J = 0.57$ [T] und $A = 0.76 \cdot 10^{-4}$ [Kg m s⁻²] gerechnet

Tabelle 3 - Meßwerte - Nickel

Schichtnummer	Schicht- dicke d_o [nm]	angelegtes Magnetfeld B_o 0.1 [T]	Freq. der Oberfl.W. $\times 10^9 [s^{-1}]$	Freq. der 1.St.S.W. $\times 10^9 [s^{-1}]$	Freq. der 2.St.S.W. $\times 10^9 [s^{-1}]$
24 11 80-6	30	1	10,3	21,1	-
		2	13,4	23,7	-
24 11 80-7	35	1	11,2	18,2	-
		2	13,9	21,1	-
14 1 81-1	40	1	10,8	15,7	-
		2	14,1	18,5	-
14 1 81-2	50	1	10,9	13,6	25,0
		2	14,2	17,2	28,2
14 1 81-3	60	1	10,9	12,5	21,0
		2	14,5	15,9	24,5
14 1 81-4	70	1	11,7	-	18,2
		2	14,1	14,9	20,9
13 11 81-1	90	2	15,2	13,6	22,8

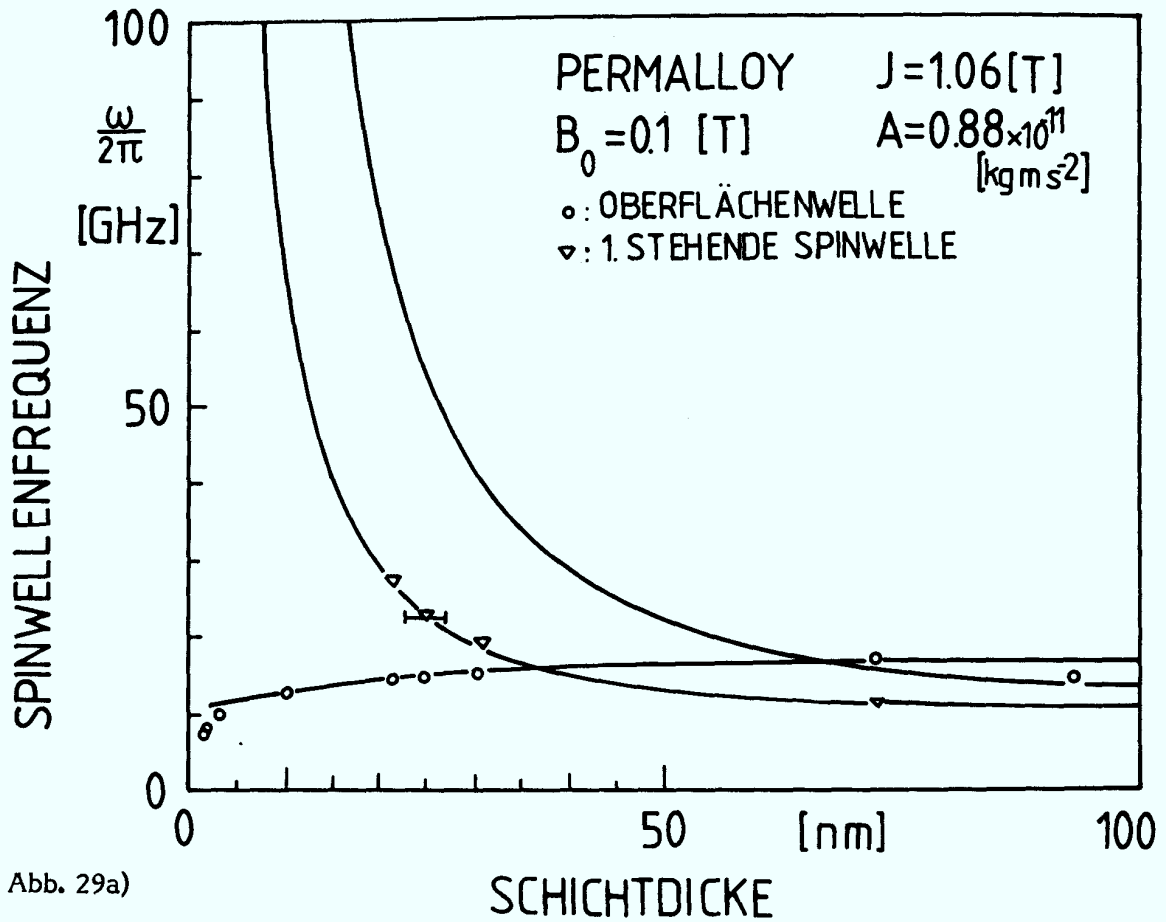


Abb. 29a)

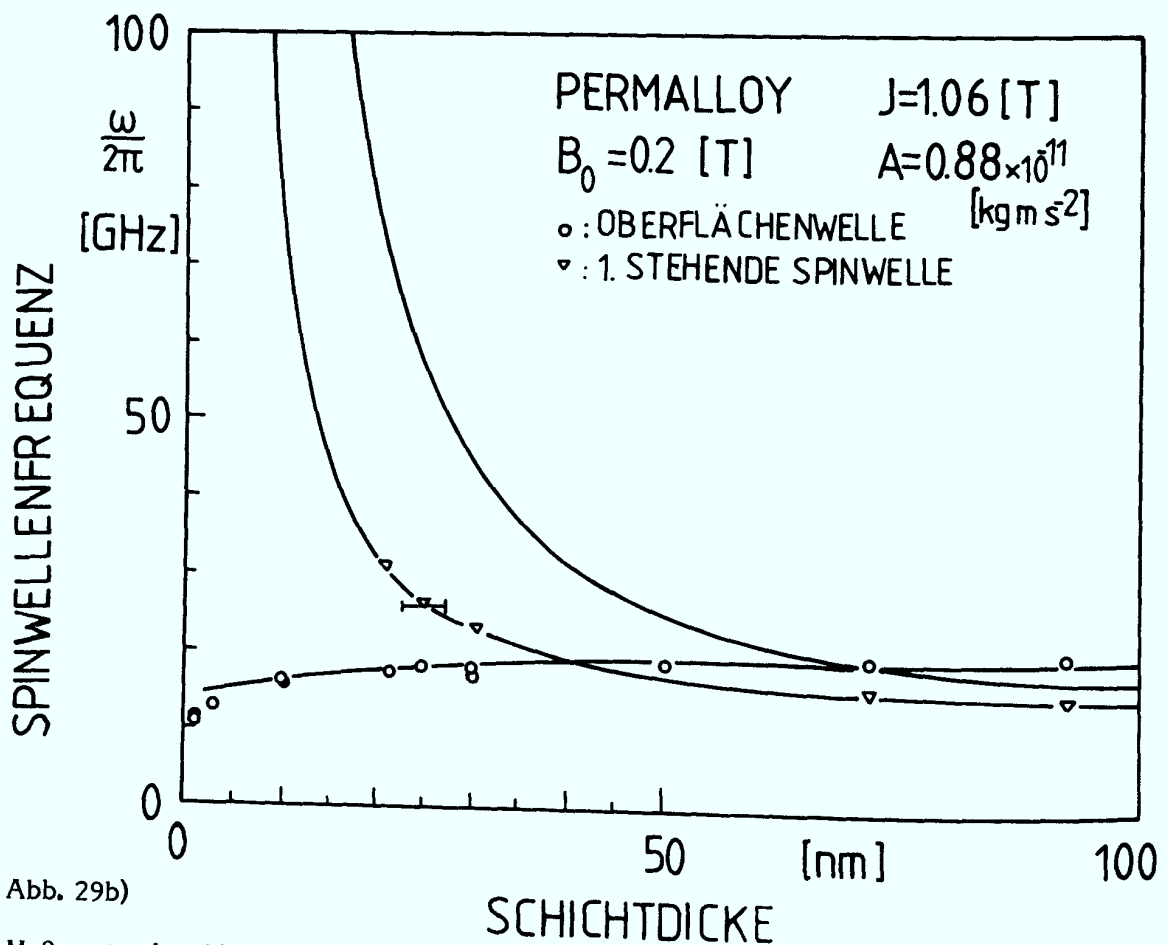


Abb. 29b)

Meßwerte der Oberflächen- und stehenden Spinwellen von Permalloy-Schichten (Permalloy: $Ni_{80}Fe_{20}$) a) bei $B_0 = 0,1 [T]$; b) bei $B_0 = 0,2 [T]$. Die durchgezogenen Kurven sind mit $J = 1,06 [T]$ und $A = 0,88 \cdot 10^{-11} [kg \cdot m \cdot s^{-2}]$ gerechnet

Tabelle 4 - Meßwerte - Permalloy

Schicht- nummer	Schicht- dicke d_o [nm]	angelegtes Magnetfeld B_o 0.1 [T]	Freq. der Oberf.W. O.S.W. $\times 10^9 [s^{-1}]$	Freq. der 1.St.S.W. 1.S.SW. $\times 10^9 [s^{-1}]$	Freq. der 2.St.Str. 2.S.SW. $\times 10^9 [s^{-1}]$
365	11	1	12,9	-	-
		2	16,3	-	-
364	22	1	14,2	25,5	-
		2	17,5	30,2	-
360	25	1	14,5	24,2	-
		2	17,7	-	-
163/3	31	1	14,8	19,6	-
		2	17,7	22,9	-
163/2	50	2	19,3	-	-
163/4	73	1	17,2	11,2	-
		2	20,0	15,6	-
163/5	93	1	18,0	-	-
		2	20,0	14,9	-

Tabelle 5 - Meßergebnisse und Vergleich mit Literaturwerten

1) Sättigungsmagnetisierung J_S [T]

Methode:

Material:

Ni

Permalloy

LS an therm.SW.: $0,60 \pm 0,02$ [T] $1,06 \pm 0,03$ [T]axiale Extraktion: $0,616$ [T]⁴¹⁾ $1,0$ [T]⁴²⁾2) Austauschkonstante A: ($\times 10^{-11}$ [kg m s⁻²])LS an therm. S.W. $0,76 \pm 0,08$ $0,88 \pm 0,09$ Mikrowellen $0,75^{43)}/0,90^{40)}$ $0,8^{44)}/1,0-1,2^{45)}$ Neutronenstreuung $0,85^{46)}$ -
(T=0)

3) g-Faktor

LS an therm. S.W. $2,09 \pm 0,07$ $1,98 \pm 0,07$ Einstein-de Haas Effekt $2,185^{41)}$ $2,10^{40)}$

III.2. Lichtstreuintensitäten

Untersuchungen an dünnen Filmen ($d_0 \leq 50 \text{ nm}$) aus Permalloy haben gezeigt, daß die Intensität der Lichtstreuung an Magnonen unter gewissen Umständen bei kleiner werdender Schichtdicke stark anwächst, bevor sie erst bei sehr kleinen Schichtdicken ($d_0 < 5 \text{ nm}$) wieder abnimmt.

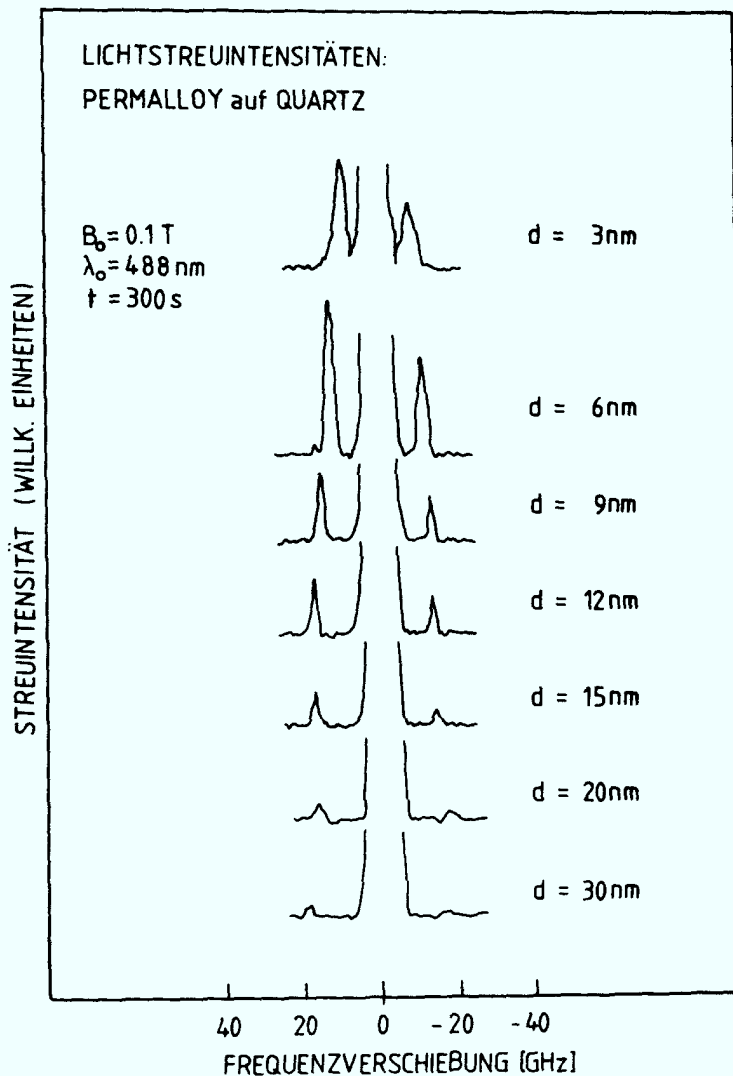


Abb. 30: Serie gemessener Spektren

Es handelt sich um Permalloy-Schichten auf Quartz-Substraten. Alle Spektren wurden unter gleichen experimentellen Bedingungen gemessen.

Die maximale Intensität des Lichtstreusignals wird bei einer Schichtdicke $d_0 = 6 \text{ nm}$ erreicht.

In Abb. 31 sind die gemessenen Intensitäten von Permalloy-Schichten auf Quarzsubstraten über der Schichtdicke aufgetragen.

Im Vergleich dazu Meßergebnisse von Permalloyschichten, die auf Silizium aufgedampft wurden.

Deren Lichtstreuintensität fällt mit kleiner werdender Schichtdicke monoton ab.

Die deutlichste Überhöhung der LS-Intensität zeigte sich bei gesputterten Proben auf Siliziumdioxid, die uns von der Siemens AG zur Verfügung gestellt wurden.

Bei den Schichten dieser Serie handelt es sich um sogenannte "passivierte" Siliziumsubstrate. Durch Glühen der Siliziumscheiben bei einer 1300 K an Luft bildet sich eine Quarzschicht /47/.

Messungen an von uns aufgedampften Permalloy-Schichten auf Saphirsubstraten zeigen ebenfalls ein Maximum der Lichtstreuintensität bei etwa 6 nm, jedoch fällt die Überhöhung geringer aus.: Abb. 32.

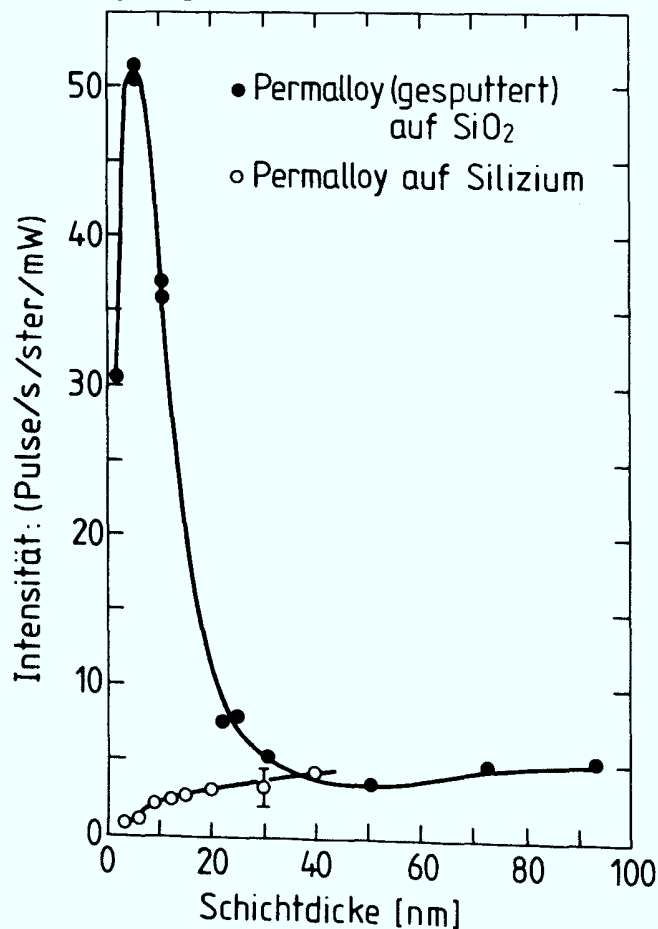


Abb. 31 : Permalloy (gesputtert) SiO₂ zum Vergleich: Permalloy auf Silizium

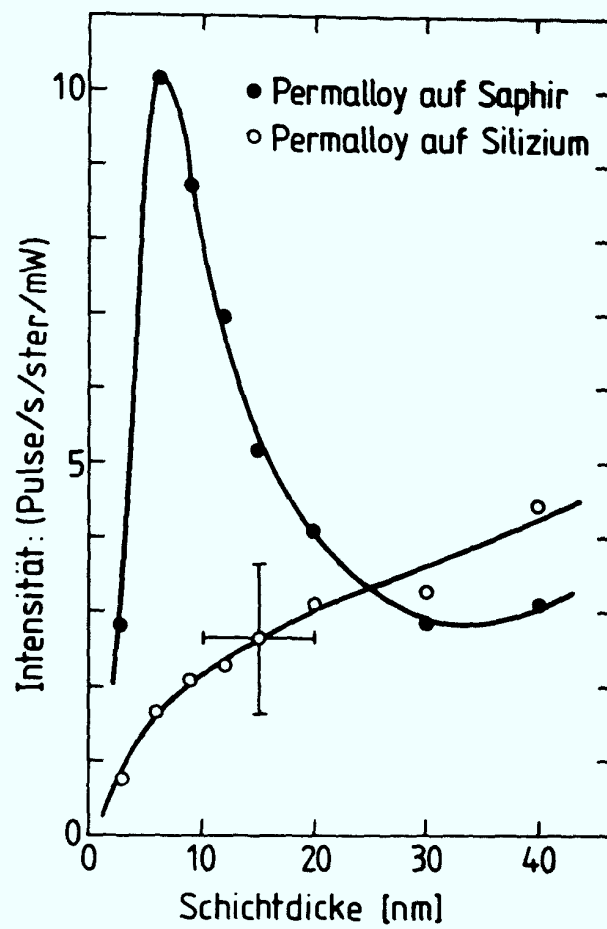


Abb. 32 : Aufgedampfte Permalloy-Schichten auf Saphirsubstrate
Zum Vergleich: Permalloy auf Silizium

Die Abhängigkeit des Auftretens eines Intensitätsmaximums vom Substratmaterial läßt auf einen optischen Effekt schließen, weil sich die benutzten Substrate am stärksten in den optischen Eigenschaften unterscheiden.

Die Gleichungen I.4.20 und I.4.22 zeigen, wie die Transmissionseigenschaften des Lichtes an der Oberfläche der zu untersuchenden Schicht, in Abhängigkeit von den optischen Konstanten der Schicht und des sie umgebenden Mediums, in den Streuquerschnitt eingehen.

Bei Schichten, deren Dicke kleiner ist als die Eindringtiefe des Lichtes, trifft ein Teil des einfallenden Lichtes auf die Grenzfläche zwischen der Schicht und dem Substrat. Dort findet eine Transmission in das Substrat und eine Reflexion in die Schicht zurück statt, deren Intensitäten von den optischen Konstanten der Schicht und des Substrates abhängen. Der hier reflektierte Anteil des Lichtes durchläuft wiederum das Streuvolumen bis zur Grenzfläche Schicht/Luft, wo ein Teil erneut reflektiert wird und das transmittierte Anteil zur Intensität des beobachteten Streulichtes beiträgt (Abb. 33).

M.G. Cottam /6/ stellte Rechnungen für die Intensität der Lichtstreuung an sehr dünnen Schichten an, die die optischen Randbedingungen einer dünnen Schicht auf einem Substrat und die dabei auftretenden Vielfachreflexionen berücksichtigen. Die Theorie beschreibt den Verlauf der Intensität über der Schichtdicke in Abhängigkeit von den optischen Konstanten der Substratmaterialien richtig.

Die explizite Formel für den Streuquerschnitt kann hier leider noch nicht vorgestellt werden. Es muß hier auf die theoretische Arbeit von M.G. Cottam verwiesen werden /48/.

Im Fall des Quarzsubstrates stimmt die berechnete Lage des Intensitätsmaximums mit der gemessenen überein.

Trifft der hinfallende Lichtstrahl unter einem Winkel von 45° auf die Oberfläche der Permalloyschicht, so wird er an der Grenzfläche Luft-Schicht gebrochen, so daß er im Inneren der Schicht unter einem Winkel von etwa 14° auf die Grenzfläche Schicht-Substrat fällt.

Die Reflektivitäten an den Grenzflächen Schicht-Substrat unterscheiden sich bei den Substrat-Materialien Quarz und Silizium stark. Im Fall des Quarz-Substrates ist die Reflektivität etwa doppelt so groß wie an der Grenzfläche Permalloy-Silizium.

Die Mehrfachreflexionen führen dazu, daß das Streuvolumen, in dem die Wechselwirkung des Lichtes mit den Magnonen stattfindet von dem einfallenden Lichtstrahl mehrmals durchlaufen wird. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit der Streuung des Lichtes an Spinwellen und damit die Intensität.

Wie Experiment und Rechnung übereinstimmend zeigen, begünstigt das Schichtsystem Permalloy auf Quarz das Auftreten von Mehrfachreflexionen in der Metallschicht, wodurch die Lichtstreuintensität bei einer Schichtdicke von 6 nm ein Maximum durchläuft.

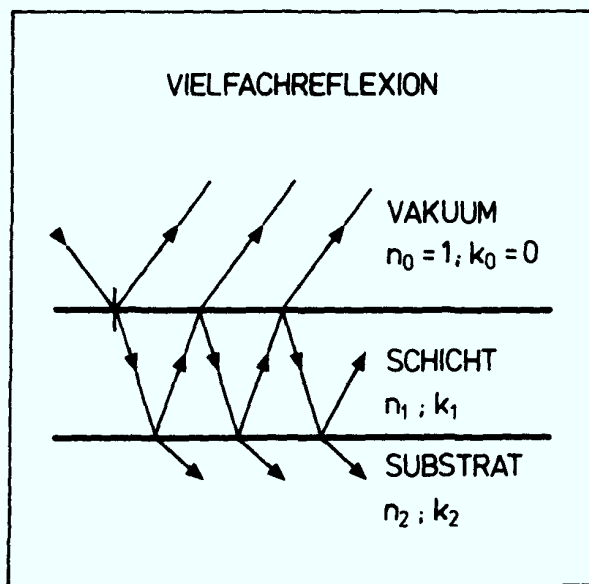


Abb. 33 : Vielfachreflexion

Bei Permalloy-Schichten auf Silizium trägt die Vielfachreflexion kaum zur Intensität der Lichtstreuung bei, wie oben veranschaulicht wurde.

Trotzdem sind Lichtstreuungssignale von Magnonen noch registrierbar bei Schichten, deren Schichtdicke kleiner als 5 nm ist.

Dies ist hinsichtlich des kleinen Streuvolumens erstaunlich.

In der Theorie zur Intensität der Lichtstreuung an Spinwellen in dünnen Filmen von M.G.Cottam /6/, die nur dipolare Kräfte berücksichtigt, sowie in den Rechnungen von R.E. Camley /49/, in die dipolare und Austauschwechselwirkungen eingehen, ergibt sich jeweils ein Ansteigen der thermischen Amplituden der Spinwellen bei kleiner werdender Schichtdicke.

Dieses starke Anwachsen der thermischen Amplituden der Spinwellen wurde von D.L. Mills /50/ folgendermaßen erklärt:

Magnonen sind Quasi-Teilchen, die der Bose-Statistik folgen, also Bosonen.

Die Zahl N der Bosonen eines Systems die man einem harm. Oszillator zuordnen kann, ist unabhängig von der räumlichen Ausdehnung des Oszillators. Sie hängt nur von der Temperatur ab.

Indem man die Schichtdicke der Filme verringert, nimmt die räumliche Ausdehnung des ferromagnetischen Systems ab. Damit steigt die Dichte $n = \frac{N}{V}$ der Bosonen in der Schicht /51/.

Im Teilchenbild, in dem wir die Magnonen als Quasi-Teilchen betrachten, entspricht den thermischen Amplituden der Spinwellen die Dichte n der Magnonen.

Die Zunahme der Dichte der Magnonen bei kleiner werdender Schichtdicke entspricht also einem Anwachsen der thermischen Amplituden der Spinwellen im Wellenbild.

Da das einfallende Licht an den thermischen Amplituden der Spinwellen ankoppelt, kann offenbar durch das Ansteigen der Amplituden der Intensitätsverlust durch die Abnahme des Streuvolumens zum Teil kompensiert werden.

Dies erklärt, warum die Lichtstreuung noch bei sehr kleinen Schichtdicken funktioniert.

Ebenso bei den Schichtsystemen, in denen die optischen Effekte die führende Rolle spielen, ermöglicht erst das Auftreten der erhöhten thermischen Amplituden die Lichtstreuung an Magnonen in diesem Schichtdickenbereich.

III.3. Stokes-Anti-Stokes Anomalie

Bei der Lichtstreuung von Magnonen tritt eine Asymmetrie in den Intensitäten der Stokes- und der Anti-Stokes-Strahlung auf. Diese Anomalie, die bei der Lichtstreuung an Phononen nicht erscheint, wurde bereits von vielen Autoren, die magnetische Materialien mit der Methode der Lichtstreuung untersuchen, beobachtet /4,5,16,18,52,53/.

Zwei Ursachen für das Auftreten einer Asymmetrie sind seit einigen Jahren bekannt /54/.

Einmal ist die Wahrscheinlichkeit, ein Magnon zu erzeugen (Stokes-Prozeß) größer als die ein Magnon zu vernichten (Anti-Stokes-Prozeß), da das zu vernichtende Magnon vorher erzeugt werden muß. Dies führt zu einem Stokes/Anti-Stokes Verhältnis von $S/AS = e^{\hbar\omega/k_B T}$; k_B : Boltzmannkonstante; T : Temperatur; ω : Frequenz der Spinwellen /16/.

Bei $T=300$ K und $\omega_{\text{Magnon}} \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ergibt dies $\hbar\omega/k_B T = 1,6 \cdot 10^{-3}$, d.h. $e^{\hbar\omega/k_B T} = 1,002$, eine unmerkliche Abweichung vom Verhältnis 1:1 der Intensitäten /55/.

Zweitens wurde gezeigt /7,16,18,56/, daß in kubischen Materialien sich die Beiträge zur Lichtstreuintensität der linearen- und der quadratischen Kopplungstensoren K bzw. G im Falle der Stokes-Strahlung destruktiv überlagern und sie im Falle der Anti-Stokes-Strahlung konstruktiv interferieren.

In beiden genannten Fällen würde eine Umkehr der Richtung des äußeren Magnetfeldes B_0 das Stokes-/Anti-Stokes-Intensitätsverhältnis nicht verändern.

Lichtstreuuntersuchungen an dünnen ferromagnetischen Schichten haben gezeigt, daß das Verhältnis der Stokes und Anti-Stokes-Intensitäten bei der Streuung an Oberflächenspinwellen sich beim Umpolen des äußeren Magnetfeldes umkehrt /53/.

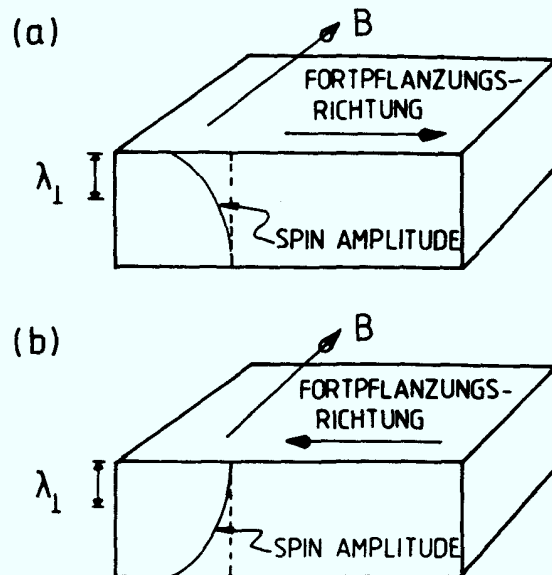


Abb. 34 : Lokalisierung der Oberflächenspinwellen

Dies ist auf einen Lokalisierungseffekt der nichtreziproken Damon-Eshbach-Oberflächenpinwelle zurückzuführen /49/.

Abb. 34a zeigt das exponentielle Abklingen einer Oberflächenspinwelle in die Schicht hinein, die bei der vorliegenden Streugeometrie auf der oberen Oberfläche erzeugt wird (Stokes-Prozeß) und somit dort lokalisiert ist.

Das nichtreziproke Verhalten der Oberflächenspinwellen führt dazu, daß Spinwellen mit entgegengesetzter Laufrichtung auf der gegenüberliegenden Oberfläche lokalisiert sind (Abb. 34b).

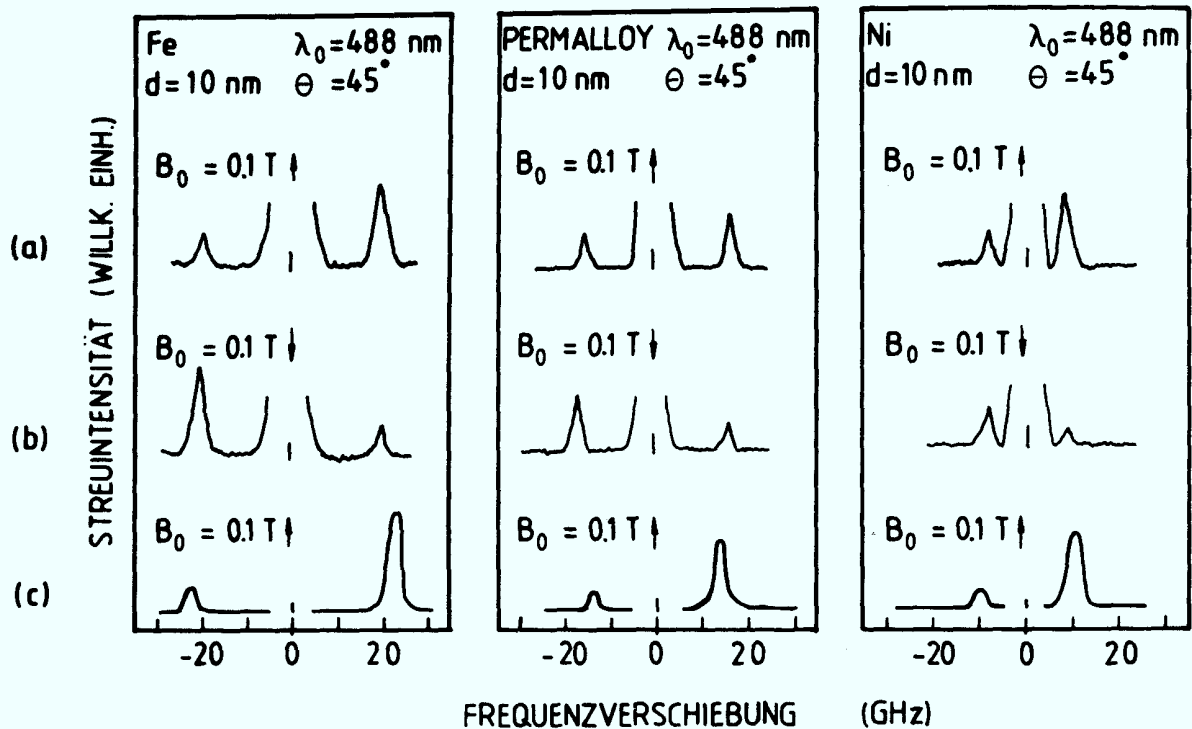


Abb. 35 : Gemessene Spektren (a,b) und berechnete Spektren (c)

Die begrenzte Eindringtiefe δ des Lichtes führt dazu, daß die Intensität der auf der unteren Seite der Schicht lokalisierten Oberflächenspinwelle (Abb. 34b) abgeschwächt ist gegenüber der Intensität der Strahlung, die von der auf der oberen Fläche laufenden Spinwelle herrührt.

Polte man jetzt das Magnetfeld um, so kehren sich auch die Laufrichtungen der Oberflächenwellen um. An der dem einfallenden Lichtstrahl zugewandten Seite werden nun Magnonen vernichtet (Anti-Stokes-Prozeß). In diesem Fall ist die Intensität der Anti-Stokes-Strahlung größer als die der Stokes-Strahlung, das heißt die S/AS-Asymmetrie kehrt sich um [7].

Untersuchungen, die wir an sehr dünnen Filmen ($d_0 \leq 10$ nm) aus Eisen, Nickel und Permalloy gemacht haben, zeigen weiterhin eine starke Stokes/Anti-Stokes Anomalie.

Abb. 35a und 35b zeigen die gemessenen Spektren bei zwei Polungen des Magnetfeldes.

Dieses Verhalten ist ohne genauere Analyse in erster Näherung nicht verständlich. Aus folgendem Grund: Die Eindringtiefe der Oberflächenspinwelle ist mit ca. 50 nm viel größer als die Schichtdicke der untersuchten Schichten. Daraus folgt, es findet kein merkliches Abklingen der Spinpräzessionsamplituden in die Schicht hinein mehr statt, sondern die Spins präzedieren mit annähernd gleicher Amplitude homogen über die ganze Schichtdicke.

Abb. 36a,b) stellen Modenbilder, nach einem Programm von P. Grünberg /57/, einer Schicht mit großer Schichtdicke ($d_0 = 100$ nm) und die einer sehr dünnen Schicht ($d_0 = 3$ nm) gegenüber.

Abb. 36a) zeigt das Abklingen der Amplituden einer auf der linken Oberfläche lokalisierten Oberflächenspinwelle über der Schichtdicke. Aufgrund von Modendurchmischung, die sich aus den Rado-Wertmann'schen Randbedingungen ergibt, ist der experimentelle Abfall der Amplituden überlagert mit einer stehenden Spinwellenmode mit zwei Wellenknoten im Schichtvolumen.

Nicht abgebildet ist die Oberflächenspinwellenmode, die auf der rechten Oberfläche lokalisiert ist. Sie zeigt ein spiegelbildliches Verhalten zu der gezeigten. Beide Moden sind überlagert.

Abb. 36b zeigt die uniforme Präzession der Spins in einer sehr dünnen Schicht.

Es fällt auf, daß die Präzessionskegel einen zu Ellipsen deformierten Querschnitt haben.

Diese Deformation rührt von den Entmagnetisierungsfeldern her, die dem Herausdrehen der Spins aus der Schichtebene entgegenwirken. Dieser Effekt gewinnt mit kleiner werdender Schichtdicke an Bedeutung /58/.

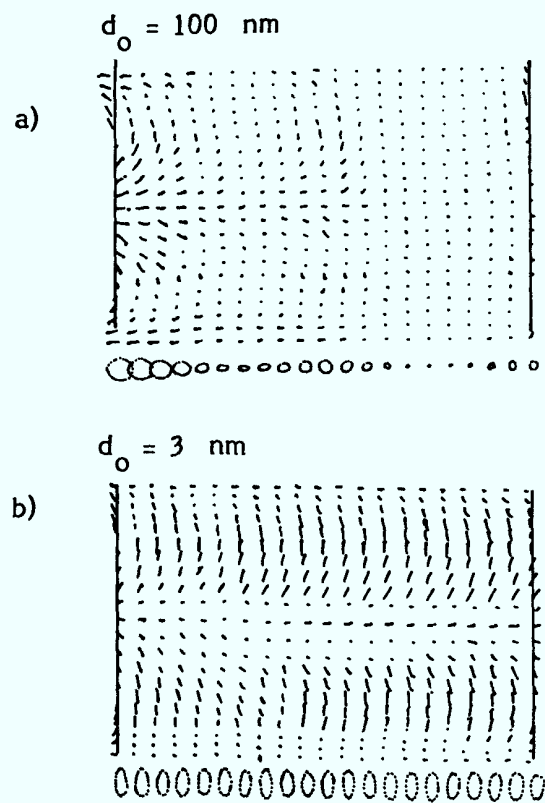


Abb 36 : Modenbilder nach /57/

- a) große Schichtdicke: exponentielles Abklingen, überlagert von St.S.W.
- b) sehr kleine Schichtdicke: uniforme Präzession

Nach einer Rechnung von R.E. Camley ist diese Deformation der Spinpräzessionskegel in Verbindung mit einem komplexen Wellenvektor des eingestrahlten Lichtes in der Probe, was für absorbierende Materialien der Fall ist, verantwortlich für die Stokes/Anti-Stokes Anomalie bei sehr dünnen Filmen.

Hier soll die Argumentation dieser Theorie kurz beschrieben werden:

(Die Theorie ist ausführlich in /54/ dargestellt)

Der Streuquerschnitt der Lichtstreuung an Spinwellen ist proportional zur Spin-Spin Korrelationsfunktion.

$$S_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', t-t') = \langle S_i(\vec{r}, t) S_j(\vec{r}', t') \rangle \quad (i, j = x, y, z) \quad (1)$$

Wegen der Translationsinvarianz parallel zur Oberfläche der Schicht kann $S_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', t-t')$ Fourier zerlegt werden.

$$S_{ij}(\vec{r}, \vec{r}', t-t') = \int \frac{d^3 q_{\parallel}}{2\pi^3} \frac{d\omega}{2\pi} S_{ij}(\vec{q}_{\parallel}, \omega, y, y') \cdot \exp \left\{ i \vec{q}_{\parallel} \cdot (\vec{r} - \vec{r}') - i \omega(t-t') \right\} \quad (2)$$

dabei ist $\vec{r}_{\parallel}$ die Parallelprojektion von $\vec{r}$ auf die Probenoberfläche.

Für die Intensität des an den Spinwellen gestreuten Lichtes gilt:

$$I(\vec{k}_0, \vec{k}_s, \Omega) \propto \int_0^d dy dy' \exp(i k_{\perp} y - i \Delta k_{\perp}^* y') \times \left[r_{xx} S_{xx}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega, y, y') + r_{xy} S_{xy}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega, y, y') + r_{yx} S_{yx}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega, y, y') + r_{yy} S_{yy}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega, y, y') \right] \quad (3)$$

dabei ist $\vec{Q}_{\parallel}$ die zur Oberfläche parallele Komponente des Wellenvektors der erzeugten- oder vernichteten Spinwelle. Ω ist die Frequenz der Spinwelle.

(Ω positiv: Stokes-Prozeß; Ω negativ: Anti-Stokes-Prozeß)

$$\vec{Q}_{\parallel} = \vec{k}_{\parallel}^0 - \vec{k}_{\parallel}^s$$

$$\Omega = \omega_0 - \omega_s$$

Die Ausdrücke r_{xx} , r_{xy} , r_{yx} , r_{yy} berücksichtigen die optischen Randbedingungen sowie die Polarisation und die Winkel des einfallenden bzw. gestreuten Lichtes.

$$\Delta k_{\perp} = k_{\perp}^o + k_{\perp}^s$$

mit $k_{\perp}^o$ und $k_{\perp}^s$ als Komponenten von $\vec{k}^o$ bzw. $\vec{k}^s$ senkrecht zur Oberfläche in der Schicht.

Die Transformierten der Korrelationsfunktion

$S_{ij}(\vec{Q}, \Omega, y, y')$ unterscheiden sich für die beiden Laufrichtungen der Spinwellen $+\Omega$, bzw. $-\Omega$ durch ihre Abhängigkeit von Ω .

Dies bewirkt den Unterschied in der Intensität der Lichtstreuung an den beiden Spinwellen entgegengesetzter Laufrichtung.

Folgende Symmetriebetrachtung stellt eine Beziehung her zwischen

$$S_{ij}(\vec{Q}_{\parallel}, +\Omega, y, y') \text{ und } S_{ij}(\vec{Q}_{\parallel}, -\Omega, y, y')$$

Eine Zeitumkehr von t nach $-t$ bei gleichzeitiger Spiegelung der Schicht um ihre Mittelebene bei $y=d/2$ stellt eine Symmetrietransformation der Korrelationsfunktion dar.

Es gilt also nach Fourier-Entwicklung:

$$S_{xy}(\vec{Q}_{\parallel}, +\Omega, y, y') = -S_{xy}(\vec{Q}_{\parallel}, -\Omega, L-y, L-y') \quad (4)$$

und analog für die übrigen Komponenten:

$$S_{yx}(\vec{Q}_{\parallel}, +\Omega, y, y') = -S_{yx}(\vec{Q}_{\parallel}, -\Omega, L-y, L-y') \quad (5)$$

$$S_{xx}(\vec{Q}_{\parallel}, +\Omega, y, y') = +S_{xx}(\vec{Q}_{\parallel}, -\Omega, L-y, L-y') \quad (6)$$

$$S_{yy}(\vec{Q}_{\parallel}, +\Omega, y, y') = +S_{yy}(\vec{Q}_{\parallel}, -\Omega, L-y, L-y') \quad (7)$$

Bei den hier untersuchten sehr dünnen Schichten ($d_0 \leq 10 \text{ nm}$) ist die y -Abhängigkeit der Funktionen $S_{ij}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega, y, y')$ vernachlässigbar.

$$S_{ij}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega) = S_{ij}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega, y = y' = 0)$$

Das heißt, die Amplitude der Spinpräzessionen ist über die Schichtdicke konstant.

Damit läßt sich die Gleichung für die Intensität schreiben:

$$I = |B|^2 r_{yy} S_{yy}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega) + r_{xx} S_{xx}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega) + 2 \operatorname{Re} \left\{ r_{yx} S_{yx}(\vec{Q}_{\parallel}, \Omega) \right\} \quad (8)$$

$$\text{mit } B = \int_0^d dy \exp(i\Delta k_{\perp} \cdot y)$$

Aus den Gleichungen (4)-(7) erkennt man, daß die Diagonalelemente S_{xx} und S_{yy} beim Übergang von $+\Omega$ nach $-\Omega$ ihr Vorzeichen beibehalten, wogegen die nicht-diagonal-Elemente S_{xy} ihr Vorzeichen wechseln.

Wenn also S_{yx} einen positiven Beitrag für die Stokes-Strahlung ($+\Omega$) liefert, so hat S_{yx} für die Anti-Stokes-Strahlung ($-\Omega$) einen negativen Beitrag.

Dies ist die Ursache für die Asymmetrie in den Intensitäten.

Dabei handelt es sich um eine generelle Eigenschaft eines magnetischen Systems.

Es wurden bei der Herleitung keine bestimmten Kopplungsmechanismen vorausgesetzt.

Die Koeffizienten r_{xx} und r_{yy} haben die Form:

$$\begin{aligned} r_{xx} &= |\gamma_p|^2 / \cos^2 \theta \\ r_{yy} &= (k_{\parallel}^{(s)})^2 |\gamma_p|^2 / |k_{\perp}^{(s)}|^2 \cos^2 \theta_s \\ r_{xy} &= -(k_{\parallel}^{(s)})^2 \cdot |\gamma_p|^2 / |k_{\perp}^{(s)*}|^2 \cos^2 \theta_s \\ r_{yx} &= r_{xy}^* \end{aligned}$$

mit

$$|\gamma_p| = \frac{c}{\omega_0} \cdot k_{\perp >} \cdot k_{\perp <} (\epsilon_{\perp >} \cdot \epsilon_{\perp <})^{-1}$$

$$k_{\parallel}^{(s)} = \frac{\omega_0}{c} \sin \theta_s$$

$$k_{\perp}^{(s)} = \frac{\omega_0}{c} \cos \theta_s \quad \theta_s: \text{Streuwinkel}$$

$$k_{\perp >}^s = \frac{\omega_0}{c} (\epsilon - \sin^2 \theta)^{1/2} \quad \epsilon: \text{Dielektr. Fkt.}$$

r_{xx} und r_{yy} sind positiv und reell, r_{yx} ist komplex.

Die Korrelationsfunktionen S_{xx} und S_{yy} sind ebenfalls reell und positiv, aber die nichtdiagonal-Elemente S_{xy} bzw. S_{yx} sind rein imaginär und je nach der Laufrichtung der Spinwelle positiv oder negativ.

Daher tragen die nicht-diagonal Elemente der Korrelationsfunktion nur zu der Intensität der Lichtstreuung bei, wenn r_{xy} bzw. r_{yx} komplexe Größen sind. Dies ist der Fall, wenn die Schicht Licht stark absorbiert.

Aus diesem Grunde konnte diese Asymmetrie an transparenten Materialien bisher nicht beobachtet werden.

Die in Gl. (8) der Formel für die Intensität auftretenden Korrelationsfunktionen sind abhängig von dem Wellenvektor $\vec{Q}_{\parallel}$, der Oberflächenspinwelle und deren Frequenz Ω .

Der Wellenvektor $\vec{Q}_{\parallel}$ hängt über die Beziehung

$$Q_{\parallel} = k_i \sin \theta_i$$

mit dem Wellenvektor des einfallenden Lichtes und mit dem Einfallswinkel θ_i zusammen.

Die Frequenz Ω der Oberflächenwelle hat die aus Gl. I.11 ersichtliche Abhängigkeit von B_0 , dem äußeren Feld.

Durch Messung der Abhängigkeit der Intensität der Lichtstreuung von dem Winkel θ ; und dem äußeren Magnetfeld B_0 kann also die Abhängigkeit der Lichtstreuintensität vom Wellenvektor und von der Frequenz der Spinwellen untersucht werden.

Wir haben dieses Verhalten experimentell untersucht und eine qualitativ gute Übereinstimmung mit der Rechnung gefunden.

Im Experiment fällt die Asymmetrie im Verhältnis der Intensitäten jeweils etwas schwächer aus, als von der Theorie vorhergesagt wird.

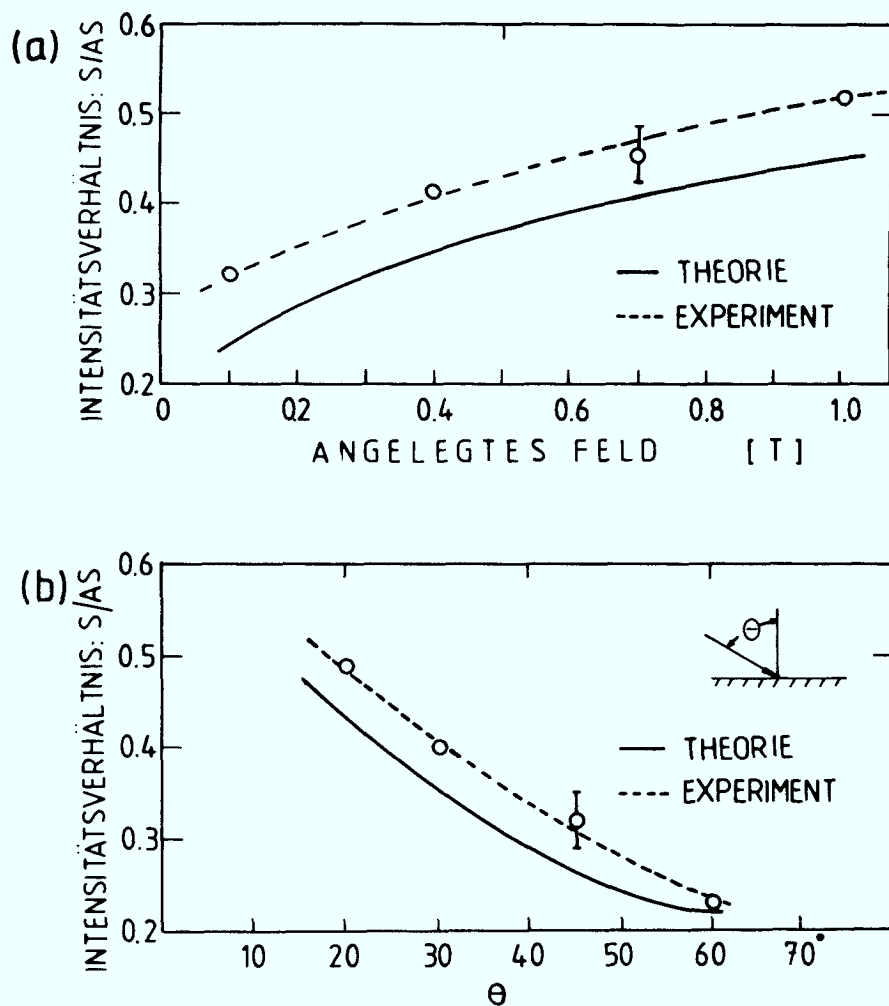


Abb. 37: a) Intensitätsverhältnis S/AS in Abhängigkeit vom angelegten Feld
 b) Intensitätsverhältnis S/AS in Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ

III.4. Heterogene Doppelschichten

In Kapitel I.3. wurde die Rechnung zur Bestimmung der Spinwellenmoden eines heterogenen Doppelschichtsystems vorgestellt, das aus zwei Schichten verschiedener Magnetisierungen besteht, die durch eine nicht magnetische Zwischenschicht voneinander getrennt sind. Die Rechnung wurde in magnetostatischer Näherung ausgeführt, da die Schichten bei hinreichend dicker Trennschicht nur über dipolare Streufelder miteinander wechselwirken.

Nachdem Messungen an homogenen Doppelschichten von W. Vach eine gute Übereinstimmung mit der Theorie zeigten /8/ soll jetzt der allgemeine Fall einer heterogenen Doppelschicht experimentell untersucht werden.

Dazu wurden Lichtstreuemessungen an heterogenen Doppelschichtsystemen angestellt, bestehend aus Eisen, Nickel und Permalloy-Schichten, die durch Kupferschichten variierter Schichtdicke d_0 getrennt sind.

Im Folgenden werden die Messungen näher erläutert:

Es können bei einem Aufdampfvorgang acht Substrate bedampft werden. Davon haben wir fünf mit den zu untersuchenden Doppelschichten belegt.

Auf die drei übrigen Substrate wurden die magnetischen Filme, aus denen die Doppelschichten bestehen, einzeln aufgedampft. An diesen Referenzschichten kann nach der in Kap. III.1 beschriebenen Methode die Magnetisierung der Schichten überprüft werden.

Dabei wurden auch Einzelschichten untersucht, die auf eine Kupferschicht aufgebracht wurden. Sie zeigten die gleichen Spinwellenfrequenzen wie die Schichten gleicher Dicke, die direkt auf das Saphirsubstrat aufgedampft wurden. Damit wurde gezeigt, daß nicht schon die verschiedenen Unterlagenmaterialien Kupfer und Saphir zu verschiedenen Spinwellenfrequenzen führen.

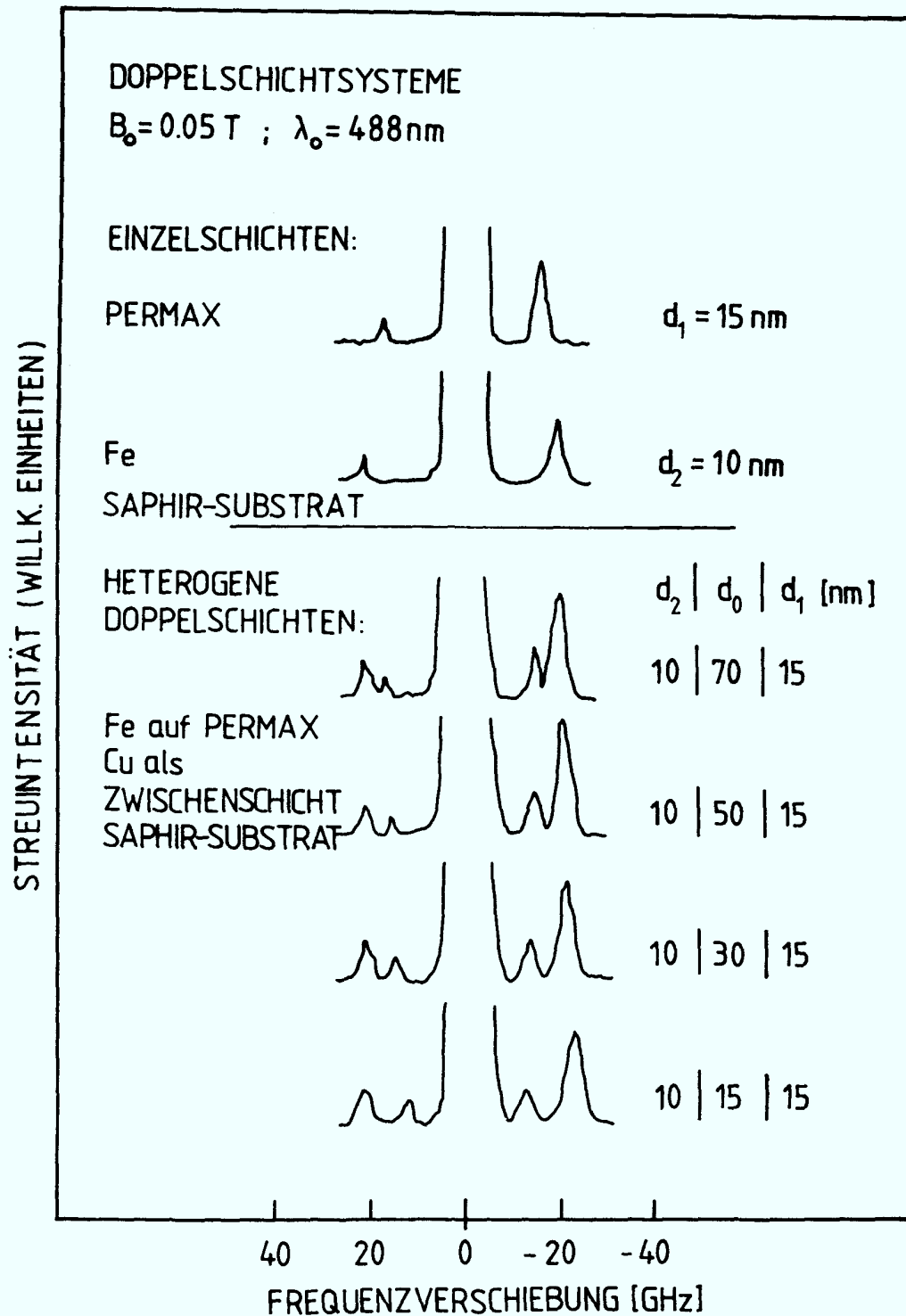


Abb. 38 : Typische Spektren von LS-Messungen an Doppelschichten :

Die ersten zwei Spektren zeigen die Referenzmessungen an den Einzelschichten aus Permax ($\text{Ni}_{0.65}\text{Fe}_{0.35}$) und Eisen, aus denen das folgende Doppelschichtsystem besteht.

Darunter folgt das Spektrum einer Doppelschicht, mit einer Kupferzwischenschicht, die 70 nm dick ist.

Man erkennt vier Peaks, deren Frequenzen etwa mit denen der Einzelschichten übereinstimmen. Das heißt, man sieht alle vier Spinwellenmoden, die an den vier Grenzflächen des Schichtsystems lokalisiert sind und jede Schicht verhält sich wie eine ungestörte Einzelschicht. Die Streufelder der Oberflächenmoden der Einzelschichten sind also über die Distanz der Zwischenschichtdicke bereits somit abgeklungen, daß eine Wechselwirkung mit den Moden der benachbarten Schicht nicht mehr stattfindet.

Geht man zu kleineren Zwischenschichtdicken über, so beobachtet man eine Abstoßung der Moden, die mit zunehmendem d_0 größer wird. Dies ist eine Folge der bei hinreichend kleinen Zwischenschichtdicke d_0 auftretenden dipolaren Wechselwirkung zwischen den Spinwellenmoden des Doppelschichtsystems.

Dieser Effekt wurde an drei verschiedenen Schichtsystemen untersucht.

Abb. 39 zeigt die Moden einer Doppelschicht, die aus einer 40 nm dicken Nickelschicht und einer 15 nm dicken Eisenschicht besteht.

Auf der Abszisse ist die Zwischenschichtdicke d_0 nach rechts und links aufgetragen, damit man so die Moden mit verschiedener Laufrichtung voneinander trennen kann. Die Moden ① und ③ laufen in die entgegengesetzte Fortpflanzungsrichtung, wie die Moden ② und ④.

Die durchgezogenen Kurven stellen den berechneten Verlauf der Dispersionen für die einzelnen Moden dar. Sie wurden mit den in der Figur angegebenen Parametern J_1 ; J_2 ; d_1 ; d_2 berechnet.

Die Frequenzen der Moden ① und ② konnten experimentell bestimmt werden und es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den gerechneten Kurven.

Die Moden ③ und ④ liegen allerdings bei so niedrigen Frequenzen, daß sie in den Lichtstrespektren schon in der Rayleighlinie liegen und so nicht mehr beobachtet werden können.

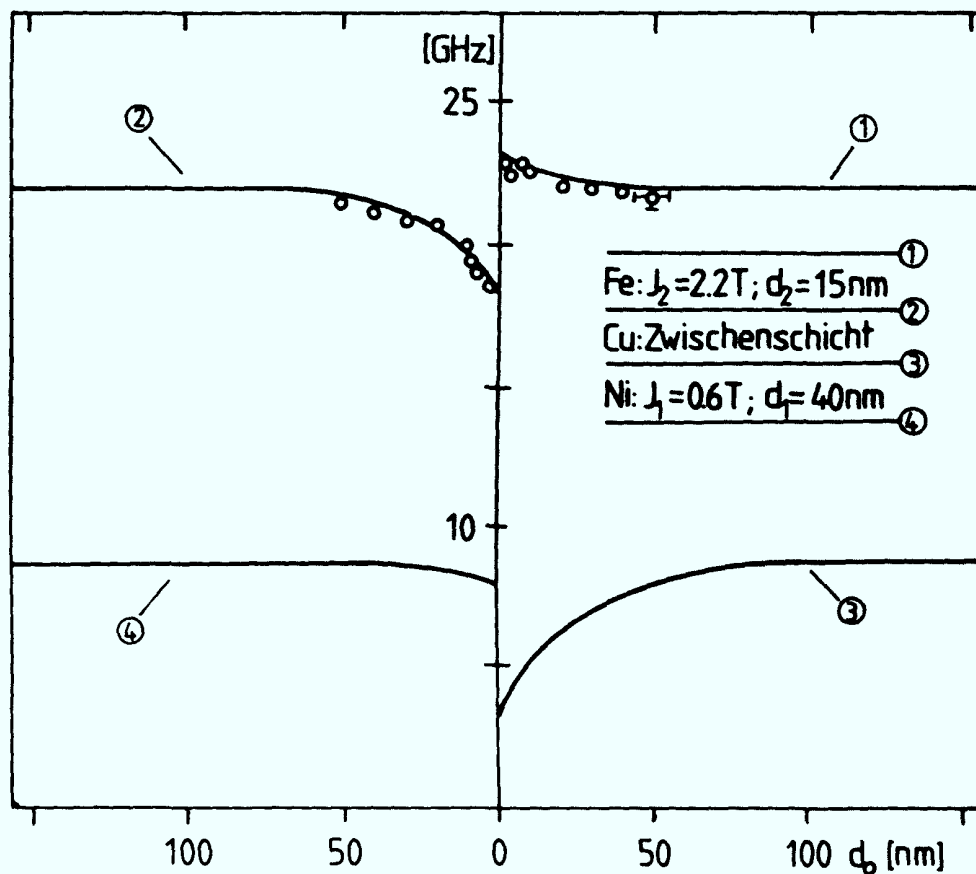


Abb. 39: Moden einer Doppelschicht, die aus einer 40 nm dicken Nickel- und einer 15-nm dicken Eisenschicht besteht ($B_0 = 0.1 \text{ [T]}$)

Daher sind wir zu Doppelschichten übergegangen, bei denen wir die Nickelschichten durch Schichten aus der Nickeleisenlegierung Permax ($\text{Ni}_{.65}\text{Fe}_{.35}$) ersetzt haben. Dieses Material hat eine größere Magnetisierung als Nickel. Daher haben die Oberflächenspinwellen einer Schicht aus Permax eine höhere Frequenz als die einer gleichdicken Nickelschicht.

Die Magnetisierung der Permaxschicht wurde zu $J = 1,55 + 0,05 \text{ [T]}$ aus der Frequenz der O.S.W. einer Einzelschicht bestimmt.

Abb. 40a,b zeigen die Meßergebnisse von zwei Schichtsystemen

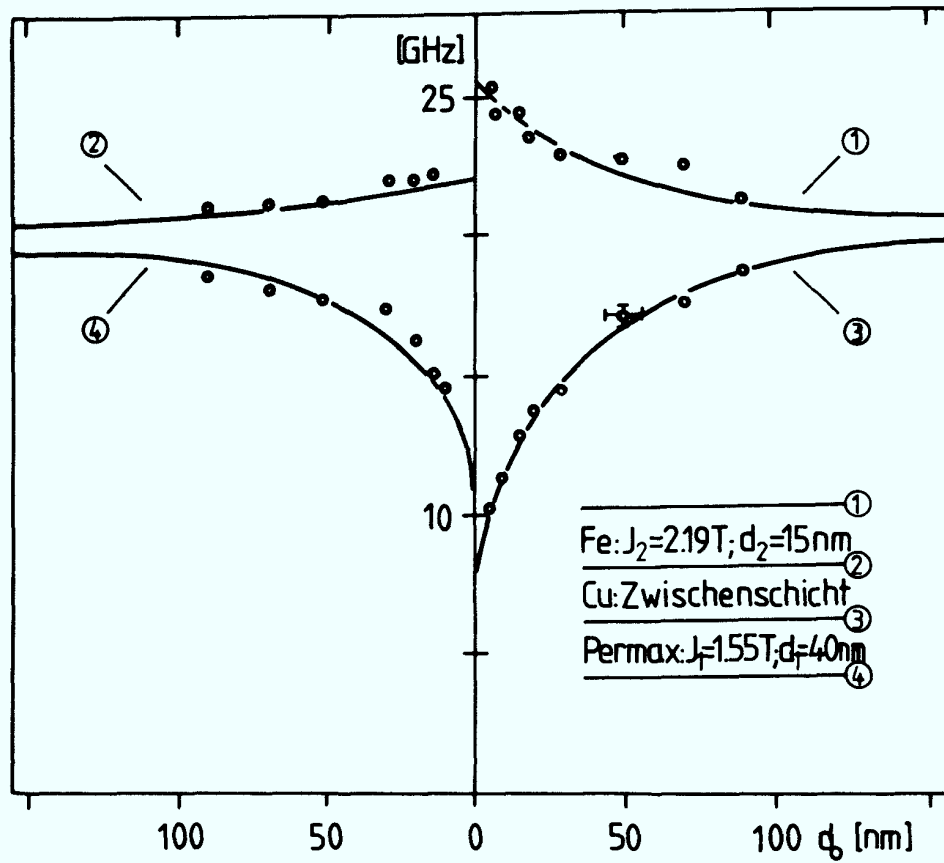


Abb. 40a)

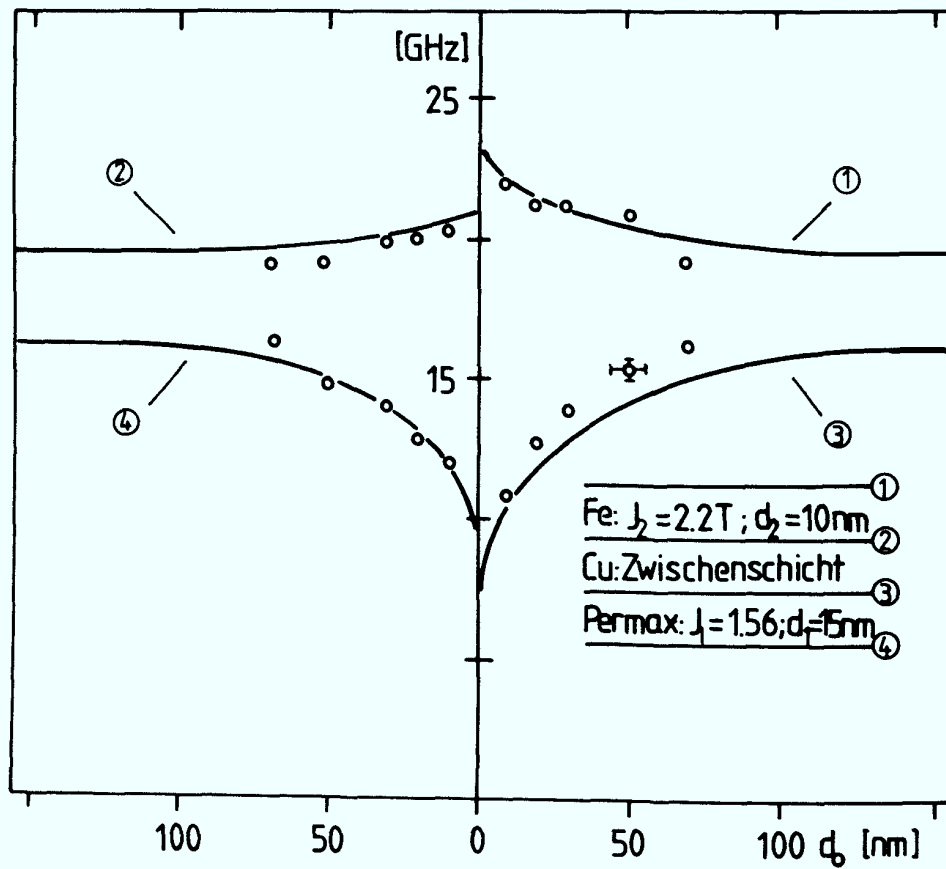


Abb. 40b)

Doppelschichten aus Eisen- und Permalloy-Schichten (Schichtdicken siehe Einsatz)
 $(B_0 = 0.1 \text{ [T]})$

Es konnten in den Spektren alle vier Moden beobachtet werden. Die Übereinstimmung der Meßpunkte mit den gerechneten Dispersionskurven ist gut. Man erkennt deutlich eine Abstoßung der Moden ① u. ③ bzw. ② u. ④, die die gleiche Fortpflanzungsrichtung haben. D.h. die Moden ① und ②, die bei $d_0 \rightarrow \infty$ in die Einzelschichtmoden des Eisens übergehen sind bei kleinem d_0 zu höheren Frequenzen verschoben, wogegen die Moden ③ und ④, die für $d \rightarrow \infty$ der Permax-Schicht zugeordnet werden in ihrer Frequenz abgesenkt sind, wenn d kleiner wird. Abb. 40b zeigt ein Doppelschichtsystem, das ebenso aus einer Eisen- und einer Permaxschicht besteht, jedoch wurden die Schichtdicken auf 10 bzw. 15 nm reduziert. Dadurch ist der Unterschied in den Grenzwerten der Frequenzen der Einzelschichten für $d_0 \rightarrow \infty$ etwas größer geworden als im vorigen Beispiel.

Die kleinste Zwischenschichtdicke betrug in allen drei untersuchten Schichtsystemen ca. 5 nm. Die Messungen zeigen, daß für Zwischenschichtdicken, die größer als 5 nm sind, der Verlauf der Frequenzen der Spinwellenmoden einer heterogenen Doppelschicht über der Zwischenschichtdicke d_0 durch eine magnetostatische Rechnung gut beschrieben wird.

In folgendem Experiment sollte untersucht werden, wie weit man die Zwischenschichtdicke noch verringern kann, bis sich Abweichungen im Verlauf der gemessenen Frequenzen von denen der dipolaren Rechnung zeigen.

Da es allerdings bei so dünnen Zwischenschichten unmöglich wird, die Schichtdicke hinreichend genau zu bestimmen, haben wir versucht, einen Kupferkeil aufzudampfen.

Dabei wird etwa ein Drittel des Substrates zu Beginn des Aufdampfprozesses von einer Blende gegenüber dem Dampfstrahl verdeckt. Während man mit konstanter Rate aufdampft, wird das Substrat mit gleichmäßiger Geschwindigkeit hinter die Abdeckung gezogen.

Wenn der Schwingquartz die gewünschte maximale Schichtdicke des Keils anzeigt, sollte nach etwa ein Drittel der Substratfläche vollständig mit dieser Dicke bedampft sein. Damit hat man auf dem linken und rechten Drittel des Substrates zwei Schichtdicken-Plateaus mit $d_o = 0$ bzw. $d_o = d_{\max}$ und dazwischen als kontinuierlicher Übergang einen Keil aufgedampft.

An den so hergestellten Doppelschichten lassen sich Lichtstreuexperimente bei kontinuierlich abnehmender Zwischenschichtdicke anstellen, indem man den Fokus des einfallenden Lichtes auf der Probe verschiebt.

Die Zwischenschichtdicke $d_o = 0$ kann bei diesem Verfahren in unserer Aufdampf-anlage allerdings nicht realisiert werden.

Die auf den Kupferkeil folgende Schicht kann erst aufgedampft werden, nachdem der das Schmelzgut beinhaltende Tiegel aufgeheizt wurde. Es kann jeweils nur ein Tiegel erhitzt werden. Dadurch entsteht eine Pause von einigen Minuten, in der sich eine Oxidhaut auf die zuletzt aufgedampfte Schicht legt. Diese verhindert den direkten Kontakt der beiden Aufdampfschichten.

Wie die TEM-Aufnahmen von einer 5 nm dicken Nickelschicht gezeigt haben, können bei Filmen solcher oder kleinerer Dicke Löcher auftreten.

Dampft man auf eine solche Oberfläche weitere Schichten auf, so pflanzt sich das Oberflächenprofil auf die darüberliegenden Schichten fort. Bei kleinen Zwischenschichtdicken ($d_o \leq 5$ nm) kann die Oberflächenrauigkeit in der gleichen Größenordnung liegen, wie die Zwischenschichtdicke selbst.

Unter diesen Umständen wäre die Gültigkeit einer Rechnung, die die Geometrie von planparallelen Platten voraussetzt, stark beeinträchtigt.

Nach A. Yelon [4] kann sich in solchen Systemen der magnetische Fluß über die Zwischenschicht schließen und so zu einer zusätzlichen dipolaren Kopplung der Schichten führen. Diesen Effekt nennt man "Orange-peel-coupling".

Die Austauschwechselwirkung zwischen den ferro-magnetischen Schichten setzt erst ein, wenn die gesamte Zwischenschichtdicke bis auf einen Abstand von einigen Gitterkonstanten abgenommen hat, da die Austauschwechselwirkung sehr kurzreichweitig ist. Ein zu erwartender Einfluß des Austausches über die Grenzfläche zweier Schichten auf die Frequenzen der Spinwellenmoden sollte zu einer Verringerung der Abstoßung der Spinwellenmoden mit gleicher Laufrichtung führen [10].

Durch Löcher in der Zwischenschicht, die durch unvollkommenes Zusammenwachsen von Inseln entstehen können, kann es ebenfalls zu einem direkten Austausch zwischen den Schichten kommen ("pin-hole-coupling"). In Abb.41 sind diese potentiellen Effekte, die das Kopplungsverhalten der Schichten beeinflussen können, zusammengefaßt.

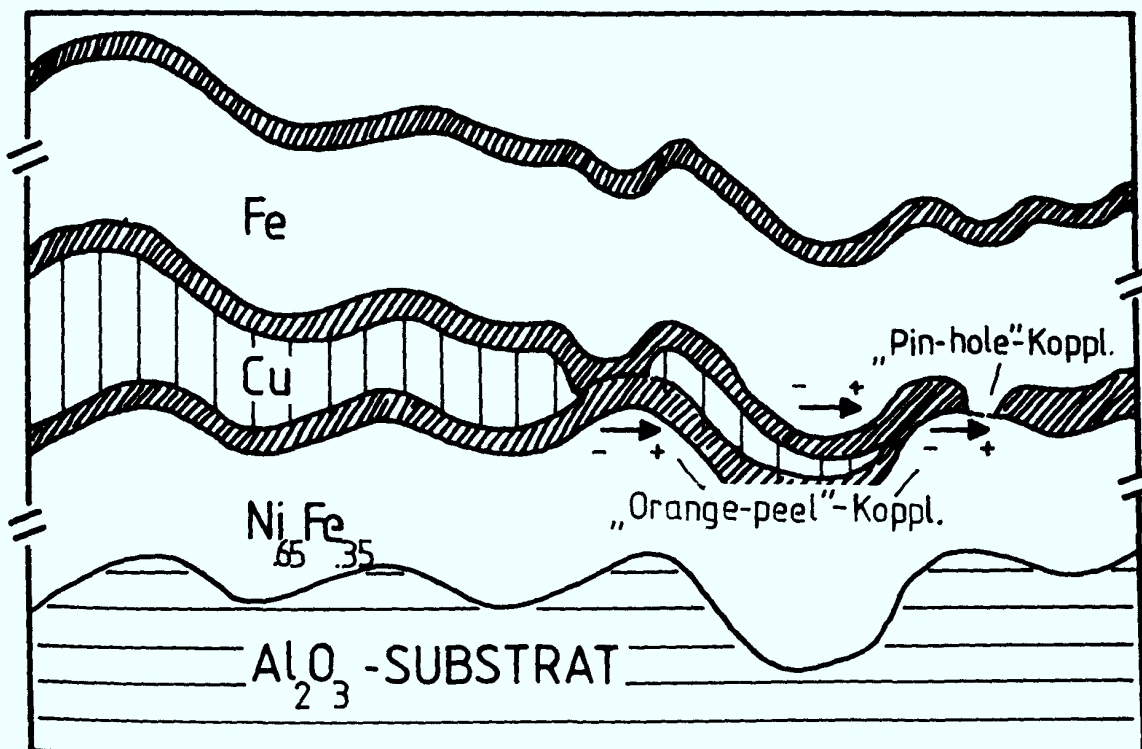


Abb. 41 : Potentielle Kopplungsmechanismen eines nichtidealen Schichtsystems bei sehr dünner ($d_0 < 5 \text{ nm}$) Zwischenschichtdicke.

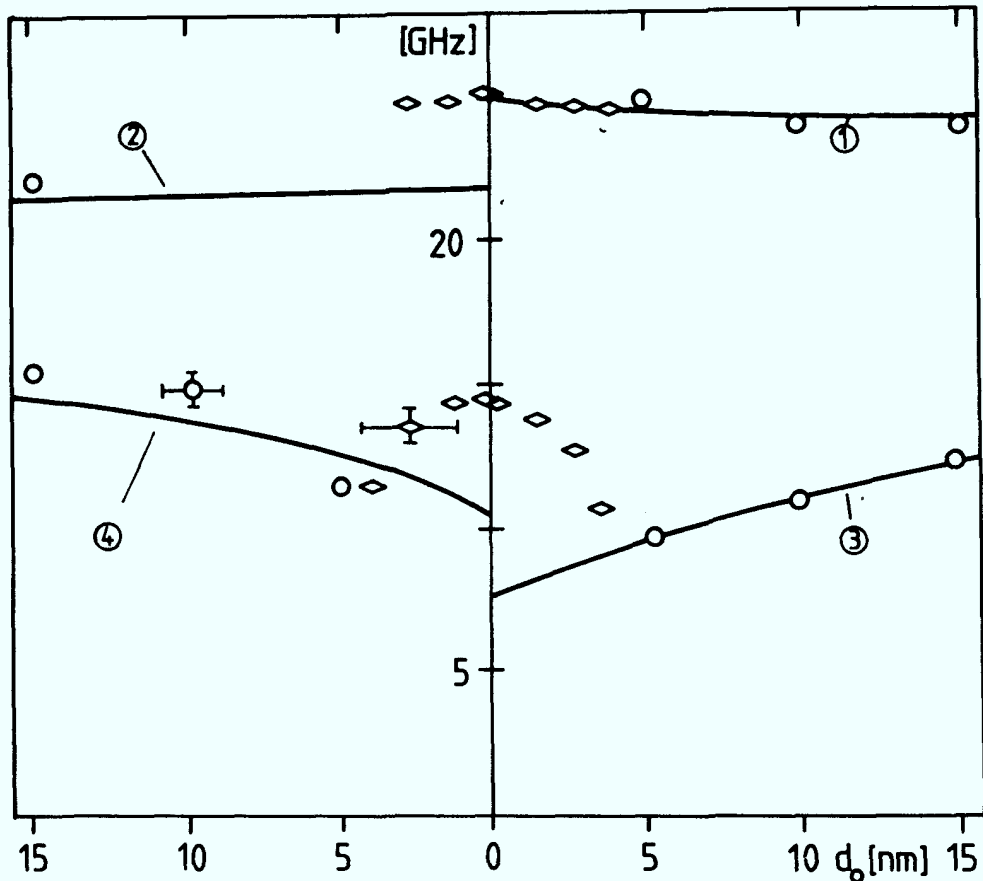


Abb. 42 : Ergebnis der Messungen an einem Doppelschichtsystem mit keilförmiger Kupfer-Zwischenschicht.

Die durch Kreise gekennzeichneten Meßpunkte sind aus Abb. 40a entnommen.

Die Rauten stellen die Meßpunkte der Untersuchungen mit der keilförmigen Zwischenschicht dar.

Man erkennt, daß die Frequenzen der Moden ③ und ④ unterhalb von $d_0 = 5$ nm angehoben werden und schließlich gegen einen gemeinsamen Wert laufen. Die Mode ①, die die nächste Frequenz des Doppelschichtsystems aufweist, verhält sich auch bei kleiner werdender Zwischenschichtdicke so, wie es die magnetostatische Näherung beschreibt. Die entsprechende Mode Nr. ② mit entgegengesetzter Laufrichtung konvergiert bei $d_0 \rightarrow 0$ gegen die Frequenz der Mode ① bei kleiner werdender Zwischenschichtdicke. Damit ist die Frequenz gegenüber der magnetostatischen Rechnung angehoben.

Nach der oben angeführten Reihe von Kopplungsmechanismen ist klar, daß man das Verhalten der Spinwellenmoden nicht eindeutig auf einen Effekt zurückführen kann.

Vielmehr ist zu erwarten, daß alle erwähnten Mechanismen auftreten und so die Frequenzen der Moden beeinflussen können.

Um zu diesem Punkt eindeutige Aussagen über die Kopplung der Schichten machen zu können, muß bei der Herstellung der Schichtsysteme die Oxidation der einzelnen Grenzflächen vermieden werden, was durch einen simultanen Betrieb mehrerer Tiegel erreicht wird, wobei man durch schnelles Öffnen von "Shuttern" ein Mehrschichtsystem ohne Pausen aufdampfen kann.

Ferner muß die Oberflächenrauigkeit und die Substratbeschaffenheit analysiert und optimiert werden.

Die Meßergebnisse zeigen, daß das Verhalten der Spinwellenmoden einer heterogenen Doppelschicht bei Zwischenschichtdicken größer als 5 nm gut durch eine magnetostatische Näherung beschrieben werden.

Zusammenfassung

Die Methode der inelastischen Lichtstreuung an Spinwellen wurde angewandt bei Untersuchungen an dünnen Schichten und heterogenen Schichtsystemen aus Nickel, Eisen und der Nickel-Eisen-Legierung Permalloy.

Es wurden die Frequenzen der Spinwellen von Nickel- und Permalloy Schichten mit Dicken zwischen 30 und 100 nm bei Raumtemperatur untersucht. Aus der gemessenen Schichtdickenabhängigkeit der Energien (Frequenzen) der Oberflächen-spinwellen und der stehenden Spinwellenmoden konnten die Sättigungsmagnetisierung J_s , der g-Faktor und die Austauschkonstante A mit Hilfe der Näherungsformeln von Wolfram und Dewames bestimmt werden. Die gefitteten Werte für J_s , g und A der Schichten stimmen gut mit den Ergebnissen anderer Methoden überein.

Bei Messungen an sehr dünnen Schichten ($d_0 \leq 10$ [nm]) wurde, bei geeignetem Substratmaterial, eine starke Überhöhung der Lichtstreuintensität beobachtet, die bei $d_0 \cong 6$ nm ein Maximum durchläuft und bei kleineren Schichtdicken wieder abfällt.

Dieses Verhalten konnte von den Theoretikern M.G. Cottam, R.E. Camley und D.L. Mills erklärt werden durch ein Anwachsen der thermischen Amplituden der Spinwellen bei kleiner werdender Schichtdicke, in Verbindung mit dem Auftreten von Vielfachinterferenzeffekten, die bei günstiger Kombination der optischen Konstanten von Schicht und Substrat die Intensität der Lichtstreuung erhöhen.

Das Auftreten einer Asymmetrie in den Intensitäten der Stokes- und Anti-Stokes-Streuung an Magnonen wurde bis hin zu Schichtdicken kleiner als 5 nm beobachtet. Dieser Effekt wurde von R.E. Camley auf den Beitrag der nicht-diagonal -Elemente der Spin-Spin-Korrelationsfunktion $\langle S_x S_y \rangle$ zur Intensität der Lichtstreuung zurückgeführt. Dieser Beitrag trägt nur zur Intensität bei, wenn der Wellenvektor des Lichtes in der Schicht komplex ist. Dies ist bei absorbierenden Medien der Fall.

Lichtstreuuntersuchungen an heterogenen Doppelschichtsystemen haben gezeigt, daß die Frequenzen der Spinwellenmoden, die an den Grenzflächen der Schichten lokalisiert sind, bei Zwischenschichtdicken $d_0 > 5 \text{ [nm]}$ durch eine dipolare Rechnung gut beschrieben werden.

Bei kleineren Zwischenschichtdicken können mehrere Effekte auftreten, deren Summe für das Abweichen von einem rein dipolaren Charakter der Wechselwirkung zwischen den Schichten verantwortlich ist.

So können durch Abweichungen von der planparallelen Anordnung der Schichten zusätzliche dipolare Kopplungen auftreten ("orange-peel-coupling"). Die Austauschwechselwirkung tritt ein, wenn der Abstand der ferromagnetischen Schichten nur noch einige Gitterkonstanten beträgt oder wenn die Schichten durch Löcher in der Oxidhaut, die sich zwischen den Schichten ausbildet, direkten Kontakt haben ("pin-hole-coupling").

Durch eine Verbesserung der präparativen Bedingungen beim Aufdampfen der Schichten (simultaner Betrieb von mehreren Aufdampftiegeln zur Vermeidung von langen Pausen, in denen sich Oxidfilme auf den Schichten bilden können; Epitaxie; Substratbehandlung) können störende Einflüsse auf die Schichtsysteme eliminiert werden, so daß dann die Austauschwechselwirkung näher untersucht werden kann.

ii) Anhang

Wendet man die Randbedingungen auf die Potentiale ψ_m und ψ_n an den Grenzflächen der Schichten an, so erhält man

aus Gl. (3): $\psi_m = \psi_n$

$$\text{I) } c \cdot e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} = g_1 e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} + h_1 e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)}$$

$$\text{II) } d \cdot e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} = g_2 e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} + h_2 e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)}$$

$$\text{III) } e \cdot e^{k_x \frac{d_o}{2}} + f e^{-k_x \frac{d_o}{2}} = g_1 e^{k_x \frac{d_o}{2}} + h_1 e^{-k_x \frac{d_o}{2}}$$

$$\text{IV) } e e^{-k_x \frac{d_o}{2}} + f e^{k_x \frac{d_o}{2}} = g_2 e^{-k_x \frac{d_o}{2}} + h_2 e^{k_x \frac{d_o}{2}}$$

aus Gl. (2) folgt:

V)

$$\begin{aligned} -c e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} &= (1 + \kappa_1) \left(g_1 e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} - h_1 e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} \right) + \nu_1 \left(g_1 e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} \right. \\ &\quad \left. + h_1 e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} \right) \end{aligned}$$

VI)

$$\begin{aligned} d e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} &= (1 + \kappa_2) \left(g_2 e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} - h_2 e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} \right) + \nu_2 \left(g_2 e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} \right. \\ &\quad \left. + h_2 e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} \right) \end{aligned}$$

VII)

$$e e^{-k_x \frac{d_o}{2}} - f e^{k_x \frac{d_o}{2}} = (1 + \kappa_1) \left(g_1 e^{k_x \frac{d_o}{2}} - h_1 e^{-k_x \frac{d_o}{2}} \right) \pm v_1 \left(g_1 e^{k_x \frac{d_o}{2}} + h_1 e^{-k_x \frac{d_o}{2}} \right)$$

VIII)

$$e e^{-k_x \frac{d_o}{2}} - f e^{k_x \frac{d_o}{2}} = (1 + \kappa_2) \left(g_2 e^{-k_x \frac{d_o}{2}} - h_2 e^{k_x \frac{d_o}{2}} \right) \pm v_2 \left(g_2 e^{-k_x \frac{d_o}{2}} + h_2 e^{k_x \frac{d_o}{2}} \right)$$

Die Koeffizienten c; d; e und f lassen sich folgendermaßen eliminieren:

aus I und V folgt:

$$(\kappa_1 + v_1 + 2) e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} g_1 - (\kappa_1 - v_1) e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_1 \right)} h_1 = 0$$

und aus II und VI:

$$(\kappa_2 \pm v_2) e^{-k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} g_2 - (\kappa_2 \mp v_2) e^{k_x \left(\frac{d_o}{2} + d_2 \right)} h_2 = 0$$

mit III und IV lassen sich e und f berechnen zu:

$$e = \frac{1}{2} \left[g_1 (\kappa_1 \mp v_1 + 2) - h_1 (\kappa_1 \pm v_1) e^{-k_x d_o} \right]$$

$$f = \frac{1}{2} \left[g_1 (\kappa_1 \pm v_1) e^{k_x d_o} - h_1 (\kappa_1 \mp v_1 + 2) \right]$$

Damit ergibt sich durch Einsetzen in VIII:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2} (\kappa_1 \pm \nu_1 + 2) e^{-\frac{1}{2} k_x d_o} + (\kappa_1 \pm \nu_1) e^{\frac{3}{2} k_x d_o} g_1 + \\
 & + \frac{1}{2} (\kappa_1 \mp \nu_1 + 2) e^{\frac{1}{2} k_x d_o} + (\kappa_1 \mp \nu_1) e^{-\frac{3}{2} k_x d_o} h_1 + (\kappa_2 \pm \nu_2 + 1) e^{-\frac{1}{2} k_x d_o} g_2 - \\
 & (\kappa_2 \mp \nu_2 + 1) e^{\frac{1}{2} k_x d_o} h_2 = 0
 \end{aligned}$$

und durch Einsetzen in IV:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} ((\kappa_1 \pm \nu_1) e^{\frac{3}{2} k_x d_o} - (\kappa_1 \mp \nu_1 + 2) e^{\frac{1}{2} k_x d_o}) g_1 + \frac{1}{2} ((\kappa_1 \pm \nu_1) e^{-\frac{3}{2} k_x d_o} - \\
 & - (\kappa_1 \mp \nu_1 + 2) e^{\frac{1}{2} k_x d_o}) h_1 + g_2 e^{-\frac{1}{2} k_x d_o} + h_2 e^{\frac{1}{2} k_x d_o} = 0
 \end{aligned}$$

Damit erhalten wir ein homogenes Gleichungssystem aus vier Gleichungen mit den vier Koeffizienten g_1 ; h_1 ; g_2 ; h_2 ; die die Potentiale innerhalb der beiden Schichten beschreiben.

Die vier Gleichungen lauten:

$$\begin{aligned}
 & (\kappa_1 \pm \nu_1 + 2) e^{k_x (\frac{d_o}{2} + d_1)} g_1 - (\kappa_1 \mp \nu_1) e^{-k_x (\frac{d_o}{2} + d_1)} h_1 = 0 \\
 & (\kappa_2 \pm \nu_2) e^{-k_x (\frac{d_o}{2} + d_2)} g_2 - (\kappa_2 \mp \nu_2 + 2) e^{k_x (\frac{d_o}{2} + d_2)} h_2 = 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2} (\kappa_1 \pm \nu_1 + 2) e^{-\frac{1}{2} k_x d_0} + (\kappa_1 \pm \nu_1) e^{\frac{3}{2} k_x d_0} g_1 + \\
& \frac{1}{2} (\kappa_1 \mp \nu_1 + 2) e^{\frac{1}{2} k_x d_0} + (\kappa_1 \mp \nu_1) e^{-\frac{3}{2} k_x d_0} h_1 + \\
& (\kappa_2 \pm \nu_2 + 1) e^{-\frac{1}{2} k_x d_0} g_2 - (\kappa_2 \mp \nu_2 + 1) e^{\frac{1}{2} k_x d_0} h_2 = 0
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{2} (\kappa_1 \pm \nu_1) e^{\frac{3}{2} k_x d_0} - (\kappa_1 \pm \nu_1 + 2) e^{-\frac{1}{2} k_x d_0} g_1 + \\
& \frac{1}{2} (\kappa_1 \mp \nu_1) e^{-\frac{3}{2} k_x d_0} - (\kappa_1 \mp \nu_1 + 2) e^{\frac{1}{2} k_x d_0} h_1 + \\
& e^{-\frac{1}{2} k_x d_0} g_2 + e^{\frac{1}{2} k_x d_0} h_2 = 0
\end{aligned}$$

Dieses Gleichungssystem ist lösbar, wenn seine Determinante verschwindet. Daraus ergibt sich nach der Berechnung der Determinante ein Ausdruck für den Zusammenhang zwischen den charakteristischen Größen des Schichtsystems: d_0 ; d_1 ; d_2 ; j_1 ; j_2 ; dem angelegten Magnetfeld und den Frequenzen der Spinwellenmoden.

Man erhält folgende Beziehung:

$$Q \left(\Omega_2^2 + \Omega_2(1-r)/2 - \Omega_r \Omega_p \right) + \frac{r^2}{4} e^{-2k_x d_1} + \Omega_2^2 - \Omega_r^2 \times \frac{1}{4} e^{-2k_x d_2} + \Omega_2^2 - \Omega_p^2 = 0$$

mit:

$$Q = \frac{r}{4} (1 - e^{-2k_x d_1}) (1 - e^{-2k_x d_2}) e^{-2k_x d_0}$$

$$\Omega_2 = r \cdot \Omega_1; \quad \Omega_{H_2} = r \Omega_{H_1}; \quad r = J_1/J_2$$

$$\Omega_p = \Omega_H + \frac{1}{2}; \quad \Omega_r = \Omega_H + \frac{r}{2}$$

$$\Omega_{1,2} = \frac{\Omega_{H_{1,2}}}{2 \Omega_{H_{1,2}}^2 - \Omega_1^2}; \quad \nu_{1,2} = \frac{\Omega_{1,2}}{\Omega_{H_{1,2}}^2 - \Omega_{1,2}^2}$$

$$\Omega_{H_{1,2}} = \frac{B_0}{J_{1,2}}; \quad \Omega_{1,2} = \frac{\omega}{J_{1,2}}$$

Aus dieser Gleichung lassen sich die Spinwellenmoden des heterogenen Doppelschichtsystems berechnen.

LITERATUR

- /1/ J.R. Sandercock, Proc. 2nd Int. Conf. Lightscattering in Solids (Flamm arion, Paris, S.9 (1976).
- /2/ A.S. Borovik-Romanov und M.M. Kreines, J. Magn. Mag. Mat. 15-18, 760 (1980).
- /3/ R.W. Damon und J.R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids 19, 308 (1961).
- /4/ P. Grünberg und F. Metawe, Phys. Rev. Lett. 39, 1561 (1977).
- /5/ M. Grimsditch, A. Malozemoff und A. Brunch, Phys. Rev. Lett. 43, 711 (1979).
- /6/ M.G. Cottam, J. Phys. C 12, 1709 (1979).
- /7/ R.E. Camley und H. Grimsditch, Phys. Rev. B22, 5420 (1980).
- /8/ W. Vach, Dissertation, RWTH Aachen, 1982
- /9/ B.A. Auld, J. Appl. Phys., 31, No.9, 1642 (1960)
- /10/ T. Wolfram und R.E. Dewames, Prog. in Surf. Sci. 2, 315 (1972).
- /11/ T. Wolfram und R.E. Dewames, Solid State Comm. 8, 191 (1970).
- /12/ P. Grünberg, J. Appl. Phys. 51, (8), 4338 (1980).
- /13/ P. Grünberg, J. Appl. Phys. 52 (11), 6824 (1981).
- /14/ R. Montgomery und A. Yelon in: "Basic Problems in Thin Film Physics", Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen (1966).
- /15/ T. Wolfram, J. Appl. Phys. 41, 4748 (1970).
- /16/ W. Wettling, M.G. Cottam und J.R. Sandercock, J. Phys. C. 8 211 (1975).
- /17/ W. Hayes und R. Loudon "Scattering of Light by crystals", J. Wiley & Sons, N.Y., S. 240 ff. (1978).
- /18/ J.R. Sandercock: Sol. Stat. Commun. 13, 1729 (1973).
- /19/ M.G. Cottam, private Mitteilung (1981).
- /20/ D.L. Mills, K.R. Subbaswamy, Prog. Opt. (in press).
- /21/ J.R. Sandercock und W. Wettling, J. Appl. Phys. 50 (11), 7784 (1979).

- /22/ Tables of Physical and Chemical Constants, G.W.C. Kaye & T.H. Laby 14th Edition 1973.
- /23/ Firmenschrift Vakuumschmelze Weichmagn. Werkstoffe 1971.
- /24/ H. Danau, A. Herr, A.J.P. Meyer, J. Appl. Phys. 39, No. 2 (1968).
- /25/ R.M. Bozorth, "Ferromagnetism", 3rd Edition, p. 31, van Nostrand N.Y. (1955).
- /26/ P.B. Johnson, R.W. Christy Phys. Rev. B Vol. 9, No. 12, 1974, p. 5056.
- /27/ eigene Messung, diese Arbeit.
- /28/ R.E. Honig, RCA Rev. 195/204 (1953).
- /29/ Handbook of Chemistry and Physics 61th Edition 1980-81, CRC-Press.
- /30/ A.W. Warner, C.D. Stockbridge, J. Appl. Phys. 34, 437 (1963).
- /31/ S. Tolanski, "Multiple Beaminterferomete, Oxford Uni. Press (1948).
- /32/ Ch. Freiburg, W. Reichert, ZCH Analysenbericht 22/82.
- 33/ Ch. Freiburg, private Mitteilung.
- /34/ O.S. Heavens, The Physics of Thin Films, Butterworth, London (1955).
- /35/ F. Metwave, Thesis, alzakyzik University, Kairo (1979).
- /36/ W. Jantz, J.R. Sandercock und W. Wettling, J. Phys. C, 9, 2229 (1976).
- /37/ P. Grünberg, J. Magn. Magn. Mat. 15-18, 766 (1980).
- /38/ R.E. Camley, Talat S. Rahman und D.L. Mills, Phys. Rev. B 23, No. 1, 1226 (1981).
- /39/ A.J.P. Meyer, G. Asch, J. Appl.Phys. 32, 3, 330 (1961).
- /40/ S.J. Barnett, Phys. Rev. 66, 224 (1944).
- /41/ H.Danan, A. Herr, A.J.P. Meyer, J. Appl. Phys. 39, 2, 669 (1968).
- /42/ M. Ondris, J. Frait, Czechoslov. J. Phys. 11, 883 (1961).
- /43/ H. Nose, J. Phys. Soc. Jpn. 16, 342(1961).
- /44/ P. Wolf, Z. Angew. Physik 14, 212 (1962).
- /45/ C.F. Kooi, P.E. Wigen, M.S. Shanabarger und J.N. Kerrigan, J. Appl. Phys. 35, 791 (1964).
- /46/ M. Hatherly, K. Hirakawa, R.D. Lowde, J.F. Mallet, M.W. Stringfellow und B.H. Torrie, Proc. Phys. Soc. (London) 84, 55 (1964).

- /47/ W. Harth, Halbleitertechnologie, B.G. Teubner Stuttgart.
- /48/ M.G. Cottam, wird veröffentlicht in J. Phys. C.
- /49/ R.E. Camley, Talat. S. Rahman und D.L. Mills, Phys. Rev. B. 23, No. 1, 1226 (1981).
- /50/ D.L. Mills, priv. Mitteilung an P. Grünberg
- /51/ U. Gradmann, J. Appl. Phys. 3, 161 (1974).
- /52/ F. Metawe und P. Grünberg, J. Mag. Mag. Mat. 9, p. 80 (1978).
- /53/ J.R. Sandercock und W. Wettling, J. Appl. Phys. 50, No. 11, 7784 (1979).
- /54/ R.E. Camley, P. Grünberg und C.M. Mayr, zur Veröffentlichung eingereicht bei Phys. Rev. B.
- /55/ R. Loudon, J. Raman Spectrosc. 7, 10 (1978).
- /56/ H. LeGall und J.P. Jamet, Phys. Stat. Sol. (b), 46, 467 (1971).
- /57/ P. Grünberg, M.G. Cottam, W. Vach und C.M. Mayr, Atlanta (1981).
- /58/ Magnetic Properties of Materials; Jan Smith, Editors Mc-Graw-Hill New York (1971).

Allen Mitarbeitern, die an der Fertigstellung dieser Arbeit mitgewirkt haben, möchte ich hiermit sehr herzlich danken, insbesondere:

Herrn Prof. Dr. W. Zinn für die Möglichkeit diese Arbeit an seinem Institut durchzuführen und für die hilfreichen Diskussionen.

Herrn Dr. P. Grünberg für die freundliche Betreuung und stete Diskussionsbereitschaft.

Herrn R. Schreiber für die zuverlässig technische Unterstützung und die Herstellung der Proben.

Herrn Dr. Ch. Freiburg für die Erstellung der Röntgendiffraktogramme.

Frau König und Herrn Wallura für die Untersuchungen der Schichten mit dem TEM.

Frau Rasula und Herrn Saftić für die Messung der Hysteresekurven.

Frau H. Vent für die Anfertigung von Zeichnungen

und

Frau H. Sittardt für die Niederschrift der Arbeit.