



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

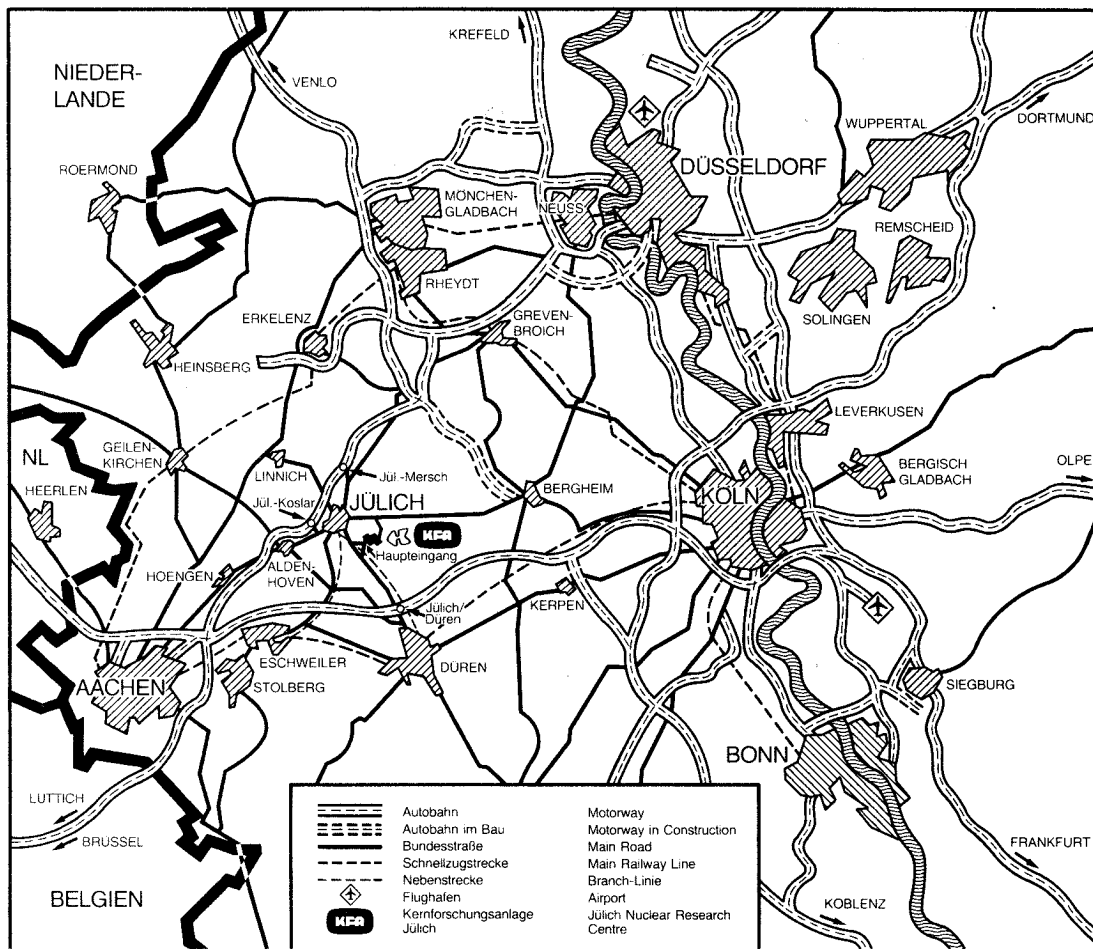
Institut für Festkörperforschung

**Spinwellen-, Hysterese-
und Magnetowiderstandseffekte
in austauschgekoppelten
Co-Doppelschichten**

von

Ulrich Walz

**Jül - 2272
März 1989
ISSN 0366-0885**



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2272

Institut für Festkörperforschung Jül – 2272

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

Spinwellen-, Hysterese- und Magnetowiderstandseffekte in austauschgekoppelten Co-Doppelschichten

von

Ulrich Walz

Diss. Uni. Köln

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
I. Einleitung	1
II. Experimentelle Methoden und theoretische Hintergründe	3
II.1.1 Spinwellen in dünnen, ferromagnetischen Schichten	4
II.1.2 Spinwellen in ferromagnetischen Doppelschichtsystemen	6
II.1.3 Brillouin-Streuung: Beschreibung des experimentellen Aufbaus	10
II.2.1 Magnetooptische Effekte	12
II.2.2 Magnetooptische Hysteresemessung: Meßprinzip und Meßaufbau	15
II.3 Magnetowiderstand - Meßprinzip	24
II.4 Probenpräparation und Charakterisierung	27
III. Meßergebnisse und Diskussion	31
III.1 Messungen an dünnen polykristallinen Co-Schichten	31
III.2 Messungen an den Doppelschichtsystemen Co/Pd/Co und Co/Au/Co	46
III.3 Messungen am Doppelschichtsystem Co/Cr/Co	59
V. Zusammenfassung	70
Literaturverzeichnis	73

I. Einleitung

Dünne magnetische Filme spielen seit Jahren sowohl in der Grundlagenforschung wie auch in der technischen Anwendung eine große Rolle. Besondere Bedeutung kommt dabei der Tatsache zu, daß bei abnehmender Dicke einer ferromagnetischen Schicht zunehmend die magnetische Oberflächen- bzw. Grenzflächenanisotropie die magnetischen Eigenschaften, z.B. das Ummagnetisierungsverhalten beeinflusst. Dies läßt sich gut an sogenannten Vielfachschichtsystemen untersuchen. Ein solches System besteht aus einer alternierenden Folge von ferromagnetischen und nichtmagnetischen Filmen. W.J.G. Draaisma et. al. [1] haben den Einfluß der Grenzflächenanisotropie am polykristallinen Pd/Co- und Pd/Fe-Multischichtsystem untersucht. Bei Co-Einzelschichtdicken unterhalb 0.8 nm beobachteten sie, daß mit weiter abnehmender Co-Schichtdicke zunehmend die Schichtnormale die bevorzugte Magnetisierungsrichtung wurde. Bei einer Schichtdicke von 0.2 nm erreichten sie eine Remanenz bzgl. der Schichtnormalen von ca. 95 %.

Bei diesen Schichtsystemen ist aber auch die magnetische Kopplung der ferromagnetischen Schichten untereinander zu berücksichtigen, die durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung oder Zwischenschichtaustausch verursacht wird und ebenfalls die dynamischen und statischen magnetischen Eigenschaften solcher Systeme beeinflusst [2]. Um die reinen Kopplungseffekte zu untersuchen, beschränkt man sich im einfachsten Fall auf sogenannte Doppelschichtsysteme, bei denen zwei identische ferromagnetische Filme durch eine nichtferromagnetische Zwischenschicht getrennt sind. Zudem wählt man die Dicke der magnetischen Filme so groß, daß Oberflächen- bzw. Grenzflächen-Anisotropieeffekte vernachlässigbar sind.

Solche Kopplungsphänomene wurden schon an verschiedenen 3d- und 4f-Metallsystemen untersucht, z.B. an polykristallinen Permalloy-Doppelschichten mit V, Cu, Pd, Ag, Au, Gd und Cr-Zwischenschichten [3] sowie an polykristallinen Fe-Doppel-

schichten mit den gleichen Zwischenschichtmaterialien [4]. Bei einkristallinen Fe/Cr/Fe-Doppelschichten wurde eine negative, als antiferromagnetisch bezeichnete Zwischenschichtaustauschkopplung festgestellt, die dazu führt, daß sich die Magnetisierungen der beiden Fe-Einzelschichten in kleinen Feldern antiparallel ausrichten [5].

In dieser Arbeit werden nun experimentelle Ergebnisse bezüglich des Zwischenschichtaustausches an polykristallinen Co-Doppelschichten mit Trennschichten aus Pd, Au und Cr vorgestellt. Die Schichten werden mittels Elektronenstrahlverdampfung hergestellt. Das Ummagnetisierungsverhalten wird mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effektes sowie mittels Magnetowiderstandsmessungen untersucht. Als Sonde für die Austauschkopplung wird das Verhalten der Spinwellen betrachtet, das mit Hilfe von Brillouin-Lichtstreuung beobachtet werden kann.

Die Arbeit ist in zwei Hauptkapitel unterteilt. Im ersten Abschnitt wird ein Überblick über die drei verwendeten Meßmethoden sowie ihren theoretischen Hintergrund in bezug auf das gestellte Meßproblem gegeben; außerdem wird in kurzer Form die Probenpräparation sowie die Charakterisierung der Proben erklärt. Im zweiten Teil werden die an den einzelnen untersuchten Systemen gewonnenen Meßergebnisse dargestellt und diskutiert. In einer Zusammenfassung werden die einzelnen Ergebnisse nochmals im Zusammenhang dargestellt.

II. Experimentelle Methoden und theoretische Hintergründe

Bei den folgenden Betrachtungen behalten wir eine einheitliche Notation bezüglich der Probengeometrie und der Lage in einem kartesischen Koordinatensystem bei, die in Abb. 1 eingeführt wird. Abb. 1a zeigt eine Einzelschicht, Abb. 1b eine Doppelschicht.

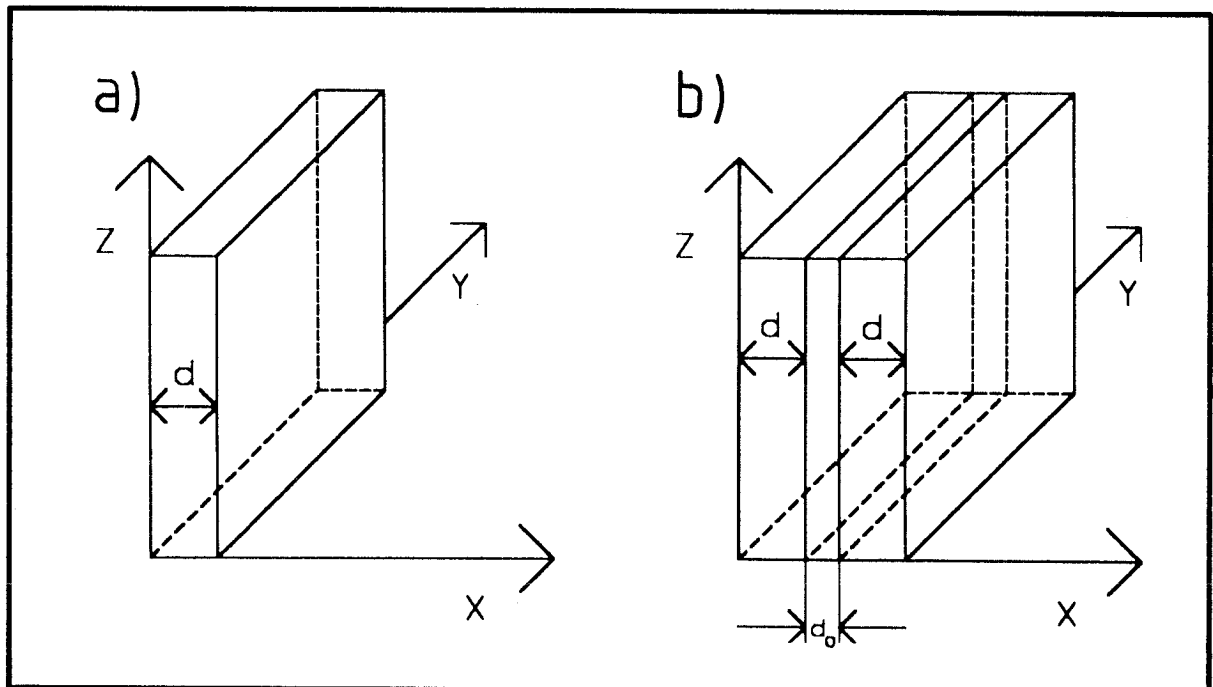


Abb. 1 - Probengeometrie für a) eine Einzelschicht, b) eine Doppelschicht

Wir beschränken uns bei den Doppelschichten auf den Fall, daß die beiden ferromagnetischen Schichten gleiche Dicke haben sowie aus demselben Material bestehen und identische magnetische Eigenschaften zeigen. Die Dicke einer ferromagnetischen Schicht geben wir mit d an, die Dicke der nicht-ferromagnetischen Trennschicht mit d_0 . Angelegte äußere Felder liegen immer in z -Richtung, die Magnetisierungsvektoren immer in Schichtebene, d.h. in der yz -Ebene.

Die ferromagnetischen Filme sollen magnetisch isotrop sein. Ihre Schichtdicke wird als hinreichend klein im Vergleich zu den lateralen Abmessungen der Filme betrachtet, so daß entmagnetisierende Felder vernachlässigt werden können.

II.1.1 Spinwellen in dünnen, ferromagnetischen Schichten

Die Theorie der Spinwellen in ferromagnetischen Einzelschichten ist schon in einigen Übersichtsartikeln dargestellt worden (z.B. [6]). Hier sollen deshalb nur die für das Verständnis der Messungen wichtigen Ergebnisse wiedergegeben werden. Wir beschränken uns auf die Betrachtung der Spinwellenmoden, die mit Hilfe von Lichtstreuexperimenten in der für unsere Messungen gewählten Geometrie beobachtbar sind.

Zur Berechnung der Dispersionsrelationen für Spinwellen in dünnen ferromagnetischen Schichten werden die Bewegungsgleichung für magnetische Momente unter Einfluß eines effektiven Magnetfeldes sowie die von Rado und Weertman [7] berechneten Randbedingungen zugrunde gelegt. Damon und Eshbach [8] haben dieses Problem unter Vernachlässigung des ferromagnetischen Austausches gelöst. Die erste Lösung ist die Dispersionsrelation der sogenannten Oberflächen- oder Damon-Eshbach-Mode:

$$\omega_{D.E.} = \gamma \left[B_0 (B_0 + \mu_0 M) + \frac{\mu_0^2 M^2}{4} (1 - \exp(-2|q''|d)) \right]^{1/2} \quad (1)$$

M bezeichnet die Magnetisierung der Schicht, d ihre Dicke. γ ist das gyromagnetische Verhältnis, $B_0 = \mu_0 H_0$ mit $H_0 \hat{=}$ äußeres Feld; q'' ist der in Schichtebene liegende Wellenvektor der Spinwelle.

Die zweite Lösung ergibt die Frequenz der sogenannten Volumen-Spinwellenmoden:

$$\omega_{VSW} = \gamma [B_0 (B_0 + \mu_0 M)]^{1/2} \quad (2)$$

Für $q''=0$ fällt die Damon-Eshbach-Mode mit den Volumen-Spinwellenmoden zusammen und beschreibt die uniforme Präzession. In Abb. 2 ist das Amplitudenprofil dieser Mode eingezeichnet ($n=0, q''=0$), ebenso das Amplitudenprofil der durch Gleichung (1) beschriebenen Oberflächenmode ($n=0, q'' \neq 0$).

Wolfram und Dewames [9] haben die Berechnung unter Berücksichtigung des ferromagnetischen Austausches A durchgeführt und erhalten die Dispersionsrelation

$$\omega_n = \gamma \left[(B_0 + \frac{2A}{M} q_n^2) (B_0 + \mu_0 M + \frac{2A}{M} q_n^2) \right]^{1/2} \quad (3)$$

Hier ist $q_n^2 = (q_n^\perp)^2 + (q'')^2$. Der zur Schichtebene senkrechte Wellenvektor $q_n^\perp$ ist quantisiert:

$$q_n^\perp = \frac{n\pi}{d}, \quad n = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (4)$$

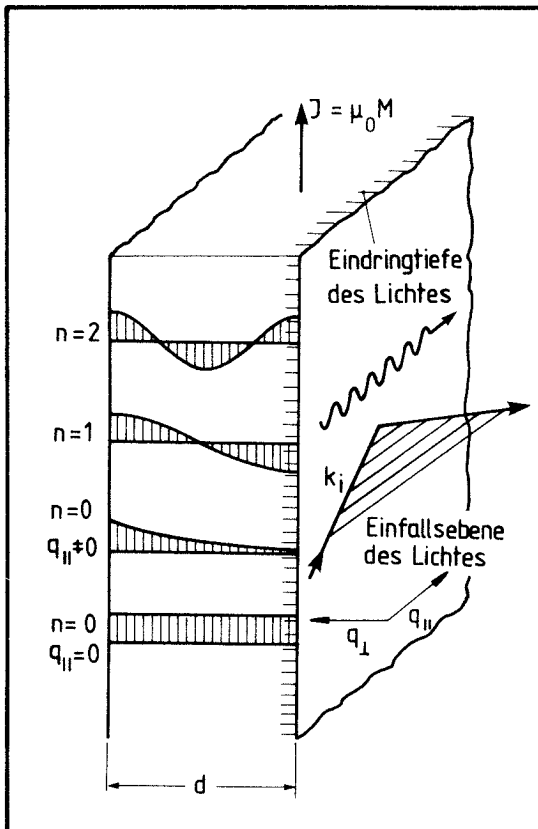


Abb. 2 - Amplitudenprofile verschiedener Spinwellenmoden in einer dünnen, ferromagnetischen Einzelschicht [6]

Gleichung (3) beschreibt stehende Spinwellen. Die Amplitudenprofile der ersten zwei stehenden Spinwellenmoden mit $n=1,2$ sind in Abb. 2 dargestellt.

Bestimmt man experimentell für eine ferromagnetische Schicht bekannter Dicke die Frequenz der verschiedenen Spinwellen-Moden in Abhängigkeit vom äußeren Feld, so kann man durch Anpassen der Gleichungen (1) und (3) an die Meßwerte den g -Faktor, die Sättigungsmagnetisierung und die Austauschkonstante des magnetischen Films bestimmen.

II. 1.2 Spinwellen in ferromagnetischen Doppelschichtsystemen

Betrachten wir nun die in Abb. 1b schematisch dargestellte Doppelschicht mit beliebiger nichtmagnetischer Trennschicht variabler Dicke. Der Austausch innerhalb der ferromagnetischen Schichten werde vernachlässigt, eine Kopplung der beiden Schichten über die Trennschicht erfolge nur durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung. In dieser dipolaren Näherung ist das Problem von Grünberg [10] gelöst worden. Die Ergebnisse sind in Abb. 3 dargestellt. Da die dipolare Kopplung keinen Einfluß auf die Volumenmoden hat, ist nur das Verhalten der Damon-Eshbach-Mode gezeigt. Außerdem ist hier $H_0=0$ gewählt, so daß der Frequenzverlauf der Volumenmoden mit der Abszisse zusammenfällt.

Abb. 3a zeigt qualitativ die Situation für zwei identische ferromagnetische Schichten, die parallel in Sättigung magnetisiert sind. Betrachtet wird nur der Fall mit $q'' \neq 0$ senkrecht zur Magnetisierungsrichtung. Bringt man die beiden Schichten so nah zusammen, daß ihre dynamischen Streufelder überlappen, so spaltet die Damon-Eshbach-Mode auf in zwei Äste. Der obere stellt weiterhin eine Oberflächenmode dar, die

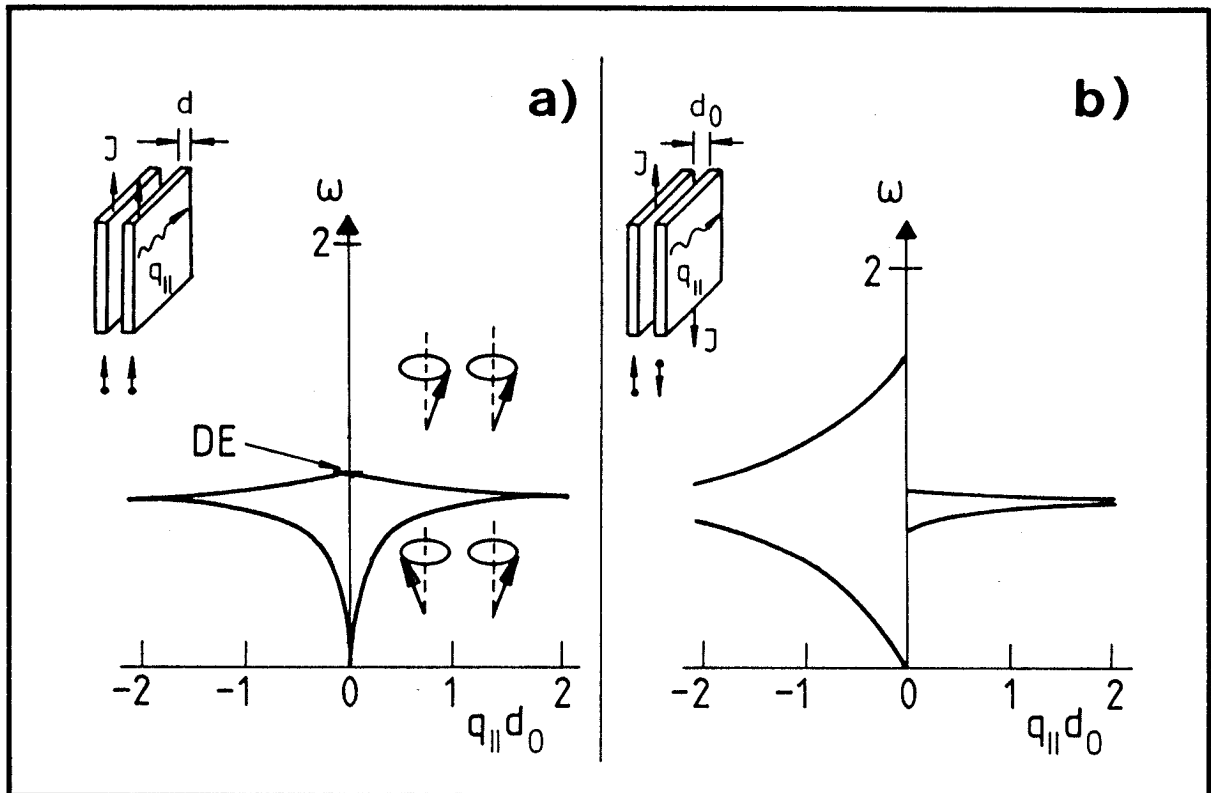


Abb. 3 - Verhalten der Damon-Eshbach-Mode von Doppelschichten in der dipolaren Näherung bei a) paralleler, b) antiparalleler Orientierung der Magnetisierungen der beiden Schichten [4]

mit verschwindender Zwischenschichtdicke d_0 zur Damon-Eshbach-Mode einer Einzelschicht mit Dicke $2d$ wird. Der untere Ast repräsentiert eine Mode, die mit verschwindender Zwischenschichtdicke in die Volumenmoden übergeht, deren Frequenz durch Gleichung (2) gegeben ist.

In Abb. 3b sehen wir das Ergebnis für eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung. Durch diese Konfiguration wird die Symmetrie bezüglich $+q$ und $-q$ aufgehoben. Man erhält für betragsmäßig gleiche Wellenvektoren verschiedenen Vorzeichens unterschiedliche Frequenzen für die beiden Moden. Durch experimentelle Bestimmung der Spinwellenfrequenzen für $+q$ und $-q$ kann man so eine antiparallele Magnetisierungsrichtung in Doppelschichtsystemen verifizieren.

Die Berechnung der Spinwellenmoden in austauschgekoppelten Doppelschichtsystemen wurde kürzlich von Vohl et al. [11] unter Berücksichtigung der von Hoffman et al. [12,13] berechneten Randbedingungen durchgeführt. In diesen Randbedingungen wird ein Zwischenschichtaustausch A_{12} eingeführt.

Abb. 4 zeigt den Verlauf von $\nu(A_{12})$ für das System Co/X/Co für die ersten zwei beobachtbaren Spinwellenmoden; X bezeichnet eine beliebige nichtmagnetische Zwischenschicht. Bei der Berechnung sind die für dünne Co-Schichten in dieser Arbeit bestimmten Werte (Kap.III.1) verwendet worden. Die Dicke einer Co-Schicht wurde mit $d=10$ nm angenommen, das äußere Feld mit $B_0=0.1$ T. Außerdem wurden Oberflächen- bzw. Volumenanisotropien nicht berücksichtigt. Abb. 4 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt aus Abb. 4a für kleine Werte von A_{12} . Der durchgezogene Verlauf gibt das Verhalten der Damon-Eshbach-Mode wieder, der gestrichelte Verlauf das der sogenannten Austauschmode.

Im Grenzfall verschwindender Zwischenschichtdicke d_0 wird die Doppelschicht zur Einzelschicht der Dicke $2d$. Der Zwischenschichtaustausch wird in diesem Grenzfall durch den Austausch A innerhalb der Schicht bestimmt. Mit $A=2.5 \times 10^{-11} \frac{\text{J}}{\text{m}}$ für hexagonales Cobalt kann man nach [11] den Zwischenschichtaustausch zu $A_{12}(d_0=0) \approx 0.12 \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$ berechnen. Die Austauschmode wird dann zur ersten stehenden Spinwelle der Einzelschicht. Dieser Grenzfall ist in Abb. 4a zu sehen.

Aus den Berechnungen folgt weiter, daß keine Überschneidung der Moden erfolgt, sondern daß sie sich im Berührungspunkt abstoßen - Abb. 4. Die Damon-Eshbach-Mode nimmt mit abnehmendem A_{12} den Charakter der Austauschmode an und umgekehrt.

Die Änderung des Zwischenschichtaustausches wird im Experiment durch eine Variation der Zwischenschichtdicke erreicht. Wie

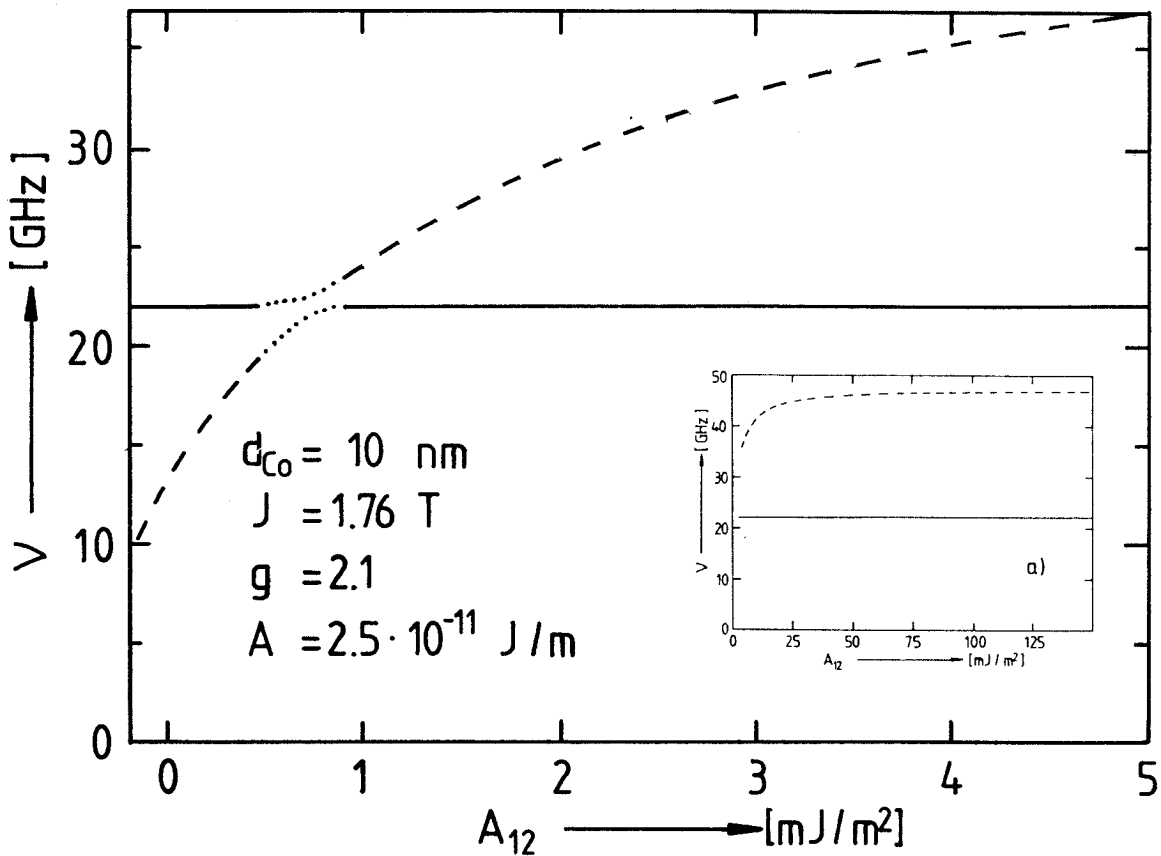


Abb. 4 - Berechneter Frequenzverlauf der Austauschmode in austauschgekoppelten Co-Doppelschichten in Abhängigkeit der Zwischenschichtaustauschkopplung. Der durchgezogene Verlauf entspricht der Damon-Eshbach-Mode, der gestrichelte Verlauf beschreibt die erste Austauschmode [11]

die Messungen zeigen werden, verschwindet der Zwischenschichtaustausch A_{12} für Trennschichtdicken $d_0 \leq 5 \text{ nm}$. In diesem Dickenbereich ist die dipolare Kopplung näherungsweise in Sättigung ($q_{||} \cdot d_0 \approx 10^{-1}$ in Abb. 3a) und hat keinen merklichen Einfluß auf die Frequenzänderung der Spinwellenmoden [6]. Das spiegelt sich im konstanten Frequenzverlauf der Damon-Eshbach-Mode wieder, deren Frequenz wie in der Einzelschicht nur durch die dipolare und nicht durch die Austauschkopplung beeinflusst wird.

Im Grenzfall verschwindender Zwischenschichtaustauschkopplung $A_{12} \rightarrow 0$ geht die Austauschmode über in die durch dipolare Wechselwirkung von der Damon-Eshbach-Mode abgespaltenen Mode (unterer Zweig in Abb. 3a). Die Frequenz wird dann durch Gleichung (2) bestimmt. Eine geringe Abweichung von diesem Wert folgt allerdings aus der Berücksichtigung des Austausches A innerhalb der Schicht.

Aus Abb. 4 ist noch zu ersehen, daß eine Verschiebung der Frequenz der Austauschmode zu Werten unterhalb des Grenzwertes $\omega(A_{12}=0)$ mit einer negativen, d.h. antiferromagnetischen Zwischenschichtaustauschkopplung $A_{12} < 0$ verknüpft ist.

II.1.3 Brillouin-Streuung: Beschreibung des experimentellen Aufbaus

Die Messung der Spinwellen-Frequenzen erfolgt in dieser Arbeit mit Hilfe von Brillouin-Streuung, d.h. hier mit inelastischer Lichtstreuung an magnetischen Anregungen. Analysiert wird das Licht, das in einem Winkel von 180° bezüglich des einfallenden Lichtstrahles an der Probe gestreut wird (Rückstreu-Geometrie). Die Meßgeometrie ist in Abb. 5 dargestellt. Für den Wellenvektor $\vec{k}_s$ des gestreuten Lichtes gilt:

$$\vec{k}_s = \vec{k}_0 \pm \vec{q} \quad (5)$$

$\vec{k}_0$ ist der Wellenvektor des einfallenden Lichtes, $\vec{q}$ der Wellenvektor der Spinwelle. Aus der Geometrie der Anordnung sowie der geringen Eindringtiefe (~ 20 nm) des Lichtes in Metallfilmen folgt eine weitere Auswahlregel: Nur die zur Probenoberfläche parallele Komponente des Wellenvektors $\vec{k}_0''$ des einfallenden Lichtes bleibt betragsmäßig erhalten. Es gilt $\vec{k}_s'' = -\vec{k}_0''$; daraus folgt $\vec{q}'' = -2\vec{k}_0''$ und damit für den Betrag der

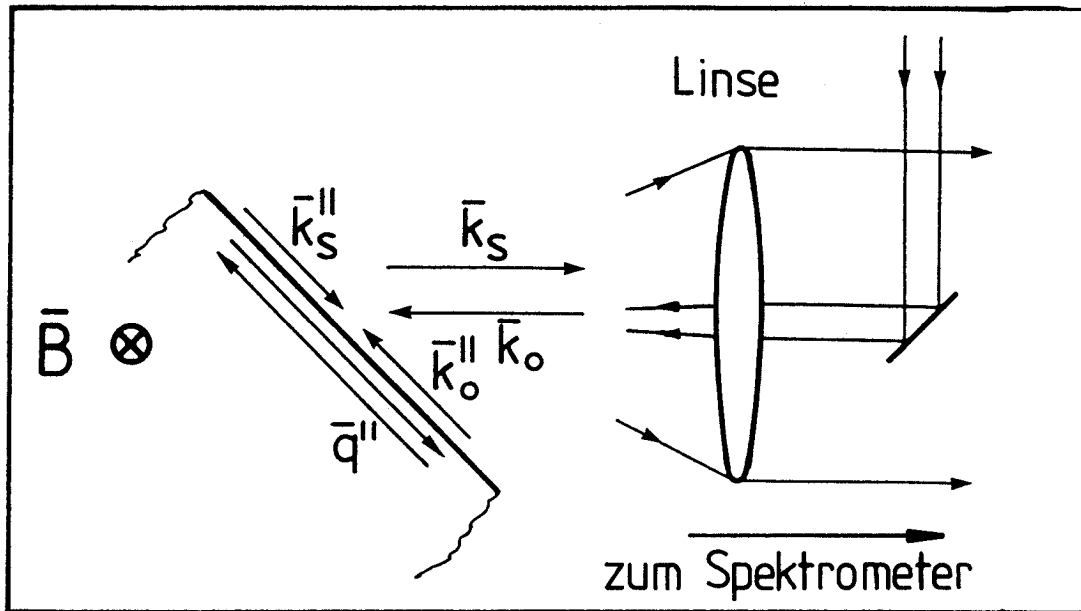


Abb. 5 - Meßgeometrie für die Brillouin-Streuung. $\vec{k}_o$ ist der Wellenvektor des einfallenden, $\vec{k}_s$ der Wellenvektor des rückgestreuten Lichtes. $\vec{q}''$ ist die in Schichtebene liegende Komponente des Wellenvektors der Spinwelle [3]

zur Oberfläche parallelen Komponente des Wellenvektors der Spinwellen

$$q'' = 2k_o \cos \vartheta \quad (6)$$

ϑ bezeichnet den Winkel zwischen Probenoberfläche und einfallendem Lichtstrahl. Damit ist q'' durch die Meßgeometrie festgelegt; die zur Oberfläche der Probe senkrechte Komponente des Wellenvektors $q^\perp$ der Spinwellen wird dagegen wie beschrieben durch die Probengeometrie bestimmt.

Die Frequenz des rückgestreuten Lichtes ν_s ist gegenüber der Frequenz ν_o des einfallenden Lichtes verschoben:

$$\nu_s = \nu_o \pm \nu_m \quad (7)$$

ν_m ist die Spinwellenfrequenz, die man also aus der Verschiebung der Frequenz des inelastisch gestreuten Lichtes gegenüber der Frequenz des einfallenden Lichtes bestimmen kann.

Die Messungen wurden mit einer bereits vorhandenen Apparatur durchgeführt. Eine detaillierte Beschreibung des Meßaufbaus findet man bei Swiatek [3].

II.2.1 Magnetooptische Effekte

Unter magnetooptischen Effekten versteht man alle optischen Effekte, die bei Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie unter Einfluß einer magnetischen Induktion B_{eff} beobachtet werden. Eine Übersicht und klassische Beschreibung der magnetooptischen Effekte findet man z.B. bei Sokolov [14] oder Voigt [15].

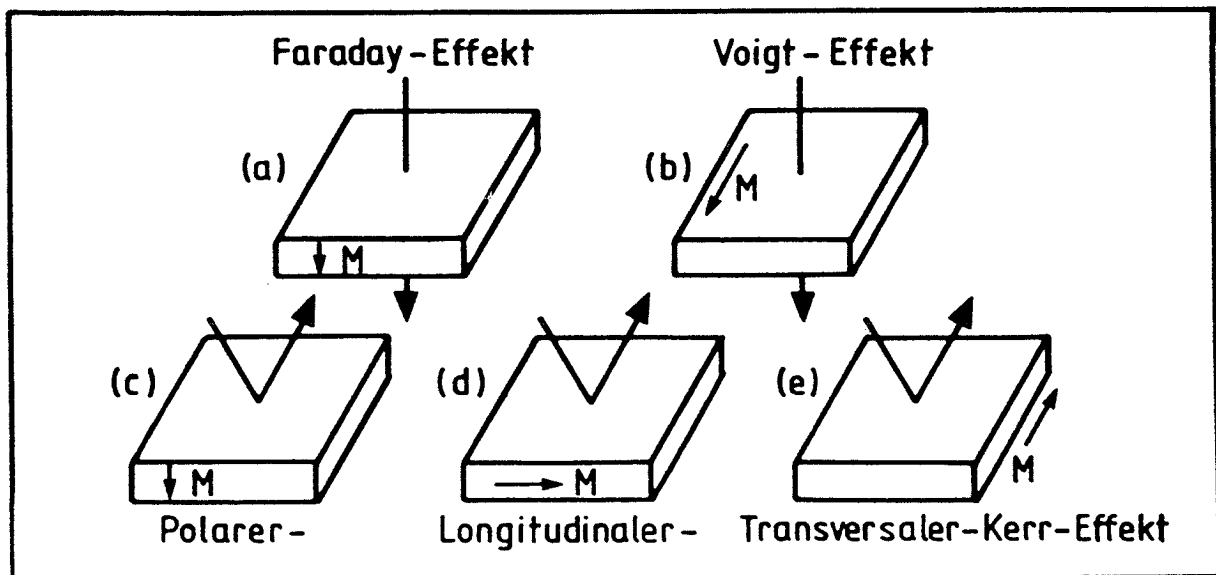


Abb. 6 - Darstellung der verschiedenen, an ferromagnetischen Materialien auftretenden magnetooptischen Effekte

Abb. 6 zeigt die verschiedenen magnetooptischen Effekte, die bei Transmission durch ferromagnetische Stoffe bzw. bei Reflexion an deren Oberfläche auftreten. Wir beschränken uns hier auf die Betrachtung der in Reflexion auftretenden Kerr-Effekte; außerdem berücksichtigen wir nur Reflexion an der Oberfläche ferromagnetischer Metalle.

Beim Kerr-Effekt kann man sich die Amplitude des reflektierten Lichtes zusammengesetzt denken aus einem von der Magnetisierung unbeeinflussten Anteil N sowie einem zusätzlichen kleinen, kohärenten Anteil K proportional zur Magnetisierung, der Kerr-Amplitude. Mit diesem Ansatz hat Voigt ([15], Seite 667) eine Theorie zur Beschreibung der Kerr-Effekte aufgestellt. Die aus dieser Theorie folgenden Formeln für die Kerr-Amplitude kann man nach Kranz und Hubert [16] in folgender Weise schreiben:

$$K_{\parallel} = - 2M_t K_t \sin\beta + (M_l K_l - M_p K_p) \cos\beta \quad (8)$$

$$K_{\perp} = (M_l K_l + M_p K_p) \sin\beta \quad (9)$$

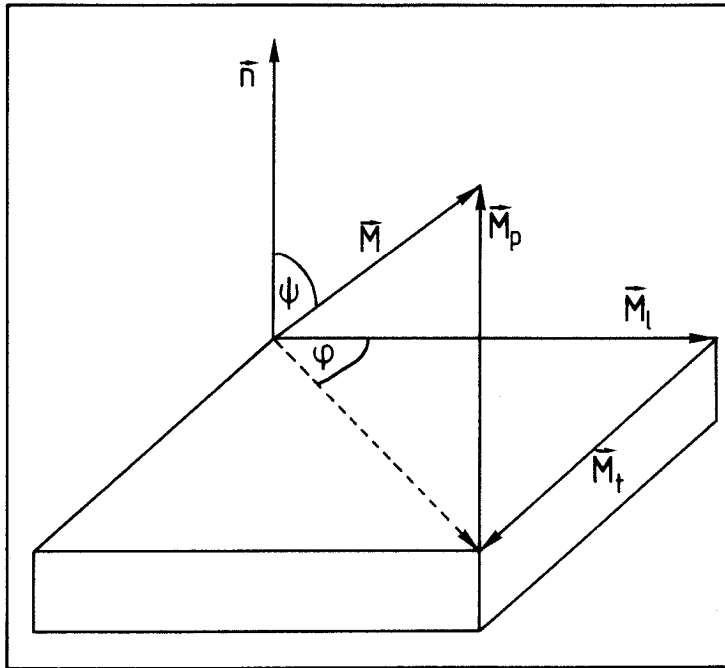
$K_{\parallel}$ und $K_{\perp}$ bezeichnen die Kerr-Amplitude parallel bzw. senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes. β ist der Winkel zwischen Polarisationssebene und der Normalen auf der Einfallsebene des Lichtes (Abb.8); M_p , M_l und M_t bezeichnen die Komponenten der Magnetisierung in polarer, longitudinaler und transversaler Richtung (gemäß Abb. 7). K_p , K_l und K_t bezeichnen die zugehörigen Amplituden des polaren, longitudinalen und transversalen Kerreffektes, die nur noch von den "gewöhnlichen" optischen Konstanten, dem Einfallswinkel des Lichtes sowie einer komplexen magnetooptischen Materialkonstanten abhängen; diese Amplituden werden in [16] explizit angegeben. Für die Amplitudenkomponenten des reflektierten Lichtes parallel und senkrecht zur Einfallsebene kann man dann schreiben:

$$A_{\parallel} = - N_{\parallel} \sin\beta + K_{\parallel} \quad (10)$$

$$A_{\perp} = N_{\perp} \cos\beta + K_{\perp} \quad (11)$$

$N_{\parallel}$ und $N_{\perp}$ entsprechen den nach den Fresnel'schen Formeln zu berechnenden reflektierten Amplituden. Betrachtet man das reflektierte Licht jetzt durch einen Polarisationsfilter, dessen Durchlassrichtung mit der Einfallsebene des Lichtes den Winkel δ einschließt (Abb.8), so passieren diesen Filter nur

Abb. 7 - Darstellung der longitudinalen, transversalen und polaren Magnetisierungskomponente mit den zugehörigen Winkeln; die Einfallsebene des Lichtes steht parallel zur Vorderkante der Probe senkrecht auf der Schicht



die auf die Durchlaßrichtung projizierten Anteile der Amplituden. Die Amplitude des hinter dem Polarisationsfilter nachzuweisenden Lichtes ist dann gegeben durch

$$A_r = A_{\parallel} \cos \delta + A_{\perp} \sin \delta \quad (12)$$

und damit [17]

$$\begin{aligned} A_r = & - N_{\parallel} \cos \delta \sin \beta + N_{\perp} \sin \delta \cos \beta + M_p K_p \cos(\delta - \beta) \\ & + M_l K_l \cos(\delta + \beta) - 2M_t K_t \cos \delta \sin \beta \end{aligned} \quad (13)$$

Zu beachten ist, daß $N_{\parallel}$, $N_{\perp}$, K_p , K_l und K_t komplexe Größen sind. Das von einer Metalloberfläche reflektierte Licht ist im allgemeinen elliptisch polarisiert. Durch den Kerreffekt wird ebenfalls linear polarisiertes in elliptisch polarisiertes Licht umgewandelt. Eliminiert man die durch die Metalloptik verursachte Elliptizität, so bleibt nur der Einfluß des Kerr-Effektes. Unter der Kerrdrehung α_k versteht man dann den Winkel zwischen der großen Halbachse der von A_r beschriebenen Ellipse und der Polarisationsrichtung des einfallenden

Lichtes; die Kerr-Elliptizität ist durch das Verhältnis der beiden Halbachsen der Ellipse gegeben.

II.2.2 Magnetooptische Hysteresemessung: Meßprinzip und Meßaufbau

Die oben beschriebenen magnetooptischen Kerreffekte werden in dieser Arbeit ausgenutzt zur Hysteresemessung an dünnen ferromagnetischen Filmen. Ein entsprechender Meßplatz wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut. Die Versuchsanordnung ist in Abb. 8 dargestellt. Die Probe befindet sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten in der Art, daß das erzeugte Feld in Filmebene parallel zur Einfallsebene des Lichtes

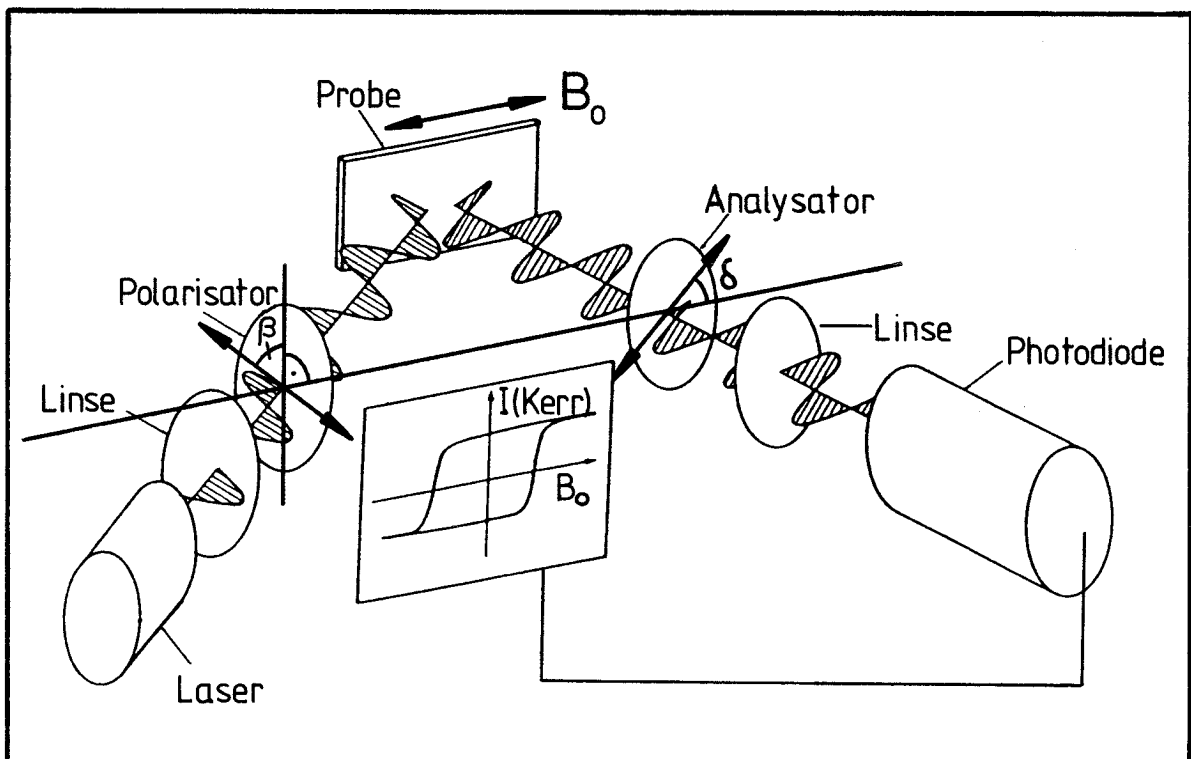


Abb. 8 - Meßaufbau für magnetooptische Hysteresemessungen; eingezeichnet sind die Winkel, mit denen die Stellung der Polarisationsfilter im Text angegeben wird [2]

liegt. Die Feldstärke wird mit einer Hallsonde in unmittelbarer Nähe der Probe gemessen. Als Lichtquelle wird ein Halbleiterlaser ($\lambda=750$ nm, $P_{\text{opt}}=5$ mW) benutzt; er zeichnet sich durch besondere Leistungsstabilität sowie geringes Rauschen bei gleichzeitiger Handlichkeit aus. Sein Licht fällt - leicht defokussiert - auf die Probenoberfläche. Im Strahlengang befindet sich ein Polarisationsfilter, dessen Durchlassrichtung mit der Normalen der Einfallsebene den Winkel β einschließt. Im Strahlengang des reflektierten Lichtes befindet sich ebenfalls ein im folgenden Analysator genannter Polarisationsfilter, dessen Durchlaßrichtung mit der Einfallsebene des Lichtes den Winkel δ einschließt. Die Intensität des reflektierten Lichtes wird mit Hilfe einer Photodiode gemessen. Der Winkel zwischen Einfallsebene (=Richtung des Magnetfeldes) und Magnetisierung wird mit φ bezeichnet. Wie schon erwähnt, betrachten wir nur isotrope dünne Filme, so daß in oben beschriebener Anordnung die Magnetisierung immer in Filmebene liegt. Mit $M_p=0$, $M_l=M\cos\varphi$ und $M_t=M\sin\varphi$ folgt dann aus (13):

$$A_r = -N_{\parallel}\cos\delta\sin\beta + N_{\perp}\sin\delta\cos\beta + M\cos\varphi K_l \cos(\delta+\beta) - 2M\sin\varphi K_t \cos\delta\sin\beta \quad (14)$$

Die Hysteresemessungen werden bei zwei verschiedenen Polarisatorstellungen durchgeführt:

1) $\beta=0$, d.h. einfallendes Licht senkrecht zur Einfallsebene polarisiert. Bei dieser Anordnung ist der von der Magnetisierung unbeeinflusste Anteil des reflektierten Lichtes ebenfalls senkrecht zur Einfallsebene polarisiert.

Aus Symmetriegründen verschwindet bei $\beta=0$ die Amplitude des transversalen Kerreffektes K_t [14]. Gleichung (14) wird dann reduziert zu

$$A_r(\beta=0) = N_{\perp}\sin\delta + M\cos\varphi K_l \cos\delta \quad (15)$$

Die in dieser Situation auftretende Kerr-Elliptizität ist vernachlässigbar. Da $N_{\perp}$ und $K_{\perp}$ senkrecht aufeinander stehen, kann man die Kerrdrehung α_k mit $N_{\perp} \gg M \cos \varphi K_{\perp}$ leicht abschätzen zu $\alpha_k \simeq M \cos \varphi \frac{K_{\perp}}{N_{\perp}}$, d.h. die Kerrdrehung ist proportional zur Magnetisierung.

Die Intensität $I = A_r \cdot A_r^*$ (A_r^* komplex konjugiertes von A_r) wird dann durch einen Ausdruck der Form

$$I(\beta=0) = I_0 + C M \cos \varphi + D M^2 \cos^2 \varphi \quad (16)$$

wiedergegeben [17]. Es gilt $I_0 \sim \sin^2 \delta$, $C \sim \sin \delta \cos \delta$, $D \sim \cos^2 \delta$.

$\delta=0$ beschreibt in dieser Situation den gekreuzten Zustand der beiden Polarisationsfilter, die sogenannte Auslöschstellung. Ideales Verhalten der Polarisationsfilter vorausgesetzt, verschwindet I_0 sowie der Summand $C M \cos \varphi$. Die gemessene Intensität zeigt dann eine quadratische Abhängigkeit von der Magnetisierungskomponente parallel zum äußeren Feld. Dreht man den Analysator ein wenig aus der Löschstellung heraus, so wird der in M quadratische Term in (16) wegen $|N_{\perp}| \gg |K_{\perp}|$ und $D \sim |K_{\perp}|^2$ schnell vernachlässigbar.

Es reicht aus, δ groß im Vergleich zur Kerrdrehung α_k zu machen. Für das in dieser Arbeit untersuchte Cobalt findet man in der Literatur (z.B. [15], S. 667 f) Sättigungswerte von α_k in der Größenordnung von einigen Minuten. Bei unseren Messungen haben wir $\delta \simeq 4^\circ$ gewählt; Gleichung (16) wird dann zu

$$I(\beta=0) \simeq I_0 + C M \cos \varphi \quad (17)$$

Die gemessene Intensität ist linear in der zum äußeren Feld B_0 (s. Abb. 8) parallelen Magnetisierungskomponente.

2) $\beta=45^\circ$, d.h. Amplitude des einfallenden Lichtes hat gleich große Anteile an parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiertem Licht.

Bei Reflexion an Metalloberflächen tritt hier eine starke Phasenverschiebung zwischen den senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisierten Komponenten der Amplitude auf [18]. Das - ohne Berücksichtigung der magnetooptischen Effekte - reflektierte Licht ist stark elliptisch polarisiert. Diese von der Magnetisierung unabhängige Elliptizität wird im Experiment mit einem sogenannten $\lambda/4$ -Plättchen eliminiert [16].

Gleichung (14) wird jetzt zu

$$A_r(\beta=45^\circ) = -\frac{1}{2} \sqrt{2} N_{\parallel} \cos\delta + \frac{1}{2} \sqrt{2} N_{\perp} \sin\delta + M \cos\varphi K_{\perp}(\delta+45^\circ) - \sqrt{2} M \sin\varphi K_t \cos\delta \quad (18)$$

Bringt man den Analysator wieder nahezu in Löschstellung - im Experiment $\delta=47^\circ$, Auslöschstellung wäre $\delta=45^\circ$ - so kann man mit $\cos(92^\circ) \ll \cos(47^\circ) \sin(47^\circ)$ schreiben

$$A_r(\beta=45^\circ) \simeq \frac{1}{2} \sqrt{2} (N_{\perp} \sin\delta - N_{\parallel} \cos\delta) - \sqrt{2} M \sin\varphi K_t \cos\delta \quad (19)$$

Für die Intensität ergibt sich ein Ausdruck ähnlich Gleichung (17):

$$I(\beta=45^\circ) \simeq I_0 + C' M \sin\varphi + D' M^2 \sin^2\varphi \quad (20)$$

Mit der gleichen Argumentation wie in 1.) - $D' \sim |K_t|^2$, $|K_t| \ll |N_{\perp}|$, $|K_t| \ll |N_{\parallel}|$ - kann man den in M quadratischen Term vernachlässigen:

$$I(\beta=45^\circ) \simeq I_0 + C' M \sin\varphi \quad (21)$$

Die gemessene Kerr-Intensität ist linear in der zum äußeren Feld senkrechten Magnetisierungskomponente; die zum Feld parallele Magnetisierungskomponente hat keinen Einfluß auf die Kerr-Intensität in dieser Anordnung.

Den polaren Kerr-Effekt kann man ausnutzen, um die Sättigungsmagnetisierung von dünnen Schichten zu bestimmen. Nach Voraussetzung betrachten wir hier nur magnetisch isotrope dünne Schichten. Der Entmagnetisierungsfaktor N in Schichtebene ist dann gleich Null, senkrecht zur Schicht gilt dann $N=1$. Legt man nun an die Schicht ein äußeres Feld H_0 in Richtung der Filmnormalen an, so wird dieses Feld im Innern der Schicht durch das entmagnetisierende Feld NM_p , M_p Magnetisierungskomponente senkrecht zur Schicht, verringert. Das in der Probe wirksame Feld H_i ist gegeben durch $H_i = H_0 - M_p$. M_p sollte dann linear mit dem äußeren Feld anwachsen mit der Steigung $N=1$; erreicht M_p den Sättigungswert, so gilt dort $H_s = M_s$, d.h. mit der Sättigungsfeldstärke H_s hat man gleichzeitig den Wert für die Sättigungsmagnetisierung M_s bestimmt. Bevor die Schicht gesättigt ist, sind natürlich Magnetisierungskomponenten in Schichtebene vorhanden. Da die Schicht isotrop ist, sollten diese Komponenten so verteilt sein, daß kein Gesamtmoment in Schichtebene auftritt. Da zudem noch der polare Kerreffekt um eine Ordnung größer ist als der longitudinale bzw. transversale Kerreffekt [15], kann man bei obiger Anordnung in Gleichung (13) die Terme mit K_l und K_t vernachlässigen. Mit einem Polarisationswinkel $\beta=0$ erhalten wir für die Amplitude des reflektierten Lichtes (mit $M_p = M \cos \psi$, ψ bezeichnet den Winkel zwischen Filmnormale und Magnetisierung, siehe Abb.7):

$$A_r \approx N_l \sin \delta + M \cos \psi K_p \cos \delta \quad (22)$$

Damit erhalten wir für die Kerr-Intensität folgenden Ausdruck:

$$I_p(\beta=0^\circ) \approx I_0 + C'' M \cos \psi + D'' M^2 \cos^2 \psi \quad (23)$$

Dreht man den Analysator wieder leicht aus der Auslöschung heraus - im Experiment $\delta \approx 4^\circ$, die polare Kerrdrehung liegt für Cobalt nach [15] in der Größenordnung 0.3° -, so wird wie bei 1) und 2) der in M quadratische Term vernachlässigbar:

$$I_p(\beta=0^\circ) \approx I_0 + C'' M \cos \psi \quad (24)$$

Wir erhalten wiederum einen linearen Zusammenhang zwischen Kerr-Intensität und der zur Schicht normalen Magnetisierungs-komponente.

Die bisher beschriebenen theoretischen Ansätze gelten streng genommen nur für ferromagnetische Schichten, deren Dicke größer als die Eindringtiefe d_E des verwendeten Lichtes ist. Nach M. Born [18] kann man diese berechnen:

$$d_E = \frac{\lambda_0}{4\pi n \cdot \kappa} \quad (25)$$

hier ist λ_0 die Wellenlänge des verwendeten Lichtes ($\lambda_0=750$ nm) und $n\kappa$ ist der Absorptionsindex. Für Cobalt findet man $n\kappa=3.37$ [18]. Damit ergibt sich $d_E(\text{Co}) \approx 18$ nm bei senkrechtem Lichteinfall.

Bei der Deutung der magnetooptischen Hysterese treten jedoch auch bei dünnsten Filmen keine Schwierigkeiten auf, solange man sich auf homogene Einzelschichten beschränkt oder solche Vielfachschichtsysteme betrachtet, bei denen die einzelnen magnetischen Schichten immer parallel zueinander magnetisiert sind. Probleme gibt es dann, wenn die Schichten nicht mehr parallel magnetisiert sind. Diese seien hier am Beispiel von antiferromagnetisch koppelnden epitaktischen Fe/Cr/Fe-Doppelschichten aufgezeigt. Die in Abb.9 gezeigten Hysteresen sind mit Polarisation senkrecht zu Einfallsebene und äußerem Feld aufgenommen.

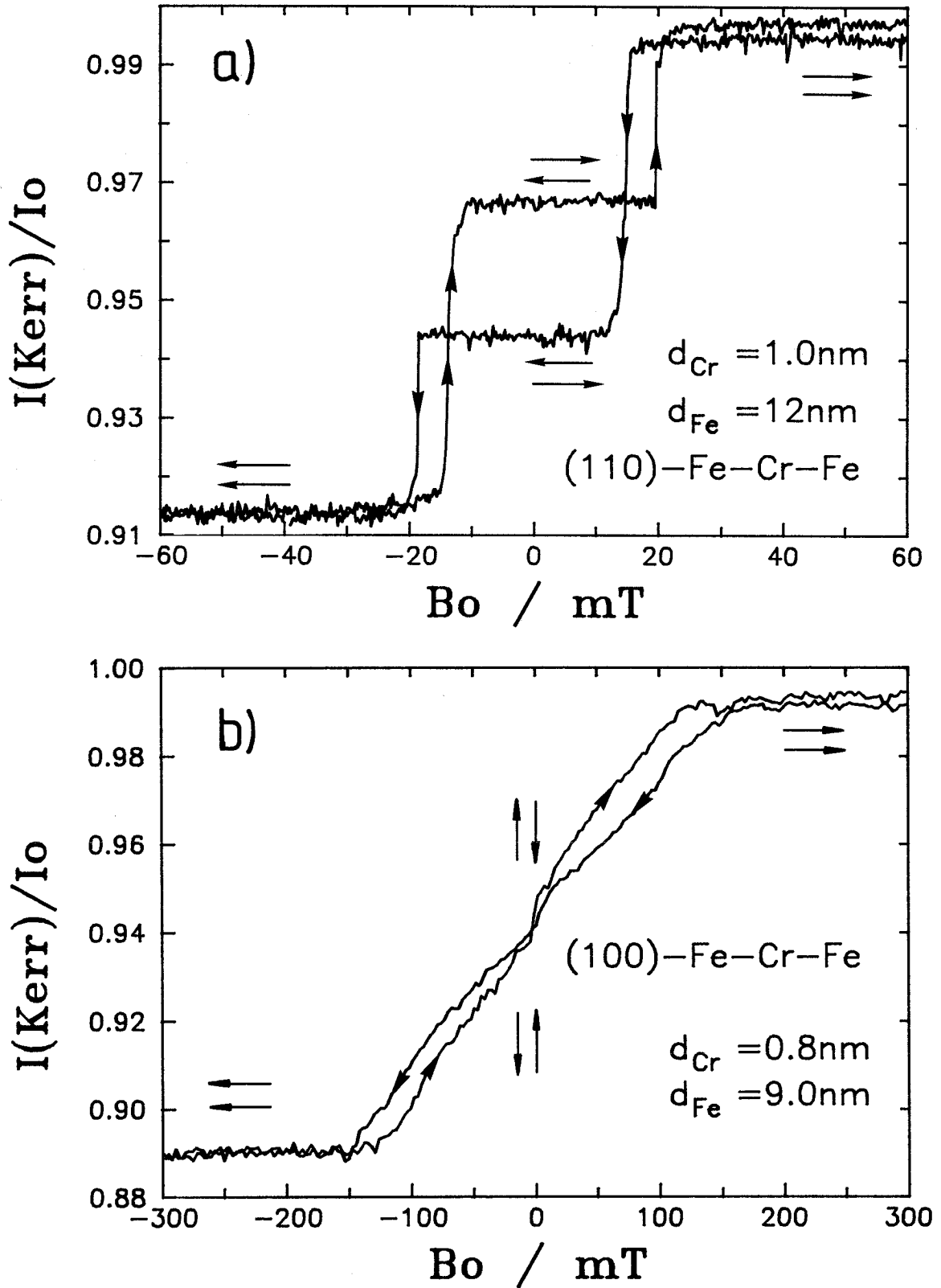


Abb. 9 - Magneto-optische Hysteresemessungen an epitaktischen Fe/Cr/Fe-Schichtsystemen. Das Feld liegt in leichter Richtung in Schichtebene an
a) (110)-Fe/Cr/Fe-Schicht, b) (100)-Fe/Cr/Fe-Schicht

Die in Abb. 9a dargestellte Hysterese ist noch relativ einfach zu erklären. Es handelt sich hier um eine (110)-Fe/Cr/Fe-Schicht mit $d_{\text{Fe}}=12$ nm und $d_{\text{Cr}}=1.0$ nm. In der (110)-Ebene von bcc-Fe liegt eine magnetisch leichte [100]-Richtung mit zweizähliger Symmetrie, entlang der das Feld angelegt wird. Die antiferromagnetische Kopplung versucht, die Magnetisierungen der beiden Schichten antiparallel zu stellen, so daß beim Durchfahren des Feldes zwei Magnetisierungssprünge auftreten, die jeweils eine Änderung der Kerr-Intensität zur Folge haben. Da das von der verdeckt liegenden Schicht verursachte Signal beim Durchgang durch die obere Schicht abgeschwächt wird, ist die kleinere Intensitätsänderung der Ummagnetisierung der unteren Schicht zuzuschreiben.

Interessant ist die Situation in Abb. 9b. Hier wird eine (100)-Fe/Cr/Fe-Schicht mit $d_{\text{Fe}}=9$ nm, $d_{\text{Cr}}=0.8$ nm betrachtet. Das Feld liegt entlang einer leichten Richtung an; eine zweite leichte Richtung liegt senkrecht dazu (ebenfalls in Schichtebene). Hier erfolgt die Ummagnetisierung durch eine kollektive Drehung der magnetischen Momente, wobei die antiferromagnetische Kopplung bewirkt, daß die Magnetisierungen der beiden Einzelschichten gegenläufig drehen - die mit Pfeilen markierten Magnetisierungszustände wurden sowohl in Abb. 9a als auch 9b mit Hilfe von Lichtstreuexperimenten nachgewiesen [19]. Wie man sieht, überschneiden sich die Magnetisierungskurven von Hin- und Rücklauf der Hysterese ungefähr bei Feld Null. Diese Überschneidung wird nur durch magnetooptische Effekte verursacht. Der Verlauf der Kerr-Intensität ist nicht mehr direkt proportional zur Magnetisierung, kann also nicht mehr mit den oben angegebenen einfachen Formeln beschrieben werden. Bei der Interpretation von magnetooptischen Messungen an dünnen Mehrschichtsystemen muß man also auch das Auftreten zusätzlicher Effekte berücksichtigen.

Bei der Messung der Kerr-Hysterese bei tiefen Temperaturen treten einige Schwierigkeiten auf, wenn man für die Messungen größere Felder benötigt. Im allgemeinen wird ein Kryostat benutzt. Liegen die vom einfallenden wie auch vom reflektierten Licht durchlaufenen Fenster im Feld, so ist die auftretende feldabhängige Faraday- bzw. Cotton-Mouton-Drehung und -Elliptizität zu berücksichtigen. Da die magnetooptische Polarisationsdrehung nicht wie bei der herkömmlichen optischen Drehung ihr Vorzeichen mit der Richtung des Durchlaufs ändert, addieren sich die am einfallenden und reflektierten Licht bewirkten Effekte. Da sich zudem die Fenster meist in einem inhomogenen Feld befinden, gestaltet sich auch eine mathematische Korrektur schwierig. Günstig ist daher die Verwendung eines Kryostaten, dessen optische Fenster sich im feldfreien Raum befinden.

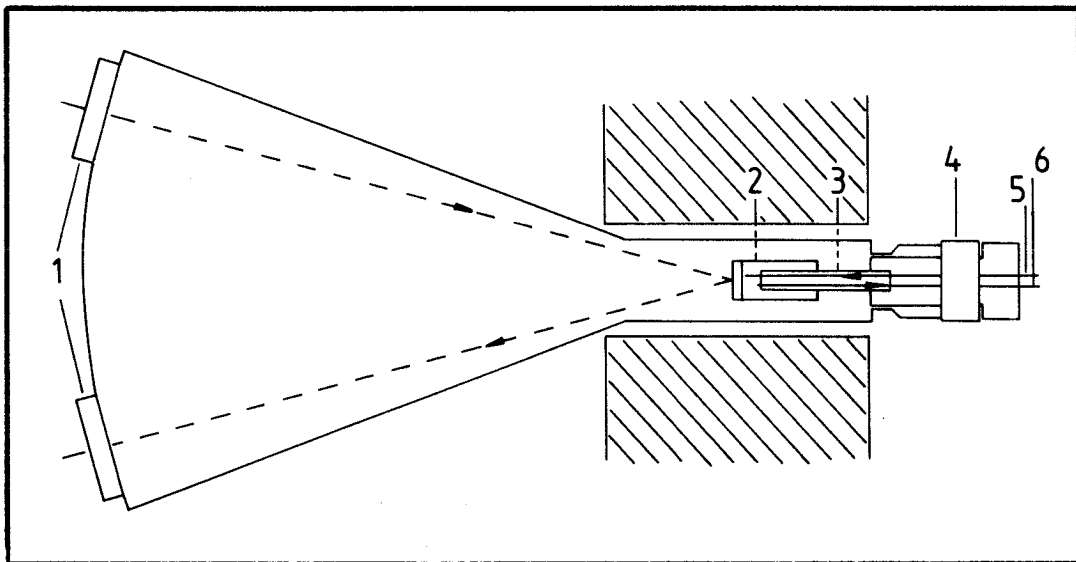


Abb. 10 - Evakuierbare Kammer für magnetooptische Hysteresemessungen bei tiefen Temperaturen; die unterbrochene Linie zeigt den Strahlengang des Lichtes an. Schraffiert dargestellt sind die Polschuhe des Elektromagneten. Weiter bedeuten 1) Fenster, 2) Cu-Probenhalter, 3) VA-Rohr, 4) Quetschverschraubung, Stickstoffdurchführungen 5) zum Stickstoffreservoir und 6) zur Pumpe

Der Einfachheit halber wurde bei unseren Messungen eine für den verwendeten Elektromagneten konstruierte evakuierbare Kammer, die in Abb. 10 schematisch dargestellt ist, benutzt. Bei dieser Kammer sind die Fenster so weit vorgezogen, daß sie keinem störenden Feld ausgesetzt sind. Die Probe wird auf einem ausgehöhlten Kupferblock auf der Vakuumseite befestigt. Dieser Kupferblock ist mit einem dünnwandigen VA-Rohr auf einer Durchföhrung angebracht, die mit einer Quetschverschraubung befestigt ist. Durch den Hohlraum des Kupferblocks zieht man mit einer Pumpe flüssigen Stickstoff; man erreicht so am Probenort Temperaturen von $T \approx 130$ K. Der Nachteil der Anordnung besteht darin, daß die Stickstoffdurchföhrung aus Platzgründen als einfaches Rohr ohne thermische Isolierung ausgelegt wurde. Man hat so mit der Durchföhrung ein Wärmeleck; dadurch wird das Einstellen von thermischem Gleichgewicht am Probenort stark behindert. Man erreicht keine konstante Temperatur. Da sich die Messung einer Hysterese wegen der Trägheit der Elektromagnete über einen Zeitraum von ungefähr einer Minute erstreckt, föhrt dies in der Kerr-Hysterese zu einer Drift des Signals; man erhält keine geschlossenen Hysteresekurven. Weil diese aber nur qualitativ gedeutet werden, reicht die Güte der Messungen aus, um die bei tiefen Temperaturen auftretenden Effekte zu beobachten.

II.3 Magnetowiderstand - Meßprinzip

Eine Übersicht und theoretische Beschreibung der galvonomagnetischen Effekte an dünnen Schichten [20] sowie eine detaillierte Beschreibung der in unserem Labor verwendeten Meßapparatur findet man bei G. Binasch [21]. Hier wird nur das für das Verständnis der Messungen Wesentliche dargestellt.

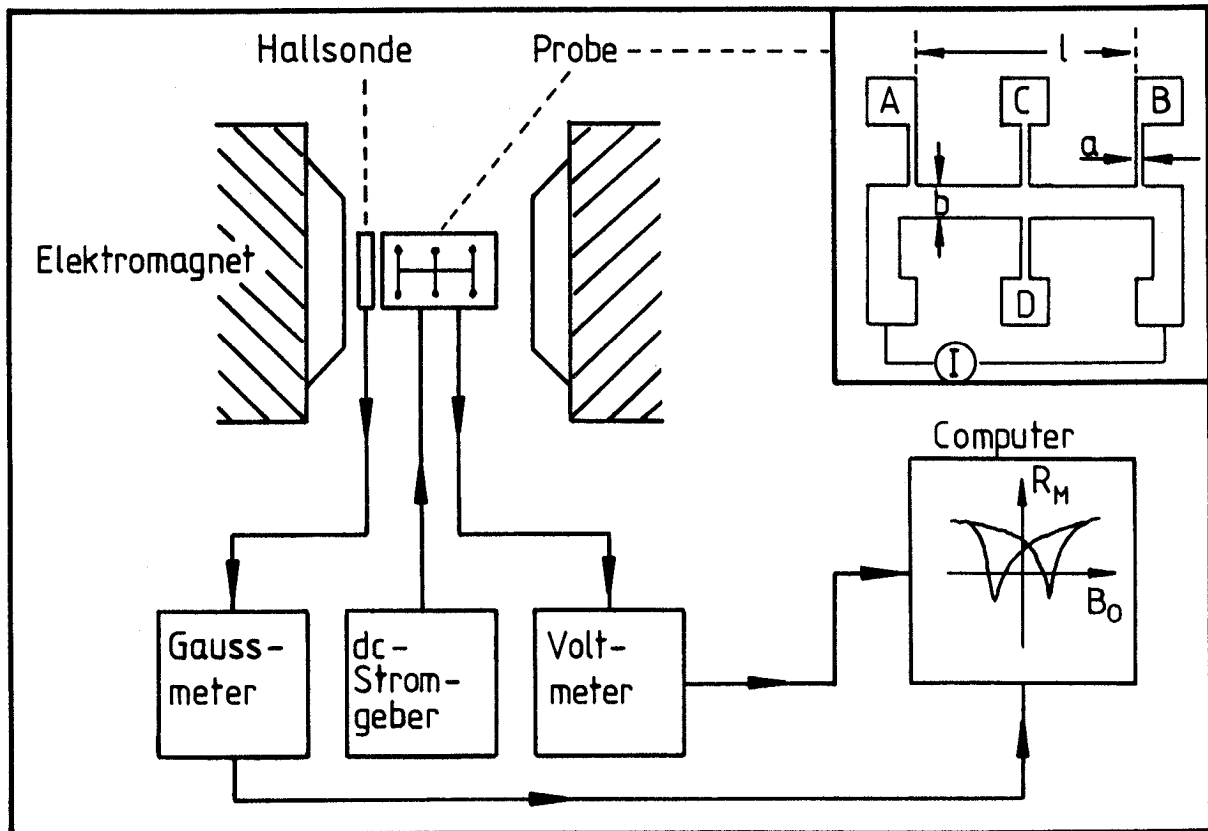


Abb. 11 - Meßaufbau für die Messung der Magnetowiderstands-Hysteresis sowie Schichtgeometrie einer Leiterbahn-
Probe; $l=7.0$ mm, $b=1$ mm, $a=0.2$ mm [21]

Wir beschränken uns auf den planaren Fall, d.h. das Magnetfeld liegt wie auch die Magnetisierung in Schichtebene. Die Probenform - Abb. 11 - ist eine 6-armige Brücke. Der Magnetowiderstand wird bestimmt aus dem Spannungsabfall zwischen den Kontakten A und B sowie dem Strom I , der durch die Leiterbahn fließt. Die Kontakte C und D sind zur Messung der planaren Hallspannung gedacht, die aber hier nicht betrachtet wird. Der Meßaufbau ist ebenfalls in Abb. 11 dargestellt. Die Probe befindet sich zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten in einem Kryostaten, der hier der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet ist. Das Feld wird mit einer Hallsonde außerhalb des Kryostaten gemessen; die Werte werden anhand einer Eich-tabelle auf die Feldstärke des am Probenort wirksamen äußeren Feldes umgerechnet. Die Probe ist mit vergoldeten Federkontakten kontaktiert.

Ist die Probe parallel zur Stromrichtung in Sättigung magnetisiert, so mißt man den longitudinalen Magnetowiderstand $R_{\parallel}$; ist die Probe senkrecht zur Richtung des Stromes magnetisiert, mißt man den transversalen Magnetowiderstand $R_{\perp}$. Der sogenannte Anisotropieeffekt des Magnetowiderstandes ist gegeben durch

$$\Delta R = R_{\parallel} - R_{\perp} \quad (26)$$

Das Anisotropieverhältnis wird mit $\frac{\Delta R}{R_0}$ angegeben, wobei für polykristalline Proben $R_0 = \frac{1}{3} (R_{\parallel} + 2R_{\perp})$ gesetzt wird. R_0 nimmt mit abnehmender Schichtdicke zu, weil die Streuung der Elektronen an den Oberflächen einen wachsenden Widerstandsbeitrag liefert.

Schließt die Magnetisierung den Winkel α mit dem Strom ein, so gilt für den Magnetowiderstand R_M :

$$R_M = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp}) \cos^2 \alpha \quad (27)$$

Über die Änderung von α kann man aus (27) bei Hysteresemessungen auf die Ummagnetisierungsprozesse in magnetischen Schichten schließen [40,41,42]. Zur Messung der Magnetowiderstands-Hysteresis geht man wie folgt vor: Zunächst orientiert man die Probe so, daß äußeres Feld und Stromrichtung parallel sind. Wird nun das Feld durchgeföhren, erhält man den Verlauf $R_M''(B_0)$, der im folgenden als longitudinaler Magnetowiderstandsverlauf bezeichnet wird. In positiver und negativer Sättigung erhält man nach (27) $R_M'' = R_{\parallel}$. Erfolgt die Ummagnetisierung über Domänenbildung mit Richtung der Magnetisierung in den einzelnen Domänen ausschließlich parallel zur Stromrichtung, so mißt man keine Widerstandsänderung. Treten auch Domänen auf, deren Magnetisierungskomponenten einen Winkel α mit dem äußeren Feld einschließen, so stellt man eine Erniedrigung des Widerstandes fest. Erfolgt die Ummagneti-

sierung durch eine Drehung der Magnetisierung, wobei die Probe eindomänig bleibt, so erreicht man bei einem bestimmten Feldwert den Zustand, daß die Probe senkrecht zur Stromrichtung magnetisiert ist. Der Widerstand nimmt dann den Wert $R_M'' = R_\perp$ an.

Diesen Wert bestimmt man, indem man das äußere Feld senkrecht zur Stromrichtung durchfährt. Dieser Verlauf sei mit $R_M^\perp(B_0)$ als transversaler Magnetowiderstandsverlauf bezeichnet. In positiver und negativer Sättigung erhält man nach (27) den Wert $R_M^\perp = R_\perp$. Die einzelnen Ummagnetisierungsprozesse stellen sich analog zum Verlauf von $R_M^\parallel(B_0)$ dar mit dem Unterschied, daß man eine Widerstandserhöhung mißt, wenn die Magnetisierung einen Winkel $\beta = 90^\circ - \alpha$ mit dem äußeren Feld einschließt.

Durch einen Vergleich der magnetooptischen Kerr- mit der Magnetowiderstands-Hysterese kann man häufig genauen Aufschluß über die Art der Ummagnetisierungsprozesse gewinnen.

II.4 Probenpräparation und Charakterisierung

Eine Probenserie Co/Pd/Co auf Si-Substraten mit $d_{Co} = 10$ nm und $0 \leq d_{Pd} \leq 8$ nm wurde uns freundlicherweise von H.J.G. Draaisma und Mitarbeitern von der Eindhovener University of Technology zur Verfügung gestellt. Sie waren in der gleichen Weise mit Elektronenstrahl-Verdampfen in einer UHV-Anlage bei Raumtemperatur hergestellt und charakterisiert worden wie die von ihnen untersuchten Co/Pd-Multischichten [1]. Die Schichten sind polykristallin und dichtest gepackt. Die gleiche Probenserie wurde in einer MBE-Anlage in unserem Labor nochmals hergestellt. Die Messungen an beiden Serien ergaben sowohl in der Hysterese als auch in der Lichtstreuung keine signifikanten Abweichungen voneinander - abgesehen von unterschiedlichen Co-Schichtdicken -, so daß wir von gleichen Wachstumsbe-

dingungen ausgehen konnten. In der Folge wurden in unserem Labor eine Serie von Co-Einzelschichten im Dickenbereich $10 \text{ nm} \leq d_{\text{Co}} \leq 100 \text{ nm}$ sowie die Doppelschichtserien Co/Au/Co und Co/Cr/Co mit $d_{\text{Co}}=10 \text{ nm}$ und $0 \leq d_{\text{Au,Cr}} \leq 5 \text{ nm}$ präpariert. Eine Röntgenuntersuchung an einer Co-Einzelschicht ergab, daß sie polykristallin war; es lag ein Phasengemisch von hcp- und fcc-Kobalt vor. Dies konnte mit NMR-Messungen auch für die Doppelschichtsysteme bestätigt werden [22], da die Hyperfein- feldverteilung empfindlich von der Kristallstruktur abhängt.

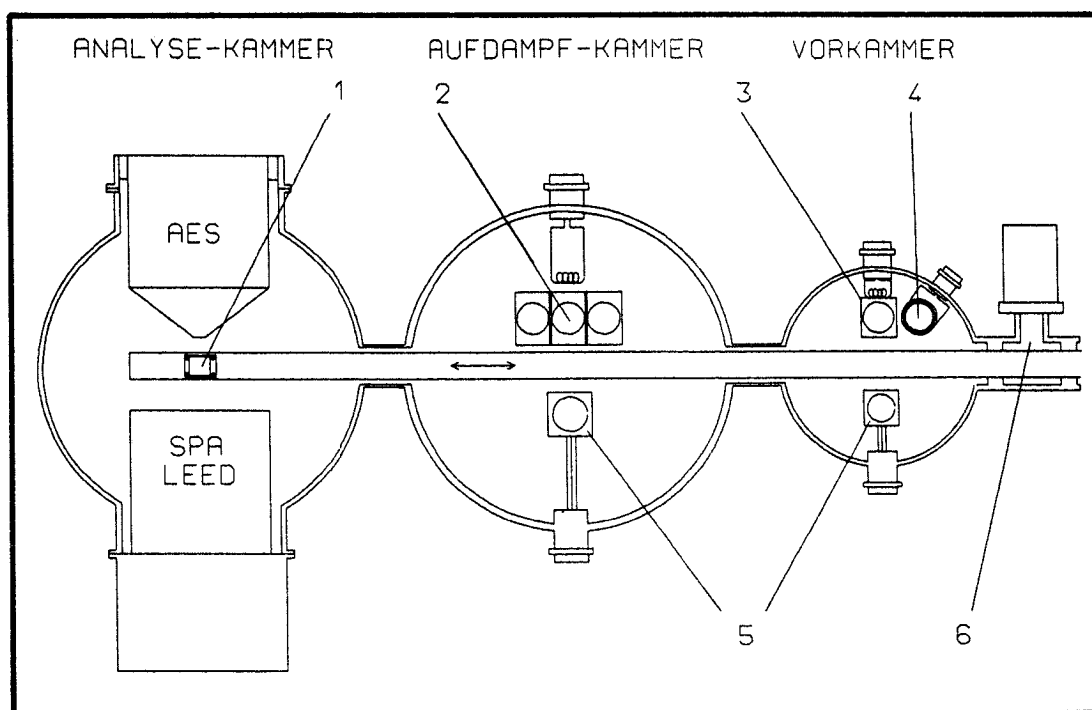


Abb. 12 - Aufriß der verwendeten Aufdampfanlage. Es sind
1) Probenhalter, 2) und 3) Elektronenstrahl-Verdampferquellen, 4) Quelle mit konventioneller Tiegelheizung, 5) Schwingquarz, 6) Druckschleuse [19]

Abb. 12 zeigt schematisch den Aufbau der benutzten MBE-Anlage mit zwei Aufdampf- und einer Analysenkammer. In der Aufdampfkammer wird ein Druck von 1×10^{-10} mbar vor dem Aufdampfen erreicht; während des Aufdampfens beträgt er $< 1 \times 10^{-9}$ mbar. Mit

Hilfe von Elektronenstrahl-Verdampfen können bis zu drei verschiedene Materialien nacheinander aufgedampft werden. Die Co-Schichten werden mit einer Rate von 0.3 Å/sec aufgedampft, die Trennschichten (Cr,Au,Pd) mit einer Rate von $\sim 0.1 \text{ Å/sec}$. Rate und Schichtdicke werden mit einem Schwingquarz kontrolliert. Das Substrat - einkristallines Si-111 - wird vor dem Bedampfen eine Stunde bei $t=650^{\circ}\text{C}$ getempert, um es von Sauerstoff zu befreien. Während des Aufdampfvorganges wird es auf Raumtemperatur gehalten. Zur Herstellung der Leiterbahnen wird eine entsprechende Maske in direktem Kontakt auf dem Substrat befestigt. In der Vorkammer befindet sich eine konventionelle Tiegelheizung, mit der Zinksulfid auf die Proben aufgedampft werden kann. Dieses ZnS schützt zum einen die Probenoberflächen vor Oxidation und bewirkt zugleich eine Verbesserung bei den magnetooptischen Messungen.

In der Analysenkammer können die Probenoberflächen mit Auger-Elektronenspektroskopie untersucht werden. Eine genaue Beschreibung des Auger-Systems (wie auch der gesamten MBE-Anlage) findet man bei F. Saurenbach [19]. Mit Hilfe von Augerspektren der Oberfläche wurde sichergestellt, daß die Schichten weitestgehend frei von Verunreinigungen waren, abgesehen von einem sehr kleinen Sauerstoff-Anteil, der sich aber in den magnetischen Messungen nicht bemerkbar machte. Bei den Doppelschichtsystemen wurden stichprobenartig die Oberflächen der ersten Cobalt-Schicht, der Trennschicht sowie der oberen Cobalt-Schicht untersucht.

Die Auger-Elektronenspektroskopie kann aber auch für den Nachweis benutzt werden, daß die Schichten - in unserem Fall die Trennschichten - bedeckend wachsen. Die mittlere "Fluchttiefe" von Augerelektronen hängt von deren Energie ab und beträgt zum Beispiel bei der Energie von 72 eV der niederenergetischen Augerelektronen von Gold bei Bedeckung mit Silber ca. 0.4 nm [23]. Setzt man voraus, daß dieser Wert in der Größenordnung

auch für die niederenergetischen Augerelektronen von Co (53 eV) bei Metallbedeckung gilt, sollte der Elektronenstrom bei einer bedeckend gewachsenen Trennschicht (Au,Cr) der Dicke 0.4 nm auf $\frac{1}{e}$ abgefallen sein. Tritt beim Bedampfen Inselbildung auf, so wird die Intensität wesentlich geringer abgeschwächt. Wir konnten damit nachweisen, daß bei den präparierten Doppelschichtsystemen die Trennschichten zusammenhängend (ohne "Löcher") sind, was für die Untersuchung von Kopplungsphänomenen sehr wichtig ist.

III. Meßergebnisse und Diskussionen

III.1 Messungen an dünnen polykristallinen Co-Schichten

Zunächst wurden die magnetischen Parameter - magnetische Sättigungspolarisation $J_s = \mu_0 M_s$, g-Faktor sowie Austauschkonstante A bzw. die Spinwellen-"Steifigkeit" D_{ex} - mit Hilfe von Lichtstreuung an Magnonen sowie Magnetisierungsmessungen für Cobalt-Schichten verschiedener Dicke bestimmt. Die Proben waren alle mit einer ZnS-Schicht in situ bedampft worden, um eine Oxidation der Metalloberflächen beim Ausbau der Proben aus der Aufdampfanlage zu vermeiden. Die Dicke dieser Schicht betrug ca. 50 nm.

Durch die Bedampfung mit ZnS erreicht man - wie im vorigen Abschnitt erwähnt - auch eine Verbesserung des Kontrastes bei den magnetooptischen Messungen. Die Dicke muß dann so gewählt werden, daß die vom Licht in dem Dielektrikum zurückgelegte einfache Wegstrecke einem Viertel der Wellenlänge des verwendeten Lichtes entspricht [16]: $d = \frac{1}{4} \frac{\lambda}{n} \cdot \cos \alpha$, λ = Wellenlänge des Lichtes, n = Brechungsindex von ZnS - $n = 2.35$ [24], α = Winkel zwischen Filmm normale und einfallendem Licht im ZnS. Die hier gewählte Dicke stellt einen Kompromiß dar für die unterschiedlichen optischen Meßanordnungen, bei denen sowohl Einfallswinkel als auch Wellenlängen unterschiedlich waren; dennoch war die Signalverbesserung gegenüber nicht-abgedeckten Schichten erheblich.

Abb. 13 zeigt ein typisches Spektrum einer 100 nm dicken Cobalt-Schicht für ein äußeres Feld $B_0 = 0.2$ T (In der gesamten Arbeit wird statt des äußeren Feldes H_0 die magnetische Induktion $B_0 = \mu_0 H_0$ angegeben; der Einfachheit halber sprechen wir trotzdem von der Feldstärke). Gekennzeichnet sind die Damon-Eshbach-Mode sowie vier Peaks, die den ersten vier stehenden Spinwellenmoden zuzuordnen sind. Die Damon-Eshbach-Mode erscheint nur auf einer Seite der elastischen Linie, da ihre Laufrichtung durch das äußere Feld festgelegt ist. Bei

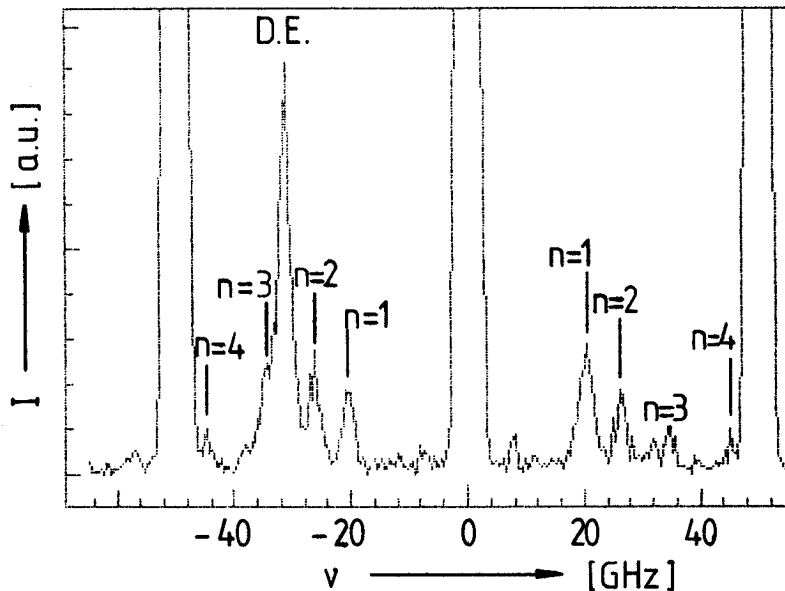


Abb. 13 - Lichtstreuungsspektrum einer 100 nm dicken Co-Schicht in einem äußeren Feld von 0.2 T; gekennzeichnet sind die ersten vier stehenden Spinwellenmoden sowie die Damon-Eshbach-Mode (D.E.)

dünnere Schichten sieht man diese Mode auf beiden Seiten, wenn die Eindringtiefe des Lichtes größer als die Schichtdicke wird. Die in der Intensität schwächere Linie rührt dann von der auf der Rückseite der Schicht in entgegengesetzter Richtung laufenden Oberflächen-Spinwellenmode. Solche Spektren wurden für zwei Schichten mit $d_{\text{Co}}=100$ nm und $d_{\text{Co}}=20$ nm in Abhängigkeit vom äußeren Feld aufgenommen; weitere Spektren wurden für Schichten mit $20 \text{ nm} \leq d_{\text{Co}} \leq 100$ nm bei einem Feld von 0.2 T gemessen. Die Frequenz der Spinwelle kann aus diesen Spektren mit einer Genauigkeit von ± 0.5 GHz bestimmt werden. Der Fehler bei der Feldmessung beträgt weniger als 1 mT, die Schichtdickenmessung ist mit einem Fehler von ca. 1% behaftet. Die zu bestimmenden Größen wurden aus einer Anpassung der entsprechenden Dispersionsrelationen - Gl.(1) und (3) in Kap. II.1 - an die Meßwerte $\nu(d)$ bzw. $\nu(B_0)$ für die unterschiedlichen Spinwellenmoden gewonnen. In Abb. 14 sind die Anpassungen $\nu(B)$ für die beiden 100 nm- und 20 nm dicken Co-Schichten dargestellt; Abb. 15 zeigt den Verlauf $\nu(d)$ für

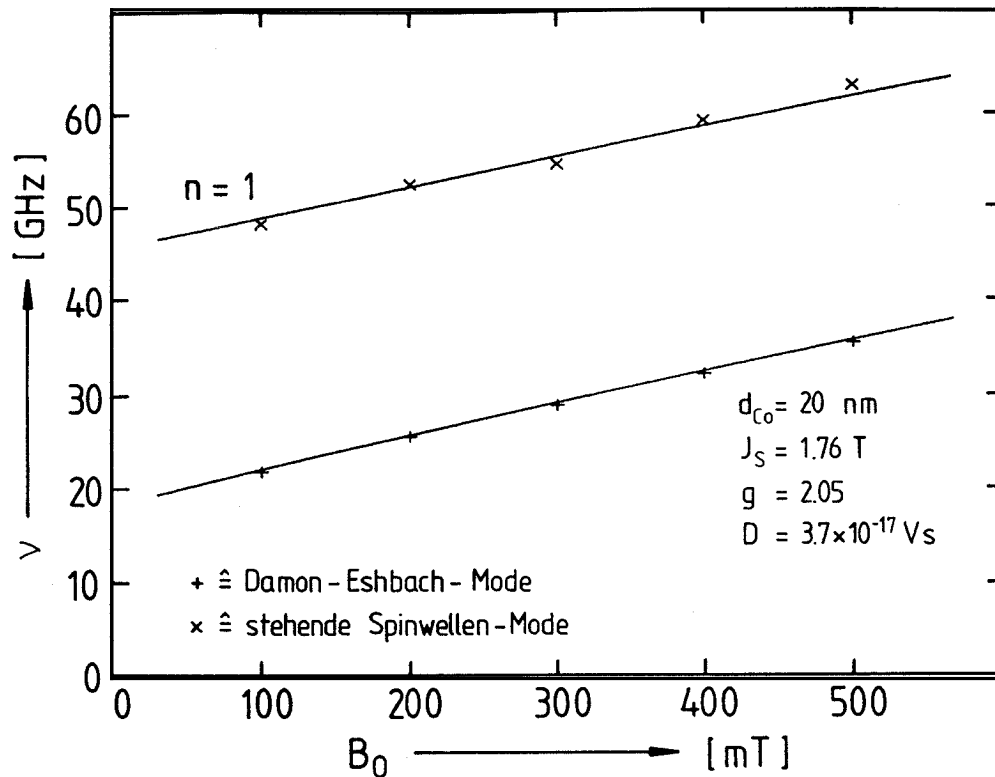
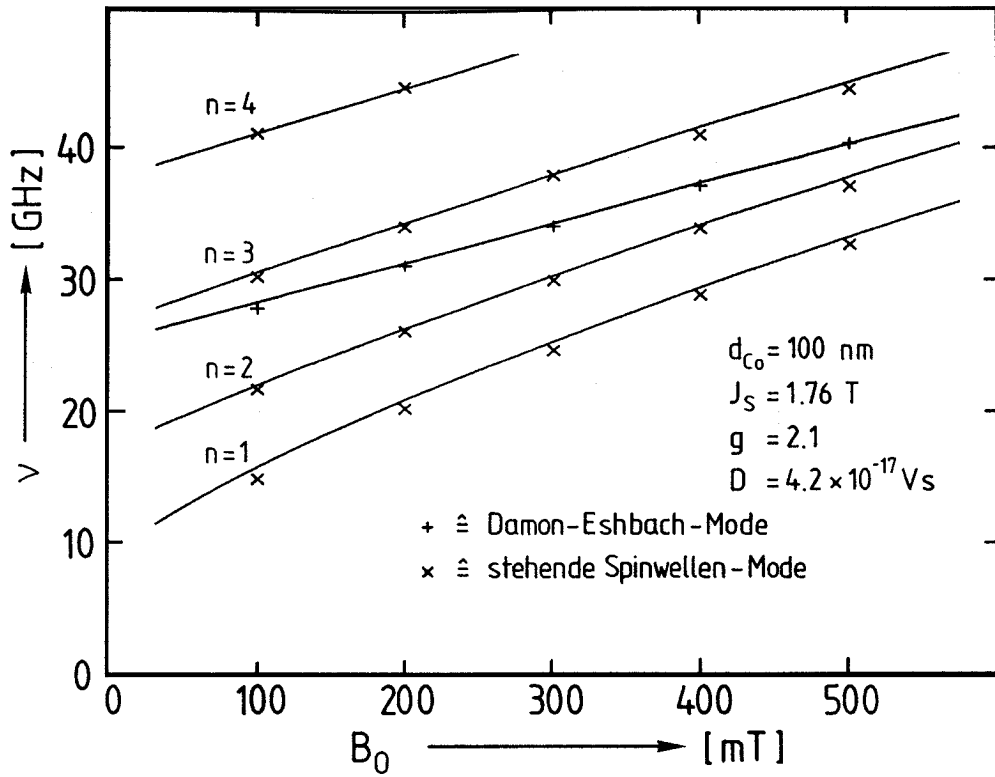


Abb. 14 - Anpassung der Dispersionsrelationen an den Feld-ab-hängigen Frequenzverlauf der Spinwellenmoden für zwei Co-Schichten unterschiedlicher Dicke
a) $d_{Co}=100$ nm, b) $d_{Co}=20$ nm

$B_0=0.2$ T. Aus den Anpassungen an die Frequenzen der Oberflächenmode erhält man für alle Proben übereinstimmende Werte für die Sättigungspolarisation $J_s=1.76$ T sowie für den g-Faktor $g \approx 2.1$. Mit diesen Werten wurde die Anpassung an die Frequenzen der stehenden Spinwellen vorgenommen, die dann den Parameter $D_{ex} = \mu_0 \frac{2A}{J}$ bestimmt. Dieser Parameter ist nicht einheitlich für alle Proben bestimmt. Die bestmögliche Anpassung an die Frequenzen der ersten stehenden Spinwellen für die verschiedenen Dicken d_{Co} in Abb. 15 liefert den Wert $D_{ex} = 3.6 \cdot 10^{-17}$ Vsec (In der Literatur wird meist der Parameter $D = \gamma \hbar D_{ex}$ in $\text{meV } \text{\AA}^2$ angegeben; hier ist $D \approx 440 \text{ meV } \text{\AA}^2$). Die Anpassung an die 20 nm dicke Co-Schicht liefert einen vergleichbaren Wert. Wir werden in den späteren Kapiteln diesen Wert zugrundelegen, da die Gesamtschichtdicke der Co-Schichten in den dort betrachteten Doppelschichtsystemen ebenfalls 20 nm beträgt. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse zusammengefaßt und bekannten Literaturdaten gegenübergestellt für massives Cobalt und für Co-Filme.

Tabelle 1 - Magnetische Größen für Co-Filme aus Experiment und Literatur

$J_s [\text{T}]$	g	$D [\text{meV } \text{\AA}^2]$	
1.76	2.1	510	$d_{Co}=100 \text{ nm}$
	2.05	440	$d_{Co}= 20 \text{ nm}$
	2.1	440	$B_0 = 0.2 \text{ T}$
1.79	2.187	510	hcp-Cobalt massiv
		580	[25,26,27]
1.67	2.16	340	Co-Film $d_{Co}=100 \text{ nm}$ [28]
1.73	2.12	390	Co-Film, $d_{Co}=85 \text{ nm}$ [43]

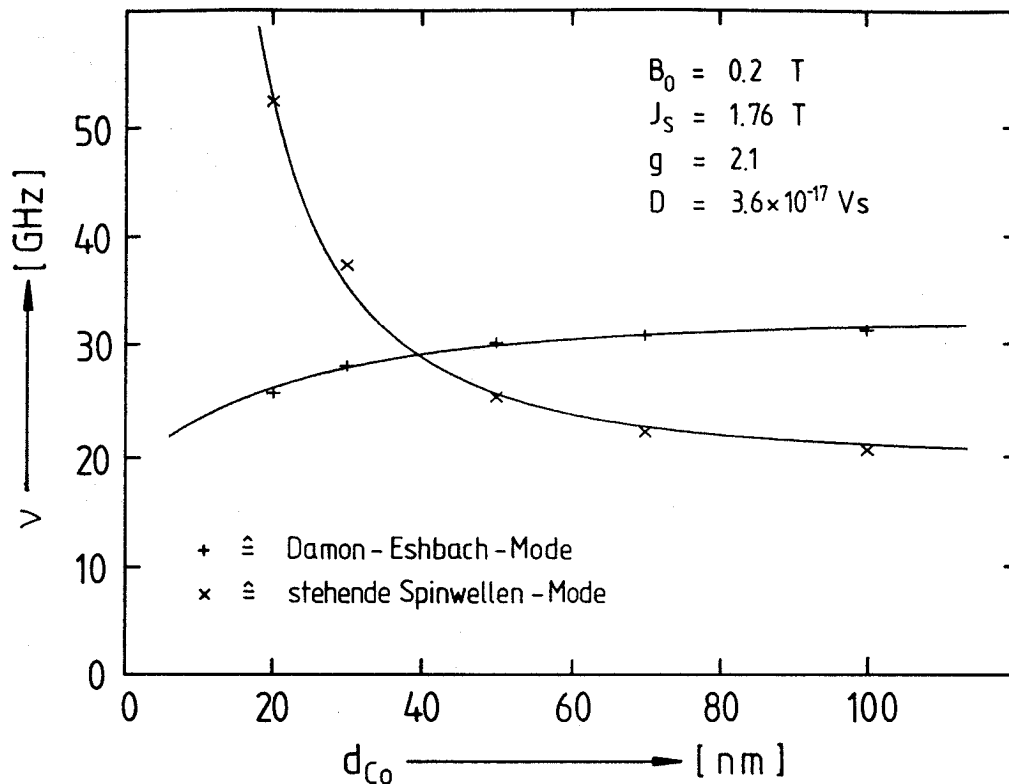


Abb. 15 - Anpassung der Dispersionsrelationen an den Frequenzverlauf der D.E.-Mode und der ersten stehenden Spinwellenmode in Abhängigkeit der Dicke der Co-Schichten

Der Vergleich mit den Literaturwerten für massives Cobalt liefert für J_s und g recht gute Übereinstimmung. Auch die Abweichung in den Werten für D ist vertretbar, wenn man die Streubreite der veröffentlichten Werte betrachtet. Auch der Vergleich mit den ebenfalls an dünnen polykristallinen Co-Schichten gemessenen Werten liefert gute Übereinstimmung bis auf die Werte für D ; allerdings ist die bei Vernon et al. [28] auftretende starke Absenkung von D gegenüber massivem Cobalt nicht erklärbar.

Wie schon gesagt, lieferten die Anpassungen für Schichten verschiedener Dicke keine übereinstimmenden Werte für D_{ex} . Ein Grund dafür könnte darin liegen, daß die Schichten nicht wie vorausgesetzt völlig isotrop sind. Um dies zu klären, wurde

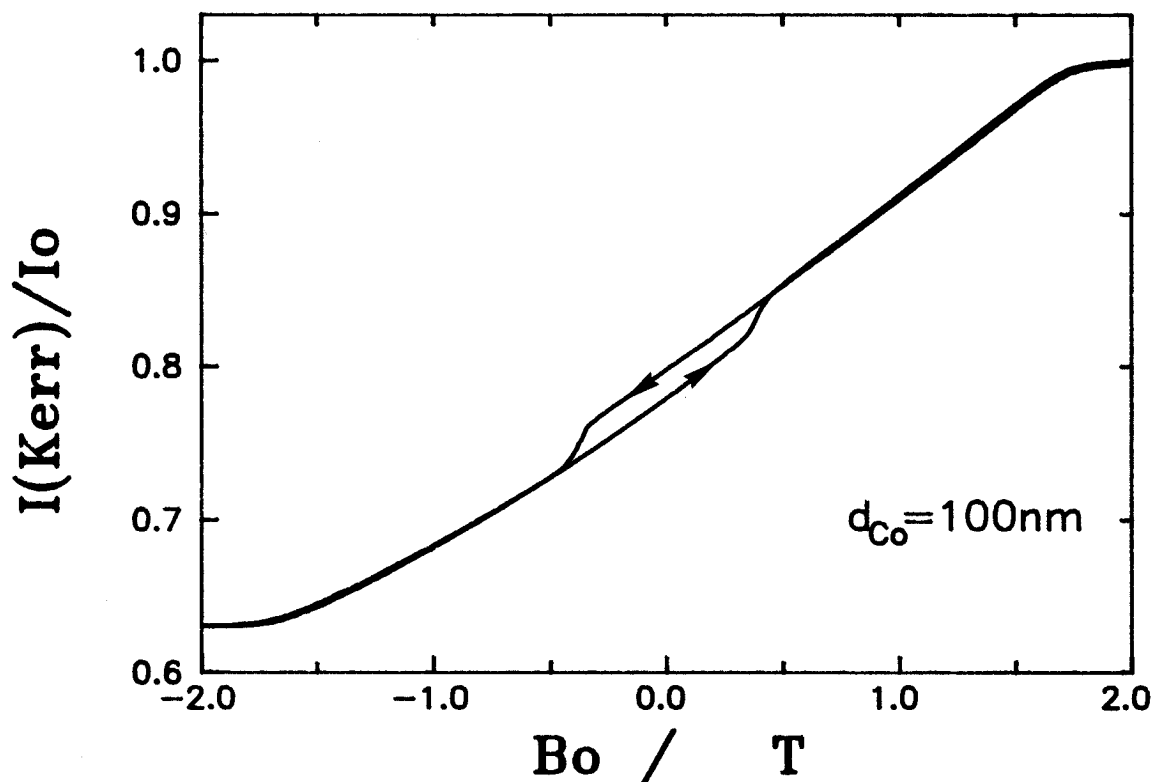


Abb. 16 - Hysteresemessung mit Feld senkrecht zur Schichtebene unter Ausnutzung des polaren Kerr-Effektes

zunächst eine Magnetisierungskurve mit Hilfe des Kerr-Effektes aufgenommen, wobei das Feld entlang der Oberflächennormalen angelegt wurde. Abb. 16 zeigt den Verlauf der Kerrintensität ($\sim$ Magnetisierung) für die Schicht mit $d_{\text{Co}} = 100 \text{ nm}$; die anderen Schichten zeigen gleiches Verhalten. Man sieht, daß die Proben bei $B_0 \approx 1.76 \text{ T}$ gesättigt sind; das entspricht dem erwarteten Wert für dünne Schichten (Entmagnetisierungsfaktor = 1 senkrecht zur Filmebene) mit einer Sättigungspolarisation $J_s = 1.76 \text{ T}$ unter der Voraussetzung, daß keine Anisotropie in Richtung des angelegten Feldes auftritt. Erstaunlich ist allerdings, daß eine Hysterese auftritt, die eine kleine Remanenz in Richtung der Schichtnormalen bewirkt. Die Ursache dafür ist unklar. Hexagonales Cobalt hat eine starke uniaxiale Anisotropie in Richtung der c-Achse. Die Anisotropieenergie ist gegeben durch $E_{\text{an}} = K_1 \sin^2 \varphi + K_2 \sin^4 \varphi + \dots$; φ = Winkel zwischen Magnetisierung und c-Achse, $K_1 = 481 \times 10^3 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$,

$K_2 = 143 \times 10^3 \frac{\text{J}}{\text{m}^3}$ [29]. Für kleine φ kann man dann in erster Näherung ein Anisotropiefeld $B_a = \mu_0 \frac{2K_1}{J_s}$ einführen [30]; mit $J = 1.76 \text{ T}$ erhält man $B_a \approx 0.69 \text{ T}$. Für dünne Schichten ist das entmagnetisierende Feld gegeben durch $B_{EM} = -NJ_s = -1.76 \text{ T}$. Selbst wenn die Co-Schichten eine Textur derart haben, daß die c-Achse immer senkrecht zur Schichtebene steht, würde das Entmagnetisierungsfeld die Magnetisierung in Schichtebene halten. Eine mögliche Erklärung wäre das Auftreten von Anisotropien in kleinen Bereichen der Probe, die dafür sorgen, daß sich beim Ummagnetisieren Domänen bilden, in denen die Magnetisierung leicht gegenüber der Oberfläche verkantet ist.

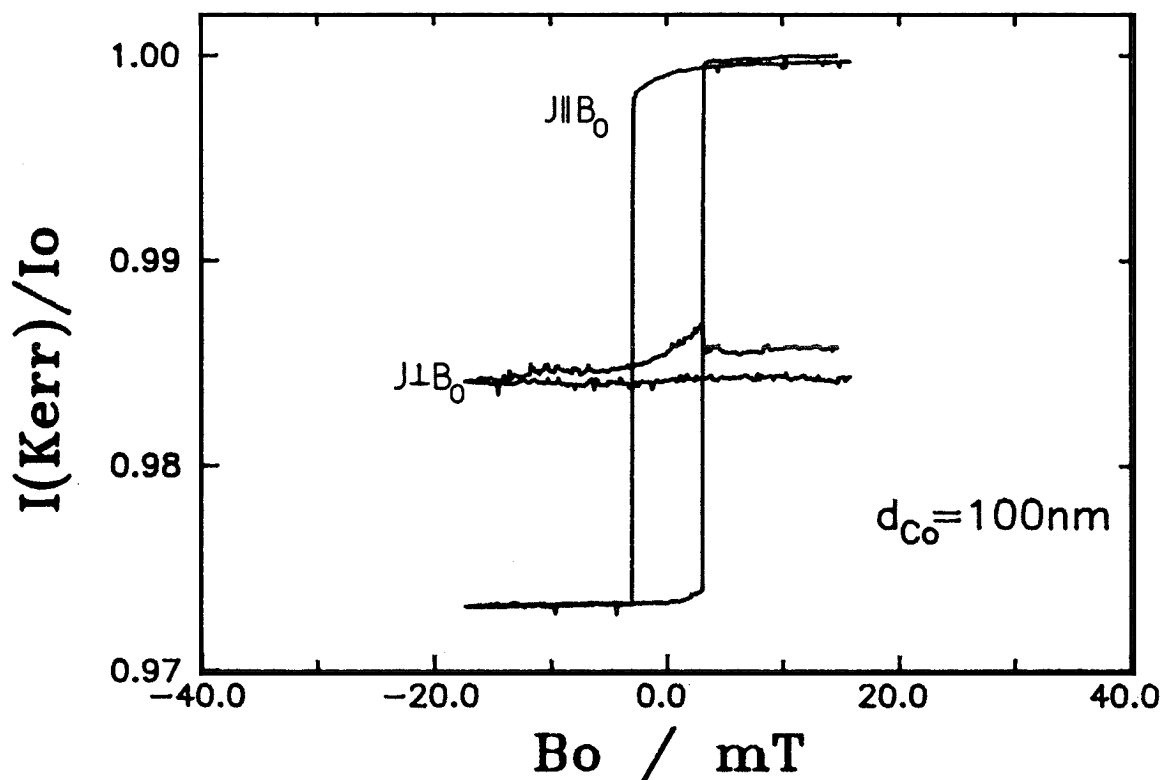


Abb. 17 - Hysteresemessung mit Feld in Schichtebene parallel zur Einfallsebene des Lichtes für die Magnetisierungskomponenten parallel und senkrecht zur Einfallsebene

Abb. 17 zeigt mit Feld in Schichtebene aufgenommene Kerr-Hysteresen an der gleichen Probe ($d_{Co}=100$ nm). Die Hysteresen sind mit zwei verschiedenen Polarisationsrichtungen des Lichtes aufgenommen, so daß sie einmal empfindlich auf $J \parallel B_0$ und einmal empfindlich auf $J \perp B_0$ sind (siehe Kap. II.2). Die zum Feld parallele Magnetisierungskomponente zeigt eine große Remanenz. Die Ummagnetisierung erfolgt größtenteils über Wandverschiebungsprozesse (Barkhausen-Sprünge), was sich in einer spontanen Magnetisierungsänderung bei der Koerzitivfeldstärke zeigt. Die zum angelegten Feld senkrechte, in Schichtebene liegende Magnetisierungskomponente zeigt keinen wesentlichen Effekt, d.h. beim Ummagnetisierungsvorgang auftretende Bereiche mit Magnetisierungskomponenten, die nicht parallel zum äußeren Feld liegen, sind statistisch verteilt, so daß die Gesamtmagnetisierung in Schichtebene senkrecht zur Feldachse verschwindet. Die Koerzitivfeldstärke beträgt $B_C=3$ mT. Von Samuel [46] wird für Cobalt ein Wert von $B_C=1$ mT angegeben. Dieser Wert wurde allerdings an polykristallinen, stabförmigen Proben gewonnen, die getempert worden waren. Die starke Erhöhung der Koerzitivfeldstärke ist auf strukturelle Störungen in der Schicht zurückzuführen, die Wandverschiebungsprozesse blockieren können.

Bei Hysteresemessungen in verschiedenen Richtungen in Schichtebene wurde stets der gleiche Verlauf mit gleichen B_C -Werten gefunden, d.h. es gibt keine Vorzugsrichtung für die Magnetisierung in Schichtebene. Die Sättigungsfeldstärke ist aus der Kerr-Hysteresenkurve nur schlecht zu bestimmen, da die Signaländerung wegen der $\cos\varphi$ -Abhängigkeit vom Winkel φ zwischen Magnetisierung und Feld für kleine Werte im Rauschen untergeht.

Alle bisher betrachteten Proben wurden auch ohne ZnS-Bedeckung präpariert; stichprobenartige Vergleichsmessungen an diesen Proben brachten aber die gleichen Ergebnisse wie die bisher beschriebenen. An zwei Schichten mit $d_{Co}=10$ nm und $d_{Co}=20$ nm

wurde die Volumenmagnetisierung mit Hilfe einer Faraday-Waage bestimmt, nachdem sie mehrere Tage im Exsiccator an trockener Luft gelagert worden waren. Das Volumen der Schichten konnte mit einer Genauigkeit von ca. 1% bestimmt werden. Mit bekannter Sättigungspolarisation $J_s = 1.76 \text{ T}$ konnte so die Dicke der oxidierten und damit bei Raumtemperatur paramagnetischen Co-Oberfläche eingeschränkt werden auf $d_{\text{CoO}} < 1 \text{ nm}$ [45].

Die im folgenden betrachteten Proben sind ohne ZnS-Bedeckung hergestellt worden, um auch Leitfähigkeitsmessungen zu ermöglichen und die Vergleichbarkeit aller Messungen untereinander zu gewährleisten.

Im wesentlichen sollen in dieser Arbeit Messungen an dem Doppelschichtsystem Co/X/Co mit $X = \text{Au, Pd, Cr}$ vorgestellt werden. Die Dicke der Co-Schichten in diesen Systemen beträgt je Einzelschicht $d_{\text{Co}} = 10 \text{ nm}$. Daher sollen hier noch die Ummagnetisierungsvorgänge an zwei 10 nm bzw. 20 nm dicken Cobalt-Einzelschichten betrachtet werden. Abb. 18 zeigt die Kerr-Hysteresen sowie die Magnetowiderstandsmessungen an diesen Proben. Die mit $M_{||}$ bezeichneten Kerr-Hysteresen zeigen den Verlauf der zum angelegten Feld parallelen Magnetisierungskomponente; aus ihrem Verlauf werden die Koerzitivfeldstärken zu $B_c(d_{\text{Co}} = 10 \text{ nm}) = 4 \text{ mT}$ und $B_c(d_{\text{Co}} = 20 \text{ nm}) = 2 \text{ mT}$ bestimmt. Bei diesen Feldstärken tritt auch jeweils das Minimum bzw. Maximum im longitudinalen $-I||B_0$ - bzw. transversalen $-I\perp B_0$ -Magnetowiderstandsverlauf R_M'' bzw. $R_M^\perp$ auf. Die Ummagnetisierung erfolgt zunächst über Drehprozesse, was sich in einer kontinuierlichen Abnahme des longitudinalen Magnetowiderstands (Zunahme des transversalen Magnetowiderstands) bemerkbar macht. Diese Drehung erfolgt nicht homogen in der ganzen Probe; vielmehr zerfällt diese in Domänen, in denen die Magnetisierung dreht; andernfalls müßte R_M'' bei einem bestimmten Feldwert den Sättigungswert $R_\perp$ für Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung annehmen. Im Bereich der Koerzitivfeldstärken treten bei der 20 nm dicken Cobalt-Schicht auch Wandverschiebungspro-

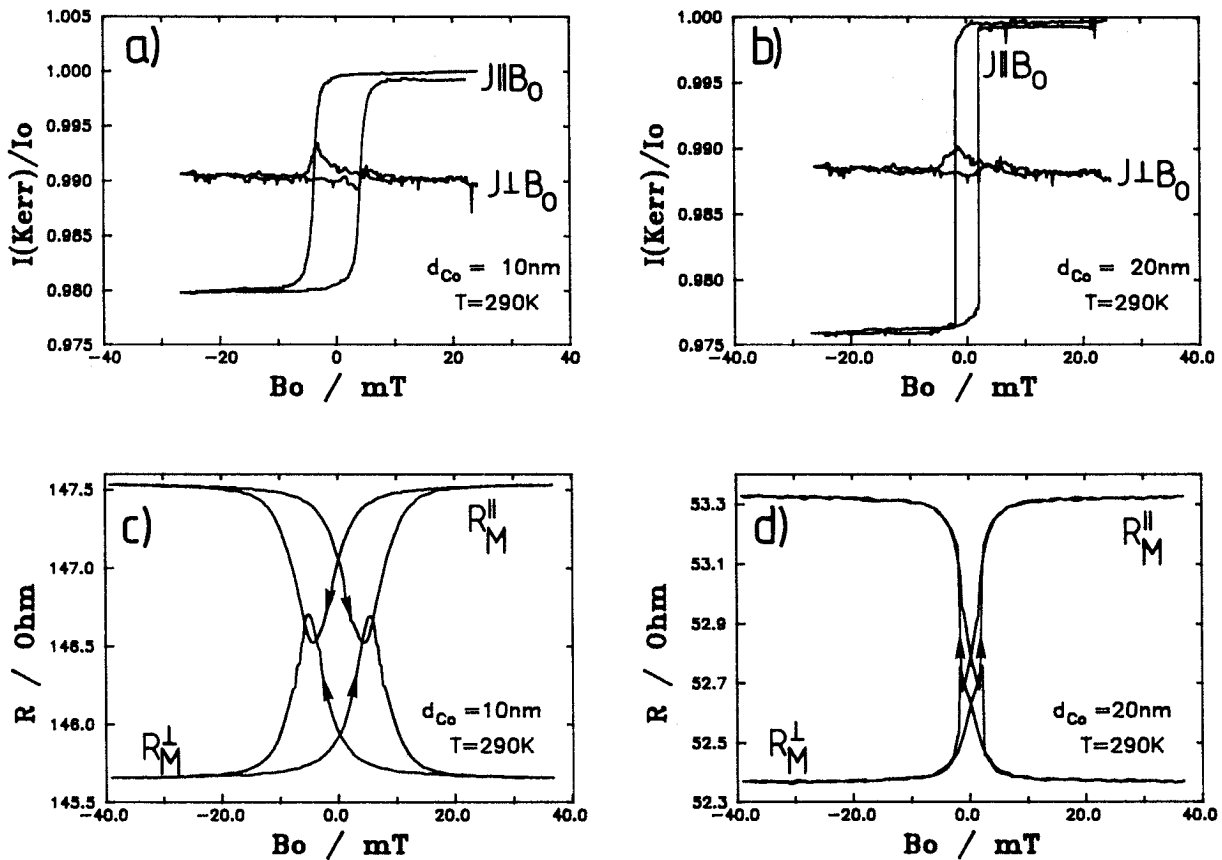


Abb. 18 - Hysteresemessungen an zwei Co-Schichten bei Raumtemperatur; a) und b) zeigen die Kerr-Hysteresen, c) und d) die Magnetowiderstandshysteresen

zesse auf, die sich in einer spontanen Änderung der Kerr-Intensität und des Widerstandes bemerkbar machen. Das auf die zum Feld senkrechte Magnetisierungskomponente empfindliche Kerrsignal (mit $M_\perp$ gekennzeichnet) ist proportional zu $\sin\varphi$, φ =Winkel zwischen Magnetisierung und Einfallsebene des Lichtes bzw. der Feldrichtung; da hier keine merkliche Änderung bei der Ummagnetisierung auftritt, kann man auch hieraus schließen, daß die zum Feld senkrechte Magnetisierungskomponente keine bevorzugte Orientierung einnimmt. Wegen $R_M^\parallel \sim \cos^2\varphi$ bzw. $R_M^\perp \sim \cos^2(90^\circ - \varphi)$ - Kap. II.3 - kann man die Sättigungsfeldstärken B_s aus den Widerstandsmessungen besser bestimmen als aus der Kerr-Hysteresis (Kerrintensität $(M_\parallel) \sim \cos\varphi$, Kap.II.2); die abgelesenen Werte sind ebenso wie

die Koerzitivfeldstärken sowie die Werte des anisotropen Widerstandseffektes in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2 - Ergebnisse der Kerr- und Magnetowiderstands-Hysteresemessung an Co-Schichten der Dicken $d_{\text{Co}}=10$ nm und $d_{\text{Co}}=20$ nm bei Raumtemperatur

$d_{\text{Co}}[\text{nm}]$	$B_{\text{C}}[\text{mT}]$	$B_{\text{S}}[\text{mT}]$	$R_0 [\Omega]$	$\Delta R [\Omega]$	$\frac{\Delta R}{R_0} [\%]$
10	4	30	146.28	1.89	1.29
20	2	20	52.68	0.97	1.84

McGuire und Potter [44] geben für reines Cobalt ein Anisotropieverhältnis von $\frac{\Delta R}{R_0} = 1.9\%$ und für den spezifischen Widerstand $\rho_0=13 \mu\Omega\text{cm}$ an. Für unsere Schichten bestimmen wir mit der in Abb. 11 gezeigten Probengeometrie $\rho_0(d_{\text{Co}}=10 \text{ nm})=20.9 \mu\Omega\text{cm}$ und $\rho_0(d_{\text{Co}}=15.1\text{nm})=15.1 \mu\Omega\text{cm}$. Wegen der an dünnen Schichten auftretenden Oberflächenstreuung der Elektronen nimmt der spezifische Widerstand ρ_0 mit abnehmender Schichtdicke erheblich zu; trotz einer Zunahme des anisotropen Magnetowiderstandes ΔR bei dünnen Cobalt-Schichten aufgrund des verringerten Querschnittes der Leiterbahn - der spezifische Magnetowiderstand $\Delta\rho$ bleibt gleich - nimmt daher das Anisotropieverhältnis $\frac{\Delta R}{R_0}$ ab [31], wie der Tabelle 2 zu entnehmen ist.

Die gleichen Messungen an diesen Schichten sind auch bei tiefen Temperaturen durchgeführt worden; Abb. 19 zeigt die Kerr- und Magnetowiderstands-Hysteresen. Die Schichten waren bei einem äußeren Feld von $B_0 \approx +300 \text{ mT}$ abgekühlt worden. Zu beachten ist, daß die Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt werden. Die Magnetowiderstandskurven sind bei $T \approx 80 \text{ K}$, die magnetooptischen Hysteresen bei $T \approx 130 \text{ K}$ aufgenommen worden. Mit der für die Kerr-Hysteresemessung verwendeten Apparatur konnten keine Temperaturen unterhalb 130 K

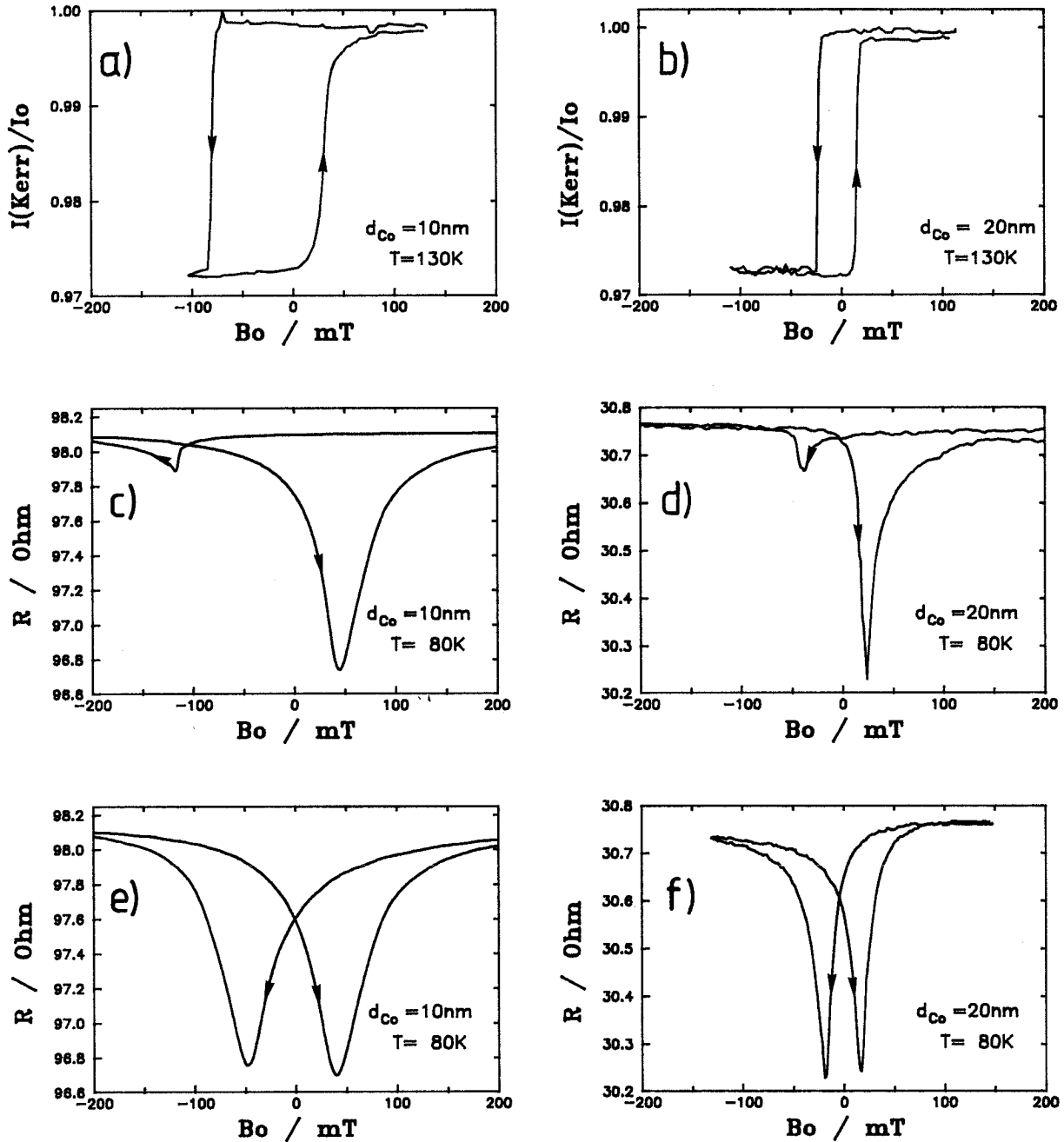


Abb. 19 - Hysteresemessungen an zwei Cobalt-Schichten bei $T=130\text{ K}$ bzw. $T=80\text{ K}$; a) und b) zeigen die Kerr-Hysteresen nach Abkühlen der Proben im Feld, c) und d) die Magnetowiderstandshysteresen nach Abkühlen im Feld, e) und f) die Magnetowiderstandshysteresen nach mehrmaligem Ummagnetisieren der Schichten

erreicht werden. Andererseits war in dem Kryostaten, der im Magnetwiderstandsmeßplatz eingesetzt wurde, eine für die Messung genügende Stabilität der Temperatur nur bei 80 K erreichbar. Die Ergebnisse sind also quantitativ nicht vergleichbar, zeigen qualitativ jedoch das gleiche Verhalten.

Man sieht, daß die Hysteresen beider Proben deutlich verschoben sind in Richtung negativer Feldwerte sowie bezüglich des Widerstandverhaltens eine starke Asymmetrie zeigen. Dieser Effekt ist auf die oxidierte Co-Oberfläche zurückzuführen, da er bei den mit ZnS abgedeckten Proben in der Kerr-Hysterese nicht auftritt. Cobaltoxid (CoO) ist ein Antiferromagnet mit einer Néeltemperatur von $T_N = 292 \text{ K}$ [32]. Meiklejohn und Bean [33,34] haben festgestellt, daß kleine, an der Oberfläche oxidierte Cobaltpartikel eine starke unidirektionale Anisotropie zeigen, wenn sie in einem starken äußeren Feld unter die Néeltemperatur von CoO abgekühlt werden. Sie erklärten dies damit, daß sich der Aufbau der antiferromagnetischen Struktur von CoO beim Abkühlen so vollzieht, daß sich die magnetischen Momente an der Cobalt-Grenzfläche parallel zur Magnetisierung im Cobalt ausrichten und so eine positive Austauschkopplung zwischen Co und CoO bewirkt wird. Da ein Antiferromagnet in der Regel nicht durch ein äußeres Feld beeinflusst werden kann, verursacht die Austauschkopplung eine unidirektionale Anisotropie im Cobalt, was zu einer Verschiebung der Hysterese entlang der Feldachse führt wie in den in Abb. 19 gezeigten Messungen zu sehen ist. Die Verschiebung der Hysteresekurven zeigt sich stark abhängig von der Schichtdicke. Dies ist verständlich, da die Austauschkopplung nur an der Grenzfläche Co/CoO wirksam ist. Die Anisotropieenergiedichte kann man durch einen Term $E_a = -K_{ud} \cos \alpha$ ausdrücken; α bezeichnet den Winkel zwischen Magnetisierung und Orientierung der unidirektionalen Anisotropie. Die Anisotropiekonstante läßt sich ausdrücken in der Form $K_{ud} \sim \frac{A'}{d}$, worin A' die Austauschkonstante bezogen auf die Grenzfläche Co/CoO ist. In

Abb. 19 sieht man weiter, daß im Magnetowiderstandsverlauf das Signal im Feldhinlauf ($+B_0 \rightarrow -B_0$) sehr klein ist. Daraus kann man schließen, daß die Ummagnetisierung fast vollständig durch Bildung von Domänen und anschließenden Wandverschiebungsprozessen abläuft, wobei die Magnetisierungskomponenten in den Domänen vorzugsweise parallel zur Feld- und Strom-Richtung liegen.

Im Felddrücklauf ($-B_0 \rightarrow +B_0$) ist die Widerstandsänderung wesentlich größer, d.h. hier treten wieder Drehprozesse in den Domänen auf, so daß verstärkt Magnetisierungskomponenten senkrecht zur Feldrichtung den Widerstandsverlauf beeinflussen. Dies läßt vermuten, daß die unidirektionale Anisotropie durch Sättigung im Gegenfeld stark vermindert worden ist. Diese Vermutung bestätigt sich in den Messungen des Magnetowiderstandes, die nach mehrmaliger Sättigung der Proben im positiven und negativen Feld durchgeführt wurden; die Messungen sind ebenfalls in Abb. 19 dargestellt. Die Verschiebung der Hysteresekurven bzgl. der Feldachse tritt zwar noch auf, ist aber gegenüber dem ersten Felddurchlauf nach Abkühlen stark vermindert; die Widerstandskurve ist bezüglich der Widerstandsänderung nun symmetrisch. Nach Erwärmung der Probe über die Néeltemperatur des CoO und erneutem Abkühlen im Feld tritt die ursprüngliche starke Verschiebung und Asymmetrie wieder auf. Die Ergebnisse der Hysteresemessungen sowie die Anisotropieverhältnisse bei tiefen Temperaturen sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Einen ähnlichen "Trainingseffekt" fanden auch Paccard et al. [35] an 50 bis 100 nm dicken Co-Schichten, die nach dem Aufdampfen unter O_2 -Atmosphäre getempert worden waren. Dort ist allerdings das "Zusammenschrumpfen" der Hysterese nicht so drastisch wie bei unseren Proben. Ein Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, daß unsere Proben eine wesentlich dünnere Oxidschicht haben, da sie nicht getempert wurden. Bean [36] gibt an, daß die Anisotropie einer antiferromagnetischen CoO-Schicht bis zu einer Dicke von 2 nm hinunter der Anisotropie in massivem CoO entspricht. Die mittlere Dicke der

Tabelle 3 - Ergebnisse der Tieftemperaturmessungen an zwei Cobalt-Schichten a) nach Abkühlen im Feld, b) nach mehrmaligem Hysteresedurchlauf; T=130 K für Kerr-Hysteresese; T=80 K für Magnetowiderstands-Hysteresese

	d_{Co} [nm]	T [K]	B_C (mT) (+B ₀ →-B ₀)	B_C [mT] (-B ₀ →+B ₀)	R_0 [Ω]	ΔR [Ω]	$\frac{\Delta R}{R_0}$ [%]
a)	10	130	-82	+30	-	-	-
	20	130	-24	+15	-	-	-
	10	80	-113	-47	96.5	1.975	2.05
	20	80	-40	+23	30.23	0.801	2.65
b)	10	80	-48	+40	96.5	1.975	2.05
	20	80	-20	+16	30.23	0.801	2.65

Oxidschicht bei unseren Proben war aus statischen Magnetisierungsmessungen wie beschrieben bestimmt zu $d_{Co} < 1$ nm. Es kann daher Bereiche geben, wo diese Oxidschicht so dünn ist, so daß ihre Anisotropie stark abgeschwächt ist und somit der antiferromagnetische Zustand in ihr über die Kopplung mit der Co-Schicht durch deren Magnetisierung beeinflusst werden kann. Das würde bedeuten, daß nach der ersten Ummagnetisierung in der CoO-Schicht antiferromagnetische Domänen auftreten, so daß die resultierende unidirektionale Anisotropie stark verringert ist.

Aus Tabelle 3 ist noch zu entnehmen, daß das Anisotropieverhältnis $\frac{\Delta R}{R_0}$ gegenüber den Raumtemperaturmessungen erhöht ist. Dies resultiert aus der temperaturabhängigen Absenkung des Gesamtwiderstandes durch Absenken der Temperatur; der Anisotropieeffekt ΔR ändert sich dagegen nicht wesentlich mit der Temperatur.

III.2 Messungen an den Doppelschichtsystemen Co/Pd/Co und Co/Au/Co

In diesem Abschnitt sollen Ergebnisse der Untersuchung von Austauschkopplung zwischen zwei Co-Schichten - Schichtdicke je 10 nm bei allen betrachteten Proben - über eine Zwischenschicht aus Pd bzw. Au diskutiert werden.

Die Co/Pd/Co-Proben waren uns - wie in Kap. II.4 erwähnt - von H. Draaisma et al. zur Verfügung gestellt worden. Zunächst wurde mit Hilfe von Lichtstreuung das Verhalten der Austauschmode untersucht. In Abb. 20a sind einige Spektren für verschiedene Zwischenschichtdicken d_{Pd} zusammengestellt. Bei den Messungen lag ein Feld von $B_0=85$ mT senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes in Schichtebene an; bei diesem Feld sind alle Proben in Richtung des Feldes in Sättigung magnetisiert. Gekennzeichnet ist die sogenannte Austauschmode, die in Kap. II.1 eingeführt wurde. Die gestrichelte Linie bezeichnet die aus der Theorie berechnete Lage der Austauschmode für verschwindenden Zwischenschichtaustausch $A_{12}=0$. Wie man sieht, verschiebt sich die Austauschmode mit zunehmendem d_{Pd} zu niedrigeren Frequenzen in Richtung der eingezeichneten "entkoppelten" Lage, während die Frequenz der Oberflächenmode unverändert bleibt. Das heißt, daß die dipolare Kopplung wie erwartet über den betrachteten Zwischenschichtbereich nicht verändert wird, während der Zwischenschichtaustausch A_{12} stetig abnimmt, bis er schließlich verschwindet. Zu sehen ist, daß bei einer Zwischenschichtdicke von 1.8 nm die Frequenzen der beiden Moden zusammenfallen. Wegen der Linienbreite kann man die beiden Signale nicht mehr trennen, so daß man die aus der theoretischen Berechnung von M. Vohl et al. [11] vorhergesagte Abstoßung der Moden nicht beobachten und damit auch nicht verifizieren oder widerlegen kann.

In Abb. 21 sind die Frequenzen der Oberflächen- und der Austauschmode gegen die Palladium-Zwischenschichtdicke d_{Pd} aufgetragen. Man sieht, daß die Frequenz der Austauschmode für

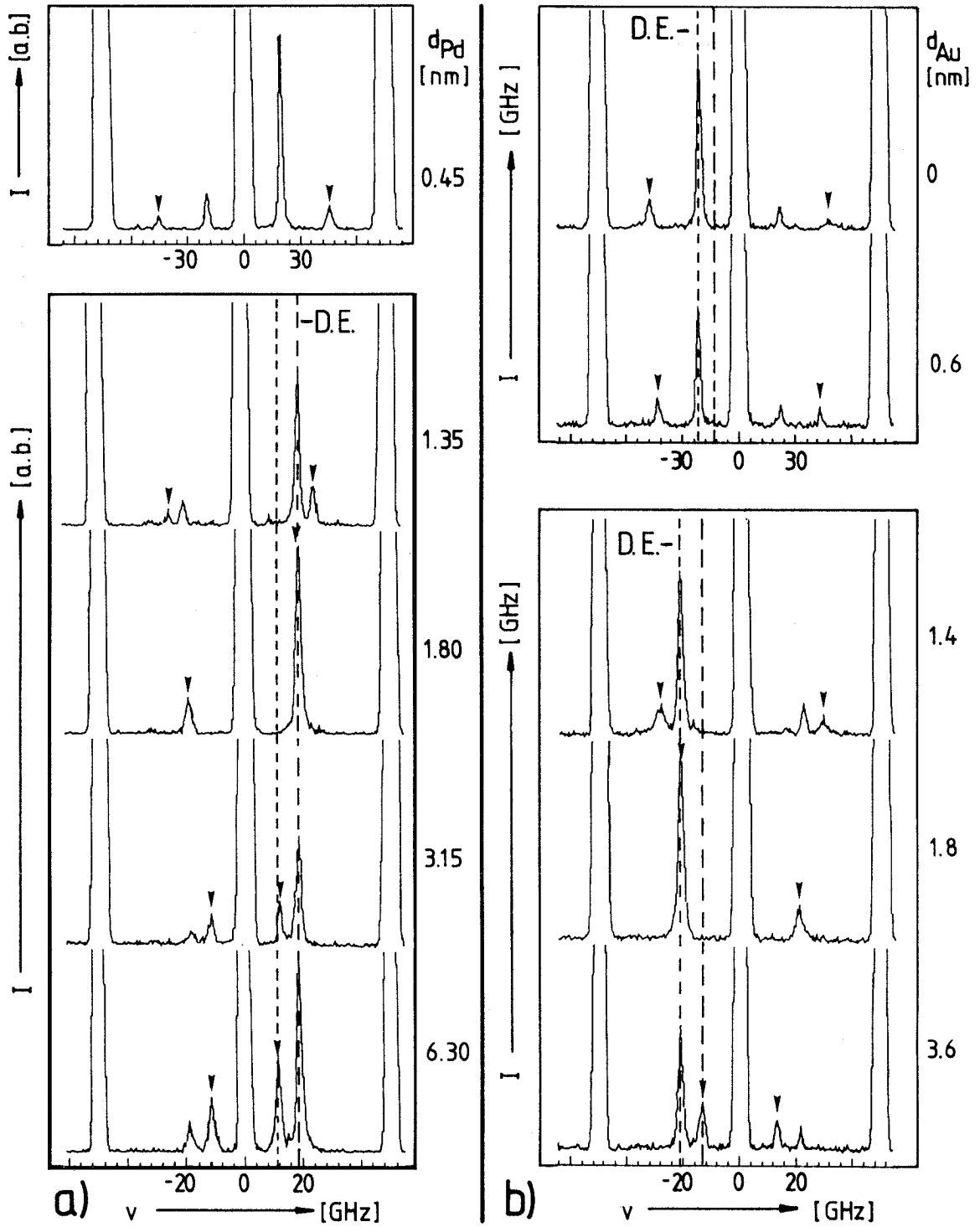


Abb. 20 - Spinwellenspektren, gemessen an den Schichtsystemen a) Co/Pd/Co mit $B_0 = 85$ mT und b) Co/Au/Co mit $B_0 = 100$ mT. Die durchbrochenen Linien zeigen die berechnete Lage der Austauschmode für verschwindende Zwischenschichtaustauschkopplung sowie der D.E. Mode an, die Austauschmode ist mit einem Pfeil markiert

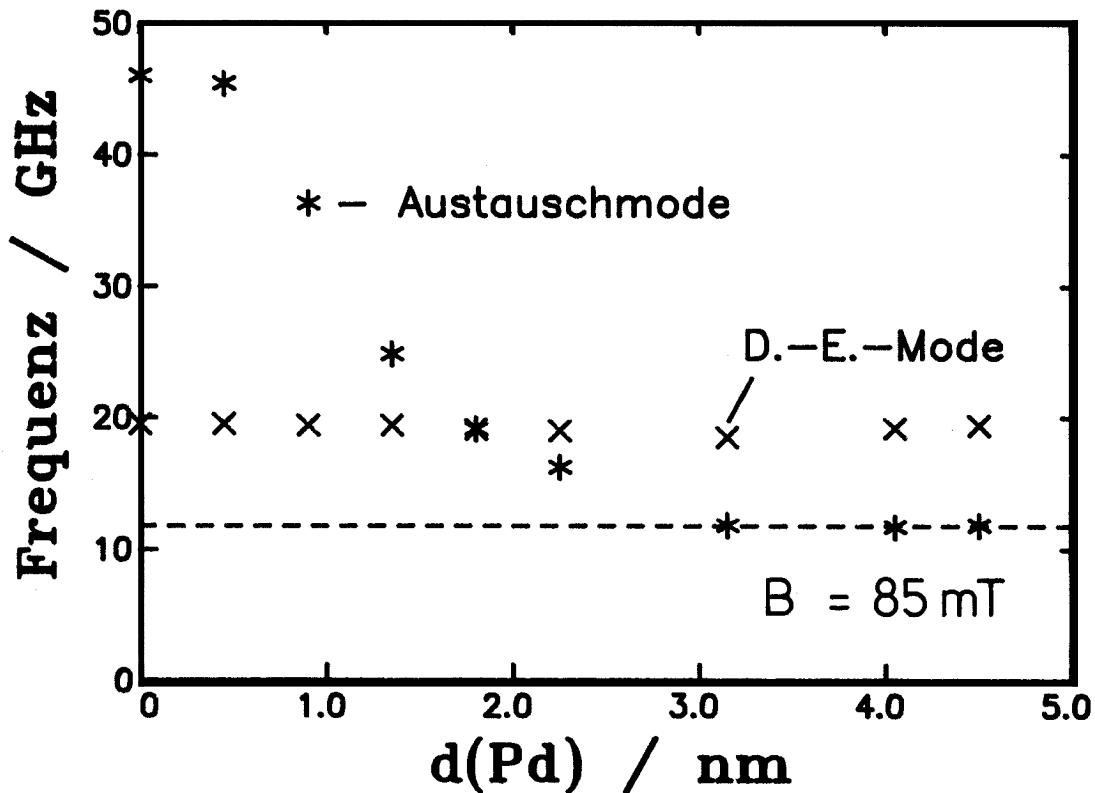


Abb. 21 - Spinwellenfrequenzen in Abhängigkeit der Pd-Zwischenschichtdicke. Die durchbrochene Linie gibt die berechnete Lage der Austauschmode für verschwindenden Zwischenschichtaustausch an

$d_{\text{Pd}} \geq 3 \text{ nm}$ konstant verläuft. Die Co-Schichten sind entkoppelt, was hier bedeutet, daß nur noch die schwache dipolare Kopplung durch Überlappen der dynamischen Streufelder wirksam ist.

Das flache Einmünden des Frequenzverlaufs der Austauschmode für $d_{\text{Pd}} \rightarrow 0$ ist verständlich, wenn man die berechnete Kurve $\nu(A_{12})$ in Abb. 4, Kap. II.1 betrachtet. Hier zeigt sich, daß die Austauschmode erst auf eine starke Absenkung von A_{12} spürbar reagiert; eine Absenkung von A_{12} auf 10% des vollen Wertes bringt eine Frequenzverminderung auf ~90% des Anfangswertes.

Das Hystereseverhalten der Co/Pd/Co-Schichten soll hier nicht betrachtet werden, da kein Unterschied zu dem im folgenden

beschriebenen Co/Au/Co-System auftrat; die dort ausführlich diskutierten Ummagnetisierungsvorgänge gelten analog für die bisher betrachteten Proben.

Die Co/Au/Co-Doppelschichten wurden in unserem Labor hergestellt. Um zunächst eine von der Schwingquarzanzeige unabhängige Aussage über die relative Dicke der Zwischenschichten der verschiedenen Proben untereinander zu erhalten, wurde jeweils vor und nach dem Aufdampfen der Gold-Schicht ein Auger-Spektrum aufgenommen. Analysiert wurden die Emissionsströme der Co-Augerelektronen mit Energie 53 eV und 775 eV. Wir bezeichnen diese Emissionsströme für die freie Co-Oberfläche mit $I_0(\text{Co}, 53 \text{ eV})$ und $I_0(\text{Co}, 775 \text{ eV})$ und für die mit Gold bedampfte Co-Oberfläche mit $I(\text{Co}, 53 \text{ eV})$ und $I(\text{Co}, 775 \text{ eV})$. In Abb. 22 ist das Verhältnis dieser Emissionsströme zueinander - $\frac{I}{I_0}(\text{Co}, 53)$ und $\frac{I}{I_0}(\text{Co}, 775)$ - gegen die Dicke der Goldschicht für eine Eichprobe aufgetragen. Der Aufdampfvorgang wurde bei dieser Eichung für die Messung des Auger-Elektronenstromes unterbrochen. Es wurde mit konstanter Rate aufgedampft ($<0.1 \text{ A/sec}$). Die Messung erfolgte in gleichen Zeitabständen; die zugeordnete Au-Schichtdicke wurde anhand der Schwingquarzanzeige nach dem letzten Aufdampfvorgang bestimmt. Unter der Annahme statistischer Bedeckung kann man für die Abnahme des Emissionsstromes einer mit einem Adsorbat bedeckten Oberfläche ein Exponentialgesetz der Form $I = I_0 \exp(-z/z_0)$ annehmen [38]; z_0 bezeichnet die sogenannte mittlere Fluchttiefe der Auger-Elektronen, z die Dicke der Adsorbatschicht. Palmberg und Rhodin [23] haben z_0 für eine mit Silber bedampfte Au-Schicht zu $z_0(72 \text{ eV}) \approx 0.4 \text{ nm}$ und $z_0(363 \text{ eV}) \approx 0.8 \text{ nm}$ bestimmt. An den Verlauf von $\frac{I}{I_0}(775 \text{ eV})$ in Abb. 22 läßt sich eine solche Exponentialfunktion anpassen. Man erhält eine mittlere Fluchttiefe von $\sim 0.8 \text{ nm}$. Der Verlauf für die niederenergetischen Co-Augerelektronen folgt keinem solch einfachen Exponentialgesetz. Ein Abfall des Emissionsstromes auf $\frac{1}{e} I_0$ wird aber bei 0.3 nm gemessen, bei einer Bedeckung von $d_{\text{Au}} > 0.6 \text{ nm}$ sind keine Co-Augerelektronen mit einer Energie von 53 eV mehr nachzu-

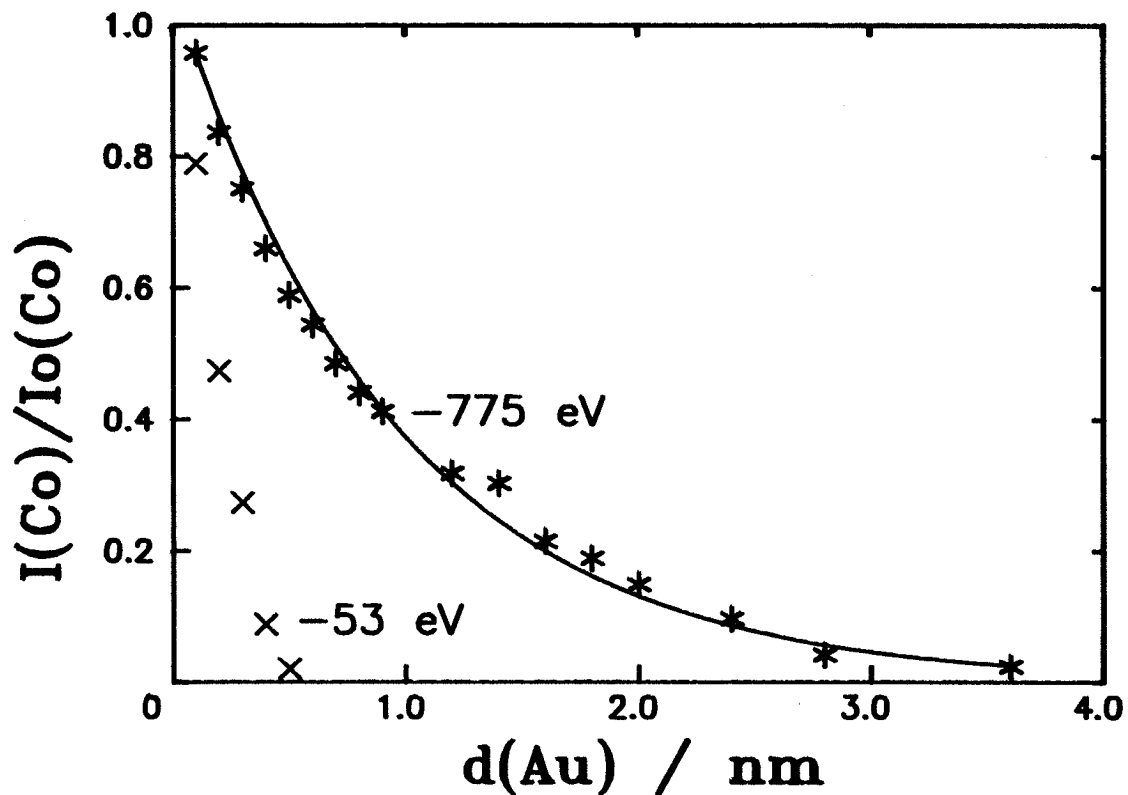


Abb. 22 - Relativer Co-Augerelektronenstrom in Abhängigkeit von der Goldbedeckung; an die Werte für Augerelektronen mit der Energie von 775 eV wurde eine Exponentialfunktion angepaßt.

weisen. Man kann daher davon ausgehen, daß die Au-Schicht statistisch und damit ohne Inselbildung wächst und schon bei Dicken weit unterhalb von 0.6 nm die Co-Schicht vollkommen abdeckt.

Als erstes wurde nun auch bei diesen Schichten das Verhalten der auftretenden Spinwellenmoden in Abhängigkeit von der Dicke der Gold-Zwischenschicht mit Hilfe von inelastischer Lichtstreuung untersucht. In Abb. 20b sind einige ausgewählte Spektren für verschiedene Werte von d_{Au} zusammengestellt. Bei den Messungen lag ein Feld in Schichtebene senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes von $B_0 = 0.1$ T an; die Proben sind alle in Feldrichtung gesättigt. Gekennzeichnet ist wieder die Austauschmode und die berechnete Lage der Austauschmode für ver-

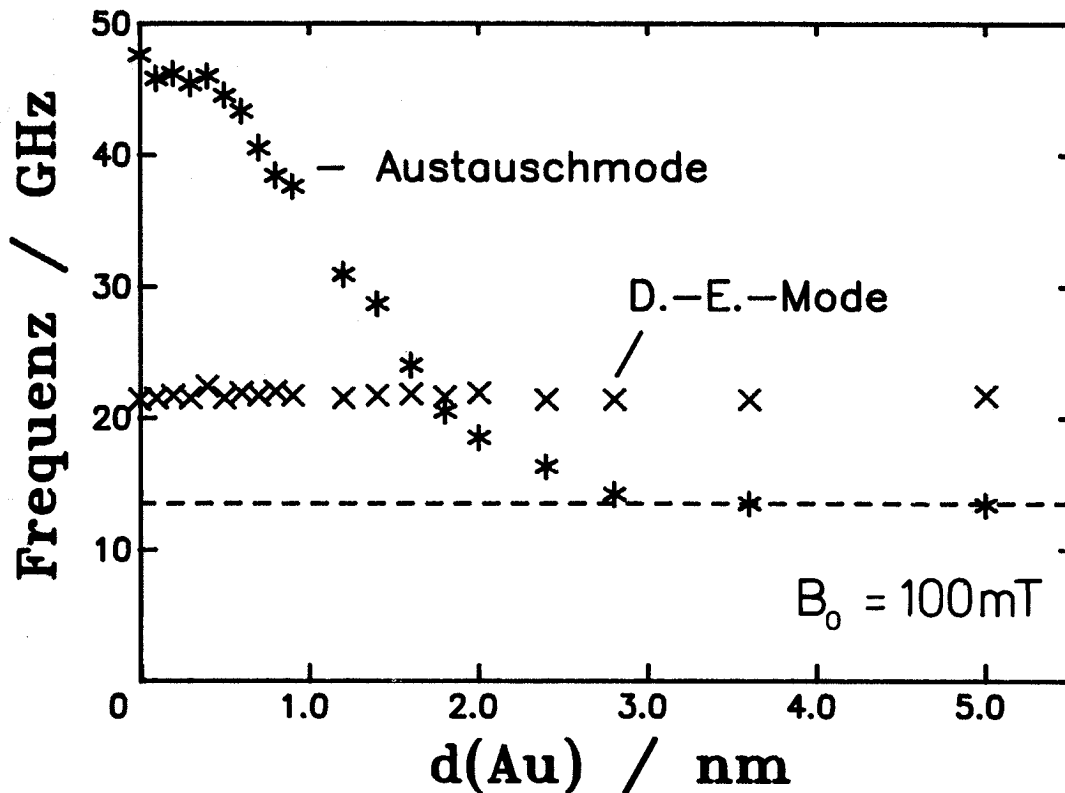


Abb. 23 - Spinwellenfrequenzen in Abhängigkeit der Gold-Zwischenschichtdicke. Die durchbrochene Linie zeigt die berechnete Lage der Austauschmode für verschwindenden Zwischenschichtaustausch an

schwindende Austauschkopplung A_{12} . Die Frequenzen sind in Abb. 23 gegen die Gold-Schichtdicke aufgetragen. Der Verlauf ist analog zu den Co/Pd/Co-Schichten. Bei einer Dicke von $d_{\text{Au}} \approx 3 \text{ nm}$ sind die Co-Schichten entkoppelt; die Lage der Austauschmode ändert sich oberhalb dieser Dicke nicht mehr.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß zwei Co-Schichten über eine dünne, nichtmagnetische Trennschicht aus Pd oder Au eine stark positive Austauschkopplung erfahren, die mit zunehmender Trennschichtdicke monoton abnimmt und bei der Dicke von $d_{\text{Pd,Au}} \approx 3 \text{ nm}$ verschwindet.

Über die Art der Kopplung kann man aus diesen Ergebnissen keine neuen Erkenntnisse gewinnen. Sowohl der Frequenzverlauf der Austauschmode wie auch die daraus bestimmte Reichweite der Austauschkopplung von ca. 3 nm stimmen mit den an polykristallinen Fe/X/Fe-Doppelschichten mit $X=\text{Pd}, \text{Au}, \text{Ag}, \text{Cu}$ [4] und Permalloy|X|Permalloy mit $X=\text{Pd}, \text{Au}, \text{Ag}$ [3] gewonnenen Resultaten überein. Dort wird vermutet, daß die Austauschwechselwirkung durch die Leitungselektronen vermittelt wird wie bei der RKKY-Wechselwirkung in Metallen [2]. Frühere Versuche, Austauschkopplung zu untersuchen, zeigten nur Kopplungseffekte, die auf Löcher in den Zwischenschichten und dadurch bedingte ferromagnetische Brücken zwischen den ferromagnetischen Schichten zurückzuführen waren [37].

Betrachten wir nun das Ummagnetisierungsverhalten der Co/Au/Co-Schichten. Man erwartet bei Raumtemperatur keine Einflüsse der Kopplung auf dieses Verhalten, da der Zwischenschichtaustausch zwei magnetisch gleichartige Schichten positiv koppelt. Die Co-Schichten sollten sich im Bereich wirksamer Kopplung wie eine einzelne Co-Schicht doppelter Dicke verhalten. Abb. 24 zeigt die Kerr-Hysteresen für eine koppelnde ($d_{\text{Au}}=1.5 \text{ nm}$) und eine entkoppelte ($d_{\text{Au}}=5 \text{ nm}$) Co/Au/Co-Doppelschicht. Ebenfalls gezeigt ist der Verlauf des Magnetowiderstandes R_M'' mit $I \parallel B_0$. Auch der Verlauf von $R_M^\perp$ mit $I \parallel B_0$ wurde gemessen (nicht gezeigt). Der anisotrope Effekt $\Delta R = R_M'' - R_M^\perp$ ist in Tabelle 4 angegeben. Wie man sieht, erfolgt die Ummagnetisierung wie bei der 20 nm dicken Co-Schicht über eine Kombination von Dreh- und Wandverschiebungsprozessen. Die Koerzitivfeldstärken kann man sowohl aus der Kerr-Hysterese wie auch aus der Magnetowiderstandsmessung bestimmen zu $B_C(d_{\text{Au}}=1.5 \text{ nm})=2.5 \text{ mT}$ und $B_C(d_{\text{Au}}=5 \text{ nm})=2 \text{ mT}$. Die Sättigungsfeldstärken kann man wieder genauer aus den Widerstandshysteresen ablesen zu $B_S(d_{\text{Au}}=1.5 \text{ nm})=30 \text{ mT}$ und $B_S(d_{\text{Au}}=5 \text{ nm})=15 \text{ mT}$. Die Probe mit der dünneren Au-Zwischenschicht zeigt die höheren Werte für B_C und B_S ; dies ist wahrscheinlich auf Wachstumsstörungen zurückzuführen und nicht mit der Kopplung

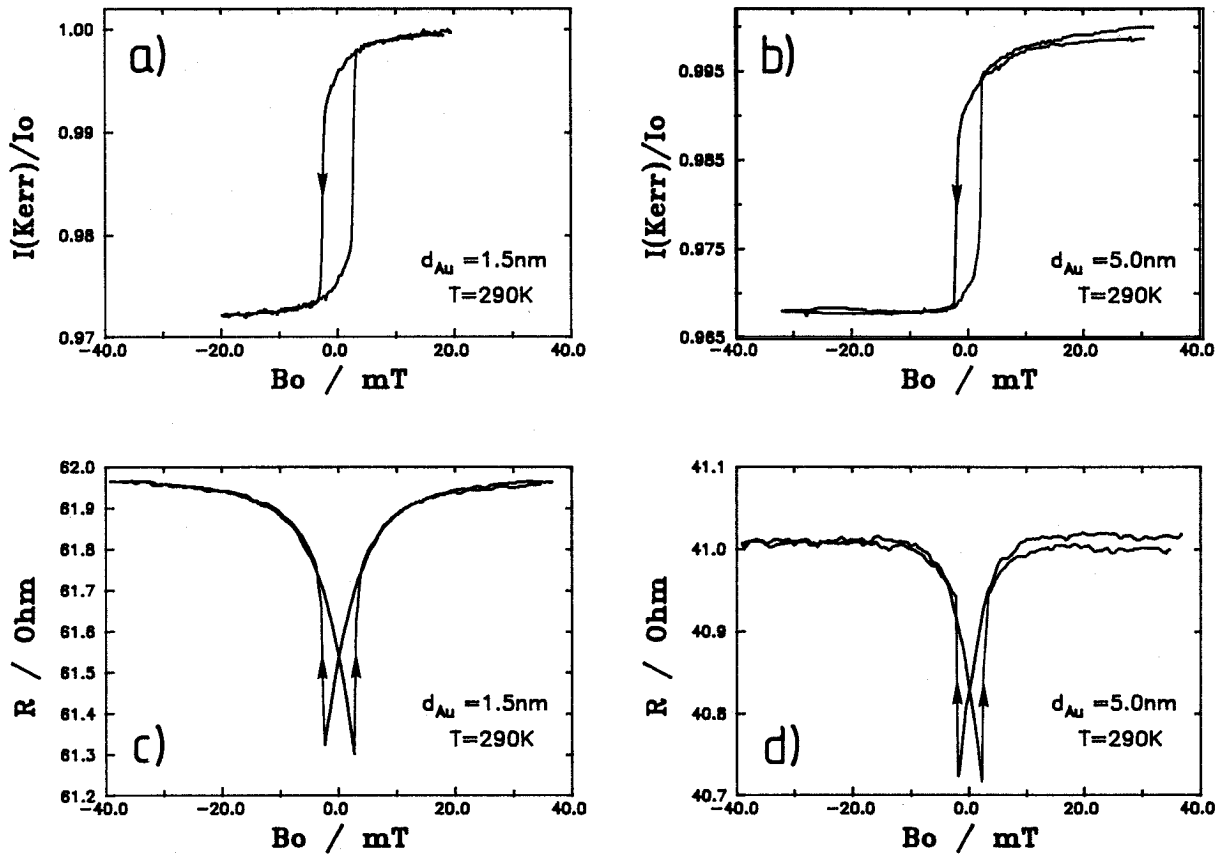


Abb. 24 - Hysteresemessungen an zwei Co/Au/Co-Schichten unterschiedlicher Golddicke mit $d_{Co} = 10 \text{ nm}$; a) und b) zeigen die Kerr-Hysteresen, c) und d) die Magnetowiderstandshysteresen

in Verbindung zu bringen, da keine systematische Veränderung von B_C und B_S mit d_{Au} zu beobachten war. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Widerstandswerten in Tabelle 4 im Vergleich mit einer Co-Einzelschicht der Dicke $d_{Co} = 20 \text{ nm}$ aufgeführt.

Tabelle 4 - Charakteristische Feldgrößen und Magnetowiderstandsdaten von Co/Au/Co-Doppelschichten mit $d_{\text{Co}}=10$ nm je Einzelschicht bei Raumtemperatur

$d_{\text{Au}}[\text{nm}]$	$B_{\text{C}}[\text{mT}]$	$B_{\text{S}}[\text{mT}]$	$R_0[\Omega]$	$\Delta R[\Omega]$	$\frac{\Delta R}{R_0}[\%]$
0	2	15	52.68	0.97	1.84
1.5	2.5	30	61.43	0.81	1.31
5.0	2	15	40.64	0.57	1.41

Aus dieser Tabelle kann man ersehen, daß der Widerstand R_0 der koppelnden Co/Au/Co-Schicht mit $d_{\text{Au}}=1.5$ nm gegenüber dem Widerstand der Co-Einfachschicht erhöht ist. Dies ist auf zusätzliche Streuprozesse der Elektronen an den Co/Au-Grenzflächen zurückzuführen. Wegen des erhöhten allgemeinen Widerstandes ist das Anisotropieverhältnis $\frac{\Delta R}{R_0}$ verringert. Bei der entkoppelten Schicht ist der Widerstand R_0 erniedrigt. Hier überwiegt die Zunahme der Gesamtschichtdicke und der damit verminderte Widerstandsbeitrag durch Oberflächenstreuung die Widerstandserhöhung durch Streuprozesse an den Co/Au-Grenzflächen. Der anisotrope Magnetowiderstandseffekt ΔR nimmt mit zunehmender Au-Schichtdicke ab wegen des damit zunehmenden Anteils nichtmagnetischen Materials in der Schicht. Dies führt bei der Probe mit 5 nm dicker Goldschicht trotz Erniedrigung des Widerstandes R_0 zu einer Absenkung des Anisotropieverhältnisses gegenüber der Co-Einzelschicht.

Wie erwartet sieht man bei den Hysteresemessungen bei Raumtemperatur keinen Einfluß der Kopplung. Die gleichen Messungen wurden daher bei $T=80$ K (Magnetowiderstand) bzw. $T=130$ K (Kerr-Hysteresese) wiederholt. Für diese Messungen wurde folgende Überlegung zugrunde gelegt:

Bei den Doppelschichtproben ist nur die Oberfläche der oberen Co-Schicht oxidiert; die untere Co-Schicht ist Oxid-frei. Der

Schichtaufbau ist damit schematisch darzustellen als Co/Au/Co/CoO. Wie wir im vorigen Kapitel beschrieben haben, bewirkt die CoO-Schicht in der angrenzenden Co-Schicht eine unidirektionale Anisotropie, wenn man die Proben in einem zur Sättigung der Co-Schichten ausreichend starken äußeren Feld unter die Neeltemperatur von CoO abkühlt. Sind nun die beiden Co-Schichten durch eine genügend dicke Goldschicht getrennt und damit austauschentkoppelt, sollte die Oxid-freie untere Co-Schicht das Ummagnetisierungsverhalten einer isotropen Schicht zeigen, während die obere, mit CoO in Kontakt befindliche Co-Schicht die unidirektionale Anisotropie zeigt, die in einer 10 nm dicken Co-Schicht beobachtet wird. Setzt nun bei abnehmender Zwischenschichtdicke die Austauschkopplung ein, so sollte diese auch der unteren Schicht eine unidirektionale Anisotropie aufprägen. Gleichzeitig sollte diese Anisotropie in der oberen Schicht durch die positive Kopplung verringert werden. Bei starker Kopplung sollte dies dazu führen, daß die Schichten im Gegenfeld gleichzeitig ummagnetisieren, wobei die unidirektionale Anisotropie ungefähr die gleiche Stärke wie bei einer 20 nm dicken Co-Einzelschicht haben sollte.

In Abb. 25 sind sowohl die Kerrhysteresen wie auch die Magnetowiderstandsmessungen für eine gekoppelte ($d_{\text{Au}}=1.5$ nm) und eine entkoppelte ($d_{\text{Au}}=5$ nm) Co/Au/Co-Doppelschicht gezeigt. Hier sei nochmals darauf hingewiesen, daß die charakteristischen Feldgrößen aus Kerr-Hysterese und Widerstandsverlauf nicht miteinander verglichen werden können wegen der unterschiedlichen Temperaturen.

In den Kerr-Hysteresen sieht man deutlich das erwartete Verhalten. Wir betrachten jeweils nur den Hinlauf ($+B_0 \rightarrow -B_0$) des Feldes, da bei allen Proben der schon beschriebene "Trainings-effekt" auftrat.

Bei der koppelnden Co/Au/Co-Schicht mit $d_{\text{Au}}=1.5$ nm sieht man nur einen Ummagnetisierungssprung; die Koerzitivfeldstärke beträgt $B_c=36$ mT bei einer Temperatur von $T \approx 130$ K. Dieser Wert

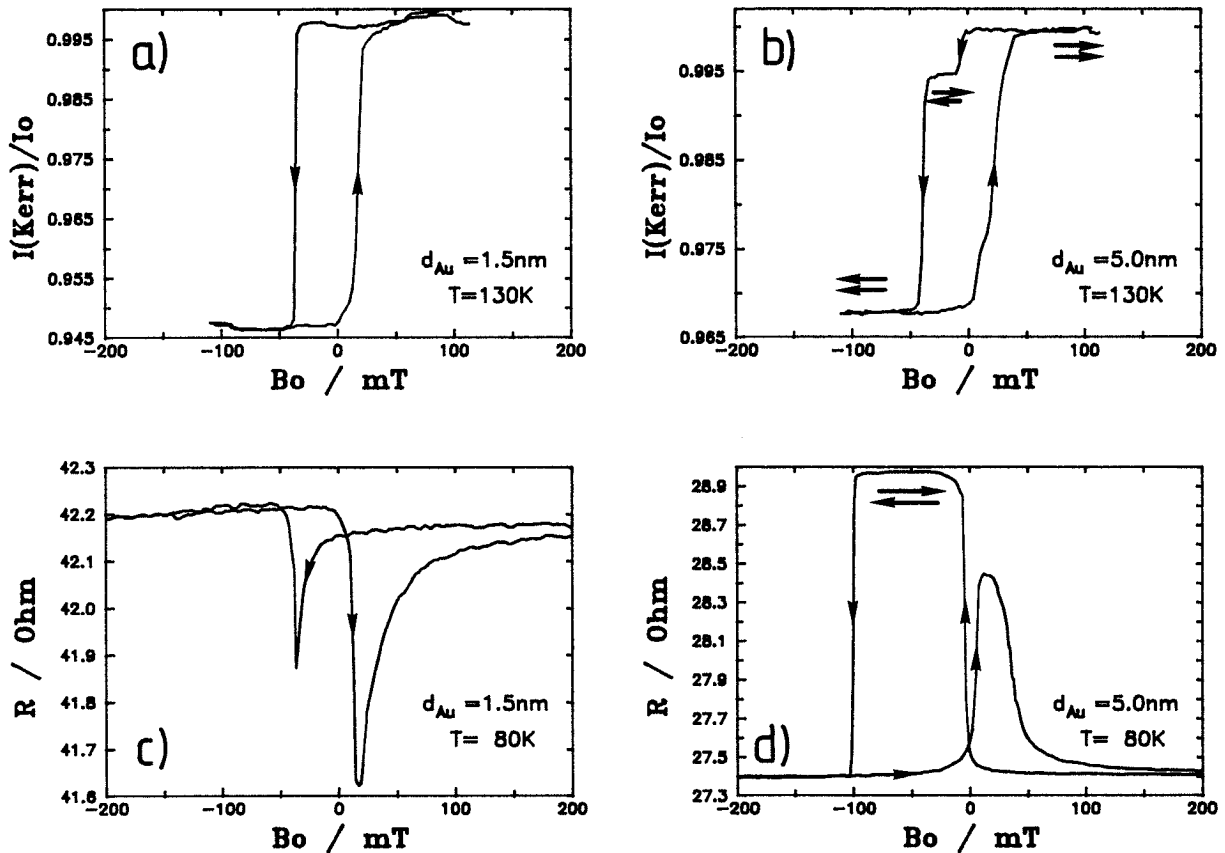


Abb. 25 - Hysteresemessung an zwei Co/Au/Co-Schichten unterschiedlicher Golddicke mit $d_{Co}=10 \text{ nm}$, die im Feld abgekühlt wurden; a) und b) zeigen die Kerr-Hysteresen, c) und d) die Magnetowiderstandshysteresen. Die Pfeile zeigen die Orientierung der Magnetisierung in den einzelnen Cobalt-Schichten.

liegt unterhalb der Koerzitivfeldstärke der 10 nm dicken Co-Einzelschicht $B_c(d_{Co}=10 \text{ nm})=110 \text{ mT}$. Die Wirkung der unidirektionalen Anisotropie auf die obere Co-Schicht wird durch die Zwischenschichtaustauschkopplung mit der unteren Schicht vermindert, während die untere Schicht gleichzeitig eine unidirektionale Anisotropie gleicher Größe aufgeprägt bekommt. Dieses Verhalten sehen wir auch im Magnetowiderstandsverlauf; die Koerzitivfeldstärke beträgt hier $B_c=40 \text{ mT}$ bei einer

Temperatur von $T \approx 80$ K. Die Änderung des Widerstandes während der Ummagnetisierung ist gegenüber dem Feldrücklauf ($-B_0 \rightarrow +B_0$) wiederum stark vermindert, was darauf hindeutet, daß die Ummagnetisierung hauptsächlich über Domänen-Wandverschiebung abläuft, wobei die Magnetisierungsrichtung in den Domänen vorzugsweise parallel zum äußeren Feld und damit zur Stromrichtung liegt. Die Koerzitivfeldstärke und der anisotrope Widerstandseffekt ist für die Schichten mit $d_{Au} = 0, 1.5$ und 5 nm in Tabelle 5 zusammengefaßt. Zu beachten ist, daß die aus der Kerr-Hysteresese bestimmten Werte wegen der Temperaturschwankungen untereinander nur schlecht zu vergleichen sind. Bei diesen Messungen kam es uns mehr darauf an, eine qualitative Aussage über die Ummagnetisierungsvorgänge zu erhalten.

Tabelle 5 - Koerzitivfeldstärken und anisotroper Widerstandseffekt, gemessen am Schichtsystem Co/Au/Co; $T=130$ K für Kerr-Hysteresese, $T=80$ K für Magneto-widerstands-Hysteresese

d_{Au} [nm]	T [K]	B_{C1} [mT]	B_{C2} [mT]	$\frac{R_{max}-R_{ }}{R_{ }}$ [%]	$\frac{\Delta R}{R_0}$ [%]
0	80	-	40	-	2.65
1.5	80	-	40	-	2.34
5	80	5	105	5.79	1.64
0	130	-	24	-	-
1.5	130	-	36	-	-
5	130	8	40	-	-

Bei der Probe mit einer 5 nm dicken Gold-Trennschicht treten zwei Ummagnetisierungssprünge in der Kerrhysteresese auf. Der Sprung mit der kleineren Intensitätsänderung ist der unteren Schicht zuzuordnen, da die Intensität des von dieser Schicht reflektierten Lichtes bei der Transmission durch die darüber

liegenden Schichten stark abgeschwächt wird. Man kann die Hysterese so interpretieren, daß in dem zwischen den beiden Intensitätsänderungen liegenden Feldbereich die Co-Schichten relativ zueinander antiparallel magnetisiert sind. Dies ist mit den beiden Pfeilen in der Abb. 25 gekennzeichnet. Die Antiparallelstellung der Magnetisierung konnte aus meßtechnischen Gründen nicht mit Hilfe der Lichtstreuung nachgewiesen werden.

In dem Feldbereich zwischen den beiden Ummagnetisierungssprüngen ist bei der Widerstandsmessung eine starke Erhöhung des Widerstandswertes festzustellen. Der Effekt beträgt, bezogen auf den Widerstand der parallel zur Stromrichtung gesättigt magnetisierten Probe $\frac{\Delta R}{R_{\parallel}} = 5.79\%$ bei $T=80$ K.

Eine solche Widerstandserhöhung bei antiparallel magnetisierten Doppelschichten hat auch Binasch [21] am System Fe/Cr/Fe gefunden; durch weitere Messungen von Saurenbach [19] an diesem System wurde die Korrelation von Widerstandserhöhung und antiparallelem Magnetisierungszustand in Doppelschichten bestätigt. Als mögliche Erklärung wird ein Einfluß der Spinflipstreuung angenommen. Die Leitfähigkeit in den 3d-Metallen wird im wesentlichen durch die Elektronen in den s-Bändern aufgrund der gegenüber den d-Elektronen geringeren effektiven Masse bestimmt. Diese s-Elektronen - im folgenden Leitungselektronen genannt - werden durch Streuung an den durch die Austauschwechselwirkung polarisierten d-Zuständen ebenfalls polarisiert. Da die Leitungselektronen in den s-Bändern leicht die Goldschicht durchqueren können, können Spinflip-Streuprozesse den Widerstand erhöhen, wenn diese polarisierten Leitungselektronen in der antiparallel magnetisierten Co-Schicht in d-Zustände gestreut werden. Dies setzt allerdings voraus, daß die Spinpolarisation der Leitungselektronen in der Goldschicht nicht durch Streuprozesse zerstört wird.

Folgt man dieser Erklärung für die Widerstandserhöhung in antiparallel magnetisierten entkoppelten Co/Au/Co-Doppel-

schichten, so ergibt sich daraus eine Konsequenz für die Art der Zwischenschichtkopplung. Wie weiter oben beschrieben, nimmt man allgemein an, daß die Austauschkopplung vom RKKY-Typ ist, d.h. über die Polarisierung von Leitungselektronen vermittelt wird. Da aber die Polarisierung der Leitungselektronen auch bei einer 5 nm dicken Gold-Zwischenschicht offenbar erhalten bleibt, während die Austauschkopplung schon bei einer Gold-Schichtdicke von 3 nm verschwindet, kommen die Leitungselektronen als Vermittler der Kopplung nicht mehr in Frage.

III.3 Messungen am Doppelschichtsystem Co/Cr/Co

Bei der Herstellung der Co/Cr/Co-Schichten wurde wiederum zunächst der Augerelektronenstrom der Co-Augerelektronen in Abhängigkeit der Dicke der bedeckenden Cr-Schicht aufgenommen. In Abb. 26 ist das Verhältnis I/I_0 der Elektronenströme vor und nach dem Aufdampfen von Cr gegen die Cr-Schichtdicke für die beiden Augerelektronen mit der Energie 53 eV und 775 eV für eine Eichprobe aufgetragen. Diese Eichmessung wurde wie bei den Co/Au/Co-Schichten vorgenommen. An beide Verläufe lassen sich gut Exponentialgesetze der Form $I/I_0 = \exp(-z/z_0)$ anpassen; man erhält für die mittlere Fluchttiefe die Werte $z_0(53 \text{ eV}) = 0.4 \text{ nm}$ und $z_0(775 \text{ eV}) = 1.2 \text{ nm}$. Da das Exponentialgesetz für statistische Bedeckung mit einem Adsorbat gilt, kann hier ausgeschlossen werden, daß beim Bedampfen mit Chrom Inselbildung auftritt. Die Bedeckung der Co-Oberfläche mit Chromatomen erfolgt statistisch; bei einer Chromdicke von einigen 0.1 nm sollte die Co-Schicht vollständig bedeckt sein. Mit Hilfe der Eichkurve konnte anhand der Augermessung bei den einzelnen Proben die Zwischenschichtdicke bestimmt werden.

Zunächst wurde wieder die Frequenz der Austauschmode mit Hilfe von Lichtstreuung für verschiedene Cr-Zwischenschichtdicken bestimmt; die Dicke der Co-Schichten betrug wie bei den vorher betrachteten Doppelschichtsystemen je Einzelschicht 10 nm.

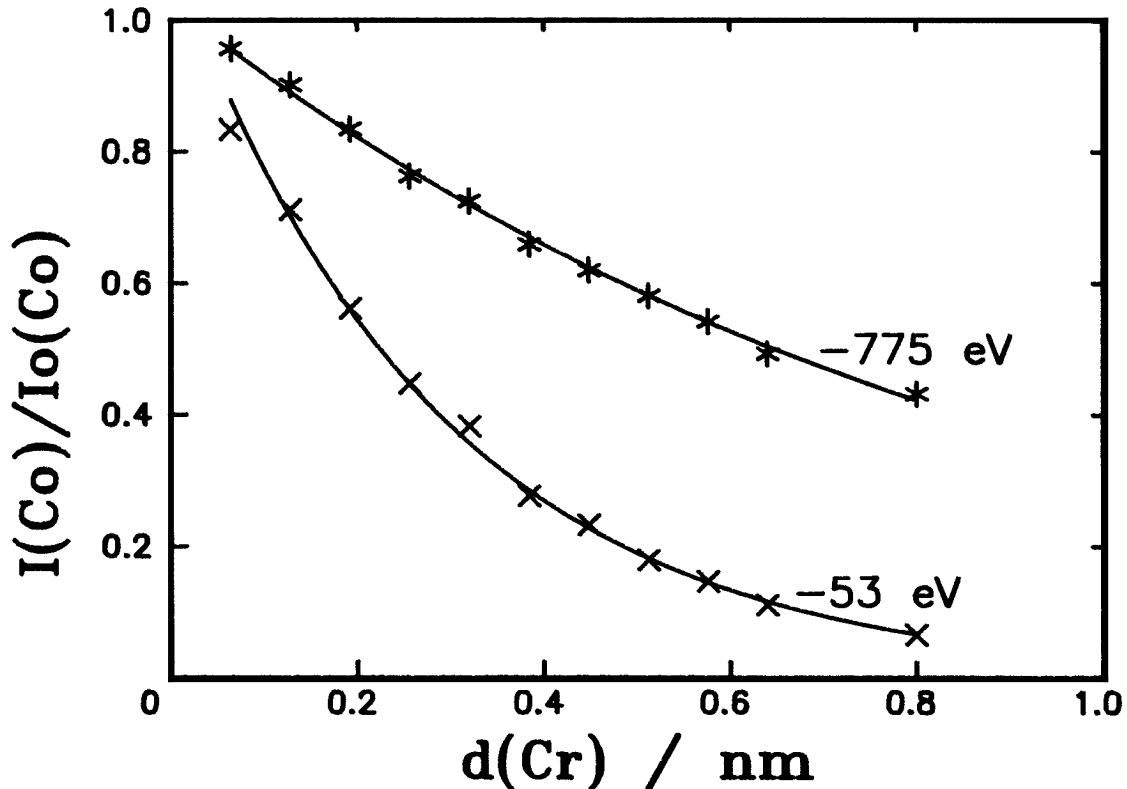


Abb. 26 - Relativer Co-Augerelektronenstrom in Abhängigkeit von der Chrombedeckung; an die Meßwerte wurden Exponentialfunktionen angepaßt.

Abb. 27 zeigt einige ausgewählte Spektren; eingezeichnet ist die berechnete Lage der Austauschmode für verschwindenden Zwischenschichtaustausch $A_{12}=0$. Die Frequenzen der Austausch- und der Oberflächenmode sind in Abb. 28 gegen die Cr-Zwischenschichtdicke aufgetragen. Man sieht, daß die Frequenz der Austauschmode mit wachsender Cr-Dicke deutlich schneller abgesenkt wird als bei den bisher betrachteten Systemen. Im Bereich $0.7 \text{ nm} \leq d_{\text{Cr}} \leq 0.9 \text{ nm}$ sieht man eine Verschiebung dieser Mode zu kleineren Frequenzen als der für die Austauschmode des entkoppelten Systems berechneten. Dies entspricht nach den Berechnungen von Vohl [11] einer negativen Austauschkonstante $A_{12} < 0$. Aus Abb. 4 in Kap.1.1 bestimmen wir $A_{12} \approx 1 \times 10^{-4} \text{ J/m}^2$. Ab einer Zwischenschichtdicke von $d_{\text{Cr}} \geq 1 \text{ nm}$ sind die Schichten entkoppelt, d.h. $A_{12}=0$.

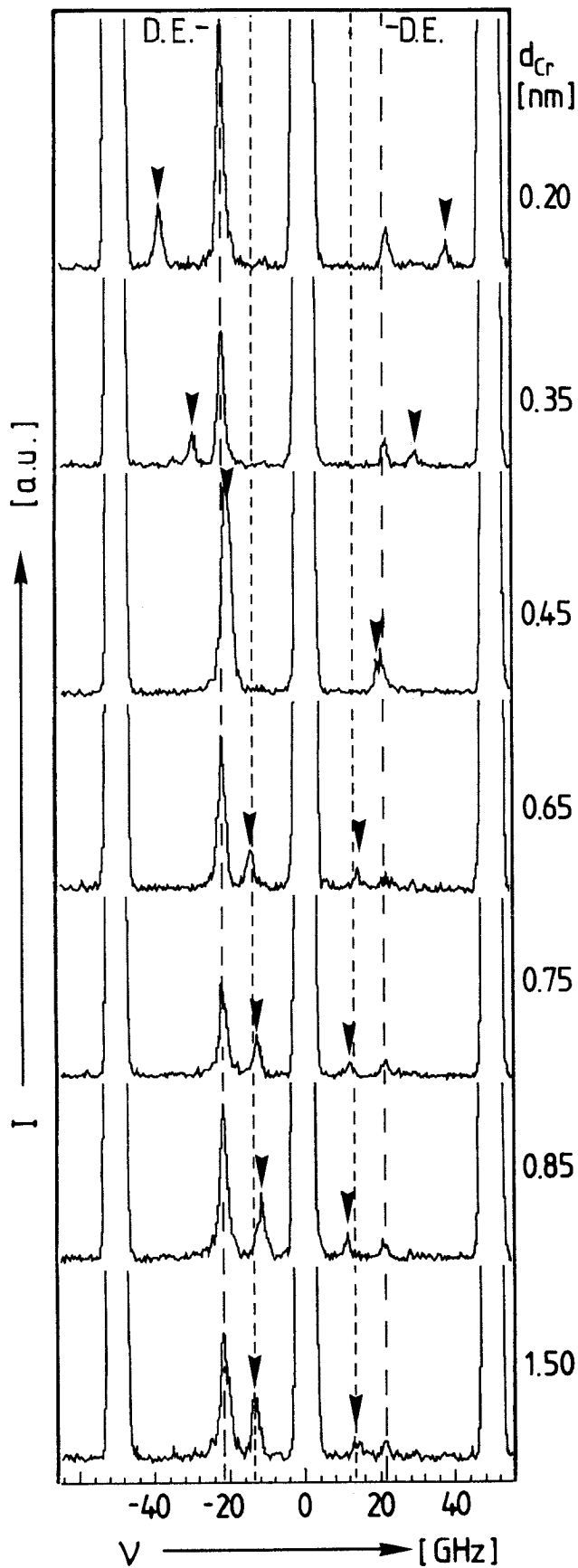


Abb. 27 - Spinwellen-
spektren, gemessen am
Schichtsystem Co/Cr/Co bei
einem äußeren Feld von
 $B_0=100$ mT. Die durch-
brochenen Linien zeigen die
berechnete Lage der Aus-
tauschmode für ver-
schwindende Zwischen-
schichtaustauschkopplung
sowie der D.E. Mode an; die
Austauschmode ist
mit einem Pfeil markiert

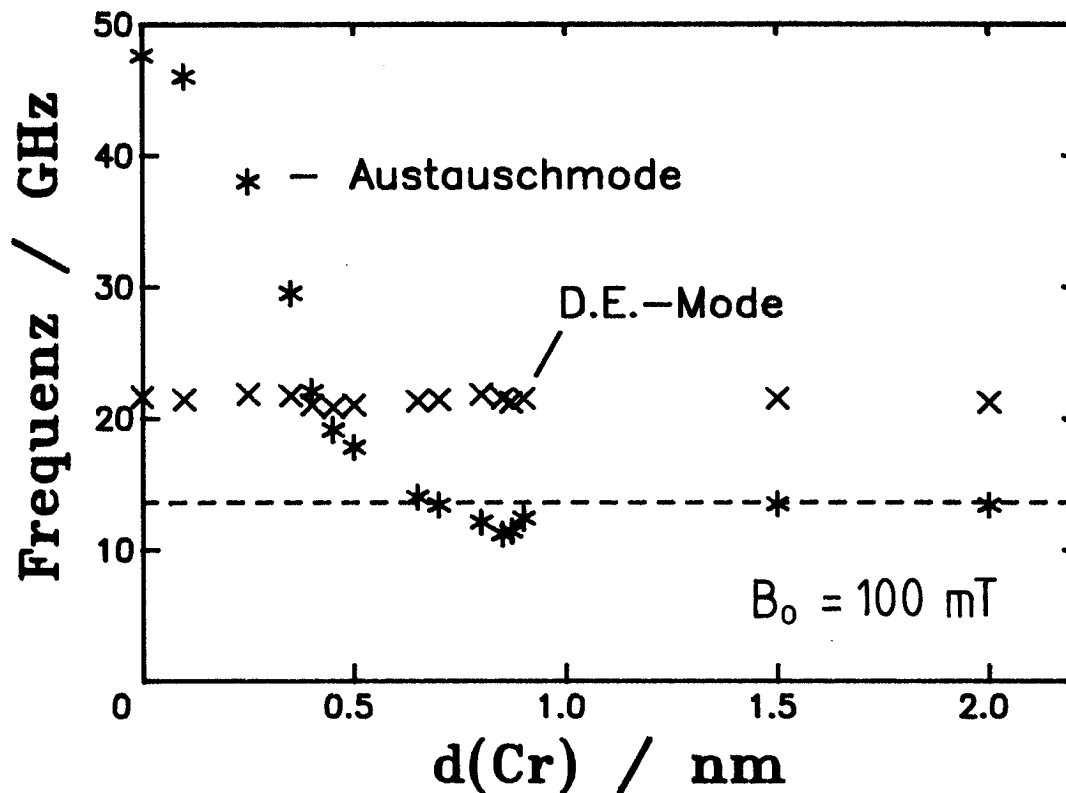


Abb. 28 - Spinwellenfrequenzen in Abhängigkeit der Chrom-Zwischenschichtdicke. Die durchbrochene Linie zeigt die Lage der Austauschmode für verschwindenden Zwischenschichtaustausch an

Eine negative Austauschkonstante für die Zwischenschichtkopplung wurde auch an epitaktischen Fe/Cr/Fe-Schichten gefunden [5]; dort war der Effekt allerdings um einen Faktor 5 stärker. Neuere Messungen von Saurenbach zeigen auch an polykristallinen Fe/Cr/Fe- und Py/Cr/Py-Doppelschichtsystemen (Py=Permalloy) eine negative Zwischenschichtaustauschkopplung [39]; der Effekt war bei diesen polykristallinen Systemen ähnlich klein wie bei den hier betrachteten Proben.

Die negative Austauschkopplung führt bei den epitaktischen Fe/Cr/Fe-Schichten dazu, daß sich die Magnetisierungen in den beiden Fe-Schichten im Nullfeld antiparallel stellen. Eine solche Antiparallelstellung kann man, wie in Kap.II.1.2 be-

schrieben wird, mit Hilfe von Lichtstreuung nachweisen. Eine solche Untersuchung bei den negativ austauschgekoppelten Co/Cr/Co-Schichten zeigte, daß die Co-Schichten nicht antiparallel magnetisiert sind.

In der Hysterese zeigte sich bei diesen Proben jedoch ein drastischer Effekt. In Abb. 29 sind die Kerr- und die Magnetowiderstands-Hysteresen für eine Probe mit $d_{Cr}=0.8$ nm und negativem Zwischenschichtaustausch sowie für eine entkoppelte Doppelschicht mit $d_{Cr}=2$ nm dargestellt.

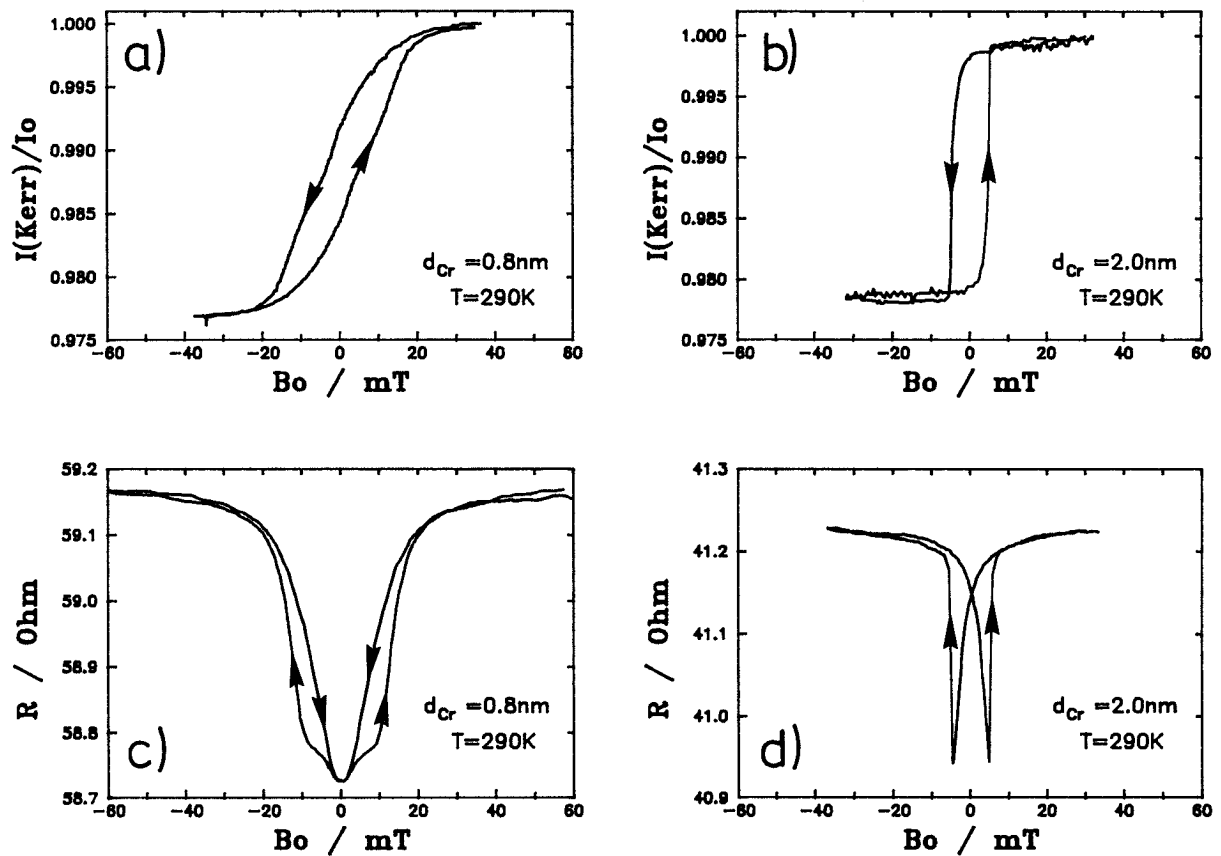


Abb. 29 - Hysteresemessung an einer negativ austauschgekoppelten ($d_{Cr}=0.8$ nm) und einer entkoppelten ($d_{Cr}=2$ nm) Co/Cr/Co-Doppelschicht. a), b) Kerr-Hysteresen; c), d) Magnetowiderstandshysteresen

Die entkoppelte Probe zeigt ganz normales Ummagnetisierungsverhalten. Die Ummagnetisierung verläuft wie bei den Einzelschichten über eine Mischung von Dreh- und Wandverschiebungsprozessen. Die Koerzitivfeldstärke beträgt $B_C = 5$ mT, die Sättigungsfeldstärke $B_S = 30$ mT.

Die Probe mit $d_{Cr} = 0.8$ nm und $A_{12} < 0$ zeigt dagegen ein ganz anderes Verhalten. Im Magnetowiderstandsverlauf wie in der Kerr-Hysteresese sieht man, daß die Ummagnetisierung schon weit im positiven Feld beginnt. Das Widerstandsminimum, bei dem man gewöhnlich die Koerzitivfeldstärke abliest, liegt sowohl für Feld-Hinlauf ($+B_0 \rightarrow -B_0$) als auch -rücklauf ($-B_0 \rightarrow +B_0$) bei $B'_C = 0$ mT. Sättigung wird erst bei $B_S \approx 60$ mT erreicht. Die Kerr-hysteresese zeigt eine starke Scherung; aus ihr bestimmt man die Koerzitivfeldstärke zu $B_C = 4.5$ mT. Allerdings muß in Frage gestellt werden, ob das Kerrsignal noch linear in der zum äußeren Feld parallelen Magnetisierungskomponente ist. Wie in Kap.II.2.2 beschrieben ist das magnetooptische Signal bei Doppelschichten mit unterschiedlichen Magnetisierungszuständen in den Einzelschichten nicht mehr auf einfache Weise zu deuten.

Die starke Scherung ist nicht auf eine Anisotropie in der Schicht zurückzuführen, da ihr Verlauf unabhängig von der Richtung des Feldes in Schichtebene war. Auch eine erhöhte uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Schichtebene ist als Erklärung der Hysteresese auszuschließen, da die Probe keine nennenswerte Remanenz in dieser Richtung zeigt.

Die Tatsache, daß man mit dem Widerstandsverlauf R_M'' nicht den Sättigungswert $R_{\perp}$ für den Zustand mit Magnetisierung senkrecht zur Feld- und Stromrichtung erreicht, deutet darauf hin, daß sich in der Probe beim Ummagnetisieren Domänen bilden. Nimmt man an, daß die durch das Chrom vermittelte negative Austauschkopplung eine Anisotropie hat, die von der Orientierung der Kristallite im Chrom oder im Cobalt abhängt, so könnte dies bewirken, daß die Magnetisierung der beiden Schichten im

Nullfeld in einzelnen Domänen zwar antiparallel orientiert ist, wobei aber die Richtung der Magnetisierung in den Domänen in den Einzelschichten nicht einheitlich, sondern über alle Richtungen in Schichtebene verteilt ist. Zur Sättigung der Probe im äußeren Feld muß die negative Austauschkopplung überwunden werden, was zu der starken Scherung der Hysterese führt.

Weiterhin muß man die Möglichkeit in Betracht ziehen, daß die Cr-Schichtdicke nicht gleichmäßig über die gesamte Fläche ist. Es ist denkbar, daß in der Probe Bereiche existieren, in denen d_{Cr} so klein ist, daß dort der Austausch positiv ist. Über die gesamte Cr-Zwischenschicht verteilt existieren dann Bereiche, über die die beiden Co-Schichten entweder positiv oder negativ austauschgekoppelt sind, so daß sich über die Probe gemittelt eine Konkurrenz aus ferromagnetischer und antiferromagnetischer Zwischenschichtaustauschkopplung ergibt. Das würde auch den relativ niedrigen Wert für $A_{12} < 0$ gegenüber den Fe/Cr/Fe-Schichten mit glatten, epitaktischen Cr-Zwischenschichten von Saurenbach [19] erklären.

Die aus den Messungen bestimmten Daten sind in Tabelle 6 zusammengefaßt.

Tabelle 6 - Koerzitiv- und Sättigungsfeldstärken sowie Magnetowiderstandsanisotropie für das Doppelschichtsystem Co/Cr/Co bei Raumtemperatur

$d_{Cr} [nm]$	$B_C [mT]$	$B_S [mT]$	$R_0 [\Omega]$	$\Delta R [\Omega]$	$\frac{\Delta R}{R_0} [\%]$
0	2	15	52.68	0.97	1.84
0.8	4.5(0)	60	58.73	0.66	1.12
2	5	30	40.92	0.47	1.15

Der in Klammern gesetzte $B_c(d_{Cr}=0.8 \text{ nm})$ -Wert ist der aus dem Widerstandsverlauf bestimmte Wert.

Der Widerstand verhält sich analog zu dem Co/Au/Co-Schichtsystem. Durch die Cr-Zwischenschicht wird zunächst der Widerstand erhöht aufgrund der zusätzlichen Streuung der Leitungselektronen an den Co/Cr-Grenzschichten; mit zunehmender Zwischenschichtdicke überwiegt aber die Absenkung des Widerstandes durch Erhöhung der Gesamtschichtdicke. Die Absenkung des anisotropen Magnetowiderstandseffektes ΔR mit d_{Cr} ist wesentlich stärker als bei den Co/Au/Co-Schichten.

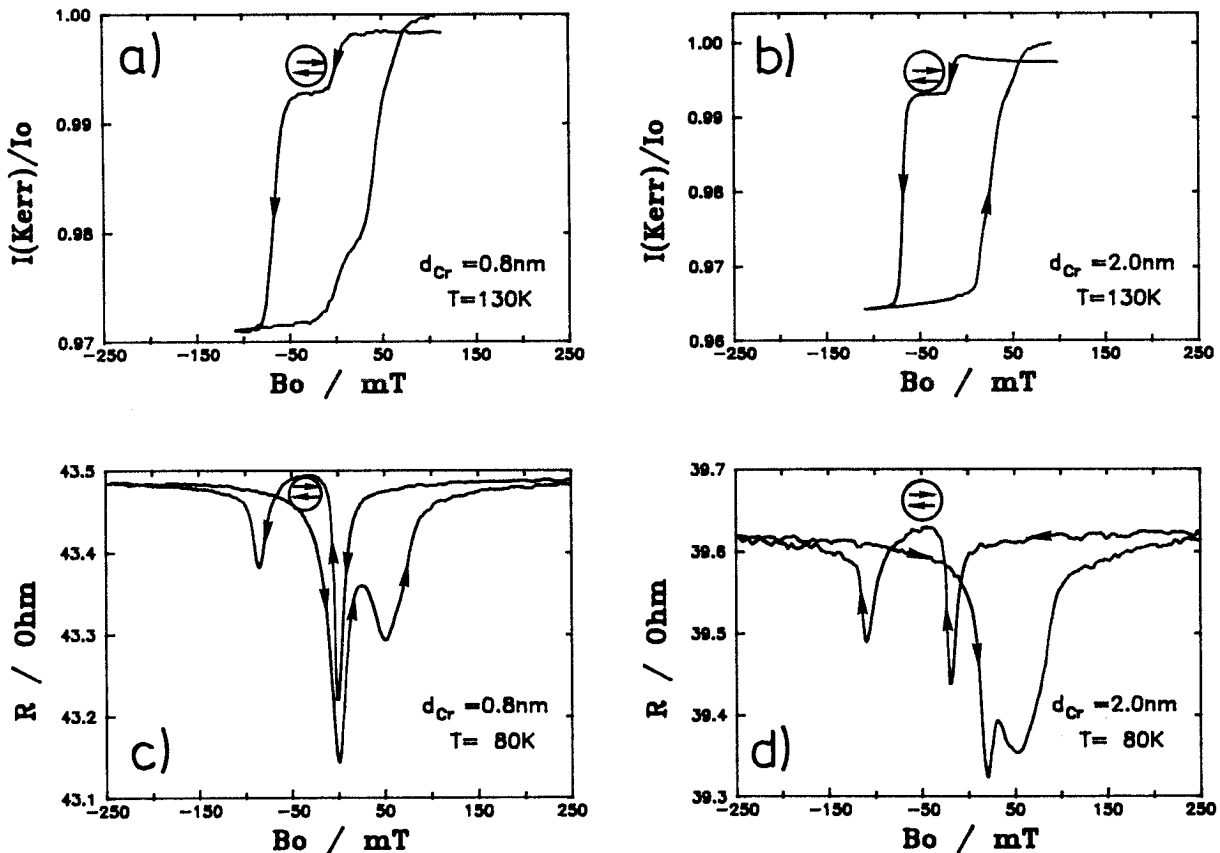


Abb. 30 - Hysteresemessung an einer negativ austauschgekoppelten ($d_{Cr}=0.8 \text{ nm}$) und einer entkoppelten ($d_{Cr}=2 \text{ nm}$) Co/Cr/Co-Doppelschicht. Beide Proben wurden im Feld abgekühlt. a), b) Kerr-Hysteresese; c), d) Magnetowiderstandshysteresese

Die Tieftemperaturmessungen sollten aufgrund der durch das oxidierte Cobalt verursachten Anisotropie eindeutigere Ergebnisse bzgl. des Ummagnetisierungsverhaltens zeigen. Auf den ersten Blick scheint dies auch der Fall zu sein. In Abb. 30 sind die Kerr-Hysteresen bei $T \approx 130$ K und die Magnetowiderstands-Hysteresen bei $T \approx 80$ K für die mit $A_{1,2} < 0$ gekoppelte und für die entkoppelte Schicht gezeigt. In der Kerr-Hysterese sieht man bei beiden Proben deutlich zwei Ummagnetisierungssprünge, wobei wiederum wie bei den Co/Au/Co-Schichten der Sprung mit der kleineren Intensitätsänderung einer Ummagnetisierung der unteren Schicht entsprechen sollte. Bei der Schicht mit $d_{Cr} = 0.8$ nm beginnt der Ummagnetisierungsvorgang noch im positiven Feld (bei dem Felddurchlauf $+B_0 \rightarrow -B_0$); ein zweiter Ummagnetisierungsprozess ist im Feldbereich $-50 \text{ mT} < B_0 < 80 \text{ mT}$ zu sehen. Die Koerzitivfeldstärke kann man zu $B_{C1} \approx 0 \text{ mT}$ und $B_{C2} \approx 66 \text{ mT}$ bei $T = 130 \text{ K}$ festlegen. Bei der entkoppelten Schicht mit $d_{Cr} = 2 \text{ nm}$ sieht man im wesentlichen das gleiche Verhalten. Der erste Ummagnetisierungsvorgang tritt hier aber erst im Gegenfeld auf. Die Koerzitivfeldstärken werden bestimmt zu $B_{C1} \approx 16 \text{ mT}$ und $B_{C2} \approx 70 \text{ mT}$. Die Interpretation scheint zunächst einfach zu sein. Die untere Schicht magnetisiert in beiden Fällen zuerst um, wobei die negative Austauschkopplung bei der Probe mit 0.8 nm dicker Cr-Zwischenschicht diese Ummagnetisierung in Richtung kleinerer Felder verschiebt; die Zwischenschichtkopplung vermittelt hier eine unidirektionale Anisotropie, die der Anisotropie der oberen Schicht entgegengerichtet ist. Bei der entkoppelten Schicht wirkt keine Anisotropie auf die untere Co-Schicht, so daß diese ungehindert ihre Magnetisierungsrichtung dem äußeren Feld folgend ändern kann. Die oberen, oxidierten Schichten magnetisieren auf Grund der aufgeprägten unidirektionalen Anisotropie erst bei wesentlich höheren Gegenfeldern um. Aus dieser naheliegenden Interpretation der Kerr-Hysteresen folgt wie schon bei der entkoppelten Co/Au/Co-Schicht, daß die Magnetisierungen der beiden Schichten in dem Feldbereich zwischen den beiden Ummagnetisierungsprozessen antiparallel orientiert sind. Für eine solche Anordnung erwarten wir wie

beschrieben eine starke Erhöhung des Widerstandes. Eine solche Erhöhung tritt aber im Widerstandsverlauf nicht auf. Vielmehr sehen wir im Feldhinlauf ($+B_0 \rightarrow -B_0$) zwei Bereiche, in denen der Widerstand erniedrigt wird wie bei den für Co-Einzelschichten beschriebenen Ummagnetisierungsprozessen. Die Koerzitivfeldstärke, die man aus den Widerstandsminima bestimmt, sind gut korreliert mit den aus den Kerr-Hysteresen bestimmten Daten; die Werte sind in Tabelle 7 zusammengefaßt.

Tabelle 7 - Koerzitivfeldstärken und anisotroper Magnetowiderstandseffekt, gemessen am Schichtsystem Co/Cr/Co; T=130 K für Kerr-Hysteresen, T=80 K für Magnetowiderstands-Hysteresen

d_{Cr} [nm]	T [K]	B_{c1} [mT]	B_{c2} [mT]	ΔR [Ω]	$\frac{\Delta R}{R_0}$ [%]
0	80	-	40	0.80	2.65
0.8	80	0	87	0.72	1.67
2.0	80	22	113	0.70	1.78
0	130	-	24	-	-
0.8	130	0	66	-	-
2.0	130	16	70	-	-

Aufgrund der zwei im Widerstandsverlauf auftretenden Ummagnetisierungsprozesse liegt es nahe, einen antiparallelen Magnetisierungszustand im Bereich zwischen den Magnetisierungssprüngen anzunehmen. Leider war es aus meßtechnischen Gründen nicht möglich, diesen wahrscheinlich antiparallelen Zustand mit Hilfe von Lichtstreuung zu widerlegen bzw. zu verifizieren. Es besteht aber zumindest bei der entkoppelten Co/Cr/Co-Schicht kein Grund, eine antiparallele Magnetisierungsstellung anzuzweifeln, da außer der beim Abkühlen aufgeprägten unidirektionalen keine weiteren Anisotropien auftreten bzw. beobachtet werden.

Ein Grund für das Fehlen der "Spinflip"-Effekt genannten Widerstandserhöhung im Co/Cr/Co-System könnte darin liegen, daß die polarisierten Leitungselektronen an der im Vergleich zur Fe/Cr-Grenzfläche wahrscheinlich rauhen Co/Cr Grenzfläche stark gestreut werden und dabei ihre Spinpolarisation und damit ihre "Information" bzgl. des Magnetisierungszustandes der Schicht, aus der sie kommen, verlieren.

IV. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Austauschkopplung von polykristallinen Cobalt-Doppelschichten aus Palladium, Gold und Chrom untersucht. Die Proben wurden durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellt. Eine Aussage über die relative Dicke der Zwischenschichten innerhalb einer Probenserie wurde durch die Messung der Intensität des Auger-Elektronenstroms der Co-Augerelektronen nach dem Aufdampfen der Zwischenschicht gewonnen.

Der Einfluß der Zwischenschichtaustauschkopplung auf die Spinwellenmoden wurde mit Hilfe von inelastischer Lichtstreuung an einem vorhandenen Meßaufbau untersucht. Die Ergebnisse wurden mit Berechnungen von Vohl et al. [11] verglichen. Um das Ummagnetisierungsverhalten der Doppelschichten bei Variation der Kopplung studieren zu können, wurde ein Meßplatz eingerichtet, an dem man unter Ausnutzung des magnetooptischen Kerr-Effektes magnetische Hysteresemessungen bei Temperaturen oberhalb 130 K durchführen kann. Ergänzend wurden Magnetowiderstands-Hysteresen an einer vorhandenen Apparatur gemessen.

Aus der Feld- und Schichtdicken-Abhängigkeit der Spinwellenfrequenzen wurden Sättigungsmagnetisierung, g-Faktor und Austauschkonstante von dünnen Cobalt-Einzelschichten bestimmt. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit bekannten Literaturwerten für massives Cobalt. Die aus den Hysteresemessungen bei Raumtemperatur bestimmten Koerzitivfeldstärken sind gegenüber aus der Literatur bekannten Werten für massives, polykristallines Material erhöht, was auf strukturelle Störungen in den Schichten hinweist. Eine Anisotropie in Schichtebene wurde nicht festgestellt.

Die Oberflächen der Co-Schichten sind oxidiert. CoO ist unterhalb $T=292$ K antiferromagnetisch. Durch Abkühlen im Feld trat aufgrund der Austauschkopplung an der Grenzfläche Co/CoO eine

unidirektionale Anisotropie in den Co-Schichten auf, die zu einer Verschiebung der Hysteresekurven führte. Durch mehrmaliges Ummagnetisieren der Probe wurde diese Anisotropie stark abgeschwächt.

Bei den Doppelschichten mit Pd- bzw. Au-Trennschichten wurde mit zunehmender Trennschichtdicke eine monoton abnehmende Zwischenschichtaustauschkopplung beobachtet. Bei Zwischenschichtdicken oberhalb 3 nm waren die Doppelschichten austauschentkoppelt. Das Ummagnetisierungsverhalten bei Raumtemperatur wurde durch die Kopplung nicht beeinflusst. Nach Abkühlen im Feld tritt in der oberen Co-Schicht die schon bei Einzelschichten beobachtete unidirektionale Anisotropie auf. Eine positive Austauschkopplung vermittelt auch der zweiten Co-Schicht diese Anisotropie, so daß beide Co-Schichten gleichzeitig ummagnetisieren sollten. Dies wurde auch beobachtet. Bei den entkoppelten Doppelschichten trat diese Anisotropie nur in der oberen Co-Schicht auf; in einem bestimmten Feldbereich wurde so eine antiparallele Stellung der Magnetisierung in den beiden Schichten erreicht. Dies führte zu einer starken Erhöhung des Widerstandes in diesem Feldbereich; als Erklärung dafür wurden Spinflip-Prozesse bei der Streuung der Leitungselektronen an freien Zuständen in den polarisierten d-Bändern angenommen.

Bei den Co/Cr/Co-Doppelschichten konnte bei Zwischenschichtdicken von ungefähr 0.8 nm ein negativer Zwischenschichtaustausch nachgewiesen werden. Dies führte zu einer starken Scherung der Hysteresekurven und einer damit verbundenen drastischen Absenkung der remanenten Magnetisierung. Wurden diese Proben im Feld gekühlt, so vermittelte diese negative Austauschkopplung der unteren, nicht oxidierten Co-Schicht eine unidirektionale Anisotropie, deren Orientierung entgegengesetzt der Richtung der unidirektionalen Anisotropie in der oberen Co-Schicht zeigte. Dies bewirkte, daß die Ummagnetisierung der unteren Co-Schicht zu kleineren Feldwerten ver-

schoben war. Die Hysteresemessungen wurden so interpretiert, daß in einem weiten Feldbereich die Magnetisierungen der beiden Co-Schichten entgegengesetzt orientiert sind. Eine Erhöhung des Widerstandes in diesem Bereich wurde nicht festgestellt. Als Begründung wurde angenommen, daß die Polarisation der Leitungselektronen durch Streuung an der rauhen Grenzfläche zwischen Cobalt und antiferromagnetischem Chrom zerstört wird, so daß die oben erwähnten Spinflip-Prozesse nicht auftreten.

Literaturliste

- [1] H.J.G. Draaisma, W.J.M. de Jonge, F.J.A. den Broeder, J. Magn. Magn. Mat. 66, 351 (1987).
- [2] P. Grünberg in "Thin Film Growth Techniques for Low-Dimensional-Structures", R.F.C. Farrow, S.S.P. Parkin, P.J. Dobson, J.H. Neave and A.S. Arrot, Plenum Publishing Corporation 1987, S.487
- [3] P. Swiatek, D38 (Dissertation Universität zu Köln) 1987.
- [4] P. Grünberg, J. App. Phys. 57, 3673 (1985).
- [5] F. Saurenbach, U. Walz, L. Hinchey, P. Grünberg, W. Zinn, J. Appl. Phys. 63, 3473 (1988).
- [6] P. Grünberg erscheint in "Topics in Applied Physics", Vol. 66 - Light Scattering in Solids 5, ed. M. Cardona, G. Güntherodt, Springer Verlag Berlin-Heidelberg-New York.
- [7] G.T. Rado, J.R. Weertman, J. Phys. Chem. Sol. 11, 315 (1959).
- [8] R.W. Damon, J.R. Eshbach, J. Phys. Chem. Sol. 19, 308 (1961).
- [9] T. Wolfram, R. Dewames, Prog. Surf. Sci. 2, 232 (1972).
- [10] P. Grünberg, J. Appl. Phys. 52, 6824 (1981).
- [11] M. Vohl, J. Barnas, P. Grünberg, wird veröffentlicht.
- [12] F. Hoffmann, Phys. Stat. Sol. 41, 807 (1970).
- [13] F. Hoffmann, A. Stankoff, H. Pascard, J. Appl. Phys. 41, 1022 (1970).
- [14] A.V. Sokolov, "Optical Properties of Metals", Blackie and Son Limited, London and Glasgow 1967.
- [15] W. Voigt, "Magneto optic", in: L. Graetz "Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus", Band 4, Leipzig 1920.
- [16] J. Kranz, A. Hubert, Zeitschrift für Angewandte Physik 15, 221 (1963).
- [17] W. Rave, R. Schäfer, A. Hubert, J. Magn. Magn. Mat. 65, 7 (1987).
- [18] M. Born "Optik" Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 3. Auflage, §68.

- [19] F. Saurenbach, Dissertation Universität zu Köln 1989.
- [20] R.R. Birss, "Symmetry and Magnetism", North-Holland Publishing Amsterdam 1964.
- [21] G. Binasch, Diplomarbeit Universität zu Köln 1988.
- [22] W. Boehner, Dissertation Universität zu Köln 1988.
- [23] P.W. Palmberg, T.N. Rhodin, J. Appl. Phys. 39, 2425 (1968).
- [24] O.S. Heavens, Rept. Progr. Phys. 23, 1 (1960).
- [25] R.M. Bozorth, "Ferromagnetism", D. von Nostrand Co., Princeton, N.J. 1951.
- [26] E.P. Wohlfarth, "Ferromagnetic Materials", Vol. 1, North-Holland Publishing Company 1980.
- [27] R. Pauthenet, J. Appl. Phys. 53, 8187 (1982).
- [28] S.P. Vernon, S.M. Lindsay, M.B. Stearns, Phys. Rev. B29, 4439 (1984).
- [29] J.D. Sievert, V. Zehler, Zeitschrift für Angewandte Physik 30, 251 (1970).
- [30] S. Chikazumi, "Physics of Magnetism", Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington, New York 1978.
- [31] E.N. Mitchell, J. Appl. Phys. 35, 2604 (1964).
- [32] T. Nagamiya, K. Yosida, R. Kubo, Advan. Phys. 4, 1 (1955).
- [33] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean, Phys. Rev. 102, 1413 (1956).
- [34] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean, Phys. Rev. 105, 904 (1957).
- [35] D. Paccard, C. Schlenker, O. Massenet, R. Montmory, A. Yelon, Phys. Stat. Sol. 16, 301 (1966).
- [36] C.P. Bean, "Structure and Properties of Thin Films", Wiley 1959, S.331 f.
- [37] A. Yelon, "Interactions in Thin Films" in: "Physics of Thin Films", Band 6, Academic New York 1971, S.241 f und Zitate darin.
- [38] G. Ertl, J. Küppers, "Low Energy Electrons and Surface Chemistry", Herausgeber: H.F. Ebel, Verlag Chemie 1974, S.39 f.
- [39] F. Saurenbach, priv. Mitteilung.
- [40] W. Hellenthal, Z. Naturforsch. 14a, 722 (1959).

- [41] G. Kneer, W. Zinn, "Grundprobleme der Physik dünner Schichten", Eds. Göttingen, Vandenhoeck & Ruprecht, S.437 f (1966).
- [42] K. Okamota, M. Tanaku, AIP Proceed. Magn. Magn. Mat. 34, 55 (1976).
- [43] R. Krishnan, J. Magn. Magn. Mat. 50, 189 (1985).
- [44] T.R. McGuire, R.I. Potter, IEEE Trans. Magn. MAG-11, No.4, 1018 (1975).
- [45] U. Köbler, priv. Mitteilung
- [46] M. Samuel, Ann. Physik 4, 86, S. 798 (1928).

Danksagung

Sehr herzlich möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. W. Zinn dafür bedanken, daß er die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Magnetismus des IFF ermöglicht und in jeder Hinsicht unterstützt hat.

Herrn Dr. P. Grünberg, der die Arbeit mit zahlreichen Rat- schlägen und wertvollen Diskussionen betreut hat, bin ich in besonderer Weise zu Dank verpflichtet.

Herrn R. Schreiber danke ich für die Präparation zahlreicher Proben und die technische Betreuung. Herrn F.J. Köhne möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen für seine Hilfe bei der Präparation der ersten Probenserien.

Herrn Dr. U. Köbler danke ich für die Ausführung ergänzender Magnetisierungsmessungen.

Herrn A. Fuß bin ich zu Dank verpflichtet für die Durchführung letzter Kontrollmessungen.

Frau G. Binasch und Herrn F. Saurenbach danke ich für die angenehme Zusammenarbeit und zahlreichen Gespräche auch außerhalb der Arbeitszeiten.

Frau H. Sittardt gilt meine besondere Dankbarkeit für die Reinschrift dieser Arbeit.

