



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

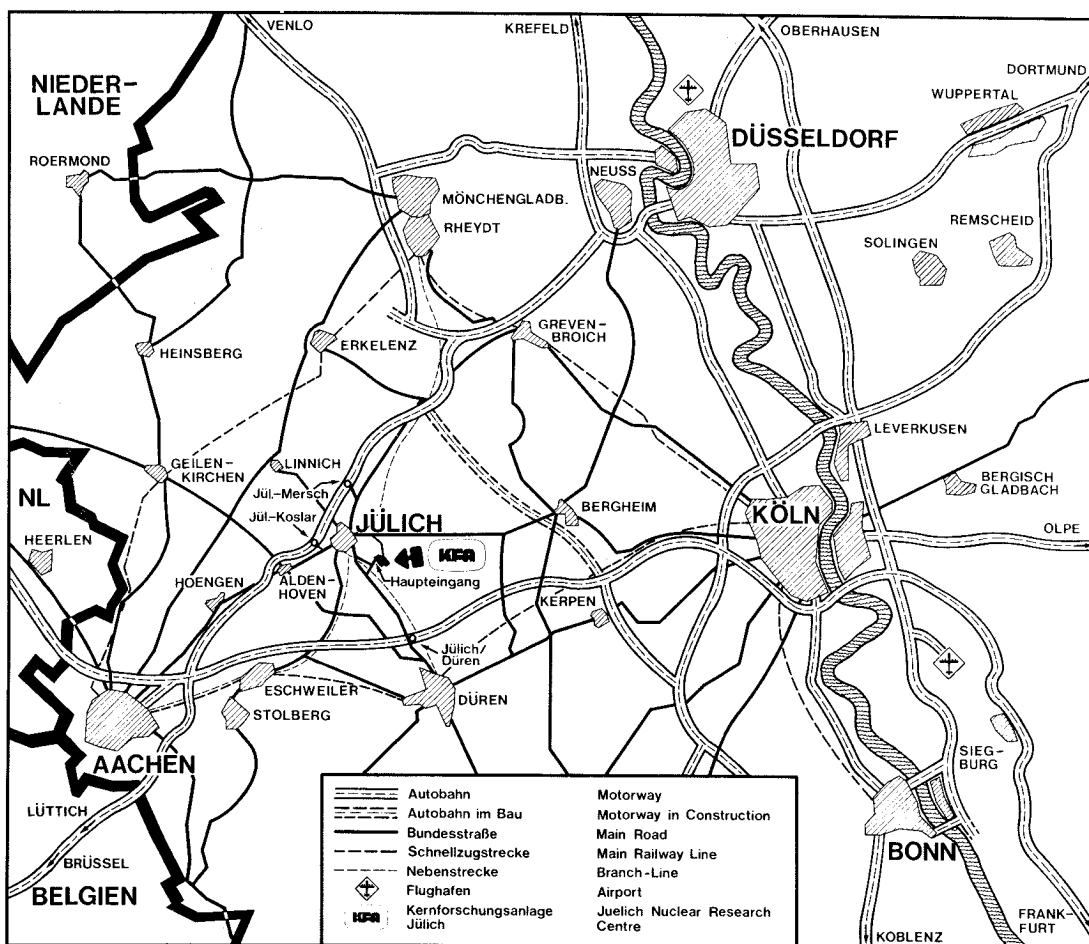
Institut für Festkörperforschung

**Messung der magnetischen Streuzeit
von Leitungselektronen
in Kondosystemen**

von

R.-P. Peters

**Jül – 2076
Juli 1986
ISSN 0366 – 0885**



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2076

Institut für Festkörperforschung Jül – 2076

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 024 61/610 · Telex: 833556-0 kf d

Messung der magnetischen Streuzeit von Leitungselektronen in Kondosystemen

von

R.-P. Peters

D 38 (Diss. Uni. Köln)

1. The first part of the paper is devoted to the study of the properties of the function $f(x)$ defined by the equation $f(x) = \int_0^x f(t) dt$. It is shown that $f(x)$ is a constant function, and its value is determined by the initial condition $f(0)$.

2. In the second part, we consider the problem of finding the maximum value of the function $f(x)$ on the interval $[0, 1]$. It is shown that the maximum value is attained at $x = 0$ and is equal to $f(0)$.

3. Finally, we discuss the question of the uniqueness of the solution of the initial value problem. It is shown that the solution is unique if the function $f(x)$ is continuous and satisfies the Lipschitz condition.

ABSTRACT

The rate for magnetic scattering of conduction electrons by Fe impurities in and on top of thin Mg and Au films is measured by means of weak localization in the temperature range between 80 mK and 4 K. The films are prepared by quenched condensation inside an especially built dilution refrigerator, in which the magneto-resistance measurements also were performed.

For the magnetic spinflip scattering in the AuFe system, a maximum in temperature dependence is found at the Kondo temperature of 1 K. Fe impurities in Mg show the differences between the behaviour on top of and in the host material. Fe on top of Mg shows a strong decrease of the magnetic scattering rate for decreasing temperatures in the whole range. In connection to other experiments /11/ at higher temperatures, indications are found for a two-step behaviour of the scattering by Fe moments inside the Mg films.

I N H A L T

		Seite
1	EINLEITUNG	1
2	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	3
2.1	Schwache Lokalisierung	3
2.2	Phasenkohärenzzeit	7
2.3	Magnetische Streuzeit	8
3	EXPERIMENTELLER AUFBAU	11
3.1	Anforderungen an den experimentellen Aufbau	11
3.2	Aufbau des Kryostaten	13
3.2.1	Der Magnetkryostat	13
3.2.2	Der Mischkryostat-Einsatz mit Aufdampfvorrichtung	14
3.2.2.1	Kryotechnische Besonderheiten	14
3.2.2.2	Der Schichtträger	16
3.2.2.3	Das Aufdampfsystem	17
3.2.2.4	Der Vorkühler	18
3.2.2.5	Das Gasleitsystem	20
3.3	Meßelektronik und Computersteuerung	21
4	DURCHFÜHRUNG UND ERGEBNISSE DER EXPERIMENTE	24
4.1	Experimenteller Ablauf	24
4.2	Ergebnisse	26
4.2.1	<u>Au</u> Fe-System	27
4.2.2	<u>Mg</u> Fe-System	36
5	DISKUSSION	47
6	ZUSAMMENFASSUNG	54
7	QUELLENANGABEN	56

1. EINLEITUNG

Seit einigen Jahren ist der Effekt der sogenannten schwachen Lokalisierung theoretisch und experimentell so gut untersucht und verstanden, daß er inzwischen zunehmend an Bedeutung als hilfreiche Meßmethode in der Festkörperphysik gewinnt (siehe z.B. Review Artikel /1, 2/). Die Untersuchungen mit Hilfe der schwachen Lokalisierung beruhen darauf, daß die Leitfähigkeit von Metallen mit starker Störung der kristallinen Ordnung Abweichungen vom klassischen Boltzmann-Verhalten zeigt, die auf den Wellencharakter der Elektronen zurückzuführen sind. Sie erlauben die Bestimmung wichtiger elektronischer Relaxationszeiten wie die inelastische, die Spin-Bahn und die magnetische Streuzeit.

In zweidimensionalen Systemen (dünnen Filmen) ist der Einfluß der schwachen Lokalisierung auf die Leitfähigkeit besonders groß

($\frac{\Delta R}{R} = 10^{-2}$ bis 10^{-3}) und einfach zu messen, da er durch ein äußeres

Magnetfeld unterdrückt werden kann. Aus Messungen des Magnetowiderstandes dünner, ungeordneter Metallfilme können die Streuzeiten durch Anpassen der theoretischen Kurven ermittelt werden. Zweidimensional bedeutet in diesem Fall, daß die Dicke der Filme nicht größer sein darf als z.B. die inelastische Diffusionslänge.

Die Möglichkeit der direkten Messung der magnetischen Streuzeit erlaubt einen neuen Zugang zur Untersuchung des Verhaltens von magnetischen Ionen in einfachen Wirtsmetallen. Obwohl dieses Problem schon lange untersucht wird, gewinnt in den letzten Jahren insbesondere das als Kondo-Effekt zusammenfassend bezeichnete ungewöhnliche Verhalten solcher Systeme bei tiefen Temperaturen an Bedeutung. Zum einen ist es vor kurzem nach fast 20 Jahren erstmals gelungen, das Kondo-Problem für einzelne Ionen theoretisch exakt zu lösen /3/, zum anderen führte die Entdeckung der "schwere Fermionen"-Supraleiter, die oft auch als periodisches Kondo-Gitter bezeichnet werden, auf neue Fragen bezüglich wechselwirkender Kondo-Ionen.

Aufgrund einer formalen Analogie zwischen der schwachen Lokalisierung und der Supraleitung entspricht die in der schwachen Lokalisierung relevante magnetische Streuung derjenigen, die bei Supraleitern zur Paarbrechung führt und als Spinflip-Streuung bezeichnet wird. Die

Theorie liefert für die Spinflip-Streurate in einem Kondo-System einen Temperaturverlauf mit einem Maximum bei einer für das System charakteristischen sogenannten Kondotemperatur T_K . Experimentell konnte ein solches Verhalten bisher nur indirekt dadurch bestätigt werden, daß bei speziellen Supraleitern mit magnetischen Verunreinigungen der supraleitende Zustand in der Nähe von T_K aufgrund der dort verstärkten Spinflip-Streuung zerstört wird, und so insgesamt drei Phasenübergänge beobachtet werden können /4/. Müller-Hartmann und Zittartz haben den Einfluß dieser Streuung auf die Übergangstemperatur von BCS-Supraleitern theoretisch berechnet /5/.

Das wesentliche Ziel der vorliegenden Arbeit ist die direkte Messung der Spinflip-Streurate in einem Kondo-System mit Hilfe der schwachen Lokalisierung. Bei Untersuchungen des Kondo-Effektes ist ein möglichst großer Temperaturbereich bei tiefen Temperaturen von Bedeutung. Deshalb wurde für diese Arbeit ein Mischkryostat aufgebaut, der Messungen mit Hilfe der schwachen Lokalisierung im Temperaturbereich von 80 mK bis 4 K erlaubt. Von besonderem Interesse sind zunächst Untersuchungen an einem System, dessen Kondotemperatur mitten im zugänglichen Temperaturbereich liegt. Deshalb werden als erstes Messungen an abschreckend kondensierten Mehrfachschichten aus AuFe (nach /6/: $T_K \approx 0,5$ bis $1,5$ K) vorgestellt. Der Einfluß der Fe-Atome kann eindeutig von allen anderen Parametern getrennt werden, da es möglich ist, zuerst die "reine" Au-Schicht zu untersuchen und dann, ohne weitere Parameter zu verändern, in situ die Fe-Atome auf die Au-Oberfläche aufzudampfen. Eine eventuell unterschiedliche Wirkung von Fe auf der Oberfläche oder im Innern des Wirtsmetalls kann nach weiterem Überdampfen von Au festgestellt werden.

Weiterhin wird das System MgFe untersucht, für das Bergmann kürzlich ein Kondo-ähnliches Verhalten festgestellt hat. Die Kondotemperatur ist zwar noch unbekannt, dürfte nach /7/ aber weit oberhalb von 20 K liegen, so daß die Messungen hier den Temperaturbereich $T \ll T_K$ erfassen.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 Schwache Lokalisierung

Das Phänomen der schwachen Lokalisierung wurde zuerst 1979 von Abrahams et al. /8/ im Rahmen einer allgemeinen Skalentheorie für zweidimensionale Leiter entdeckt. Hikami et al. /9/ berechneten 1980 den Einfluß der Spin-Bahn-Streuung, der magnetischen Streuung und eines äußeren Feldes. Bergmann entwickelte daraufhin ein physikalisch anschauliches Bild zum Verständnis der schwachen Lokalisierung als "Flugzeitexperiment mit Leitungselektronen" /10/, welches im folgenden kurz skizziert werden soll.

Für einen dünnen, stark gestörten Metallfilm sei τ_i die Lebensdauer eines Leitungselektrons in einem Eigenzustand der Energie, τ_0 ($\ll \tau_i$) die Lebensdauer in einem Eigenzustand des Impulses. Die Wellenfunktion eines Elektrons wird als Summe von Partialwellen betrachtet. Im Ortsraum besteht für jede Partialwelle eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, nach einer Folge von elastischen Streuungen (im Zeitabstand τ_0) wieder an den Ausgangspunkt zu gelangen (siehe Abb. 1). Für eine andere Partialwelle des gleichen Elektrons gibt es eine gleichgroße Wahrscheinlichkeit, denselben Weg in umgekehrter Richtung zu durchlaufen.

Solange die beiden Partialwellen auf ihrem geschlossenen Pfad nur elastisch gestreut werden, bleiben sie kohärent (siehe dazu die Impulsdarstellung dieses Vorgangs in /10/). Bei kohärenter Addition der Amplituden ergibt sich deshalb eine im Vergleich zur klassischen Summation

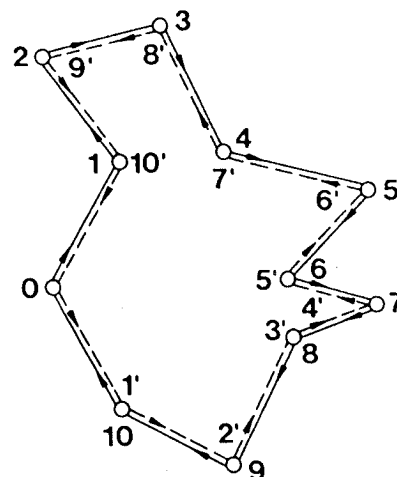


ABB. 1.

Möglicher Diffusionspfad eines Elektrons in einem ungeordneten System (nach /10/).

der Intensitäten verdoppelte Intensität für solche "Rückstreuungen". Es kann gezeigt werden, daß nur solche Paare von Partialwellen kohärent bleiben, die in die Nähe des Ausgangspunktes zurückgestreut werden. Aufgrund der Interferenz dieser Wellen haben die Elektronen eine etwas über das klassische Verhalten erhöhte Tendenz, sich nicht vom Ausgangspunkt weg zu bewegen. Dies bewirkt einen leicht erhöhten elektrischen Widerstand. Zur Berechnung dieses Effektes muß man den Beitrag aller geschlossenen (oder fast geschlossenen) Wege aufsummieren, deren Durchlaufzeit kürzer als τ_i ist. Denn nach einem inelastischen Stoß geht jede feste Phasenbeziehung verloren. Als Leitfähigkeitskorrektur zum klassischen Verhalten ergibt sich:

$$L = -L_{oo} \ln \frac{\tau_i}{\tau_o} \quad \text{mit } L_{oo} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \quad (2.1)$$

Durch ein senkrecht zum Metallfilm angelegtes Magnetfeld H ($\Rightarrow$ Zerstörung der Zeitumkehrinvarianz) wird eine Phasenverschiebung zwischen den kohärenten Partialwellen erzeugt. Die Größe dieser Phasenverschiebung ist abhängig von der durch die Partialwellenpaare umlaufenen Fläche A senkrecht zum Feld H :

$$\Delta\varphi = \frac{2e}{\hbar} \cdot H \cdot A$$

Die bei einer Diffusionskonstanten D in der Zeit t maximal umlaufene Fläche beträgt etwa $2Dt$. Wenn die Phasenverschiebung größer als 1 wird, mittelt sich der Interferenzanteil heraus. Durch das magnetische Feld wird also eine maximale Durchlaufzeit $t_H = \hbar/(4eDH)$ für die geschlossenen Wege eingeführt, oberhalb der der Effekt der schwachen Lokalisierung verschwindet. Mißt man also den Widerstand bei sehr großen Feldern, ist t_H so klein, daß der Einfluß der schwachen Lokalisierung vernachlässigt werden kann. Wird H kleiner und t_H kommt in die Nähe von τ_i , erhält man stetig den vollen Beitrag der schwachen Lokalisierung für $H \rightarrow 0$.

So wird mit Hilfe des Magnetfeldes eine Zeitskala durchlaufen ($1T \hat{=} \text{ca. } 0,1 \text{ bis } 1 \text{ psec}$), mit der durch Messen des Widerstandes Streuzeiten von Vorgängen bestimmt werden können, die die Kohärenz der zugeordneten Partialwellen zerstören oder die den Charakter der Interferenz (destruktiv, konstruktiv) ändern. Mit

$$H_n \tau_n = \frac{\pi}{4eD} \quad (2.2)$$

läßt sich jede Streurrate in ein zugehöriges charakteristisches Feld umrechnen.

Außer durch die inelastische Streuung kann die Phasenkohärenz durch Streuung der Leitungselektronen an magnetischen Ionen zerstört werden. Die Kopplung geschieht über die Austauschwechselwirkung. Die beiden komplementären Wellen werden in unterschiedlicher Reihenfolge an den magnetischen Momenten gestreut, wobei die Spins jeweils ein wenig gedreht werden. Wegen der Nichtvertauschbarkeit von Drehungen sind die Endzustände verschieden, und die Kohärenz wird zerstört.

Auch die Spin-Bahn-Streuung der Leitungselektronen an den Metallatomrümpfen führt dazu, daß die Spins von komplementären Partialwellen gegeneinander verkippt werden. Das Mittel über alle kohärenten Wege ergibt bei starker Spin-Bahn-Streuung eine destruktive Interferenz (der Grund ist die 4π -Periodizität von Spin $1/2$ Teilchen, siehe dazu /10/). Die Leitfähigkeit wird also erhöht ("schwache Antilokalisierung").

Hikami et al. /9/ haben den Einfluß von Magnetfeld sowie Spin-Bahn und magnetischer Streuung auf die Leitfähigkeitskorrektur der schwachen Lokalisierung theoretisch berechnet. Das Ergebnis für isotrope Streuungen lautet:

$$\Delta L/L_{oo} = - \left[\left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_1}{H}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_2}{H}\right) \right] + \frac{1}{2} \left[\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_3}{H}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_4}{H}\right) \right] \right] \quad (2.3)$$

mit $L_{oo} = \frac{e^2}{2\pi^2 h}$, Ψ = Digamma Funktion

und $H_1 = H_o + H_{so} + H_s$

$$H_2 = \frac{4}{3} H_{so} + \frac{2}{3} H_s + H_i$$

$$H_3 = 2 H_s + H_i$$

$$H_4 = H_2$$

Hierbei sind H_o , H_{so} , H_s und H_i die nach (2.2) berechneten charakteristischen Felder für elastische Streuung (o), inelastische Streuung (i), magnetische Streuung (s) und Spin-Bahn-Streuung (so). Bezeichnet ρ den

spezifischen Widerstand des Films und N die Zustandsdichte der Elektronen an der Fermikante (für beide Spinrichtungen), läßt sich (2.2) umformen in:

$$H_n \cdot \tau_n = \hbar \cdot e \cdot \rho \cdot N / 4 \quad (2.4)$$

Die zu dem Ergebnis (2.3) führende Theorie /9/ behandelt die magnetische Streuung in Bornscher Näherung. Da in der vorliegenden Arbeit aber der Kondo-Effekt untersucht werden soll, der gerade auf Prozessen höherer Ordnung beruht, wird die Anwendung von Gleichung (2.3) zweifelhaft. Deshalb sollen hier, quasi als phänomenologische Beschreibung (siehe /11/), die über die Bornsche Näherung hinausgehenden Beiträge durch eine Temperaturabhängigkeit der magnetischen Streurrate beschrieben werden. In Bornscher Näherung ist die magnetische Streurrate temperaturabhängig. Zur Rechtfertigung dieses Vorgehens dient die Analogie der schwachen Lokalisierung zur Supraleitung.

Hierzu sei noch einmal an das Interferenzbild der schwachen Lokalisierung erinnert. Diese entsteht aufgrund der Interferenz zweier Partialwellen eines Elektrons, die einen geschlossenen Weg in umgekehrter Richtung durchlaufen. Die Interferenzintensität ist gleich dem Produkt der beiden Amplituden $a_1 \cdot a_2^*$ und entspricht somit formal dem Produkt der Amplituden eines Elektrons mit einem entsprechenden zeitumgekehrten Partner. Genau dies berechnet man aber in der Supraleitung als Paaramplitude.

Die Gleichung (2.3) enthält zwei Beiträge: den Interferenzanteil von Partialwellenpaaren, die während der Streusequenz auf einem geschlossenen Weg beide ihre Spinrichtung umgedreht haben, und den Anteil, bei dem der Spin für beide am Ende gleich geblieben ist. Der erste Teil entspricht den Singlet-, der zweite den Tripletpaaren in der Supraleitung. Spaltet man Gleichung (2.3) in diese beiden Anteile auf, erhält man:

$$\frac{\Delta L}{L_{00}} = -\frac{3}{2} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_0}{H}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_2}{H}\right) \right] + \frac{1}{2} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_0}{H}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_3}{H}\right) \right] \quad (2.5)$$

(In (2.5) wurde benutzt, daß wegen $H_0 \gg H_1, H_S, H_{SO}$ gilt: $H_1 \approx H_0$).

H_2 läßt sich als charakteristisches Feld H_T der Tripletstreurrate und H_3 als charakteristisches Feld H_S der Singletstreurrate interpretieren.

$$H_S = H_3 = H_i + 2 H_{SS} \quad H_T = H_2 = \frac{4}{3} \cdot H_{so} + H_i + \frac{2}{3} H_{ST} \quad (2.6)$$

Die magnetische Streuung kann im allgemeinen für Singlet- und Triplet-paare unterschiedlich sein, deshalb wurde in (2.6) an das charakteristische Feld H_S der zusätzliche Index S oder T angebracht. Für Singlet-paare wurde die magnetische Streuung in verschiedenen Näherungen berechnet, um BCS-Supraleiter mit Kondo-Verunreinigungen zu beschreiben /5/. Im Gegensatz zur Bornschen Näherung (vgl. Abrikosov-Gorkov-Theorie /12/ in der Supraleitung) ergibt sich dabei eine temperaturabhängige Streurate. Analog dazu soll hier der Einfluß des Kondo-Effektes auf die schwache Lokalisierung durch temperaturabhängige charakteristische Felder H_{SS} und H_{ST} beschrieben werden.

Wie man an Gleichung (2.5) erkennt, ist der Magnetowiderstand in der schwachen Lokalisierung durch zwei Parameter festgelegt. Anstatt die Messungen nach Gleichung (2.5) durch Variieren von H_S und H_T theoretisch anzupassen, wird die Auswertung dieser Arbeit nach (2.3) vorgenommen, wobei künstlich $H_S = 0$ gesetzt wird. Damit haben die so ermittelten H_i^{eff} - und H_{so}^{eff} -Werte folgende Bedeutung:

$$H_i^{\text{eff}} = 2 H_{SS} + H_i \quad H_{so}^{\text{eff}} = H_{so} - \frac{3}{2} H_{SS} + \frac{1}{2} H_{ST} \quad (2.7)$$

Auch bei "reinen" Schichten werden die Effektivwerte H_i^{eff} und H_{so}^{eff} benutzt, da ein Einfluß von magnetischen Restverunreinigungen nicht auszuschließen ist.

2.2 Phasenkohärenzzeit

Zur theoretischen Berechnung der inelastischen Streurate $\frac{1}{\tau_i}$ und damit ihres charakteristischen Feldes H_i werden zwei verschiedene Ansätze betrachtet:

- 1) Als dominanter Mechanismus zur Zerstörung der Kohärenz der Partialwellen wird von einer durch die Unordnung verstärkten Elektron-Elektron-Wechselwirkung ausgegangen. Als inzwischen allgemein anerkannt gilt das zuerst von Altshuler et al. /13/ ermittelte Ergebnis dieses Ansatzes:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{\pi k_B T}{\hbar} \cdot \frac{\rho e^2}{2 \pi^2 \hbar d} \cdot \ln \frac{\pi \hbar d}{e^2 \rho} \quad (2.8)$$

Hierbei ist d die Dicke und ρ der spezifische Widerstand des Metallfilms. Wichtig sind die lineare Abhängigkeit der Streurrate von der Temperatur sowie die umgekehrte Proportionalität zur Filmdicke.

- 2) Auch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung wird durch die Unordnung, d.h. die endliche freie Weglänge der Leitungselektronen, verstärkt. Für diesen Fall gibt es noch keine Theorie, die die experimentell ermittelten und auf die Elektron-Phonon-Wechselwirkung zurückgeführten Streuraten quantitativ halbwegs exakt beschreiben könnte (siehe /1/ und die darin angegebenen Referenzen). In einem vereinfachten Modell konnte Bergmann allerdings zeigen /14/, daß die Temperaturabhängigkeit der Streurrate quadratisch sein sollte und daß, solange die Phononen als dreidimensional betrachtet werden können, $1/\tau_i$ unabhängig von der Filmdicke ist.

Im Temperaturbereich von 4,5 - 20 K zeigten die Ergebnisse eigener Vorversuche /25/, daß dort die inelastische Streuung bei Au, Ag und Mg Filmen hauptsächlich durch Elektron-Phonon-Streuprozesse bestimmt ist.

2.3 Magnetische Streuzeit

Die Theorien zur Behandlung der magnetischen Streuung in einem Metall mit nicht-wechselwirkenden magnetischen Ionen gehen im allgemeinen vom s-d Austauschmodell aus, in dem die Leitungselektronen als frei beweglich betrachtet werden, während die magnetischen Momente an den Ionen lokalisiert sind. Die Streuung der Leitungselektronen geschieht über die Austauschwechselwirkung J mit dem magnetischen Moment S der lokalen (d-) Elektronen.

Bei der schwachen Lokalisierung sind dabei nur die sogenannten Spinflip-Prozesse wichtig, da nur diese die Phasenkohärenz zerstören. Die reine (elastische) Potentialstreuung und die (elastische) Nicht-Spinflip-

Streuung gehen in τ_0 ein und verändern nicht den Magnetowiderstand. Im einfachsten Fall werden bei theoretischen Rechnungen nur die direkten Einfachstreuungen der Leitungselektronen berücksichtigt: $k\uparrow \rightarrow k'\downarrow$ und $k\downarrow \rightarrow k'\uparrow$ (1. Bornsche Näherung).

Mit Hilfe der goldenen Regel unter Berücksichtigung der Fermiverteilung der Elektronen lassen sich die Wahrscheinlichkeiten dieser Prozesse und damit auch die Streurrate berechnen. Ohne äußeres Magnetfeld ergibt sich in dieser Näherung die temperaturunabhängige Streurrate /26/:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{\pi N c}{\hbar} J^2 S (S+1)$$

Wie Kondo 1964 gezeigt hat, führt die Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung zu einer Temperaturabhängigkeit von τ_s^{-1} /27/. In zweiter Ordnung werden z.B. Ereignisse betrachtet, in denen ein Elektron $k\uparrow$ zuerst in einen Zwischenzustand $k''\downarrow$ und dieser schließlich nach $k'\downarrow$ gestreut wird (oder auch in umgekehrter Reihenfolge). Wegen der Nichtvertauschbarkeit der Spinoperatoren heben sich die Fermifaktoren der Zwischenzustände nicht gegenseitig auf, und in 2. Bornscher Näherung ergibt sich neben dem konstanten Anteil von $1/\tau_s$ ein zusätzlicher Beitrag proportional $J^3 \cdot \ln T$. Unter zusätzlicher Berücksichtigung des Nicht-Spinflip-Anteils kann damit das Widerstandsminimum vieler Metalle mit magnetischen Verunreinigungen erklärt werden.

Die logarithmische Divergenz für $T \rightarrow 0$ ist allerdings schon ein Hinweis auf den "Zusammenbruch" der Störungstheorie bei sehr tiefen Temperaturen. Unterhalb der sogenannten Kondotemperatur werden Beiträge höherer Ordnung größer als die niedrigerer Ordnung, die Konvergenz der Glieder der Bornschen Störungsreihe wird also zweifelhaft.

In einer Theorie nach Nagaoka, Hamann und Bloomfeld (siehe dazu Review Artikel /26, 28/ sowie die darin angegebenen Referenzen) können alle führenden Divergenzterme aufsummiert werden. Die Kondotemperatur ergibt sich als Skalierungsfaktor der Temperatur in den physikalischen Größen. Ihre Größenordnung ist gegeben durch:

$$k_B T = B \cdot \exp [-J \cdot N(0)]^{-1} \quad (2.9)$$

wobei $N(0)$ die Zustandsdichte an der Fermikante und $2B$ die Breite des Leitungsbandes ist. Für die Spinflip-Streuung liefert diese Theorie

als Streuamplitude A für Elektronen an der Fermikante /28/:

$$\tau_s^{-\frac{1}{2}} \sim A = N^{-1}(0) \left[\ln^2 \frac{T_K}{T} + \pi^2 S(S+1) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

Die Spinfliprate ist proportional zum Quadrat von A. Bei der Kondo-temperatur ist die Streuung maximal, und sie verschwindet für $T \rightarrow 0$. Da aber auch in dieser Theorie nicht alle divergenten Terme berücksichtigt werden konnten, läßt sich insbesondere für $T < T_K$ das Verhalten der magnetischen Streurate nicht schlüssig vorhersagen. In der Nähe von $T = 0$ versucht man oft eine Beschreibung des Systems als Fermiflüssigkeit. Anstelle des logarithmischen Verhaltens erhält man dann ein Potenzgesetz (meist T^2) für die Streurate /29/.

Die inzwischen mit Hilfe des Bethe-Ansatzes gefundene exakte Theorie des nicht-wechselwirkenden Kondosystems /3/ erlaubt meines Wissens noch nicht die Berechnung einer Streurate.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

3.1 Anforderungen an den experimentellen Aufbau

Die in der Einleitung beschriebene Aufgabenstellung bedingte den Aufbau einer neuen Apparatur, die folgenden Anforderungen genügen mußte:

- a) Untersuchungen zum Kondoeffekt verlangen einen großen Temperaturbereich bei sehr niedrigen Temperaturen. Der gewünschte Temperaturbereich von $T \lesssim 100$ mK bis etwa 4 K erfordert den Einsatz eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ Mischkryostaten.
- b) Besonders gut geeignet für Untersuchungen mit Hilfe der schwachen Lokalisierung sind abschreckend kondensierte Metallfilme. Diese sind schon bei sehr geringer Dicke zusammenhängend und homogen /1,25/. Sie haben einen hohen Störgrad und einen nur sehr schwachen klassischen Magnetowiderstand. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist für solche Filme erfahrungsgemäß besonders gut.
- c) Um den hohen Störgrad der bei 4,2 K aufgedampften Schichten zu erhalten und um bei Mehrfachsichten den Beitrag jeder einzelnen Schicht unverändert untersuchen zu können, muß die Präparation innerhalb des Kryostaten bei tiefen Temperaturen möglich sein.
- d) Um möglichst reine Schichten zu erzeugen, ist ein besonders gutes Vakuum (UHV) notwendig.
- e) Um den Effekt der schwachen Lokalisierung unterdrücken zu können, sind bei etwa 4 K erfahrungsgemäß Magnetfelder einer Größenordnung bis etwa 4 T notwendig. Damit der dazu erforderliche Magnet insbesondere für Messungen bei sehr tiefen Temperaturen auch Magnetowiderstandsmessungen im 10 - 100 G Bereich erlaubt, muß er eine geringe Remanenz aufweisen. Außerdem dürfen im Bereich des Substrats keine magnetischen oder supraleitenden Materialien verwendet werden.

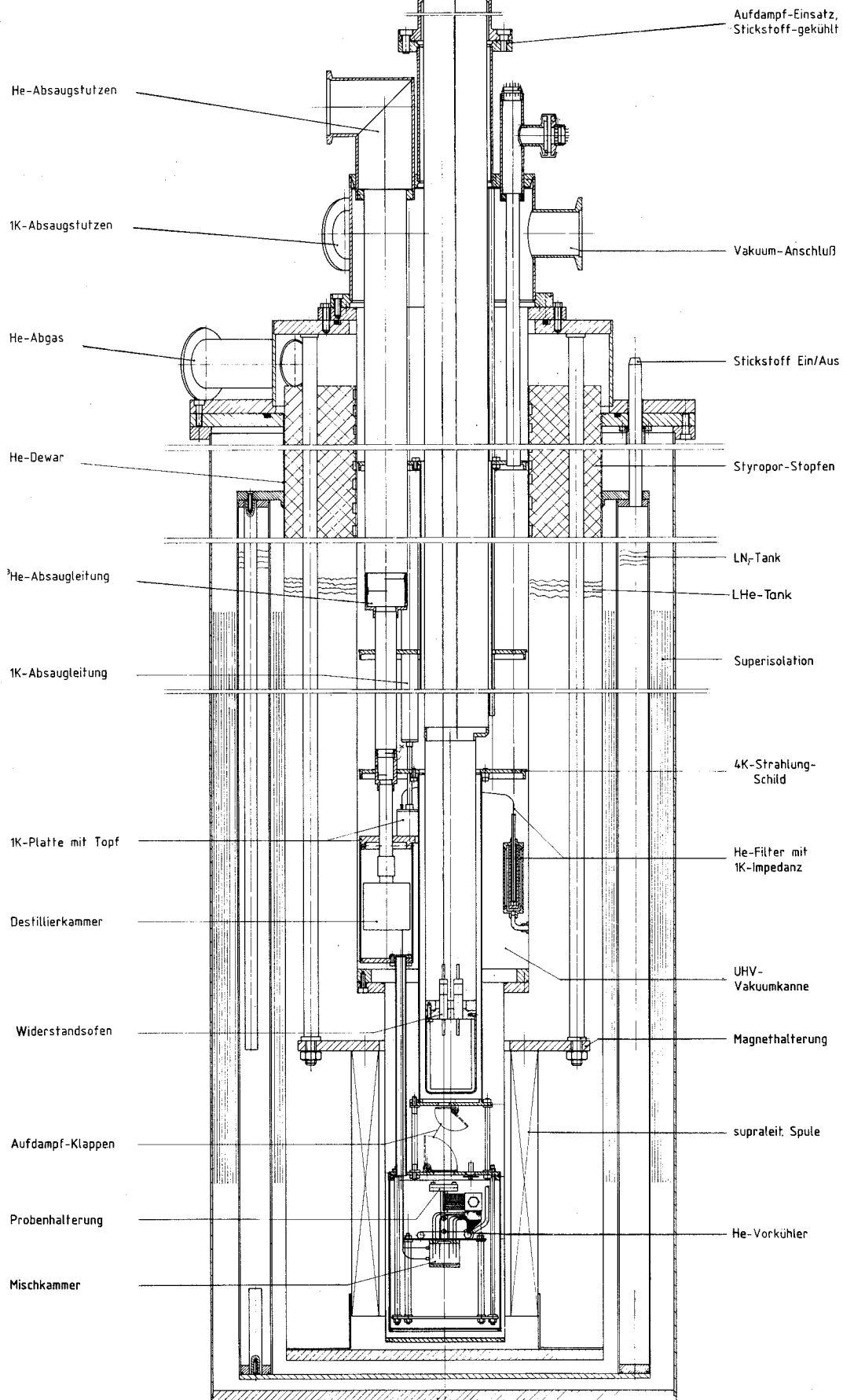


ABB. 2: Gesamtansicht des Kryostaten

- f) Der elektrische Widerstand der Metallfilme muß sehr genau (auf etwa 10^{-4} bis 10^{-5}) gemessen werden, wobei die Schicht (insbesondere das Elektronensystem) trotz der geringen Kühlleistung eines Mischkryostaten nicht durch die Joulesche Wärme aufgeheizt werden darf.
- g) Zum definierten Aufdampfen, zur Steuerung der Messungen sowie zur effektiven Auswertung der Magnetowiderstandsmessungen ist der Anschluß eines Kleincomputers notwendig.

3.2 Aufbau des Kryostaten

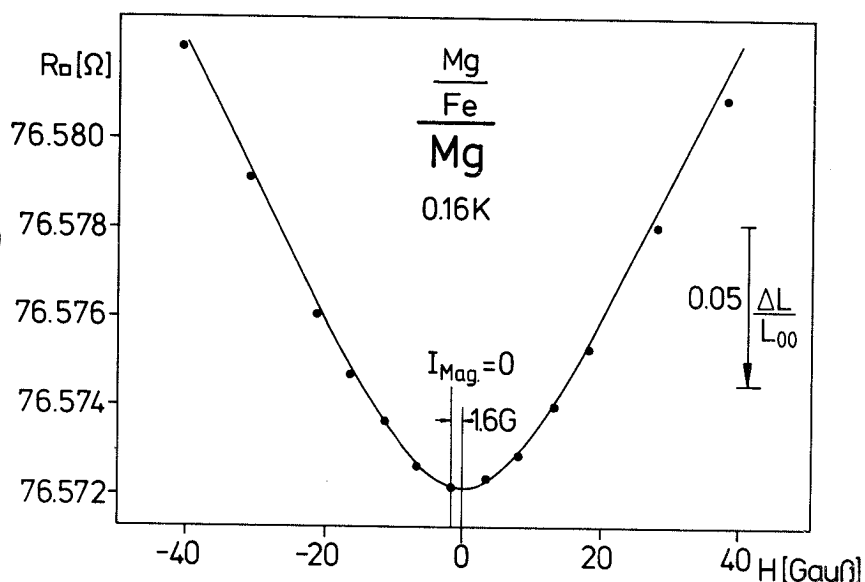
Abbildung 2 zeigt eine Gesamtansicht des für diese Arbeit aufgebauten Kryostaten. Dieser besteht aus dem sogenannten Magnetkryostaten und einem Einsatz, in dem sich der $^3\text{He}/^4\text{He}$ Mischkühler mit seinen Vorstufen und die Aufdampfvorrichtung befinden.

3.2.1 Magnetkryostat

Der Magnetkryostat dient als gut isolierter Tank für flüssiges ^4He , in dem ein supraleitender Magnet untergebracht ist. Dieser kann Magnetfelder bis 4 T erzeugen, hat einen freien Innendurchmesser von 102 mm und eine Homogenität von besser als 1 % in 10 mm Kugelvolumen. Die maximale Remanenz in der Mitte beträgt 8 G. In den für diese Arbeit durch-

ABB. 3:

Vergrößerter Ausschnitt einer Magnetowiderstandsmessung
(Schicht M4; vgl. Abb.19)



geführten Experimenten betrug das höchste Magnetfeld 1,4 T. Aufgrund der Art der Messungen wurde das Magnetfeld immer zwischen positiven und negativen Werten hin- und hergefahren. Deshalb ist das bei den Messungen aufgetretene Remanenzfeld wesentlich kleiner als 8 G. Abbildung 3 zeigt den stark vergrößerten Null-Feld-Bereich einer typischen Magnetowiderstandsmessung (Schicht M4 aus Kapitel 4.2.2, Abb. 19), nachdem der Magnet vorher schon auf 1,4 T hochmagnetisiert worden ist. Die Verschiebung der theoretischen Kurve läßt auf eine Remanenz von 1,6 G schließen, die für die Auswertung der Messungen dieser Arbeit vernachlässigbar ist.

3.2.2 Mischkryostat-Einsatz mit Aufdampfvorrichtung

Der Einsatz mit Mischkühler und Aufdampfvorrichtung hat einen für Mischkryostaten etwas ungewöhnlichen Aufbau. Zum konventionellen Aufbau und zur Wirkungsweise von Mischkryostaten siehe z.B. /15/.

3.2.2.1 Kryotechnische Besonderheiten

Wie Abb. 2 zeigt, umschließt die Vakuumkanne den gesamten Kryostaten-einsatz. Dies ist hier notwendig, damit der mit flüssigem Stickstoff gefüllte Aufdampfeinsatz vom He-Bad isoliert bleibt und man den Kryostaten bei Raumtemperatur noch effektiv auspumpen kann. Der Wärmekontakt zwischen den inneren Teilen der Vakuumkanne und dem äußeren He-Bad geschieht über CuBe-Federn an den Zwischenplatten. Die unterste Platte besitzt zusätzlich eine direkt an die Vakuumkanne angeschraubte Wärmeverbindung zum äußeren He-Bad und wird so auf etwa 4 bis 6 K gehalten.

Unterhalb dieser sogenannten 4K-Platte befindet sich seitlich neben dem Aufdampfeinsatz die 1K-Platte. Diese funktioniert kontinuierlich, indem der 1K-Topf (in welchem die Kühlleistung der 1K-Platte durch Abpumpen des Gases über flüssigem ^4He erzeugt wird) über eine Kapillare vom äußeren He-Bad aus ständig nachgefüllt wird /16/. Die 1K-Platte erreicht im Normalbetrieb eine Temperatur von 1,2 K. Auf der 1K-Platte befindet sich der mit Cu-Sinter gefüllte Wärmetauscher, in dem das (auf den Zwischenplatten auf 4 K vorgekühlte) ^3He des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischers kondensiert wird. Die Destillierkammer (Still) wurde von einem SHE Mini-fridge /17/ übernommen und befindet sich direkt unterhalb der 1K-Platte.

Der Schichtträger, auf dem das Substrat gehalten wird, muß sich etwa in der Mitte des Magneten befinden, da dort das Feld und die Homogenität am größten sind. Um einen kurzen Wärmetransport zur Mischkammer zu erreichen, befindet diese sich direkt unterhalb des Schichtträgers (siehe Abb. 2).

Schichtträger und Mischkammer wurden unterhalb des Aufdampfofens angeordnet, um die Bohrung des Magneten möglichst klein zu halten, trotzdem aber noch eine ausreichende Kühlung des Ofens zu ermöglichen und außerdem den Aufdampfeinsatz leicht ausbauen zu können.

Wie bei allen Elementen, die sich im Bereich des magnetischen Feldes befinden, mußte insbesondere bei Mischkammer und Schichtträger darauf geachtet werden, daß die Wirbelstromaufheizung beim Ändern des Magnetfeldes möglichst gering bleibt. Die Mischkammer wurde deshalb aus schlecht leitendem CuNi gefertigt, und die Wärmeleitelemente bestehen in diesem Bereich immer aus mehreren dünnen Cu-Drähten anstelle von massiven Verbindungen. An Teilen, bei denen sich große Flächen senkrecht zum Magnetfeld nicht vermeiden ließen (Schichtträger), wurde durch Schlitze der maximale Radius von Kreisströmen verringert.

Beim gesamten Kryostaten wurde auf den Einsatz supraleitender Materialien verzichtet, damit die Homogenität des Magnetfeldes und das Rema-

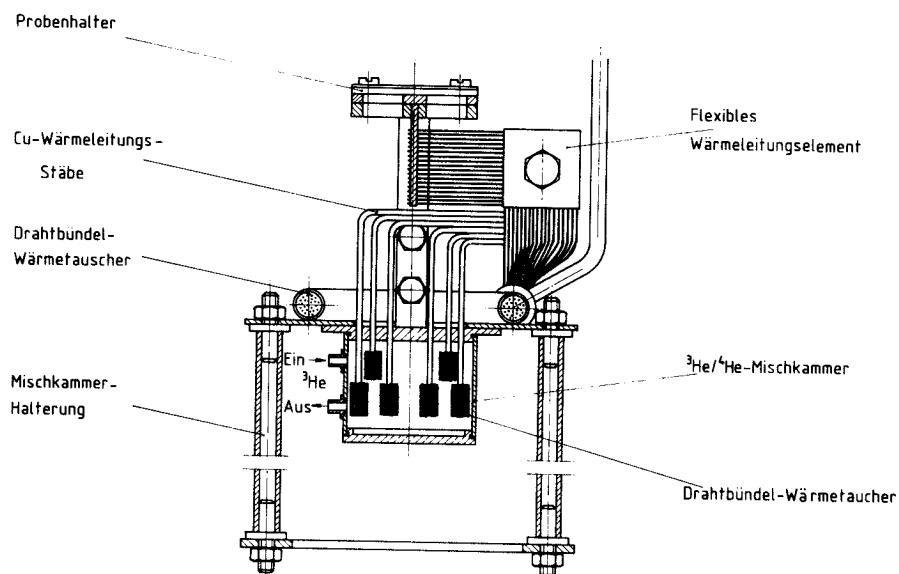


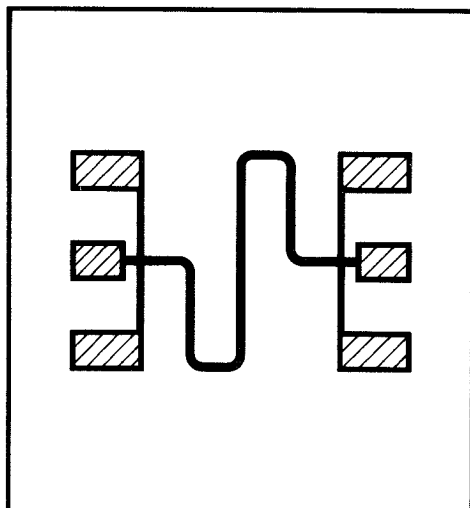
ABB. 4:
Mischkammer mit Schichtträger

nenzverhalten aufgrund von eventuell eingefrorenen Abschirmströmen nicht beeinträchtigt wird. Dies (sowie die Vakuum- und Tieftemperaturtauglichkeit) stellt besondere Ansprüche an die verwendeten Lote. Die Teile der Mischkammer und des Schichtträgers sind mit reinem CuAg-Lot im Vakuum gelötet worden. Aufgrund der dazu notwendigen hohen Löttemperatur und zur Vermeidung von Wirbelströmen sollte als Wärmetauscher in der Mischkammer kein Sintermaterial verwendet werden. Stattdessen wurde eine Oberfläche von etwa 1000 cm^2 durch 0,1 mm dicke Cu-Drähte erreicht, welche mit einem Laser an die 1 mm starken Wärmeleitdrähte der Mischkammer angeschweißt worden sind. Die Mischkammer hat einen Innendurchmesser von 24 mm und eine Höhe von 12 mm. Sie ist zusammen mit dem Schichtträger in Abb. 4 schematisch dargestellt.

Destillier- und Mischkammer sind über einen konzentrischen Rohrwärmetauscher miteinander verbunden. Dieser wurde ebenfalls vom SHE-Minifridge übernommen. Seine erste Hälfte befindet sich direkt unterhalb der Still; in der Mitte ist er an einem Zwischenstück der Mischkammerhalterung thermisch angekoppelt, von wo aus er sich wieder nach oben zur Mischkammer schlängelt.

Alle Teile des Kryostaten, die kälter als 1 K werden, sind von einem Strahlungsschild aus vergoldetem Messing umgeben, welches an der 1K-Platte thermisch kontaktiert ist. Der 77 K heiße Aufdampfeinsatz ist durch ein 4K-Schild abgeschirmt.

3.2.2.2 Der Schichtträger



Vom Schichtträger wird das Substrat für die Metallfilme gehalten. Als Substrat wurde kristalliner Quarz verwendet. Wenige zehntel Millimeter oberhalb des Substrates befindet sich die Aufdampfmaske, die die in Abb. 5 dargestellte Mäanderform der aufgedampften Filme bewirkt.

20
10
0
mm

ABB. 5:

Struktur der Aufdampfmaske

Das Verhältnis von Länge zu Breite beträgt 52, die Breite 0,5 mm. Die Maske wurde aus 0,1 mm starkem Bronzeblech durch Photoätzen hergestellt.

Der elektrische Kontakt zum Metallfilm erfolgt über Leitsilber. Zur Widerstandsmessung dienen nur die mittleren Kontakte an beiden Enden der Schicht. Um den thermischen Kontakt zur Cu-Unterlage zu verbessern, wurde ein wenig Siliconfett verwendet.

Zur Temperaturmessung ist direkt auf die Unterseite des Quarzsubstrates ein Thermometer aufgeklebt. Das Thermometer ist aus einem abgeschliffenen 100 Ω Matsushita Kohlewiderstand gefertigt. Der Widerstand klebt mit einer sehr dünnen Isolationsschicht auf einem Cu-Blech, an dem auch die Zuleitungsdrähte thermisch abgefangen sind. Dieses Thermometer wurde mit weiteren Mischkammerthermometern in einem anderen Kryostaten an einem NBS-Fixpoint Device /18/ bis hinab zu 99 mK an verschiedenen Punkten geeicht, so daß an diese Werte dann der bekannte Temperaturverlauf dieser Widerstände /19/ angepaßt werden konnte. In jedem Lauf wurde diese Eichung bei 4,2 K überprüft, um so eine mögliche Alterung des Widerstandes festzustellen. Erfahrungsgemäß sollte der maximal mögliche Fehler bei der Temperaturbestimmung mit Kohlewiderständen bei 5 bis 10 % liegen.

Unter das Quarzsubstrat wurde außer dem Thermometer auch ein Metallfilmwiderstand (1 k Ω) als Heizer aufgeklebt.

3.2.2.3 Das Aufdampfsystem

Zur Erzeugung der Metallfilme werden die entsprechenden Substanzen in dem Widerstandsofen (Abb. 2) verdampft. Gold (99,999 %) wird aus einem Wolfram-Schiffchen, Magnesium (99,998 %) aus einem Tantal-Schiffchen und Eisen direkt von einem 0,75 mm dicken Eisendraht verdampft. Der Aufdampfeinsatz enthält zwei Öfen, die jeweils bis auf eine kleine Austrittsöffnung ganz von einem Cu-Wärmeschild umgeben sind. Das Wärmeschild ist über einen Flansch an einem Rohr befestigt, welches mit flüssigem Stickstoff gefüllt wird.

Zum Einstellen der Aufdampfrate und zur Bestimmung der Filmdicke wird ein 5 MHz Schwingquarz benutzt, der in der gleichen Entfernung wie der Ofen möglichst dicht beim Substrat in das 1K-Strahlungsschild eingebaut ist. Zwei Klappen, eine am 4K-Strahlungsschild direkt unter den Ofenöffnungen und eine am 1K-Strahlungsschild direkt über dem Substrat, ermöglichen ein definiertes Aufdampfen. Die obere Klappe schaltet das Bedampfen schnell ein und aus, die untere Klappe erlaubt, daß zum Einstellen der Aufdampfrate der Schwingquarz alleine bedampft werden kann. Das Substrat wird während des Aufdampfvorganges über das Vorkühlsystem (siehe 3.2.2.4) auf 4,2 K gehalten.

Das für das Aufdampfen wichtige Ultrahochvakuum (schätzungsweise besser als 10^{-10} Torr) wird erreicht, indem der Kryostat zuerst bei Raumtemperatur mit einer Diffusionspumpe abgepumpt wird. Beim Einkühlen wirkt dann der gesamte Kryostat als Kryopumpe. Um zum Kühlen der inneren Teile kein Austauschgas benutzen zu müssen, besitzt der Kryostat ein separates geschlossenes Vorkühlsystem.

3.2.2.4 Der Vorkühler

Das Vorkühlsystem erfüllt drei Aufgaben:

- Es dient zum Kühlen der inneren Teile des Kryostaten beim Kaltfahren bis 4,2 K.
- Es kühlt das Substrat und die Wärmeschilde beim Aufdampfen.
- Es ermöglicht einen Wärmekurzschluß zwischen Mischkammer und 1K-Platte, um stabile Temperaturen zwischen 1 K und 4 K am Substrat zu erreichen.

Abbildung 6 stellt den Aufbau des Vorkühlsystems dar. Über die Quetschverschraubung kann aus einer He-Vorratskanne flüssiges Helium eingefüllt werden. Ein ringförmiger Drahtbündelwärmetauscher kühlt die Mischkammer und den Schichtträger. Die Destillierkammer ist über eine Kupferklemme direkt an einem Leitungsröhrchen des Vorkühlers thermisch kontaktiert.

Die größte Masse muß über einen Wärmetauscher auf der 1K-Platte gekühlt werden, da an dieser auch die Strahlungsschilde angekoppelt sind.

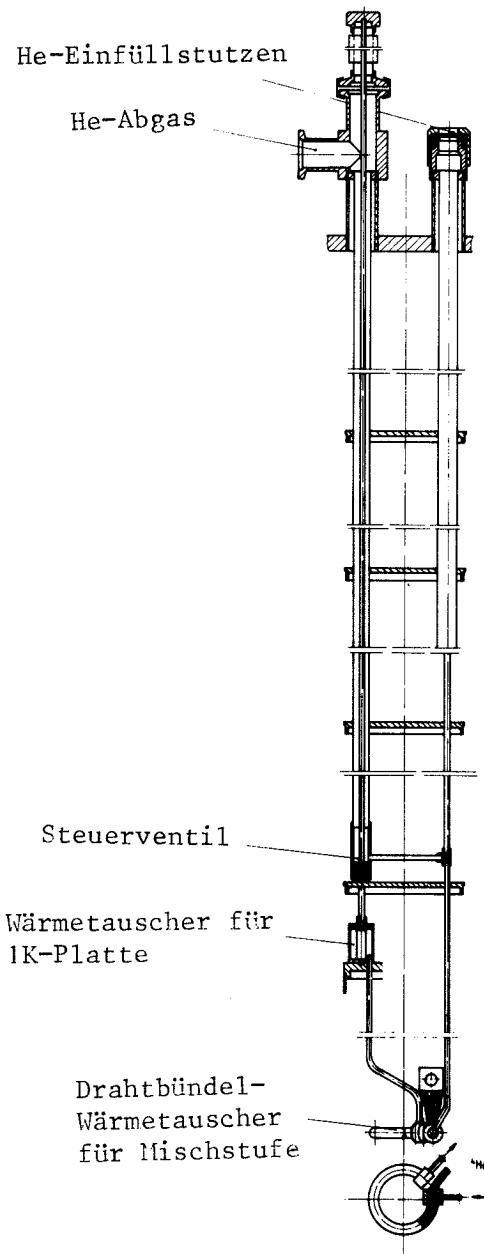


ABB. 6:
Das Vorkühlsystem

Auf der 4K-Platte befindet sich ein Steuerventil, welches zu Beginn des Vorkühlens für das anfangs noch warme Heliumgas nur einen Weg über einen Bypass freigibt. Sobald flüssiges Helium bis zur 4K-Platte gelangt, kann das Ventil umgestellt werden, so daß auch die unteren Teile gekühlt werden. Das Steuerventil dient gleichzeitig auch als Wärmetauscher für die 4K-Platte. Nachdem das flüssige Helium genügend Wärme aufgenommen hat, gelangt es als Gas in die Rückleitung.

Läßt man das Vorkühlsystem mit flüssigem Helium gefüllt, verdampft dieses relativ schnell, bis sich der Spiegel unterhalb der 4K-Platte be-

findet. Dort wirkt es dann als Wärmebrücke zwischen 1K-Platte und Mischkammer. So können konstante Temperaturen zwischen 2 K und 4 K an der Schicht erreicht werden. Wird der Vorkühler vorsichtig abgepumpt, kann man Temperaturen bis unter 1 K erreichen.

Zum Erreichen der tiefsten Temperaturen mit dem Mischkühler muß das Vorkühlsystem gut evakuiert sein ($p < 10^{-3}$ Torr). Durch vorsichtiges Fluten mit He-Gas und schnelles Abpumpen kann das flüssige Helium aus dem Vorkühler herausgepumpt werden, ohne daß sich Mischkammer und Substrat über 18 bis 20 K erwärmen. Dies reicht aus, um durch das in die Mischkammer einströmende ^3He den Kryostaten wieder zu kühlen.

3.2.2.5 Das Gasleitsystem

Der Betrieb des Kryostaten verlangt ein Gasleitsystem, welches unabhängig voneinander folgende Möglichkeiten bietet:

- Anschluß des Tanks für flüssiges Helium an die Rückleitung, an eine Pumpe oder an He- und N_2 -Gas.
- Anschluß des Vorkühlers an die He-Rückleitung, an eine Pumpe oder an He- und N_2 -Gas.
- Während des Einkühlens muß durch die Kapillare der 1K-Platte besonders reines He-Gas gedrückt werden (ca. 1 bar Überdruck), damit sie nicht verstopft. Im Normalbetrieb wird der 1K-Pot von einer Alcatel 1060 Pumpe ($60 \text{ m}^3/\text{h}$) abgepumpt, und beim Aufwärmen kann die Pumpleitung an die He-Rückleitung angeschlossen werden.
- Die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung muß in einem Tank untergebracht von da aus in den Kryostaten einkondensiert und dann über eine He-dichte Pumpe (Alcatel 2033 H) zirkuliert werden können. Am Schluß des Experimentes soll die Mischung wieder in den Tank gepumpt werden.

Für die letzte Aufgabe wurde das in Abb. 7 schematisch dargestellte $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gasleitungssystem aufgebaut. Die Kühlfalle dient zum Reinigen des Gases, bevor es in den Kryostaten gelangt. Es besteht aber auch eine Möglichkeit, die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung innerhalb des Gasleitungssystems durch die Kühlfalle zu zirkulieren und somit zu reinigen. Das Sicherheitsventil rettet die Mischung in den Tank, falls eine der Kapillaren (1K-Kapillare oder Hauptimpedanz im $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Kreis) blockiert und der Druck hinter der Pumpe zu groß wird.

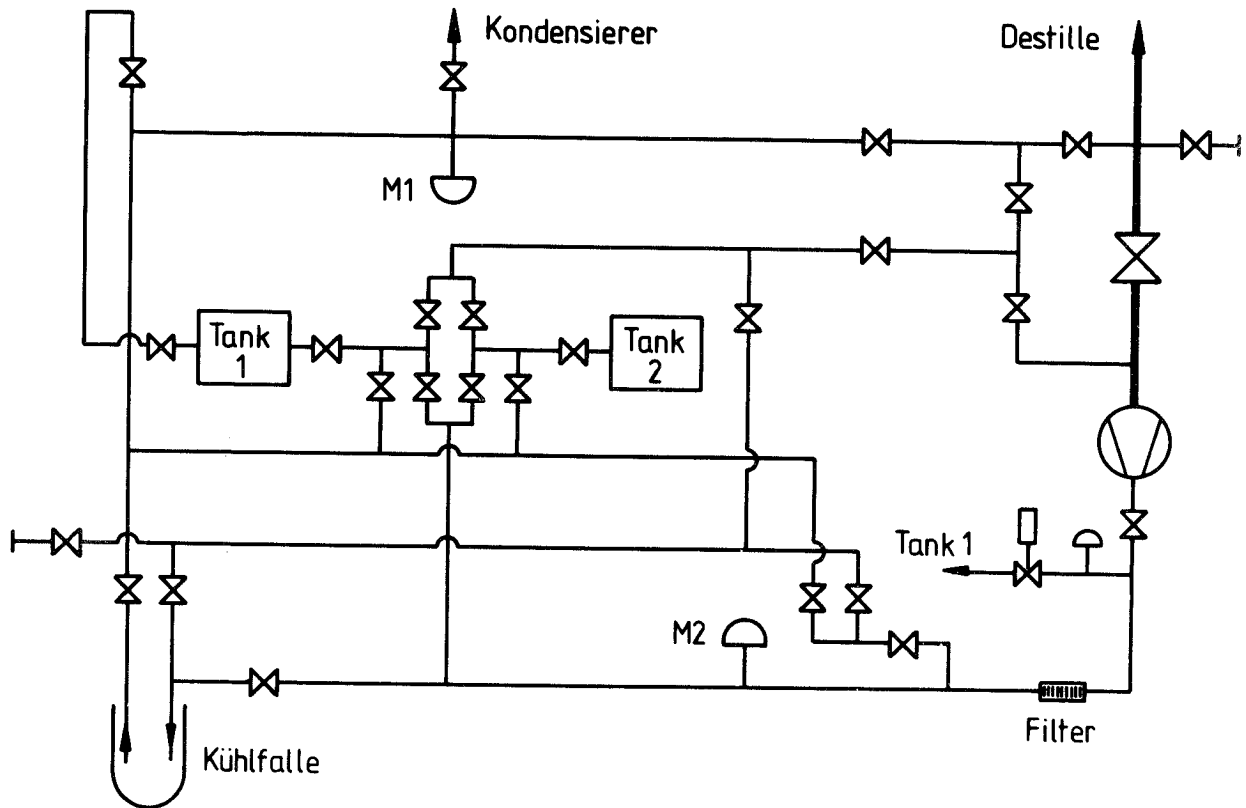


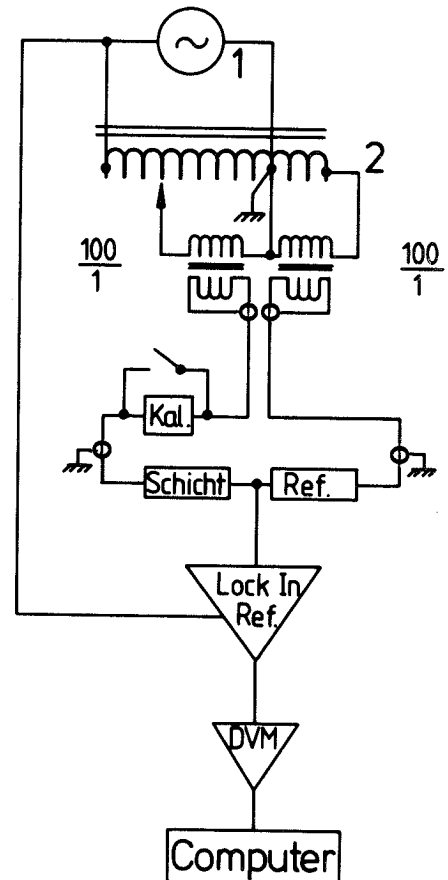
ABB. 7:
Das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gasleitsystem

3.3 Meßelektronik und Computersteuerung

Abbildung 8 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Schaltung zur Messung des Widerstandes der Metallfilme. Es handelt sich dabei um eine Wechselstrombrückenschaltung, bei der die Elemente mit hohem ohmschen Widerstand im Kryostaten auf tiefer Temperatur gehalten werden. Dies sind die Schicht selbst (ca. $5000\ \Omega$) und der Referenzwiderstand (Ref.) ($1287\ \Omega$ bei $1,2\ \text{K}$). Dadurch wird das Nyquist-Rauschen gering gehalten. Der Referenzwiderstand ist auf der 1K-Platte unter-

ABB. 8:

Schematische Darstellung der Meßelektronik
1 = Oszillator /21/
2 = Transformatordekade /20/



gebracht und besteht aus 20 μm dickem Manganindraht, der zur Vermeidung von Induktivität bifilar aufgewickelt wurde. Messungen im Streufeld des bis auf 4 T geladenen Magneten ergaben keinen meßbaren Magnetowiderstand des Referenzwiderstandes bei einer Genauigkeit von etwa 10^{-5} .

Zur Impedanzanpassung der siebenstelligen Transformatordekade /20/ an die beiden ohmschen Widerstände im Kryostaten dienen zwei 100:1 Ringkerntransformatoren. Der externe Oszillator /21/ versorgt die Brücke mit einer Wechselspannung von etwa $3 V_{pp}$ bei einer Frequenz von ca. 1 KHz. Die Spannung muß so eingestellt werden, daß in der Schicht eine Heizleistung von weniger als 10^{-7} W abfällt, so hoch ist nämlich die gemessene Kühlleistung durch das Quarzsubstrat bei 85 mK. Daß bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit diese Bedingung erfüllt ist und außerdem auch keine Aufheizung des Elektronensystems alleine stattfand, zeigen die gleichmäßigen Temperaturverläufe des Widerstandes in den Abbildungen 16 und 18.

Der Lock-In Verstärker mißt frequenz- und phasenempfindlich die Abweichung vom Abgleich der Brücke. Vor jeder Magnetowiderstandsmessung wird die Brücke an der Transformatordekade abgeglichen. Durch Zuschalten eines $8,6 \Omega$ Eichwiderstandes (Kal.) wird die Anzeige des Lock-In auf Widerstandsänderungen kalibriert. Für jeden eingestellten Magnetfeldwert wird dann der Lock-In Verstärker über ein Digitalvoltmeter /23/ abgelesen.

Ein Computer steuert das Einstellen des Magnetfeldes, übernimmt die Meßwerte des Digitalvoltmeters und speichert die in Widerstandswerte umgerechneten Daten zur späteren Auswertung ab.

Abbildung 3 gibt einen Eindruck von der guten relativen Genauigkeit der Widerstandsmessung. Bei einem Quadratwiderstand von $76,6 \Omega$ können bequem $4 \cdot 10^{-4} \Omega$ aufgelöst werden (d.h. $\Delta R/R \approx 5 \cdot 10^{-6}$). Dies wird im wesentlichen durch die Güte der verwendeten Geräte (Lock-In, Trafodekade) erreicht. Es war allerdings auch wichtig, durch geschicktes Verdrahten, Abschirmen und Erden und durch die gezielte Verwendung von Filterelementen elektronische Störungen weitgehend zu unterdrücken.

Der Schwingquarz zur Bestimmung von Aufdampfraten und der Dicke der Schichten ist Teil eines stabilen Oszillators von ca. 5 MHz. Die genaue Frequenz wird mit einem neunstelligen Frequenzzähler /24/ gemessen, der ebenfalls an den Computer angeschlossen ist. Aus der ermittelten Frequenzänderung kann dieser direkt die Aufdampfrate, die nötige Aufdampfzeit und nach dem Aufdampfen die Dicke des Films angeben. Der Computer gibt Zeichen zum Öffnen und Schließen der Aufdampfklappen, so daß gezielt bestimmte Schichtdicken erzeugt werden können. Während des Aufdampfens registriert der Computer die Widerstandsänderung der Schicht.

4 DURCHFÜHRUNG UND ERGEBNISSE DER EXPERIMENTE

4.1 Experimenteller Ablauf

Die typische Abfolge einer Meßreihe wird am Beispiel eines MgFe-Experimentes dargestellt.

Nachdem der gesamte Kryostat auf 4 bis 5 K abgekühlt ist, soll bei weiterhin mit flüssigem Helium betriebenen Vorkühlsystem eine Mg-Schicht aufgedampft werden, deren Quadratwiderstand etwa 100Ω beträgt. Aus der erfahrungsgemäß für einen solchen Widerstand notwendigen Mg-Dicke wird die Aufdampfrate bestimmt, bei der diese Schicht in ca. 60 sec kondensiert ist. Während nur der Schwingquarz bedampft wird, stellt man durch Ändern der elektrischen Heizleistung des Mg-Ofens die gewünschte Aufdampfrate ein. Man stoppt das Bedampfen des Schwingquarzes durch Schließen der Ofenklappe, mißt dessen Eigenfrequenz und kann dann mit der vorher bestimmten Einstellung der Heizleistung Substrat und Schwingquarz mit Mg bedampfen. Der Computer zeigt dabei die Änderung des Schichtwiderstandes an. Wenn der gewünschte Wert erreicht ist, stoppt man das Aufdampfen und ermittelt die neue Eigenfrequenz des Schwingquarzes. Die Frequenzdifferenz ergibt die Schichtdicke.

Der Durchfluß von flüssigem He durch den Vorkühler wird jetzt beendet. Der Mg-Film muß nun bei etwa 25 K zehn Minuten lang getempert werden, damit er seine Struktur im Laufe der Messungen nicht mehr ändert. Dies könnte sonst z.B. beim Auspumpen des Vorkühlers geschehen.

Während das Vorkühlsystem immer noch mit flüssigem Helium gefüllt bleibt, wird die Funktion der 1K-Platte gestartet. Aufgrund des thermischen Kontaktes zwischen 1K-Platte und Schichtträger über flüssiges Helium im Vorkühlsystem können nun an der Schicht stabile Temperaturen zwischen 1K (zusätzlich Abpumpen des Vorkühlers) und 4K erreicht werden. Dies erlaubt die Durchführung der ersten Magnetowiderstandsmessungen.

Ist dazu der Kryostat bei einer vorgewählten Temperatur gut im thermischen Gleichgewicht, steuert der Computer das Einstellen des Magnetfeldes auf bestimmte Werte (pro Messung 39 Werte), die je nach Schicht und Temperatur mit einem Skalierungsfaktor verändert werden können. Die Änderungsgeschwindigkeit des Magnetfeldes wird vor jeder Messung indi-

viduell vorgegeben, sie variiert zwischen 0,2 T/min bei 2 bis 4 K und 0,01 T/min bei 85 mK. Bei jedem Feldwert wird nach einer gewissen Wartezeit zum Wiedereinstellen des thermischen Gleichgewichtes die Anzeige des Lock-In Verstärkers mehrfach abgelesen und der in einen Widerstand umgerechnete Mittelwert abgespeichert. In der Mitte der Magnetowiderstandsmessung, im Feld $H = 0$, wird die Temperatur der Schicht bestimmt.

Während der gesamten Magnetowiderstandsmessung wird die Temperatur durch gleichmäßiges Heizen des Substrates konstant gehalten. Der Kryostat muß sich dazu sehr gut im thermischen Gleichgewicht befinden. Abbildung 9 zeigt den Widerstandsverlauf des Schichtthermometers während einer Messung bei 1 K und bei 160 mK. Man erkennt deutlich den Magnetowiderstand des Thermometers; die gute Übereinstimmung des Widerstandes bei betragsmäßig gleichen Feldern verdeutlicht die Temperaturstabilität. Neben dem Widerstand ist in Abb. 9 die Temperatur angegeben, die man bei Vernachlässigung des Magnetowiderstandes erhalten würde.

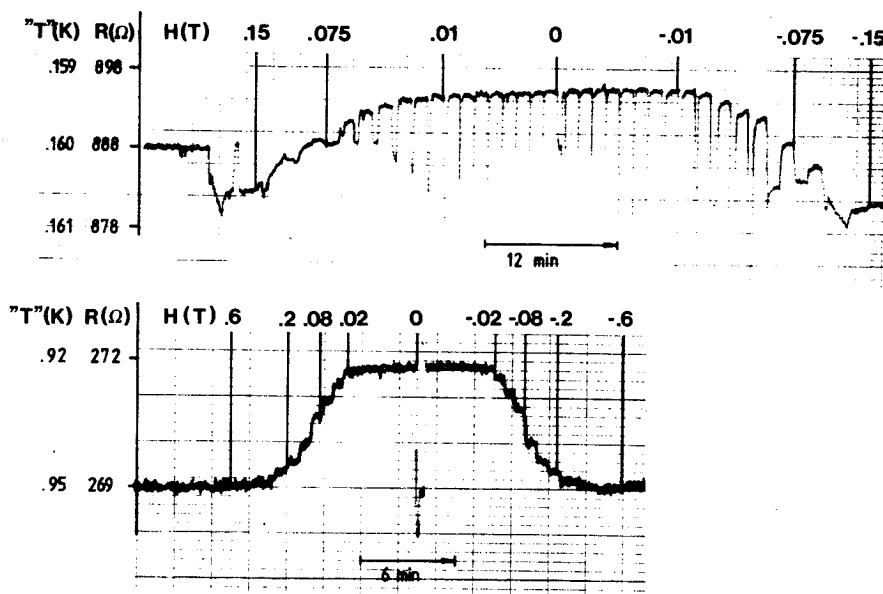


ABB. 9:

Widerstandsverlauf des Schichtthermometers bei einer Magnetowiderstandsmessung

Jetzt wird der Vorkühler ausgepumpt, die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung einkondensiert und dann die ^3He -Zirkulation gestartet. Wenn die tiefste Temperatur an der Schicht erreicht ist, können die Magnetowiderstandsmessungen im Bereich von 0,08 K bis 0,75 K durchgeführt werden. Danach wird die Zirkulation gestoppt, und bei einkondensierter Mischung wird noch

eine Kontrollmessung bei 1,2 K durchgeführt, um sicher zu gehen, daß sich die Schicht im Verlauf der Messungen nicht verändert hat.

Wenn man die Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstandes messen möchte, startet man jetzt die Zirkulation erneut.

Sobald alle Messungen an dieser Schicht durchgeführt worden sind, wird der Vorkühler vorsichtig mit He-Gas belüftet und dann mit flüssigem Helium betrieben. Jetzt soll z.B. 5/10000 einer Atomlage (atola) Fe aufgedampft werden. Da die Ofenklappe von Hand geöffnet und geschlossen wird, sollte die Aufdampfzeit nicht kürzer als 3 sec sein. Daraus ergibt sich eine Aufdampftrate, die mit dem Schwingquarz direkt nur sehr ungenau zu messen ist. Deshalb mißt man verschiedene, etwas höhere Raten und trägt diese logarithmisch gegen die zugehörige Heizleistung auf. Aus dem linearen Verlauf dieser Werte läßt sich dann die Einstellung für die gewünschte Rate ermitteln. In der vorher angenommenen Zeit wird die Fe-Schicht nun aufgedampft und anschließend getempert. Jetzt können wieder die Messungen, wie oben beschrieben, durchgeführt werden.

Um eine Fe-Konzentrationsabhängigkeit der Meßergebnisse zu bestimmen, können danach weitere Fe-Schichten überdampft werden. Am Schluß werden etwa 5 atola Mg aufgedampft, um eine evtl. unterschiedliche Wirkung von Fe im Innern und an der Oberfläche von Mg untersuchen zu können. Die Aufdampftrate, um diese Schicht in 30 sec aufdampfen zu können, läßt sich direkt messen. Ist eine entsprechende Rate eingestellt und zeitlich konstant, wird die genaue Aufdampfzeit berechnet und die Schicht in dieser Zeit kondensiert. Nach dem Tempern können wieder die Messungen durchgeführt werden.

4.2 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messungen zur Bestimmung der magnetischen Spinflip-Streurrate in AuFe- und MgFe-Systemen vorgestellt. Um den Einfluß der Fe-Ionen eindeutig von allen anderen Parametern trennen zu können, werden die Schichtsysteme, wie in 4.1 beschrieben, sukzessiv aufgedampft und nach jedem Schritt untersucht. AuFe ist ein gut bekanntes Kondosystem mit einer Kondotemperatur $T_K \approx 1$ K mitten im experimentell zu-

gänglichen Temperaturbereich. MgFe wurde bisher kaum untersucht. Einige Messungen deuten darauf hin, daß es sich um ein Kondosystem mit $T_K > 20$ K handelt /7, 37/.

4.2.1 AuFe-System

Zuerst sollen die Ergebnisse der Messungen an einer abschreckend kondensierten Au-Schicht (A1) beschrieben werden. Der Quadratwiderstand $R_{\square}$ dieser 29,5 Å dicken Schicht betrug nach dem Tempern 88 Ω. Er hatte sich durch das Tempern bei 22 K um 18 % verringert. Einige weitere Parameter dieses Films sind in Tabelle 1 aufgeführt. $H_n \tau_n$ bezeichnet die Proportionalitätskonstante zwischen den Streuraten und ihren charakteristischen Feldern, $k_F l$ ist das Verhältnis zwischen elastischer freier Weglänge und Fermiwellenlänge.

TABELLE 1

Schicht	Material	Dickenänderung [atola]	Dicke [Å]	ρ [$10^{-6} \Omega \text{ m}$]	$R_{\square}$ [Ω]	$H_n \tau_n$ [Tps]	$k_F l$
A1	Au	11,5	29,5	0,26	88	0,109	39
A2	Au (A1 getempert)	0	29,5	0,24	81	0,101	42
A3	Fe auf A2	0,0003	29,5	0,24	81	0,101	42
A4	Au auf A3	4,2	40,2	0,19	47	0,079	54
A4'	Au/Fe/Au	19,5/0,0002/9,3	74	0,31	42	0,133	32

In Abb. 10 sind exemplarisch sieben Magnetowiderstandsmessungen bei unterschiedlichen Temperaturen an der Schicht A1 dargestellt. Der Feldbereich der einzelnen Messungen ist so gewählt, daß erstens $\mu_B H$ nicht größer als $k_B T$ wird und zweitens die Magnetoleitfähigkeit ΔL kleiner als $5/4 L_{\infty}$ bleibt ($L_{\infty} \approx (80 \text{ k}\Omega)^{-1}$). In diesem Bereich kann erfahrungsgemäß eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie erwartet werden. Der Feldmaßstab ist deshalb für jede Temperatur anders. Er ist seitlich an den jeweiligen Meßkurven angegeben.

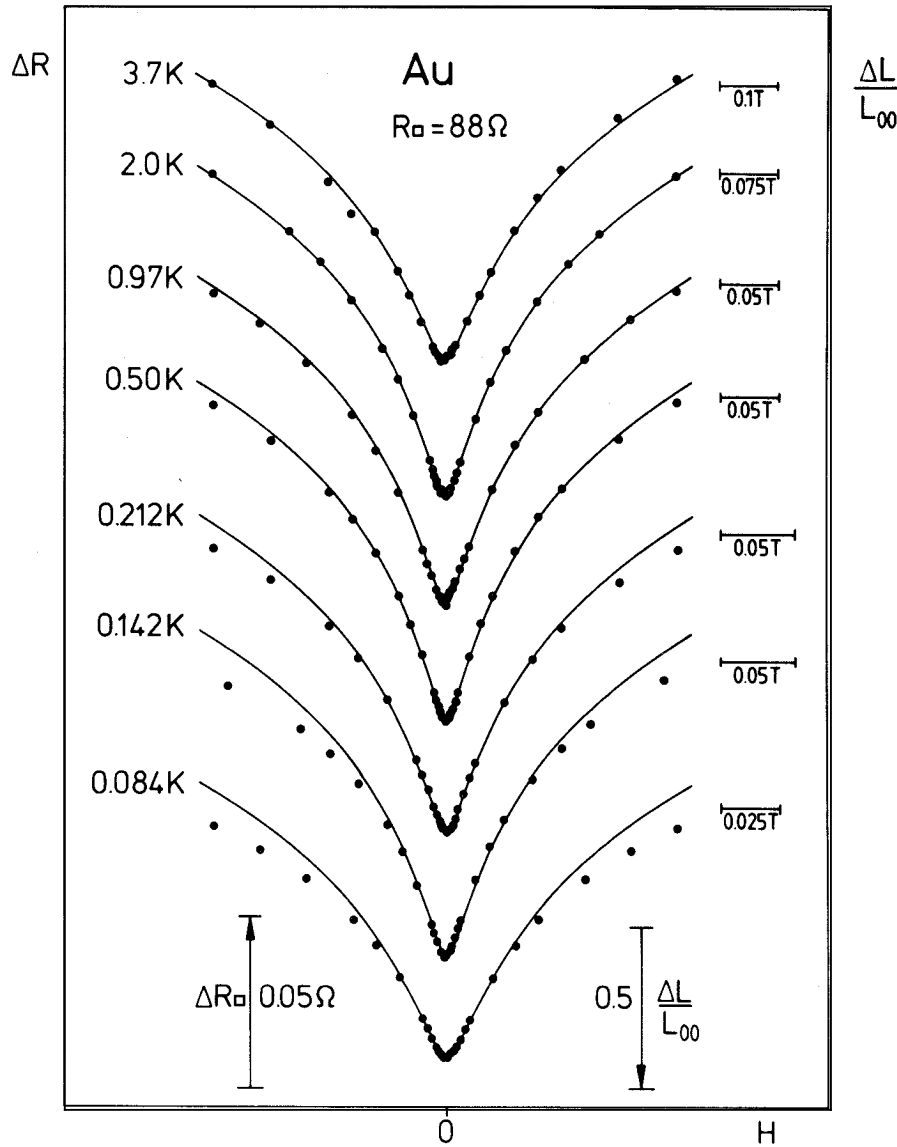


ABB. 10:

Magnetowiderstand der Au-Schicht Al als Funktion des äußeren Feldes H . Die eingezeichneten theoretischen Kurven sind mit den in Abb. 14 eingetragenen H_i^{eff} -Werten und $H_{so}^{\text{eff}} = 1,41 \text{ T}$ berechnet.

Die in Abb. 10 eingezeichneten theoretischen Kurven sind nach Gl. (2.3) berechnet und durch Variieren der Parameter H_i^{eff} und H_{so}^{eff} (siehe Gl. (2.7)) angepaßt. Gold hat eine so starke Spin-Bahn-Streuung, daß der Magnetowiderstand im gesamten Temperatur- und Feldbereich positiv ist ("schwache Antilokalisierung", siehe 2.1). Das charakteristische Feld der Spin-Bahn-Streuung ist so groß, daß sich kleine Änderungen von H_{so}^{eff} bei der Auswertung nicht bemerkbar machen. Für alle Schichten des AuFe-Systems wird in dieser Arbeit $H_{so}^{\text{eff}} = 1,41 \text{ T}$ angenommen. Dies entspricht dem besten Fit für den Film Al bei 3,7 K und auch anderen Messungen an ab-

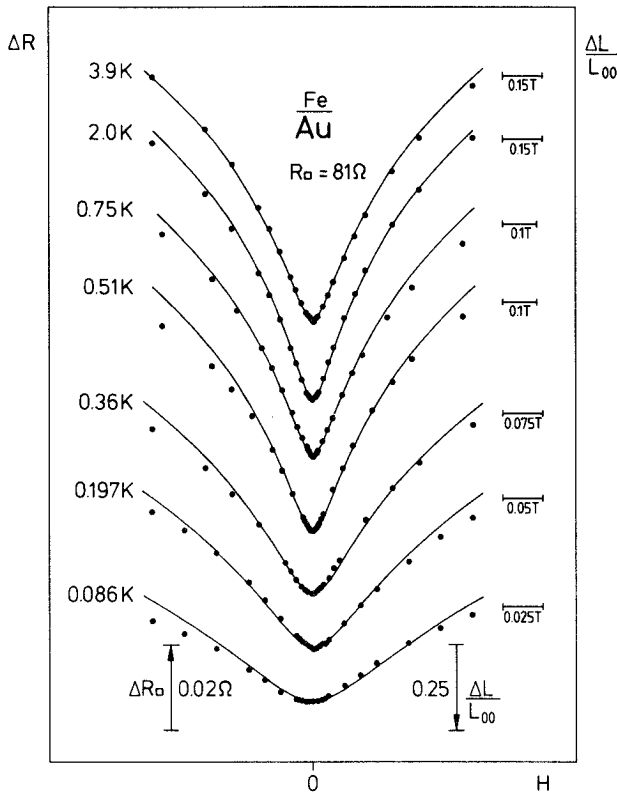


ABB. 11:

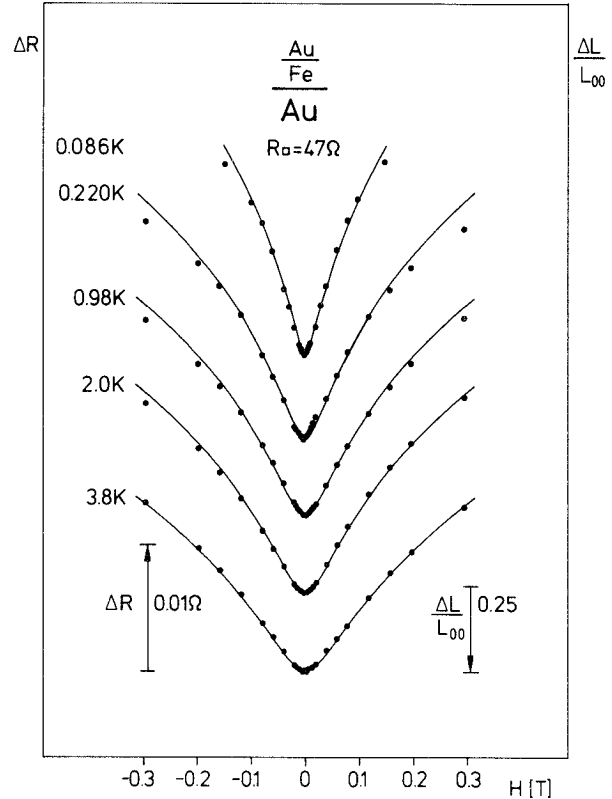


ABB. 12:

Magnetowiderstand der mit 0,0003 atola Fe überdampften Au-Schicht A3 (Abb. 11) und des AuFeAu-Schichtpaketes A4 (Abb. 12) als Funktion des äußeren Feldes H . In Abb. 12 ist die Feldskalierung für alle Kurven gleich. Die eingezeichneten theoretischen Kurven sind mit den in Abb. 14 eingezeichneten H_i^{eff} -Werten und $H_{so}^{\text{eff}} = 1,41 \text{ T}$ berechnet.

schreckend kondensierten Gold-Filmen bei höheren Temperaturen /25/.

Die theoretischen Kurven werden beim AuFe-System also nur durch einen Parameter (H_i^{eff}) angepaßt, der selbst gegen starkes Ändern von H_{so}^{eff} unempfindlich ist. Dieser Parameter beschreibt anschaulich die Breite der Kurven. Das Ergebnis der Magnetowiderstandsmessungen ist die Ermittlung gerade dieses Parameters, d.h. des charakteristischen Feldes H_i^{eff} .

Wie man in Abb. 10 erkennen kann, lassen sich bei der Goldschicht (A1) die experimentellen Werte bis zu Feldern mit $\mu_B H = 1/2 k_B T$ gut durch die theoretischen Kurven beschreiben, für größere Felder wird der experimentelle Verlauf im Vergleich zur Theorie flacher. Die theoretischen Kurven wurden vorzugsweise an die Meßwerte bei kleinen Feldern angepaßt, da dort das aus einer Störungsrechnung ermittelte Ergebnis (Gl. (2.3))

am besten gelten sollte. Der Temperaturverlauf des Anpassparameters H_i^{eff} ist in Abb. 14 dargestellt. Sein maximaler Fehler ergibt sich aus den gerade noch vertretbaren theoretischen Anpassungen an die Meßwerte. Er beträgt für die Messungen am AuFe-System etwa 0,4 mT.

Die Schicht A2 ist durch leichtes Tempern von Schicht A1 entstanden. Der spezifische Widerstand ρ hat sich dadurch von 0,26 auf 0,24 $\mu\Omega\text{m}$ reduziert (s. Tabelle 1). Die aus der Anpassung der theoretischen Kurven bestimmten H_i^{eff} -Werte sind in Abb. 14 eingezeichnet und weichen

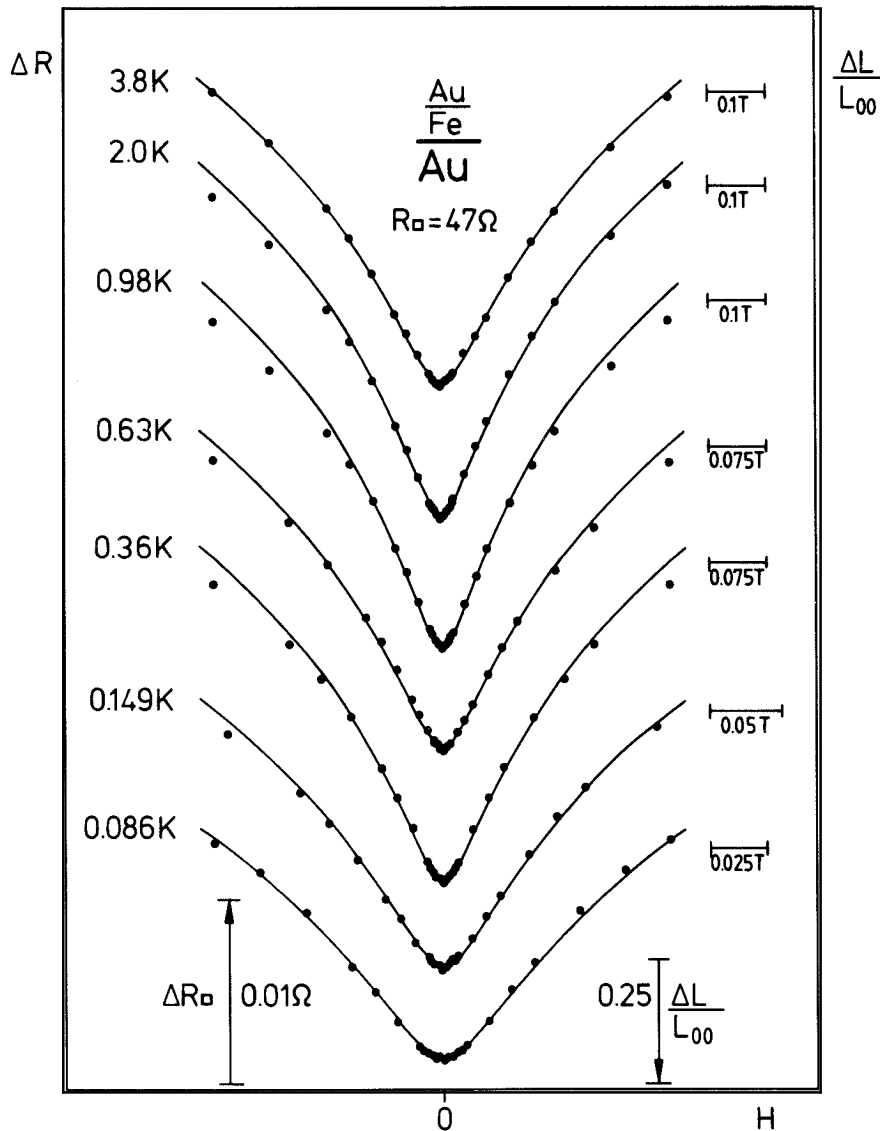


ABB. 13:

Magnetowiderstand des Schichtsystems A4 als Funktion des äußeren Feldes H . Die eingezeichneten theoretischen Kurven sind mit den in Abb. 14 eingezeichneten H_i^{eff} -Werten und $H_{\text{so}}^{\text{eff}} = 1,41\text{ T}$ berechnet.

nur oberhalb von 1 K etwas von denen der Schicht A1 ab.

Um den Einfluß der magnetischen Streuung an Fe-Atomen zu untersuchen, wurde auf die Au-Schicht A2 $0,0003 \pm 0,0001$ atola Fe aufgedampft, und es entstand die Schicht A3. Beim Aufdampfen mußte die Aufdampftrate aus den Messungen höherer Raten über etwa eine halbe Dekade extrapoliert werden. Der Fehler der Schichtdicke ergibt sich aus den extremen Extrapolationsgeraden.

Abbildung 11 zeigt einige Magnetowiderstandsmessungen an dieser Schicht. Die Meßkurven sind sehr breit geworden, so daß in dem auswertbaren Bereich die Leitfähigkeitsänderung bei tiefen Temperaturen ($<0,5$ K) ziemlich klein ist. Die Breite der Magnetowiderstandskurven drückt sich in den H_i^{eff} -Werten aus. Durch das Überdampfen mit Fe wurden sie auf etwa das Vierfache erhöht. Ihr Temperaturverlauf ist wieder in Abb. 14 eingetragen.

In einem weiteren Schritt wurde auf Schicht A3 noch 4,2 atola Au aufgedampft. Der spezifische Widerstand sank dadurch um 21 % (Tabelle 1). Einige der Magnetowiderstandsmessungen an dieser neuen Schicht A4 sind in Abb. 13 mit den angepaßten theoretischen Kurven dargestellt. Die Kurven sind wieder etwas steiler geworden, was sich auch in den in Abb. 14 eingezeichneten H_i^{eff} -Werten zeigt. Die Übereinstimmung zwischen den theoretischen Kurven und den Meßwerten ist annähernd bis zu Feldern mit $\mu_B H = k_B T$ festzustellen. Die Symmetrie der Meßpunkte bezüglich der Umkehr der Feldrichtung verdeutlicht noch einmal die Temperaturstabilität während der Messungen.

Um einen direkten Eindruck von der Auswirkung der Temperaturabhängigkeit von H_i^{eff} auf die Magnetowiderstandskurven zu vermitteln, sind in Abb. 12 einige Messungen an Schicht A4 mit ihren theoretischen Kurven in einer einheitlichen Magnetfeldskalierung dargestellt.

Zur Kontrolle der Ergebnisse aus dem sukzessiv aufgebauten Schichtsystem A4 wurde eine neue Mehrfachschicht (A4') hergestellt. Sie besteht aus 19 Monolagen Gold, auf die etwa 0,0002 atola Fe und dann wieder 9,3 atola Au aufgedampft worden sind. In den Zwischenschritten (reine Au-Schicht, Fe auf Au-Schicht) wurde der Magnetowiderstand nur zwischen 1 K und

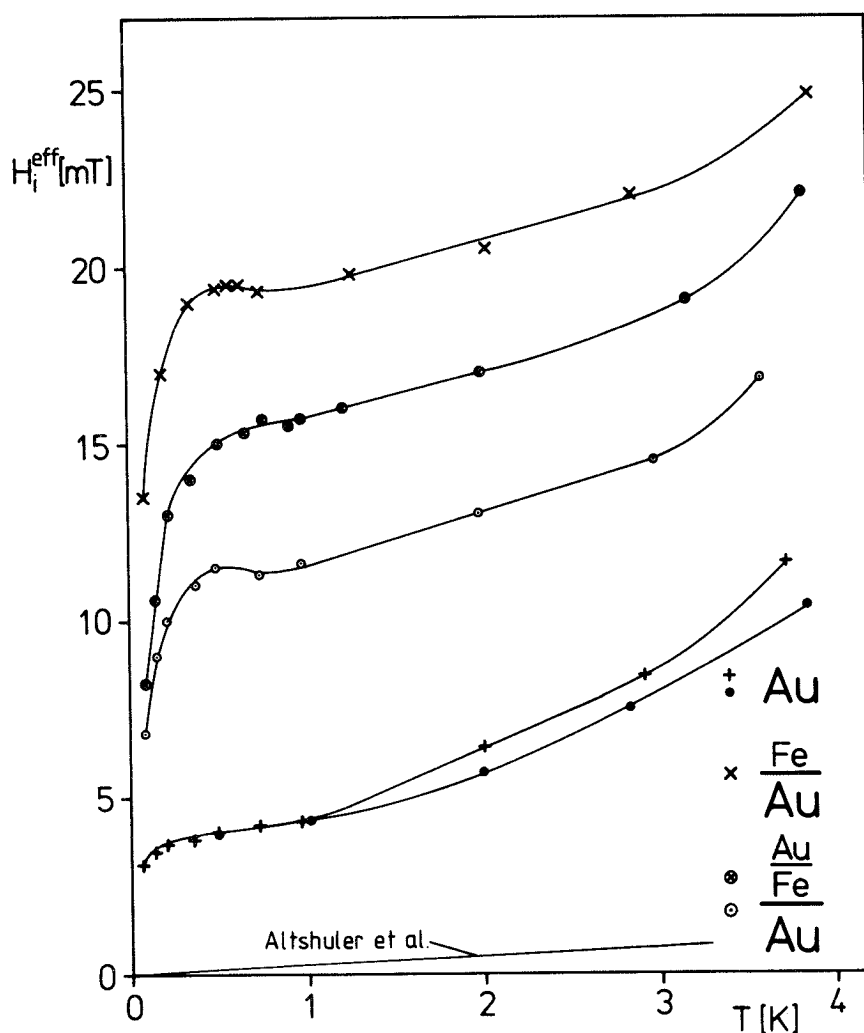


ABB. 14:

Temperaturverlauf des effektiven inelastischen Feldes H_i^{eff} von
 Schicht A1: (+), Schicht A2: (•),
 Schicht A3: (x), Schicht A4: (⊗)
 und Schicht A4': (⊙).

Die eingezeichnete Gerade ist nach Gl. (2.8) für Schicht A1 berechnet.

4 K gemessen, das vollständige Schichtpaket A4' wurde im gesamten Temperaturbereich zwischen 84 mK und 4 K untersucht. Die Parameter dieser Schicht sind auch in Tabelle 1 eingetragen. Die Übereinstimmung zwischen den Magnetowiderstandsmessungen und den angepaßten theoretischen Kurven ist von der gleichen Qualität wie im vorher beschriebenen System. Der Temperaturverlauf von H_i^{eff} ist wieder in Abb. 14 dargestellt.

Aus den bis jetzt beschriebenen Magnetowiderstandsmessungen wurde der "Fitparameter" H_i^{eff} gewonnen. Er ist nach Gleichung (2.4) und (2.7) proportional zur Summe der inelastischen und der doppelten magnetischen (Singlet-) Streurrate.

Der in Abb. 14 dargestellte Temperaturverlauf von H_i^{eff} zeigt insbesondere für Schichten mit zusätzlich aufgedampftem Eisen (A3, A4, A4') einen starken Abfall von H_i^{eff} unterhalb von etwa 0,6 K. Im Bereich zwischen 0,6 K und 1 K ergeben die Messungen einen fast konstanten Verlauf, der oberhalb von 1 K in eine lineare und später stärkere Temperaturabhängigkeit übergeht. Die schwachen Minima bei den Werten der Schichten A3 und A4' liegen innerhalb der Fehlergrenzen und sind deshalb nicht signifikant. Der Unterschied der H_i^{eff} -Werte zwischen Schicht A2 und A3 ist auf den Einfluß der Eisenatome zurückzuführen, da sich die Schicht sonst nicht verändert hat. Durch die geringe Fe-Menge wird die inelastische Streurrate nicht beeinflusst, also ergibt die H_i^{eff} -Differenz die magnetische Streurrate an den zusätzlichen Fe-Atomen.

Bei Schicht A3 hatten 0,0003 atola Fe an der Oberfläche von Schicht A2 zu einer Erhöhung von H_i^{eff} um 14,8 mT bei 2 K geführt. Dies entspricht einer zusätzlichen magnetischen Streurrate von $7,5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (siehe Gleichung (2.4) und die in Tabelle 1 angegebenen, im freien Elektronen-Modell aus k_F und ρ berechneten Proportionalitätskonstanten $H_n \tau_n$ zwischen den Streuraten und ihren charakteristischen Feldern). Durch das weitere Bedampfen mit Au ist bei Schicht A4 H_i^{eff} wieder um 24 % zurückgegangen. Da aber gleichzeitig auch der spezifische Widerstand und damit die Proportionalitätskonstante $H_n \tau_n$ um ca. 22 % kleiner geworden sind, blieb die magnetische Streurrate der Fe-Atome also etwa gleich.

Die in Abb. 15 eingezeichnete Gerade zeigt den nach Gleichung (2.8) berechneten theoretischen Verlauf des charakteristischen Feldes H_i aufgrund von inelastischer Elektron-Elektron-Streuung in Schicht A1. Die experimentellen Werte H_i^{eff} dieser Schicht werden aber in keinem Temperaturbereich dadurch beschrieben. Die Phasenkohärenz wird also durch andere Prozesse wesentlich stärker zerstört. Während sich oberhalb von 3 K schon das quadratische Verhalten aufgrund der inelastischen Elektron-Phononen-Wechselwirkung bemerkbar macht (siehe /25/), scheint unterhalb von 1 K H_i^{eff} fast vollständig durch magnetische Streuung

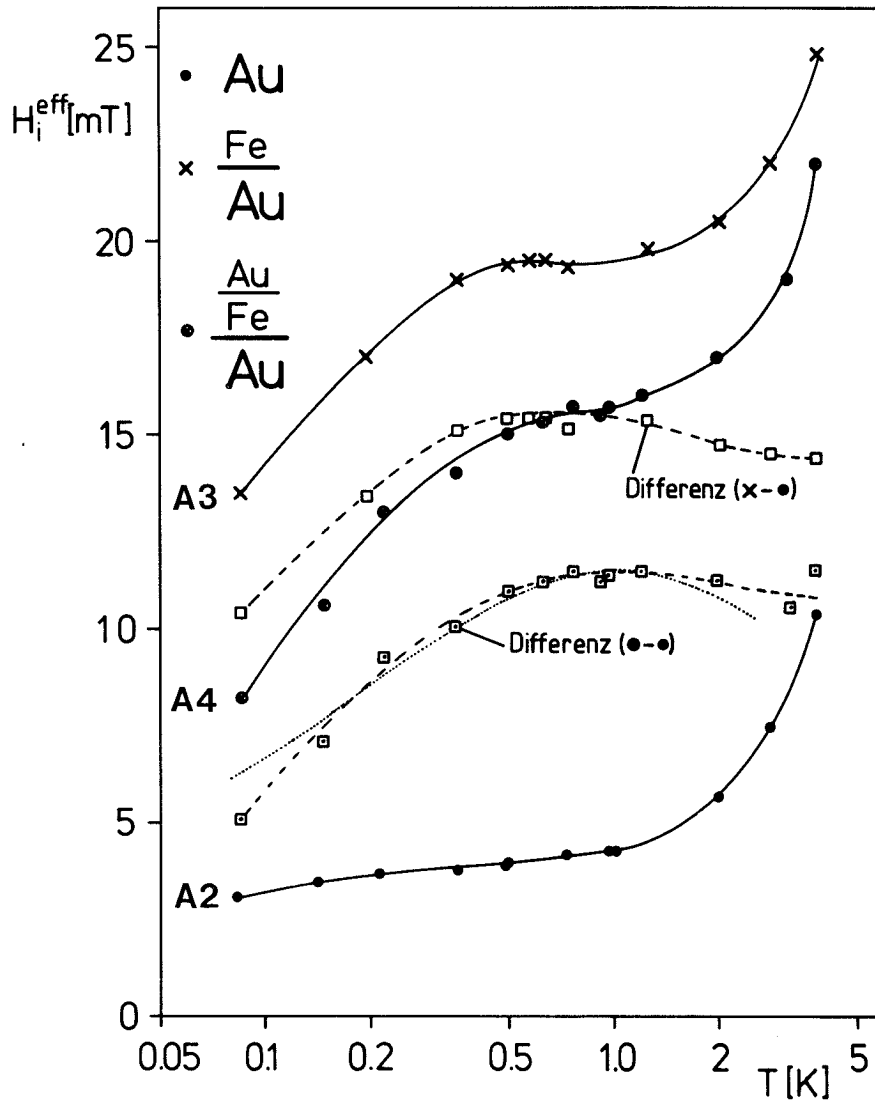


ABB. 15:

Temperaturverlauf des effektiven inelastischen Feldes H_i^{eff} von Schicht A2: (•), Schicht A3: (x) und Schicht A4: (•). Die Symbole $\square$ bzw. $\blacksquare$ stellen die Differenz der Werte von Schicht A3 und Schicht A2 bzw. Schicht A4 und A2 dar und zeigen somit den Temperaturverlauf der magnetischen Streurate von Eisenatomen an der Oberfläche bzw. im Innern von Gold.

Die gepunktete Kurve ist nach Gl. (2.10) angepaßt.

an Restverunreinigungen bestimmt zu sein. Dies zeigt sich in dem steileren Abfall von H_i^{eff} für $T < 0,5$ K und auch daran, daß die Verringerung des spezifischen Widerstandes durch das Tempern bei Schicht A2 keinen meßbaren Einfluß mehr auf H_i^{eff} hatte. Für das charakteristische Feld hätte sich bei wesentlicher inelastischer Streuung eine quadratische oder höhere ρ -Abhängigkeit auswirken sollen /25/.

TABELLE 2

Schicht	Material	Dickenänderung [atola]	Dicke [Å]	ρ [$10^{-6} \Omega m$]	$R_{\square}$ [Ω]	$H_n \tau_n$ [Tps]	k_F^{-1}
M1	Mg	30,7	87,5	0,88	101	0,423	10
M2	Fe auf M1	0,0007	87,5	0,89	101	0,425	10
M3	Fe auf M2	0,0015	87,5	0,89	101	0,424	10
M4	Mg auf M3	5,1	102,1	0,78	76	0,374	11
M4'	Mg/Fe/Mg	41/0,006/5,3	132	1,01	76	0,48	8,8

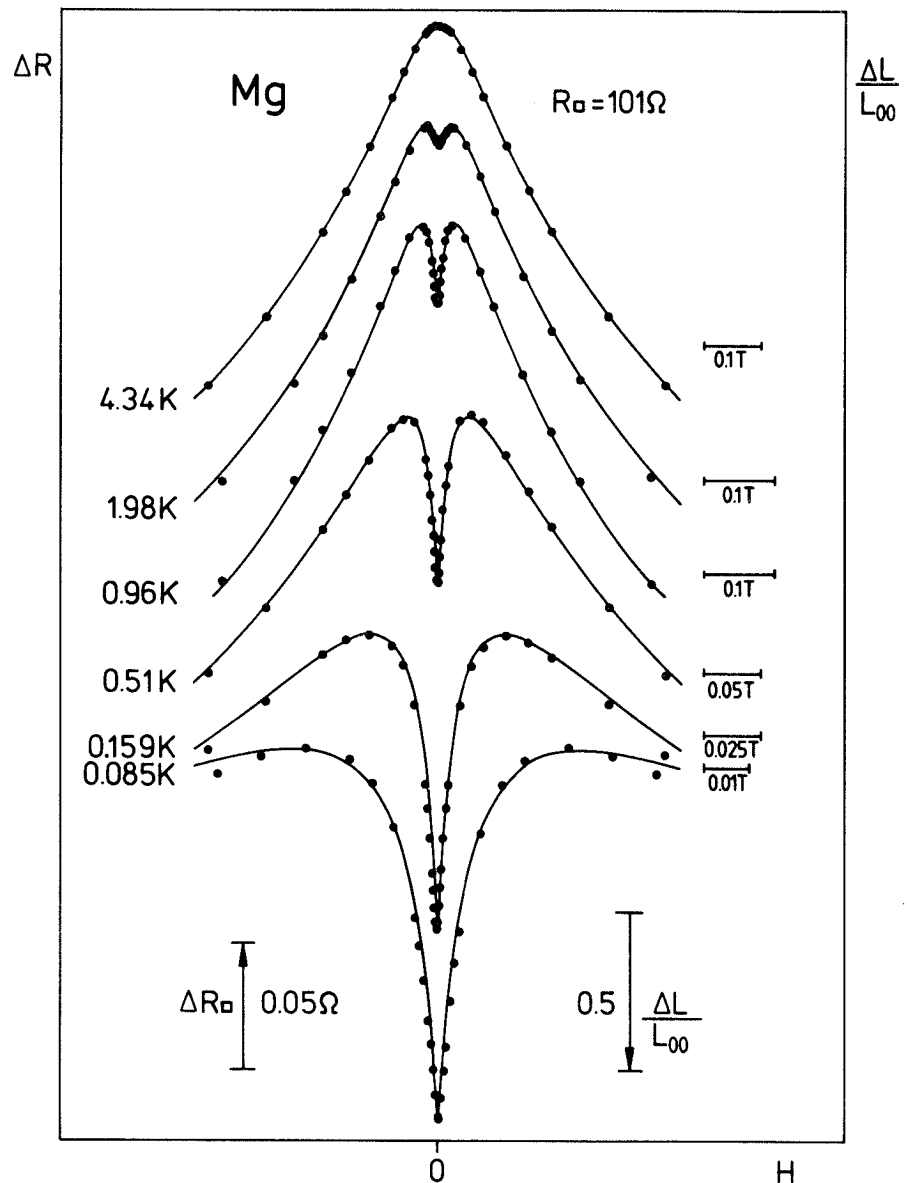


ABB. 17:

Magnetowiderstand der Mg-Schicht M1 als Funktion des äußeren Feldes H . Die eingezeichneten theoretischen Kurven sind mit den in Abb. 21 und Abb. 24 eingetragenen H_i^{eff} - bzw. H_{so}^{eff} -Werten berechnet.

Die durchgezogenen Kurven sind nach Gleichung (2.3) berechnet und durch Variieren von H_i^{eff} und $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ angepaßt.

Zu beachten ist der sehr steile Verlauf des Magnetowiderstandes bei 85 mK. Er ergibt sich aufgrund der großen inelastischen Diffusionslänge ($L_i = \sqrt{D\tau_i}$) von 0,9 μm .

Unterhalb von 4 K zeigen die Messungen einen Übergang von positivem zu negativem Magnetowiderstand, was die Auswertung nach beiden Parametern eindeutig macht, denn H_i^{eff} ist wieder durch die Breite der Kurven bestimmt, während die Tiefe des Minimums bei $H = 0$ das Verhältnis $H_{\text{so}}^{\text{eff}}/H_i^{\text{eff}}$ festlegt. Im gesamten Bereich $\mu_B H \leq k_B T$ und $\Delta L \leq 5/4 L_{00}$ lassen sich die experimentellen Werte sehr gut durch die theoretischen Kurven beschreiben. Der Temperaturverlauf der Fitparameter H_i^{eff} und $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ ist in Abb. 21 bzw. Abb. 24 dargestellt. Der spezifische Widerstand sowie die H_i^{eff} - und $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ -Werte bei 4 K entsprechen größenordnungsmäßig den in /31/

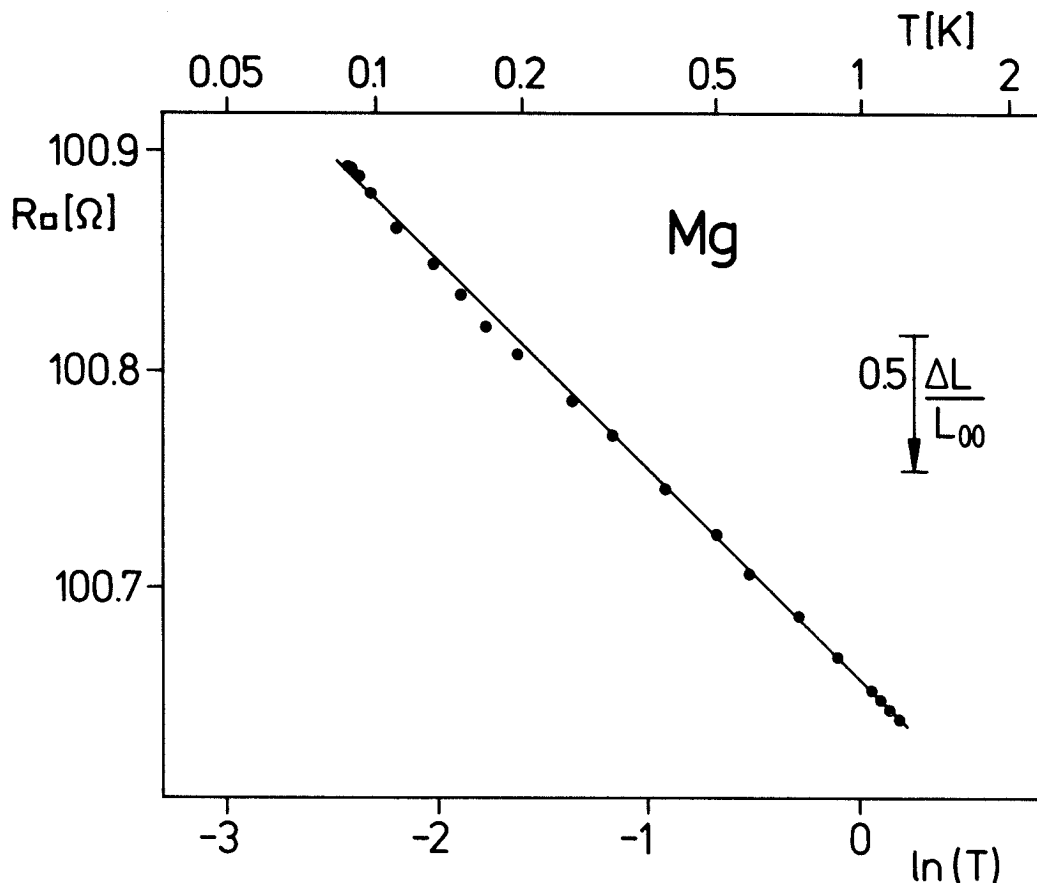


ABB. 18:

Widerstand der Mg-Schicht M1 ohne äußeres Magnetfeld
als Funktion der Temperatur in logarithmischer Darstellung

ebenfalls abschreckend kondensierten Mg-Filmen, so daß etwa von der gleichen Reinheit ausgegangen werden kann.

Abbildung 18 zeigt in logarithmischer Temperaturlauftragung den Widerstandsverlauf der Magnesiumschicht in M1 ohne äußeres Magnetfeld. Die Meßpunkte liegen wieder sehr gut auf einer Geraden, d.h. auch hier werden die Elektronen nicht durch den Meßstrom aufgeheizt. Die Steigung der Geraden beträgt $m = -0,76$ und weicht damit von dem Verhalten für reine Elektron-Elektron-Wechselwirkung /30/ ($m = -1$) ab. Der Widerstand wird also auch durch die schwache Lokalisierung bestimmt, wobei die beiden Anteile jedoch nicht ohne weiteres voneinander getrennt werden können (siehe /31/).

Die nächste Schicht, M2, entstand aus M1, indem 0,0007 atola Fe auf die Oberfläche von M1 aufgedampft wurden. Weitere Parameter der Schicht M2 findet man in Tabelle 2. Die aus der Anpassung der theoretischen Kurven an die Magnetowiderstandsmessungen ermittelten H_i^{eff} - und $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ -Werte sind in Abb. 21 und Abb. 24 eingetragen. Beide Größen haben sich durch das Überdampfen mit Fe-Atomen stark erhöht.

Die beschriebenen Messungen sind wie üblich nach dem Tempern der Schicht bei 20 K durchgeführt worden. Unmittelbar nach dem Aufdampfen der Fe-Atome auf die 4,2 K kalte Unterlage wurden Messungen zwischen 4 K und 1 K durchgeführt, die gegenüber der getemperten Schicht M2 um bis zu 5 mT höhere H_i^{eff} -Werte ergaben. Dies zeigt, daß die Streuung der Fe-Atome an der Oberfläche extrem stark von der mikroskopischen Lage abhängt. Daß sich die Schicht während der hier dargestellten Meßserie nach dem Tempern nicht mehr verändert hat, zeigt der H_i^{eff} -Wert bei 1,26 K, der aus der letzten Messung dieser Serie stammt und gut in die ersten Messungen zwischen 1 K und 4 K hineinpaßt.

Um die Schicht M3 zu erhalten, wurde die Schicht M2 mit weiteren 0,0015 atola Fe überdampft. Die Parameter dieser Schicht sind in Tabelle 2 eingetragen. Im Vergleich zu den Messungen am reinen Mg (Abb. 17) sind die Magnetowiderstandskurven viel breiter geworden als bei der Schicht M1, während die qualitative Struktur jedoch gleichgeblieben ist. Neben dem Anwachsen von H_i^{eff} muß deshalb auch $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ durch die Streuung an den Fe-Atomen vergrößert worden sein, sonst wäre die Doppel-

struktur verschwunden. Die Auswertung nach den beiden Parametern war also wieder eindeutig und die Übereinstimmung von Theorie und Experiment genauso gut wie in Abb. 17. Das Verhalten der angepaßten Felder H_i^{eff} und $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ zeigen Abb. 21 und Abb. 24.

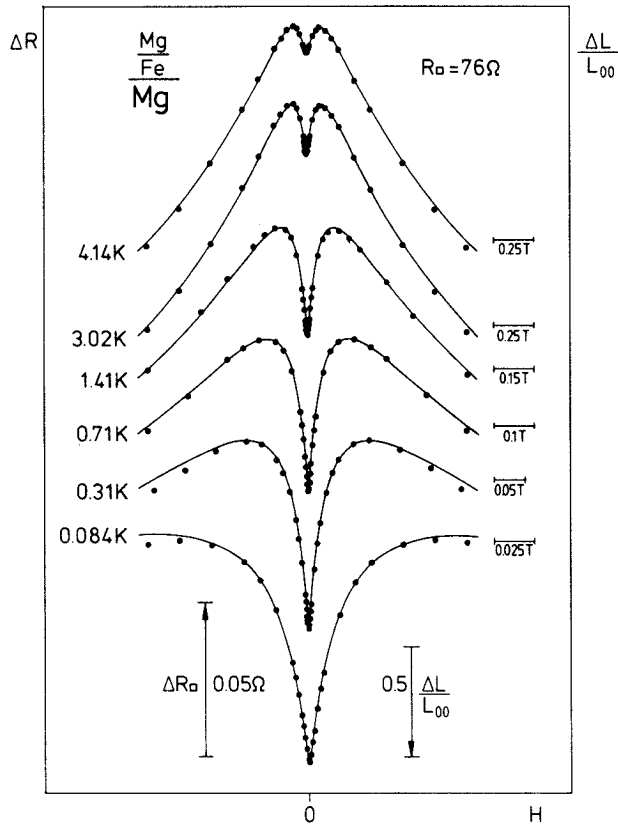


ABB. 19:

Magnetowiderstand des MgFeMg-Schichtsystems M4 als Funktion des äußeren Feldes H . Die eingezeichneten theoretischen Kurven sind mit den in Abb. 21 und Abb. 24 eingezeichneten H_i^{eff} - bzw. $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ -Werten berechnet.

Durch Überdampfen der Schicht M3 mit 4,2 atola Mg entstand die Schicht M4. Der spezifische Widerstand sank dadurch um 12 % (s. Tabelle 2). Verschiedene Magnetowiderstandsmessungen an dieser Schicht, zusammen mit den angepaßten theoretischen Kurven, zeigt Abb. 19. Die in Abb. 21 dargestellten H_i^{eff} -Werte sind wieder bis fast auf die Werte des reinen Mg abgesunken, während die Größe der $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ -Werte sich kaum verändert hat (Abb. 24).

Die gute Übereinstimmung zwischen den Magnetowiderstandswerten und den theoretischen Kurven erlaubt, die Felder H_i^{eff} und $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ auf 0,1 bis 0,2 mT genau zu bestimmen. Die Differenz der H_i^{eff} -Werte von Schicht M1 und Schicht M4 liegt außerhalb dieser Ungenauigkeit, und selbst das Abbiegen der H_i^{eff} -Kurve in Abb. 21 bei 160 mK könnte signifikant sein.

Um dies zu untersuchen, wurde ein ganz neues Schichtsystem aufgedampft. Auf eine erste Schicht von 41 atola Mg wurde 0,006 atola Fe und dann wieder 5,3 atola Mg abschreckend kondensiert. Die Magnetowiderstandsmessungen an der so entstandenen Schicht M4' lassen sich durch die theoretischen Kurven genauso gut anpassen, wie dies in Abb. 19 für Schicht M4 dargestellt ist.

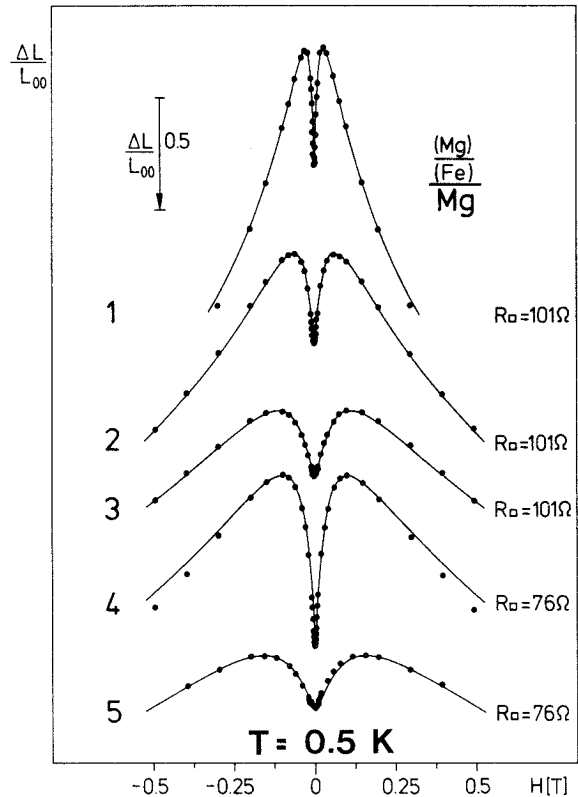


ABB. 20:

Magnetowiderstand der Schichten M1(1), M2(2), M3(3), M4(4) und M4'(5) bei einer Temperatur von 0,5 K als Funktion des äußeren Feldes H in einheitlicher Skalierung

Abbildung 20 zeigt von allen hier besprochenen $\text{Mg}(\text{Fe})$ -Schichten den Magnetowiderstand bei der Temperatur von 0,5 K in einer einheitlichen Magnetfeldskala, um den Einfluß der unterschiedlichen Fe-Bedeckung deutlich zu machen.

Der sehr steile Verlauf des Magnetowiderstandes (1) der reinen Mg-Schicht M1 wird durch Fe an der Oberfläche (M2) verbreitert (2), wobei die Struktur jedoch erhalten bleibt. Noch mehr Fe (M3) verstärkt diesen Effekt (3), während das Einbetten der Fe-Atome in Mg (M4) die Tiefe des Minimums und die Steigung des Magnetowiderstandes vergrößert (4); H_1^{eff} wird kleiner, während $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ groß bleibt. Kurve (5) zeigt das Schichtpaket M4' mit der dreifachen Fe-Menge wie in M4.

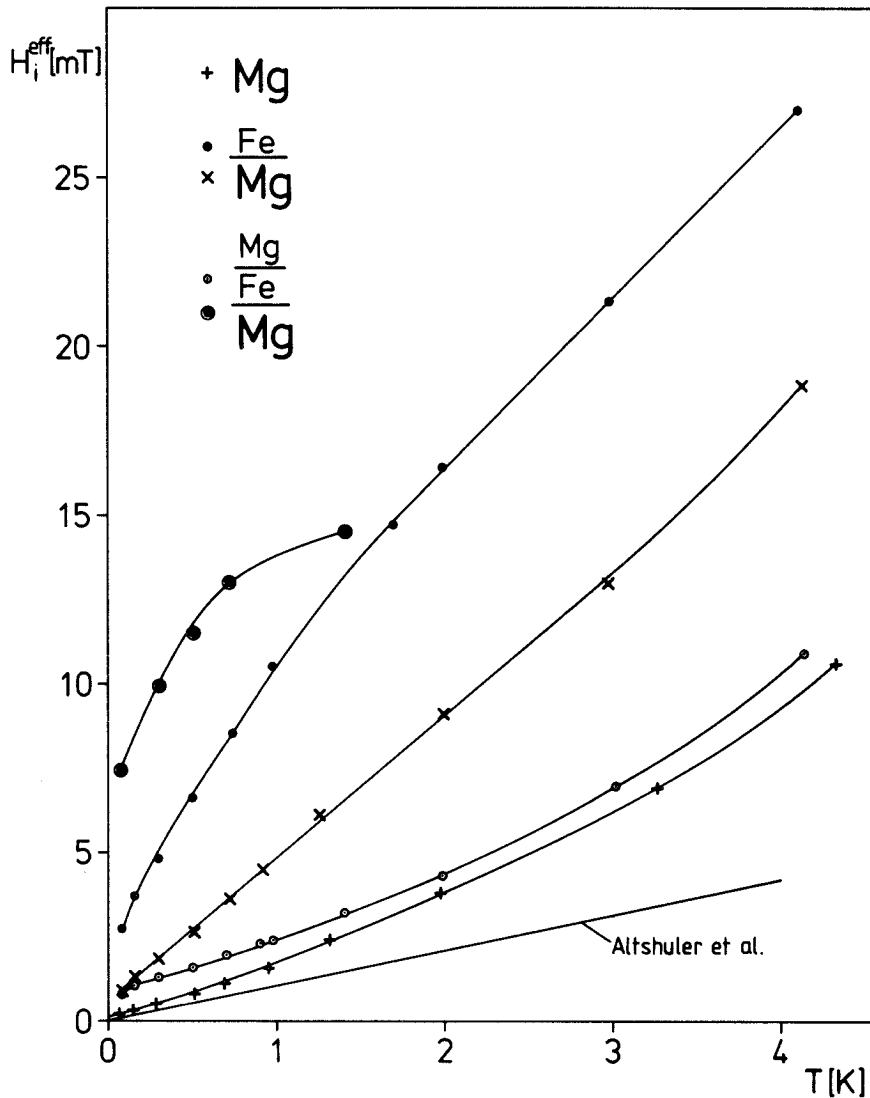


ABB. 21:

Temperaturverlauf des effektiven inelastischen Feldes H_i^{eff} von Schicht M1 (+), Schicht M2 (x), Schicht M3 (•), Schicht M4 (◐) und Schicht M4' (⊙). Die eingezeichnete Gerade ist nach Gleichung (2.8) für die Schicht M1 berechnet.

In der Abb. 21 sind die H_i^{eff} -Werte aller $\text{Mg}(\text{Fe})$ -Schichten als Funktion der Temperatur dargestellt. Für die reine Mg-Schicht M1 ist der Temperaturverlauf bis etwa 1 K linear, um dann allmählich in eine stärkere Temperaturabhängigkeit überzugehen. Oberhalb von 4,5 K muß der Verlauf quadratisch sein (siehe z.B. /31, 25/). Der nach den Gleichungen (2.8) und (2.4) berechnete theoretische Anteil der verstärkten Elektron-Elektron-Wechselwirkung an H_i^{eff} ist durch die in Abb. 21 eingezeichnete Gerade angedeutet. Bis zum Abbiegen der Meßpunkte vom linearen Verlauf bei etwa 1 K zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit

dem theoretischen Ergebnis (man beachte, daß kein Fitparameter benutzt werden mußte).

Durch das Überdampfen von 0,0007 atola Fe haben sich die H_i^{eff} -Werte der Schicht M2 ungefähr verdoppelt, die Temperaturabhängigkeit ist bis 3 K linear. Die dreifache Eisenmenge an der Oberfläche von Mg (Schicht M3) bewirkt eine weitere Steigerung um etwa denselben Betrag, aber einen leicht rechtsgekrümmten Temperaturverlauf. Im Innern von Mg ist die Streurrate an den Fe-Atomen stark reduziert. Dies zeigen die Werte der Schicht M4, die bis auf ca. 0,8 mT wieder auf die Werte der Mg-Schicht M1 zurückgegangen sind.

Im Gegensatz zur Schicht M4 liegen die durch H_i^{eff} beschriebenen Streuraten des neu aufgedampften Schichtsystems M4' noch viel höher und zei-

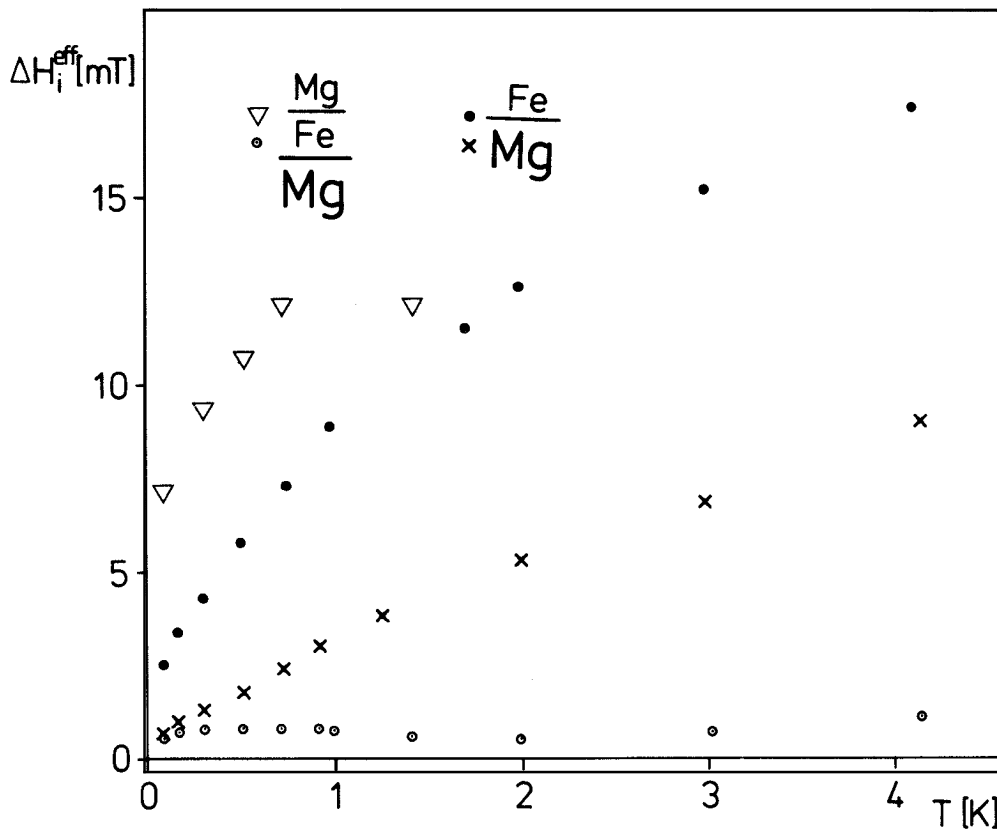


ABB. 22:

Differenz des effektiven inelastischen Feldes der Schichten M2 (x), M4' (∇) M3 ($\bullet$) und M4 ($\circ$) zur Schicht M1 als Funktion der Temperatur.

Die H_i^{eff} -Werte zeigen den Verlauf der magnetischen Streurrate von Fe-Atomen an der Oberfläche (x, $\bullet$) und im Innern ($\circ$, ∇) von Mg an.

gen eine starke Abnahme zu tiefen Temperaturen hin. Die Schicht M4' enthält im Vergleich zur Schicht M4 die dreifache Eisenmenge. Wenn man davon ausgeht, daß die reine Mg-Unterlage einen ähnlichen H_i^{eff} -Verlauf wie M1 hatte, ist die Größenordnung der Veränderung von H_i^{eff} konsistent mit einer quadratischen Konzentrationsabhängigkeit, wie sie Bergmann /7/ für MgFe-Systeme bei höheren Temperaturen, aber gleichen Fe-Bedeckungen, beobachtet hat. Aufgrund der geringen magnetischen Streurrate ist die bei M4' beobachtete starke Temperaturabhängigkeit unterhalb von 0,7 K in Schicht M4 nicht zu erkennen. Die Messungen bei 84 mK und 160 mK an dieser Schicht deuten jedoch an, daß hier dieses Abknicken erst bei etwa 200 mK auftritt. Der Effekt ist in Schicht M4 aufgrund der etwas zu geringen Fe-Menge leider sehr klein.

Um bei den Schichten M2, M3 und M4 den Einfluß der magnetischen Streuung des Eisens vom Beitrag des Mg zum charakteristischen Feld der effektiven inelastischen Streurrate H_i^{eff} zu trennen, kann man wieder die Differenz zu der Messung an Schicht M1 bilden. Diese Differenz ist in Abb.22 als Funktion der Temperatur aufgetragen und entspricht nach Gleichung (2.7) dem doppelten Wert des Feldes H_{ss} , welches proportional zur magnetischen (Singlet-) Streurrate ist (Gleichung (2.4)). Für Eisen auf Magnesium steigt diese Streurrate im gesamten Temperaturbereich stark an, wobei die Steigung zu höheren Temperaturen hin geringer wird. Die doppelt-logarithmische Auftragung (Abb. 23) ergibt, daß dieses Verhalten bei Schicht M3 im gesamten Temperaturbereich und bei Schicht M2 unterhalb von 0,5 K gut durch eine Wurzelfunktion beschrieben werden kann.

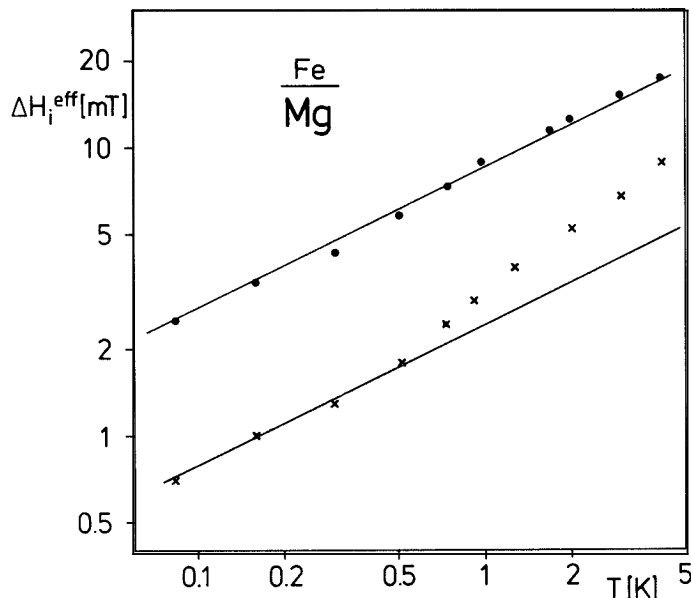


ABB. 23:

Doppelt-logarithmische Darstellung des Temperaturverlaufs der Differenz der H_i^{eff} -Werte von Schicht M2 (x) und Schicht M3 (•) zur Schicht M1. Die Steigung der eingezeichneten Geraden ist 1/2.

Berechnet man mit Hilfe der in Tabelle 2 angegebenen Proportionalitätskonstanten $H_n \tau_n$ zwischen den Streuraten und ihren charakteristischen Feldern die Differenz der effektiven inelastischen Streuraten von M2, M3, M4 zu M1, so erhält man z.B. 1 K für die magnetische Streurrate von 0,0007 atola Fe auf Mg: $3,6 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$, von 0,0022 atola Fe auf Mg: $10,4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ und von 0,0022 atola Fe in Mg: $1,3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. (Die zusätzliche effektive Spin-Bahn-Streurate der 0,0022 atola Fe beträgt bei 1 K: $45 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$).

An Abb. 22 erkennt man, daß sich das Verhältnis dieser Streuraten mit der Temperatur ändert. Eine einheitliche Aussage der Konzentrationsabhängigkeit läßt sich deshalb nicht machen. Auf jeden Fall kann man aber eine starke Abnahme der magnetischen Streuung von Fe durch das Überdecken mit Mg feststellen.

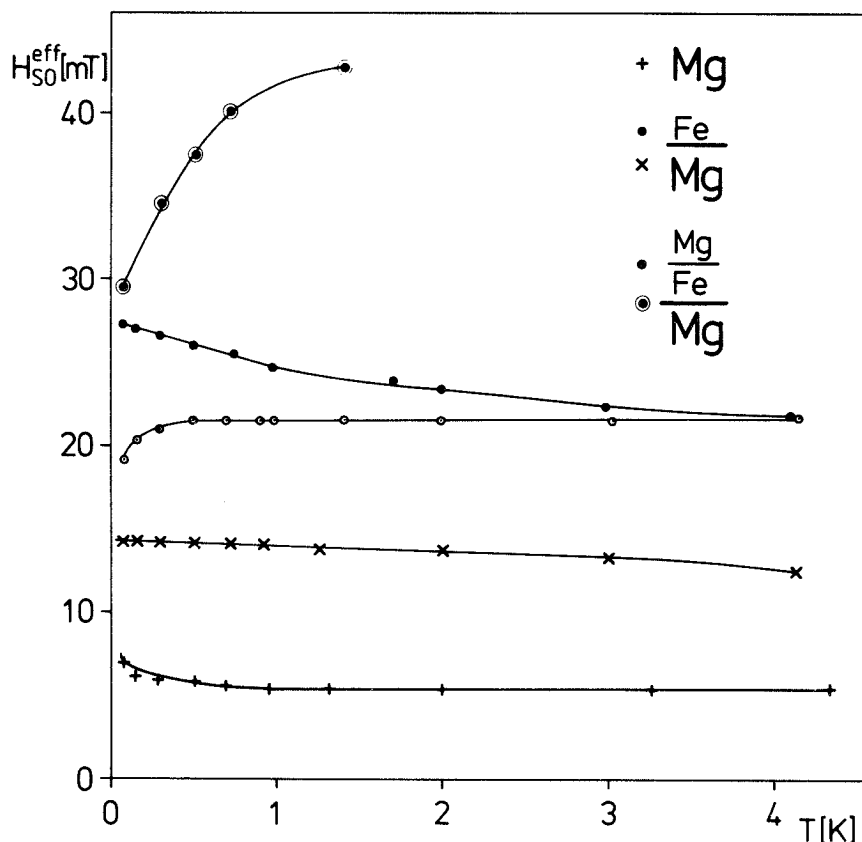


ABB. 24:

Temperaturverlauf des effektiven charakteristischen Feldes der Spin-Bahn-Streuung in Schicht M1 (+), Schicht M2 (x), Schicht M3 (•), Schicht M4 (•) und Schicht M4' (⊙).

Die in Abb. 24 dargestellte Temperaturabhängigkeit von H_{so}^{eff} ist im allgemeinen schwach (11 % bis 22 %), nur die von M4' ist etwas stärker (31 %). Durch die 0,0007 atola Fe ist H_{so}^{eff} in Schicht M2 um etwa 8 mT gegenüber der reinen Mg-Schicht angestiegen, bei 0,0022 atola Fe in Schicht M3 sind es ungefähr 18 mT. Das weitere Überdampfen mit Mg hat zwar nicht die Größe von H_{so}^{eff} beeinflußt, wohl aber den Temperaturverlauf. Während er für die Schichten M1, M2, M3 leicht monoton fallend ist, steigt er bei den MgFeMg-Schichtpaketen M4 und M4' an. Es ist allerdings darauf hinzuweisen, daß nach Gleichung (2.7) H_{so}^{eff} neben einem Spin-Bahn-Anteil auch einen magnetischen Anteil hat. Die Anteile können durch die Messungen nicht getrennt werden, so daß über Temperaturverlauf von Spin-Bahn-Streuung und magnetischer Triplet-Streuung keine Aussage gemacht werden kann.

Wie bei Eisen an der Oberfläche, so skaliert H_{so}^{eff} auch bei Eisen im Innern von Mg etwas schwächer als linear mit der Eisenkonzentration: bei den 130 ppm Fe in Schicht M4' ist $\Delta H_{so}^{eff} \lesssim 37$ mT, bei 61 ppm Fe in Schicht M4 ist $\Delta H_{so}^{eff} \approx 16$ mT. Der niedrige Wert von H_{so}^{eff} der Schicht M1 ($\approx 5,5$ mT) im Vergleich zu dem Einfluß von 23 ppm Fe (Schicht M2) zeigt, daß die reine Mg-Schicht weniger als 16 ppm Fe Verunreinigung enthält.

5. DISKUSSION

In Kapitel 4.2 wurden die Ergebnisse der Messungen an AuFe- und MgFe-Schichten dargestellt. Dabei wurde die magnetische Streuung der Fe-Atome jeweils auf der Oberfläche und im Innern des Wirtsmetalls untersucht. Bekanntlich bildet Fe im Innern von Au ein Kondosystem mit $T_K \approx 1 \text{ K}$ /6/. Für Fe in Mg gibt es ebenfalls einige Untersuchungen, die ein Kondoverhalten zeigen, wobei T_K auf größer als 20 K geschätzt wird /7,37/. Die Messungen dieser Arbeit bei Temperaturen zwischen 80 mK und 4 K erfassen daher sowohl den Bereich $T \approx T_K$ als auch $T \ll T_K$. Aus den Ergebnissen soll nun versucht werden, auf ein globales Verhalten der magnetischen Streuzeit in Kondosystemen zu schließen. Das Verhalten der Fe-Momente auf der Oberfläche der beiden Metalle ist bislang noch sehr wenig untersucht und soll auch hier nur am Rande erörtert werden. Die Diskussion behandelt zunächst verschiedene Einzelergebnisse, aus denen am Schluß ein (sicherlich sehr spekulatives) Gesamtbild für die Spinflip-Streuung in Kondosystemen zusammengesetzt wird.

Das Maximum der Spinflip-Streuung bei der Kondotemperatur in AuFe-Schichten

Bei den Messungen am AuFe-System wurde zum ersten Mal ein Maximum im Temperaturverlauf der magnetischen Streurate direkt beobachtet (Abb. 15). Wie in Kapitel 2 erläutert, entspricht die gemessene Streurate der sogenannten (Singlet-) Spinflip-Streurate bei Supraleitern, für die man rein qualitativ einen solchen Verlauf theoretisch erwartet hatte (siehe z.B. /5,4/).

Die Temperatur, bei der das Maximum auftritt, ist für Fe-Atome an der Oberfläche und im Innern von Au etwa gleich (0,7 bzw. 1 K) und stimmt ungefähr mit den Literaturwerten der Kondotemperatur von kristallinen dreidimensionalen AuFe-Proben überein (z.B. $T_K = 0,88 \text{ K}$ nach /40/). Die stark gestörte kristalline Ordnung der untersuchten Schichten sollte sich auf den Kondoeffekt kaum auswirken. Eine von Vládar und Zimányi /33/ gefundene Abhängigkeit der Kondotemperatur von der Unordnung ergibt für die hier untersuchten Filme nur eine leichte Absenkung von T_K um ca 6 %. Erstaunlich ist allerdings die etwa gleiche Maximumstemperatur (=: Kondotemperatur) für magnetische Ionen im Innern und an der Oberfläche, da man z.B. erwarten könnte, daß die Zustandsdichte, die exponentiell in T_K eingeht (Gleichung (2.9)), sich an der Oberfläche im Vergleich zum Bulk ändert.

Eine explizite theoretische Berechnung des Temperaturverlaufs der Singlet-Spinflip-Streureate existiert meines Wissens noch nicht /34/. Diese für Paare definierte Streureate wird sich sicher von der Spinflip-Streureate einzelner Elektronen unterscheiden, aber als Näherung könnte man ähnliches Verhalten erwarten. Gleichung (2.10) beschreibt das Verhalten der Einzelelektronen-Spinflip-Streuung in einem Temperaturbereich um T_K , für $T \rightarrow 0$ erwartet man ein Potenzgesetz /34/ und für $T \gg T_K$ sollte die Bornsche Näherung asymptotisch erreicht werden. Die gemessenen Streuraten für Fe im Innern von Gold lassen sich durch einen Temperaturverlauf gemäß Gleichung (2.10) im Bereich von 0,2 - 2 K einigermaßen beschreiben, wenn man den Spin $S = 1/2$ annimmt (Abb. 15). Unterhalb von 0,2 K ist der experimentelle Verlauf wesentlich steiler als der theoretische. Ein theoretisch für $T \rightarrow 0$ erwartetes quadratisches Verhalten /29/ läßt sich allerdings noch nicht feststellen. Oberhalb von 2 K steigt der Untergrund der reinen Au-Schicht so stark an (wegen der inelastischen Streureate, siehe 4.2), daß der Fehler der Differenzwerte für einen quantitativen Vergleich mit der Theorie zu groß wird.

Der Unterschied der magnetischen Streuung zwischen Oberflächen- und Bulk-Impurities

Für Eisenatome im Innern und an der Oberfläche von Au-Schichten ergeben die Messungen eine gleich starke magnetische Streuung der Leitungselektronen, bei Mg ist sie an inneren Fe-Atomen erheblich schwächer als an Oberflächenatomen (bei 1K Faktor 8). Untersuchungen von Bergmann /7, 11/ legen nahe, daß der Unterschied im Verhalten der Fe-Atome durch unterschiedliche Kondotemperaturen zu erklären ist. Die Kondotemperatur für innere Fe-Atome muß dann wesentlich größer als die für Oberflächenatome sein (beide aber größer als 20 K), so daß die Momente der Oberflächenatome noch nicht so gut abgeschirmt sind wie die Fe-Momente im Innern von Mg. Konsistent mit dieser Interpretation ist jedenfalls, daß beim Gold, für das die in 4.2.1 beschriebenen Messungen gezeigt haben, daß die Kondotemperatur für Oberflächen- und Bulkmomente etwa gleich ist, entsprechend auch gleiche Streuraten zu beobachten sind.

Man könnte vermuten, daß die Fe-Atome in Mg aufgrund eines Kristallfeldeffektes oder eines stärkeren Überlapps der d-Elektronen mit den Leitungselektronen ihr Moment verlieren. Das Fe-Moment in Au könnte nach einer alten Regel von Blandin und Friedel /35/ wegen der geringeren Zu-

standsdichte stabiler sein. Dem widerspricht die in /7/ gefundene Abhängigkeit der Reduktion von der Fe-Konzentration ($\leq 0,01$ atola). Das Kristallfeld sollte bei den geringen Fe-Mengen gleichgeblieben sein und damit auch den gleichen Einfluß auf das magnetische Moment der Fe-Atome haben.

Bemerkungen zur inelastischen Streuung in "reinem" Mg

Der Temperaturverlauf von H_i^{eff} der reinen Mg-Schicht M1 (Abb. 21) ist unterhalb von 1 K linear und zeigt, auf $T = 0$ extrapoliert, innerhalb der Meßgenauigkeit keinen endlichen Achsenabschnitt. Ein solches Temperaturverhalten erwartet man theoretisch für die inelastische Streurrate aufgrund von Elektron-Elektron-Wechselwirkung /13/. Das nach Gleichung (2.8) und (2.4) berechnete charakteristische Feld einer solchen Rate (siehe die in Abb. 21 eingezeichnete Gerade) liefert bis 1 K den größten Beitrag zum gemessenen H_i^{eff} . Oberhalb von 1 K geht das Verhalten langsam in die quadratische Abhängigkeit über, die ab 4,5 K für Mg-Filme aufgrund der dann dominierenden Elektron-Phonon-Wechselwirkung beobachtet wird /25/. Unterhalb von 1 K deuten das Fehlen einer "Schulter" im Temperaturverlauf von H_i^{eff} (wie sie bei den Schichten M4, M4' auftritt) und der im Vergleich zu Schicht M2 geringe $H_{\text{so}}^{\text{eff}}$ -Wert darauf hin, daß das effektive inelastische Feld der reinen Mg-Schicht nicht wesentlich durch die magnetische Streuung an Fe-Verunreinigungen bestimmt ist. Andererseits zeigt die Linearität der H_i^{eff} -Werte der mit Eisenatomen bedeckten Mg-Schicht M2, daß dieses Verhalten alleine nicht ausreicht, den Einfluß magnetischer Ionen (auch von Co, Mn, Cr ...) auszuschließen. Die Messung der (effektiven) inelastischen Streurrate genügt bei tiefen Temperaturen also nicht, gesicherte Aussagen über die inelastische Streuung zu machen.

Die bisher einzige Messung der (effektiven) inelastischen Streurrate in Mg unterhalb von 1 K ergab genau wie das Ergebnis der Schicht M1 eine lineare Temperaturabhängigkeit, sogar bis etwa 3 K /36/. Da bei dieser Untersuchung aber der zuerst abschreckend kondensierte Mg-Film auf Raumtemperatur aufgewärmt werden mußte, um ihn dann (an der Atmosphäre) in den Mischkryostaten einzubauen, können hierbei Verunreinigungseffekte noch viel weniger ausgeschlossen werden.

Der Temperaturverlauf der magnetischen Streuung in den MgFe-Schichten

Der Temperaturverlauf der magnetischen Streuung an Fe-Atomen in und auf Mg ist in Abb. 22 dargestellt. Für 0,0022 atola Fe auf Mg zeigt Schicht M3 im gesamten Temperaturbereich von fast zwei Dekaden einen quadratwurzelförmigen Verlauf der Spinflip-Streureate (Abb. 23). Bei etwas weniger Fe (0,0007 atola) auf der Mg-Oberfläche (Schicht M2) tritt dieses Verhalten erst unterhalb von 0,5 K auf. Da der Wert von $1/\tau_s$ für diese beiden Schichten etwa linear mit der Konzentration skaliert (siehe 4.2.2), könnte man dies eventuell als Tieftemperaturverhalten ($T < T_K$) eines nichtwechselwirkenden Kondosystems interpretieren. Aus der Theorie erhält man allerdings meist ein quadratisches Temperaturverhalten (siehe z.B. /29/). Die Konzentrationsabhängigkeit von Fe auf Mg müßte allerdings noch genauer als nur durch die zwei verschiedenen Fe-Bedeckungen in M2 und M3 untersucht werden, um Wechselwirkungseffekte auszuschließen. Insgesamt ist aber das Verhalten von Fe auf der Mg-Oberfläche noch viel zu wenig untersucht, so daß insbesondere aufgrund des seltsamen Temperaturverhaltens von $1/\tau_s$ Zweifel bestehen, ob es sich überhaupt um ein klassisches Kondo-System handelt.

Die Beträge der magnetischen Streuraten in den MgFeMg-Schichtpaketen M4 und M4' mit 0,0022 bzw. 0,006 atola Fe sind konsistent mit der quadratischen Konzentrationsabhängigkeit nach /7/. Es ist also von wechselwirkenden Kondo-Ionen auszugehen. Als Funktion der Temperatur ist die Spinflip-Streuung in Schicht M4 (Abb. 22) im Bereich zwischen 0,2 und 4 K etwa konstant. Die Messungen bei 86 und 160 mK geben leichte Anzeichen für einen Abfall bei tieferen Temperaturen. Dies wird bestärkt durch die Messung am Schichtpaket M4' (siehe Abb. 21). Da dieser Film mehr Fe-Atome enthielt (0,006 atola), ist der Effekt der magnetischen Streuung größer. Um den Anteil des "reinen" Mg an H_i^{eff} abzutrennen, kann man ohne großen Fehler von den gleichen Werten wie bei Schicht M4 ausgehen, da die Filme in gleicher Weise hergestellt worden sind und dieser Beitrag klein im Vergleich zur gemessenen Rate ist. Unter dieser Annahme erhält man für den Temperaturverlauf der Spinflip-Streuung in M4' einen konstanten Wert zwischen 0,7 und 1,4 K und einen steilen Abfall unterhalb von 0,7 K (siehe Abb. 22).

Bergmann /11/ hat die magnetische Streurate von 0,005 atola Fe in Mg zwischen 4,5 und 20 K gemessen. Es ergibt sich in diesem Bereich eine Verringerung der Spinfliprate mit abnehmender Temperatur auf ein Viertel. Bei 4,5 K deutet sich eine Sättigung bei einer endlichen Rate an. Diese Sättigung wird durch die konstante Rate bei Schicht M4 unterhalb von 4 K und der Schicht M4' zwischen 1,4 und 0,7 K bestätigt (bei höheren Temperaturen konnte die Schicht M4' aus technischen Gründen nicht untersucht werden).

Das MgFeMg-Schichtpaket von Bergmann (= "MB") und die Schicht M4' unterscheiden sich nur wenig. Sie wurden unter ähnlichen Bedingungen beide abschreckend kondensiert, haben bis auf 7 % denselben spezifischen Widerstand und damit eine fast gleiche Proportionalitätskonstante zwischen den Raten und ihren charakteristischen Feldern; die Dicken unterscheiden sich nicht wesentlich (30 %) und die (nominellen) Fe-Konzentrationen sind auch annähernd gleich. Letzteres wird bestätigt durch die Übereinstimmung des extrapolierten Sättigungswertes von H_s der Schicht MB mit den konstanten H_s -Werten der Schicht M4' bei 0,7 und 1,4 K (jeweils etwa 6mT; beachte in Abb. 22 $H_i^{eff} = 2 H_s$ nach Gleichung (2.7)). Deshalb scheint es gerechtfertigt, den Temperaturverlauf der magnetischen Streurate aus beiden Experimenten aneinander anzuschließen. Damit erhält man unterhalb von 20 K mit abnehmender Temperatur zuerst einen steilen Abfall der Spinflip-Streuung, die dann zwischen 4 K und 0,7 K etwa konstant bleibt, um bei noch tieferen Temperaturen wieder stark abzunehmen. Daß diese Temperaturabhängigkeit in zwei Stufen nicht eventuell doch durch Unterschiede der beiden Filme (z.B. in der Fe-Konzentration) hervorgerufen wird, deuten außerdem die entgegengesetzte Krümmung der beiden einzelnen Temperaturverläufe (von M4' und MB) und die Tatsache hin, daß selbst bei einer Konzentration von 0,01 atola Fe die Temperaturabhängigkeit zwischen 4,5 und 20 K im Vergleich zur Schicht MB gleichgeblieben ist; verändert hat sich nur der Absolutwert /11/.

Spekulation über den globalen Temperaturverlauf der Spinfliprate

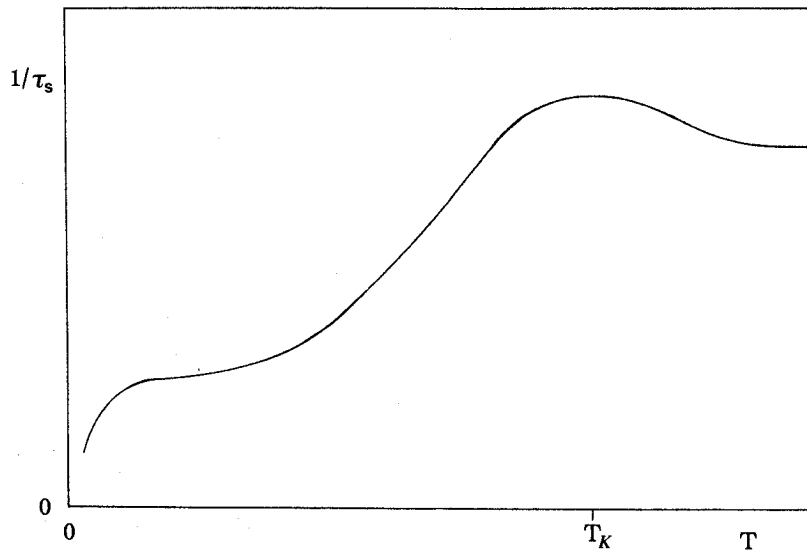


ABB. 25:

Skizze der vermuteten globalen Temperaturabhängigkeit der Spinfliprate in einem Kondosystem

Wenn man aus den oben angesprochenen Kondosystemen den Verlauf der Spinflip-Streurate zusammensetzt, könnte man folgende Vermutung für den globalen Temperaturverlauf dieser Streuung aufstellen (vgl. Abb. 25): Bei hohen Temperaturen ($T \gg T_K$) ist $1/\tau_s$ zunächst konstant (Bornsche Näherung), geht mit abnehmender Temperatur dann aber bei T_K durch ein Maximum (siehe AuFe-System). Danach nimmt die Rate weiter ab, da das magnetische Moment der Kondo Impurities durch Elektronenwolken immer mehr abgeschirmt wird (siehe Schicht MB in /11/). Wenn sich diese Wolken überlappen und keine weiteren Elektronen mehr zum Abschirmen zur Verfügung stehen, bleibt die Streurrate konstant (siehe Schicht M4' zwischen 0,7 und 1,4 K und Schicht M4). Bei sehr tiefen Temperaturen tritt dann erneut eine Reduktion der Spinfliprate auf (siehe Schicht M4' bei $T < 0,7$ K). Da jetzt die magnetischen Momente über die Abschirmwolken wechselwirken, könnte dies ein Anzeichen für einen (noch unbekannten) kollektiven Abschirmeffekt sein. Dies hätte dann vielleicht eine Ähnlichkeit mit den schweren Fermionen-Systemen. Dort sind die magnetischen Momente so konzentriert, daß bei Annahme von elektronischen Abschirmwolken diese sich stark überlappen müssen. Wie dabei die Momente so weit abgeschirmt werden, daß bei einigen Systemen sogar Supra-

leitung auftritt, ist noch unklar. Vielleicht ist der Mechanismus dabei derselbe, der beim MgFe-System zu einer zweiten Stufe in der Temperaturabhängigkeit der Spinflip-Streurate bei tiefen Temperaturen (bei M4' unterhalb von 0,7 K) geführt hat. Dies näher zu untersuchen könnte sicherlich Anreiz für weitere Experimente sein.

6 ZUSAMMENFASSUNG

Ein Ziel dieser Arbeit war zunächst der Aufbau einer Apparatur zur Messung von elektronischen Streuraten mit Hilfe der schwachen Lokalisierung bei Temperaturen vom Millikelvinbereich bis etwa 4 K. Dazu wurde ein Mischkryostat konstruiert, in dem es möglich ist, Metallfilme unter Ultrahochvakuumbedingungen auf 4 K abschreckend zu kondensieren. Der Magnetowiderstand dieser Filme kann sehr empfindlich ($\Delta R/R \approx 5 \cdot 10^{-6}$) im gesamten Temperaturbereich zwischen 80 mK und 4 K gemessen werden. Der eingebaute supraleitende Magnet erreicht 4 T. Durch sukzessives Aufdampfen der Substanzen können einzelne Parameter der Schichten gezielt verändert werden, da das Aufdampfen im Kryostaten selber erfolgt. Ein angeschlossener Personal Computer hilft bei der Steuerung der Experimente und bei deren Auswertung.

Die Messungen wurden an dünnen Schichten (30 bis 130 Å) aus Mg und Au mit wenigen zugefügten Fe-Atomen (Größenordnung 10^{-3} atola) durchgeführt und sollten insbesondere über die magnetische Streuzeit an den Fe-Momenten Aufschluß geben.

Die Untersuchungen an AuFe-Schichtsystemen ergeben ein Maximum im Temperaturverlauf der sogenannten Spinflip-Streureate bei der Kondotemperatur von 1 K. Damit wird zum ersten Mal dieser theoretisch erwartete Verlauf experimentell direkt bestätigt. Es sind kaum Unterschiede im Verhalten der Fe-Atome festzustellen, ob diese sich nun im Innern oder an der Oberfläche von Au befinden. Die gemessene Spinfliprate entspricht theoretisch derjenigen, die bei Supraleitern zur Paarbrechung führt. Leider gibt es noch keine expliziten Berechnungen dieser Rate, die einen quantitativen Vergleich mit dem Experiment erlauben.

Die Messungen am MgFe-System sollen dazu dienen, die Spinflip-Streureate im Temperaturbereich $T \ll T_K$ zu untersuchen. Aus den Ergebnissen läßt sich für Fe-Momente in Mg eine mit steigender Temperatur zuerst stark anwachsende (bis 0,7 K bei M4') Streureate und dann eine Sättigung feststellen. Für $T > 4,5$ K zeigen Messungen von Bergmann /11/ an fast gleichen Schichten, daß die Rate dort erneut ansteigt. Diese zweistufige Temperaturabhängigkeit läßt auf zwei unterschiedliche Ursachen schließen. Während man bei den höheren Temperaturen ($> 4,5$ K) eine Änderung der Abschirmung der einzelnen Momente vermutet, könnte die stärker werdende Abschirmung

zu tieferen Temperaturen hin (bei M_4' $T < 0,7$ K) auf einen noch unbekannten kollektiven Mechanismus hindeuten.

Außerdem ergeben die Untersuchungen ein kräftiges Anwachsen der Spinfliprate bei Fe auf Mg mit der Temperatur im gesamten Bereich von 0,08 bis 4 K, eine starke Reduktion dieser Rate, wenn die Fe-Momente von der Oberfläche ins Innere von Mg gebracht werden sowie eine beachtliche Verstärkung der Spin-Bahn-Streuung in Mg durch Fe-Atome unabhängig von deren geometrischer Lage.

Insgesamt können diese Messungen an einer neuartigen Apparatur natürlich noch nicht in allen Punkten abgeschlossen sein. Die vorliegende Arbeit soll deshalb auch als Anregung zu weiteren Messungen und theoretischen Überlegungen dienen.

7. QUELLENANGABEN

- /1/ G. Bergmann; Physics Reports 107, 1 (1984)
- /2/ P.A. Lee, T.V. Ramakrishnan; Rev. Mod. Phys. 57, 287 (1985)
- /3/ siehe z.B. N. Andrei, K. Furuya, J.H. Löwenstein; Rev. Mod. Phys. 55, 331 (1983)
- /4/ K. Winzer; Sol. St. Com. 24, 551 (1977)
- /5/ E. Müller-Hartmann, J. Zittartz; Z. Phys. 234, 58 (1970);
E. Müller-Hartmann in Magnetism, Vol. V (1973), Ed.: H. Suhl,
B. Schuh, E. Müller-Hartmann, Z. Phys. B29, 39 (1977)
- /6/ K.H. Fischer in Landolt-Börnstein 3, Bd. 15, 289 (1982)
- /7/ G. Bergmann: "Magnetic Screening of Fe Impurities in Mg"; noch nicht veröffentlicht
- /8/ E. Abrahams et al.; Phys. Rev. Lett. 42, 673 (1979)
- /9/ S. Hikami et al., Prog. Theor. Phys. 63, 707 (1980)
- /10/ G. Bergmann; Phys. Rev. B28, 2914 (1983)
- /11/ G. Bergmann; "Weak Localization in Kondo Systems"; noch nicht veröffentlicht
- /12/ A. Abrikosov, L.P. Gor'kov, Soviet Phys. JETP 12, 1243 (1961)
- /13/ B.L. Altshuler et al.; J. Phys. C: Sol. St. Phys. 15, 7367 (1982)
- /14/ G. Bergmann; Phys. Lett. 29A, 492 (1969) und Phys. Rev. B3, 3797 (1971)
- /15/ O.V. Lounasmaa, Experimental Principles and Methods Below 1K, Academic Press, London 1974
- /16/ L.E. De Long, O.G. Symko, J.C. Wheatley; Rev. Sci. Inst. 42, 147 (1971)
- /17/ SHE Minifridge Manual, SHE Corporation, San Diego, California, USA
- /18/ NBS-Superconducting Fixpoint Device, US Department of Commerce, Washington DC, USA
- /19/ S. Kobayasi, M. Shinohara, K. Ōno; Cryogenics, p. 597, Okt. 1976
- /20/ Dekatran DT72A von Electro Scientific Industries, Portland (Oregon) USA
- /21/ Audio Oszillator 1311A von General Radio, Concord (Massachusetts) USA
- /22/ Lock-In Verstärker Mod. 124 von PAR, Princeton (New Jersey) USA
- /23/ Digitalvoltmeter 3456A von Hewlett Packard
- /24/ Zähler 5334A von Hewlett Packard
- /25/ R.P. Peters, G. Bergmann; J. Phys. Soc. Jap. 54, 3478 (1985)
- /26/ J. Kondo in Solid State Physics, Vol. 23 (1969), Ed.: F. Seitz et al.
- /27/ J. Kondo; Prog. Theor. Phys. 32, 37 (1964)
- /28/ K.H. Fischer in Springer Tracts in Modern Physics 54, 1 (1970)
- /29/ P. Nozières; J. Low Temp. Phys. 17, 31 (1974)
H. Suhl; Physics 2, 39 (1965); 3, 17 (1967)
- /30/ B.L. Altshuler, A.G. Aronov, P.A. Lee; Phys. Rev. Lett. 44, 1288 (1980)
- /31/ G. Bergmann; Phys. Rev. B28, 515 (1983)

- /32/ R.J. Barton, J.F. Kos; Sol. St. Com. 27, 661 (1978)
- /33/ K. Vladár, G.T. Zimányi; J. Phys. C: Sol. St. Phys. 18, 3739 (1985)
- /34/ E. Müller-Hartmann; private Mitteilung
- /35/ B. Blandin, J. Friedel; J. Phys. Radium 20, 160 (1959)
- /36/ A.E. White, R.C. Dynes, J.P. Garo; Phys. Rev. B29, 3694 (1984)
- /37/ R. Blanc, M. Belzons; Sol. St. Com. 27, 1137 (1978)
- /38/ G. Bergmann: private Mitteilung
- /39/ A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov; Sov. Phys. JETP 15, 752 (1962)
- /40/ M.D. Daybell in Magnetism Vol. V (1973), Ed.: H. Suhl

