



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH**

Institut für Festkörperforschung

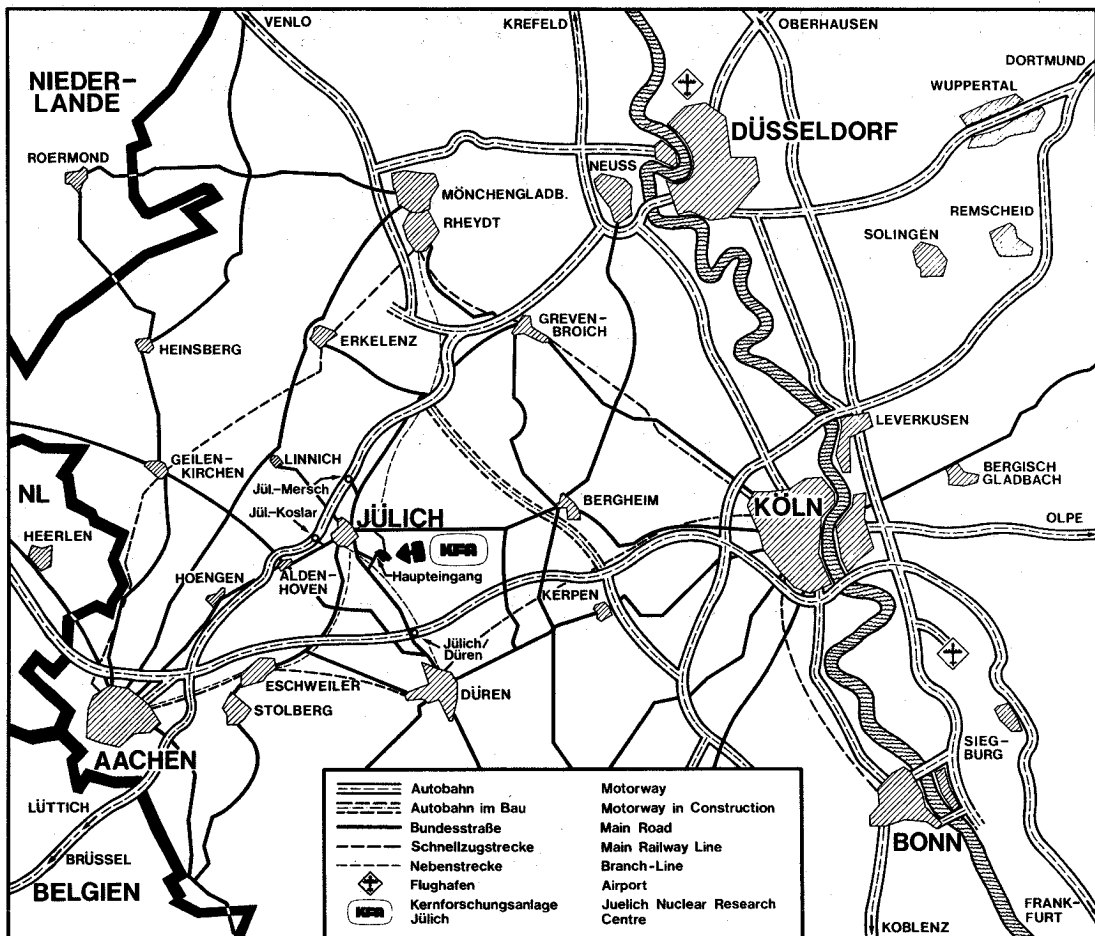
**Der Magnetismus  
dünner Nickel- und Kobaltfilme in Kontakt  
mit nichtmagnetischen Metallen**

von

**I. Kramer**

**Jül - 1818  
Dezember 1982**

ISSN 0366 - 0885



Als Manuskript gedruckt

## Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1818

Institut für Festkörperforschung Jül - 1818

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH  
Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)  
Telefon: (0 24 61) 610 · Telex: 8 33 556 kfa d

**Der Magnetismus  
dünner Nickel- und Kobaltfilme in Kontakt  
mit nichtmagnetischen Metallen**

**von**

**I. Kramer**



Abstract:

Ultra-thin ferromagnetic films (in the monolayer range) condensed on top of non-magnetic metallic substrates are investigated by means of the anomalous Hall effect. The ferromagnetic atoms in the interface generally possess different magnetic properties than in the bulk.

Ni on top of polyvalent substrates (Mg, In, Sn) shows no magnetic moment up to a coverage of 2.5 to 3 atomic layers (nearly independent of the substrate's valence). However, Ni films condensed onto noble metals have a magnetic moment even for a monolayer.

In addition the behaviour of magnetic surface impurities is investigated. Co down to a coverage of 1/50 monolayer on noble metal surfaces possesses a magnetic moment. This surface behaviour is compared to the magnetism of Co atoms in the bulk of noble metals.



| <u>Inhalt</u>                                                 | <u>Seite</u> |
|---------------------------------------------------------------|--------------|
| §1 Einleitung                                                 | 1            |
| §2 Experimentelles                                            | 5            |
| (A) Apparatur                                                 | 5            |
| (B) Herstellung der Metallfilme                               | 7            |
| (C) Messung, Meßmethode                                       | 9            |
| §3 Metall/Nickel - Systeme                                    | 14           |
| (A) Meßergebnisse                                             | 14           |
| (1) Nickel auf mehrwertigen Metall-<br>unterlagen: Mg, In, Sn | 14           |
| (2) Nickel auf einwertigen Metall-<br>unterlagen: Cu, Ag, Au  | 20           |
| (3) CuNiCu-Systeme                                            | 25           |
| (B) Diskussion der Ergebnisse für Nickel                      | 27           |
| §4 Edelmetall/Kobalt - Systeme                                | 32           |
| (A) Meßergebnisse                                             | 32           |
| (1) Kobalt als "Oberflächenimpurity"                          | 32           |
| (2) Kobalt als "bulk Impurity"                                | 38           |
| (B) Diskussion der Ergebnisse für Kobalt                      | 40           |
| §5 Zusammenfassung                                            | 42           |
| Anhang 1                                                      | 44           |
| Anhang 2                                                      | 48           |
| Literatur                                                     | 49           |



## §1 Einleitung

Untersuchungen an inhomogenen magnetischen Systemen haben viel zum Verständnis des Magnetismus und der Bildung magnetischer Momente von Übergangsmetallen beigetragen. Durch Änderungen der lokalen Umgebung der magnetischen Atome wird die d-Wellenfunktion z.B. wegen Hybridisierung modifiziert, und das erlaubt, den Einfluß der lokalen Zustandsdichte auf die Existenz magnetischer Momente zu untersuchen. Besonders interessant sind die Oberflächen magnetischer Übergangsmetalle und vor allem Grenzflächen zwischen einem Ferromagneten und einem nichtmagnetischen Metall, da dies im wesentlichen eindimensionale Inhomogenitäten von magnetischen Systemen sind. Für sie zeigen sich erste Vergleichsmöglichkeiten mit der Theorie, da z.B. die Berechnung des magnetischen Grundzustandes der Übergangsmetalle in den vergangenen 10 Jahren große Fortschritte gemacht hat. Der Ferromagnet bei endlichen Temperaturen setzt dem Verständnis aber noch erhebliche prinzipielle Schwierigkeiten entgegen. Deshalb ist es im Augenblick erfolversprechender, die für  $T = 0 \text{ K}$  entwickelten Konzepte an Zweikomponentensystemen zu testen. Besonders geeignet sind dazu Schichtpakete aus nichtmagnetischem Metall und Ferromagnet, da hierbei experimentell mehrere Parameter variiert werden können, wie z.B. die Dicke des ferromagnetischen Metalls oder das Material der Unterlage. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluß dieser Parameter am Magnetismus von wenigen Atomlagen Nickel in Kontakt mit nichtmagnetischen Metallen unterschiedlicher Wertigkeit gezeigt.

Die Experimente an Oberflächen reiner Ferromagnete führten zur Auffassung, daß die fehlenden Bindungen in der Oberfläche keine Unterdrückung der magnetischen Momente bewirken. Rau und Sizmann /1/ und Eichner et al. /2/ zeigten, daß die mittlere Polarisation von Elektronen, die durch streifend einfallende Deuteronen aus einkristallinen Nickeloberflächen eingefangen wurden, nicht Null war. Gleiches fanden Landolt

und Campagna /3/ für Elektronen, die aus einkristallinem Nickel feldemittiert wurden. Diese an Nickel ausgeführten oberflächenempfindlichen Experimente wurden ergänzt durch Messungen an den anderen ferromagnetischen Übergangsmetallen. Z.B. zeigten Shinjo et al. /4/ in Mößbauerexperimenten an polykristallinem Kobalt, daß der Einfluß der Oberfläche auf die d-Spin Polarisation sehr gering ist. Die experimentellen Ergebnisse (i.a. bei Temperaturen um 100 K erhalten) wurden durch Berechnungen der elektronischen und magnetischen Eigenschaften der (001)-Oberfläche von Nickel für  $T = 0$  K erweitert. Dabei ergab sich allerdings noch kein einheitliches Bild. Während Wang und Freeman /5/ in der Oberfläche eine Reduktion des magnetischen Moments gegenüber dem "bulk"-Wert für Nickel erhielten, fanden Jepsen et al. /6/ dort eine Vergrößerung des Spinmoments. Eine Unterdrückung der magnetischen Momente in freien Oberflächen der 3d-Übergangsmetalle folgt weder aus den Experimenten noch aus den Rechnungen.

In den 1970 von Liebermann et al. /7/ veröffentlichten Messungen war zum ersten Mal das Verhalten eines Ferromagneten in Kontakt mit einem nichtmagnetischen Metall von Bedeutung. Es ging um die Bestimmung des ferromagnetischen Flusses von Nickel, das elektrolytisch auf Kupfer und Gold aufgebracht wurde. (Diese inzwischen überholte Präparationstechnik ist verbunden mit einer Wasserstoffadsorption, die das Nickelmoment reduziert; s. auch /8/). Bei Extrapolation der Meßwerte auf  $T = 0$  K ergaben sich zwei "magnetisch tote" Atomlagen. Angeregt durch dieses Experiment wurden in der Folgezeit weitere Systeme untersucht, vorzugsweise mit Nickel als ferromagnetischer Komponente. Pierce und Siegmann /9/ führten 1974 ebenfalls am CuNi-Sandwich Messungen durch. Sie bestimmten die Spinpolarisation von photoemittierten Elektronen und fanden, daß der Polarisationsgrad (bei 80 K gemessen) mit wachsender Nickeldicke zunahm. Für Nickelschichten, deren Dicke größer als zwei Atomlagen war, konnte Ferromagnetismus nachgewiesen werden; für eine Monolage Nickel war eine zweifelsfreie Aussage aus den Meßdaten

nicht möglich. Ihr Verhalten wurde theoretisch von Wang et al. /10/ vorhergesagt, die das magnetische Moment für eine Monolage Nickel auf den beiden Oberflächen eines fünf Atomlagen dicken, einkristallinen (001)-Kupferpaketes berechneten. Sie erhielten eine Reduktion des Nickelmoments gegenüber dem "bulk"-Wert, aber keine Unterdrückung. Ergänzt wurden diese Rechnungen durch die von Tersoff und Falicov /11/, die umgekehrt den Effekt von einer bzw. zwei Atomlagen Kupfer auf einem halbumendlichen einkristallinen (100)-Nickelkristall betrachteten. Die Nickelatome in der Grenzschicht zeigten hierbei ebenfalls eine Reduktion ihres magnetischen Moments.

Für Nickel auf amorphem  $\text{Pb}_{75}\text{Bi}_{25}$  wies Bergmann /12/ mit Hilfe des anomalen Halleffekts (s.§2) nach, daß bis zu Dicken von  $\approx 2.5$  Atomlagen keine lokalen magnetischen Momente vorhanden sind. Die Suszeptibilität ist in diesem Bereich temperaturunabhängig, ihr Wert vergrößert sich aber gegenüber dem der reinen Unterlage. Sie divergiert für Nickelbedeckungen zwischen 2 und 3 Atomlagen; ist die Dicke größer als 3 Atomlagen, enthält der Nickelfilm auf  $\text{Pb}_{75}\text{Bi}_{25}$  magnetische Momente.

In Tunnelexperimenten an  $\text{Al(s.l.)}^*/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ni}/\text{Al}$ -Schichtpaketen bestimmten Meservey et al. /13/ 1980 die Polarisierung der Elektronen. Für Nickeldicken kleiner als 3 Atomlagen ergab sich dabei eine Unterdrückung des Ferromagnetismus.

Bisher wurde noch nicht systematisch untersucht, welche Eigenschaften der Kontaktmetalle wichtig für das magnetische Verhalten des Nickel sind. Ziel der in der vorliegenden Arbeit ausgeführten Experimente mit Nickel ist es, zu klären, ob und wie die Valenz des nichtmagnetischen Kontaktmetalls den Magnetismus des Nickel beeinflusst, und ob daneben andere Eigenschaften der Unterlagen wichtig sind. Die Valenzabhängigkeit wurde an den Systemen MgNi, InNi und SnNi untersucht, der eventuelle Einfluß anderer Parameter (bei gleicher Valenz) an CuNi, AgNi und AuNi.

\* s.l.  $\hat{=}$  supraleitend

Während Nickel in Kontakt mit einigen bestimmten Metallen eine Unterdrückung des Magnetismus über mehrere Atomlagen zeigt, besitzt Eisen auf mehrwertigen Metallen /14/ in Bedeckungen von nur 0.02 Atomlagen (d.h. einzelne Eisenatome) magnetische Momente. Ein interessantes, zwischen diesen beiden Grenzfällen liegendes Verhalten läßt sich für Kobalt aufgrund seiner Stellung im Periodensystem vermuten. Seine "Instabilität" bei Lösung in Edelmetallen ist experimentell schon lange bekannt (s. z.B. /15,16/) und wurde theoretisch von Podloucky et al. /17/ berechnet. Die Klärung der Frage, wie Kobalt sich auf der Oberfläche von Edelmetallen verhält, bildet den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit. Zusätzliche Messungen an Edelmetall/Kobalt-Legierungen erlauben, Unterschiede zwischen Oberflächen- und "bulk"-Verhalten des Kobalt festzustellen.

## §2 Experimentelles

### (A) Apparatur

Für die Experimente wurde ein aus zwei unabhängigen Teilen bestehender Kryostat benutzt. Der äußere "Magnetkryostat" enthält eine supraleitende Spule, die Magnetfelder bis zu einer Stärke von 7 T erzeugt ( eine genauere Beschreibung und eine Skizze des Außenteils findet man z.B. in /18/ ). In ihn wird der sog. "Aufdampfkryostat" eingesetzt, dessen unterer Teil in Abb. 1 dargestellt ist. Unterhalb der Ver-

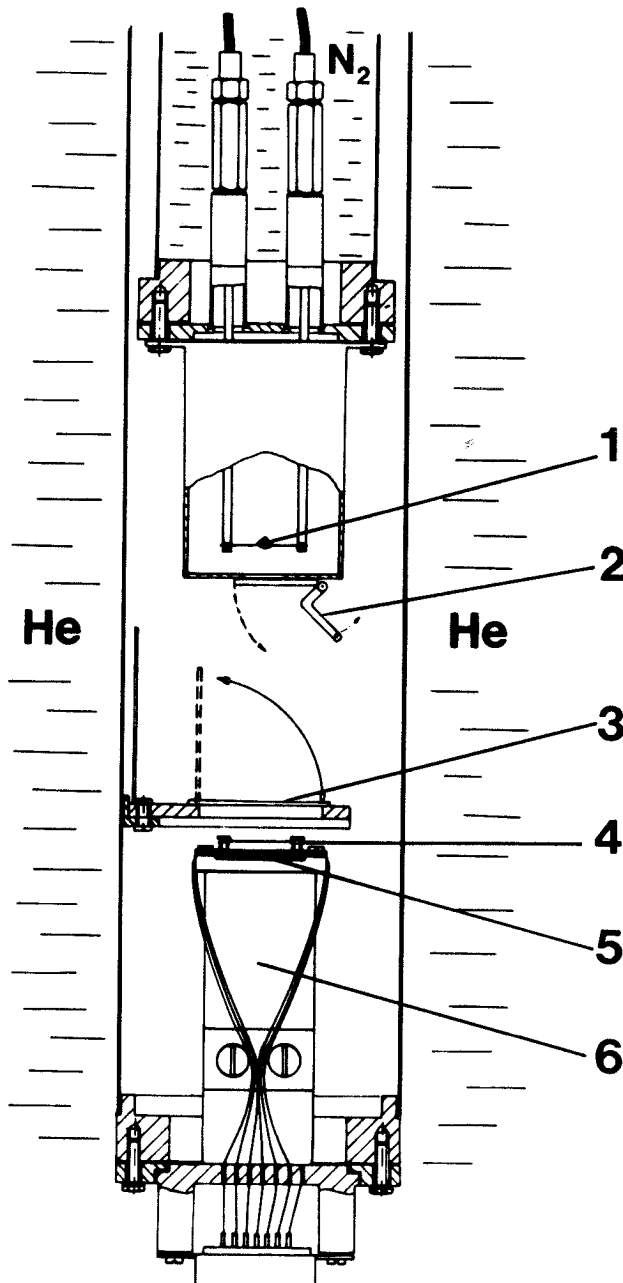


Abb.1

Unterer Teil des  
einsetzbaren Innenteils

Die Zahlen kennzeichnen:

- 1 Verdampfungsquellen
- 2 Ofenklappe
- 3 Schichtklappe
- 4 Schwingquarz
- 5 Kondensationsquarzplatte
- 6 Schichtträger

dampfungsquellen (1) befinden sich zwei Klappen (die "Ofenklappe" 2 und die "Schichtklappe" 3), die unabhängig voneinander betätigt werden können. Durch eine Öffnung in der Schichtklappe über dem Schwingquarz (4) kann dieser separat bedampft werden. Er wird zur Eichung der Abdampfraten und zur Bestimmung der Dicke der aufgedampften Schicht verwendet. Seine Frequenzänderung, hervorgerufen durch die Massenbelegung, wird relativ zu einem Vergleichsschwingquarz, der sich außerhalb des Kryostaten befindet, gemessen. Die Bestimmung der Verdampfungsraten, ohne daß Metallatome auf die Kondensationsquarzplatte (5) gelangen, ist notwendig, wenn extrem dünne "Schichten" aufgedampft werden.

Damit der kondensierte Metallfilm die für Hallmessungen notwendige Geometrie erhält ( s. den schraffierten Bereich in Abb. 2 ), ist die Kondensationsquarzplatte mit einer

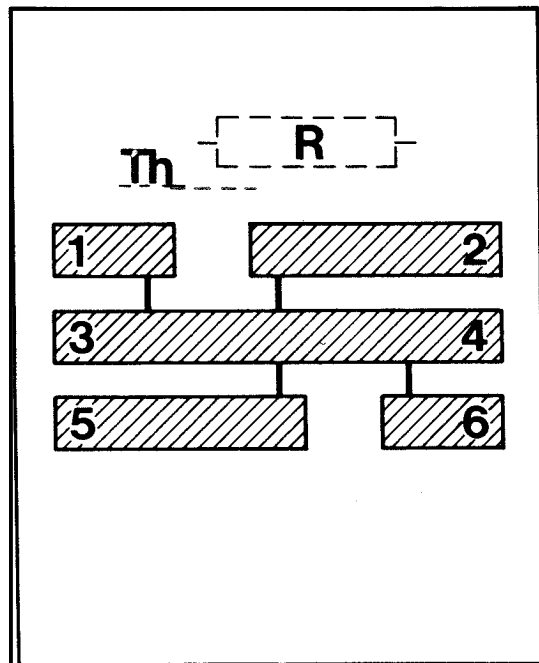


Abb.2

Kondensationsquarzplatte mit Metallfilm  
(schraffierter Bereich)  
Die elektrischen Kontakte sind durch 1  
bis 6 gekennzeichnet.  
Thermoelement (Th) und Metallfilmwider-  
stand (R) befinden sich auf der Unter-  
seite der Quarzplatte

Maske bedeckt. Die elektrischen Kontakte der Schicht werden an den von 1 bis 6 gekennzeichneten Stellen über Leitsilber hergestellt. Ein Präzisionsstromgeber (Instabilität / Tag  $< 5 \cdot 10^{-5}$ ) gibt zwischen den Elektroden 3 und 4 (Abb. 2) den Strom durch den Metallfilm vor, zwischen 2 und 5 wird die Hallspannung mit einem 5 1/2-stelligen Digitalvoltmeter gemessen. Während der Aufdampfprozesse wird der ohm'sche Spannungsabfall zwischen 5 und 6 zur Kontrolle als Funktion der Zeit aufgenommen.

Die Temperaturmessung des Metallfilms erfolgt mit Hilfe eines AuFe/Chromel-Thermoelements (Th in Abb. 2), das mit Stycast an der Unterseite der Quarzplatte befestigt ist. Dort befindet sich auch der Metallfilmwiderstand (R), der zur Heizung der Schicht benutzt wird.

Alle Regelungs- und Meßvorgänge, wie z.B. das Einstellen der Stärke des Magnetfeldes oder die Messung der Hallspannung, werden mit Hilfe eines Computers durchgeführt.

#### (B) Herstellung der Metallfilme

Die Metallfilme wurden in sehr gutem Vakuum ( $10^{-11}$  Torr; s. auch /12/) auf eine heliumkalte (4.2 K bis 10 K) Quarzplatte abschreckend kondensiert. Es entstanden feinkristalline Schichten von hohem Störgrad; ihr spezifischer Widerstand war dem amorpher Substanzen entsprechender Dicke vergleichbar. Je nach Experiment betrug die Schichtdicke entweder etwa 20 oder 50 Atomlagen. Die 3d-Übergangsmetalle wurden vom Draht verdampft, die nicht magnetischen Metalle aus geglühten Tantal- oder Wolframschiffchen. Geheizt wurde die jeweilige Verdampfungsquelle durch Wechselstrom. Die für die Experimente benutzten Metalle besaßen (lt. Hersteller) eine Reinheit von 99.999 % (Mg war mit 99.998 % angegeben).

Die Übergangsmetalle wurden teilweise mit sehr kleiner Rate

(z.B. ist ein typischer Wert  $\approx 0.1 \text{ atola/min}^*)$ ) aufgedampft. In diesem Fall stellte man vor der ersten Aufdampfung eine größere Rate ein und heizte den Draht sorgfältig vor, um die äußere Oxidschicht zu entfernen.

Es bestehen Unterschiede in der Herstellung der Legierungsschichten und der Filme, an denen das Oberflächenverhalten des ferromagnetischen Metalls untersucht wurde. Die Legierungen entstanden durch gleichzeitige Kondensation von nichtmagnetischem und magnetischem Metall. Man erhielt die gewünschte Zusammensetzung (der Anteil des Übergangsmetalls sollte 1 % betragen) dadurch, daß die Verdampfungsraten beider Metalle so eingestellt wurden, daß ihr Verhältnis gleich dem 1 %-Verhältnis der Atomgewichte war. Der Anteil der magnetischen Komponente ließ sich so mit 10 % Genauigkeit bestimmen. Die "offenen" Sandwiches zur Untersuchung des Oberflächenverhaltens eines Übergangsmetalls entstanden durch mehrfache Kondensation: über die nichtmagnetische Metallunterlage wurde in mehreren Schritten das ferromagnetische Metall gedampft. Erhöhte man die Dicke des magnetischen Materials um eine halbe bzw. eine Atomlage pro Aufdampfung, zeichnete ein Frequenz-Zeit-Schreiber die dieser Dickenvergrößerung entsprechende Frequenzdifferenz direkt auf. Damit wurde die Dicke pro Aufdampfschritt auf ungefähr  $1/30$  Atomlage genau bestimmt. Extrem dünne "Filme" des Ferromagneten (minimal 2 % einer Atomlage) ließen nur eine "indirekte" Dickenbestimmung zu: aus der jeweiligen Aufdampfzeit und der Verdampfungsrate, die direkt vor und nach der Aufdampfung gemessen wurde. Die Genauigkeit der so bestimmten Dicke betrug etwa 15 %.

\*)

atola  $\hat{=}$  Atomlage

Die Bedeckung wird dann als eine Atomlage bezeichnet, wenn pro  $1 \text{ cm}^2$   $(L \cdot \rho / A)^{2/3}$  Atome kondensiert sind.

$$L = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

$\rho$   $\hat{=}$  Dichte

A  $\hat{=}$  relative Atommasse

I.a. waren die Aufdampf- und Meßtemperaturen für die magnetischen Metalle nicht sehr hoch. Deshalb ist die Diffusion der magnetischen Atome ins metallische Substrat auf ein kleines Maß reduziert, und man erwartet kaum eine mehr als statistische Clusterung der ferromagnetischen Atome. Bestätigt wird dies dadurch, daß mehrstündige Unterbrechungen einzelner Experimente keine Änderungen des Meßeffekts erkennen ließen.

### (C) Messung, Meßmethode

Senkrecht zur Richtung von Stromstärke und Magnetfeld wird die Hallspannung abgegriffen. Ihre Messung erfolgt in Magnetfeldern, deren Stärke schrittweise zwischen -7 T und +7 T um je 0.5 T variiert wird (für kleine Magnetfeldstärken < 1 T beträgt die Schrittbreite nur 0.1 T bzw. 0.2 T). Bei der Auswertung wird nur der im Magnetfeld  $\underline{B}$  (  $\underline{B} := [0,0,B]$  ) asymmetrische Anteil der gemessenen Hallspannung

$$\overline{U}_H = \frac{1}{2} [U_H(\underline{B}) - U_H(-\underline{B})]$$

betrachtet. Dadurch entfallen eventuell vorhandene ohm'sche Beiträge, die ihr Vorzeichen nicht ändern, wenn die Magnetfeldrichtung umkehrt.

Der Verlauf der Hallspannung als Funktion der Magnetfeldstärke und ihr Verhalten in Abhängigkeit von der Temperatur geben Auskunft über die magnetischen Eigenschaften der untersuchten Metallfilme /19/. An Stelle der Hallspannung  $\overline{U}_H$  wird im Folgenden der Hallwiderstand  $R_{xy}$  angegeben. Er ergibt sich aus der Hallspannung bei Division durch die vorgegebene Stromstärke:

$$R_{xy} := (\overline{U}_H)/I$$

In stark gestörten Metallfilmen, die keine magnetischen Momente enthalten, hängt der Hallwiderstand linear von der

Magnetfeldstärke ab:

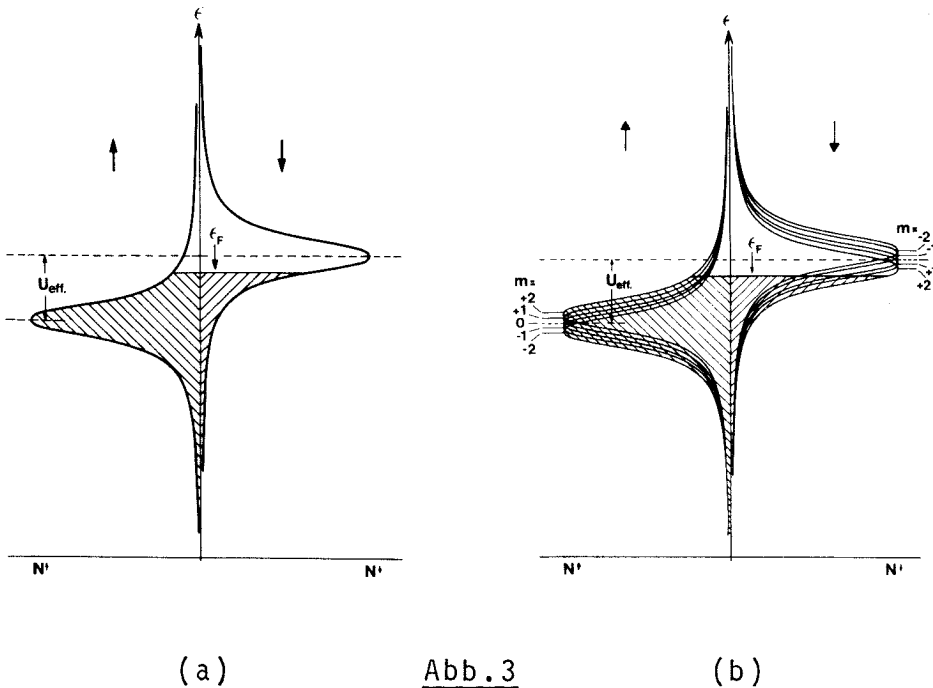
$$R_{xy} \sim B$$

Ändert sich der Streumechanismus der Leitungselektronen mit wachsender Magnetfeldstärke (erkennbar am Magnetowiderstand des Films), hat dies in erster Näherung keinen Einfluß /19/: die lineare Abhängigkeit des Hallwiderstandes vom Magnetfeld sollte bestehen bleiben. Das bestätigt sich in den Experimenten.

Legiert man einem nichtmagnetischen Metall magnetische Atome zu (oder bringt man sie auf seine Oberfläche), ändert sich die Abhängigkeit des Hallwiderstandes vom Magnetfeld, wenn diese lokale Momente besitzen. Dem linearen Anteil überlagert sich ein sog. "anomaler" Beitrag, der als Funktion des Magnetfeldes deutlich nicht-linear verläuft. Charakteristisch ist seine Sättigung in großen Magnetfeldern, wenn alle magnetischen Momente ausgerichtet sind. Sie ist besonders ausgeprägt, wenn die magnetischen Atome ferromagnetische Ordnung zeigen.

Anderson /20/ berechnete, unter welchen Bedingungen ein lokalisiertes Moment für ein magnetisches Atom auftritt, das in einem nichtmagnetischen Metall gelöst ist. In Anlehnung an sein Modell schlugen Fert und Jaoul /21/ eine Beschreibung des anomalen Halleffekts vor. Ihr Bild beruht auf einer Resonanzstreuung der Leitungselektronen in freie d-Zustände der magnetischen Impurity. Diese im isolierten Atom energetisch scharfen Niveaus sind durch Hybridisierung verbreitert, wenn es in einem (unmagnetischen) Metall gelöst ist. Abbildung 3a zeigt die d-Zustandsdichte einer solchen gelösten magnetischen Impurity in Abhängigkeit von der Energie. Jede Spinrichtung ist fünffach entartet (bzgl. der magnetischen Drehimpulsquantenzahl  $m$ ). Spin-Bahn-Kopplungseffekte heben diese Entartung auf (Abb. 3b) und bewirken, daß die Streuung der Leitungselektronen in Zustände mit positivem und negativem  $m$  nicht mehr gleich wahrscheinlich

ist /22/. Sind die magnetischen Momente des zu untersuchenden Metallfilms ausgerichtet und überlagern die Einzelstreuungen an ihnen konstruktiv, wird die Streuasymmetrie meßbar. Weiterentwicklungen des skizzierten, einfachen Modells findet man z.B. in /23/, /24/ und /25/.



Skizze der d-Zustandsdichte eines 3d - Metallatoms, gelöst in einer nichtmagnetischen Metallmatrix, als Funktion der Energie  $\epsilon$ . Die Spin $\uparrow$  - und Spin $\downarrow$  - Zustände sind durch die Austauschwechselwirkung  $U_{\text{eff}}$  aufgespalten und je bis zur Fermienergie  $\epsilon_F$  besetzt. Durch Spin-Bahn-Kopplungseffekte ist die Entartung der Drehimpulse aufgehoben (b). Die für positive und negative  $m$  unterschiedlichen Zustandsdichten an der Fermikante rufen die asymmetrische Streuung der Leitungselektronen hervor, die die Ursache des anomalen Halleffekts ist.

Für die Auswertung der Halleffektmessungen ist wichtig, wie die Leitungselektronen jeder Spinrichtung zum Strom beitragen. Treten (wegen einer Spinstreuung an den lokalen Momenten) unterschiedliche Ströme  $i_{\uparrow}$  und  $i_{\downarrow}$  auf, gehen die anomalen Hallwiderstände jeder Spinrichtung  $R_{xy}^{\uparrow}$  bzw.  $R_{xy}^{\downarrow}$  nicht gleichwertig in den Gesamteffekt ein. Unter der Annahme,

daß beide Teilströme voneinander unabhängig sind, läßt sich der anomale Hallwiderstand darstellen durch /25/:

$$\Delta R_{xy} = \left[ \frac{i_{\uparrow}}{i_{\uparrow} + i_{\downarrow}} \right]^2 R_{xy}^{\uparrow} + \left[ \frac{i_{\downarrow}}{i_{\uparrow} + i_{\downarrow}} \right]^2 R_{xy}^{\downarrow}$$

Dabei ist  $\Delta R_{xy}$  der anomale Anteil des Hallwiderstandes ( $\Delta R_{xy} \hat{=}$  gesamter Hallwiderstand - in B linearer Anteil).

Da die Einzelbeiträge  $R_{xy}^{\uparrow}$  und  $R_{xy}^{\downarrow}$  verschieden gewichtet werden, kann man nicht erwarten, daß der Gesamteffekt  $\Delta R_{xy}$  proportional zur Magnetisierung der magnetischen Momente ist, selbst wenn dies jeweils für  $R_{xy}^{\uparrow}$  bzw.  $R_{xy}^{\downarrow}$  allein zutrifft. Im allgemeinen Fall, daß die Teilströme  $i_{\uparrow}$  und  $i_{\downarrow}$  nicht unabhängig voneinander sind, ergibt sich für  $\Delta R_{xy}$  ein komplizierterer Ausdruck. Zwei Schichtpakete, die sich in der Dicke des Ferromagneten auf der Oberfläche derselben Metallunterlage unterscheiden, lassen somit keinen unmittelbaren Vergleich ihrer Sättigungswerte des anomalen Hallwiderstandes zu. Wie bei der Diskussion der experimentellen Ergebnisse an Metall/Nickel-Systemen beschrieben wird, läßt sich jedoch für jede Schicht einzeln (mit gewissen Einschränkungen) der Verlauf der Magnetisierung senkrecht zur Filmoberfläche (in Richtung des Magnetfeldes) aus der Form der anomalen Hallkurve entnehmen.

Bisher wurde beschrieben, wie sich Unterschiede in den Strömen  $i_{\uparrow}$  und  $i_{\downarrow}$  auf den anomalen Halleffekt auswirken. Dazu kommt die Frage, welchen Einfluß die Größe von  $l_{\uparrow}$  bzw.  $l_{\downarrow}$  \*) auf  $\Delta R_{xy}$  hat. In amorphen ferromagnetischen Metallen ist die freie Weglänge der Leitungselektronen sehr klein. Die Beiträge der Streuungen an den einzelnen magnetischen Momenten addieren deshalb im Wesentlichen einfach, und der anomale Hallwiderstand ist proportional zum magnetischen Moment der untersuchten Schicht (wenn die Unterschiede in  $l_{\uparrow}$  und  $l_{\downarrow}$  vernachlässigbar sind; s.o.). Ist die freie Weglänge dagegen groß, mißt der anomale Halleffekt nur die Abweichungen von der periodischen Anordnung der ferromagnetischen Atome. Für

\*)  $l \hat{=}$  freie Weglänge

das spezielle System, ein "offenes" Sandwich aus einer nichtmagnetischen Metallunterlage und einer ferromagnetischen Substanz, ergibt sich bei größerer freier Weglänge eine zusätzliche Schwierigkeit: in Abhängigkeit von der Durchlässigkeit der Grenzfläche propagieren die im magnetischen Material asymmetrisch gestreuten Elektronen auch in die nichtmagnetische Unterlage /12/. Die Annahme, daß die beiden Metalle einen Parallelschluß bilden, ist dann nicht mehr gerechtfertigt, und quantitative Aussagen (z.B. über den Hallwinkel) werden schwierig.

Die hier diskutierten Messungen wurden an stark gestörten, feinkristallinen Metallfilmen durchgeführt. Diese sollten ein ähnlich einfaches Verhalten wie die amorphen Substanzen zeigen. Die Untersuchungen an den Metall/Nickel-Schichtpaketen machten insbesondere deutlich (und dies war die Hauptfrage in den Nickerperimenten), daß gut erkennbar war, für welche Nickelbedeckung der Metallfilm magnetisch wurde.

Die Absolutfehler des gemessenen Hallwiderstandes betragen etwa  $\pm 2 \cdot 10^{-5} \Omega$ . Dies entspricht in den Experimenten an Edelmetall/Kobalt-Sandwiches einer relativen Genauigkeit von  $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ . Damit kann das paramagnetische Verhalten einer 0.02 Atomlagen dicken Kobalt-"Schicht" nachgewiesen werden. Die Untersuchungen für Nickel auf den mehrwertigen Metallen Mg, In und Sn zeigten eine etwas reduzierte relative Genauigkeit, da die Unterlagen dicker waren.

### §3 Metall/Nickel - Systeme

#### (A) Meßergebnisse

##### (1) Nickel\_auf\_mehrwertigen\_Metallunterlagen: Mg, In, Sn

Zunächst werden die Meßergebnisse für Nickel auf der Oberfläche von Indium dargestellt. Dieses Metall hat die gleiche Wertigkeit wie Aluminium, dessen Einfluß auf Nickel bereits untersucht ist /13/. Die etwa 11 nm dicke Indiumschicht wurde nach ihrer Aufdampfung mehrere Minuten lang bei 35 K "getempert". Dadurch heilten die größten Gitterfehler aus, und während der Messung bei der wesentlich niedrigeren Temperatur von 7 K traten keine Strukturänderungen mehr auf. Die anderen Substrate (Mg, Sn, Cu, Ag und Au) wurden ebenso behandelt. Trotz "Temperung" blieb der spezifische Widerstand  $\rho$  relativ groß [ $\rho(\text{In}) \approx 0.4 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$ ] und somit die freie Weglänge der Elektronen klein. Der Halleffekt stellte daher eine empfindliche Meßmethode dar.

An der reinen Indiumschicht ergaben die Messungen die für unmagnetische, gestörte Metalle typische lineare Abhängigkeit des Hallwiderstandes vom Magnetfeld:

$$R_{xy}(\text{In}) = (-154 \cdot 10^{-5} \Omega/\text{T}) \cdot B \quad *)$$

Kondensiert man auf diese Unterlage (bei etwa 10 K) schrittweise Nickel, so fehlt für Dicken bis einschließlich 3.1 Atomlagen ein anomaler Beitrag. Die Hallkurven bleiben linear, nur der Betrag der Steigung wächst mit zunehmender Nickeldicke. Dies wird in Abb. 4 deutlich, in der die Differenzwerte:

$$R_{xy} - (-172 \cdot 10^{-5} \Omega/\text{T}) \cdot B \quad *)$$

für das InNi(3.1)-Sandwich als Funktion der Magnetfeldstärke aufgetragen sind; sie streuen lediglich um die Abszisse. Erhöht man die Nickeldicke auf 3.6 Atomlagen, findet man neben einer weiteren Änderung der Steigung des linearen Anteils einen anomalen Beitrag im Hallwiderstand.

\*) Die Meßfehler des Hallwiderstandes  $R_{xy}$  sind auf S.13 aufgeführt.

Er ist in der Auftragung der Differenzwerte (Abb. 4) deutlich erkennbar, obwohl sein Sättigungswert nur  $\approx 1\%$  des Gesamtmeßwertes ausmacht. Ein Schichtpaket aus Indium mit 3.6 Atomlagen Nickel enthält magnetische Momente, während sie sich nicht nachweisen lassen, wenn die Nickelbedeckung eine halbe Atomlage dünner ist.

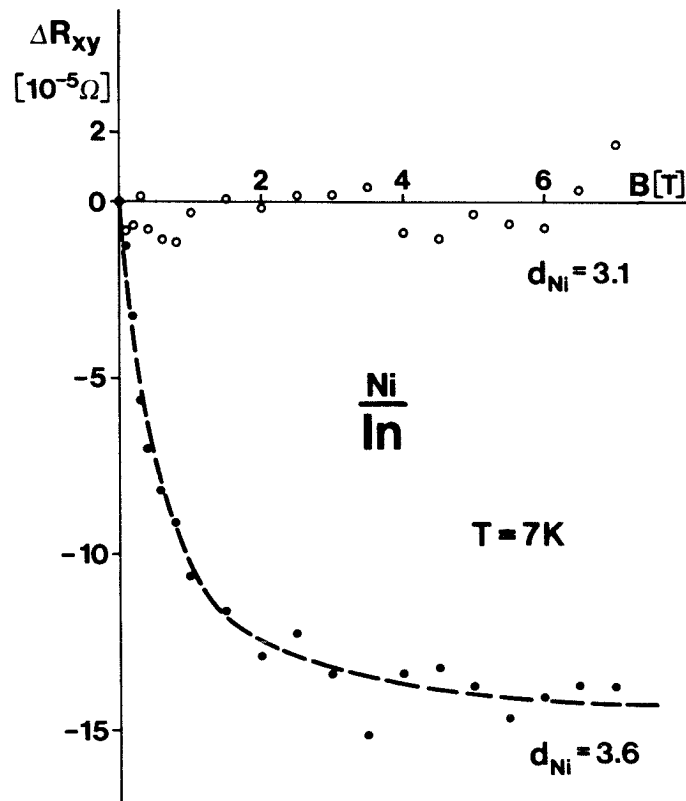


Abb. 4

Auftragung des anormalen Hallwiderstandes in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für zwei verschiedenen dicke Nickelfilme (3.1 und 3.6 atola) auf Indium

Abbildung 5 zeigt für alle Dicken der aufgedampften Nickelfilme den zugehörigen Hallwiderstand  $R_{xy}(0)$ . Dieser Wert, der sich bei Extrapolation der anomalen Hallwiderstandswerte  $\Delta R_{xy}$  vom Sättigungsbereich auf  $B = 0$  T ergibt, enthält keine

in B linearen Anteile mehr, die definitionsgemäß zum normalen Halleffekt gezählt werden.  $R_{xy}(0)$  ist ein Maß für die Magnetisierung der jeweiligen Schicht, wenn (wie in §2, (C) ausgeführt) die freien Weglängen der Leitungselektronen  $l_{\uparrow}$  und  $l_{\downarrow}$  nicht zu unterschiedlich und nicht zu groß sind. Nach Einsetzen des Magnetismus bei der Nickelbedeckung von 3.6 Atomlagen im InNi-System nimmt der Absolutwert des Hallwiderstands  $R_{xy}(0)$  schnell mit der Nickeldicke zu. Der in Abb. 4 deutlich sichtbare anomale Anteil ist in der Gesamtauftragung (Abb. 5) fast nicht aufgelöst.

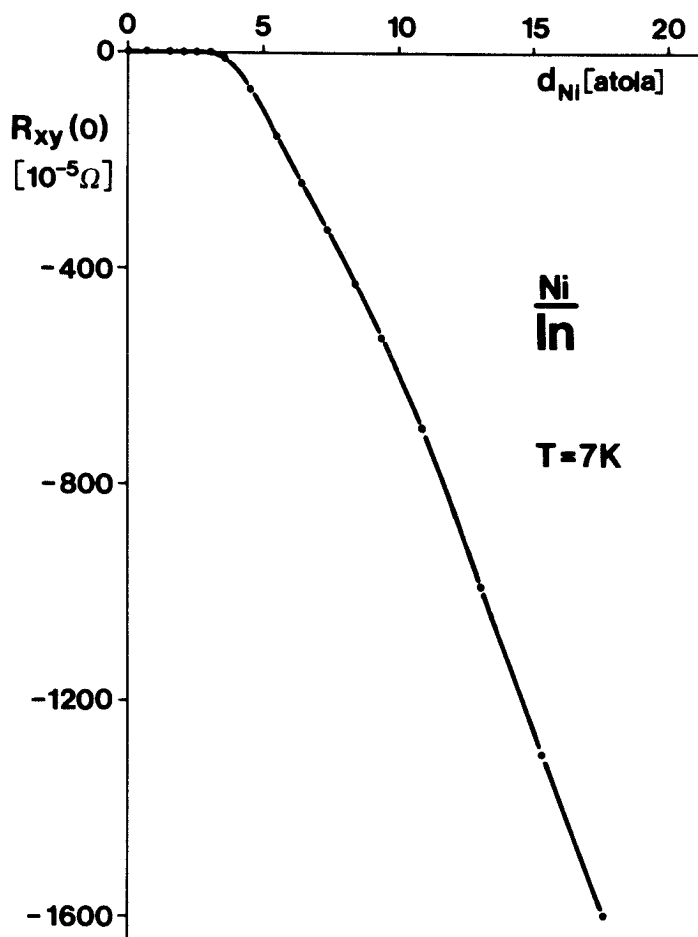


Abb. 5

Sättigungswert des anomalen Hallwiderstandes  $R_{xy}(0)$  als Funktion der Dicke des Nickelfilms auf Indium

Aus der Form der anomalen Hallkurven läßt sich entnehmen, daß die Nickelfilme, deren Dicke 3.6 Atomlagen übersteigt, auf Indium ferromagnetisch geordnet sind. Abbildung 6 zeigt als Beispiel dafür die anomale Hallkurve einer 10.9 Atomlagen dicken Nickelschicht auf Indium. Ihr Verlauf soll kurz erläutert werden. In kleinen Magnetfeldern zeigt sich ein steiler linearer Abfall, der hauptsächlich auf

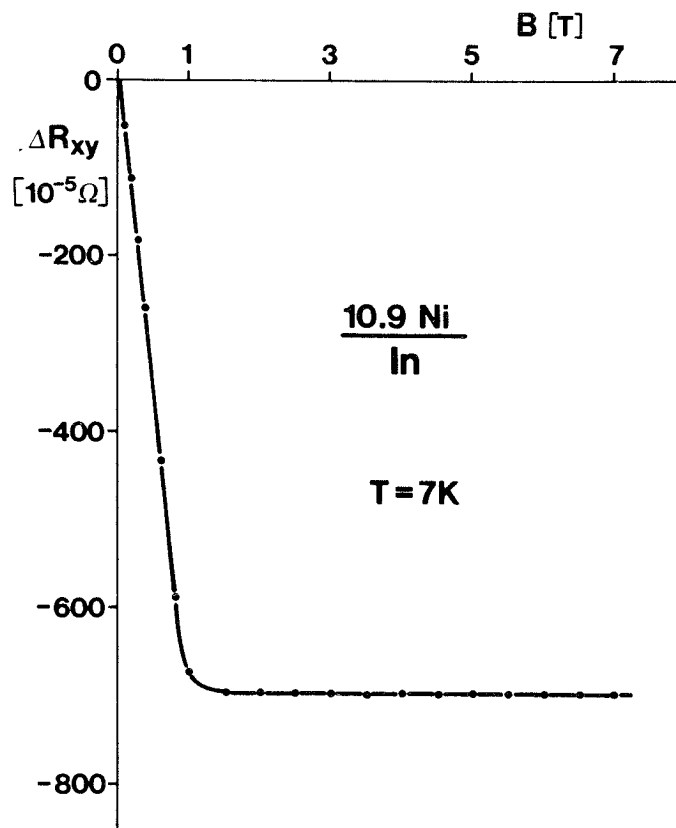


Abb. 6

Anomaler Hallwiderstand als Funktion der Magnetfeldstärke  $B$  für eine 10.9 atomare dicke Nickelschicht auf Indium, gemessen bei 7 K

dem entmagnetisierenden Verhalten der dünnen Schicht beruht [26]. Es bewirkt, daß die magnetischen Momente ohne äußeres Feld in der Filmebene liegen; deshalb ist kein anomaler Halleffekt meßbar. Ein senkrecht zum

Metallfilm anliegendes Magnetfeld  $\underline{B} = B \cdot [0,0,1]$  dreht die magnetischen Momente in Feldrichtung; die Magnetisierungskomponente  $J_z$  wächst linear mit  $B$  an. Die Feldstärke, bei der alle Momente vollständig ausgerichtet sind, heiße  $B_s$ . Dort sättigt der anomale Hallwiderstand, als Folge knickt die Kurve  $\Delta R_{xy}(B)$  bei  $B_s$  ab. In Abb. 6 beginnt der Sättigungsbereich bei  $\approx 1$  T. Treten keine Grenz- und Oberflächenanisotropien auf, kann der Wert von  $B_s$  zu Aussagen über die Sättigungsmagnetisierung herangezogen werden /27/. Auch hier gilt (s. §2, (C)), daß die freien Weglängen  $l_{\uparrow}$  und  $l_{\downarrow}$  nicht zu groß und nicht zu unterschiedlich sein sollten.

Bisher wurde das Verhalten von Nickelfilmen unterschiedlicher Dicke auf Indium beschrieben. Wird Zinn oder Magnesium als Unterlage gewählt, erhält man ähnliche Ergebnisse wie für das InNi-System. Nickel auf Zinn ( $d_{\text{Sn}} \approx 16.5$  nm,  $\rho(\text{Sn}) \approx 0.6 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$ ) zeigt bis zu Dicken von einschließlich 3.4 Atomlagen nur lineare Hallkurven. Erst wenn 4 Atomlagen Nickel kondensiert sind, treten nicht-lineare Beiträge auf, die die Existenz magnetischer Momente anzeigen. In Abb. 7 sind die Sättigungswerte  $R_{xy}(0)$  für Nickel auf Zinn als Funktion der Nickeldicke

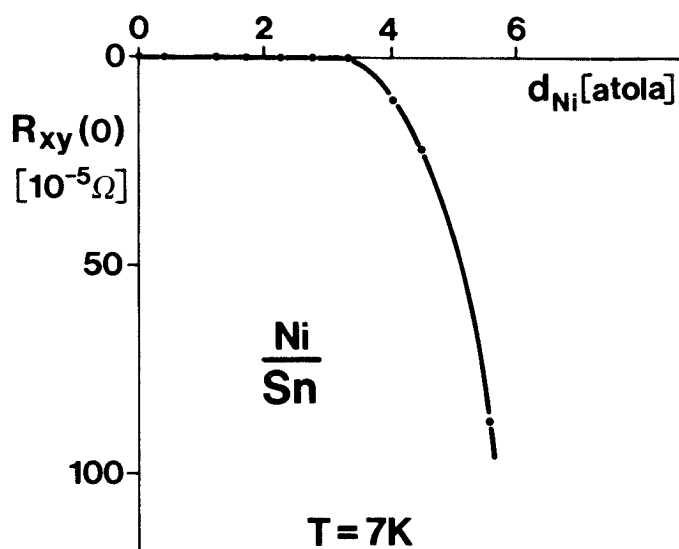


Abb. 7

Sättigungswert  
des anomalen Hall-  
widerstandes  $R_{xy}(0)$   
für verschieden<sup>xy</sup>  
dicke Nickelschich-  
ten auf Zinn  
(Meßtemperatur: 7 K)

aufgetragen. Man findet wie auf Indium (Abb. 5) ein schnelles Anwachsen der Beträge des Hallwiderstandes  $R_{xy}(0)$ , wenn der Magnetismus für eine bestimmte Nickeldicke eingesetzt hat. Abbildung 8 gibt die der Abb. 7 entsprechende Auftragung für Nickel auf Magnesium ( $d_{\text{Mg}} \approx 14 \text{ nm}$ ,  $\rho(\text{Mg}) \approx 0.6 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$ ) wieder. 3.3 Atomlagen Nickel bewirken einen deutlich anomalen Beitrag, während die Existenz magnetischer Momente bei 2.6 Atomlagen

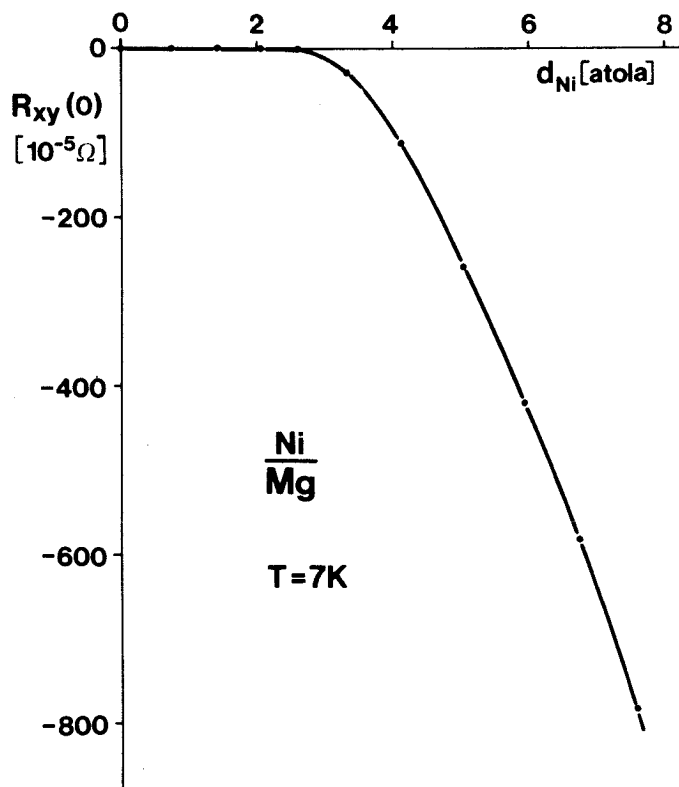


Abb. 8

Sättigungswert  $R_{xy}(0)$  des anomalen Hallwiderstandes  $R_{xy}$  in Abhängigkeit von der Dicke des Nickel auf Magnesium (Meßtemperatur: 7 K)

nicht gesichert ist. Ein eventuell vorhandener anomaler Anteil in  $R_{xy}(B)$  bei dieser Nickeldicke auf Magnesium liegt mit seinem Sättigungswert ( $\approx 2 \cdot 10^{-5} \Omega$ ) innerhalb

der Fehlergrenzen der Messung.

In Tabelle 1 sind die Meßergebnisse für Nickel auf den mehrwertigen Metallen (Mg, In und Sn) im Hinblick auf die "Einsatzdicke" des Magnetismus zusammengestellt.

| Metall | $d_{\text{Unterlage}}$<br>[nm] | $R_{\text{Unterlage}}^{\square} \quad ^*)$<br>[ $\Omega$ ] | $d_{\text{magnetisch Ni}}$<br>[atola] |
|--------|--------------------------------|------------------------------------------------------------|---------------------------------------|
| Mg     | 14                             | 44.16                                                      | 3.3                                   |
| In     | 11                             | 36.07                                                      | 3.6                                   |
| Sn     | 16.5                           | 34.89                                                      | 4.0                                   |

Tabelle 1:

Dicke der Nickelschicht, bei der Magnetismus in den "offenen" Sandwiches aus mehrwertiger Metallunterlage (unterschiedlicher Valenz) und Nickel auftritt.

Auf allen drei Unterlagen existiert ein Dickenbereich des Nickel, in dem es keine lokalen magnetischen Momente besitzt. Er hängt kaum von der Valenz des Unterlagenmetalls ab und variiert etwa zwischen 2.6 und 3.3 Atomlagen (s. auch Anhang 2, Bemerkung 1).

## (2) Nickel auf einwertigen Metallunterlagen: Cu, Ag, Au

Die Messungen an MgNi-, InNi- und SnNi-Schichtpaketen ergaben, daß erst bei Nickeldicken zwischen 3.3 und 4 Atomlagen magnetische Momente existieren. Die Valenz des Unterlagenmetalls hat kaum einen Einfluß auf den "Einsatzpunkt" des Magnetismus. Man erwartet deshalb keine starke Änderung im Verhalten des Nickel, wenn man statt Magnesium Kupfer als Unterlage verwendet. Abbildung 9a zeigt den anomalen Hallwiderstand für eine Mono-

\*)  $R^{\square} = \rho/d$

1 Lage Nickel auf der Oberfläche von Kupfer ( $d_{\text{Cu}} \approx 12.5 \text{ nm}$ ,  $\rho(\text{Cu}) \approx 0.4 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$ ) als Funktion der Magnetfeldstärke. Die Meßtemperatur betrug 7 K. Der nicht-lineare Anteil,

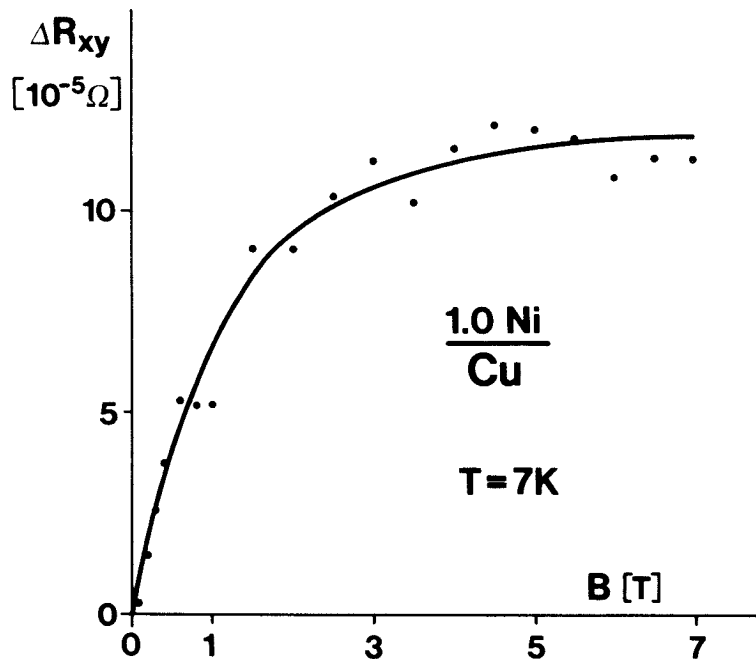
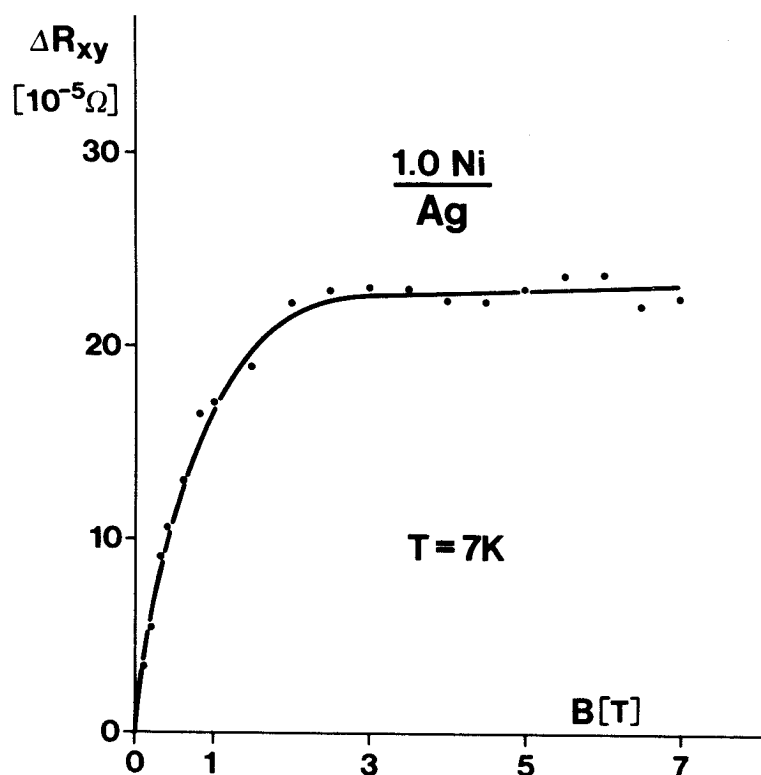


Abb. 9a

Anomaler Hallwiderstand als Funktion der Magnetfeldstärke für eine Atomlage Nickel auf Kupfer (Meßtemperatur 7 K)

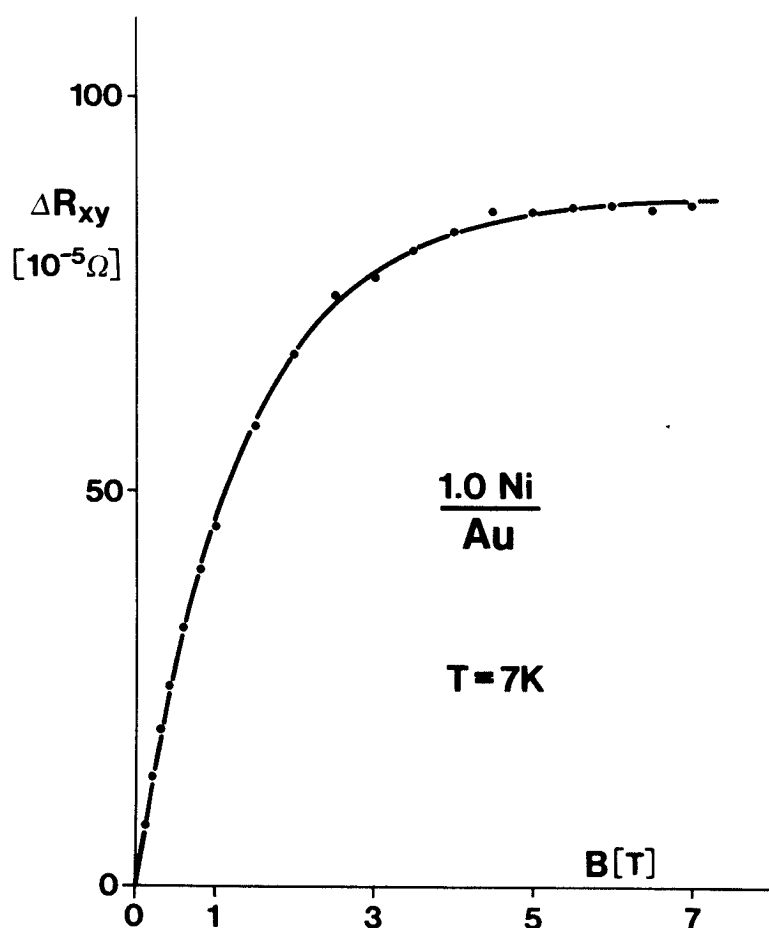
dessen Sättigungswert nur ungefähr 0.3 % des Gesamtmeßwertes ausmacht, spiegelt die Existenz magnetischer Momente wider. Weitere Untersuchungen am CuNi-System ließen keine Unterdrückung des Magnetismus erkennen. Ebenso wie auf Kupfer findet man auf den Oberflächen von Silber ( $d_{\text{Ag}} \approx 12.5 \text{ nm}$ ) und Gold ( $d_{\text{Au}} \approx 13.9 \text{ nm}$ ) bei Bedeckungen mit jeweils einer Monolage Nickel anomale Hallkurven (s. Abb. 9b und 9c). AgNi- und AuNi-Schichtpakete zeigen ebenfalls keine Unterdrückung des Magnetismus. Sie besitzen schon magnetische Momente, wenn die Nickeldicke innerhalb der ersten Atomlage liegt.



(b)

Anomaler Hallwiderstand als Funktion der Magnetfeldstärke für eine Monolage Nickel auf Silber, gemessen bei 7 K

Abb. 9



(c)

Anomaler Hallwiderstand aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke für eine Atomlage Nickel auf Gold (Meßtemperatur 7 K)

Die Sättigungswerte  $R_{xy}(0)$  sind für die drei Unterlagen Cu, Ag und Au in den Abb. 10a, 10b und 10c in Abhängigkeit von der Dicke der aufgedampften Nickelschichten dargestellt. Neben der Tatsache, daß die Edelmetall/Nickel-Schichtpakete keine Unterdrückung des Magnetismus zeigen, fällt auf, daß sich das Vorzeichen des anomalen Hallwiderstandes mit der Nickeldicke ändert. Erst wenn die Nickelbedeckung etwa 4 Atomlagen beträgt, nimmt der Sättigungswert  $R_{xy}(0)$  das für "bulk"-Nickel typische negative Vorzeichen an. Im Anhang 1 wird etwas näher auf diesen Vorzeichenwechsel eingegangen. (Man findet ihn auch für Co auf den

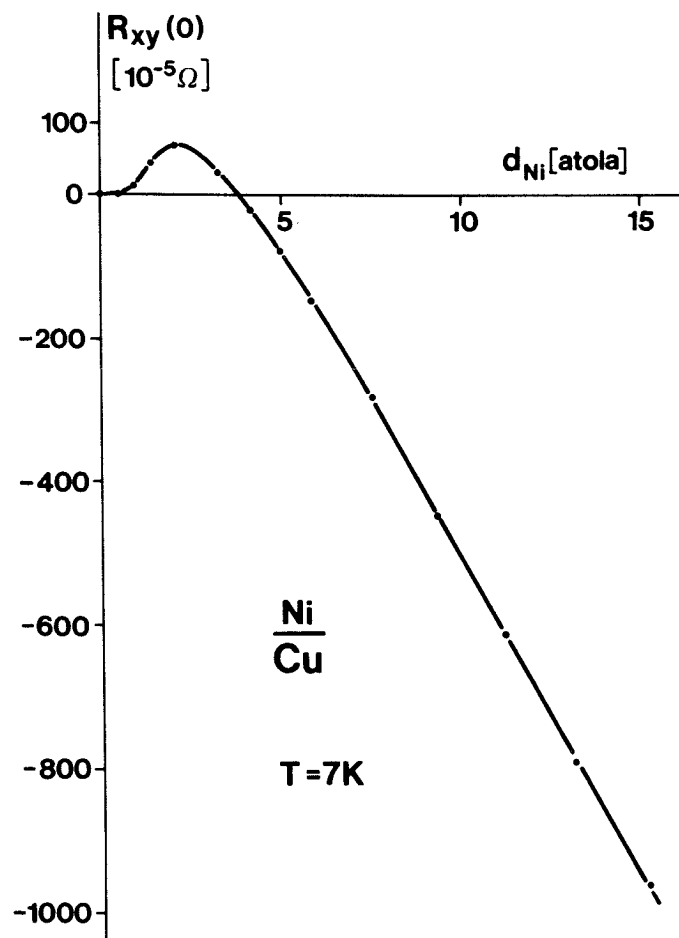
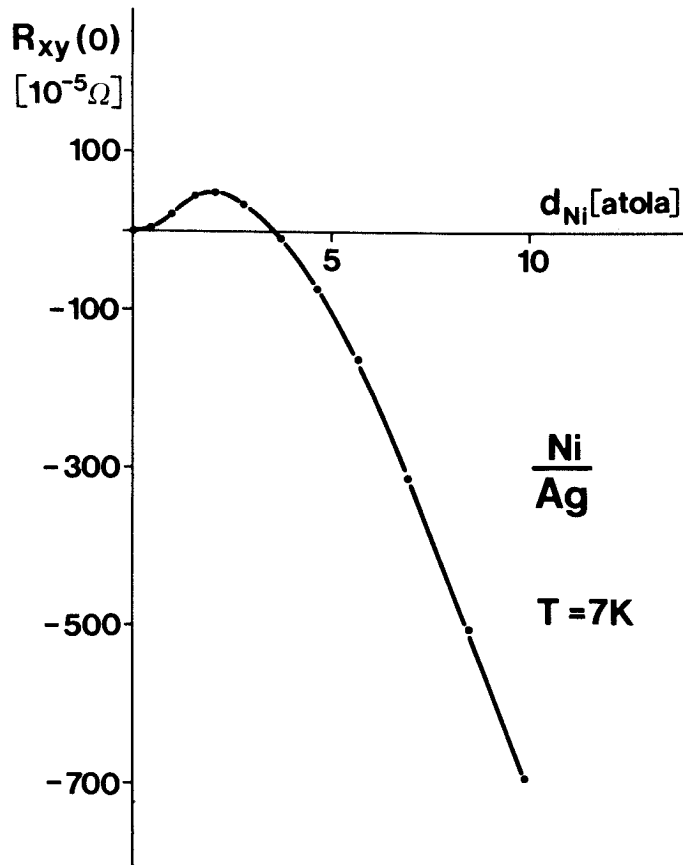


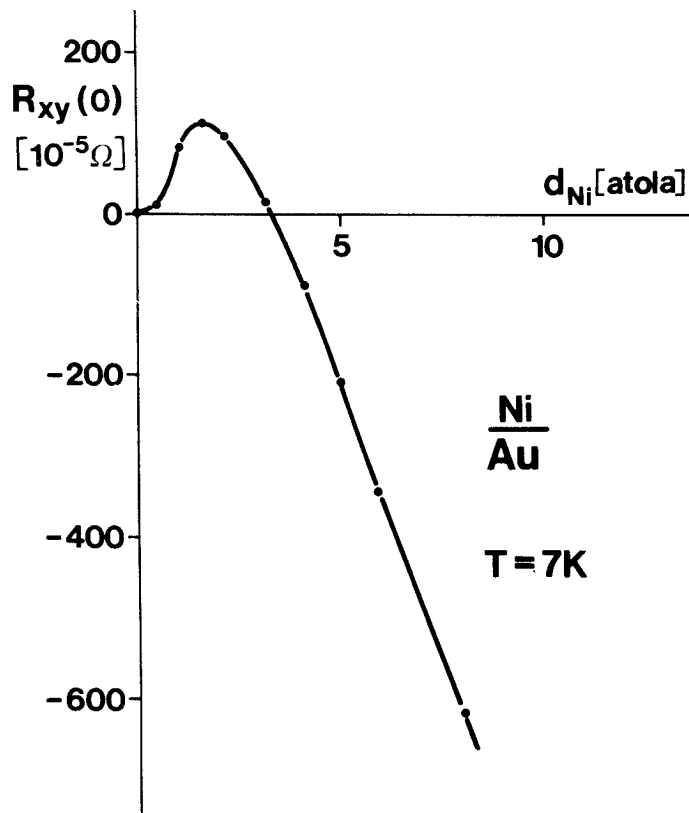
Abb. 10a

Sättigungswert des anomalen Hallwiderstandes für verschieden dicke Nickelfilme auf Kupfer (Meßtemperatur 7 K)



(b)

Sättigungswert  $R_{xy}(0)$   
als Funktion der  $d_{Ni}$   
Nickeldicke auf der  
Oberfläche von Silber,  
gemessen bei 7 K

Abb.10

(c)

Sättigungswert des  
anormalen Hallwider-  
standes  $R_{xy}(0)$  in  
Abhängigkeit von der  
Dicke der Nickelschicht  
auf Gold (Meßtempera-  
tur 7 K)

Edelmetallen und z.B. für Fe auf Cu.)

Die Messungen an den "offenen" Edelmetall/Nickel-Sandwiches ergaben, daß die Edelmetallsubstrate keine "magnetisch toten" Atomlagen im Nickel induzieren, im Gegensatz zu den mehrwertigen Unterlagen.

### (3) CuNiCu-Systeme

Bei den bisher beschriebenen Schichtpaketen war für den Nickelfilm neben der Grenzfläche zur Metallunterlage die freie Oberfläche zum Vakuum hin kennzeichnend. Im CuNiCu-Sandwich ist diese freie Oberfläche durch eine zweite Metallgrenzfläche "ersetzt". Das Verhalten des Nickel kann sich dadurch deutlich ändern. Zunächst wird der Effekt von 2 Atomlagen Nickel für beide Fälle beschrieben, d.h. sowohl der "Oberflächenfilm" auf Kupfer als auch die Zwischenschicht in Kupfer wird betrachtet. Wie bereits dargestellt (vgl. Abb. 10a) ist das "offene" CuNi-System bei dieser Nickeldicke magnetisch. Seine anomale Hallkurve ist im oberen Teil von Abb. 11 gezeigt (die Kupferunterlage war  $\approx 58$  atola dick). Die Widerstandswerte  $\Delta R_{xy}$  sind positiv. Die untere, ebenfalls nicht lineare Hallkurve ergibt sich nach Überdampfung des CuNi-Sandwiches mit 14.7 Atomlagen Kupfer (ihr Vorzeichen ist nun negativ, wie für "bulk"-Nickel typisch; s. dazu Anhang 1). Ihre Existenz zeigt, daß 2 Atomlagen Nickel als Zwischenschicht in Kupfer magnetisch sind. Wird der Nickelfilm nur 1 Atomlage dick gewählt, zeigt das CuNiCu-Sandwich ein anderes Verhalten: seine Hallkurve ist linear, obwohl die Werte  $R_{xy}(B)$  für den CuNi(1atola)-Film anomale Anteile enthalten (vgl. Abb. 9a). Der auf der Oberfläche von Kupfer vorhandene Magnetismus einer Monolage Nickel ist unterdrückt, wenn diese als Zwischenschicht in Kupfer vorliegt.

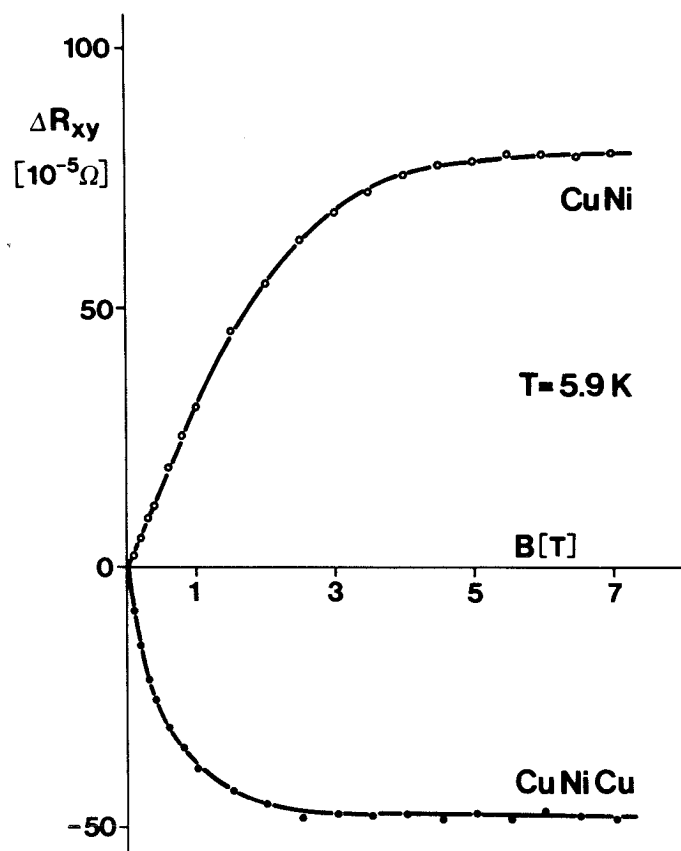


Abb.11

Die obere Kurve zeigt den anomalen Hallwiderstand für zwei Atomlagen Nickel auf der Oberfläche von Kupfer als Funktion des Magnetfeldes; die untere gibt die Werte für den gleichen Nickelfilm wieder, aber als Zwischenschicht in Kupfer. Gemessen wurde jeweils bei 5.9 K

## (B) Diskussion der Ergebnisse für Nickel

Die Experimente zeigen, daß der Magnetismus dünner Nickelfilme stark davon abhängt, mit welchem Metall sie in Kontakt stehen, und ob sie Oberflächen- oder Zwischenschichten bilden.

Die theoretischen Berechnungen, fast ausschließlich auf das System CuNi beschränkt, gehen von idealen Einkristallen bestimmter Orientierung aus. Die Messungen für die vorliegende Arbeit wurden dagegen an polykristallinen Filmen durchgeführt. Das Nickel wurde auf die atomar rauhen Oberflächen der nichtmagnetischen Metalle gedampft. Es ergeben sich Aussagen, die über alle möglichen Orientierungen gemittelt sind. Dazu kommt, daß besonders sehr dünne Nickelfilme wegen der Oberflächenrauigkeit der Unterlage im Mittel eine stärkere Wechselwirkung mit dem Substrat zeigen, als man für die gleichen Filme auf idealen Oberflächen erwartet. Trotzdem sollten die theoretischen und experimentellen Ergebnisse zumindest in ihrer Tendenz übereinstimmen. Einen unmittelbaren Vergleich mit der Theorie könnte man auch für Meßergebnisse, die an einkristallinen Proben gewonnen werden, nicht durchführen.<sup>\*)</sup> Die Berechnungen gehen i.a. von gleichen Gitterparametern für beide Komponenten (z.B. Kupfer und Nickel) aus, in den Experimenten treten aber aufgrund der vorhandenen Unterschiede Verzerrungen oder Irregularitäten in der Grenzfläche auf, die das magnetische Verhalten beeinflussen. Dazu kommt als experimentelle Schwierigkeit, daß das Nickel i.a. auf fast idealen Oberflächen "clustert".

Mit Hilfe der selbstkonsistenten LAPW-Methode<sup>\*\*)</sup> führten Wang et al. /10/ für ultradünne, fünf Atomlagen dicke

<sup>\*)</sup> Für diese wäre der anomale Halleffekt als Meßmethode auch ungeeignet (vgl. §2, (C)).

<sup>\*\*)</sup> LAPW  $\hat{=}$  linearized augmented plane wave

Cu(100)-Filme, die auf beiden Oberflächen mit je einer Atomlage Nickel bedeckt waren, Berechnungen der elektronischen Struktur durch. Sie fanden in den Nickellagen eine Abnahme des magnetischen Moments pro Nickelatom gegenüber seinem "bulk"-Wert. Innerhalb der Rechengenauigkeit blieben die Kupferatome unmagnetisch. Tersoff und Falicov /11/ betrachteten die fast umgekehrte Situation: Sie berechneten die elektronische und magnetische Struktur für den Fall, daß sich 1 bzw. 2 Atomlagen Kupfer auf der (100)-Oberfläche eines halbbunendlichen Nickeltkristalls befanden. Die Kupferatome der Grenzschicht erwiesen sich dabei ebenfalls als unmagnetisch ( $m_{\text{Cu}} < 0.02 \mu_B$ ), die Nickelatome hatten über 2 Atomlagen (von der Grenzfläche aus gezählt) ein gegenüber dem "bulk"-Wert reduziertes magnetisches Moment. Der volle Wert ( $m_{\text{Ni}} = 0.62 \mu_B$ ) wurde erst in der dritten Nickellage angenommen. Beide Rechnungen führen für die Nickelatome der Grenzschicht zwar auf eine Reduktion ihrer magnetischen Momente, eine völlige Unterdrückung zeigt sich nicht. Qualitativ stimmen die theoretischen Ergebnisse mit den Halleffektmessungen am CuNi-System überein, die die Existenz magnetischer Momente für eine Monolage Nickel auf Kupfer bestätigen (vgl. Abb. 9a, 10a). Dadurch werden auch die Experimente von Pierce und Siegmann /9/ ergänzt, die keine eindeutige Aussage über den Magnetismus einer Monolage Nickel auf Kupfer machen konnten.

Für CuNiCu-Sandwiches existieren keine Berechnungen. Deshalb werden die für kohärent modulierte CuNi-Strukturen durchgeführten theoretischen Untersuchungen (unter Vorbehalten) zum Vergleich mit den Meßergebnissen an den CuNiCu-Schichtpaketen herangezogen. Jarlborg und Freeman /28/ berechneten die elektronische und magnetische Struktur verschiedener modulierter CuNi-Systeme mit Hilfe der LMT0-Methode<sup>\*)</sup>. Hier interessieren nur die (in [100]-

\*) LMT0  $\hat{=}$  linear muffin tin orbital

Richtung) modulierten Strukturen  $\text{Ni}_1\text{Cu}_7$  und  $\text{Ni}_2\text{Cu}_6$  zum Vergleich mit den experimentell untersuchten Schichtpaketen  $\text{CuNi}(1 \text{ atola})\text{Cu}$  und  $\text{CuNi}(2 \text{ atola})\text{Cu}$ . Lokale Störungen aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten von Kupfer und Nickel wurden für die  $\text{Ni}_1\text{Cu}_7$ - und  $\text{Ni}_2\text{Cu}_6$ -CMS's<sup>\*)</sup> nicht berücksichtigt. Unter diesen Voraussetzungen finden Jarlborg und Freeman zwar ein starkes "quenching" des magnetischen Moments pro Nickelatom in den beiden Systemen, aber keine "toten" Nickellagen. Das  $\text{CuNi}(1 \text{ atola})\text{Cu}$ -Sandwich, das sich in den Hallmessungen als unmagnetisch erwies, zeigt also ein anderes Verhalten als die  $\text{Ni}_1\text{Cu}_7$ -CMS. Ursachen für die gegensätzlichen Ergebnisse sind u.U., daß im Experiment kein Einkristall verwendet wurde, daß die Periodizität fehlt, oder daß jedes Nickelatom wegen der Rauigkeit der Grenzfläche im Mittel mehr Kupfernachbarn hat als in einer idealen Grenzfläche. Die mit der Rauigkeit der Grenzfläche verbundene stärkere Wechselwirkung des Nickel mit dem umgebenden Kupfer könnte im Sinn einer Unterdrückung seines magnetischen Moments wirken.

Die theoretischen Arbeiten an CuNi-Systemen /11,29/ führen die Reduktion des magnetischen Moments von Nickel in der Grenzschicht zu Kupfer auf zwei Ursachen zurück. Einerseits ändert sich in der Grenzfläche der Verlauf der lokalen Zustandsdichte des Nickel als Funktion der Energie, und daraus ergibt sich eine Reduktion der LDOS<sup>\*\*)</sup> an der Fermikante. Andererseits nimmt der d-Charakter der Zustände bei  $\epsilon_F$  ( $\hat{=}$  Fermienergie) durch Hybridisierung des Nickel-d-Bandes mit dem Leitungsband von Kupfer ab. Beide Effekte bewirken eine Abnahme der Tendenz zum Magnetismus. Zusätzlich tritt ein Ladungstransfer ins d-Band auf. Da dieser sehr klein ist, kann er die gefundene Reduktion der Magnetisierung in der Grenzschicht nicht erklären /11/.

\*) CMS = coherent modulated structure

\*\*\*) LDOS = local density of states

Der Einfluß der neben Cu verwendeten Unterlagen Ag, Au, Mg, In und Sn auf einen dünnen Nickelfilm ist theoretisch bisher nicht untersucht worden. Folgende Aussage kann aber aus den Rechnungen am CuNi-System verallgemeinert werden: Das magnetische Verhalten des Nickel in der Grenzfläche zu einem anderen Metall hängt wesentlich von der Stärke der Hybridisierung zwischen dem d-Band des Nickel und dem Leitungsband des Substrats ab. Wird dabei als Folge das Stoner-Kriterium  $U \cdot N_0 > 1^{*)}$  verletzt, besitzt das Nickelatom kein magnetisches Moment. Die Meßergebnisse für Nickel auf Silber und Gold lassen keinen wesentlichen Unterschied zu denen auf Kupfer erkennen: Innerhalb der ersten Atomlage besitzt das Nickel magnetische Momente. Eine starke Änderung seines Verhaltens ergibt sich dagegen, wenn Magnesium als Unterlage gewählt wird. In dem Fall lassen sich magnetische Momente erst nachweisen, wenn die Dicke der Nickelschicht 3.3 Atomlagen beträgt. Wäre die Valenz des Unterlagenmaterials für dieses Verhalten ausschlaggebend, würde die Dicke der "toten" Nickellagen (deutlich) weiter anwachsen, wenn man z.B. von Magnesium zu Indium als Substrat übergeht. Experimentell bestätigte sich dies nicht. Die Dicke der "toten" Nickelschicht nimmt auf den mehrwertigen Metallen vom Magnesium zum Zinn nur minimal zu. Es fehlt eine Theorie, die das Verhalten des Nickel auf allen Edelmetallen quantitativ beschreibt und zusätzlich die fast konstante Dicke der "toten" Nickellagen auf den mehrwertigen Metallen erklärt. Insbesondere existiert bisher keine quantitative Erklärung dafür, warum Kupfer und Magnesium so unterschiedlich auf den Magnetismus des Nickel wirken.

Die theoretische Beschreibung allgemein von Metall/Ferromagnetsystemen erfordert, die für die Wechselwirkung

\*)  $U \hat{=}$  Coulomb-Wechselwirkung  
 $N_0 \hat{=}$  lokale d-Zustandsdichte an der Fermikante

zwischen Substrat und Ferromagnet entscheidenden Parameter jeweils abschätzen zu können. Z.B. fand Bergmann experimentell für Eisen auf Indium und Zinn schon bei Bedeckungen von 2 % einer Atomlage magnetische Momente /14/, Nickel ist auf den gleichen Metallen dagegen über größenordnungsmäßig 3 Atomlagen unmagnetisch. Solche Änderungen im magnetischen Verhalten eines "offenen" Sandwich's bei Wechsel des Ferromagneten auf einer bestimmten Metallunterlage können theoretisch bisher höchstens qualitativ vorhergesagt werden. Gleiches gilt für Aussagen über den Einfluß unterschiedlicher Metallunterlagen auf einen bestimmten Ferromagneten (s.o.).

#### §4 Edelmetall/Kobalt - Systeme

##### (A) Meßergebnisse

##### (1) Kobalt\_als\_„Oberflächenimpurity“

In den Experimenten mit Kobalt sollte u.a. das magnetische Verhalten möglichst einzelner Kobaltatome auf Edelmetalloberflächen untersucht werden. Der Effekt der dünnsten Kobaltbedeckung, die nur 2 % einer Atomlage betrug, mußte deshalb gut meßbar sein. Auf sehr dünnen (nicht magnetischen) Metallfilmen ruft selbst eine kleine Menge magnetischen Materials einen großen anomalen Hallwiderstand  $\Delta R_{xy}$  hervor, denn seine Größe wächst (i.a. quadratisch) mit dem ohm'schen Widerstand der Schicht an. Die Dicke der Edelmetallunterlagen betrug für die in diesem Paragraphen diskutierten Experimente etwa 20 Atomlagen ( $\approx 5$  nm). \*)

Nach jeder Kondensation wurde der Metallfilm einige Minuten lang bei 40 K "getempert". Diese Temperatur war einerseits so hoch, daß während der Hallmessungen bis zu 25 K keine Ausheilprozesse von Gitterfehlern mehr auftraten, andererseits war sie noch niedrig genug, daß die "Clusterung" der Kobaltatome über das statistische Maß hinaus klein blieb.

Die reinen Edelmetallunterlagen zeigen lineare Hallkurven [ $R_{xy}(B) \sim B$ ], die für gestörte Metalle ohne magnetische Momente typisch sind. Zwischen 5 K und 25 K sind die Hallwiderstandswerte praktisch temperaturunabhängig, die Steigung der Hallkurven ändert sich maximal um 0.8 %. In Abb. 12 ist der Effekt von 0.02 Atomlagen Kobalt auf einer Goldoberfläche dargestellt. Die Messungen, für Temperaturen

\*) Die Aufdampfung solch dünner (zusammenhängender) Edelmetallfilme erfordert eine Bekeimung (hier:  $\approx 0.5$  atola Pd).

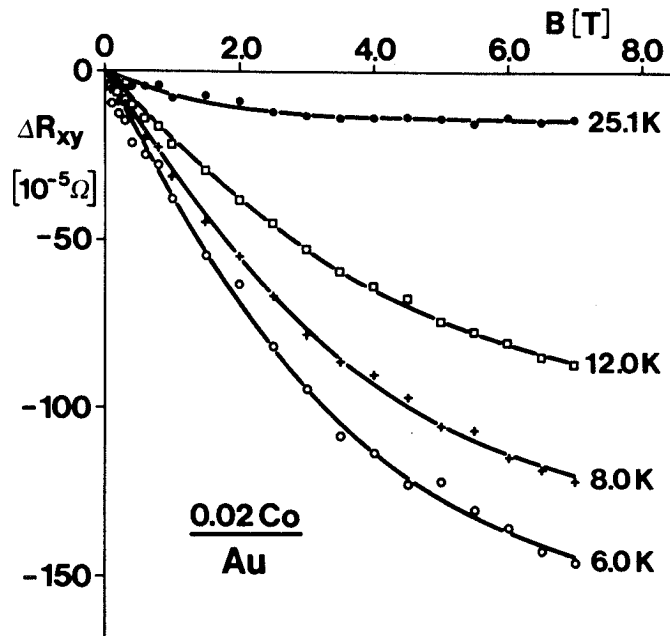


Abb.12

Werte des anomalen Hallwiderstandes als Funktion der Magnetfeldstärke für 0.02 Atomlagen Kobalt auf Gold, gemessen bei Temperaturen zwischen 6 K und 25.1 K. Die durchgezogenen Linien sind Brillouin-Funktionen, die jeweils an die Meßwerte angepaßt wurden

zwischen 6 K und 25.1 K durchgeführt, ergeben temperaturabhängige anomale Hallkurven. Selbst in dieser geringen Oberflächenkonzentration ist Kobalt auf Gold somit magnetisch. Das gleiche Ergebnis findet man auf Silber- und Kupferunterlagen. Wird die Dicke der Kobaltbedeckung erhöht, folgt für alle Edelmetall/Kobalt-Systeme qualitativ das gleiche Verhalten; sowohl in Abhängigkeit von der Kobaltdicke als auch als Funktion der Temperatur. Im folgenden wird als Beispielsystem deshalb nur das AgCo-Sandwich betrachtet. Abbildung 13 zeigt die anomalen Hallwiderstandswerte  $\Delta R_{xy}$ , aufgetragen gegen  $B/T$  (Magnetfeldstärke/Temperatur), für 0.02 Atomlagen Kobalt auf Silber. Da

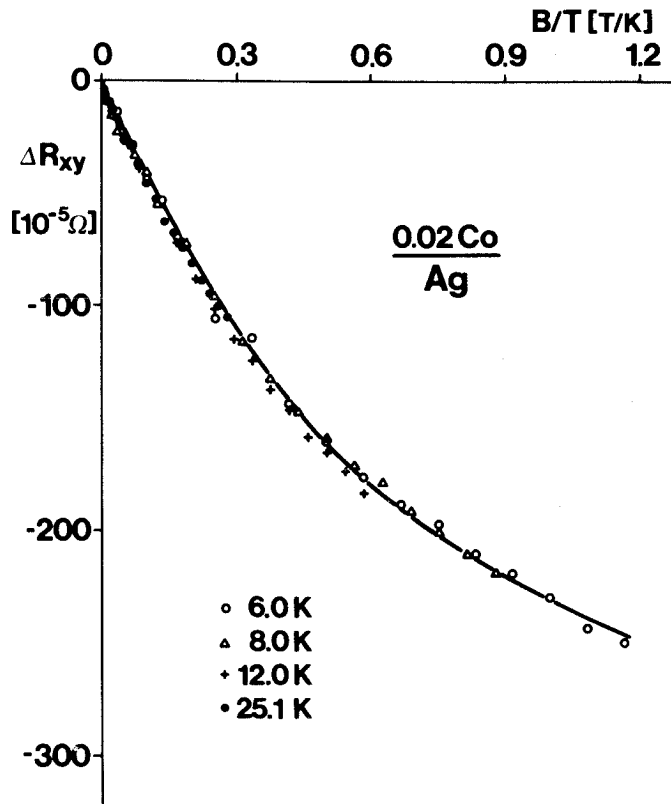


Abb.13

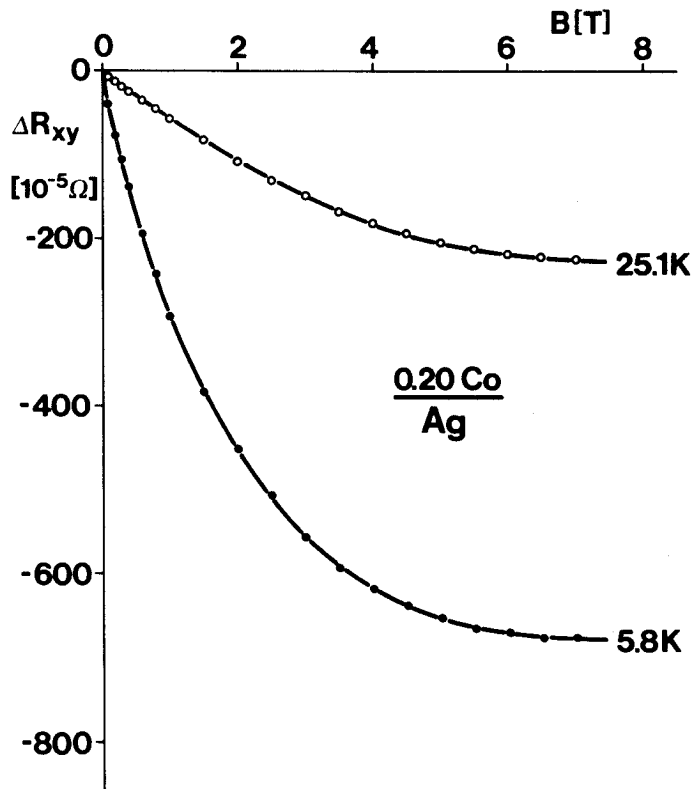
Auftragung des anomalen Hallwiderstandes als Funktion von  $B/T$  für 0.02 Atomlagen Kobalt auf Silber. An die universelle Kurve wurde eine Brillouin-Funktion angepaßt (durchgezogene Linie)

das Streuverhalten der Leitungselektronen an freien magnetischen Momenten nur vom Verhältnis  $B/T$  abhängt und die Meßpunkte  $\Delta R_{xy}$  für die verschiedenen Temperaturen (zwischen 6 K und 25.1 K) einer solchen universellen  $B/T$ -Kurve folgen, besitzt das Kobaltatom bzgl. der Streuung die Eigenschaften eines freien magnetischen Moments. Auf Silber bleibt dieses Verhalten bis zu Kobaltbedeckungen von einschließlich 10 % einer Atomlage erhalten. Die in Abb. 13 durchgezogene Kurve zeigt den Verlauf der Brillouin-Funktion zum Spin  $S=3$  und

Landé-Faktor  $g=2$  (vgl. Anhang 2, Bemerkung 2). Der sich daraus ergebende Wert des magnetischen Moments kann nicht unmittelbar dem einzelnen Kobaltatom zugeordnet werden. Der Grund liegt darin, daß die asymmetrische Streuung der Leitungselektronen an einer magnetischen Impurity ohne "Spin-Flip" (die in §2, (C) erläutert ist) nicht der einzige Beitrag zum anomalen Halleffekt ist. Gerade in kleinen Magnetfeldern oder bei hohen Temperaturen gewinnen die Streuprozesse, bei denen der Spin der beteiligten Leitungselektronen umklappt, für paramagnetische Momente an Bedeutung. Sie beeinflussen somit vor allem die Anfangssteigung der anomalen Hallkurven und können vernachlässigt werden, sobald  $\mu_B B > kT^*$ ) gilt. Die Existenz der "Spin-Flip" Streuprozesse ändert das universelle  $B/T$ -Verhalten nicht, aber der wahre Spin der magnetischen Impurity ist dann nicht mit dem Wert identisch, der sich für die Brillouin-Funktion bei Anpassung an die Meßpunkte ergibt.

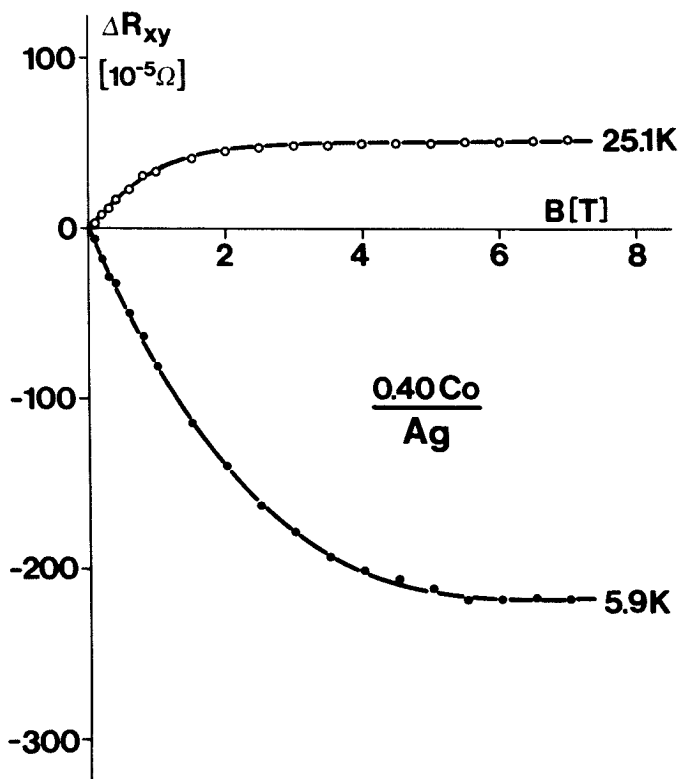
Die anomalen Hallkurven für Kobalt in Dicken von 0.2 bis 0.8 Atomlagen (s. Abb. 14a, 14b, 14c) lassen kein universelles Verhalten bzgl.  $B/T$  mehr erkennen. Sie sind noch stark temperaturabhängig, im Gegensatz zu den Hallkurven für Eisen auf Blei im gleichen Dickenbereich /14/. Der Vorzeichenwechsel des anomalen Hallwiderstandes, der von der Kobaltbedeckung und der Temperatur abhängt, wird im Anhang 1 etwas näher erläutert. Beträgt die Dicke des Kobaltfilms 1.6 Atomlagen, werden die anomalen Hallkurven zwischen 5.9 K und 25 K temperaturunabhängig (s. Abb. 15). Ihre Form zeigt, daß die Kobaltatome ferromagnetisch geordnet sind (vgl. §3, (A), (1)).

\*)  $\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$  (Bohrsches Magneton)  
 $k = 1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  (Boltzmannsche Konstante)



(a)

Anomaler Hallwiderstand, gemessen bei zwei Temperaturen (5.8 K und 25.1 K), für 0.2 Atomlagen Kobalt auf Silber als Funktion des Magnetfeldes

Abb.14

(b)

Anomale Hallkurven für 0.4 Atomlagen Kobalt auf Silber (Meßtemperaturen: 5.9 K und 25.1 K)

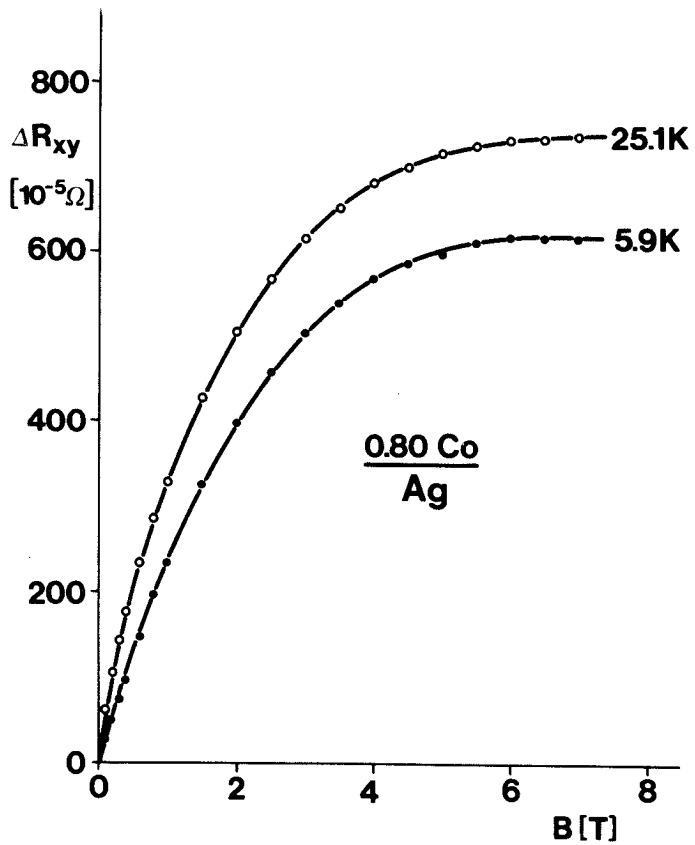


Abb. 14c

Auftragung des anomalen Hallwiderstandes für 0.8 Atomlagen Kobalt auf Silber, gemessen bei 5.9 K und 25.1 K, als Funktion des Magnetfeldes

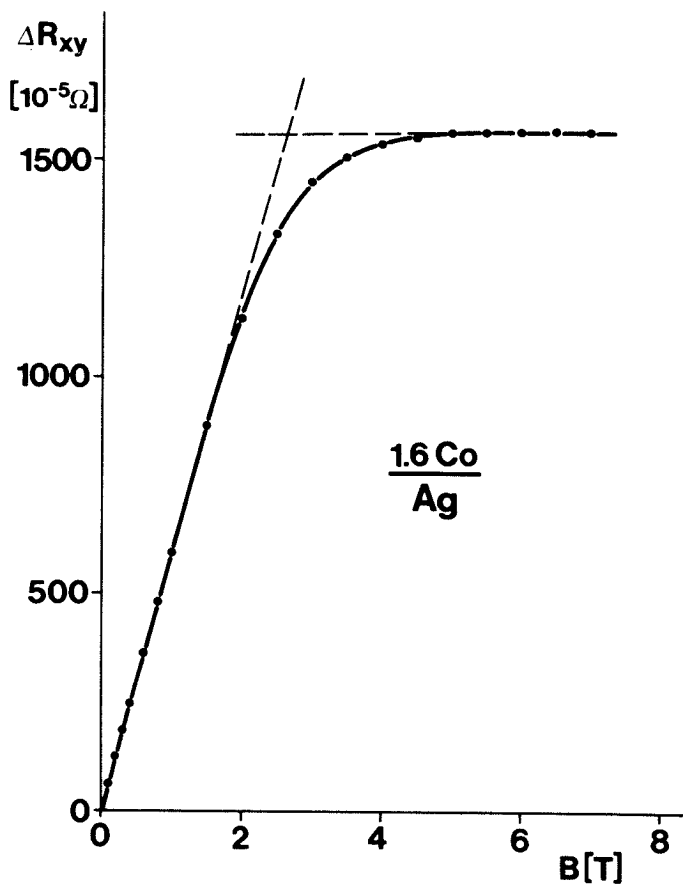


Abb. 15

Anomale Hallkurven für 1.6 Atomlagen Kobalt auf einem Silberfilm als Funktion des Magnetfeldes. Die Widerstandswerte bei 5.9 K und 25 K sind identisch

Die Ergebnisse der Messungen an den AuCo- und CuCo-Schichtpaketen unterscheiden sich nicht wesentlich von denen, die oben für Kobalt auf Silber beschrieben wurden. Alle Edelmetall/Kobalt-Sandwiches besitzen schon bei Kobaltdicken von 2 % einer Atomlage magnetische Momente. Sind die Kobaltfilme zwischen 0.8 und 1.6 Atomlagen dick, tritt ferromagnetische Ordnung auf.

## (2) Kobalt\_als\_"bulk\_Impurity"

Das Verhalten des Kobalt auf den Oberflächen der Edelmetalle in Abhängigkeit von seiner Dicke und der Temperatur ist im wesentlichen gleich. Deshalb genügt dort zu seiner Charakterisierung eine gemeinsame Beschreibung. Für die gelöste Kobaltimpurity dagegen ist bei jeder Edelmetallmatrix eine eigene Beschreibung notwendig.

CuCo-Legierungen besitzen selbst bei einem Kobaltanteil von 1.2 % keine magnetischen Momente. Dies folgt aus den linearen Hallkurven, die im betrachteten Temperaturbereich (zwischen 5 K und 23 K) fast temperaturunabhängig sind. Die Steigungswerte ändern sich maximal um 0.8 %, genau wie bei den reinen Edelmetallen.

Wird statt Kupfer Silber als Matrix für 1 % Kobalt gewählt, zeigen die nicht-linearen Beiträge der Hallkurven, daß magnetische Momente existieren. Abbildung 16 stellt den anomalen Anteil  $\Delta R_{xy}$  des Hallwiderstandes in Abhängigkeit von  $B/T$  für die AgCo-Legierung dar. Die für Temperaturen zwischen 5 K und 23 K gemessenen Werte liegen auf einer universellen Kurve. Einzelne Kobaltatome zeigen somit im Innern von Silber (ebenso wie auf seiner Oberfläche) das Verhalten freier, ungekoppelter magnetischer Momente. Die durchgezogene Linie in Abb. 16 folgt dem Verlauf der Brillouin-Funktion, die an die Meßwerte angepaßt wurde. Es läßt sich aus dem zu ihr gehörigen Wert des Spins aber keine unmittelbare Aussage über den der Kobaltimpurity gewinnen (s. §4, (A), (1)).

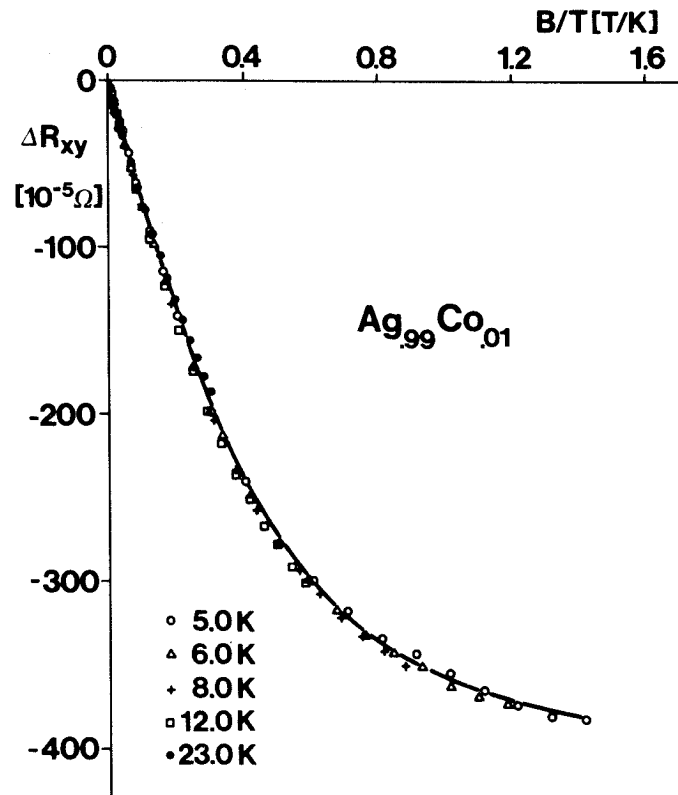


Abb.16

Werte des anomalen Hallwiderstandes für eine AgCo-Legierung mit 1 % Kobaltanteil, aufgetragen gegen  $B/T$ . Gemessen wurde bei fünf Temperaturen zwischen 5 K und 23 K. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der Brillouin-Funktion, die an die Meßpunkte angepaßt wurde

1 % Kobalt, gelöst in Gold, besitzt magnetische Momente. Dies folgt aus der Existenz anomaler, temperaturabhängiger Hallkurven für die AuCo-Legierung, ähnlich wie bei der AgCo-Legierung. Von den Edelmetallen wirkt nur Kupfer so auf einzelne, gelöste Kobaltatome, daß ihre magnetischen Momente unterdrückt werden.

## (B) Diskussion der Ergebnisse für Kobalt

Die Messungen an Kobalt zeigen, daß es in geringen Konzentrationen ( $\leq 5$  % einer Atomlage) auf den Edelmetalloberflächen das Verhalten freier, ungekoppelter Momente besitzt. Dies gilt bei gleicher Bedeckung ebenfalls für Eisen auf Pb-, In- und Sn-Oberflächen /14/. Unterschiede im magnetischen Verhalten von Eisen und Kobalt auf den jeweiligen Unterlagen folgen erst bei größeren Oberflächenkonzentrationen: Beträgt die Eisendicke etwa 0.2 bis 0.4 Atomlagen, sind die anomalen Hallkurven (für Magnetfeldstärken  $\geq 4$  T) praktisch temperaturunabhängig. Kobalt zeigt auf den Edelmetallen dagegen auch in diesem Dickenbereich ein noch stark temperaturabhängiges Verhalten, das aber nicht mehr dem freier magnetischer Momente entspricht. Die Werte ändern sich nicht proportional zu  $1/T$ . Die Annahme, daß verschieden große Kobalt-"Cluster" existieren, die untereinander nicht sehr stark gekoppelt sind, bietet eine Erklärungsmöglichkeit für die vorhandene Temperaturabhängigkeit. Erst bei ferromagnetischer Ordnung des Kobalt (bei Dicken von etwa 0.8 bis 1.6 atola) werden die anomalen Hallkurven zwischen 6 K und 25 K temperaturunabhängig.

Während einzelne Kobaltatome auf der Kupferoberfläche magnetische Momente besitzen, sind sie in einer CuCo-Legierung unmagnetisch. Die Tatsache, daß das magnetische Moment, selbst bei 1.2 % Kobaltanteil, unterdrückt ist, stimmt mit der Aussage von Tournier und Blandin /15/ überein, daß kleine Kobaltmengen ( $\approx 0.1$  %) in Kupfer unmagnetisch sind, während für größere Konzentrationen ( $> 2$  %) möglicherweise magnetische Momente existieren. Viele bereits früher durchgeführte Experimente an CuCo-Legierungen wurden mit Hilfe des Kondo-Modells gedeutet (vgl. Übersichtsartikel /30/; /31/). Je nachdem, welche physikalische Eigenschaft in den Experimenten gemessen worden war, ergaben sich Kondo-Temperaturen  $T_K$  zwischen 200 K und 1000 K. Die Temperaturunabhängigkeit der

Hallkurven bis 25 K, die für die hier untersuchten CuCo-Legierungen gefunden wurde, ist mit diesen hohen  $T_K$ -Werten vereinbar.

Podloucky et al. /17/ führten Berechnungen der elektronischen Struktur isolierter, magnetischer 3d-Impurities in idealen Kupfer- und Silberkristallen durch. Sie fanden (unter Verwendung der Korringa-Kohn-Rostoker [KKR] Green's Funktionsmethode in lokaler Spin-Dichte-Näherung), daß die Tendenz zur Bildung des magnetischen Moments auf Kobalt zunimmt, wenn es statt in Kupfer in Silber gelöst ist. Obwohl die Voraussetzungen der Theorie in den Experimenten dieser Arbeit nicht erfüllt sind, da stark gestörte Filme aufgedampft wurden, stimmen die Ergebnisse der Messungen an den Legierungen mit 1 % Kobaltanteil mit denen der Rechnungen überein: 1 % Kobalt in Silber besitzt magnetische Momente, die entsprechende Kupferlegierung ist unmagnetisch.

Die anomalen, temperaturabhängigen Hallkurven für die 1 %-igen, abschreckend kondensierten AuCo-Legierungen zeigen, daß Kobalt dort magnetische Momente besitzt. Dies stimmt nicht mit den Aussagen von Boucaï et al. /16/ überein, die Magnetisierungsmessungen an AuCo-Legierungen durchführten, die aus der Schmelze hergestellt waren. Sie fanden eine kubische Konzentrationsabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung und folgerten daraus, daß isolierte Kobaltatome und Kobaltpaare bei tiefen Temperaturen keine magnetischen Momente besitzen und erst Dreiergruppen aus Kobaltatomen magnetisch sind. In den abschreckend kondensierten Metallfilmen ist der Anteil der Dreier-"Cluster", die entsprechend der statistischen Verteilung entstehen, klein. Die Deutung von Boucaï et al. ist deshalb für diese Schichten wahrscheinlich nicht zutreffend. Vielleicht hat aber der hohe Störgrad der abschreckend kondensierten Metallfilme zur Folge, daß die Bildung magnetischer Momente begünstigt wird.

## §5 Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit diskutierten Experimente zeigen, daß die Existenz magnetischer Momente in dünnen Metallfilmen mit hohem Störgrad empfindlich mit Hilfe des anomalen Halleffekts nachgewiesen werden kann. Zusätzliche Information gibt seine Temperaturabhängigkeit, die in direktem Zusammenhang mit der der magnetischen Momente steht.

Die Frage, wie eine nichtmagnetische Metallunterlage den Magnetismus eines dünnen Ferromagneten beeinflusst, wurde an Nickel auf verschiedenen Substraten untersucht. Es zeigte sich, daß die mehrwertigen Metallunterlagen eine deutlich andere Wirkung haben als die Edelmetalle. Für Nickel auf den Oberflächen von Magnesium, Indium und Zinn läßt sich über etwa 2.5 bis 3 Atomlagen kein Magnetismus nachweisen. Die Valenz dieser Metallunterlagen hat dabei nur minimal Einfluß auf die Dicke der magnetisch "toten" Nickelschicht. Im Unterschied zu den Ergebnissen auf den mehrwertigen Substraten kommt es auf Kupfer, Silber und Gold nicht zur Unterdrückung der magnetischen Momente von Nickel. Es stellen sich somit für die Theorie zwei interessante Probleme: Einerseits sollte das Verhalten des Nickel auf den mehrwertigen Metallen in den Rechnungen reproduzierbar sein, andererseits ist zu klären, warum Magnesium und Kupfer so unterschiedlich auf den Magnetismus des Nickel wirken. Bisher wurden nur für das CuNi-System Rechnungen durchgeführt. Diese ergeben, daß der Hybridisierungsgrad als entscheidender Parameter das Verhalten des Ferromagneten in der Grenzschicht bestimmt. Zum Verständnis der beobachteten Effekte sind weitere selbstkonsistente Bandberechnungen notwendig.

Das magnetische Verhalten einzelner Oberflächenimpurities wurde in Experimenten an Edelmetallen mit extrem geringer

Kobaltbedeckung untersucht und mit den Ergebnissen für etwa 1 % Kobalt im Innern der Edelmetalle verglichen. Schon in Bedeckungen von nur 0.02 Atomlagen besitzt Kobalt auf den Oberflächen von Kupfer, Silber und Gold magnetische Momente. Diese ordnen ferromagnetisch, wenn die Kobaltdicke auf 0.8 bzw. 1.6 Atomlagen erhöht wird (der genaue Wert hängt vom Substrat ab). Auf allen Edelmetallen zeigt Kobalt in der dünnsten Bedeckung (0.02 Atomlagen) das paramagnetische Verhalten freier, ungekoppelter Momente. Es findet sich ebenfalls in Legierungen aus 1 % Kobalt und Silber bzw. Gold. Lediglich die Kupferlegierung nimmt eine Sonderstellung ein: selbst bei 1.2 % Kobaltanteil ist sie unmagnetisch. Das CuCo-System ist somit ein Beispiel dafür, daß einzelne Kobaltatome an der Oberfläche und im Innern deutlich unterschiedliche magnetische Eigenschaften besitzen.

## Anhang 1

Die Messungen an den "offenen" Edelmetall/Nickel-Sandwiches ergeben (s. Abb. 10a, 10b, 10c), daß der anomale Hallwiderstand dort bei kleinen Nickeldicken das entgegengesetzte Vorzeichen hat wie im "bulk" Ferromagneten <sup>\*</sup>). Auf Kupfer z.B. findet man das negative "bulk" Vorzeichen erst bei Nickelbedeckungen von etwa 3.8 Atomlagen, für kleinere Dicken ist  $R_{xy}(0)$  positiv. Es fragt sich, ob dieser Vorzeichenwechsel eine Besonderheit des Nickel auf Edelmetalloberflächen ist. Offensichtlich tritt er nicht auf, wenn Nickel auf die Oberflächen mehrwertiger sp-Metalle (wie Mg, In oder Sn) gedampft wird. Zu Vergleichszwecken wurden die anderen 3d-Ferromagnete, Kobalt und Eisen, ebenfalls auf Kupfer untersucht. Die Ergebnisse,  $R_{xy}(0)$  als Funktion der Kobalt- bzw. Eisendicke, sind in den Abb. 17 und 18 dargestellt (vgl. auch Abb. 14a, 14b, 14c). Eisen, dessen anomaler Halleffekt im "bulk" ein positives Vorzeichen hat, entspricht in seinem Verhalten dem von Nickel auf Kupfer (vgl. Abb. 18 und Abb. 10a). Selbst der Dickenbereich, in dem das "falsche" Vorzeichen existiert, ist etwa gleich groß (Die "Umschlagsdicke" für Eisen beträgt etwa 3.3 Atomlagen) <sup>\*\*</sup>).

<sup>\*</sup>) Die Vorzeichen des anomalen Halleffekts in den reinen Ferromagneten sind für:

|        |   |
|--------|---|
| Nickel | - |
| Kobalt | + |
| Eisen  | + |

<sup>\*\*</sup>) Aus diesen Meßergebnissen folgt aber nicht notwendig, daß die Atome in jeder der etwa drei Atomlagen zum "falschen" Vorzeichen des anomalen Hallwiderstandes beitragen. Es ist ebenso möglich, daß die Umkehr des Vorzeichens nur in der ersten Atomlage des Ferromagneten auftritt (z.B. infolge der Wechselwirkung mit dem nicht magnetischen Substrat) und wegen der endlichen freien Weglänge der Elektronen in nachfolgende Atomlagen übertragen wird.

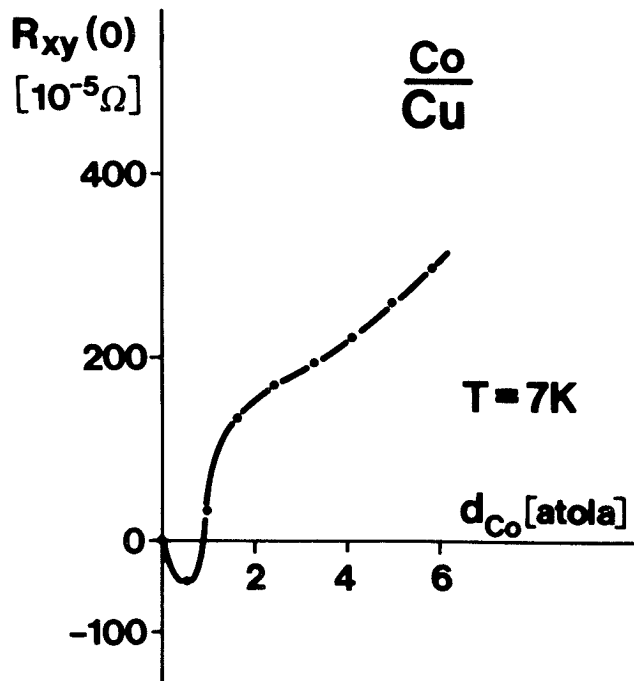


Abb.17

Sättigungswert  $R_{xy}(0)$  des anomalen Hallwiderstandes als Funktion der Dicke von Kobalt auf Kupfer (Meßtemperatur: 7 K)

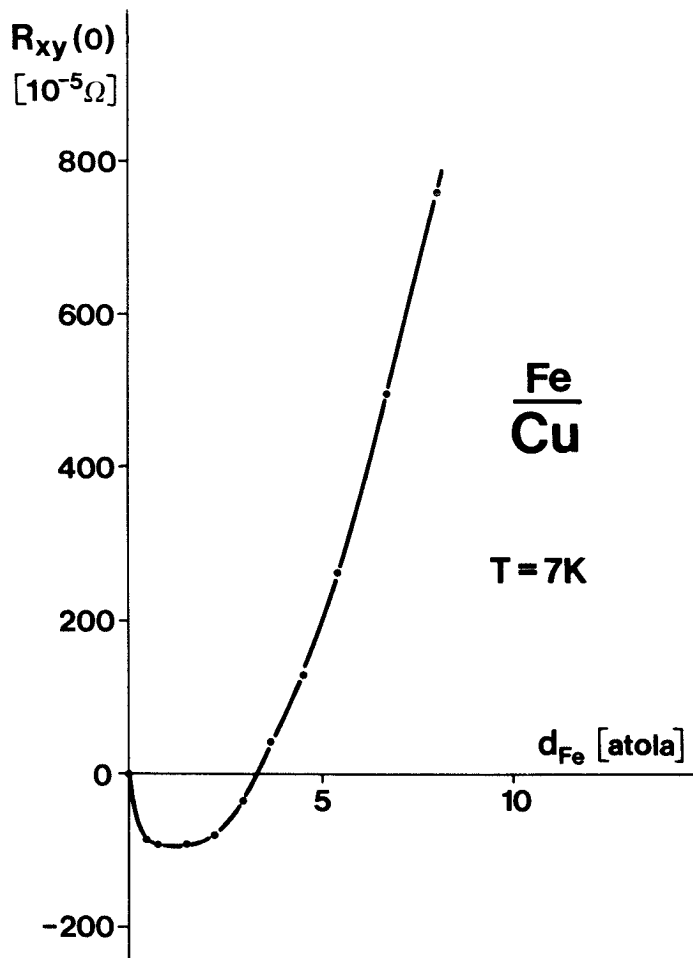


Abb.18

Sättigungswert  $R_{xy}(0)$  als Funktion der Eisendicke auf Kupfer, gemessen bei 7 K

Für Kobalt (Abb. 17) ergibt sich qualitativ das gleiche Verhalten, allerdings existiert das "falsche" negative Vorzeichen von  $R_{xy}(0)$  nur bei deutlich kleineren Dicken.

Offensichtlich ist das Auftreten des Vorzeichenwechsels in  $R_{xy}(0)$  keine Besonderheit des Nickel. Aber auch die Edelmetallunterlage ist dafür nicht allein entscheidend. Für Eisen auf der Oberfläche von Blei, Indium und Zinn /14/ fand Bergmann denselben Effekt. Der Bereich, in dem der anomale Hallwiderstand das dem "bulk" entgegengesetzte Vorzeichen besitzt, beschränkt sich dabei allerdings auf sehr kleine Bedeckungen (bis 0.1 Atomlagen). Die bisherigen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: wenn die erste Atomlage einer ferromagnetischen Substanz auf der Oberfläche eines nicht magnetischen Substrats bereits magnetische Momente enthält, ändert  $R_{xy}(0)$  bei einer bestimmten Dicke sein Vorzeichen.

Die physikalische Ursache dieses Effekts ist nicht klar. Insbesondere ist nicht verstanden, warum der Existenzbereich des "falschen" Vorzeichens für die verschiedenen Ferromagnete und unterschiedlichen Substrate so stark variiert. Ein wichtiger Grund könnte die Hybridisierung der d-Wellenfunktion in der Grenzfläche sein. Auf jeden Fall liegt für die ferromagnetischen Atome eine starke Störung der räumlichen Symmetrie ihrer Wellenfunktionen vor.

Besonders erstaunlich ist, daß der anomale Halleffekt des CuNi(2 atola)Cu-Sandwich's das negative "bulk" Vorzeichen besitzt (s. Abb. 11).  $\Delta R_{xy}(B)$  ist für CuNi(2 atola), ohne Kupferbedeckung, dagegen positiv. Vermutlich wird die stark gestörte Symmetrie der Wellenfunktion der Nickelatome durch die zweite Kupferschicht partiell rückgängig gemacht.

Anhang 2Bemerkung 1

In Einzelexperimenten deutete sich an, daß die Dicke der magnetisch "toten" Nickellagen eventuell zunimmt, wenn der Störgrad des Metallfilms abnimmt. Man kann aber nur mit Vorsicht von einer solchen Tendenz sprechen, denn "abnehmender Störgrad" beinhaltet experimentell, daß eine dickere Metallunterlage gewählt werden muß. Das reduziert aber die relative Genauigkeit der Messung.

Bemerkung 2

Für ein System wechselwirkungsfreier atomarer Momente, die sich (bei Berücksichtigung der Richtungsquantelung der magnetischen Momente) frei in einem äußeren Magnetfeld einstellen, läßt sich die Ausrichtwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Feldstärke und Temperatur berechnen. Sie wird durch die Brillouin-Funktion beschrieben:

$$B(\alpha) = \frac{2S+1}{2S} \coth\left(\frac{2S+1}{2S} \cdot \alpha\right) - \frac{1}{2S} \coth\left(\frac{1}{2S} \cdot \alpha\right)$$

mit

$$\alpha = \frac{S \cdot g \cdot \mu_0 \mu_B H}{kT}$$

$S \quad \hat{=}$  Gesamtdrehimpuls

$g \quad \hat{=}$  Landé-Faktor

$\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$

$\mu_0 = 1.2566 \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$

$k = 1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

Literatur

- /1/     Rau, C.; Sizmann, R.  
        Phys. Lett. 43A, 317 (1973)
- /2/     Eichner, S.; Rau, C.; Sizmann, R.  
        J. Mag. Mag. Mat. 6, 204 (1977)
- /3/     Landolt, M.; Campagna, M.  
        Phys. Rev. Lett. 38, 663 (1977)
- /4/     Shinjo, T.; Matsuzawa, T.; Takada, T.; Nasu, S.;  
        Murakami, Y.  
        Phys. Lett. 36A, 489 (1971)
- /5/     Wang, C.S.; Freeman, A.J.  
        Phys. Rev. B21, 4585 (1980)
- /6/     Jepsen, O.; Madsen, J.; Andersen, O.K.  
        to be published
- /7/     Liebermann, L.; Clinton, J.; Edwards, D.M.;  
        Mathon, J.  
        Phys. Rev. Lett. 25, 232 (1970)
- /8/     Gradmann, U.  
        J. Mag. Mag. Mat. 6, 173 (1977)
- /9/     Pierce, D.T.; Siegmann, H.C.  
        Phys. Rev. B9, 4035 (1974)
- /10/    Wang, D.S.; Krakauer, H.; Freeman, A.J.  
        J. Appl. Phys. 52, 2502 (1981)
- /11/    Tersoff, J.; Falicov, L.M.  
        Phys. Rev. B25, 2959 (1982)
- /12/    Bergmann, G.  
        Phys. Rev. Lett. 41, 264 (1978)

- /13/ Meservey, R.; Tedrow, P.M.; Kalvey, V.R.  
Solid State Commun. 36, 969 (1980)
- /14/ Bergmann, G.  
to be published
- /15/ Tournier, R.; Blandin, A.  
Phys. Rev. Lett. 24, 397 (1970)
- /16/ Boucaï, E.; Lecoanet, B.; Pilon, J.; Tholence, J.L.;  
Tournier, R.  
Phys. Rev. B3, 3834 (1971)
- /17/ Podloucky, R.; Zeller, R.; Dederichs, P.H.  
Phys. Rev. B22, 5777 (1980)
- /18/ Bergmann, G.  
Phys. Rev. B7, 4850 (1973)
- /19/ Bergmann, G.  
Phys. Rev. B23, 3805 (1981)
- /20/ Anderson, P.W.  
Phys. Rev. 124, 41 (1961)
- /21/ Fert, A.; Jaoul, O.  
Phys. Rev. Lett. 28, 303 (1972)
- /22/ Bergmann, G.  
Physics today (August, 1979)
- /23/ Hurd, C.M.  
"The Hall Effect in Metals and Alloys"  
(Plenum Press, New York, 1972)
- /24/ Chien, C.L.; Westgate, C.R.  
"The Hall Effect and its Applications"  
(Plenum Press, New York, 1980)

- /25/ Fert, A.; Friederich, A.; Hamzic, A.  
J. Mag. Mag. Mat. 24, 231 (1981)
- /26/ Bergmann, G.  
Solid State Commun. 18, 897 (1976)
- /27/ Koepke, R.; Bergmann, G.  
Z. Phys. B21, 185 (1975)
- /28/ Jarlborg, T.; Freeman, A.J.  
J. Appl. Phys. 52, 1622 (1981)
- /29/ Jarlborg, T.; Freeman, A.J.  
Phys. Rev. Lett. 45, 653 (1980)
- /30/ Daybell, M.D.; Steyert, W.A.  
Rev. Mod. Phys. 40, 380 (1968)
- /31/ Lang, D.V.; Lo, D.C.; Boyce, J.B.; Slichter, C.P.  
Phys. Rev. B9, 3077 (1974)