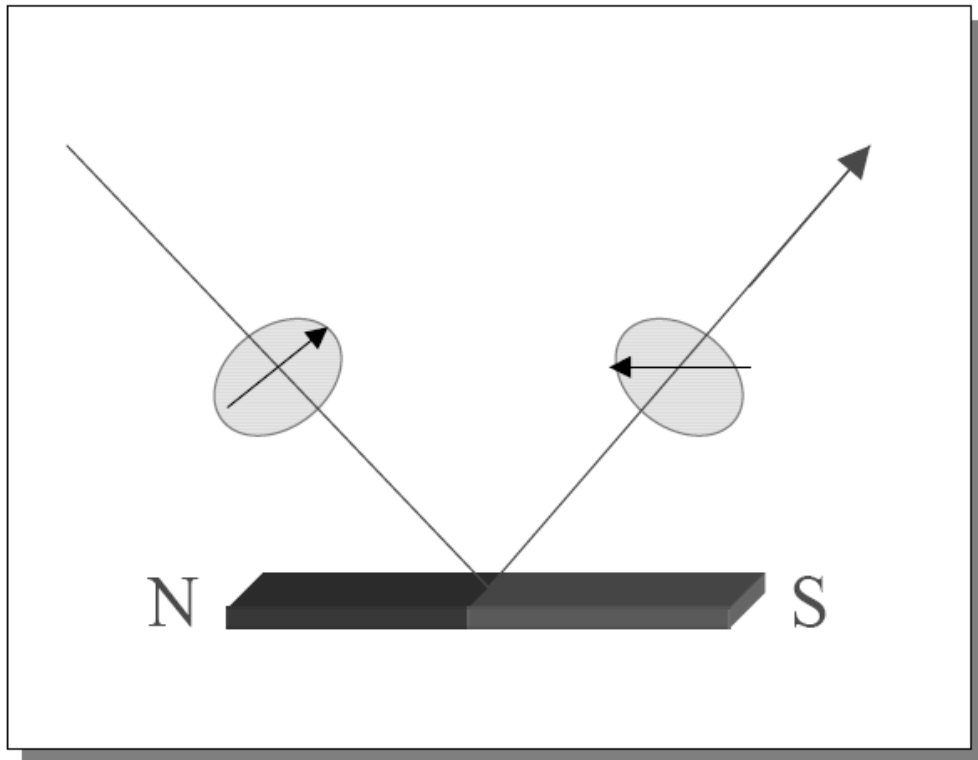


# Magneto optical Kerr-Effect

---

Kerr-Magnetometry und -Microscopy



Autor: M.Pratzer  
Überarbeitet: T. Methfessel 2005, 2006, 2008  
Translated: H. J. Elmers

For Questions:

*Assistant:*

Dima Kutnyakhov, WA Magnetismus

Raum 03-530

Tel.:06131/39-25412

*Homepage:*

[www.uni-mainz.de/FB/Physik/Magnetismus](http://www.uni-mainz.de/FB/Physik/Magnetismus)

---

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Keywords and questions for studies prior to the lab course</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Literature</b>	<b>4</b>
<b>4</b>	<b>Tasks</b>	<b>4</b>
4.1	Report . . . . .	5
<b>5</b>	<b>Ferromagnetism</b>	<b>5</b>
<b>6</b>	<b>Experimental setup</b>	<b>6</b>
6.1	Magneto optics . . . . .	8
6.2	Methods . . . . .	8
6.3	Results . . . . .	10
6.4	Kerr microscope . . . . .	10

## 1 Introduction

The aim of this Lab course is to learn how surfaces of ferromagnets change the polarization state of reflected light. Several samples including single films and multilayers will be investigated with respect to their magnetic properties. Using a Kerr microscope magnetic domains in the samples will be visualized.

The lab course includes two days. On the first day calibrations are done and a single film sample is characterized. On the second day interlayer exchange coupling values for a multilayer system will be investigated. Finally, the set-up will be changed in order to perform microscopy.

The present manual compiles a short introduction to methods and theory. The study of the given references will be necessary in order to understand the physics behind the method.

## 2 Keywords and questions for studies prior to the lab course

Laserdiode, Photodiode, operational amplifier, Lock-In technique, magneto optical Kerr-effect/Faraday-effect, Kerr-microscope/magnetometer, magnetism, indirect exchange coupling

- What is ferro-, para-, dia- and antiferromagnetism?
- Explain different geometries and variations of the magneto optical Kerr effect. What are the measured quantities?
- What are the relations between these quantities and the dielectric tensor?
- How does the material, film thickness, substrate and anti-reflex coatings change the Kerr effect?

### especially for the second day

- Explain the different types of magnetic coupling mechanisms.
- What is indirect exchange coupling? Explain the basic mechanism.
- What magnetization loops do you expect for a three layer system (ferromagnetic layer / paramagnetic layer / ferromagnetic layer)?
- What is the thickness dependence of the interlayer exchange coupling?
- Explain the operation of a Kerr microscope.

### 3 Literature

- H. Ibach / H. Lüth, Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen, Springer Verlag 1999.
- H. Hornauer, Tri Marji Atmono und K. Röhl, J. Magn. Mater. 83, 551 (1990).
- J. Zak, E. R. Moog, C. Liu and S. D. Bader, J. Magn. Mater. 89, 107 (1990)
- Y. Suzuki, M. Ohiraki, H. Kikuchi, T. Katayama, and N. Koshizuka, IEEE Trans. J. Magn. Jap. 5 (1990)
- Kittel, Einführung in die Festkörperphysik Kap. 15R. Oldenburg Verlag, München 1983
- P. Grünberg, 30. IFF Ferienkurs Magnetische Schichtsysteme, Kap. B9
- S. Chikazumi, Physics of Magnetism, J. Wiley & Sons, New York 1964.

### 4 Tasks

#### 1. Day:

1. Calibrate the electro magnet using a Hall sensor.
2. Adjust the hardware for the measurement of the magneto optical Kerr effect (Adjustment of the laser diode, adjustment of the polarizer/analyzer, Phase adjustment of the Lock-In amplifier, etc.).
3. Determine the relation between measurement signal  $U_K$  and the rotation angle of the polarization plane invoked by the compensator/modulator (Advice: The adjustment at the analyzer has a range of 10 mm and rotates the polarizer by  $10^0$ )
4. Consider, how you can measure using the compensation method Kerr ellipticity and rotation,  $\Theta_K$  and  $\Psi_K$ .
5. Measure using the compensation mode  $U_K(B)$  vs external field for a non-magnetic (Si) sample (determination of the zero effect). What is the origin of the background signal?
6. Measure using the compensation mode  $U_K(B)$  for a bulk Fe sample (transformer foil). Calculate  $\Theta_K$ , considering the background signal determined previously.

7. Add a  $\lambda/4$ -plate for the determination of the Kerr-ellipticity  $\Psi_K$ .
8. Measure  $\Psi_K$  for the Si-sample (background) and the Fe sample.
9. Additional task: Measure Kerr rotation and ellipticity for an unknown sample.

## 2. Day:

1. Investigate the Fe/Cr/Fe -multilayer sample. Determine magnetization loops vs Cr interlayer thickness (0.15 nm steps on the sample).
2. Readjust the set-up as a Kerr Microscope.
3. Observe magnetic domains using the Kerr microscope on the multilayer sample on various positions on the sample. How large would you adjust the external field? In order to improve contrast you can use the PC software to subtract a previously acquired background image from the domain image.

## 4.1 Report

1. Plot Figures of the calibration data for magnetic field and ellipticity/rotation of the Si sample.
2. Quantitative analysis of magnetization loops (remanence, coercive field, saturation value).
3. Discuss and compare magnetic properties of different materials. What is special for the transformer foil?
4. Additional task: Discuss properties of the unknown sample.
5. Plot Figures for the magnetization loops of different Cr interlayer thickness using the calibration and background information. Explain qualitatively the observed magnetization loops. Determine the coupling constant  $J_1$  in the case of antiferromagnetic coupling. Plot  $J_1$  vs Cr thickness (Advice: The sample geometry is given on the storage box. Magnetic Fe moment:  $\mu = 2,217\mu_B$  per atom).
6. Plot the domain images using background subtraction for different positions and external fields.

## 5 Ferromagnetism

For an introduction into ferromagnetism you may read Chapter 8 of the book of Ibach/Lüth (Festkörperphysik).

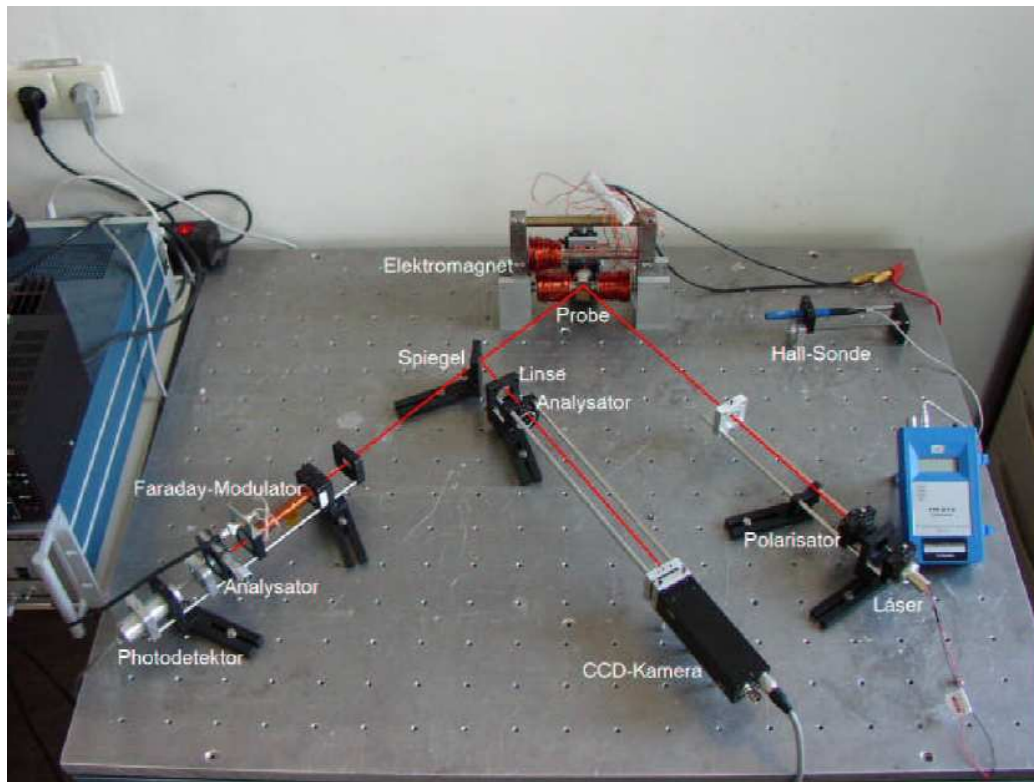


Abbildung 1: Experimental setup

## 6 Experimental setup

The experimental setup is shown in Fig. 1. The setup enables both the magnetometer measurements and the Kerr microscopy. Fig. 1 shows the possibility of a switch between both modes using a mirror. The mirror will not be used in the experiment. Instead you have to readjust the optical components. Light is produced by a solid state laser diode. The beam is polarized using a polarizer foil and focused on the sample using a lens. The sample holder allows for a height adjustment. Mount the sample properly to measure magnetic properties as a function of the interlayer thickness. Fig. 2 shows the electric circuitry.

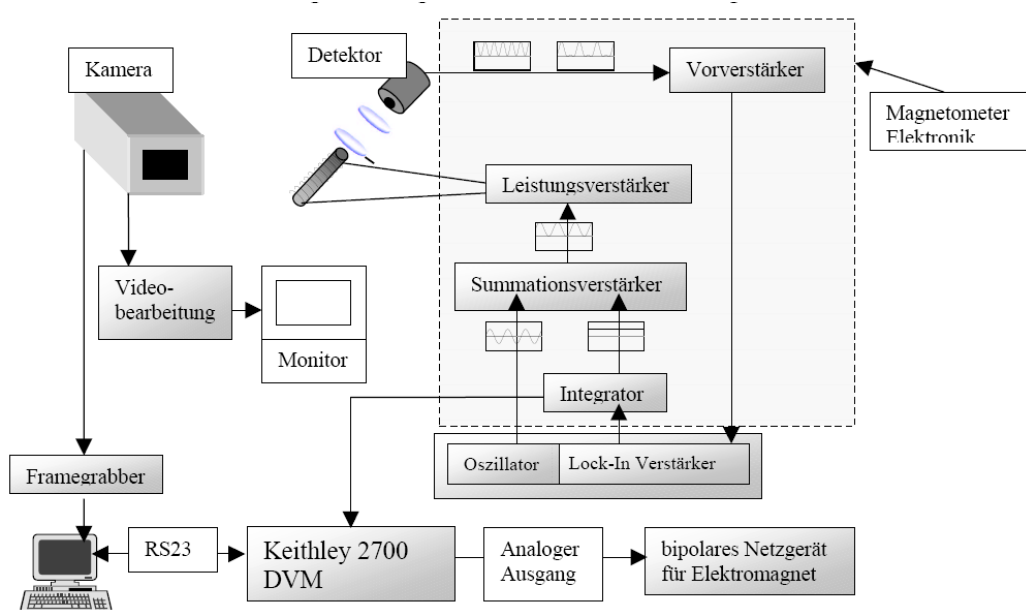


Abbildung 2: Electric circuits



## 6.1 Magneto optics

Magneto optical effects describe the action of the magnetization on electromagnetic waves, mostly in the visible light range.

The most important effects are the magneto optical Faraday- and Kerr effect. Both effects describe a change of the polarization state of light interacting with matter. Faraday effect describes the polarization change when the light is transmitted through matter. Kerr effect is a similar effect when the light is reflected at a surface. You will encounter both effects in this lab course. Polar, longitudinal and transversal Kerr effect occur in different geometries dependent on the relative orientation of magnetization and polarization. You should use the longitudinal geometry.

## 6.2 Methods

The light from the laser diode is partly polarized. You have to adjust laser diode and polarizer in order to get the maximum intensity. The light beam is focussed on the sample using an optical lens. The magnetization state of the sample is determined by the external field that is produced by an electro magnet. Adjust the analyzer for minimum intensity at zero external field.

The compensator/modulator consists of a glass rod in the center of a solenoid. The field produced by the solenoid rotates the polarization plane. The rotation angle is proportional to the solenoid field, which in turn is proportional to the current. The linearly polarized light then passes an analyzer. Considering an ideal analyzer, the light amplitude after the analyzer is given by:

$$E = E_0 \sin \alpha \approx E_0 \alpha, \quad (1)$$

where  $\alpha$  denotes the angle between the polarization plane of the light before the analyzer and the analyzer axis. The transmitted intensity is given by:

$$J = J_0 \sin^2 \alpha \approx J_0 \alpha^2. \quad (2)$$

The power amplifier produces an AC current component  $I(t)$  applied to the compensator/modulator coil that is proportional to the AC control voltage  $U_{mod}$  with frequency  $\omega$  that is delivered by the built-in oscillator of the Lock-In amplifier.

$$I(t) = I_0 \sin(\omega t). \quad (3)$$

$I(t)$  rotates the polarization plane according to:

$$\alpha \propto I(t) = I_0 \sin \omega t, \quad (4)$$

In the case of an additional DC current  $I_+$  the rotation angle is given by:

$$\alpha \propto I_+ + I_0 \sin \omega t. \quad (5)$$

The corresponding light intensity is:

$$\begin{aligned} J \propto (I_+ + I_0 \sin \omega t)^2 &= I_+^2 + 2I_+ I_0 \sin \omega t + I_0^2 \sin^2 \omega t \\ &= I_+^2 + 2I_+ I_0 \sin(\omega t) + \frac{1}{2} I_0^2 (1 - \cos 2\omega t) \end{aligned} \quad (6)$$

Because the Kerr rotation is rather small, a Lock-In amplifier is needed in order to detect the small intensity modulation. The Lock-In technique also eliminates noise from surround light, which is dominated by a 50 Hz signal. Therefore it is useful to choose a value of  $\omega/2\pi$  that is far away from multiples of 50 Hz. The Lock-In amplifier detects the frequency component  $\omega$  of the light intensity that is phase-locked with the modulation source and produces an output signal that is proportional to this component. If the analyzer is adjusted for minimum intensity, the light intensity shows a main frequency component of  $2\omega$  and the component with frequency  $\omega$  is zero. Then the Lock-In output is zero and when the integrator is turned off the DC current  $I_+ = 0$  is zero. In this case the light intensity observed on the oscilloscope shows exclusively the  $2\omega$  component. A small rotation of the analyzer results in a superposition of  $2\omega$  and  $\omega$  components. A large rotation suppresses the  $2\omega$  component completely.

Procedure for adjustment:

Turn off the external field. Turn off the integrator (switch at the front side of the power amplifier).

**Important:** Do not switch on the integrator during adjustment, because this device represents a feed-back loop that may cause a high current applied to the compensator coil with the risk of overheating. Take care that the compensator stays at a comfortable temperature. An overheating can also be caused by a too large modulation amplitude  $U_{mod}$ .

Adjust the laser diode (producing already partly linear polarized light) and polarizer to the intended polarization plane. Use the adjustment screw at the analyzer to minimize the light intensity roughly. Use the oscilloscope to refine the adjustment by detecting the light intensity. Misalign the analyzer (ca. half turn of the screw) on purpose and observe that the Lock-In output. Adjust the phase setting at the Lock-In amplifier to get zero output. Increase the phase by exactly 90 degrees in order to get maximum output. Then turn the adjustment screw back to get zero output.

Now you can start the measurement:

Turn on the integrator and observe the Lock-In output. It should rapidly approach zero. If it increases to the positive or negative maximum, you will have to turn off the integrator again and add 180 degrees to the Lock-In phase setting and start again. The integrator integrates the Lock-In output signal and produces the DC current  $I_{=}$  in the power amplifier that is proportional to the integrated Lock-In output.  $I_{=}$  causes a rotation of the polarization plane and thus compensates the Kerr rotation caused by the reflection at the ferromagnetic sample. If the Lock-In out stays at zero the integrator produces a constant DC current  $I_{=}$ . The Kerr rotation thus corresponds to an additional DC current through the compensator/modulator  $I_K$  and the equilibrium condition is  $I_{=} + I_K = 0$ . Therefore, the value of  $I_{=}$  measured by the output voltage  $U_{DVM}$  of the integrator is proportional to the Kerr rotation (modulo sign).

(see also chapter 2 and 3 of the diploma thesis of M. Prutzer)

## 6.3 Results

You measure a magnetization loop  $U_{DVM}(I_{Magnet})$ , with  $U_{DVM}$  being the reading of the digital volt meter and  $I_{Magnet}$  the current through the electro magnet. You have to calibrate both values in order to plot the Kerr rotation (ellipticity) vs magnetic field. The Labview program puts the data into a file using ascii format. This allows further data processing with other appropriate programs, e.g. Origin.

Further hints for data processing can be found in the attachment (30. IFF Summerschool)

## 6.4 Kerr microscope

The operating mode of a Kerr microscope is similar to the Kerr magnetometer, except for an exchange of the detector unit. The compensator/modulator is omitted and a CCD camera replaces the photodiode (see Fig. 3). You have to adjust the lenses in the incident and reflected beam path in order to focus the sample surface on the CCD device of the camera. Adjust the analyzer for minimum intensity and then rotate the analyzer out of the minimum position until you reach roughly double intensity compared to the minimum position. The Kerr rotation caused by the sample increases or decreases the light intensity transmitted through the analyzer depending on the direction of the Kerr rotation, which in turn is determined by the local magnetization direction at the sample surface. Magnetic domains with different magnetization direction show up as darker or brighter areas. This is more easy to observe if you change the external magnetic field in order to move the magnetic domains.

In order to improve the magnetic contrast, a reference image is subtracted from the original image. The reference image is acquired in a saturated state with homogeneous magnetization. This operation eliminates the contrast originating from topographical inhomogeneities.

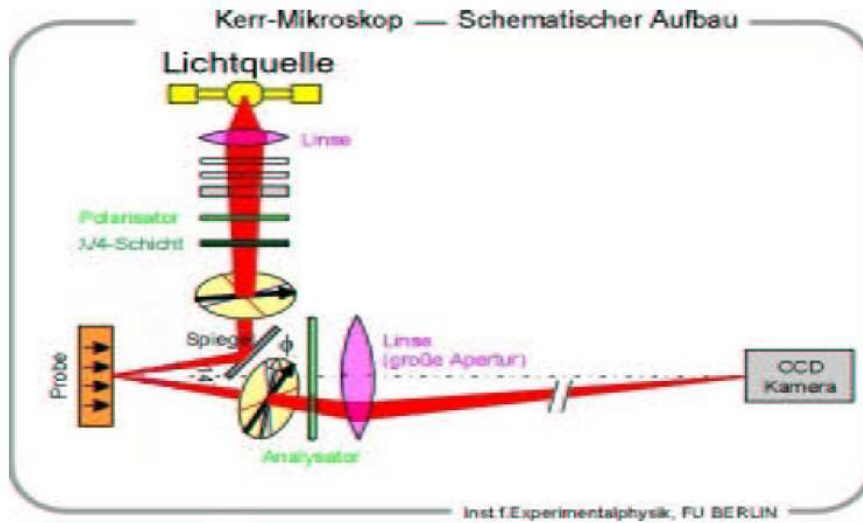


Abbildung 3: Sketch of the Kerr microscope

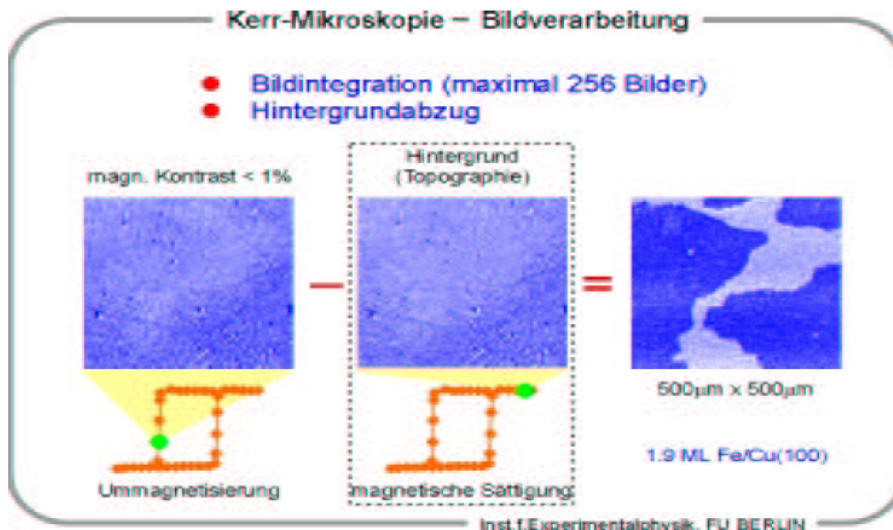
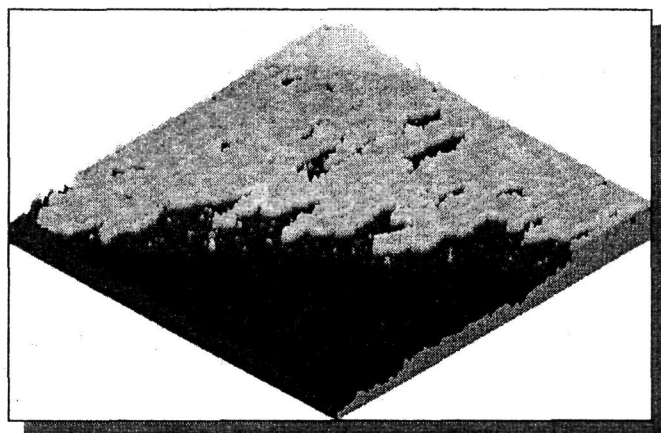


Abbildung 4: Example for calculated difference images

*Auszüge aus:*

**Magnetische und strukturelle Eigenschaften von**  
**ultradünnen Schichten aus  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ -Legierungen**  
**auf Wolfram(110)**



Diplomarbeit

von

Marco Pratzner

14.09.2000

## Kapitel 2

### Theoretische Grundlagen

#### 2.1. Der magnetooptische Kerr-Effekt

Trifft linear polarisiertes Licht auf eine spiegelnde Oberfläche eines ferromagnetischen Materials, so wird die Polarisationssebene des reflektierten Lichtes um einen kleinen Winkel gedreht. Dies wurde zuerst von dem Wissenschaftler John Kerr entdeckt [Ker71] und das Phänomen nach ihm Kerr-Effekt benannt. Dasselbe gilt für einen linear polarisierten Lichtstrahl, der das magnetische Material durchdringt; dies wird Faraday-Effekt genannt.

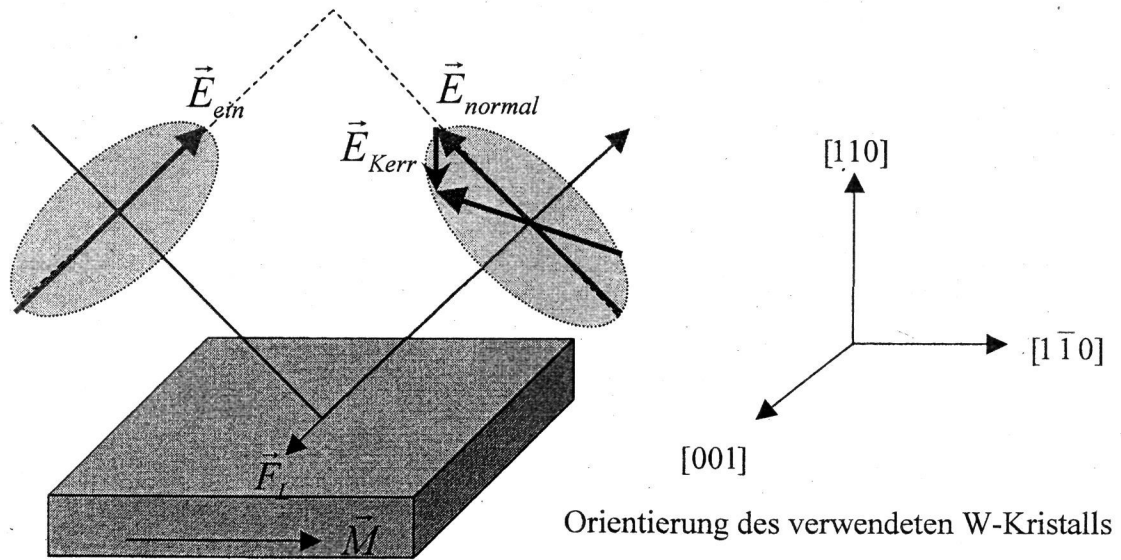
→ Man unterscheidet zwischen longitudinalem, polarem und transversalem Kerr-Effekt. Beim longitudinalen Kerr-Effekt (siehe Abb. 2.1 und 2.2) ist die Magnetisierung der Probe parallel zur Oberfläche und in der Einfallsebene des Lichtes. Steht sie senkrecht zur Probenoberfläche, so spricht man vom polaren Kerr-Effekt (siehe Abb. 2.3). Ist die Probe in der Ebene magnetisiert aber senkrecht zur Einfallsebene, liegt transversaler Kerr-Effekt vor. Dieser kann allerdings mit unserer Meßanordnung nicht untersucht werden, da er keine Kerr-Drehung, sondern nur eine Intensitätsänderung des ausfallenden Lichtes bewirkt. Man unterscheidet weiter zwischen s- und p-Polarisation des Lichtes, d.h. senkrechte oder parallele Polarisation zur Reflexionsebene.

Vereinfacht läßt sich der magnetooptische Kerr-Effekt mit Hilfe der Lorentzkraft verstehen. Durch das Einstrahlen linear polarisierten Lichtes werden die Elektronen in der Probenoberfläche zu Bewegungen durch das oszillierende  $\vec{E}$ -Feld angeregt. Ist die Magnetisierung  $\vec{M}$  der Probe nicht parallel zu der Schwingung, so wirkt auf die Elektronen eine Lorentzkraft, welche diese ablenkt. Diese Ablenkung wird mit

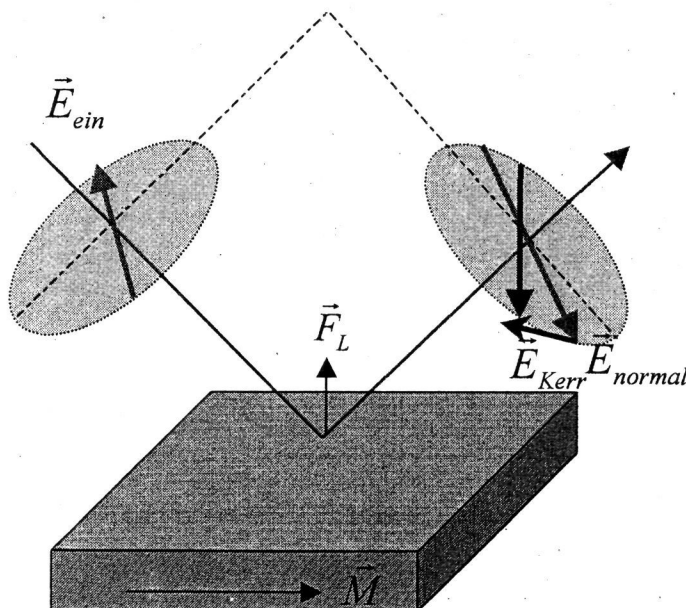
zunehmendem Winkel zwischen dem  $\vec{E}$ -Feld und der Magnetisierung größer. Diese Elektronen strahlen nun wiederum eine elektromagnetische Welle ab.

Nachfolgende Grafiken verdeutlichen, wie sich der  $\vec{E}$ -Vektor des ausfallenden Lichtes aufgrund der Lorentzkraft drehen muß.

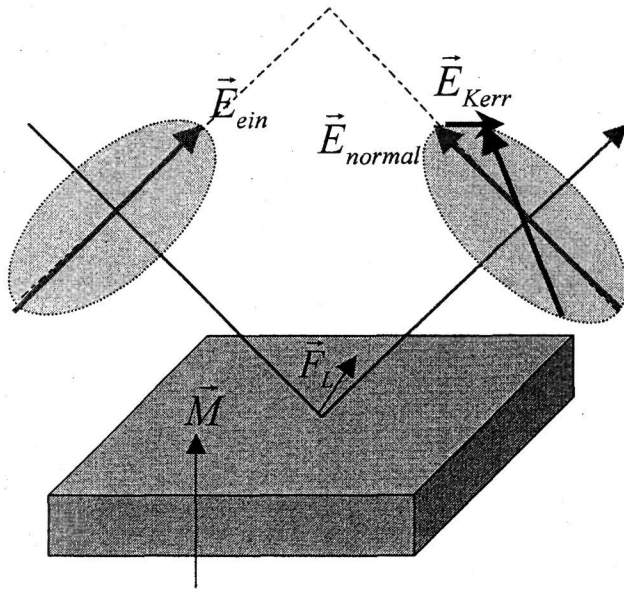
1) Longitudinaler Kerr-Effekt in p-Polarisation (Abb.: 2.1):



2) Longitudinaler Kerr-Effekt in s-Polarisation (Abb.: 2.2):



3) Polarer Kerr-Effekt in p-Polarisation (Abb.:2.3):



In dieser Arbeit wurde ausschließlich der longitudinale Kerr-Effekt ausgenutzt und somit die „in plane“-Komponente der Magnetisierung bestimmt.

Der Kerr-Effekt bzw. Faraday-Effekt (in Transmission) läßt sich mathematisch durch das dielektrische Gesetz beschreiben:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon^{K,F} \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \begin{pmatrix} 1 & iQM_3 & -iQM_2 \\ -iQM_3 & 1 & iQM_1 \\ iQM_2 & -iQM_1 & 1 \end{pmatrix} \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} - i\varepsilon_0 Q \vec{M} \times \vec{E}. \quad (\text{Gl. 2.1})$$

Q : Voigt-Konstante (komplexe Materialkonstante),  $Q=Q(v)$

$\varepsilon^{K,F}$  : Dielektrischer Tensor

$\varepsilon_0$  : Dielektrizitätskonstante

$M_{1,2,3}$  : Komponenten des Einheitsvektors der Magnetisierung längs der kubischen Achsen

$\vec{E}$  : Vektor des elektrischen Feldes der einfallenden Lichtwelle

$\vec{D}$  : Dielektrische Verschiebung; dieser Vektor gibt die Polarisationsrichtung des reflektierten Lichtes an



In einem vereinfachten Modell kann man das Vektorprodukt ( $i\varepsilon_0 Q \vec{J} \times \vec{E}$  aus Gleichung 2.1) als die Lorentzkraft auf die vom Licht angeregten Elektronen im Festkörper verstehen. Dabei induziert die Lorentzkraft eine kleine Schwingungskomponente ( $\vec{E}_{Kerr}$ ) senkrecht zur Primärschwingung und senkrecht zur Magnetisierungsrichtung. Diese ist der Normalkomponente ( $\vec{E}_{normal}$ ) überlagert, was letztendlich zu der magnetisierungsabhängigen Drehung der Polarisationssebene führt.  $Q$  ist ein Maß für die Größe der Kerr-Drehung; wäre  $Q$  Null, so bekämen wir nur noch eine Einheitsmatrix für  $\varepsilon^{K,F}$  und damit keine Kerr-Drehung mehr. Für ein Modell freier Elektronen ist  $Q$  durch die Lorentzkraft festgelegt. Tatsächlich handelt sich dabei um eine materialabhängige Größe. Zu beachten ist auch, daß  $Q$  von der eingestrahlten Licht-Frequenz abhängig ist und bei einer bestimmten Frequenz sogar den Wert Null annehmen kann. In diesem Fall könnte dann kein Kerr-Effekt mehr gemessen werden.

Sind die überlagerten Schwingungskomponenten  $\vec{E}_{Kerr}$  und  $\vec{E}_{normal}$  nicht in Phase, so erhält man elliptisch polarisiertes Licht, wobei die Ellipse mit der Elliptizität  $\varepsilon_k$  um den Kerr-Winkel  $\theta_k$  gedreht ist (siehe auch Abb. 2.4). Mit verschiedenen experimentellen Aufbauten lassen sich nun entweder die Kerr-Drehung oder die Kerr-Elliptizität messen.

## 2.2. Die Messung der Kerr-Drehung

Zur mathematischen Beschreibung des Kerr-Effekts kann der Jones-Matrix-Formalismus benutzt werden [Hau98], [Bue97]:

Gegeben sei ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem mit  $x$  parallel zur Reflexionsebene,  $y$  senkrecht dazu und  $z$  in Ausbreitungsrichtung des Lichtes. Das polarisierte Licht wird durch eine ebene Welle in  $z$ -Richtung dargestellt:

$$\vec{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^0 e^{i(kz - \omega t + \varphi_x)} \\ E_y^0 e^{i(kz - \omega t + \varphi_y)} \end{pmatrix} = \left[ \begin{pmatrix} E_x^0 \cos \varphi_x \\ E_y^0 \cos \varphi_y \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} E_x^0 \sin \varphi_x \\ E_y^0 \sin \varphi_y \end{pmatrix} \right] \cdot e^{i(kz - \omega t)}$$

## KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Da wir monochromatisches Laserlicht verwenden und keine Interferenzen betrachten wollen, kann der Faktor  $e^{i(kz-\omega t)}$  vernachlässigt werden. Ebenso ist für unsere Messung lediglich die Kerr-Drehung und nicht die Intensität interessant. Wir setzen daher in nachfolgender Beschreibung die Gesamtamplitude  $E_{ges}^0 = \sqrt{|E_x^0|^2 + |E_y^0|^2} = 1$  und die Winkel  $\varphi_x, \varphi_y$  entsprechend dem Polarisationszustand. Abbildung 2.4 zeigt einen elliptischen Polarisationszustand.

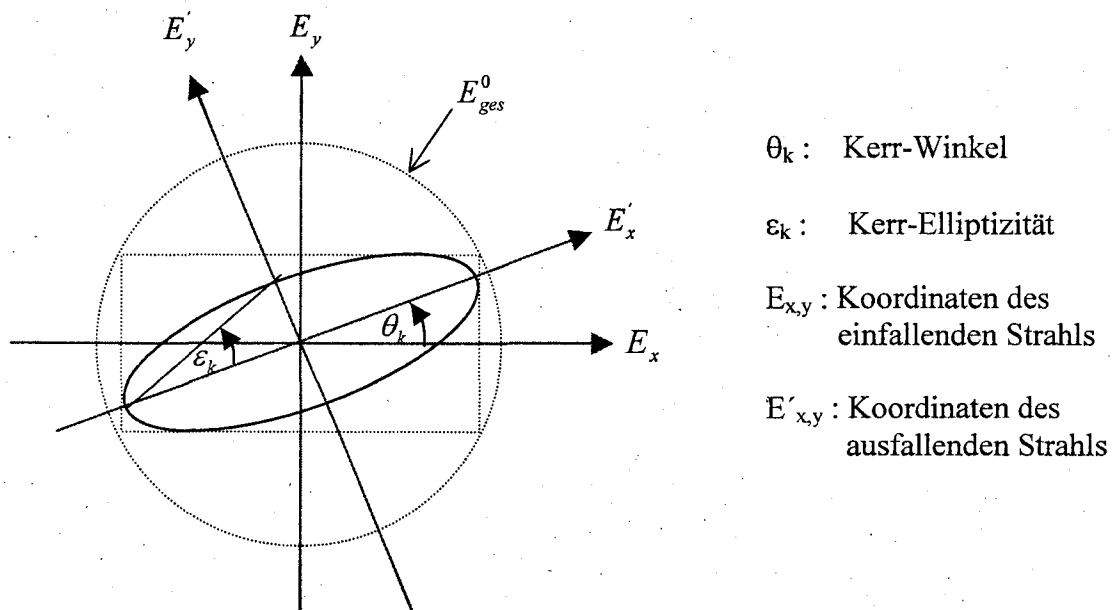


Abb. 2.4: Geometrische Darstellung von Kerr-Drehung und Kerr-Elliptizität in einem elliptischen Polarisationszustand.

Eine elliptische Polarisation wird durch  $\vec{E}' = \begin{pmatrix} \cos \epsilon_k \\ i \sin \epsilon_k \end{pmatrix}$  beschrieben mit der langen Halbachse entlang der x-Richtung.

Die Drehung der Ellipse um  $\theta_k$  kann dann mittels folgender Drehmatrix beschrieben werden:

## KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \begin{pmatrix} \cos \theta_k & -\sin \theta_k \\ \sin \theta_k & \cos \theta_k \end{pmatrix} \cdot \vec{E}' \\ &= \begin{pmatrix} \cos \theta_k & -\sin \theta_k \\ \sin \theta_k & \cos \theta_k \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \varepsilon_k \\ i \sin \varepsilon_k \end{pmatrix} = \left[ \begin{pmatrix} \cos \theta_k \cos \varepsilon_k \\ \sin \theta_k \cos \varepsilon_k \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} -\sin \theta_k \sin \varepsilon_k \\ \cos \theta_k \sin \varepsilon_k \end{pmatrix} \right].\end{aligned}$$

Da die Kerr-Drehungen sehr klein sind, kann eine Näherung für kleine Winkel die Formel vereinfachen, d.h.  $\sin(x) \approx x$ ,  $\cos(x) \approx 1$ :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} \cos \theta_k \cos \varepsilon_k - i \sin \theta_k \sin \varepsilon_k \\ \sin \theta_k \cos \varepsilon_k + i \cos \theta_k \sin \varepsilon_k \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 - i \theta_k \varepsilon_k \\ \theta_k + i \varepsilon_k \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 \\ \theta_k + i \varepsilon_k \end{pmatrix}.$$

Wie wir in Kapitel 3.3 noch sehen werden, wird die Kerr-Drehung mittels eines Faradaymodulators im Strahlengang des ausfallenden Lichtes wieder kompensiert. Auch diese Drehung kann man wieder mit einer Drehmatrix beschreiben und die Näherung für kleine Winkel durchführen:

$$\begin{pmatrix} \cos \theta_{komp} & -\sin \theta_{komp} \\ \sin \theta_{komp} & \cos \theta_{komp} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 & -\theta_{komp} \\ \theta_{komp} & 1 \end{pmatrix}.$$

Desweiteren befindet sich nach dem Faradaymodulator ein Polarisationsfilter, der als Analysator dient. Dieser kann in x- oder in y-Richtung stehen:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{In x-Richtung,}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{in y-Richtung.}$$

Ist das einfallende Licht s-polarisiert (also in y-Richtung), so gilt  $\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ .

## KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

An die Spule des Faradaymodulators wird eine Gleichspannung angelegt, die die Kerr-Drehung kompensiert, sowie eine Wechselspannung, die für die Lock-In Meßtechnik erforderlich ist (siehe Kapitel 3.3). Damit wird der Drehwinkel des Faradaymodulators  $\theta_{\text{komp}}$  moduliert. Es gilt also:

$$\theta_{\text{komp}} = \theta_{\text{=}} + \theta_{\text{~}} \sin \omega t . \quad \theta_{\text{=}} : \text{Drehung der Polarisationssebene durch den Gleichspannungsanteil}$$

$$\theta_{\text{~}} : \text{Modulationsamplitude der Polarisationssebene durch den Wechselspannungsanteil}$$

Die Reflexion eines Lichtstrahls an der Probenoberfläche kann auch durch eine Matrix beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix},$$

wobei  $r_{ps} = L_{\text{long}}^s$  und  $r_{sp} = L_{\text{long}}^p$  die komplexe Kerr-Amplitude für den longitudinalen Kerr-Effekt in p- bzw. s-Polarisation darstellen.

$r_{ss}$  und  $r_{pp}$  sind die Reflexionskoeffizienten der Fresnel-Gleichung für s- bzw. p-polarisiertes Licht. Für isotrope Stoffe sind die Nebendiagonalelemente  $r_{ps} = r_{sp} = 0$ . Dies gilt in unserem Fall nicht, da wir eine ferromagnetische Oberfläche haben. Allerdings sind die Nebendiagonalelemente nicht unabhängig voneinander. Es gilt für den longitudinalen Kerr-Effekt  $r_{ps} = -r_{sp}$ . Damit ist nun

$$\begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} \frac{r_{pp}}{-r_{ss}} & -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \\ \frac{r_{sp}}{-r_{ss}} & -1 \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} \frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \\ \frac{r_{ps}}{r_{ss}} & -1 \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} \frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -\frac{L_{\text{long}}^s}{r_{ss}} \\ \frac{L_{\text{long}}^s}{r_{ss}} & -1 \end{pmatrix}.$$

## KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Im Spezialfall von wenigen Atomlagen und der Annahme, daß die Magnetisierung linear mit der Schichtdicke zunimmt, läßt sich  $L_{long}^s$  mit folgender Formel schreiben [Hub93]:

$$L_{long}^s = \frac{Q \cdot \pi \cdot n_1 \cdot \tan \vartheta_1}{\lambda_0 [1 - r_{10}^p r_{12}^p] \cdot [1 - r_{10}^s r_{12}^s]} \cdot [1 + r_{12}^s] \cdot [1 - r_{12}^p] \cdot t_{01}^s t_{10}^p \cdot M_2 \cdot D, \text{ wobei} \quad (\text{Gl. 2.2})$$

$$r_{ij}^p = \frac{n_i \cos \vartheta_j - n_j \cos \vartheta_i}{n_i \cos \vartheta_j + n_j \cos \vartheta_i}, \quad r_{ij}^s = \frac{n_i \cos \vartheta_i - n_j \cos \vartheta_j}{n_i \cos \vartheta_i + n_j \cos \vartheta_j} \quad (\text{Fresnel-Reflexionskoeffizienten}),$$

$$t_{ij}^p = \frac{2n_i \cos \vartheta_i}{n_i \cos \vartheta_j + n_j \cos \vartheta_j}, \quad t_{ij}^s = \frac{2n_i \cos \vartheta_i}{n_i \cos \vartheta_i + n_j \cos \vartheta_j} \quad (\text{Fresnel-Transmissionskoeffizienten}).$$

(Fresnel-Reflexionskoeffizienten 8.68+8.69)

D: Schichtdicke

$M_2$ : Magnetisierungskomponente in der Einfallsebene

Q: Voigt-Konstante

$\vartheta_i$ : Einfallswinkel (s.u.)

$n_i$ : Brechungsindizes (s.u.)

$\lambda_0$ : Lichtwellenlänge im Vakuum

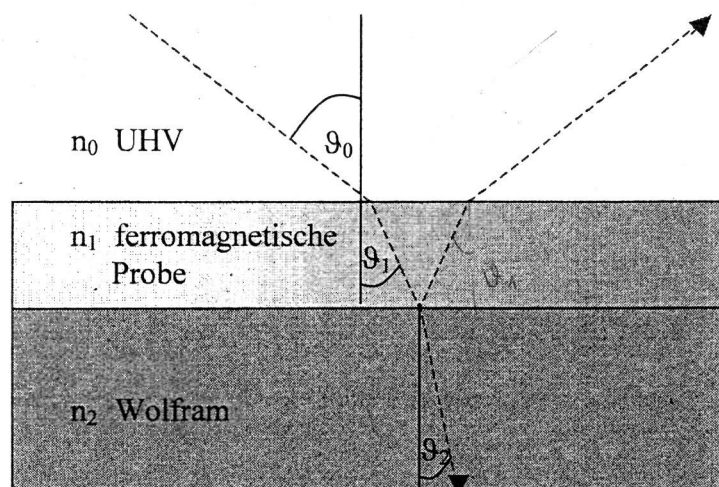


Abb. 2.5: Reflexion und Transmission eines Lichtstrahls an einer dünnen Schicht auf einem Substrat.

## KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

$\frac{L_{long}^s}{r_{ss}}$  stellt den komplexen Kerr-Winkel für den longitudinalen Fall dar und kann wie folgt

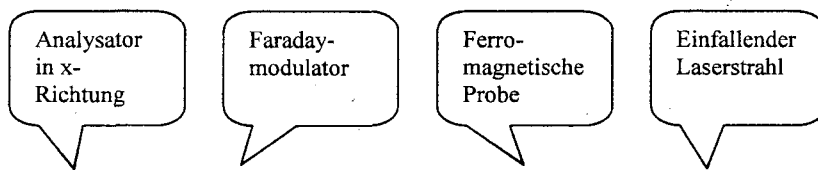
in Real- und Imaginärteil zerlegt werden:  $\frac{L_{long}^s}{r_{ss}} = \theta_k + i\varepsilon_k$ . Wir erhalten also jetzt:

$$\begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix} = -r_{ss} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -(\theta_k + i\varepsilon_k) \\ \theta_k + i\varepsilon_k & -1 \end{pmatrix}$$

Da keine absoluten Helligkeiten ausgewertet werden, kann man  $-r_{ss}$  vor der Matrix weglassen, ohne daß sich der durch die Matrix beschriebene Zustand ändert. Man erhält somit die Matrix der ferromagnetische Probe für den longitudinalen Fall:

$$\begin{pmatrix} -\frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -\theta_k - i\varepsilon_k \\ \theta_k + i\varepsilon_k & -1 \end{pmatrix}$$

Um den  $\vec{E}'$ -Vektor des ausfallenden Laserstrahls zu bestimmen müssen jetzt nur noch alle Matrizen der optischen Elemente miteinander multiplizieren werden:



The diagram consists of four speech bubbles arranged horizontally from right to left. From right to left, they are labeled: 'Einfallender Laserstrahl', 'Ferromagnetische Probe', 'Faraday-modulator', and 'Analysator in x-Richtung'.

$$\begin{aligned} \vec{E}' &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -\theta_{komp} \\ \theta_{komp} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{r_{pp}}{r_{ss}} & -\theta_k - i\varepsilon_k \\ \theta_k + i\varepsilon_k & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -\theta_{komp} \\ \theta_{komp} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\theta_k - i\varepsilon_k \\ -1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\theta_k - i\varepsilon_k + \theta_{komp} \\ (-\theta_k - i\varepsilon_k) \cdot \theta_{komp} - 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\theta_k - i\varepsilon_k + \theta_{komp} + \theta_{komp} \sin \omega t \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

## KAPITEL 2: THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Damit ist am Fotodetektor die Intensität nun:

$$\begin{aligned} I &\sim |\bar{E}|^2 = (\theta_k - \theta_+ - \theta_- \sin \omega t)^2 + \varepsilon_k^2 \\ &= (\theta_k - \theta_+)^2 - 2 \cdot (\theta_k - \theta_+) \theta_- \sin \omega t + \theta_-^2 \sin^2 \omega t + \varepsilon_k^2 \quad (\text{Gl. 2.3}) \\ &= (\theta_k - \theta_+)^2 - 2 \cdot (\theta_k - \theta_+) \theta_- \sin \omega t + \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \varepsilon_k^2. \end{aligned}$$

Die Meßgröße ist der Gleichstromanteil, der auf den Modulator gegeben wird und der die

- Kerr-Drehung kompensiert, so daß  $\theta_+ = \theta_k$  gilt. Die Funktionsweise der Meßelektronik ist ausführlich in Kapitel 3.3 erläutert.
- In unserem Versuchsaufbau wird nur die Kerr-Drehung gemessen. Es läßt sich aber auch die Kerr-Elliptizität bestimmen, in dem man ein  $\lambda/4$ -Plättchen vor den Detektor in den

Strahlengang bringt. Dieses wird mit der Matrix  $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}$  beschrieben. Analog zur obigen

Matrizenmultiplikation erhält man:

$$\bar{E}' = \begin{pmatrix} -\theta_k - i(\varepsilon_k + \theta_+ + \theta_- \sin \omega t) \\ 0 \end{pmatrix}$$

und damit eine Intensität am Detektor von:

$$I \sim |\bar{E}'|^2 = (\varepsilon_k + \theta_+)^2 + 2 \cdot (\varepsilon_k + \theta_+) \theta_- \sin \omega t + \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \theta_k^2.$$

In diesem Fall kompensiert der Gleichstromanteil die Kerr-Elliptizität ( $\theta_+ = -\varepsilon_k$ ).

Der Gleichstromanteil kann somit zum einen über die Kerr-Drehung (ohne  $\lambda/4$ -Plättchen) und zum anderen über die Kerr-Elliptizität (mit  $\lambda/4$ -Plättchen) Aufschluß geben.

### 3.2. Aufbau des Kerr-Magnetometers

Wie zuvor beschrieben, beruht das Meßprinzip des Kerr-Magnetometers auf der Drehung der Polarisations Ebene eines linear-polarisierten Lichtstrahls bei der Reflexion an einer magnetischen Oberfläche. Eine Laserdiode emittiert dabei monochromatisches Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda=670$  nm. Dieses wird mit Hilfe eines Polarisators linear polarisiert und durch eine Sammellinse auf die Probe fokussiert. Der reflektierte Laserstrahl passiert dann einen Faradaymodulator. Hierunter versteht man einen Flintglasstab, um den eine Spule gewickelt ist. Läßt man durch die Spule einen Strom fließen, so dreht sich die Polarisations Ebene des Lichtes, welches den Stab durchstrahlt, proportional zum angelegten Strom. Hinter dem Faradaymodulator befindet sich der Analysator (ein um  $90^\circ$  zum Polarisator gedrehtes Polarisationsfilter) und eine weitere Linse, die den Laserstrahl in den Photodetektor fokussiert.

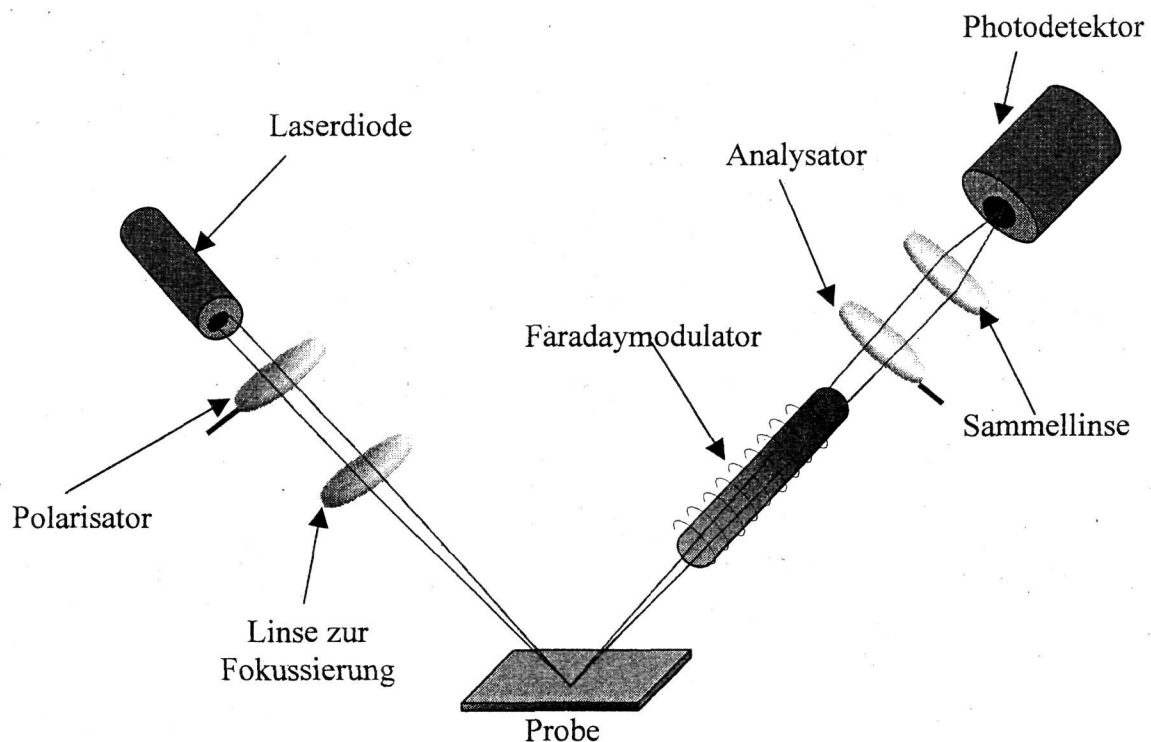


Abb. 3.6: Prinzipieller Aufbau des verwendeten Kerr-Magnetometers.



### 3.3. Die Meßelektronik

Da die Kerr-Drehungen nur im  $\mu\text{rad}$ -Bereich liegen, kann die Bestimmung des Kerr-Winkels nicht durch einfaches Aufsuchen des Intensitätsminimums durch Verdrehen des Analysators erfolgen und anschließend der Winkel abgelesen werden. Hier bedient man sich der sogenannten Lock-In Meßtechnik und einer Rückkopplungsschaltung.

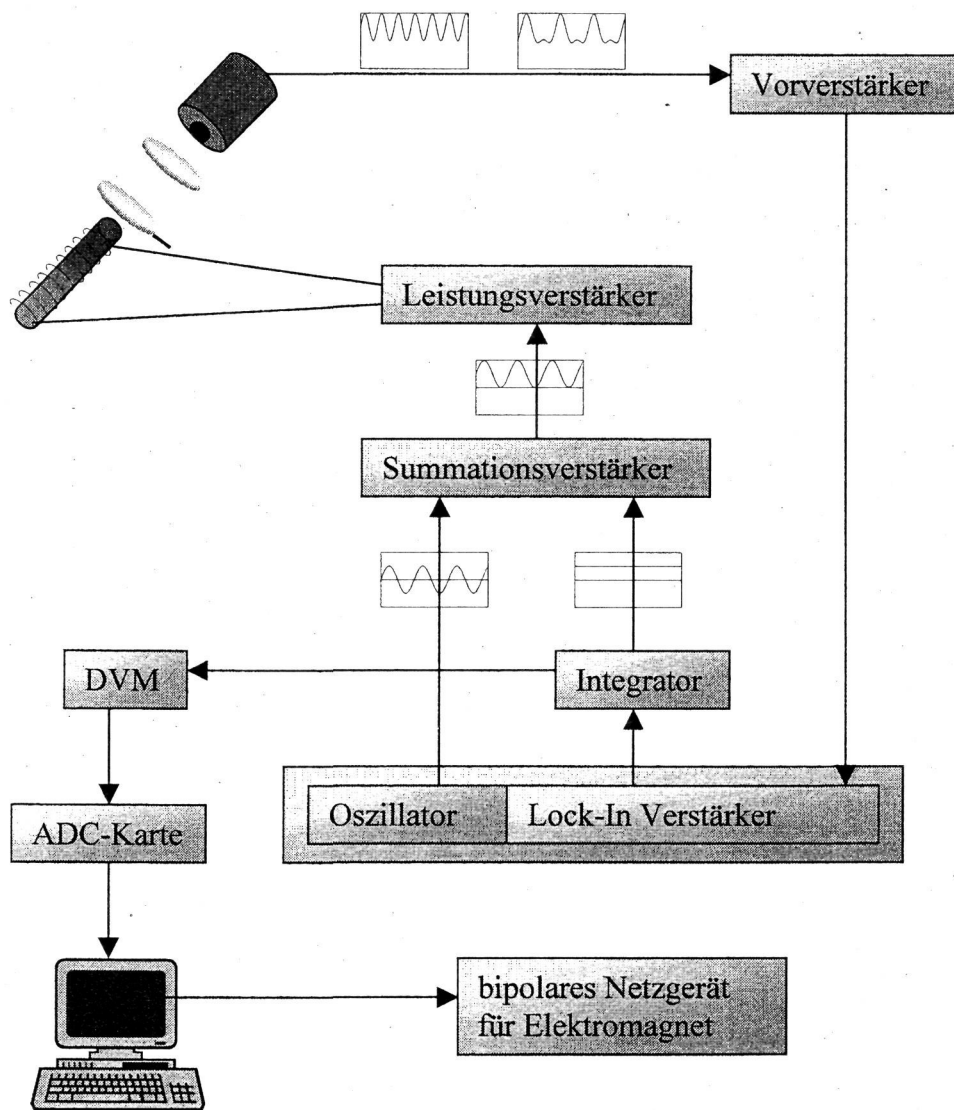


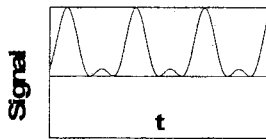
Abb. 3.7: Die Meßelektronik des verwendeten Kerr-Magnetometers.

### KAPITEL 3: DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

Das Detektorsignal wird zunächst verstärkt und in einen Lock-In-Verstärker geleitet. Das Signal am Ausgang des Lock-Ins wird integriert und zu dem Oszillator-Signal (Referenzsignal des Lock-In-Verstärkers)  $\theta_- \sin \omega t$  in einem Additionsverstärker addiert. Schließlich verstärkt ein weiterer Leistungsverstärker dieses Signal für den Faradaymodulator. Der Drehwinkel des Faradaymodulators ist direkt proportional zum angelegten Strom, denn es gilt:

$$\theta_{\text{faraday}} = R \cdot l \cdot H = \frac{R \cdot l \cdot n \cdot I}{l} = R \cdot n \cdot I \quad \text{mit } H = \frac{n \cdot I}{l} \text{ für eine lange Spule, } R: \text{Konstante}$$

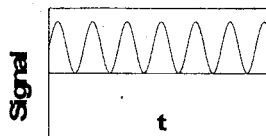
Ist noch keine Kompensation der Kerr-Drehung erfolgt (es ist also  $\theta_- \neq \theta_k$ ), erhält man am Fotodetektor folgendes Signal:



Aus Gleichung 2.3, die in Kapitel 2.2 hergeleitet wurde, folgt für die Intensität

$I \sim (\theta_k - \theta_-)^2 - 2 \cdot (\theta_k - \theta_-) \theta_- \sin \omega t + \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \varepsilon_k^2$  und man sieht, daß für diesen Fall noch Anteile von  $\omega$  im Lock-In verstärkt werden. Man erhält also ein Ausgangssignal, welches dann zeitlich integriert wird und  $\theta_-$  liefert.

Ist die Kerr-Drehung vollständig kompensiert ( $\theta_- = \theta_k$ ) erhält man nur noch Komponenten mit  $2\omega$ , was der doppelten Referenzfrequenz entspricht:



$$I \sim \frac{1}{2} \theta_- (1 - \cos 2\omega t) + \varepsilon_k^2.$$

*Es gibt nur die Komponenten mit  $2\omega$  aus*

Jetzt gibt der Lock-In kein Signal mehr aus. Die Regelung bewirkt also, daß am Lock-In immer ein Signal von Null ausgegeben wird. Die Kerr-Drehung ist damit proportional zum Gleichspannungsanteil, den der Integrator ausgibt. Mittels einer ADC-Karte wird es digitalisiert und in einen PC eingelesen. Dieser steuert ferner ein bipolares Netzteil, mit dem man über einen Elektromagneten ein äußeres Magnetfeld an die Probe anlegen kann.

Mit einem Meßprogramm lassen sich dann verschiedene Feldstärken durchfahren und jeweils die Kerr-Drehung bestimmen. Somit erhält man für die untersuchte Probe spezifische Ummagnetisierungskurven.

### 3.4. Die Kalibrierung des Kerr-Magnetometers

Um der vom Meßprogramm angegebenen Spannung einen konkreten Drehwinkel zuzuordnen, muß man das Meßsystem zunächst kalibrieren. Dies geschieht, indem man bei angeschaltetem Integrator den Analysator immer um einen festen Betrag weiter dreht und die zugehörige Kompensationsspannung protokolliert. Man täuscht also mit diesem Vorgehen eine Kerr-Drehung vor.

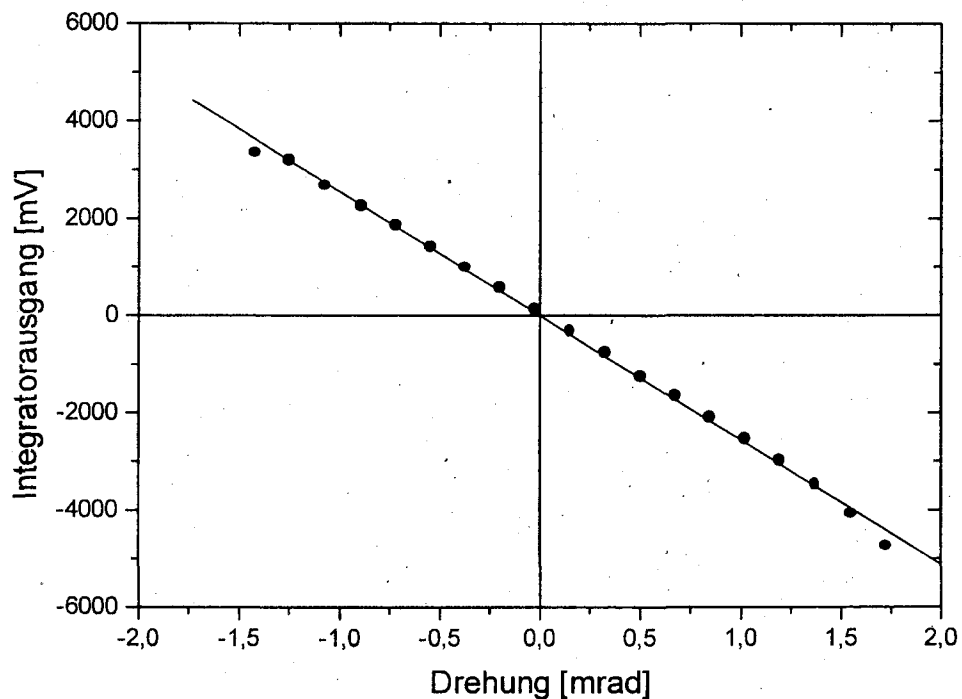


Abb. 3.8: Zusammenhang zwischen dem Gleichspannungssignal am Integrator und der Kerr-Drehung.

x = 1,2, ... +

### 5.6.5 Der Riesenmagnetwiderstand – GMR

Der GMR tritt auf in Schichtsystemen aus ferromagnetischen Metallen (FM), die durch dünne nicht-magnetische Metalle (N) voneinander getrennt sind.

Beispiele: Co/Au/Co oder Fe/Cr/Fe

Eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung der FM-Schichten (Magnetisierung in der Schichtebene) wird durch Anlegen eines Magnetfeldes in eine parallele Ausrichtung überführt

⇒ starker Abfall des Widerstands

- für Strom in der Schichtebene (*current in plane* – CIP-Geometrie)
- für Strom  $\perp$  Schichtebene (*current perpendicular to plane* – CPP-Geometrie)

(unabhängig von der relativen Orientierung zwischen Strom und Magnetfeld  
- anderer Mechanismus als bei AMR)

Gebräuchliche Definition des GMR-Effekts:

$$GMR = \frac{R_a - R_p}{R_p} \quad (5.141)$$

( $R_a$ : Widerstand bei antiparalleler Magnetisierung,  
 $R_p$ : Widerstand bei paralleler Magnetisierung)

Rekordwerte in Multilagensystemen: >200% bei 4.2 K  
bis zu 80% bei Raumtemperatur

Realisierung der antiparallelen Ausrichtung (im Feld  $H = 0$ , bzw. bei kleinen  $H$ -Feldern):

- antiferromagnetische **Zwischenschichtkopplung** (*interlayer exchange coupling*)
- 'Spinventile' ('*spin valves*'):  
'Pinning' einer FM-Schicht durch Kopplung an antiferromagnetische Schicht (z.B. FeMn)  
→ Ausnutzen der **Austauschanisotropie** (*exchange bias*)

### Zwischenschichtkopplung

Mehrlagige Schichtsysteme aus FM/N/FM... zeigen antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung (in der Ebene) benachbarter FM-Schichten  
 – falls die N-Schicht eine bestimmte Dicke besitzt (sehr dünn !).

Von Peter Grünberg 1986 am FZ Jülich (IFF) entdeckt  
 in Fe/Cr-Schichten mit Cr-Schichtdicke ca. 1 nm

Analogie: alternierende Spinpolarisation der Leitungselektronen um  
 magnetische Verunreinigungen (→ RKKY-Wechselwirkung, Kondo-Effekt)

Messungen an keilförmigen Proben:

→ systematische Untersuchungen zur Zwischenschichtkopplung (ZSK)

- Dicke der magnetischen Schicht (hier: Fe) = const.

- Dicke der nicht-magnetischen Schicht (hier: Cr) kontinuierlich variiert.

Strukturierung mehrerer Messstege senkrecht zum Keilverlauf  
 (typisch mehrere  $10\mu\text{m}$  breit)

→ Experimente an einzelnen Stegen mit wohldefinierter Zwischenschichtdicke.

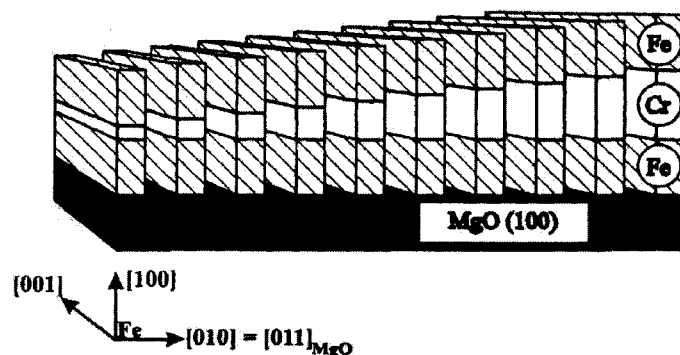


Abb. 5.96: Schematische Darstellung einer keilförmigen Fe/Cr/Fe Mehrlagenstruktur aus magnetischen (Fe) und nichtmagnetischen (Cr) Schichten zur Untersuchung der Zwischenschichtkopplung. Die Messstege ( $80\mu\text{m}$  breit,  $30\mu\text{m}$  Abstand) verlaufen horizontal, die Cr-Schichtdicke nimmt von links nach rechts zu [aus C.D. Potter *et al.*, Phys. Rev. B 49, 16055 (1994)].

Vorteil der Keilstruktur:

viele Strukturen auf einem Substrat herstellbar

(in *einem* Herstellungsprozess → reduziert präparationsabhängige Schwankungen)

Messungen:

- elektrischer Transport  $R(H)$ 
  - ⇒ MR-Effekt
  - ⇒ Sättigungsfeld  $H_s$  (aus Sättigung des MR)
- magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE):<sup>1</sup>
  - Drehung der Polarisationssebene des reflektierten Lichts liefert direktes Maß für die Magnetisierung (als lokale netto-Magnetisierung der FM-Lagen)
  - ⇒ Abbildung magnetischer Domänen
  - ⇒ Sättigungsfeld  $H_s$  (aus Sättigung des MOKE-Signals)

<sup>1</sup>s. z.B. A. Hubert und R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin (1998)

Messergebnisse an keilförmigen Fe/Cr/Fe-Schichten:

- Maxima in der Sättigungsfeldstärke  $H_s$  und in der feldinduzierten Widerstandsabnahme für Zwischenschichtdicken  $d_{Cr} = 4, 6, 8, 10$  Cr-Monolagen ( $a_{Cr} \approx 1.5 \text{ \AA}$ ).

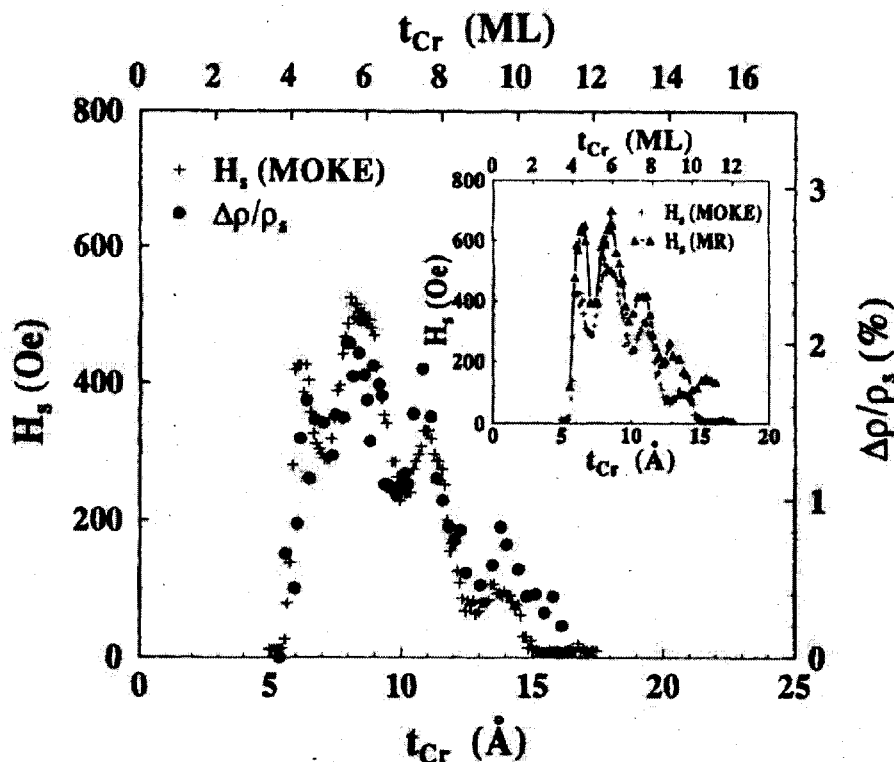


Abb. 5.97: Sättigungsmagnetfeld und relative Widerstandsänderung  $\Delta\rho/\rho_s$  für epitaktische Fe/Cr/Fe-Mehrlagenstrukturen auf [011] MgO-Substraten als Funktion der Dicke der Cr-Zwischenschicht.  $\rho_s$  ist der spez. Widerstand oberhalb der Sättigung, d.h. bei ferromagnetischer Ausrichtung der Fe-Schichten [aus C.D. Potter *et al.*, Phys. Rev. B **49**, 16055 (1994)].

- diese Maxima entsprechen einer **antiferromagnetischen (AF) Kopplung** zwischen den Fe-Lagen
- größerer Widerstand im Nullfeld
- größeres Feld erforderlich für ferromagnetische Ausrichtung

Die ZSK führt

- in Abhängigkeit der Dicke  $d_{Cr}$  der nicht-magnetischen Zwischenschicht – alternierend zu **ferromagnetischer (F)** und **antiferromagnetischer (AF)** Ausrichtung der Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten.

Bei Übergang von F- zu AF-Ausrichtung wurde auch **90°-Kopplung** beobachtet, → Magnetisierung der benachbarten FM-Schichten steht senkrecht aufeinander (immer in der Filmebene).

Der Wechsel der magnetischen Struktur infolge der ZSK führt zu **charakteristischen Domänenmustern**, die mittels MOKE beobachtet werden können. Sie hierzu Abb. 5.98.

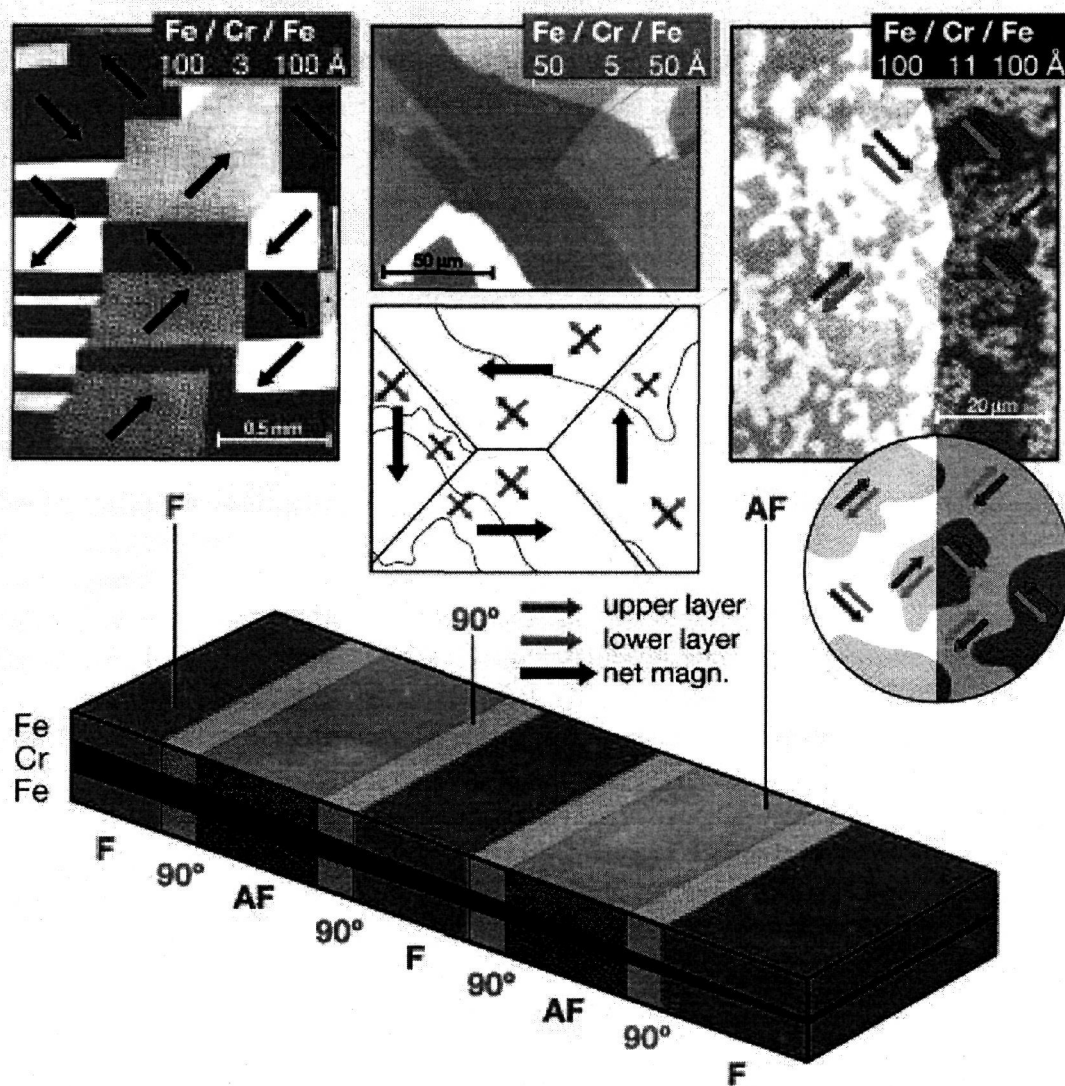


Abb. 5.98: Domänenmuster, die durch verschiedene Kopplungsarten in einem magnetischen Schichtsystem zustande kommen. Die Aufnahmen stammen von verschiedenen Bereichen einer Fe-Doppelschicht mit keilförmiger Cr-Zwischenschicht (s. unten) und wurden unter Ausnutzung des magnetooptischen Kerr-Effektes (MOKE) aufgenommen [aus P. Grünberg, IFF-Bulletin, *Magnetische Schichtstrukturen: Zwischenschichtaustauschkopplung und Riesenmagnetowiderstandseffekt*, 47/1995].

Kristallstruktur der Probe:

die Fe-Schichten sind hier einkristallin:

- mit der (100)-Ebene parallel zur Schichtebene
- Die leichten Achsen der Magnetisierung liegen entlang der [100]-Richtung (im Bild unter 45° zum Bildrand)

• **Ferromagnetische ZSK:** (Abb. 5.98 oben links)

typisch sind die überwiegend **geraden Domänenwände**.

Erklärung:

(Betrachte das lokale resultierende magnetische Moment):

Bei F-Kopplung liegen die Einzelmagnetisierungen und damit die Resultierenden (aus beiden Lagen) in der gleichen Richtung ('dicke' Pfeile)

An der Domänenwand ändert diese Resultierende ihre Richtung meist um  $90^\circ$  (kleinster von Null verschiedener Winkel und damit kleinste Wandenergie, die mit der Kristallanisotropie verträglich ist).

Domänenwände liegen entlang der Winkelhalbierenden zwischen den Magnetisierungsrichtungen (Vermeidung magnetischer Pole)

⇒ gerade Domänenwände mit wohldefinierter Richtung

• **Antiferromagnetische ZSK:** (Abb. 5.98 oben rechts)

**unregelmäßige Domänenwände**, da das resultierende Moment verschwindet (für beliebige Orientierung der Wände entstehen keine Pole)

•  **$90^\circ$  ZSK:** (Abb. 5.98 oben mitte)

**Mischung von unregelmäßigen und geraden Domänenwänden.**

Unregelmäßige Wände können sich bilden wenn die resultierende Magnetisierung sich nicht ändert;

gerade Domänenwände entstehen wie oben bei F-Kopplung, wenn sich die resultierende Magnetisierung ändert

(nun um  $45^\circ$  gegenüber den Domänenwänden bei F-Kopplung gedreht).

Fazit:

Anhand der Domänenstruktur läßt sich bereits der Kopplungstyp erkennen.



### Mikroskopisches Modell der Zwischenschichtkopplung – Quantum Well Zustände

Austauschspaltung  $\pm E_A$  im FM-Zustand  $\Rightarrow$  Verschiebung der Zustandsdichte nach unten ( $\uparrow$ : Majoritätsladungsträger), bzw. nach oben ( $\downarrow$ : Minoritätsladungsträger)

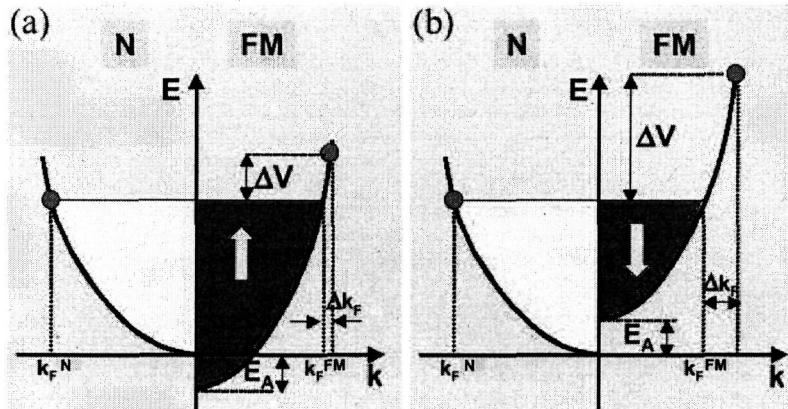


Abb. 5.99: Schematischer Verlauf des  $3d$ -Bandes in einem nicht-magnetischen und magnetischen Übergangsmetall. Für das FM-Metall ist das Majoritäts- ( $\uparrow$ ) und Minoritätsband ( $\downarrow$ ) durch die Austauschkopplung nach unten bzw. oben verschoben. Für die Elektronen am Fermi-Niveau ergibt sich eine mehr (b) oder weniger (a) starke Fehlanpassung des Fermi-Wellenvektors an der Grenzfläche der N- und FM-Schicht, die sich formal in einen Potentialunterschied  $\Delta V$  umrechnen lässt.

$$\Rightarrow k_F^{\uparrow, FM} \neq k_F^{\downarrow, FM}$$

$\Rightarrow$  Unterschied  $\Delta k_F$  in den Fermi-Wellenvektoren beim Übergang  $N \rightarrow FM$

$\Rightarrow$  Potentialsprung  $\Delta V$  (folgt in 1. Näherung aus Energieunterschied für gleiche  $k$ )

$\Rightarrow$  unterschiedliche Potentialsprünge für Spin- $\uparrow$ - und Spin- $\downarrow$ -Elektronen, jeweils für parallele und antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung in FM-Schichten

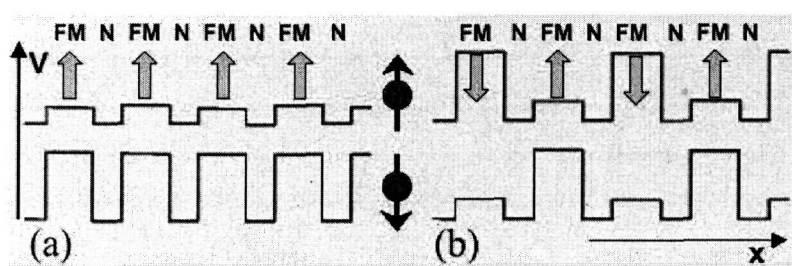


Abb. 5.100: Potential ( $\perp$  zu Lagenstruktur) für Majoritäts- ( $\uparrow$ , oben) und Minoritätsladungsträger ( $\downarrow$ , unten): (a) parallele, (b) antiparallele Magnetisierungsrichtung der magnetischen Schichten.

- Parallele Ausrichtung der Magnetisierung – Abb. 5.100(a):
  - geringe Potentialsprünge für Majoritätsladungsträger
  - hohe Potentialbarrieren für Minoritätsladungsträger beim Übergang  $N \rightarrow FM$
  - $\Rightarrow$  Reflexion an den Potentialbarrieren führt zu stehenden Elektronenwellen
- Antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung – Abb. 5.100(b):
  - Minoritäts- und Majoritätsladungsträger sehen gleichermaßen abwechselnd hohe und niedrige Potentialbarrieren beim Übergang  $N \rightarrow FM$ .

betrachte nun parallele Magnetisierungs-Ausrichtung:

Potentialmulden der Breite  $d_N$  (Zwischenschicht-Dicke)

→ stehende Wellen mit quantisierten Wellenzahlen  $k_x = n\pi/d_N$ , mit  $n = 1, 2, 3, \dots$   
( $x$ -Richtung ist senkrecht zu den Schichten)

In  $y$ - und  $z$ -Richtung liegt quasi-kontinuierliches Spektrum vor,  
da laterale Probenabmessung  $L \gg d$ .

Energie eines Spin- $\downarrow$ -Elektrons in der Zwischenschicht ist

$$E = V + \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{n\pi}{d_N} \right)^2 + \frac{\hbar^2}{2m} (k_y^2 + k_z^2) \quad (5.142)$$

Quantisierung der Zwischenschicht-Zustände

⇒ Aufspaltung des quasi-kontinuierlichen Energiespektrums des Fermi-Körpers in eine geschichtete Struktur in  $k_x$ -Richtung

Anmerkungen:

- Endliche Höhe der Potentialstufen  
⇒ Überlagerung der gebundenen Zustände  
(*Quantum Well Zustände* in den Zwischenschichten)  
⇒ Minibänder  
d.h. aus ursprünglicher Fermi-Kugel wird eine Vielzahl von Minibändern.
- es gibt keine Zustände mit  $k_x = 0$   
→ alle Zwischenschichtzustände besitzen endliche Impulskomponente senkrecht zur Schichtstruktur
  - anschaulich aus Heisenberg'scher Unschärferelation:  $\Delta x \Delta k_x \geq 1$
  - ⇒ wegen  $\Delta x \leq d$  muß der Impuls mindestens  $k_x \sim 1/d$  sein
  - analog zu Betrachtung der Streuung an Oberflächen in sehr dünnen Schichten
  - ⇒ spin-abhängige Streuprozesse an den magnetischen Schichten

Energie des Elektronensystems in der Zwischenschicht:

Aus (5.142) folgt Abnahme der Energie für Zustand  $n$  mit zunehmender Zwischenschichtdicke  $d_N$ .

⇒ Gesamtenergie der besetzten Zustände nimmt zunächst mit steigendem  $d_N$  ab, springt aber wieder auf höheren Wert, sobald ein bislang unbesetztes Niveau unter die Fermi-Energie  $E_F$  absinkt und daher besetzt wird.

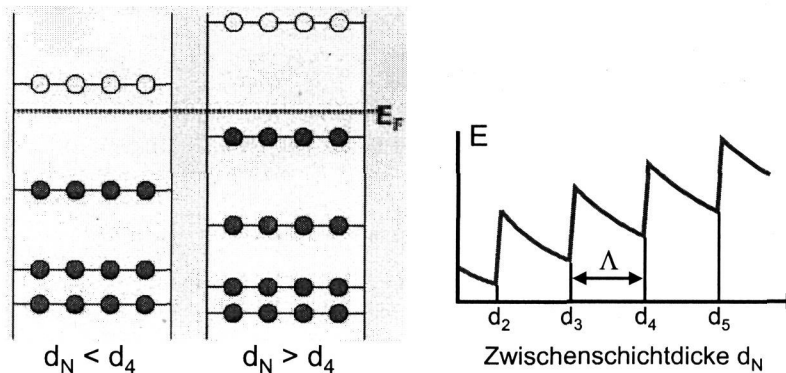


Abb. 5.101: Änderung der Energieniveaus der Elektronenzustände in der Zwischenschicht und der Gesamtenergie der Elektronen (nur  $k_x$ -Beiträge) als Funktion der Dicke  $d_N$  der nicht-magnetischen Zwischenschicht.

Dieser Vorgang wiederholt sich bei weiterer Erhöhung von  $d_N$  periodisch  
 → parallele (FM) Magnetisierungs-Ausrichtung liefert **Minima in der Gesamtenergie** vs. Zwischenschichtdicke  $d_N$   
 ⇒ **ferromagnetische Kopplung** ist begünstigt für bestimmte  $d_N$ .

**Periodenlänge  $\Lambda$**  folgt aus charakteristischer Wellenlänge der Elektronen  
 – wird bestimmt durch Fermi-Energie.

Bedingung für Sprung der Gesamtenergie ist:

$$\frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{d_N}\right)^2, \text{ d.h. wann immer } d_N = d_n \equiv n\pi/k_F, \text{ mit } n = 1, 2, 3, \dots$$

Daraus folgt für die Periodenlänge<sup>2</sup>

$$\Lambda = d_{n+1} - d_n = \frac{\pi}{k_F} = \frac{\lambda_F}{2}; \quad (\text{Fermi - Wellenlänge: } \lambda_F \equiv \frac{2\pi}{k_F}) \quad (5.143)$$

Anschaulich:

stehende Wellen, falls Wellenlänge der Elektronen in den Potentialtopf passt, d.h. für  $d_N = n\lambda_F/2$  bzw.  $d_N = n\pi/k_F$ .

analoge Überlegung für antiparallele Magnetisierung

⇒ ebenfalls Oszillation der Gesamtenergie vs.  $d_N$

⇒ **Oszillation zwischen AFM- und FM-Kopplung vs.  $d_N$**

<sup>2</sup>Diese Abschätzung gilt nur für eine Fermi-Kugel mit konstanter Länge des Fermi-Wellenvektors, bei nicht-sphärischen Fermi-Körpern können auch mehrere  $\Lambda$ -Werte auftreten.

**Fazit:**

oszillierende ZSK beruht auf der **Wellennatur der Elektronen** und dem **Potentialverlauf senkrecht zur Schichtstruktur**.

→ Bildung von stehenden Wellen, die aufgrund der Magnetisierung ...<sup>2</sup>

**RKKY-Wechselwirkung**

Alternative Modellvorstellung zur ZSK beruht nicht auf der Variation der Gesamtenergie des Elektronensystems, sondern auf der *alternierenden Spinpolarisation* des Elektronengases in der Umgebung von ferromagnetischen Verunreinigungen.

Dieser Effekt wurde bereits im Zusammenhang mit dem Kondo-Effekt diskutiert.

In den hier betrachteten N/FM-Multilagen ist die Verunreinigung natürlich die gesamte magnetische Schicht.

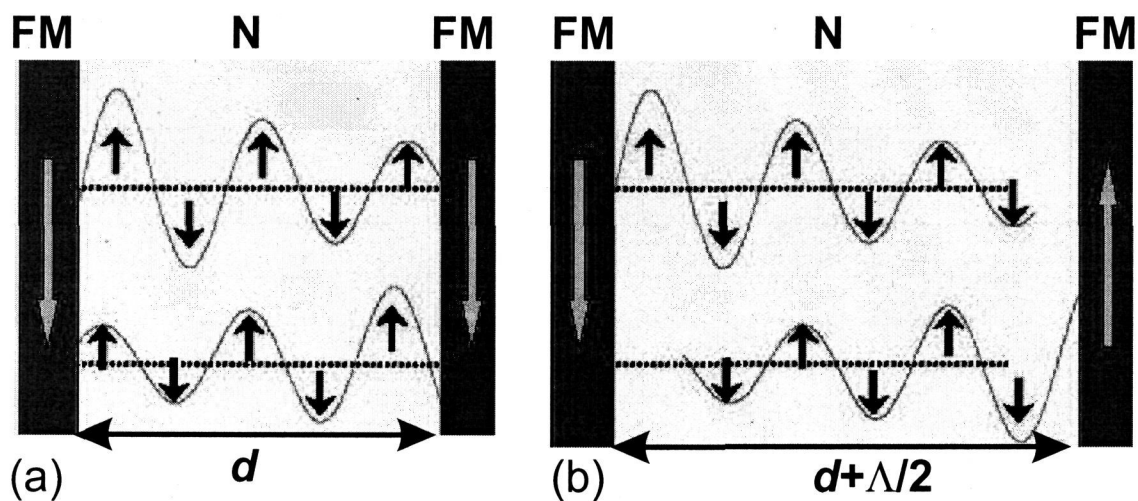


Abb. 5.102: Schematische Darstellung einer ferromagnetischen (a) und antiferromagnetischen (b) Kopplung über die Polarisationswolken in der nicht-magnetischen Zwischenschicht. Die Pfeile geben die lokale Spinrichtung an.

*RKKY-Wechselwirkung* zwischen den benachbarten magnetischen Schichten

– über die diese umgebenden Polarisationswolken –

kann je nach Dicke  $d_N$  der nicht-magnetischen Schicht zu einer ferromagnetischen oder antiferromagnetischen Kopplung führen.

### Experimentelle Bestimmung der Modulationsperiode der ZSK – Alias-Effekt

Für Cu erwartet man mit  $k_F = 1.36 \times 10^{10}/\text{m}$  eine Modulationsperiode  $\Lambda = 0.23 \text{ nm}$ .  
→ sehr kleiner Wert – vergleichbar mit der Dicke einer Monolage ( $\sim 0.15 \text{ nm}$ )

Früher experimenteller Befund: viel größeres  $\Lambda$ !!

Erklärung:

$d_N$  ist nicht fein genug und nicht kontinuierlich variierbar  
(limitiert durch Dicke einer Monolage)

⇒ Alias-Effekte (Abb. 5.103):

Wellenzahl der oszillierenden Kopplungsstärke  $q_1 = 2\pi/\Lambda = 2k_F$

Wellenzahl der Gitterperiodizität  $q_2 = 2\pi/a$  (mit Gitterkonstante  $a$ )

⇒ Schwebung mit der Wellenlänge  $\Lambda' = 2\pi/(q_2 - q_1)$

liefert  $\Lambda' \simeq 0.43 \text{ nm}$ , in guter Übereinstimmung mit Experimenten.

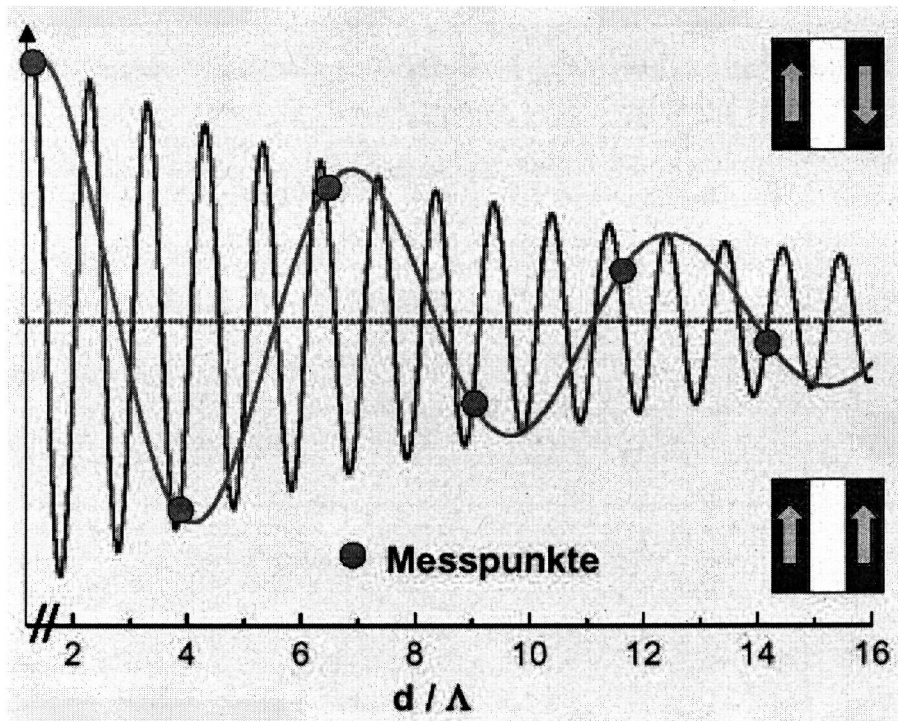


Abb. 5.103: Gemessene und tatsächliche Modulationsperiode der Zwischenschichtkopplung aufgrund von so genannten Alias-Effekten. Die blauen Punkte stellen die gemessene Zwischenschichtkopplung dar. Legt man durch diese Punkte eine periodische Funktion, so erhält man die blaue Kurve mit einer zu großen Modulationsperiode.

### GMR in antiferromagnetisch gekoppelten Schichten:<sup>3</sup>

Die im Nullfeld antiferromagnetisch gekoppelten Fe-Schichten klappen bei Anlegen eines Magnetfeldes in eine ferromagnetische Anordnung der Magnetisierungen um.

Der Widerstand bei dem Wechsel von antiferromagnetischer zu ferromagnetischer Anordnung sinkt stark ab.

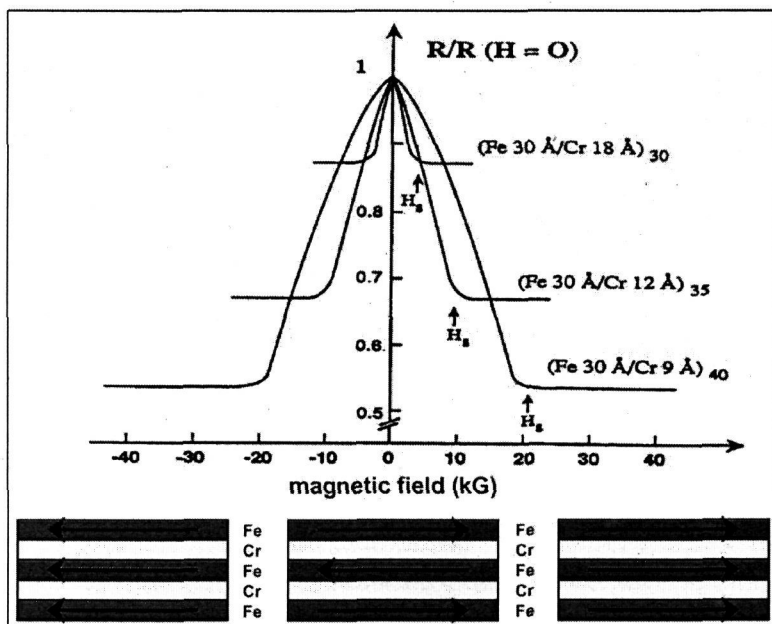


Abb. 5.104: Magnetwiderstand von Fe/Cr-Schichtstrukturen bei 4.2 K. Es wird ein maximaler Magnetwiderstand bei einer Cr-Schichtdicke von 0.9 nm beobachtet. Für diese Schichtdicke liegt im feldfreien Fall eine antiparallele Kopplung der Magnetisierungen vor (aus M.N. Baibich et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)).

anschauliche Erklärung im 2-Kanal-Modell:

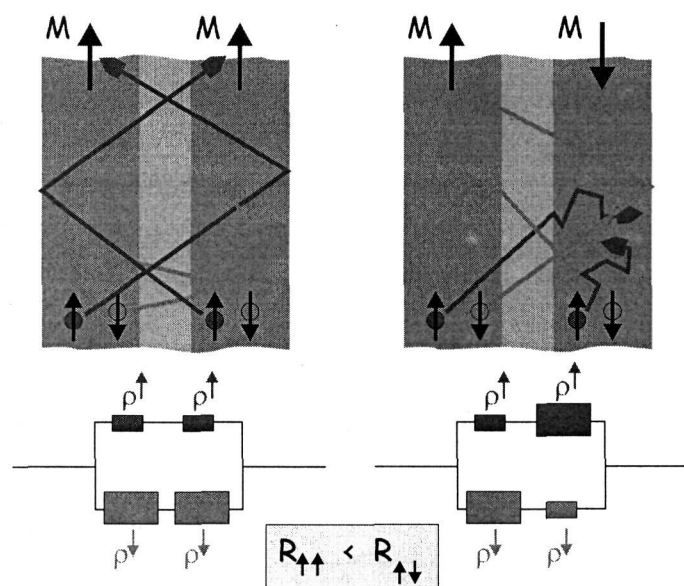


Abb. 5.105: GMR-Effekt im 2-Kanal-Modell.

- parallele Magnetisierung: dominanter Beitrag der höheren Leitfähigkeit der Majoritätsladungsträger (in allen FM-Schichten)
- antiparallele Magnetisierung: gleichwertiger (geringerer) Beitrag beider Spinsorten zur Leitfähigkeit

<sup>3</sup>M.N. Baibich et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)

## B 9 Zwischenschichtauskopplung: Phänomenologische Beschreibung, Materialabhängigkeit

P. Grünberg

Institut für Festkörperforschung

Forschungszentrum Jülich GmbH

1. Phänomenologische Beschreibung
2. Bestimmung von Kopplungsart und Kopplungsstärke: Beispiele, Ergebnisse
3. Eine anschauliche Deutung der indirekten Kopplung vermittelt, durch Metallelektronen
4. Experimentelle Ergebnisse mit verschiedenen Zwischenschichtmaterialien
5. Bezug der Kopplung zur Stellung des Zwischenschichtmaterials im Periodensystem
6. Zwischenschichten aus Verbindungen und heterogenen Strukturen.

### 1. Phänomenologische Beschreibung

Bereits bei der phänomenologischen Beschreibung der Zwischenschichtkopplung ist das Material der Zwischenschicht von Bedeutung. Sie hängt davon ab, ob dieses Material diamagnetisch, paramagnetisch oder magnetisch geordnet ist, wobei im letzten Fall bisher im Wesentlichen nur antiferromagnetische Materialien betrachtet wurden.

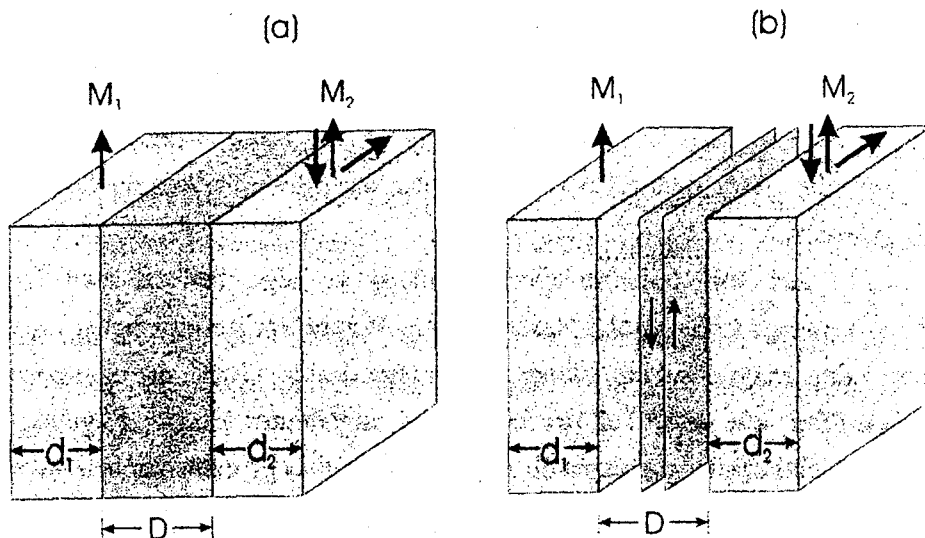


Abb.1. Illustration der beiden Arten von Zwischenschichtkopplung in Abhängigkeit vom Magnetismus der Zwischenschicht. Ferromagnetische Filme sind mit lila- und nichtferromagnetische Filme in blauer Farbe gekennzeichnet. In Teil (a) sind dia- oder paramagnetische Zwischenschichten angenommen. Teil (b) bezieht sich auf eine antiferromagnetische Zwischenschicht, wobei die Monolagen alternierend auf und ab ausgerichtet sind.

In Abb.1. sind diese Möglichkeiten angedeutet. Im Teil (a) besitzt die Zwischenschicht keine statische magnetische Ordnung und die Austauschkopplung ist indirekt und kommt durch die Metallelektronen zustande (wir werden später zusätzlich auf den Fall isolierender Zwischenschichten eingehen). In Teil (b) ist antiferromagnetische Ordnung in der Zwischenschicht angenommen, die durch interatomare antiferromagnetische Austauschkopplung zustande kommt. Auch über die Grenzfläche hinweg wird es dann nächste Nachbar- Austauschwechselwirkung geben, sodaß die Zwischenschichtkopplung insgesamt durch die herkömmliche direkte magnetische Austauschwechselwirkung zustande kommt. Falls die Zwischenschicht in Abb.1(b) metallisch ist, kann zusätzlich noch indirekte Wechselwirkung, vermittelt durch Metallelektronen, wie in Abb.1(a) auftreten.

Beschränken wir uns zunächst einmal nur auf den Fall der Kopplung zwischen Schichten aus magnetischen Übergangsmetallen und deren Legierungen, so wurden bisher experimentell drei Kopplungstypen gefunden die grundsätzlich bei beiden in Abb.1 angedeuteten Arten von Zwischenschichtkopplungen auftreten. Dies sind die ferromagnetische (F)-, antiferromagnetische (AF)- und  $90^\circ$ - Zwischenschichtkopplung. Bei genügend kleiner magnetischer Anisotropie <sup>(produziert)</sup> erzeugt jede dieser Kopplungsarten die entsprechende Ausrichtung der Magnetisierungen. Sie sind in Abb.1 ebenfalls angedeutet. Hierbei kann ferro- oder antiferromagnetische Ausrichtung überlagert sein von  $90^\circ$ - Ausrichtung, mit dem Ergebnis, dass der eingeschlossene Winkel einen entsprechenden Zwischenwert einnimmt. Ein äußeres Feld hat die gleiche Wirkung. Im Nullfeld sorgt jedoch meist die überlagerte Anisotropie für Winkel von 0, 180 oder 90 Grad.

Magnetische Ausrichtungen, wie in Abb.1 angedeutet, beobachtet man grundsätzlich bei allen Arten von Zwischenschichten, solange man für die magnetischen Materialien 3d- Metalle und deren Legierungen verwendet. Bei Selten- Erd Schichtungen erhält man zusätzlich Verdrehungen, die aber letztlich durch Helixstrukturen in den magnetischen Filmen verursacht werden und auf die wir später, bei der Diskussion der Materialabhängigkeit, noch zurückkommen werden.

Je nachdem welche Art von Zwischenschichtkopplung vorliegt, benutzt man verschiedene Ausdrücke für die phänomenologische Beschreibung. Wir betrachten zunächst eine Struktur, bestehend aus zwei magnetischen Filmen, getrennt durch einen diamagnetischen oder paramagnetischen Film wie sie in Teil (a) der Figur 1 angedeutet ist. Der folgende Ausdruck für die Zwischenschichtkopplungsenergie  $E_i$  beschreibt die drei grundsätzlichen Ausrichtungen ferro (F), antiferro (AF) und  $90^\circ$  mit Hilfe der zugehörigen Energieminima:

$$E_i = -J_1 \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} - J_2 \left( \frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{|\vec{M}_1| \cdot |\vec{M}_2|} \right)^2 = -J_1 \cos(\Delta\varphi) - J_2 (\cos(\Delta\varphi))^2 \quad (1)$$

Dabei ist  $\Delta\varphi$  der Winkel zwischen den Magnetisierungen  $\vec{M}_1$  and  $\vec{M}_2$  der Filme auf beiden Seiten der Zwischenschicht. Die Parameter  $J_1$  and  $J_2$  bestimmen Typ und Stärke der



Kopplung. Wenn der Term mit  $J_1$  dominiert, so ist die Kopplung gemäß der zugehörigen Energieminima von (1) ferromagnetisch (antiferromagnetisch) für positives (negatives)  $J_1$ . Falls der zweite Term dominiert erhalten wir für negatives  $J_2$   $90^\circ$ -Kopplung. Man bezeichnet den zu  $J_1$  gehörigen Kopplungstyp auch manchmal als bilinear und den zu  $J_2$  gehörigen als biquadratisch. Der in (1) angegebene Ansatz kann ohne weitere Begründung als rein empirisch angesehen werden, wird aber durch die mikroskopische Theorie bestätigt (siehe Vortrag P. Bruno).

In vielen theoretischen Arbeiten wird die Kopplungsstärke in Form der Energiedifferenz  $E_F - E_{AF}$  zwischen der ferromagnetischen und antiferromagnetischen Ausrichtung zweier magnetischer Schichten angegeben, also  $\Delta\varphi=0$  and  $\Delta\varphi=\pi$  in Gl.(1).  $E_F$  und  $E_{AF}$  werden dabei als Energie pro lateraler Einheitszelle an der Grenzfläche aufgefasst. Damit ergibt sich

$$J_1 = -(E_F - E_{AF}) / 2A_{\square} \quad (2)$$

mit  $A_{\square}$  als Fläche der lateralen Einheitszelle.

Für die Auswertung von Experimenten muß man noch die anderen magnetischen Energien, wie Zeeman- und Anisotropieenergie berücksichtigen. Zum Beispiel ergibt sich die gesamte magnetische Energie im Falle einer vierzähligen kubischen Anisotropie als

$$E = E_i - \mu_0 H (M_1 d_1 \cos\varphi_1 + M_2 d_2 \cos\varphi_2) + K_1 [d_1 (\sin 2\varphi_1)^2 + d_2 (\sin 2\varphi_2)^2] / 4 \quad (3)$$

Hierbei sind  $d_1$  und  $d_2$  die Dicken der magnetischen Filme (vgl. Fig.1),  $H$  ist das äußere Feld welches hier entlang einer leichten Richtung angelegt ist und  $K_1$  ist die Volumen-Anisotropiekonstante.  $\varphi_1$  and  $\varphi_2$  sind die Winkel, die die Magnetisierungen der beiden Filme mit der Richtung des äußeren Feldes einschließen. Die Minima von Gl.3 bezüglich  $\varphi_1$  and  $\varphi_2$  und damit die Magnetisierungsrichtungen können mit numerischen Methoden gefunden werden.

Für den Fall daß Anisotropie und der Term mit  $J_2$  vernachlässigbar sind, erhält man für eine Doppelschicht mit magnetischen Schichten gleicher Dicke  $d$  und Magnetisierung  $M$  die folgende explizite Form:

$$J_1 = -\mu_0 M H_s d / 2$$

Hierbei ist  $H_s$  das Feld, bei dem entsprechende Ummagnetisierungskurven  $M(H)$  bei hohen Feldern sättigen. In den immer noch häufig gebräuchlichen cgs Einheiten muß man in Gl.4  $\mu_0=1$  setzen. Für Multischichten wird der Faktor  $1/2$  in (4) durch  $1/4$  ersetzt.

Während Gl.1 für die Kopplung ferromagnetischer Schichten über diamagnetische oder paramagnetische metallische Zwischenschichten benutzt wird, muss man für Zwischenschichten

*Handwritten note:*  
 für Fall der Kopplung  
 vortander (4)

mit einer statischen antiferromagnetischen Ausrichtung einen anderen Ansatz benutzen. Es ist dabei unwichtig, ob spontaner Antiferromagnetismus vorliegt oder ob er erst durch die Wechselwirkung mit den ferromagnetischen Filmen induziert wird. Falls der letztere Fall angenommen wird, spricht man von "proximity antiferromagnetism" (Slonczewski 1995).

Betrachten wir den in Fig.1 dargestellten Fall eines antiferromagnetischen Materials, bestehend aus Monolagen, die in sich ferromagnetisch geordnet aber von Lage zu Lage antiparallel ausgerichtet sind, so muß jetzt Gleichung (1) ersetzt werden durch

$$E_i = C_+ \{\Delta\varphi\}^2 + C_- \{\Delta\varphi - \pi\}^2 \quad (5)$$

Hierbei ist  $\Delta\varphi$ , wie vorher der Winkel zwischen den Magnetisierungen auf beiden Seiten der Zwischenschicht, aber das Vorzeichen muß so gewählt werden, daß  $|\{\Delta\varphi - \pi\}| \leq \pi$ .  $C_+, C_-$  sind anzupassende Parameter. Gl(5) besagt, daß für  $C_- = 0$  das Energieminimum für  $\Delta\varphi = 0$ , also für ferromagnetische Kopplung und in gleicher Weise  $\Delta\varphi = \pi$  und somit antiferromagnetische Kopplung für  $C_+ = 0$  erreicht wird. Im Idealfall glatter Grenzflächen erhält man  $C_- = 0$  für eine Zwischenschicht mit einer ungeraden Anzahl von Monolagen und  $C_+ = 0$  für eine gerade Anzahl. Man kann (5) im Sinne einer Reihenentwicklung verstehen, wobei der lineare Teil deswegen verschwindet weil positive und negative Abweichung von  $\Delta\varphi = 0$  und  $\Delta\varphi = \pi$  die gleiche Austauschenergie ergeben müssen. Im Allgemeinen sind sowohl  $C_+$  als auch  $C_-$  von Null verschieden. Dies ergibt sich zum Beispiel für eine Zwischenschicht, die aus Gebieten mit einer geraden- und anderen mit einer ungeraden Anzahl von Monolagen besteht. Ferromagnetische Kopplung ( $C_+ \neq 0$ ) kann auch durch "pinholes" und magnetische Brücken zustande kommen, sodaß dieser Fall ebenfalls mit Gl. (5) behandelt werden kann.  $90^\circ$  Kopplung ergibt sich hier wenn  $C_+$  and  $C_-$  gleich groß sind. Diese Art von  $90^\circ$  Kopplung unterscheidet sich von derjenigen, die durch den zweiten Term in Gl.1 beschrieben wird in erster Linie dadurch, daß das Gesamtmoment der Probe in einem äußeren Feld nur asymptotisch sättigt, während gemäß Gl.1 Sättigung bereits in endlichen Feldern erreicht wird. Bei verrauschten Ummagnetisierungskurven ist dieses Unterscheidungsmerkmal oft nur schwer zu erkennen.

Es soll nocheinmal betont werden, daß im Falle metallischer Zwischenschichten mit magnetischer Ordnung die beiden durch Gl.1 und Gl.5 beschriebenen Fälle überlagert sein können. Vermutlich bieten Cr- Zwischenschichten hierfür ein Beispiel, wobei die durch (5) beschriebene Kopplung eine Oszillationsperiode von zwei Monolagen und die durch (1) beschriebene Kopplung eine Periode von etwa 1,8nm hat (s. Vortrag von H. Zabel).

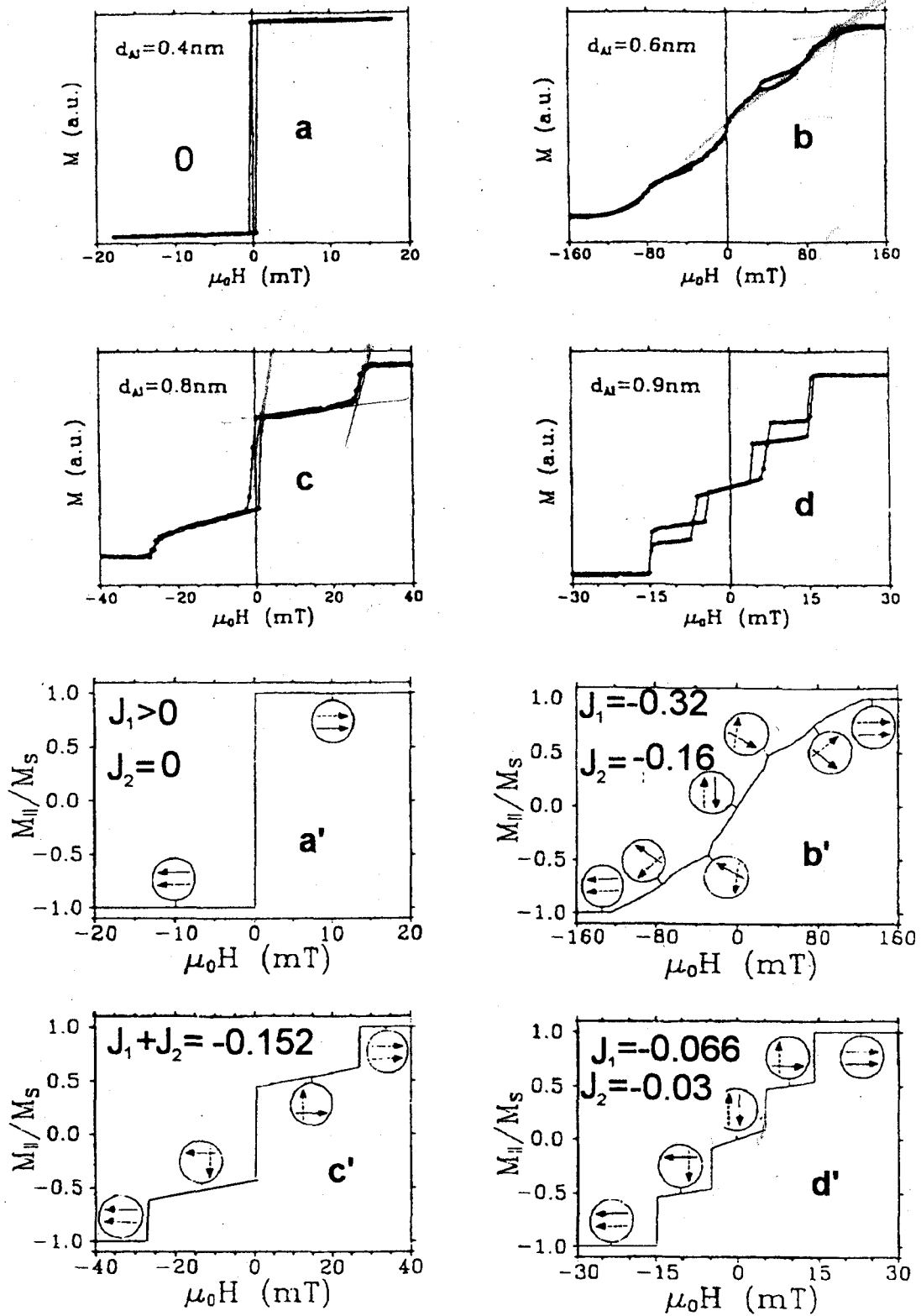


Abb.2 Gemessene (a-d) und angepasste (a'-d') Ummagnetisierungskurven von Fe/Al/Fe-Schichtungen.  $J_1, J_2$  in  $\text{mJ/m}^2$ .

## 2. Bestimmung von Kopplungsart und Kopplungsstärke: Beispiele, Ergebnisse

Die Methoden zur Messung der Kopplung kann man einteilen in solche, die sich quasistatischer magnetischer Eigenschaften bedienen und solche, die hochfrequente dynamische Eigenschaften ausnutzen. Zu den quasistatischen Methoden gehört die Beobachtung magnetischer Domänen, und die Messung von  $M(H)$  Kurven. Die hochfrequenten Methoden bedienen sich der Beobachtung von Spinwellen, bei denen die Kopplungen als zusätzliche Rückstellkräfte auftreten, die über die Frequenzen meßbar sind. Die hochfrequenten Methoden werden ausführlicher im Vortrag von B. Hillebrands behandelt. Als Beispiel sollen daher hier nur Ummagnetisierungskurven gezeigt werden, aus deren Auswertung man die in (1) oder (5) definierten Kopplungsparameter erhält.

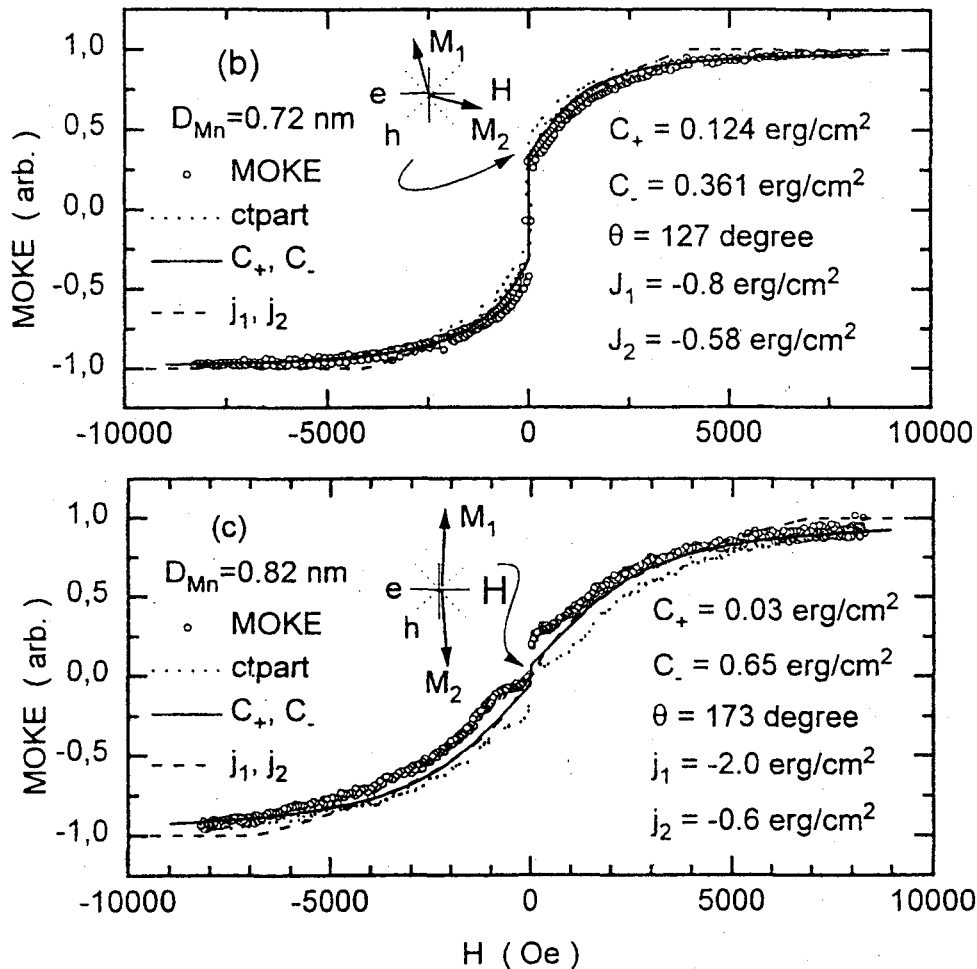


Abb.3 Gemessene (offene Kreise) und angepasste (durchgezogene Kurve) Ummagnetisierungskurve von Fe/Mn/Fe Schichtungen mit verschiedenen Mn-Dicken  $D_{Mn}$ .

Abb.2 zeigt im oberen Teil Ummagnetisierungskurven von Fe/Al/Fe Schichtungen, die mit Hilfe des magnetooptischen Kerr Effektes aufgenommen wurden (vgl. Vortrag von P. Bechthold) und im unteren Teil mit angefitzten Parametern simuliert sind. Da Al paramagnetisch ist, muß hier Gl.1 angewendet werden. In Abb.3 ist die Ummagnetisierungskurve einer Fe/Mn/Fe Schichtung zu sehen. Zu sehen sind die experimentellen Punkte (offene Kreise) und das Ergebnis der Simulation mit den angegebenen Werten für  $C_+$  und  $C_-$ . Da man davon ausgehen kann, daß hier antiferromagnetisches Mn vorliegt, ist die Auswertung mit Hilfe von (5) gerechtfertigt. Man erkennt deutlich das für eine antiferromagnetische Zwischenschicht erwartete asymptotische Sättigungsverhalten, während die Kurven für die paramagnetische Zwischenschicht in Abb.2 bereits in endlichen Feldern sättigen.

Bei den bis hierher diskutierten Schichtungen- zwei ferromagnetische Schichten getrennt durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht- ist nur die Bestimmung antiferromagnetischer- oder  $90^\circ$ - Kopplung mit Hilfe von  $M(H)$ - Kurven möglich. Die Bestimmung der Stärke ferromagnetischer Kopplung ist mit dieser Methode an solchen Schichtungen nicht möglich, da die Magnetisierungen schon im Nullfeld parallel ausgerichtet sind und sich bei Erhöhung des äußeren Feldes daran nichts ändert. Dies wird erst durch die Einführung einer zusätzlichen Schichtung möglich, mit deren Hilfe eine der erwähnten ferromagnetischen Schichten im Nullfeld antiparallel zu der anderen ausgerichtet werden kann (Mauri 1992). Dieses Verfahren ist als "spinengineering" bekannt geworden.

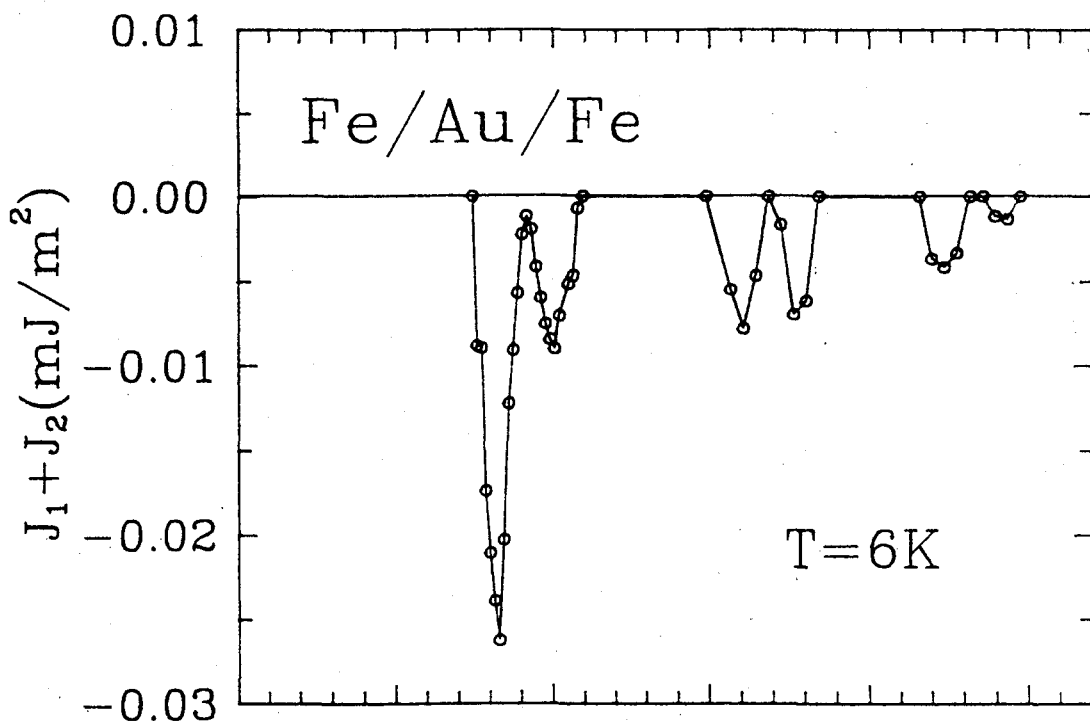


Abb.4 Kopplungsstärke  $J_1+J_2$  als Funktion der Au- Dicke in einer Fe/Au/Fe- Schichtung

Mit den beschriebenen Verfahren kann die Kopplungsstärke als Funktion der Zwischenschichtdicke  $D$  vermessen werden. Eine solche Abhängigkeit ist in Abb.4 in Form der Summe der in (1) definierten Parameter  $J_1$  und  $J_2$  gezeigt. Da hier die  $M(H)$ - Methode ohne spinengineering eingesetzt wurde, konnten nur negative Werte von  $J_1 + J_2$  vermessen werden.

### 3. Eine anschauliche Deutung der indirekten Kopplung vermittelt durch Metallelektronen

Das Zwischenschichtmaterial in Abb.4, Au, ist diamagnetisch, also kann hier nur eine Kopplung vermittelt durch die Metallelektronen vorliegen. Man kann sie auf der Basis einer spinabhängigen Lokalisierung der Elektronen in der Zwischenschicht verstehen, die auftritt, wenn die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten parallel zueinander ausgerichtet sind. Die Situation ist in Teil (a) von Abb.5 illustriert. Elektronen in der Zwischenschicht, die ihre Spins antiparallel zur Magnetisierung ausgerichtet haben, werden stark an den Grenzflächen reflektiert, mit der Folge eines starken Lokalisierungseffektes in der Zwischenschicht. Der Grund für die starke Reflexion ist in Teil (b) illustriert wobei als Beispiel ein 3d Metall für die ferromagnetischen- und ein Edelmetall für die nichtmagnetische Zwischenschichten angenommen ist. Aus Gründen, die erst später einsichtig werden, können wir uns auf Elektronen an der Fermi- Kante beschränken. Dort befinden sich für die Elektronen mit Spin rauf sowohl in den magnetischen- als auch in der Zwischenschicht s- Zustände, wie dies durch den ähnlichen Verlauf der energieabhängigen elektronischen Zustandsdichte angedeutet ist. Elektronen mit Spin rauf durchlaufen daher das Schichtpaket mit nur schwacher Reflexion an den Grenzflächen. Für die Elektronen mit Spin nach unten andererseits ergeben sich durch die Energieaufspaltung d- Zustände an der Fermikante des magnetischen Metalls, sodaß die Transmission von s-Elektronen aus der Zwischenschicht reduziert ist und sich eine stärkere Lokalisierung dieser Elektronen in der Zwischenschicht ergibt.

Als nächstes betrachten wir die Veränderungen der elektronischen Energie, die durch den Lokalisierungseffekt zustande kommt. Bezüglich der Bewegung der Elektronen parallel zu den Schichtnormalen ergibt sich nun ein diskretes Spektrum von Energieniveaus, das mit der Ausbildung von stehenden Elektronenwellen zusammenhängt. Eine solche stehende Welle als Folge der Überlagerung zweier propagierender Wellen ist in Teil (a) der Abbildung 5 dargestellt. Wir bezeichnen die Komponente des Wellenvektors der Elektronenwelle parallel zur Filmebene mit  $q_{||}$  und mit  $q_{\perp}$  dazu senkrecht. Für die Ausbildung einer stehenden Welle muß gelten  $|q_{\perp}| = n \cdot \pi / D$  ( $n$ =natürliche Zahl,  $D$ = Zwischenschichtdicke). Bei Vergrößerung der Zwischenschichtdicke verschieben sich die diskreten Energieniveaus nach unten und neue Energieniveaus rutschen durch die Fermi- Kante und werden dabei bevölkert. Daher ist plausibel daß für solche Werte von  $D$ , bei denen ein diskretes Niveau gerade bevölkert wird, eine Erhöhung der elektronischen Energie stattfindet und eine Erniedrigung, falls das letzte bevölkerte Energieniveau sich weit unterhalb des Fermi- Niveaus befindet. Erinnern wir uns,

daß diese ganze Betrachtung für parallele Magnetisierungsausrichtung gültig ist, so ist klar, daß eine Erniedrigung der elektronischen Energie die parallele Ausrichtung stabilisiert und eine Erhöhung destabilisiert, also antiparallele Ausrichtung bevorzugt. Damit ist plausibel, warum die Zwischenschichtkopplung als Funktion von  $D$  oszilliert. Die Oszillationsperiode  $\lambda_D$  ist durch den Unterschied von  $D$  gegeben, bei dem zwei aufeinanderfolgende diskrete Energieniveaus die Fermikante passieren. Damit ergibt sich  $\lambda_D = \pi/|q_\perp| = 2\pi/Q$ , wobei  $q_\perp$  an der Fermikante zu nehmen ist. Die Größen  $Q=2|q_\perp|$  sind nach Abb.5c die "inneren Durchmesser" an den Extremalstellen und heißen "caliper". In Abb.5c gibt es davon zwei, die für die beiden Oszillationsperioden in Abb.4 verantwortlich sind.

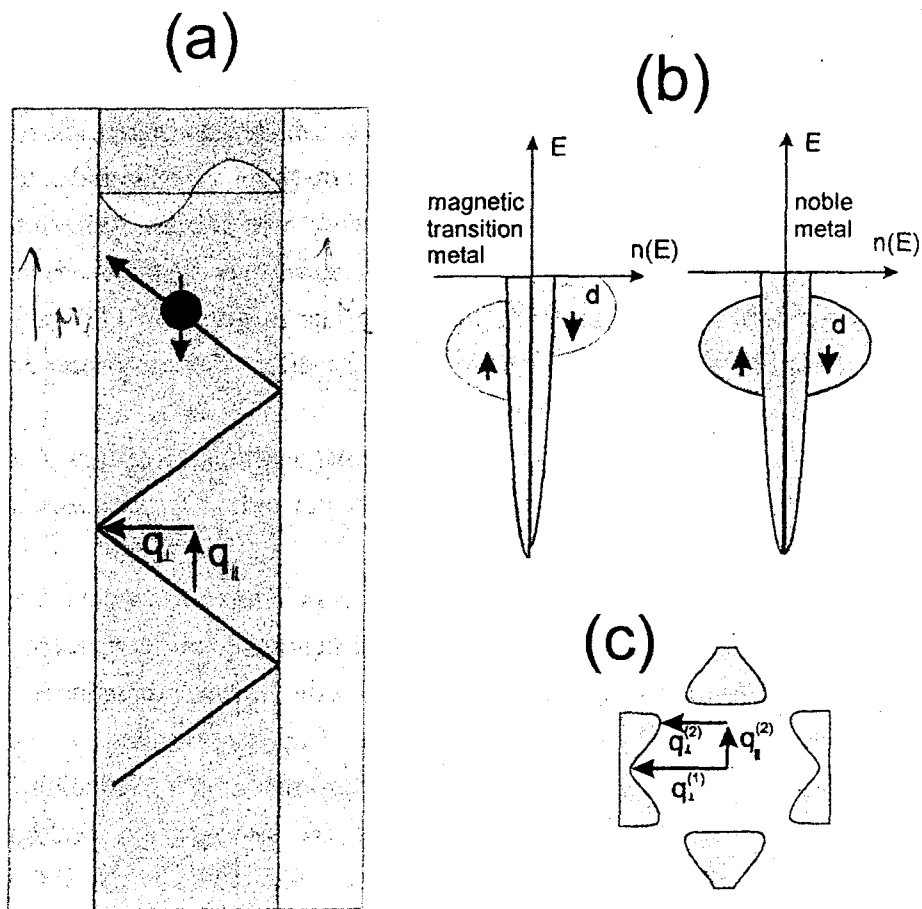


Abb.5: Teil (a) zeigt eine magnetische Schichtstruktur mit einer lokalisierten Elektronenwelle mit Spin nach unten, die zwischen den Grenzflächen hin- und her reflektiert wird. Teil (b) zeigt den Grund für die Lokalisierung mit schematischen Bandstrukturen. In Teil(c) sind für das Beispiel von (100)-Au Zwischenschichten die stationären Wellenvektoren  $q_\parallel$  und  $q_\perp$  gezeigt, die in diesem Fall den dominierenden Beitrag zur Kopplung ergeben.

Damit erwarten wir bei Veränderung der Zwischenschichtdicke oszillierende Kopplung. Je stärker die Lokalisierung, umso größer sind die Veränderungen in der Zustandsdichte und umso größer werden die zugehörigen Amplituden. An dieser Stelle ist zu berücksichtigen, daß nicht alle Wellenvektoren  $q_{\perp}$  an der Fermi-Kante in der gleichen Weisen beitragen. Manche sind mit größeren Zustandsdichten verknüpft als andere und tragen in der obigen Betrachtung mehr bei als andere.

Welche Wellenvektoren dies sind erhält man durch die Betrachtung der Fermi-Fläche, wie sie als Beispiel in Abb.5c für Au zu sehen ist. Die mit  $q_{\perp}^{(1)}$  und  $q_{\perp}^{(2)}$  gekennzeichneten Wellenvektoren sind mit besonders großen Zustandsdichten verknüpft, da sich ihre Längen bei Verschiebungen in vertikaler Richtung wenig ändern. Man nennt sie daher "stationär". Das zugehörige experimentelle Beispiel ist in Abb.4 zu sehen. Die erwarteten zwei Oszillationsperioden werden tatsächlich auch experimentell beobachtet.

Aus der vorangehenden Diskussion könnte man schließen, daß nur die Senkrechtkomponenten der Wellenvektoren,  $q_{\perp}$ , für die Kopplung relevant sind während die Parallelkomponenten,  $q_{\parallel}$ , keine Bedeutung haben. Bedenken wir aber, daß die hier diskutierten Elektronenwellen in Abhängigkeit von ihrem Spin mehr oder weniger in das magnetische Material eindringen, so ist in Analogie zur Optik sofort klar, daß hierbei, ebenso wie bei der Reflexion,  $q_{\parallel}$  erhalten werden muß. Im Beitrag von D. Bürgler wird gezeigt in welcher Weise die Erhaltung von  $q_{\parallel}$  bei der Behandlung der Kopplung in Abhängigkeit von der magnetischen Dicke berücksichtigt werden muß. Ebenso werden dort weitere Eigenschaften der oszillierenden Kopplung beschrieben, die sich aus der Erhaltung von  $q_{\parallel}$  ergeben.

Bei dem in Abb.1b dargestellten Fall einer antiferromagnetisch geordneten Zwischenschicht erwartet man auch oszillierende Kopplung, aber jetzt mit einer Oszillationsperiode von nur zwei Monolagen.

90°-Kopplung ergibt sich nach Slonczewski aus einem Konkurrenzeffekt von ferro- und antiferromagnetischer Kopplung, der durch Grenzflächenrauhigkeit verursacht wird. Durch solche Rauigkeit bedingt, können bei der Zwischenschicht Dickenfluktuationen auftreten und als Folge Bereiche ferro- und antiferromagnetischer Kopplung in der Schichtebene nahe beieinander liegen. Dann ergibt sich als "Kompromiß" 90°-Kopplung. Bei einer antiferromagnetischen Zwischenschicht genügt schon eine geringfügige Rauigkeit um über diesen Mechanismus 90°-Kopplung zu erzeugen. Sie sollte also insbesondere bei antiferromagnetischen Schichten verstärkt auftreten.

#### 4. Experimentelle Ergebnisse mit verschiedenen Zwischenschichtmaterialien

Während die Kopplung über das diamagnetische Au (Abb.4) mit aller Wahrscheinlichkeit vermöge des in Abb.1a dargestellten indirekten Mechanismus stattfindet erwartet man für Cr oder Mn Zwischenschichten den in Abb.1b dargestellten Mechanismus. In Abb.6 ist daher die

Kopp  
wurd  
Sehr  
wie r  
durch  
ist au  
Oszil  
Gleich  
Zwis  
Wäh  
Mn-  
und  
über

Abt.  
Ma  
auf



Kopplungskurve einer Fe/Mn/Fe Schichtung zu sehen, wobei die Daten mit Gl.5 ausgewertet wurden.

Sehr schön zu erkennen sind die Oszillationen mit einer Periode von zwei Mn- Monolagen, wie man sie für antiferromagnetisches Mn erwartet. Der Untergrund kommt in erster Linie durch 90°- Kopplung zustande, die durch Grenzflächenrauigkeit verursacht wird. Hierdurch ist auch leicht zu erklären, warum bei größeren Mn- Dicken nur noch 90°- Kopplung- ohne Oszillationen- auftritt. In diesem Fall ist die Grenzflächenrauigkeit so groß, daß eine Gleichverteilung von gerader- und ungerader Anzahl von Mn- Monolagen in der Zwischenschicht auftritt, sodaß in Gleichung 5  $C_+ = C_-$ .

Während im Fe/Mn/Fe- Beispiel sowohl in den ferromagnetischen Fe Schichten als auch in den Mn- Zwischenschichten die nächste Nachbar Wechselwirkung zur Ausrichtung der Momente und zur Kopplung führt, ist dies bei Selten Erd- Y Schichtungen die indirekte Wechselwirkung über die Metallelektronen.

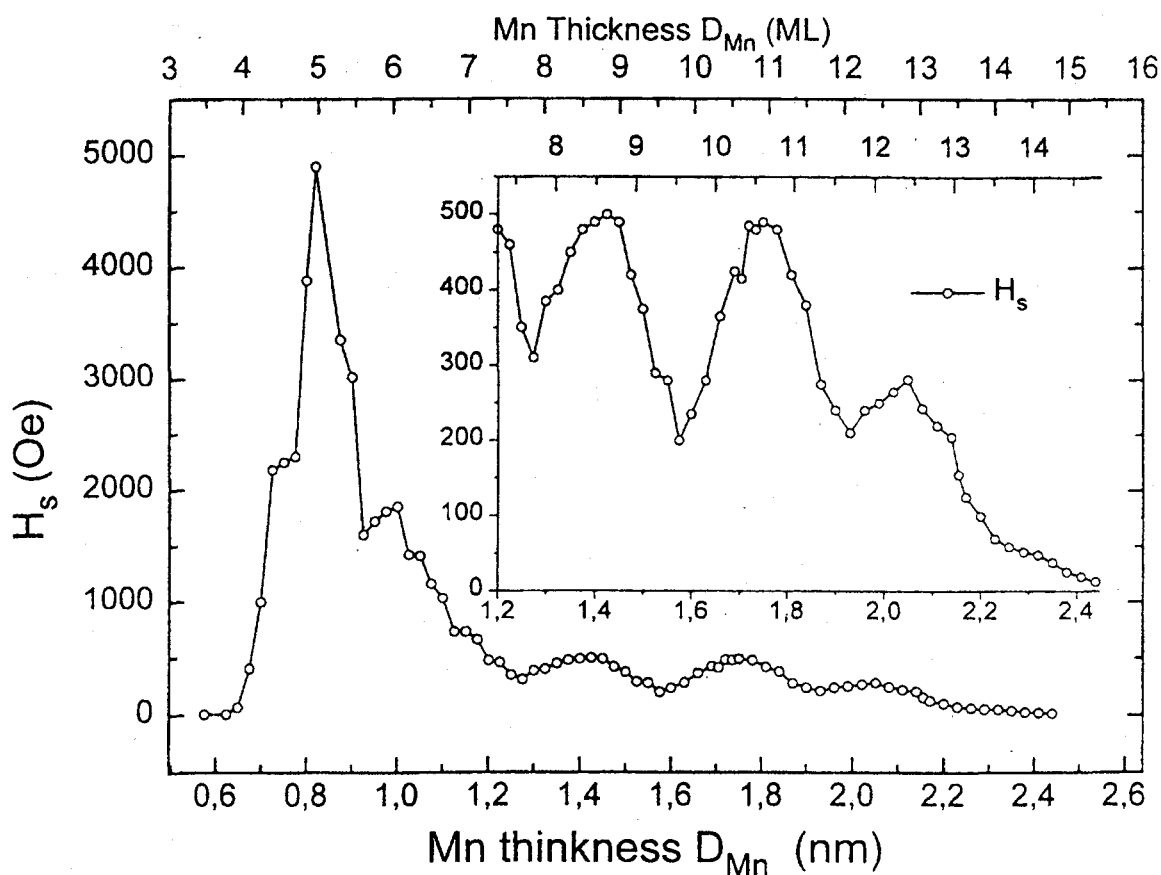


Abb.6 Antiferromagnetische- oder 90°-Kopplung von Fe über Mn Zwischenschichten. Als Maß für die Kopplungsstärke dient hier die Sättigungsfeldstärke  $H_s$  der Schichtung in einem äußeren Feld.

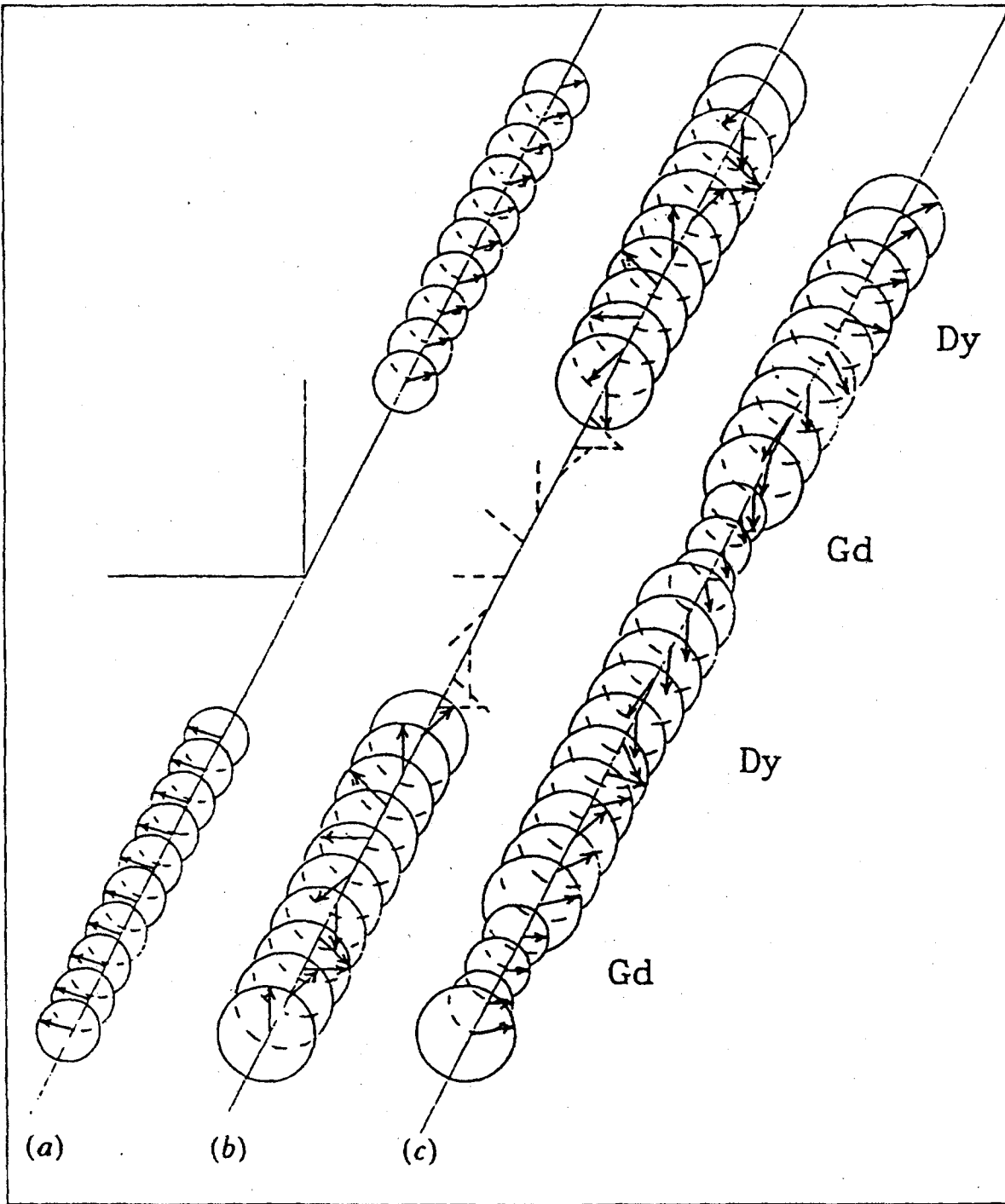


Abb.7 (a) Die AF- Kopplung von Gd über 10ML Yttrium. Durch ein nach oben gerichtetes Feld ist die Struktur leich verkantet. (b) Kopplung von Dy über 10ML Yttrium. Der Drehwinkel beträgt etwa  $51^\circ$  pro Y- Lage. (c) Lineare Ausrichtung in Gd überlagert von Helixstruktur in Dy ergibt eine komplizierte Struktur, die stark von den Einzeldicken abhängig ist.

Die Ve  
 Dy/Y- un  
 Ferromagi  
 die die Ke  
 linear pola  
 Abb.7 du  
 magnetisc  
 Zwischens  
 daher so v  
 Wechselw  
 Dies ähn  
 entspreche  
 . In allen bi  
 entweder  
 Elektrone  
 für die B  
 J.Schelter  
 Mechanis  
 in den Iso  
 solche Kc



Abb.8 "(  
 Zwischen  
 meander  
 Polvertei

Die Veränderung der Ausrichtung der Momente längs der Schichtnormalen ist für Gd/Y-, Dy/Y- und Gd/Dy- Schichtungen in Abb.7 angedeutet. Gd ist, wie im Volumen, ein Ferromagnet, während Dy durch eine Helixstruktur gekennzeichnet ist. Entsprechend sind auch die die Kopplung vermittelnden Elektronenwellen im Y bei der Kopplung von Gd Schichten linear polarisiert um im Falle der Dy Schichten zirkular polarisiert. Der letztere Fall ist in der Abb.7 durch die gestrichelten Linien angedeutet. Bei den Selten Erden ist die zur magnetischen Ordnung führende Wechselwirkung ebenso wie die Wechselwirkung über die Zwischenschicht, die RKKY Wechselwirkung. Die in Abb.7 gezeigten Strukturen kann man daher so verstehen, daß das Gd(Dy) eine linear(zirkular) polarisierte Welle erzeugt, die für die Wechselwirkung innerhalb des Materials und über die Zwischenschicht verantwortlich sind. Dies ähnelt der Erzeugung von linear und zirkular polarisierten Lichtwellen durch entsprechende optische Komponenten und der Fortpflanzung dieser Wellen.

In allen bisher behandelten Fällen war die Zwischenschicht metallisch und die Kopplung kam entweder durch die Nächste- Nachbar- Wechselwirkung oder durch propagierende Elektronenwellen, wie in Abb.5 oder Abb.7 angedeutet, zustande. Bei Schichtungen, wie sie für die Beobachtung des spinabhängigen Tunneleffektes verwendet werden (s.Vortrag von J.Schelten), ist die Zwischenschicht ein nichtmagnetischer Isolator damit kommen diese Mechanismen für die Kopplung nicht in Frage. Höchstens die aus einer metallischen Oberfläche in den Isolator hineinreichenden evaneszierenden Wellen könnten durch ihren Überlapp eine solche Kopplung bewirken. Sie wird in dem Vortrag von P. Bruno theoretisch behandelt.

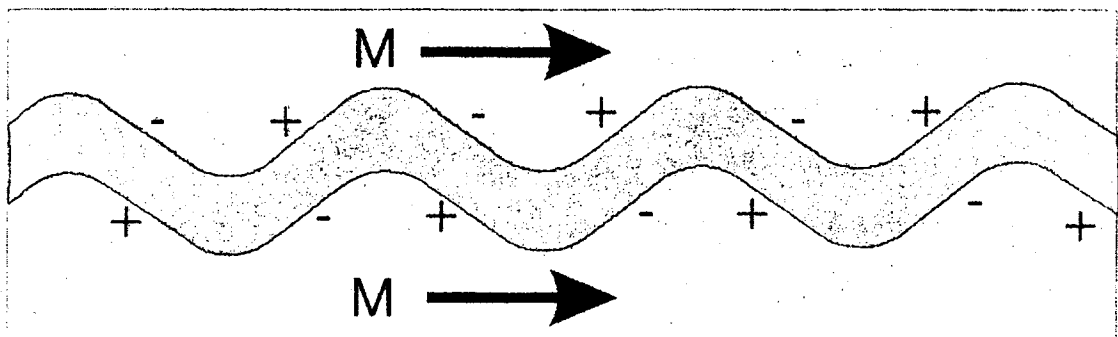
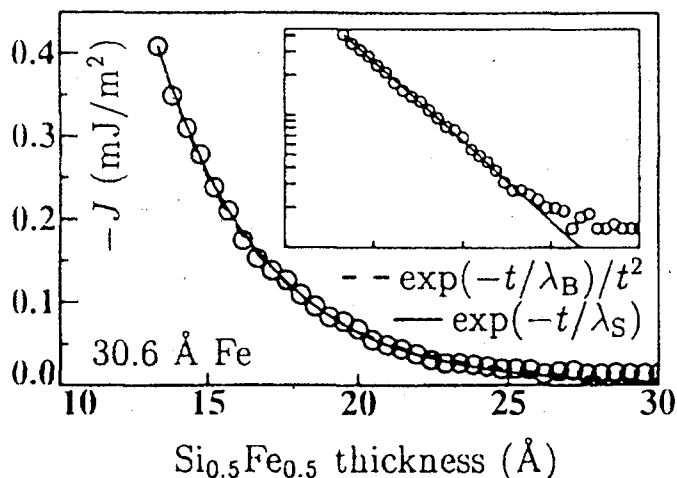


Abb.8 "Orange peel" Kopplung zweier magnetischer Schichten (rosa) über eine "rauhe" Zwischenschicht (blau). Die Rauigkeit führt hier zu der (übertrieben gezeichneten) meanderartigen Struktur. Bei horizontaler Magnetisierung führt dies zu der gezeigten Polverteilung die eine parallele Magnetisierungsausrichtung bevorzugt.

Bevor wir auf die Frage einer Austauschkopplung über ein isolierendes- oder zumindest halbleitendes Material zurückkommen, wollen wir an dieser Stelle eine magnetische Kopplung betrachten, die "geometrisch" bedingt ist und unter dem Namen "orange peel" coupling in der Literatur geführt wird. Sie kommt durch Grenzflächenrauigkeit zustande. Der Mechanismus ist in Abb.8 illustriert. Hier ist angenommen, daß Grenzflächenrauigkeit bei überall gleichbleibender Schichtdicke zu der in der Abbildung gezeigten Situation führt. Eine in der Schichtebene liegende Magnetisierung führt dann zu der gezeigten Polverteilung, bei der sich Plus- und Minuspole gerade gegenüberstehen. Da dies energetisch günstig ist wird die gezeigte parallele Magnetisierungsrichtung bevorzugt.

Über wirklich isolierende Zwischenschichtmaterialien wie  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , ist außer ferromagnetischer Kopplung, die durch den orange peel Effekt erklärt wird, bisher noch keine andere Kopplungsart nachgewiesen worden. Für halbleitende Materialien wie Si ist die Situation noch unklar. Zwar beobachtet man für gewisse Si- Dicken antiferromagnetische Kopplung (s. Abb.9 und Tabelle 1) aber es ist nicht klar, ob hier wirklich reines Si vorliegt oder ein Fe- Silizid, das durch Diffusion entstanden ist. In Abb.9 ist FeSi als Zwischenschichtmaterial angenommen. Die Kopplungsstärke klingt exponentiell mit der Zwischenschichtdicke ab. Hierzu im Widerspruch scheint die Temperaturabhängigkeit der Kopplung zu stehen, die jetzt eine Zunahme der Kopplungsstärke mit der Temperatur erwarten läßt (s.Vortrag Bruno), in Wirklichkeit aber schwächer wird.

Abb.9 AF Kopplungsstärke als Funktion der  $\text{Si}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ -Dicke. Das  $\text{Si}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$  entstand aus Si in einer Fe/Si/Fe- Schichtung durch Diffusion. Der Einsatz zeigt eine Anpassung mit einer exponentiellen Abhängigkeit.



Auch für isolierende Materialien wurde kürzlich der in Abb.1b gezeigte Fall der Kopplung über ein antiferromagnetisches Material untersucht. Die Struktur bestand aus einer  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{NiO}/\text{Fe}_3\text{O}_4$  Schichtung. Gefunden wurde starke  $90^\circ$ -Kopplung, die durch den Antiferromagnetismus des NiO, zusammen mit Grenzflächenrauigkeit erklärt wurde (P.v.der Heijden, Diss. Techn. Univ. Eindhoven, 1998).

### 5. Bezug der Kopplung zur Stellung des Zwischenschichtmaterials im Periodensystem

Es ist interessant, gemessene Kopplungsstärken miteinander zu vergleichen und in Beziehung zur Stellung des Zwischenschichtmaterials im Periodensystem zu setzen. Parkin fand in dieser Hinsicht das in Abb.10 gezeigte Ergebnis. Es kann so formuliert werden, daß innerhalb der Elemente der 3d, 4d und 5d Reihen als Zwischenschichtmaterialien die Kopplungsstärke systematisch abnimmt, daß sie aber innerhalb einer Reihe von links nach rechts exponentiell zunimmt. Wie im nächsten Beitrag von D.Bürgler noch ausführlicher belegt wird, ergibt sich bei der Analyse von Kopplungsstärken eine große Schwierigkeit daraus, daß die verschiedenen Materialien der Schichtung verschiedene Strukturen sowie Gitterkonstanten haben können. Durch die sich daraus ergebenden Störungen beim Wachstum, können sich sehr starke Veränderungen- meist Abschwächungen- bei den Kopplungsstärken ergeben. Alle gemessenen Kopplungsstärken sind mit dieser Einschränkung zu bewerten. In Ergänzung zu Abb.10 sollen daher einige markante Ergebnisse, die in der Tabelle 1 enthalten sind, herausgestellt werden.

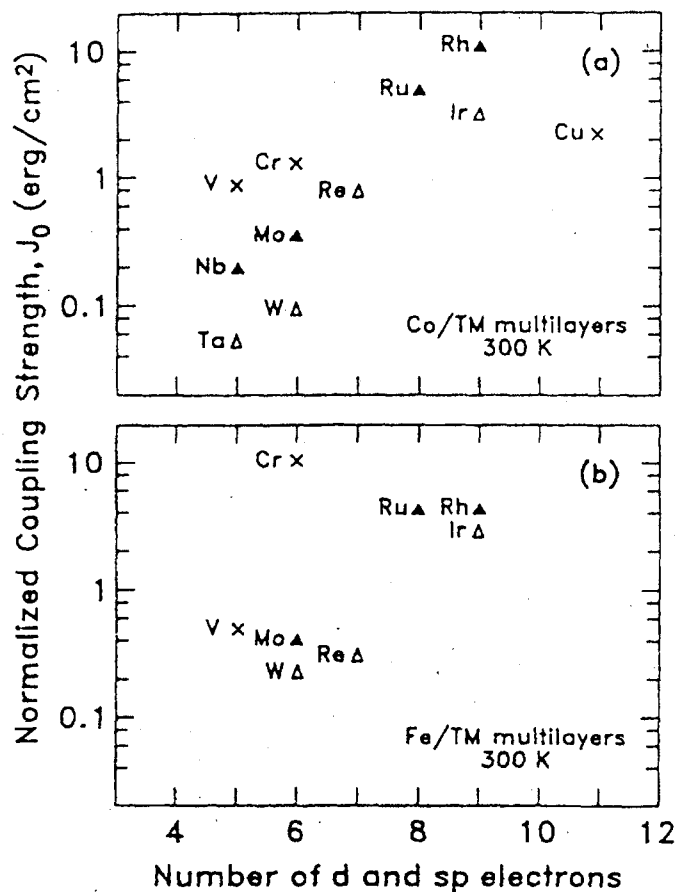


Abb.10 Abhängigkeit der Kopplungsstärke von der Anzahl der Elektronen in den nichtabgeschlossenen Schalen, für Zwischenschichtmaterialien bestehend aus 3d, 4d und 5d Elementen, für Schichtungen mit Co(a) und Fe(b).

Tabelle 1

Beobachtete Kopplungsstärken und Oszillationsperioden in verschiedenen Schichtungen

Probe	Orientierung	Max. Koppl. stärke ( $J_1+J_2$ ) ( $mJ/m^2$ )	Lage des 1. Koppl.max.	Oszillations- periode	Referenz
Fe/Cr/Fe	(100)	1.3	0.55nm	1.9nm	Demokritov et al. 1991
Fe/Cr/Fe	(100)	0.6	0.58nm	0.29nm	Purcell et al. 1991
Co/Cu/Co	(100)	0.4	6.6ML	2.6ML, 8ML	Johnson et al. 1992
Co/Cu/Co	(110)	0.7	0.85nm	1.25nm	Johnson et al. 1992
Fe/Cu/Fe	(100)	0.32	1.35nm	1.35nm	Bennett et al. 1990
Fe/Cu/Fe	(100)	0.3	1.4nm	0.73nm 1.67nm	Leng et al. 1993
Fe/Cu/Fe	(100)	0.22 (295K) 0.24 (77K)	11.6 ML		Heinrich et al. 1990
Fe/Mn/Fe	(100)	0.14	8ML	2ML	Purcell et al. 1992
Co <sub>75</sub> Fe <sub>25</sub> /Mn/Co <sub>75</sub> Fe <sub>25</sub>	(100)	3.0 ( $J_2$ )	0.8nm	0.7-0.8nm	Krebs et al. 1996
Fe/Ag/Fe	(100)	0.022	1.7nm	0.47nm 1.05nm	Leng et al. 1993
Fe/Au/Fe	(100)	0.026	1.7nm	0.41nm, 1.4nm	Fuss et al. 1992
Fe/Au/Fe	(100)	1.9	0.82nm	1.75nm, .51nm	Unguris et al. 1997
Co/V/Co	(110) textured	0.1	0.9nm	0.9nm	Parkin 1991
Co/Re/Co	(00.1) sputtered	0.32	0.5nm		Freitas et al. 1992
Co/Rh/Co	(111) epitaxy	34	0.48	1.2	Zoll et al. 1997
Co/Ru	fcc (111) or hcp(00.2) texture sputtered	0.8	≤0.4nm	1.2nm	Bloemen et al. 1994
Co/Ru/Co Ag	Co fcc(1,1,1), hcp(0,0,0,1)	4.8	≤0.7		Ounadjela et al. 1996
Fe/Pd/Fe	fct Pd	0.02	14ML	4ML	Fullerton et al. 1995
(Fe/Pt) <sub>15</sub>	(100)	0.01	1.94nm		Sakurai et al. 1995 JMMM 147, p.16
(Fe/Nb) <sub>n</sub> Fe n=10-20	polycryst. (110)textd.	0.034	1.4nm	0.9nm	Mattson et al. 1992
Fe/Mo/Fe	(100)	≈0.2	5ML (0.78nm)	≈3ML (0.47 nm)	Qiu et al. 1992
Co/Os/Co	(111) texture sputtered	0.55	0.9+/- 0.1nm	1.5nm	Bloemen et al. 1993
Fe/Al/Fe	(100)	0.3	0.6nm		Fuss et al. 1992
Fe/Si/Fe	amorphous	5x10 <sup>-6</sup>	+/-1.6nm	+/-3nm ???	Toscano et al. 1992
Fe/Si/Fe	(111) texture sputtered	1	1.5nm		Fullerton et al. 1992

Die mit Abstand größte Kopplungsstärke wurde mit  $34 \text{ mJ/m}^2$  im Fall des Co/Rh/Co gemessen, gefolgt von Co/Ru/CoAg mit  $4.8 \text{ mJ/m}^2$ . Die für den wohl am meisten untersuchten Fall des Fe/Cr/Fe gefundenen Werte sind mit etwa  $1 \text{ mJ/m}^2$  wesentlich kleiner. Für Pd und Pt wird häufig ferromagnetische - oder höchstens nur schwache antiferromagnetische Kopplung beobachtet. Interessant ist auch der Fall des Mo, für das die Theorie eine Oszillationsperiode von 2ML vorhersagt. Dies ist plausibel, da Mo eine ähnliche Bandstruktur wie Cr hat. Gemessen werden aber nicht 2 sondern etwa 3 Monolagen. Bei den Edelmetallen Cu, Au, Ag wurde lange die stärkste Kopplung über Cu Zwischenschichten nachgewiesen. Messungen an Fe/Au/Fe- Proben unter Zuhilfenahme von Fe- whiskern haben aber jetzt die größten Werte von  $1.9 \text{ mJ/m}^2$  für dieses System ergeben.

Zusammenfassend läßt sich aus all diesen Ergebnissen wohl sagen, daß die in Abb.10 angedeuteten Abhängigkeiten zumindest in der Tendenz richtig sind. Eine theoretische Erklärung wurde im Sinne von Abb.5 von Mathon und Edwards dadurch gegeben, daß die spinabhängige Reflexion in Abb.10 mit zunehmender Übereinstimmung der Zahl Valenzelektronen zunimmt. Kombinationen von Materialien, die im Periodensystem übereinanderstehen (vgl. Tab.2), lassen daher die stärksten Kopplungen erwarten. Die enorm starke antiferromagnetische Kopplung von Co über Rh ist ein sehr überzeugendes Beispiel. Beide, sowohl Co als auch Rh habe ja 9 s- und d Elektronen. Der kleine Wert von  $J_1=0.1 \text{ mJ/m}^2$  für V paßt auch in dieses Schema.

Man kann ferner erwarten, daß sich auch die Tendenz zu Ferro- oder Antiferromagnetismus, wie sie in der 3d- Reihe direkt in der Ausbildung der entsprechenden statischen Ordnung zu beobachten ist, auch in der 4d- und 5d- Reihe vorhanden sein wird. Im Bandbild wird Ferromagnetismus ja durch eine hohe Zustandsdichte (im paramagnetischen Zustand) unterhalb der Fermikante verursacht, während Antiferromagnetismus dann bevorzugt wird, wenn die Fermienergie in der Bandmitte liegt. Auf diese Weise läßt sich begründen, warum in Ferromagnetismus in der 3d Reihe bei den Elementen rechts und Antiferromagnetismus in der Mitte auftritt. Da die Lage und Breite der Bänder in erster Linie mit der Anzahl der Valenzelektronen verknüpft ist erwartet man für die 4d und 5d Reihen ein ähnliche Tendenz.

*Tabelle.2 Metalle der 3d, 4d und 5d Reihe mit Elektronenkonfigurationen, die für die Bandstrukturen im Festkörper verantwortlich sind.*

22 Ti $3d^2 4s^2$	23 V $3d^3 4s^2$	24 Cr $3d^5 4s$	25 Mn $3d^5 4s^2$	26 Fe $3d^6 4s^2$	27 Co $3d^7 4s^2$	28 Ni $3d^8 4s^2$	29 Cu $3d^2 4s^2$
40 Zr $4d^2 5s^2$	41 Nb $4d^4 5s$	42 Mo $4d^5 5s$	43 Tc $4d^5 5s^2$	44 Ru $4d^7 5s$	45 Rh $4d^8 s$	46 Pd $4d^{10}$	47 Ag $4d^{10} 5s$
72 Hf $5d^2 6s^2$	73 Ta $5d^3 6s^2$	74 W $5d^4 6s^2$	75 Re $5d^5 6s^2$	76 Os $5d^6 6s^2$	77 Ir $5d^7 6s^2$	78 Pt $5d^8 6s^2$	79 Au $5d^{10} 6s$

Belegt wird dies durch die bekannte Neigung von Pd und- etwas schwächer Pt- zu Ferromagnetismus. Die (bisher allerdings nur berechnete) Oszillationsperiode von 2 ML für Mo- Zwischenschichten belegt die Neigung dieses Elementes zu Antiferromagnetismus.

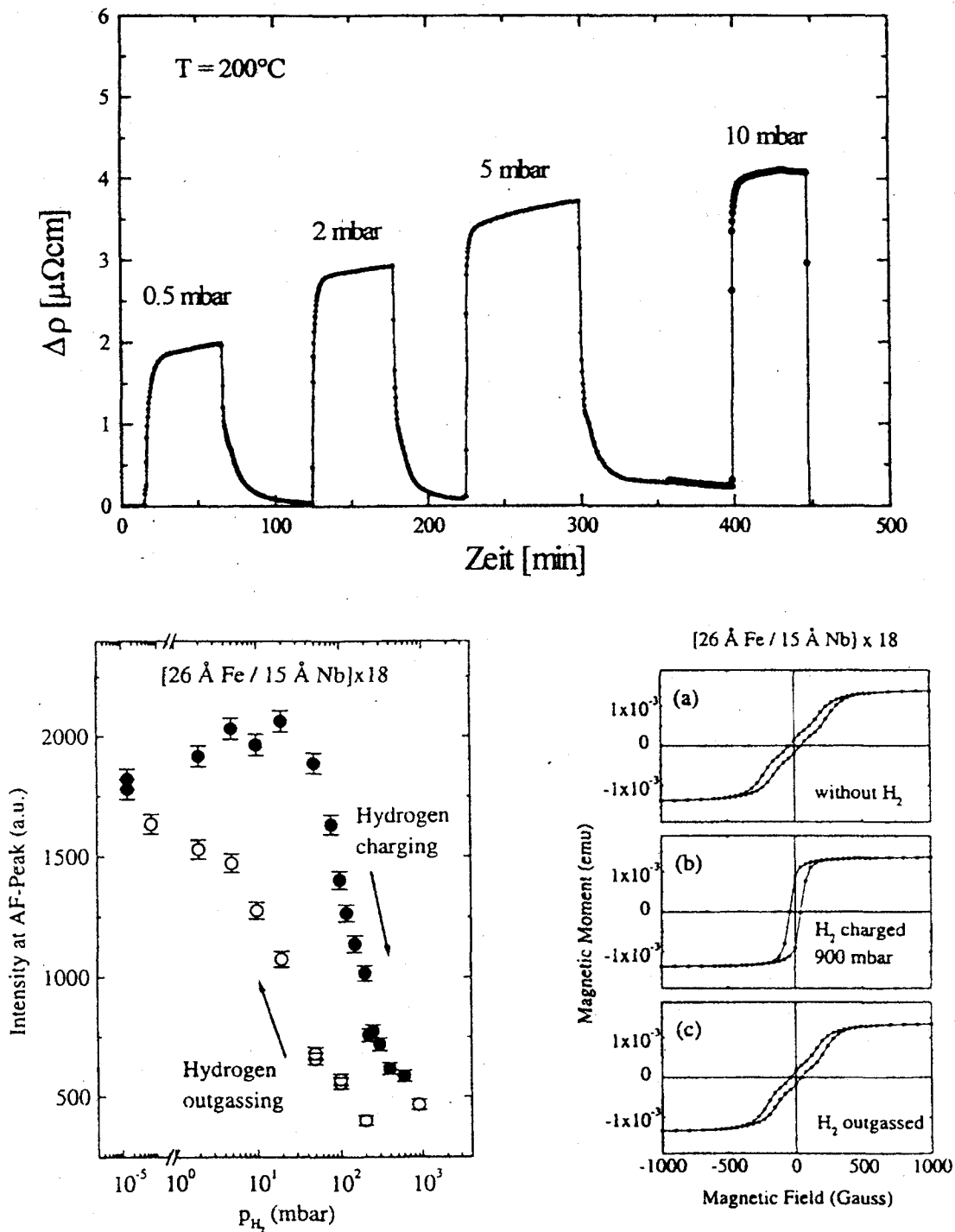


Abb.11 (a) Veränderung des elektrischen Widerstandes einer Schichtung aus Fe und Nb durch Beladen des Nb mit  $\text{H}_2$ . (b) Veränderung der AF Kopplung durch Beladen und Ausgasen mit  $\text{H}_2$  nachgewiesen mit Hilfe von Neutronenstreuung und eines entsprechenden Bragg peaks und in (c) mit Hilfe von Ummagnetisierungskurven.



### 6. Zwischenschichten aus Verbindungen und heterogenen Strukturen.

Wegen der vielfältigen Möglichkeiten, neue Bandstrukturen und Fermi-Flächen zu erzeugen, ist das Studium von Legierungen in Bezug auf die Eigenschaften als Zwischenschichtmaterialien interessant. Entsprechende Experimente sind allerdings in Bezug auf die erreichbaren Kopplungsstärken noch problematischer als viele von denen, die bisher beschrieben wurden, da sich in einer Legierung eine zusätzliche Möglichkeit für Unordnung mit der entsprechenden Abschwächung der Kopplung ergibt.

Eine interessante Möglichkeit, Zwischenschichtkopplungen gezielt und reproduzierbar zu verändern besteht darin, Zwischenschichtmaterialien zu verwenden, die in nennenswerten Mengen Wasserstoff lösen. Abb.11 zeigt einige Ergebnisse für Schichtungen aus Fe mit Nb. Hier nimmt nur das Nb Wasserstoff auf, für die maximal erreichte atomare Konzentration wurde ein Wert von  $[H]/[Nb]=23\%$  angegeben. In Teil(a) ist für eine Schichtung mit 15A Nb gezeigt, wie sich der elektrische Widerstand beim Beladen und Ausgasen mit H verändert. In Teil (b) ist gezeigt, wie sich die Intensität eines Bragg peaks, der als Maß für die antiferromagnetische Kopplung angesehen werden kann, mit dem  $H_2$  Partialdruck ändert. Diese Messung wird unterstützt durch die Messung von Ummagnetisierungskurven, die in Teil (c) zu sehen sind. Es ist klar, daß das gesetzte Ziel, nämlich die reproduzierbare Veränderung der Zwischenschichtkopplung erreicht werden konnte. Die mikroskopische Ursache dieser Veränderung ist allerdings weniger klar. Einerseits führt die Beladung mit  $H_2$  zu einer Veränderung der Bandstruktur des Nb. Man kann erwarten, daß es dann mehr isolierend wird, das würde ausreichen, um die Kopplung merklich abzuschwächen. Andererseits können die in Teil (a) gezeigten Widerstandskurven so interpretiert werden, daß die Elektronenstreuung stark zunimmt, auch dann erwartet man eine Abschwächung der Kopplung. In anderen Experimenten an Schichtungen aus Fe getrennt durch V konnte durch Beladung des V mit  $H_2$  allerdings gezeigt werden, daß ein Umschalten der Kopplung zwischen ferro- und antiferromagnetisch möglich ist, die nicht einfach durch eine Abschwächung der Kopplung gedeutet werden kann.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, Zwischenschichten zu verwenden, die selbst wieder aus Schichtungen verschiedener Materialien bestehen. Zum Beispiel könnte man statt einer Fe/Cr/Fe- Schichtung eine Fe/Au/Cr/Au/Fe Schichtung untersuchen um festzustellen, wie sich die Kopplung durch das eingefügte Au verändert. Es ist anzunehmen, daß die spinabhängige Reflektivität zwischen Cr und Fe einerseits und Au und Fe andererseits verschieden ausfällt, sodaß gemäß der an Hand von Abb.5 gegebenen Begründung auch die Zwischenschichtkopplung verändert werden sollte. Ein Schritt in die genannte Richtung wurde durch die Arbeiten von S.Okuno und Mitarbeiter in Japan getan und ist in Abb.12 dargestellt. Aufgetragen ist das in Gl.4 eingeführte Saettigungsfeld  $H_s$  als Funktion der Cr-Dicke  $w$  fuer verschiedene Dicken einer an einer Seite der Cr-Schicht angebrachten Au Schicht. Mit zunehmender Au Dicke wird  $H_s$  insgesamt deutlich abgeschwaecht und die lange Periode

verschwindet. Die Oszillation mit einer Periode tritt immer deutlicher hervor- sie wird durch die Au Zwischenschicht "herausgefiltert". Zur Zeit ist noch nicht abschließend geklärt, wie man dieses Ergebnis zu deuten hat.

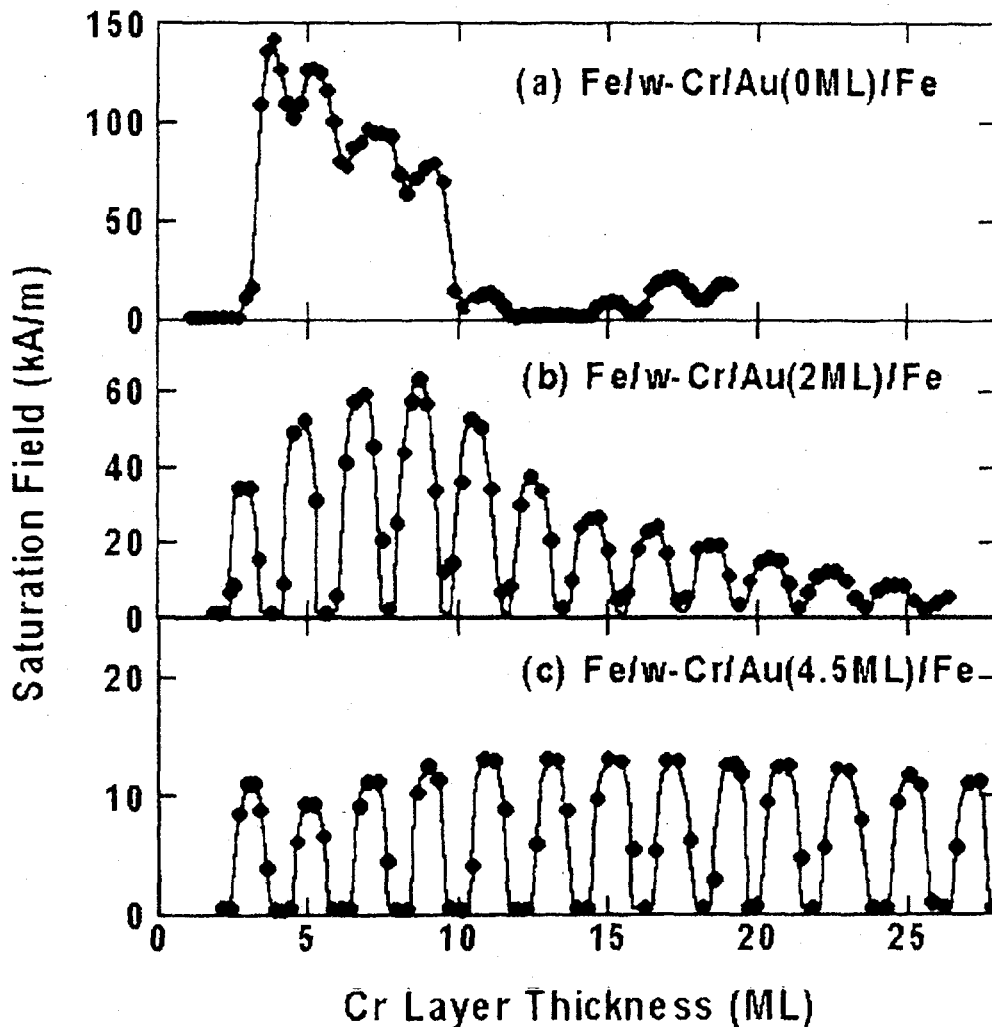


Abb.12 Zwischenschichtkopplung im System Fe/Cr/Au/Fe als Funktion der Cr- Dicke  $w$ , für verschiedenen Au-Dicken (angegeben in Monolagen ML). Als Maß für die Kopplungsstärke ist hier die Sättigungsfeldstärke  $H_s$  aufgetragen.

Abschließend sei noch bemerkt, daß man Zwischenschichtkopplungen auch anwenden kann, z.B. um in Magnetfeldsensoren vom GMR Typ eine nicht-parallele Magnetisierungsausrichtung benachbarter ferromagnetischer Schichten herzustellen. In Abhängigkeit von der speziellen Anwendung ist man dabei an starken oder schwachen

Kopplungen interessiert, sodaß die in Fig.11 und 12 gezeigten Beispiele durchaus auch anwendungsbezogene Aspekte haben.

Literatur:

1. P. Gruenberg, D. Bürgler, S. Demokritov, M. Johnson, "Interlayer Exchange Coupling in Layered Magnetic Structures" zur Veröffentlichung in "Ferromagnetic Materials" eingereicht. Editor: K.H.J. Buschow, Verlag: Elsevier Science Publishers.
2. C.F. Majkrzak et al. Adv in Phys. 40(1991)99
3. Verschiedenene Artikel in Ultrathin Magnetic Structures I,II, ed. by B. Heinrich and J.A.C. Bland (Springer, Berlin 1994)
4. S.S.P. Parkin, Phys.Rev.Lett.67(1991)3598
5. F. Klose et al. Phys.Rev.Lett.78(1997)1150
6. S. Okuno et al. zur Veröffentlichung eingereicht

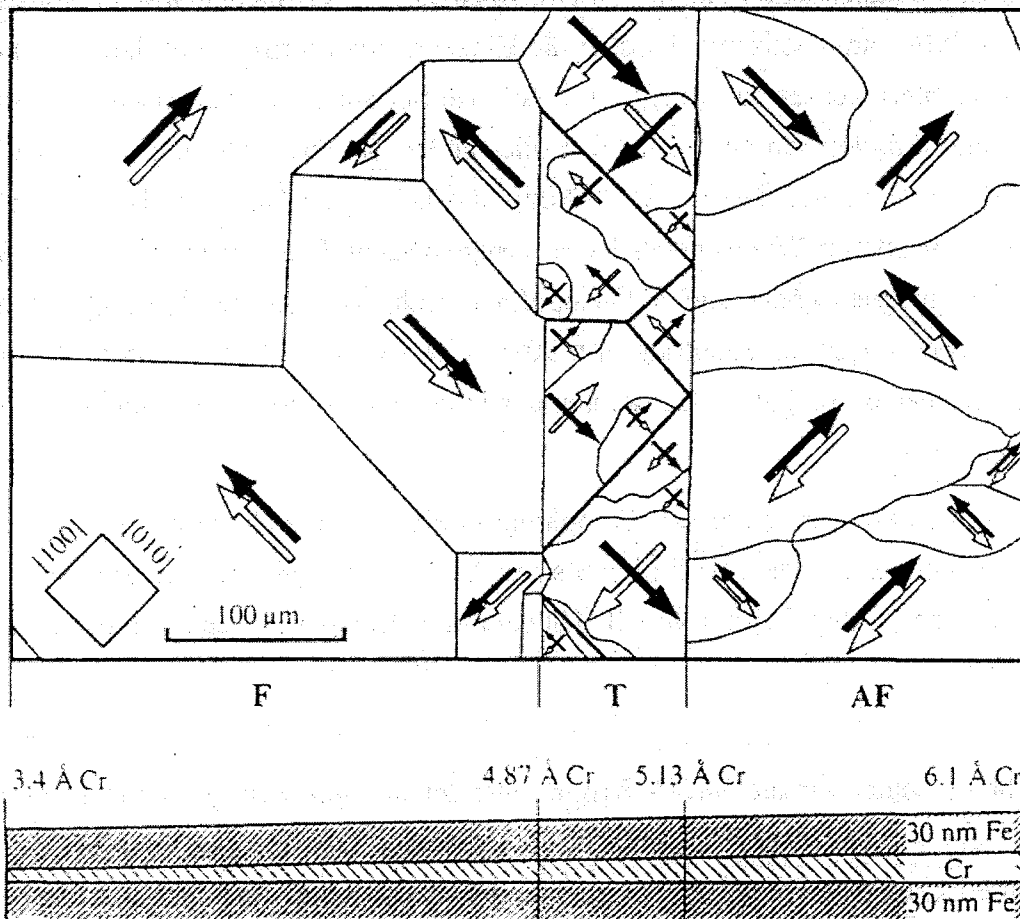


Abb. 3 Magnetische Domänen in einer Fe/Cr/Fe Schichtung mit keilförmiger Cr-Schicht. Die Aufnahme mit Hilfe eines Kerr-Mikroskops, in der Mitte eine Schemazeichnung, die Magnetisierungsrichtungen in den beiden Fe-Schichtungen angibt und unten ein Querschnitt durch die Schichtung.

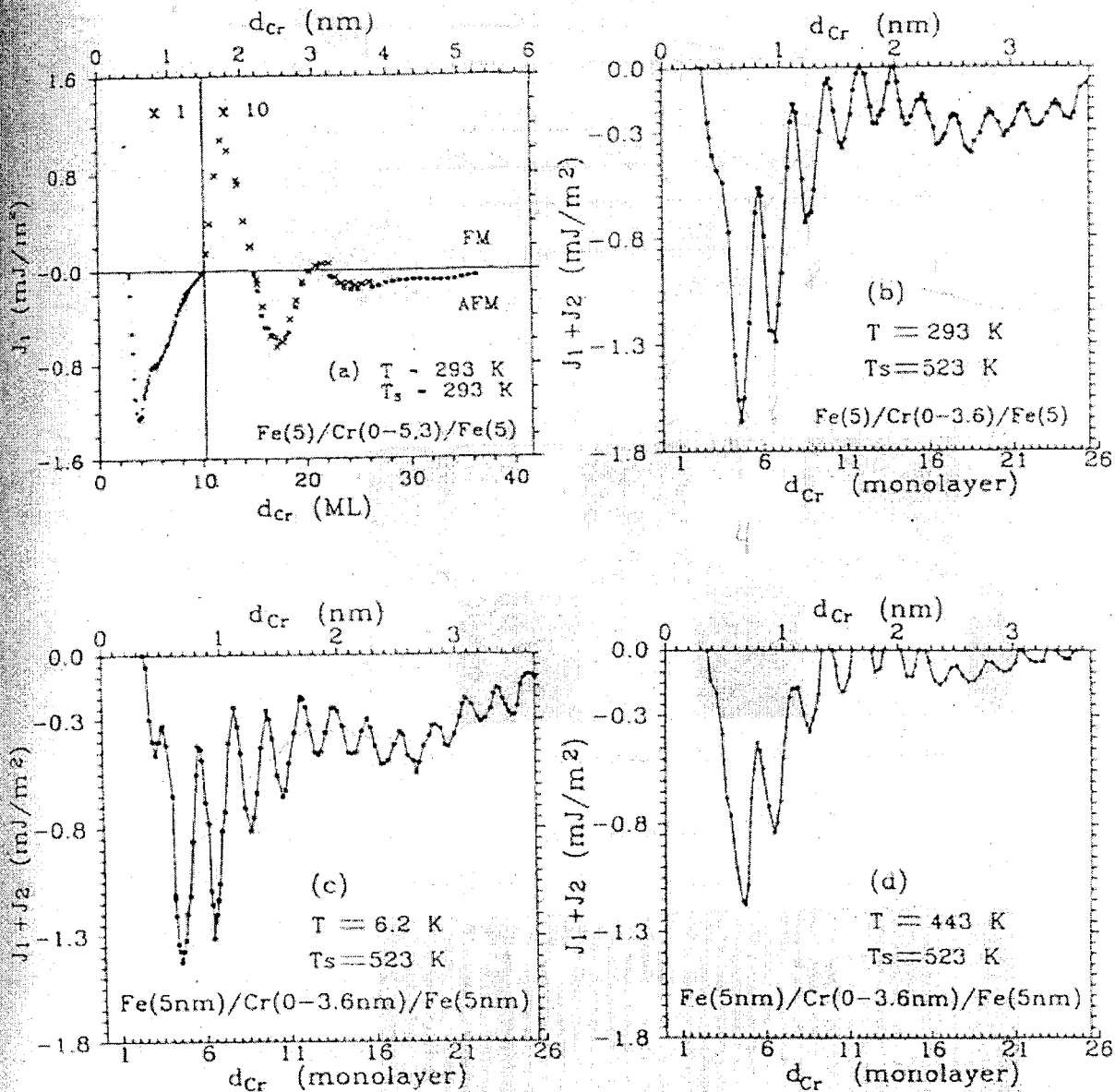


Abb.6 Oszillierende Zwischenschichtkopplung im Fe/Cr/Fe-System für Proben, die mit  $T_s = 293$  K (a) und mit  $T_s = 523$  K (b-d) hergestellt wurden, gemessen bei den angegebenen Temperaturen  $T$ .

Abb.6c,d zeigt die Kopplungskurve von der gleichen Probe wie in Abb.6b, nur gemessen bei tiefer und hoher Temperatur, wie angegeben. Das Ergebnis kann so interpretiert werden, daß den Oszillationen noch ein konstanter Untergrund überlagert ist, der sich bei tiefer Temperatur verstärkt. Eine genauere Analyse zeigt, daß dieser Untergrund im wesentlichen den Anteil des  $J_2$ -Parameters widerspiegelt.

## Funktion und Fernbedienung des Lock In Verstärkers SR 830

- 1 **Funktion eines Lock In verstärkers**
  - 1.1 Wichtige Einstellmöglichkeiten und Anzeigen
  - 1.2 Vergleich zu anderen Wechselspannungsmeßgeräten
- 2 **Fernbedienung des Geräts SR 830**

### 1 **Funktion eines Lock-In Verstärkers**

Ein Lock In Verstärker dient als Meßgerät kleiner und kleinster Wechselspannungen. Im Prinzip vergleicht der Lock In verstärker das Eingangssignal mit einem Referenzsignal in Bezug auf die Frequenz und die Phase. Das heißt das Ausgangssignal gibt die Amplitude nur jener Wechselspannung an die die gleiche Frequenz wie das Referenzsignal hat. Alle anderen Frequenzen, also auch das Rauschen werden sehr effektiv unterdrückt. In der Praxis kann mit einem Lock In verstärker auch ein „Nutzsignal“ gemessen werden, das um Größenordnungen kleiner als das Rauschsignal ist. Wie klein das Verhältnis von „Nutzsignal“ zu unerwünschtem „Störsignal“ werden darf wird durch die DYNAMISCHE RESERVE (in dB) angegeben. Die meisten Lock In verstärker erlauben die Auswahl verschiedener Bereiche der dynamischen Reserve je nach Anwendung. In der Regel ist eine HOHE dynamische Reserve = große Unterdrückung von Störfrequenzen - mit einer größeren Drift des Ausgangssignals verbunden. Um den Einfluß von Störsignalen weiter zu verringern können bei den meisten Lock In verstärkern zusätzliche Frequenzfilter am Signaleingang aktiviert werden - Tiefpass, Hochpass, Bandpass und Netzspannungsfiler - . Eine weitere Reduktion des Einflusses von Störungen auf das „Nutzsignal“ wird durch eine Aufsummation (= zeitliche Mittelung) des Eingangs- bzw. Ausgangssignals erreicht. Wie stark diese zeitliche Mittelung sein soll wird am Lock In verstärker durch die Zeitkonstante festgelegt. Wie groß diese Zeitkonstante zu wählen ist um eine effiziente Mittelung zu erzielen hängt von der Meßfrequenz ab. Eine Zeitkonstante von 100msec entspricht bei einer Frequenz von 10Hz einer „Mittelung“ von 1 Wert bei einer Frequenz von 1kHz einer „Mittelung“ von 100 Werten.

Die oben angeführten Eigenschaften eines Lock In verstärkers erlauben es Wechselspannungen im nV ( $=10^{-9}$ V) Bereich zu messen. Bei RT liegen thermisch induzierte Spannungen - Rauschen, Kontaktspannungen ... - im  $\mu$ V ( $=10^{-6}$ V) Bereich.

Wie eingangs erwähnt wird das zu messende Signal in Bezug auf Frequenz **und** Phasenlage mit einer Referenzspannung verglichen. Hat eine Probe neben dem elektrischen Gleichstromwiderstand auch eine kapazitive bzw. induktive Komponente so ist es mit Hilfe eines Lock In verstärkers möglich Realteil (Gleichstromwiderstand, Phasenverschiebung =  $0^\circ$ ) und Imaginärteil (Wechselstromwiderstand  $\omega L$ ,  $(\omega C)^{-1}$ , Phasenverschiebung  $\pm 90^\circ$ ) zu trennen. Zu beachten ist hierbei, daß anders als etwa bei einem Oszilloskop wo der Referenzeingang lediglich zum periodisches Triggern (= Starten einer neuen Messung) benötigt wird wobei die Kurvenform praktisch beliebig sein kann (also auch ein kurzer Impuls ist ausreichend) bei einem Lock In verstärker die Referenzspannung eine symmetrische, einfache Kurvenform (etwa eine Sinuskurve) besitzen muß wenn außer der Amplitude des „Nutzsignals“ auch die Phase bestimmt werden soll. Anzumerken ist, daß der Wert des Ausgangssignals für die Amplitude unter der Annahme einer reinen Sinusspannung am Eingang als echter Effektivwert - TRMS, T r u e r o o t m e a n s q u a r e - ausgegeben wird. Bei anderen Kurvenformen sind geeignete Umrechnungsfaktoren anzuwenden.

## 1.1 Wichtige Einstellmöglichkeiten und Anzeigen

Einstellungen		
Empfindlichkeit (Sensitivity)	Volt/full scale	legt die Verstärkung des (konditionierten) Eingangssignals fest
Dynamische Reserve	dB (LOW - NORMAL - HIGH)	Bestimmt das Verhältnis Nutzsignal zu Störsignal(en)
Zeitkonstante (Time constant)	sec	Zeitliche Mittelung
Ausgangsmodus	XY, Amplitude-Phase ...	Darstellung des Ausgangssignals
Anzeigen		
Reference Low/ Unlocked	LED indikator	Kein Signal am Referenzeingang
(Signal) Overload	LED indikator	Eingangssignal („Nutz“ + Störspannungen) ist zu groß
Ausgangssignale	Analogzeiger, LED anzeige	Entsprechend dem eingestellten Modus zu interpretieren

## 1.2 Vergleich zu anderen Wechselspannungsmeßgeräten

	AC Voltmeter	Oszilloskop	Lock In
Empfindlichkeit	$\mu\text{V}$	mV	nV
Synchronisation/ Referenz	-	(beliebiges) Triggersignal	symmetrisches Referenzsignal
Frequenzselektiv Information	Breitband zeitliches Amplitudenmittel über alle Frequenzen	Breitband Kurvenform als Funktion der Zeit	Schmalband Amplitude und Phase (im zeitlichen Mittel) bezogen auf Referenz
Vorteil	keine Synchronisation erforderlich, einfache Messung	gesamte Information der zu untersuchenden Kurve ist verfügbar	Störsignale werden effizient unterdrückt.

## 2. Grundlegender Aufbau und Eigenschaften

Der Lock-In-Verstärker (LI) besitzt zwei Spannungseingänge: einen für die Meßgröße ( mit Frequenz  $f_s$  modulierte Signal  $U_s + \text{Rauschen } U_n$  ), sowie einen Referenzeingang. An diesen Referenzeingang muß eine AC-Spannung  $U_r$  mit der Frequenz  $f_r$  gelegt werden, die exakt gleich der Modulationsfrequenz des Signals ist. Es ist daher zweckmäßig  $U_r$  direkt bei der Modulation abzugreifen. Die Ausgangsspannung des LI ist abhängig von der Phasendifferenz zwischen  $U_s$  und  $U_r$ , daher bezeichnet man den LI als phasempfindliches Meßgerät.

Im einfachsten Fall ist der Lock-In aus einem Eingangswchelspannungsverstärker mit nachgeschaltetem Tief- bzw. Bandpass aufgebaut, einem phasempfindliche Detektor (PED) bzw. Signalmixer, einem Phasenschieber sowie einem Ausgangstiefpass. Bild 1 zeigt das Prinzipschaltbild.

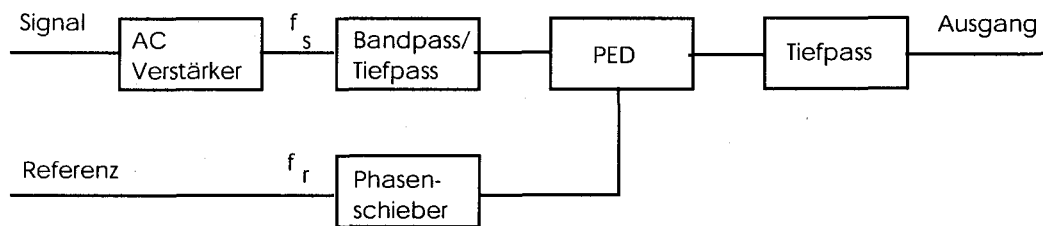


Bild 1 : Prinzipschaltbild eines Lock-in Verstärkers.



## 2.1 Funktionsprinzip eines Lock-In Verstärkers

Die Bauteile vor dem PED dienen nur dazu, die das Signal begleitenden Oberwellen zu dämpfen und den Gleichspannungsanteil zu eliminieren. Der Mixer ist das Herzstück des LI, seine Wirkungsweise wird im folgenden erläutert.

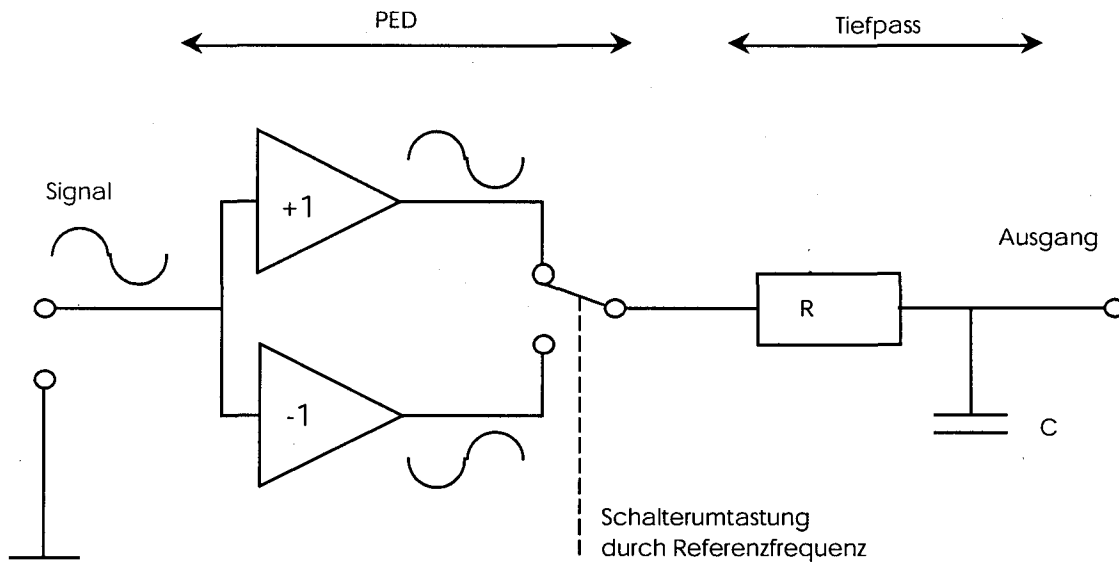


Bild 2: Prinzipieller Aufbau eines Signalmixers

Die Signalwechselspannung  $U_s$  (Frequenz  $f_s$ ) wird sowohl über einen invertierenden als auch über einen nicht-invertierenden Verstärker geschickt. Die Referenzspannung  $U_r$  steuert die Schalterstellung mit der Frequenz  $f_r$ . Ist die Polarität der Referenz positiv, wird auf den nicht-invertierenden Verstärker geschaltet (Verstärkung +1), sonst auf den Inverter. Die hinter dem Schalter (d.h. hinter dem PED) abgegriffene Spannung  $U_o$  entsteht durch Multiplikation von  $U_s$  mit einer der Schalterstellung entsprechenden Rechteckschwingung der Frequenz  $f_r$ . Der Tiefpaß glättet  $U_o$ .

Sei  $\omega_m = 2 \cdot f_m$  eine Frequenzkomponente des Eingangssignals  $U_m$ , sei entsprechend  $\omega_r$  die Kreisfrequenz des Referenzsignals und damit gleichzeitig die erste Harmonische der Fourieranalyse der Rechteckumtastung. Dann gilt bei Vernachlässigung der höheren Harmonischen von Meßgröße und Referenzspannung für die Spannung nach dem Mixer:

$$\begin{aligned}
 U_o &= U_m \cdot U_r = A \sin(\omega_m t) \cdot \sin(\omega_r t + \phi) \\
 &= A/2 \cdot [ \cos(\omega_r t - \omega_m t - \phi) - \cos(\omega_r t + \omega_m t + \phi) ] \\
 &= A/2 \cdot [ \cos(\omega_- t - \phi) - \cos(\omega_+ t + \phi) ]
 \end{aligned}$$

$\phi$  ist die Phasendifferenz zwischen Signal- und Referenzfrequenz. Bei dem Mixprozeß entstehen also die Summen- und die Differenzterme der Ausgangsfrequenzen bezeichnet mit  $\omega_+$  bzw.  $\omega_-$ . Der dem Mixer nachgeschaltete Tiefpaß ist so dimensioniert, daß er nur die niederfrequenten Differenzfrequenzen  $\omega_-$  passieren läßt. Um zu verstehen, wie auf diese Weise der Rauschanteil in der Meßgröße verringert werden kann, wird die Rechnung in Bild 3 visualisiert.

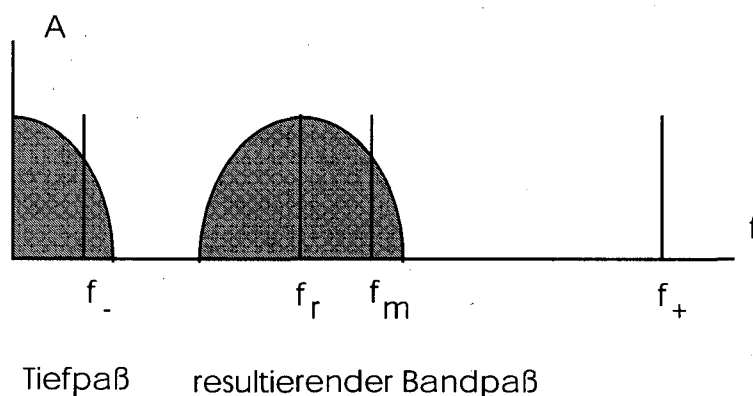


Bild 3: Mixprozeß im Frequenzbild

Jede Frequenzkomponente ( Signal + Rauschen ) der Meßgröße wird mit der Referenzfrequenz gemischt. Die dabei entstehenden Differenzterme können den Tiefpaß passieren, falls ihre Frequenz innerhalb dessen Bandbreite liegt. Die Signalkomponente, deren Frequenz gleich der Referenzfrequenz ist, wird auf die Frequenz Null (DC-Spannung) herabgemischt. Am Ausgang des LI tritt also eine Gleichspannung auf, deren Amplitude  $U_{LI} = A/2 \cos \phi$  ist. Um ein maximales Ausgangssignal zu erhalten, wird mit dem Phasenschieber ein Offset von  $-\phi$  eingestellt. Die Gleichspannung deren Amplitude proportional zur Modulationsamplitude des Eingangssignals ist, ist überlagert von Rauschkomponenten deren Frequenzdifferenz zur Referenzfrequenz kleiner als die Bandbreite des LI Tiefpasses ist. Da je nach Rauschart die Rauschfrequenzen mehr oder weniger gleichmäßig über das gesamte Frequenzband verteilt sind, ergibt sich dadurch eine starke Verringerung des Rauschanteils am Meßsignal

und somit eine Verbesserung des SNR. Der LI als ganzes wirkt damit wie ein Bandpaß, dessen Mittenfrequenz auf die Referenzfrequenz abgestimmt ist und dessen Bandbreite durch die doppelte Bandbreite des Tiefpasses gegeben ist.

Das SNR wird also mit steigender Zeitkonstante des Tiefpasses  $T=R \cdot C$  verbessert:  $\text{SNR} \sim \cdot T$ . Andererseits sinkt damit auch die Dynamik des LI, da es bei einem veränderten Eingangssignal mehrere Zeitkonstanten dauert, bis der Tiefpaß umgeladen wird. Bei einer Messung mit einem Lock-in Verstärker muß also ein Kompromiß zwischen Genauigkeit (Rauschanteil) und Meßzeit geschlossen werden.

## 2.2 Oberwellen

Bisher wurden bei der Betrachtung des LI nur die Grundfrequenzen der einzelnen Signale berücksichtigt. Da normalerweise die Meßgröße rechteckförmig moduliert wird (an - aus) und durch den Schaltprozeß im Mixer ebenfalls ein rechteckförmiger Verlauf entsteht, existieren, entsprechend den Fourierkomponenten eines Rechtecks, Oberwellen deren Frequenz ein ungeradzahliges Vielfaches der Grundfrequenz beträgt. Diese Oberwellen werden ebenfalls im Mixer verarbeitet. Die Empfindlichkeit bezüglich der n-ten Oberwelle ist bei einem Tastverhältnis von 1 : 1 (duty-cycle : 0.5)  $1/n$ . Damit liegt hinter dem Tiefpass eine zusätzliche Spannung an, die von der Signalform abhängt und somit die Messung verfälscht. Um störende Oberwellen und ihre Mischprodukte zu unterdrücken, wird entsprechend Bild 1 dem PED immer ein variabler Bandfilter vorgeschaltet.

Das Abschneiden der Oberwellen ist unproblematisch (vorausgesetzt, die Referenzfrequenz liegt nicht zu tief, da die Oberwellen in diesem Fall zu dicht an der Grundfrequenz liegen). Eine zu starke Beschneidung der Bandbreite des Filters zur Verbesserung der Oberwellenunterdrückung ist jedoch mit einer Verschlechterung des Verhaltens gegenüber Signalphasenverschiebungen verbunden. Man muß deshalb einen Kompromiß zwischen Meßgenauigkeit und Driftverhalten finden.

## 4. Modulation des Signals

Liegt die Meßgröße als DC-Signal vor, muß sie moduliert werden, um ein der Lock-In Verstärkung zugängliches AC-Signal zu erhalten.

### 4.1 Modulationsverfahren

Es gibt 2 Möglichkeiten die Amplitude einer experimentellen Meßgröße zu modulieren.

- a) An - aus Modulation durch einfaches Zerhacken des Signals. Wird z.B. das Spektrum einer Lichtquelle aufgenommen, kann die Intensität mit einem Chopper moduliert werden, während das Spektrum abgefahren wird. Die Ausgangsspannung des LI ist proportional zur Intensität des Lichts.
- b) Modulation der unabhängigen Variablen. Dies ist das klassische Gebiet der Modulationsspektroskopie. Dieser Fall sei anhand eines Beispiels erklärt, in dem eine Resonanzkurve der Größe A in Abhängigkeit von H (z.B. Magnetfeld) gemessen werden soll. H wird z.B. durch Änderung eines Stroms moduliert. Da A von H abhängt, wird dabei auch A moduliert, gleichzeitig wird H kontinuierlich verändert, um die gesamte Kurve abzufahren. Die Modulationsamplitude legt die Auflösung der Messung fest. Bild 8 a-c zeigt die Modulation für verschiedene Magnetfelder. Bild 8d zeigt die Ausgangsspannung des LI. Für hinreichend kleine Modulationsamplituden mißt der LI die erste Ableitung der Kurve A(H).

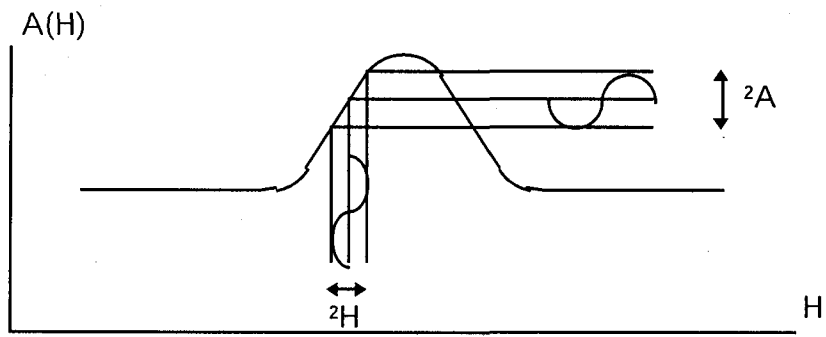


Bild 8a

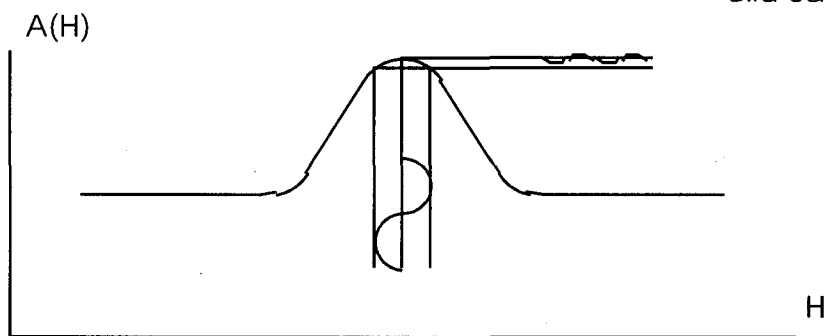


Bild 8b

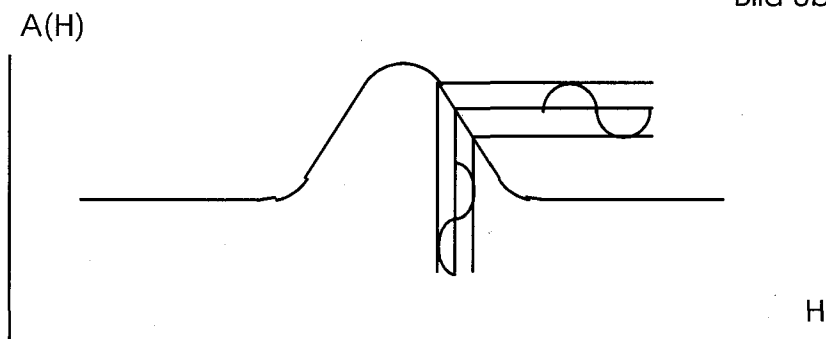


Bild 8c

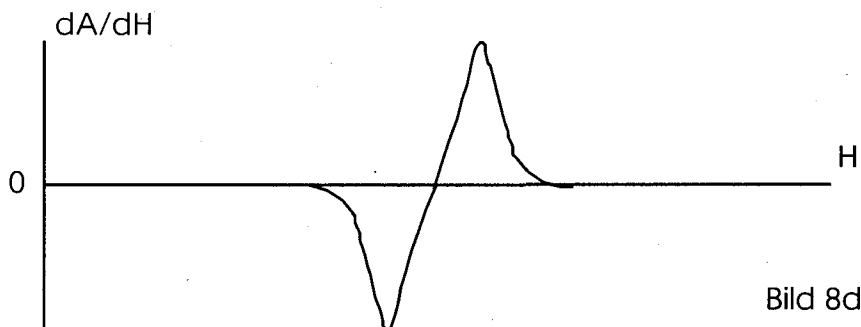


Bild 8d

Bild 8: Modulation der unabhängigen Variablen und zugehörige Ausgangsspannung des Lock-In Verstärkers

### 4.1.1 2f - Betrieb

Wie aus Bild 8b hervorgeht, wird der Lock-In output im Maximum von  $A(H)$  null, d.h.  $\Delta A$  besitzt an diesem Punkt keine Komponente mit der Referenzfrequenz  $f_R$ .

Es würde jedoch, wenn im Lock-In die Referenzfrequenz verdoppelt, d.h. die  $2f_R$ -Komponente des Signals betrachtet wird, ein maximaler Output entstehen und bei einem Sweep von  $H$  die 2. Ableitung der  $A(H)$ -Kurve reproduziert werden, die sich besonders zur Bestimmung des Kurvenmaximums eignet. Dies kann erreicht werden, indem man den Lock-In im sog.  $2f$ -Betrieb arbeiten läßt. Dabei wird intern die Referenzfrequenz verdoppelt.

### 4.2 Modulationsfrequenz

Eine Festlegung der Modulationsfrequenz kann nur mit Kenntnis der experimentellen Gegebenheiten gemacht werden. So ist z.B. eine Magnetfeldmodulation von mehr als einigen Hertz unmöglich, da große Elektromagnete aufgrund ihrer Induktivität zu träge sind. Sofern möglich (z.B. bei Experimenten mit einem Lichtchopper) werden Modulationsfrequenzen im Bereich zwischen einigen hundert Hz und einigen kHz von Lock-In Herstellern empfohlen. Zu hohen Frequenzen hin ergibt sich eine Begrenzung der Anwendbarkeit eines LI z.B. durch die Regelzeit der PLL im Heterodyne Verfahren. Die Begrenzung nach unten ist meist durch das Auftreten des sog.  $1/f$ -Rauschens ( $f$ : Frequenz) gegeben, das seinen Namen daher hat, daß es proportional zu  $1/f$  ist. Es kann seinen Ursprung sowohl im Lock-In selbst als auch im Experiment (z.B. Photomultiplier) haben. Sofern es den Lock-In angeht, kann das gesamte Rauschen, das der Lock-In durch die elektronische Signalverarbeitung zum Gesamt rauschen an seinem Ausgang beisteuert, durch sogenannte Rauschfiguren bestimmt werden, die charakteristisch für einen Lock-In sind und vom Hersteller angegeben werden (Bild 9). Die Rauschfiguren sind abhängig vom Widerstand der Signalquelle, der Temperatur und der Frequenz. Sie müssen also zumindest bei der Wahl extremer Modulationsfrequenzen mit in Betracht gezogen werden, Rauschfiguren (NF) werden in dB angegeben und sind definiert als

$$NF \text{ (dB)} = 20 \log_{10} \frac{\text{Rauschspannung am LI Ausgang}}{\text{Thermisches Rauschen der Signalquelle}}$$

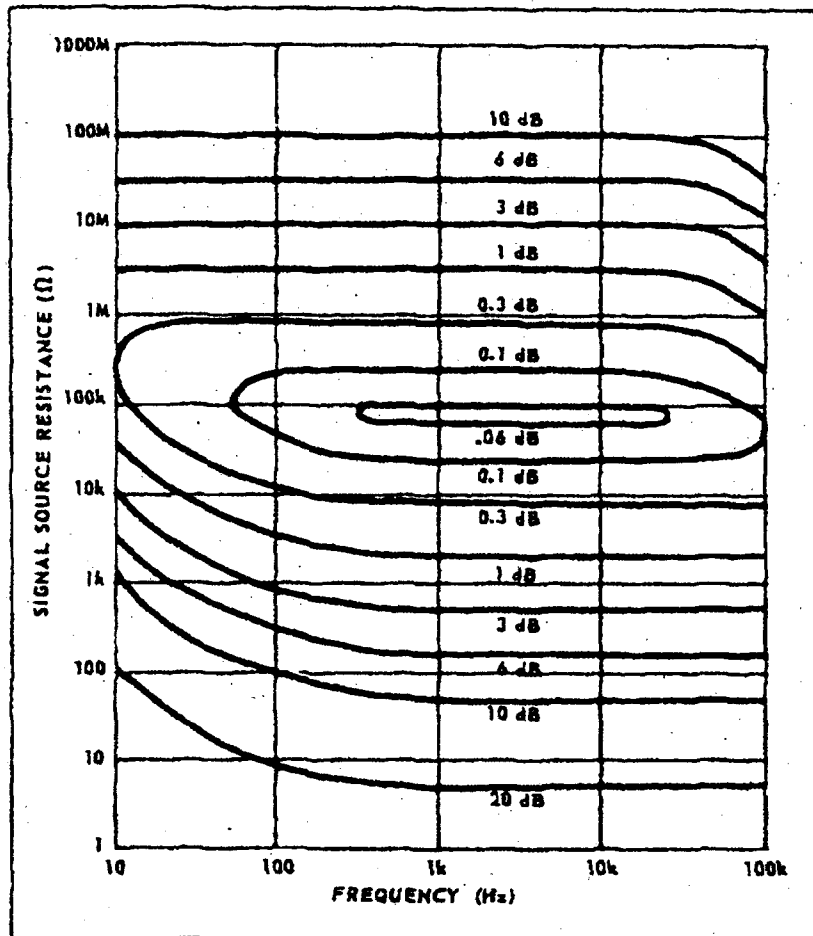


Bild 9: Rauschfigur eines Ithaco 3962A Lock-In Verstärkers

Es wird empfohlen, den Lock-In innerhalb des 3dB-Bereiches zu betreiben. 3dB heißt, daß das Verstärkerrauschen ca. 40% der thermischen Rauschspannung der Quelle beträgt, sich also gerade bemerkbar macht. Weiterhin treten im elektrischen Spektrum des Meßsignals meist charakteristische Peaks bei ganzzahligen Vielfachen der Netzfrequenz ( 50 Hz ) auf. Sie entstehen durch Einstrahlung sowie durch unvollständiges Abblocken der Netzspannung in den Stromversorgungen von Signalquelle und Empfänger. Die Modulationsfrequenz sollte sich daher nie im Bereich eines dieser Peaks befinden.