

Magnetowiderstand polykristalliner Kobalt-Filme:

Einfluss von Domänen, Spinwellen, Geometrie und p^+ -Si Substrat

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Woosik Gil

aus Kyungpook, Südkorea

Hamburg
2004

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. J. Kötzler PD. Dr. D. Grundler
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. J. Kötzler Prof. Dr. H. P. Oepen
Datum der Disputation:	25. 01. 2005
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Dr. A. Chudnovskiy
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. R. Wiesendanger
Dekan des Fachbereichs Physik:	Prof. Dr. G. Huber

Zusammenfassung

Die für die Anwendungen interessanten Effekte in Ferromagneten, z.B. Magnetowiderstand (MR) und „extraordinary“ Hall-Effekt (EHE), beruhen auf der Spin-Bahn-Kopplung, die meistens näherungsweise mit berechneten Bandstrukturen erklärt wird. In dieser Arbeit wurden der anisotrope MR (AMR) und der Hall-Effekt an 5nm bis 200nm dünnen polykristallinen Kobalt-Filmen in Feldern bis zu 120kOe zwischen 78K und 350K studiert. Die Filme wurden mittels DC-Magnetron Sputtering auf isolierenden Substraten sowie - wegen Interesse an Grenzflächen-Effekten in Ferromagnet/Halbleiter-Übergängen - auch auf p⁺-Silizium abgeschieden.

Durch den temperaturabhängigen Nullfeldwiderstand, den normalen Hall-Widerstand und durch die AFM-Aufnahme wurde die dominierende Störstellen-Streuung in den Körnern identifiziert. An Kobalt auf p⁺-Si wurde der kürzlich als ‚Channel-Switching‘ bezeichnete Widerstandsabfall oberhalb von 200K erstmals quantitativ mit dem thermisch aktivierten Transport über die Schottky-Barriere beschrieben. Mit dem daraus aufgebauten Zweischicht-Modell wurden die oberhalb von 250K beobachteten neuen Effekte, die starken Änderungen der beiden Hall-Effekte und des Lorentz-MR bei hohen Feldern, sowie die Inversion, d.h. den Vorzeichenwechsel des AMR, sehr gut beschrieben.

An Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten zeigten der MR und der Hall-Effekt eine Reihe neuer Effekte, die nur teilweise aufgeklärt wurden. Die durch den temperaturabhängigen EHE erstmals gelieferte intrinsische Hall-Leitfähigkeit von Kobalt stimmt größenordnungsmäßig mit dem erst kürzlich *ab initio* für Eisen über die Berry-Phase an der Fermi-Grenze numerisch berechneten Wert überein. Der magnetfeldabhängige MR im Domänenbereich wurde mittels SQUID-Magnetisierungsmessungen in den drei Hauptrichtungen und mit der Domänenstruktur erklärt. Mit zunehmender Filmdicke wächst eine durch Magnetkraftmikroskopie nachgewiesene, zur Ebene senkrechte Magnetisierungskomponente, die einen Wechsel des AMR zwischen 20nm und 200nm verursacht. Ein weiteres Verständnis des in dieser Arbeit erstmals an Kobalt-Filmen realisierten „geometrischen“ Size-Effektes, dass der AMR im zur Filmebene senkrechten Feld doppelt so groß wie der im Feld in der Ebene ist, verspricht mögliche Anwendungen des AMR bei sehr kleinen Magnetfeldern ($\leq 20\text{Oe}$).

Abstract

For the technical applications, the interesting effects in ferromagnets, e.g. magnetoresistance (MR) and extraordinary Hall-effect (EHE), depend on the spin-orbit-coupling that is explained usually with approximately calculated band structures. In this work, the anisotropic MR (AMR) and the Hall-effect on the 5nm-200nm thin polykristalline Cobalt-films in fields up to 120kOe are studied between 78K and 350K. The films were deposited via DC-Magnetron Sputtering on isolating substrates as well as - from the interest in interface effects in ferromagnet/semiconductor-transitions - also on p⁺-Silicon.

Through the temperature dependent zero field resistance, the normal hall-resistance and through the AFM-topology the dominating impurity scattering within the grains was identified. In Cobalt on p⁺-Si the resistance drop recently designated as ‘Channel-Switching’ above of 200K could be quantitatively described for the first time on the basis of the thermally activated transport over the Schottky-barrier. With the two-layer model constructed from that, new observed effects above 250K, which are the strong changes of both Hall-effects and of the Lorentz-MR in high fields, as well as the inversion that means the change of the AMR, could be very well described.

In Cobalt-films on isolating substrates the MR and the EHE showed some new effects which are only partially enlightened. The intrinsic Hall-conductivity of Cobalt delivered for the first time through the temperature dependence of EHE, agrees in the same order of magnitude with the value that was first recently *ab initio* numerically calculated for iron over the Berry-phase at the Fermi-boundary. The magnetic field dependent MR in the domain area was explained with SQUID-magnetization measurements in the three principal directions and with the domain structures. With increasing thickness of the films, a magnetization component arises perpendicular to the plane, which is proved through the magnetic force microscope and causes a change of the AMR between 20nm and 200nm. A further understanding for the “geometric” size-effect of the AMR which is realized for the first time in this work in cobalt-films, i.e. AMR in the perpendicular field to the plane is twice greater than that in fields in the plane, look set to become possible uses of the AMR in very little magnetic fields ($\leq 20\text{Oe}$).

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Experimentelles	9
2.1	Kobalt-Filme	10
2.1.1	Präparation	10
2.1.2	Röntgendiffraktometrie	12
2.1.3	Rasterkraftmikroskopie (AFM)	13
2.2	Widerstands-Messplatz	17
2.2.1	Vier-Punkt-Messmethode	17
2.2.2	Temperaturvariable Messung	20
2.2.3	Magnetfeldvariation	22
2.3	Magnetische Charakterisierung	26
2.3.1	Ferromagnetische Resonanz	26
2.3.2	SQUID-Magnetometrie	30
2.3.3	Magnetkraftmikroskopie	32
3	Kobalt-Filme auf isolierenden Substraten	35
3.1	Temperaturabhängiger Widerstand	36
3.2	Normaler und spontaner Hall-Effekt	40
3.2.1	Normaler Hall-Effekt	41
3.2.2	Spontaner Hall-Effekt	42
3.3	Spinwellen-Magnetowiderstand	45
3.4	Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)	49
3.4.1	„In-plane“ Magnetowiderstand	49
3.4.2	Einfluß der Domänenstruktur	53
3.4.3	Magnetowiderstand im senkrechten Feld	58
3.5	Diskussion	62

4	Dünne Kobalt-Filme auf p⁺-Si	65
4.1	Charakterisierung des p ⁺ -Si-Wafers	66
4.1.1	Temperaturabhängige Leitfähigkeit	66
4.1.2	Hall-Effekt	67
4.1.3	Magnetowiderstand	68
4.2	Zweischicht-Modell mit Schottky-Barriere	70
4.2.1	Temperaturabhängiger Widerstand	70
4.2.2	Hall-Widerstand	73
4.2.3	Lorentz-Magnetowiderstand	77
4.3	Inversion des anisotropen Magnetowiderstands (AMR)	80
4.3.1	„In-plane“ Magnetowiderstand	80
4.3.2	Magnetowiderstand im senkrechten Feld	84
5	Zusammenfassung	90
A	Geräte-Daten	94
B	Ergänzende Abbildungen	95
	Literaturverzeichnis	105
	Abbildungsverzeichnis	112
	Tabellenverzeichnis	118

Kapitel 1

Einführung

Elektronen besitzen eine elektrische Ladung und ein magnetisches Spinmoment. Diese Eigenschaften der Elektronen werden in der Sensorik für die schnelle Umwandlung eines magnetischen in ein elektronisches Signal benutzt, z.B. durch die Magnetfeldabhängigkeit des elektrischen Widerstands eines Ferromagneten. Der Magnetowiderstand, d.h. die Änderung des elektrischen Widerstands bei einem angelegten Magnetfeld, wurde 1857 von Thompson erstmals im Eisen gefunden [Tho57]. Im Ferromagneten ist dieser Effekt stark von der Richtung der lokalen Magnetisierung relativ zum Strom abhängig und wird anisotroper Magnetowiderstand „AMR“ („*anisotropic magnetoresistance*“) genannt. Etwa ein Jahrhundert lang wurde dieser Effekt nicht praktisch angewendet. Mit der Entwicklung moderner Dünnschicht-Herstellungsmethoden und Halbleitertechnologien wurde der Magnetowiderstands-Effekt bei der Entwicklung von Lese- und Schreibköpfen in den Speichermedien und in der Sensorik [Ciu92] genutzt [TRM75]. Mit der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands „GMR“ („*giant magnetoresistance*“) im Jahr 1988 in ferro-/non-ferro-/ferromagnetischen-Multischichtsystemen wurde die Entwicklung der Sensorik in den Speichermedien beschleunigt [BBF88, BGS89]. Für die hochdichte Speicherkapazität verspricht der „TMR“ („*tunnel magnetoresistance*“) noch mehr Anwendungspotential. Aufgrund des spinabhängigen Tunnelprozesses ist der TMR-Effekt, bei dem der Strom senkrecht zur Filmebene über eine Multilagenschicht fließt, größer als der normale GMR-Effekt. Außerdem sind viele Forscher aktiv im Hinblick auf neuartige magnetoelektronische Anwendungen: z.B. Spin-Transistor in Ferromagnet/Halbleiter/Ferromagnet-Hybridstrukturen [Gru01] und LED in Spin-Elektronik [IBM].

Der Ferromagnet Kobalt (Co) ist interessant für Anwendungen in Speicherme-

dien und wird in ferromagnetischen Legierungen, Nanopartikeln [WSW03] und in der Spin-Elektronik [IBM] eingesetzt. In der Anwendung werden polykristalline Filme aufgrund des einfachen Herstellungsverfahrens mittels Sputtering [IBM] sowohl auf isolierenden als auch auf halbleitenden Substraten bevorzugt. Darum ist es interessant, Transporteigenschaften an polykristallinen Kobalt-Filmen zu untersuchen.

Außer dem Anwendungspotential besteht auch großes Interesse an den physikalischen Grundlagen der Magnetowiderstands-Effekte. Trotz der schnellen Entwicklung der Anwendungen mit magnetoresistiven Effekten gilt der anisotrope Magnetowiderstand (AMR) in dünnen ferromagnetischen Filmen auch heute als noch nicht vollständig verstanden. Bekannt ist der klassische *Lorentz-Magnetowiderstand* in Metallen. Er ist positiv und proportional zum Quadrat des Produktes der Zyklotronfrequenz ω_e und der Relaxationszeit τ_e der Elektronen. Der Betrag des Lorentz-MR ist etwa 0.1% bei 20 kOe und in der Regel für Metalle viel kleiner als der des AMR. Da die Relaxationszeit τ_e bei tiefen Temperaturen größer wird, kann der Betrag des Lorentz-MR bei sehr starken Magnetfeldern mit dem AMR im reinen Ferromagneten vergleichbar werden.

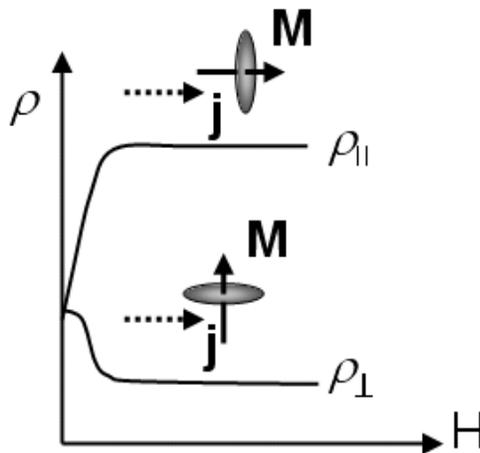


Abbildung 1.1: Schematisches Bild für AMR bei der Sättigung durch die Spin-Bahn-Kopplung.

Der *anisotrope Magnetowiderstand* ist vom Winkel θ der lokalen Magnetisierung relativ zum angelegten Strom abhängig (Abb. 1.1). Die Magnetisierung ist wiederum mit der Kristallachse gekoppelt. Darum ist der AMR in ferromagneti-

schen Einkristallen auch von der Richtung des Stroms relativ zur Kristallachse abhängig [BD39]. Der Ansatz für den AMR im polykristallinen Ferromagneten ergibt sich aus der Mittelung über alle Kristallachsen wie folgt [BD39, MP75]:

$$\rho = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\cos^2\theta, \quad (1.1)$$

ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} sind die Widerstände im Sättigungsfeld jeweils parallel zum Strom ($j \parallel \vec{M} \parallel \vec{H}$) und senkrecht zum Strom ($j \perp \vec{M} \parallel \vec{H}$) (siehe Abb. 1.1).

Mikroskopisch beruht der anisotrope Magnetowiderstand in Ferromagneten auf der *s-d-Streuung* und der *Spin-Bahn-Kopplung* [MP75]. Die *s-d-Streuung* in den 3d-Übergangsmetallen schlug N.F. Mott 1936 vor, bevor die Rechnung für die Bandstruktur (Abb. 1.2) der Übergangsmetalle erschien [Mot36]: Da die effektive Elektronen-Masse der 3d-Zustände viel größer als die der 4s-Zustände ist, wird der Strom wesentlich durch die leichten 4s-Elektronen getragen. Unter der Annahme, dass die inelastische Magnonen-Streuung vernachlässigbar ist, kann der Transport durch Spin-Up (\uparrow) und -Down (\downarrow)-Elektronen als voneinander unabhängig angenommen werden („*two-current-model*“). Dieses Modell erklärt, warum der Widerstand der Übergangsmetalle bei tiefer Temperatur kleiner als der bei hoher Temperatur ist. Nach dem Two-Current-Modell kann die durch

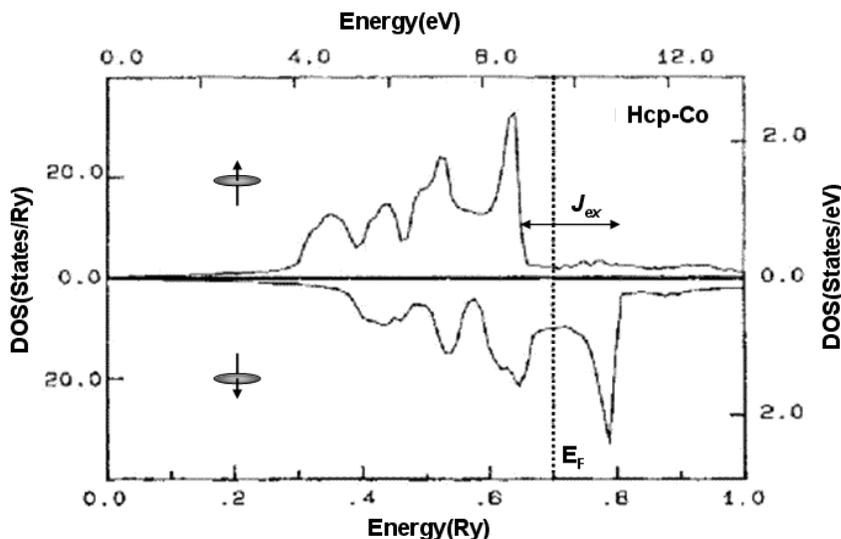


Abbildung 1.2: Eine berechnete Bandstruktur von hcp-Co [Pap86] mit unterschiedlicher Besetzung (Austausch-Aufspaltung J_{ex}) der 3d-Zustände für Spin-Up (\uparrow) und Spin-Down (\downarrow) unterhalb des Fermi-Niveaus (E_F).

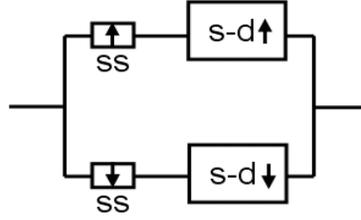


Abbildung 1.3: Two-Current-Modell nach Mott für die s-d-Streuung.

die s-s- und s-d-Streuung der Spin-Up (\uparrow) und -Down (\downarrow)-Elektronen bestimmte spezifische Leitfähigkeit σ wie folgt beschrieben werden [MP75]:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau}{m^*} = \frac{1}{\rho_{ss} + \rho_{sd\uparrow}} + \frac{1}{\rho_{ss} + \rho_{sd\downarrow}}, \quad (1.2)$$

wobei n_e die 4s-Elektronendichte, e die Ladung, m^* die effektive Masse der freien 4s-Elektronen und τ die Relaxationszeit der Elektronen durch die s-s und die s-d-Streuung sind. Die Relaxationszeit $\tau = \tau_{\uparrow} + \tau_{\downarrow}$ ist von der Streu-Wahrscheinlichkeit der beiden Spinsorten an der Fermi-Kante $\tau_{\uparrow(\downarrow)}^{-1} = \tau_{ss\uparrow(\downarrow)}^{-1} + \tau_{sd\uparrow(\downarrow)}^{-1}$ abhängig. Ein schematisches Bild für das Two-Current-Modell ist in Abbildung 1.3 gezeigt. Im paramagnetischen Zustand, d.h. bei hohen Temperaturen, sind die d-Zustände für die Majoritätsspins (,Spin-Up (\uparrow)') und Minoritätsspins (,Spin-Down (\downarrow)') mit gleich großer Fermi-Energie isotrop verteilt, so dass die Streuung der 4s-Elektronen an den $d\uparrow$ - und $d\downarrow$ -Zuständen größer wird als die bei tiefer Temperatur: $\rho_{sd\uparrow} \approx \rho_{sd\downarrow} \gg \rho_{ss}$. Unterhalb der Curie-Temperatur T_c wird der Widerstand noch kleiner, da die Majoritätsspin (\uparrow)-Zustände unterhalb des Fermi-Niveaus vollbesetzt sind, so dass $\rho_{sd\uparrow} \approx 0$ (Abb. 1.2) und die Streuwahrscheinlichkeit der 4s-Elektronen fast nur durch die Minoritätsspin (\downarrow)-Zustände an der 3d-Fermi-Kante dominiert wird.

Die mikroskopische Beschreibung der Streuart τ_{\uparrow}^{-1} und τ_{\downarrow}^{-1} geht vom Hamilton-Operator für die *Spin-Bahn-Kopplung* aus [Pot74]:

$$\mathcal{H}_{so} = K_{so} \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = K_{so} [L_z S_z + \frac{1}{2} (L^- S^+ + L^+ S^-)], \quad (1.3)$$

wobei K_{so} die Spin (\mathbf{S})-Bahn (\mathbf{L})-Kopplungskonstante ist. $L^{\pm} = L_x \pm iL_y$ und $S^{\pm} = S_x \pm iS_y$ sind die Operatoren für die Erhöhung ($,+'$) und für die Senkung ($,-'$) der Zustände. Die z-Achse entspricht der Magnetisierungsrichtung durch $\vec{M} \sim \langle \vec{S} \rangle$, $(L^- S^+ + L^+ S^-)$ verursacht den Spin-Mischungs-Effekt in

3d-Subbändern. Die Spins der d-Elektronen sind mit deren Bahn und wiederum daher über das Kristallanisotropiefeld mit dem Gitter gekoppelt. J. Smit hat 1951 den AMR ($\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$) nur durch den Spin-Mischungs-Effekt in der Gl. 1.3 betrachtet [Smi51]. Nach seinem Modell ergab sich die s-d-Streuwahrscheinlichkeit für die *Majoritätsspins* am größten, wenn die s-Elektronen parallel zur Magnetisierungsrichtung laufen. Dagegen machte L. Berger 1964 [Ber64] die starke Spin-Aufspaltung der 3d-Minoritätszustände an der Fermi-Kante durch $L_z S_z$ für den AMR verantwortlich. Nach seiner Theorie ergab sich, dass sich die Zustandsdichte in den ferromagnetischen Legierungen durch die Spin-Aufspaltung an der Fermi-Kante ändert und dass der AMR als Folge positiv oder negativ werden kann. Er erklärte auch ein Maximum des AMR beim Vorzeichenwechsel des spontanen Hall-Effektes. R.I. Potter hat 1974 [Pot74] den AMR-Effekt mit dem vollständigen Hamilton-Operator \mathcal{H}_{so} allerdings unter Annahme stark vereinfachter (kugelförmiger) Fermi-Flächen beschrieben. Er zeigte, dass sich der normale AMR, $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$, durch die s-d-Streuung der *Minoritätsspins* an durch $K_{so} L_z S_z$ gemischten d-Zuständen bedingt ist. Ein invertierter AMR, $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$, ergibt sich nach Potter [Pot74], wenn die s-d-Streuung von *Majoritätsspins* an durch $K_{so}(L_+ S_- + L_- S_+)$ in das $d \downarrow$ -Band gemischten Zuständen dominiert. Das erklärte auch beobachtete Ergebnisse mit $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$ an einer Ni-Cr-Legierung [vE59]. Ausgehend von diesen Grundlagen gilt der AMR-Effekt in Ferromagneten als Folge der s-d-Streuung und der Spin-Bahn-Kopplung als qualitativ verstanden.

Experimentell wurde der AMR in ferromagnetischen Einkristallen [Ber78], polykristallinen Filmen und Legierungen [MP75, Ciu92] untersucht. Der Betrag des AMR $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/\rho_0$ polykristalliner Materialien liegt bei Raumtemperatur in der Größenordnung einiger Prozente. In einer Ni₇₀Co₃₀-Legierung wurde der maximale AMR mit 26.7 % bei 4.2 K beobachtet [MP75]. An Permalloy-Filmen wurde der AMR aus dem Interesse an den Anwendungen viel untersucht [Ciu92]. An Kobalt-Einkristallen [KGI74, KSF75] und Kobalt-Filmen [MP75, FGM90, VAC95, RYT99] beträgt der AMR 1 % bis 2.5 % bei Raumtemperatur. Freitas *et al.* haben an mit Elektronenstrahl, Dioden- und Magnetron-Sputtering hergestellten 72nm bis 305nm dicken Kobalt-Filmen AMR-Verhältnisse von 1.5 % bis 2.5 % bei 295K berichtet und deren Temperaturabhängigkeit mit dem Wechsel des Streu-Mechanismus von der Störstellen-Streuung bei tiefen Temperaturen zur Phononen-Streuung bei hohen Temperaturen erklärt [FGM90].

In den letzten Jahren wurde auch der Beitrag von ferromagnetischen

Domänenwänden zum Magnetowiderstand in epitaktischen Kobalt-Filmen [GAO96, RYT99] und dünnen polykristallinen Kobalt-Drähten [DKH02] eingehend untersucht. Dabei wurde der Magnetowiderstand mit Hilfe der Domänenstruktur und der Magnetisierungskurve diskutiert [KYR01]. Eine überzeugende Erklärung für die beobachteten AMR-Effekte blieb aber noch offen. Da heute dünne Kobalt-Filme und -Drähte nanostrukturiert und auf isolierenden oder auf halbleitenden Substraten abgeschieden werden, sind Grenzflächen-Effekte von besonderem Interesse [DSW00, KDdC01]. Aus dem Interesse an dem Spin-Transport in Ferromagnet/Halbleiter/Ferromagnet-Hybridstrukturen [Gru01] wird auch der AMR an einlagigen nanostrukturierten Filmen auf halbleitenden Substraten untersucht [SPM04], da Ferromagnete als Elektrode für den Spin-Transport benutzt werden. Im Experiment kann der Magnetowiderstand noch von vielen anderen Effekten und Parametern beeinflusst werden [MP75, Ciu92], z.B. Spinwellen [RVS02], Hall-Effekt [TRM75], Filmstärke [RLC97], Korngrenzen [RSN95] und Magnetostriktion [GvH32, BD39, Ber65].

Ziel dieser Arbeit ist, den elektrischen Transport an den mittels DC-Magnetron-Sputtering hergestellten 5nm bis 200nm dünnen Kobalt-Filmen auf isolierenden und p-leitenden Si-Substraten zu untersuchen. Um zunächst die Frage zu klären, welche *Streu-Mechanismen* in den Kobalt-Filmen relevant sind, werden temperaturabhängige Widerstandsmessungen durchgeführt. Durch Hall-Widerstandsmessungen werden die Ladungsträgerdichte und damit die mittlere freie Weglänge bestimmt. Parallel hierzu wird der ebenfalls durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung hervorgerufene spontane Hall-Effekt untersucht. Experimentell wurde der intrinsische Beitrag („*extraordinary*“ Hall-Leitfähigkeit) zum spontanen Hall-Widerstand an Kobalt-Filmen kaum studiert [VAC95]. Theoretisch wurde der enge Zusammenhang des Vorzeichenwechsels der „*extraordinary*“ Hall-Leitfähigkeit (EHE) mit dem Maximum des AMR aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung [Ber64] erklärt. Kürzlich wurde der EHE für Eisen mit Hilfe der Berry-Phase der Bandstruktur mit Spin-Bahn-Kopplung erstmals numerisch berechnet [YKM04].

An ferromagnetischen Filmen wurde der AMR meistens nur in der Filmebene für zwei Feldrichtungen jeweils parallel (H_l , „*longitudinal*“) und senkrecht (H_t , „*transversal*“) zum Strom gemessen, da die Magnetisierung bereits in der kleinen Feldern gesättigt und umgeschaltet werden kann. Bei Untersuchung von Nickel-Filmen in senkrecht zur Filmebene angelegten Feldern (H_p , „*perpendicular*“) wurde der sogenannte *geometrische „size-effect“* gefunden [CM72], wonach der

AMR im transversalen Magnetfeld (H_t) in der Filmebene kleiner ist als im zur Filmebene senkrechten Magnetfeld. Dieses Phänomen wurde auch später an Permalloy-Filmen beobachtet und unter Annahme von Oberflächenstreuung diskutiert [RLC97, RCdJ95]. Allerdings konnte mit diesem Modell der geometrische Size-Effekt an dicken Filmen, $d \geq 20\text{nm}$, nicht erklärt werden. Kürzlich wurde dieser Effekt auch an einem 55nm dicken epitaktischen Kobalt-Film gefunden, aber nicht erklärt [RYT99]. Um dieses Verhalten näher zu untersuchen, wird der Magnetowiderstand hier in den drei Magnetfeldrichtungen (H_l , H_t und H_p) bis 50kOe und zum Teil bis 120kOe, zwischen 78K bis 350K gemessen. Weitere Beiträge zum Magnetowiderstand, z.B. Lorentz-Magnetowiderstand und Spinwellen-Streuung werden ebenfalls im technisch gesättigten Zustand studiert. Der temperaturabhängige Spinwellen-Beitrag zum Magnetowiderstand wurde kürzlich berechnet [RVS02].

Der Einfluss der Domänenstruktur auf den Magnetowiderstand ist interessant, weil die Bildung der Domänen eine homogene und reproduzierbare Schaltung in kleinen Feldern behindert. Der Magnetowiderstand epitaktischer Kobalt-Filme konnte erst bei Feldern der auf der Filmebene senkrecht stehenden hexagonalen Kristallanisotropiefelder, $H_A \approx 8\text{kOe}$, gesättigt werden. Die relativ komplexe Richtungsabhängigkeit des AMR wurde auf Basis der mit MFM gemessenen Streifen-Domänenstruktur befriedigend erklärt [RYT99]. In polykristallinen Filmen erfolgt die Ausrichtung der Magnetisierung der Domänen aufgrund der statistischen Verteilung der Kristallanisotropiefelder in der Filmebene dagegen bei sehr kleinen Werten von H_l und H_t . Um den Einfluss der Domänenstruktur auf den Magnetowiderstand festzustellen, wird die Domänenstruktur der Kobalt-Filme mittels Magnetkraftmikroskopie (MFM) untersucht. Parallel werden mittels SQUID-Magnetometrie die Hysteresekurven in den drei generellen Feldrichtungen gemessen.

Für nanostrukturierte dünne ferromagnetische Filme ist es besonders wichtig zu fragen, wie die *Grenzfläche* bzw. *Substrate* den Magnetowiderstand beeinflussen. Kürzlich wurde an Kobalt-Filmen auf p-dotierten Si-Substrat bei Variation der Temperatur ein Übergang vom normalen zum inversen Magnetowiderstand im senkrechten Magnetfeld (H_p) beobachtet [DSW00, KDdC01, dCBK04]. Als Ursache für diese Inversion des Magnetowiderstands wurde die hoch bewegliche Inversionsschicht im Si-Substrat [DSW00, dCBK04] und alternativ die amorphe Grenzfläche im Kobalt-Film [KDdC01] diskutiert. Um die Ursache der Inversion des AMR, d.h. den Einfluss der Grenzfläche näher zu untersuchen, werden

hier Kobalt-Filme auf p-dotierten Si-Substrat sowohl mit *natürlich* als auch mit *künstlich* oxidiertes SiO_2 -Oberfläche benutzt. Diese Filme wurden mittels DC-Magnetron-Sputtering am Paul-Scherrer-Institut der ETH-Zürich hergestellt.

Im Kapitel 2 werden die zur Charakterisierung benutzten experimentellen Messmethoden vorgestellt. Zunächst wird die *strukturelle* Charakterisierung mittels Röntgen-Diffraktometrie und Rasterkraftmikroskopie (AFM) dargestellt. Die *magnetische* Charakterisierung wird mittels ferromagnetischer Resonanz (FMR), der SQUID-Magnetometrie und der Magnetkraftmikroskopie (MFM) erläutert. Anschließend wird der Messplatz für die temperaturvariablen Widerstands- und Hall-Effekt-Messungen erklärt.

Im Kapitel 3 werden die Ergebnisse an den Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten dargestellt. Zunächst werden die Streu-Mechanismen durch die temperaturabhängige Widerstandsmessung identifiziert. Danach werden die Messungen des normalen und spontanen Hall-Effektes dargestellt. Des Weiteren werden der Spinwellen-Beitrag und der geometrische Size-Effekt des AMR aus der Hochfeld-Magnetowiderstandsmessung bis 50kOe diskutiert. Anschließend wird der normale AMR im Domänenzustand mit Hilfe der Magnetisierungskurven und der Domänenstruktur erklärt. Der geometrische Size-Effekt des AMR im transversalen Feld (H_t) und im senkrechten Feld (H_p) wird mit der vorhandenen Theorie diskutiert.

Im Kapitel 4 werden die Ergebnisse an den Kobalt-Filmen auf p-leitendem Si-Substrat dargestellt. Welche Einflüsse das p-dotierte Si-Substrat auf den Widerstand im Nullfeld, auf die Hall-Effekte und auf den Magnetowiderstand hat, werden diskutiert. Die Inversion des AMR wird mit einem Zweischicht-Modell mit einer Schottky-Barriere beschrieben. Zum Schluss wird die Arbeit im Kapitel 5 zusammengefasst.

Kapitel 2

Experimentelles

In diesem Kapitel werden experimentelle Methoden zur Charakterisierung der Proben und für Transportmessungen vorgestellt. Zunächst werden das Herstellungsverfahren der Kobalt-Filme und die strukturelle Charakterisierung mittels Röntgendiffraktometrie und Rasterkraftmikroskopie dargestellt. Im zweiten Abschnitt wird der Widerstand-Messplatz für die elektrische Transportmessung ausführlich beschrieben. Im dritten Abschnitt wird die magnetische Charakterisierung durch ferromagnetische Resonanzmessungen für das Anisotropiefeld, mit dem SQUID-Magnetometer für die Magnetisierung und mit der Rasterkraftmikroskopie für die Domänenuntersuchung dargelegt.

2.1 Kobalt-Filme

Hier werden das Herstellungsverfahren und die Ergebnisse der Röntgendiffraktometrie kurz erläutert. Des Weiteren wird die topologische Untersuchung mit der Rasterkraftmikroskopie beschrieben.

2.1.1 Präparation

Die dünnen ferromagnetischen Kobalt-Filme wurden mittels DC-Magnetron-Sputtering dynamisch beschichtet. Die Herstellung und die Untersuchung mittels Röntgendiffraktometrie erfolgten von den Mitarbeitern im Laboratorium für Neutronenstreuung im Paul-Scherrer-Institut Würenlingen & Villingen an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich in Villingen, Schweiz (**ETH** PSI). Für die detaillierten Herstellungsinformationen sei hier auf die Diplomarbeit von Vananti verwiesen [Van]. Die Schichtsysteme bestehen aus einer 3nm Al-Deckschicht zum Schutz vor Oxidation und einer Kobalt-Schicht von 5nm bis 200nm auf verschiedenen Substraten (Abb. 2.1). Die Substrate sind Glas (Syn-

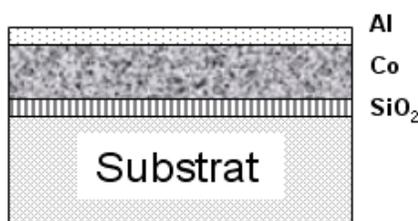


Abbildung 2.1: Das Schichtsystem der hergestellten Kobalt-Filme auf verschiedenen Substraten. Alle Proben sind in der Tabelle 2.1 aufgelistet.

sil), p^+ -Si(100), ($0.3\mu\text{m}$) SiO_2 : p^+ -Si(100) und SiO_2 : n -Si(100). Die 5nm und 12nm dünnen Kobalt-Filme wurden mit einer 5nm Al-Deckschicht auf dem natürlich oxidierten p^+ -Si(100) hergestellt. Der 20nm dünne Kobalt-Film ist ohne Deckschicht auf dem natürlich oxidierten p^+ -Si(100) hergestellt. Der Kobalt-Film 3nm Al 20nm Kobalt auf SiO_2 : n -Si(100) wurde in Jülich hergestellt [dGKD00]. Alle Proben sind mit Probenamen in der Tabelle 2.1 aufgelistet. Für die Proben ,20N‘ und ,10SO‘ wurde eine SiO_2 -Schicht auf Si-Substrat künstlich hergestellt. Die Proben mit der Bezeichnung am Ende ,P‘ wurden auf natürlich oxidiertem p^+ -Si-Substrat hergestellt.

Proben-Name	Al-Deckschicht (nm)	Co (nm)	Substrat
200G	3	200	Glas
200S	3	200	Si
20G	3	20	Glas
20N	3	20	SiO ₂ :n-Si
10SO	3	10	(0.3μm)SiO ₂ :p ⁺ -Si
20P	-	20	p ⁺ -Si
12P	5	12	p ⁺ -Si
10P	3	10	p ⁺ -Si
5P	5	5	p ⁺ -Si

Tabelle 2.1: Probenbezeichnung der Kobalt-Filme

	Co	Al
Fahrtgeschwindigkeit des Tisches (m/min)	1.685	0.88
Zahl der oszillierten Fahrten(osc pro 1nm)	1	1/3(5)
Blende (mm)	30	60
Ar-Flow	5	5
Ar-Druck (mbar)	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$
Basis-Druck (mbar)	$< 3.8 \cdot 10^{-5}$	$< 3.8 \cdot 10^{-5}$
Power (W)	200	200

Tabelle 2.2: Parameter der gesputterten Kobalt-Filme[Hor99].
Fahrtrichtung des Tisches lag um 90° von (100)-Richtung des Si(100)-Wafers.

Vorteile der Sputtering-Methode sind, dass fast alle Materialien durch mechanischen Beschuss vom Target abgelöst und beschichtet werden können anstatt durch Aufschmelzen bei hoher Temperatur, und dass die Kosten günstiger sind gegenüber denen aufgrund des MBE („*Molecular Beam Epitaxy*“)-Verfahrens. Ein Nachteil ist die Erhöhung der Rauheit an den Grenzflächen zwischen Schichten durch mechanischen Beschuss. Die Parameter der gesputterten Kobalt-Filme sind in der Tabelle 2.2 zusammen dargestellt.

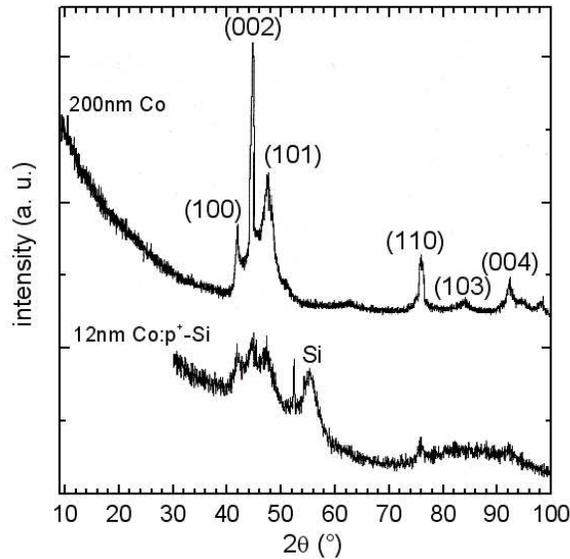


Abbildung 2.2: Röntgendiffraktometrie-Aufnahme mit der Wellenlänge ($\lambda_{CuK\alpha}$) von 0.154nm für die Probe 200G und für 12P. Miller-Indizie (hkl) zeigen eine polykristalline hcp-Co-Struktur.

2.1.2 Röntgendiffraktometrie

Die Kristall-Struktur der hergestellten Kobalt-Filme wurde mittels Röntgendiffraktometrie charakterisiert. Die Abbildung 2.2 zeigt die Röntgendiffraktometrie-Aufnahme für einen 200nm und einen 12nm Kobalt-Film. Der 200nm dicke Film zeigt deutliche Kristallinität. In beiden Fällen liegt die hexagonale Phase von Kobalt vor, die durch die Reflexe (100), (002) und (101) gekennzeichnet ist. Die untersuchten Kobalt-Filme stellen eine polykristalline, hexagonale Kobalt-Phase dar. Die relative Überhöhung des (002)-Reflexes deutet auf eine schwache Textur in (002)-Richtung hin. Der Substratuntergrund der Si-Wafer ist nicht zu erkennen, mit Ausnahme zweier scharfer Peaks zwischen 53° und 58° bei dem 12nm Kobalt-Film. Al-Peaks sind nicht zu beobachten. In den untersuchten Filmen ist kein Peak einer Kobaltsilizid-Schicht zu beobachten.

2.1.3 Rasterkraftmikroskopie (AFM)

Die Rasterkraftmikroskopie ist eine Untersuchungsmethode sowohl für die topologischen Oberflächeninformationen (wie für Korngröße und Rauheit) als auch für die durch Streufelder verursachten magnetischen Oberflächeninformationen (wie für magnetische Domänen und Domänenwände). Die Rasterkraftmikroskopie visualisiert die Kräfte zwischen der Sondenspitze und der Probenoberfläche. Für eine ausführliche Information sei auf die Literatur verwiesen [WE92, Lö97]. Hier kann diese Methode nur kurz beschrieben werden. Welche Information von der Probenoberfläche mittels dieser Rasterkraftmikroskopie aufgenommen wird, hängt im Wesentlichen von dem Abstand zwischen der Sondenspitze und der Probenoberfläche sowie von der Art der Sondenspitze ab. Für die topologische Rasterkraftmikroskopie (**AFM**, „*atomic force microscope*“) erfolgt die Annäherung der Sondenspitze auf einige Ångström bis zu einigen 10nm von der Probenoberfläche aus. Hierfür sind die van-der-Waals-Kräfte zwischen den Atomen an der Probenoberfläche und der Spitze von Bedeutung (Abb. 2.3). Es gibt zwei Aufnahmemodi bei der Rasterkraftmikroskopie: eine ist ein statischer Kontaktmodus und der andere ein dynamischer Non-Kontaktmodus.

Im *Kontaktmodus* wird die Kraft aus der Auslenkung des Cantilevers mit dem Hook'schen Gesetz bei einer bekannten Federkonstante k des Cantilevers statisch direkt bestimmt: $F_z = -k\Delta z$. Die Auslenkung Δz ist senkrecht zur Probenoberfläche, sie wird über die Spannungsänderung an einem Piezo gemessen.

Non-Kontaktmodus ist ein dynamischer AC-Modus, d.h. der Cantilever wird mit Hilfe eines unterhalb des Cantileverhalters befindlichen Bimorph-Elementes in Schwingungen ω_0 versetzt (ohne Kontakt zur Probenoberfläche). Aufgrund der Wechselwirkung zwischen der Spitze und der Probe im AC-Modus ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der Kraftänderung und der relativen Resonanzfrequenzänderung:

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = -2k \frac{\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (2.1)$$

Eine Änderung der Kräfte $\frac{\partial F_z}{\partial z}$ ist direkt mit einer Änderung der Resonanzfrequenz $\Delta\omega$ der Cantileveroszillation verbunden. Bei einer Amplitudenmodulation erfolgt die Aufnahme bei einer konstanten Frequenz in der Nähe der Resonanzfrequenz ω_0 , hier beträgt die Amplitude 80% von ω_0 bzw. hier ist die lineare Steigung am steilsten.

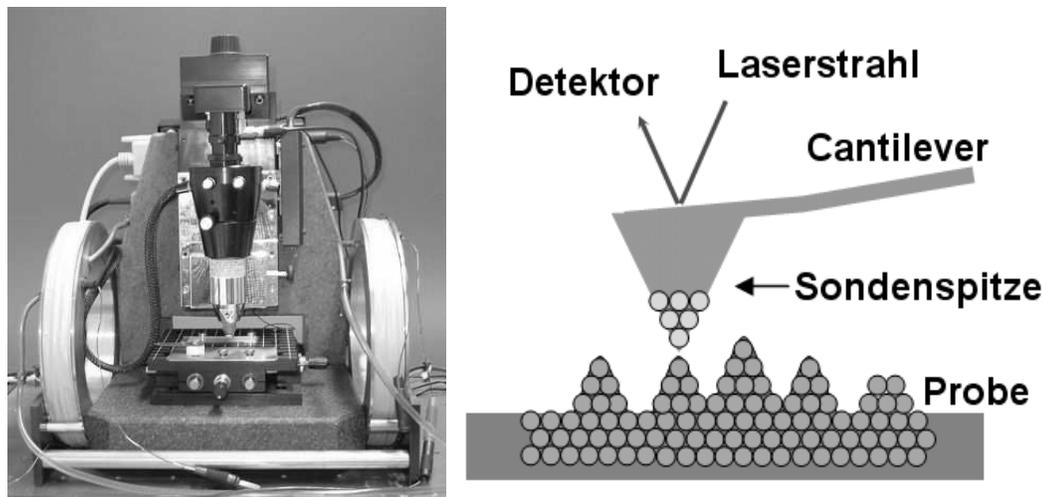


Abbildung 2.3: Rasterkraftmikroskop mit Helmholtzspule für die Feldvariation (links) und ein Schema der Rasterkraftmikroskopie (rechts). Mit Hilfe zweier verstellbarer Spiegel wird ein Lichtstrahl von einer Laserdiode auf die Rückseite des Cantilevers fokussiert und von dort zum Detektor reflektiert.

Topologieaufnahmen an den Kobalt-Filmen sind in der Abbildung 2.4 dargestellt. Die Aufnahmen erfolgten mit dem Gerät „Q-ScopeTM250“ von *Quesant Instrument Co.* (Abb. 2.3, links). Mit Hilfe zweier verstellbarer Spiegel wird ein Lichtstrahl von einer Laserdiode auf die Rückseite des Cantilevers fokussiert und von dort zum Detektor reflektiert. Die Ablenkung des reflektierten Lichtstrahls aufgrund der Verbiegung des Cantilevers wird mittels eines Photodetektors registriert (Abb. 2.3, rechts). Unsere Aufnahmen erfolgten im Kontakt- bzw. Non-Kontakt-Modus mit langsamer Geschwindigkeit. In der Abbildung 2.4 sind deutliche Körner zu sehen, mit einer Ausnahme bei dem sehr dünnen 12nm (Abb. 2.4 b). Die Werte der Rauheit (rms) wurden aus dem Scanbereich von $4 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ gewonnen. Die Werte der Korngröße ($2r$) wurden am kleinen Scanbereich von $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ durch die Bestimmung der periodischen Peaklage des jeweiligen Signals ermittelt. Es wurde ein gemittelter Wert ($2r$) aus den Signalen des Höhenprofils, mindestens in fünf verschiedenen Bereichen des Scans, gewonnen. Die Werte der Korngröße und der Rauheit (rms) an den gemessenen Kobalt-Filmen sind in der Tabelle 2.3 zusammengefasst. Die Korngröße nimmt mit abnehmender Filmdicke ab. Die berechnete Korngröße aus dem Signal der Röntgendiffraktometrie für den 200nm dicken Kobalt-Film beträgt $50(\pm 15)\text{nm}$ und liegt etwas kleiner als der gemessene Wert von $79(\pm 5)\text{nm}$. Für die Aufnahmen wurde ein kommerzieller AFM-Cantilever von der Firma *MikroMasch*

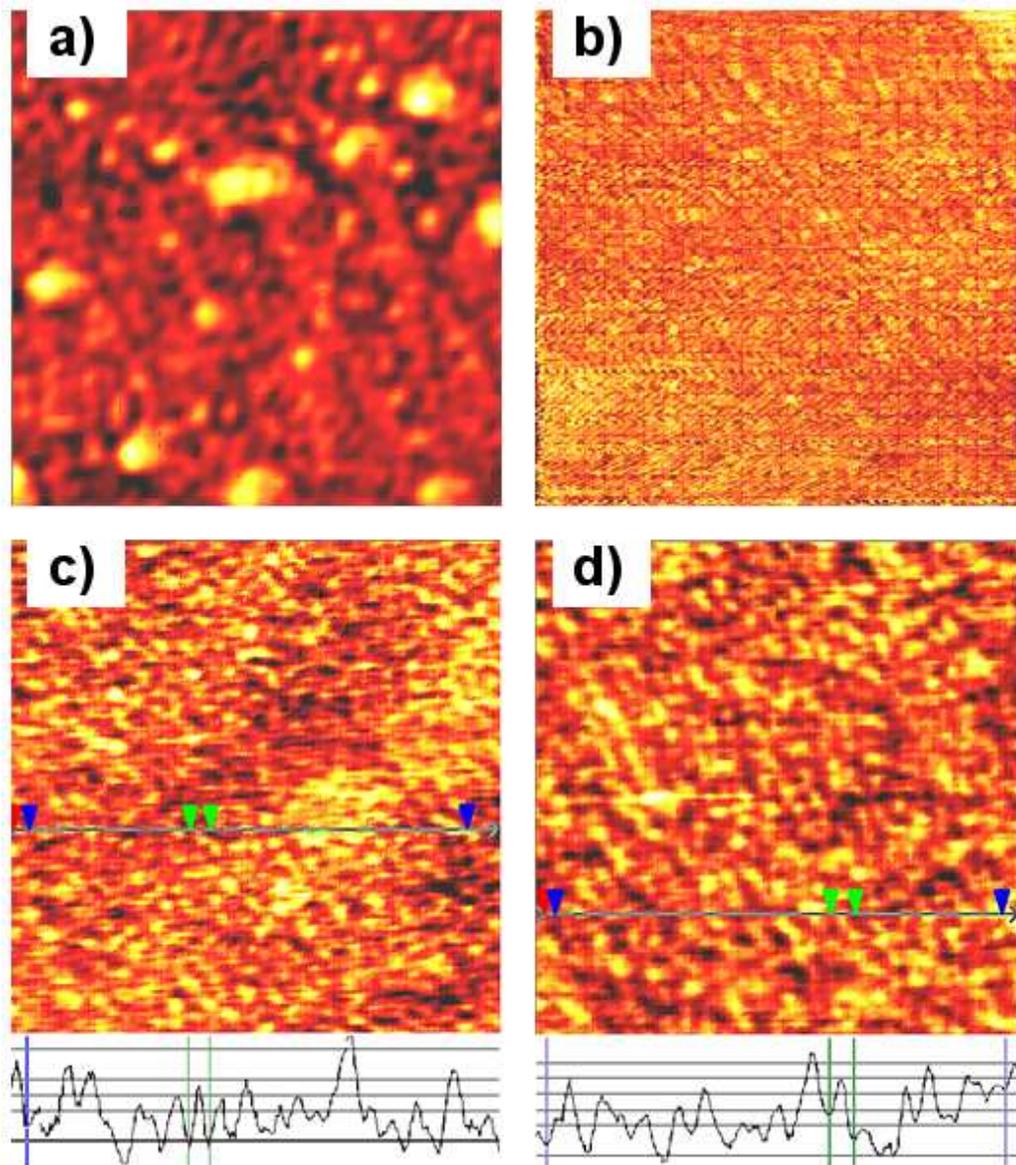


Abbildung 2.4: AFM-Topologie mit Non-Kontakt-Modus für die Probe 200G (a) und mit Kontakt-Modus für die Probe 12P (b), 20N (c) und 20P (d). Die Korngröße ($2r$) wurde durch die Bestimmung der periodischen Peaklage des jeweiligen Messsignals ermittelt. Scanbereich von $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$.

Probe	rms (δz) (nm)	2r (nm)
200G	3.8(5)	79(5)
20N	1.6(2)	51(5)
20P	1.8(2)	53(5)
12P	1.4(3)	23(5)
p ⁺ -Si-Wafer	0.5(1)	-

Tabelle 2.3: Rauheit (rms) und Korngröße (2r).

Die Fehlerangaben sind bei der letzten Stelle in Klammern eingegeben.

verwendet.

2.2 Widerstands-Messplatz

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt bei Transportmessungen. Darum wird hier der experimentelle Aufbau für Transportmessungen zur Untersuchung von Widerstand (ρ_{xx}) und Hall-Effekt (ρ_{xy}) in der Abhängigkeit von der Temperatur und von dem Magnetfeld im Detail beschrieben. Die benutzten Geräte sind in der Tabelle im Anhang A aufgeführt.

2.2.1 Vier-Punkt-Messmethode

Die Transportmessungen wurden mittels Vier-Punkt-DC-Methode durchgeführt (Abb. 2.5). Die Vier-Punkt-Widerstandsmessung kann auf zwei unterschiedliche Arten durchgeführt werden:

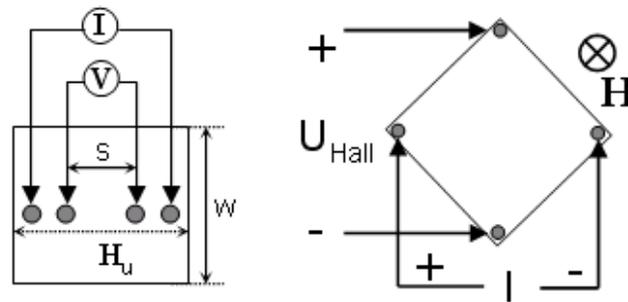


Abbildung 2.5: Verwendete Vier-Punkt Kontaktanordnung für den Magnetowiderstand (links) und für den Hall-Effekt (rechts). H_u bedeutet das uniaxiale „in-plane“ Anisotropiefeld

1.) Hierbei werden vier Punkte am Rand der Probe nach dem van der Pauw-Modell angebracht [vdP58]. Diese Methode hat den Vorteil, dass der spezifische Widerstand bei beliebigen Probenformen gemessen werden kann, wenn die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- (a) Die Kontaktpunkte sind klein genug,
- (b) sie befinden sich am Rande der Probe,
- (c) die Probe hat eine homogene Dicke,
- (d) die Probe ist einfach zusammenhängend, d.h. sie hat keine Löcher.

Mit dieser Methode kann man sowohl den spezifischen Widerstand als auch den Hall-Effekt messen, ohne zwei weitere Kontakte anbringen zu müssen. Um Einflüsse von Domänen und uniaxialen Anisotropiefeld eines Ferromagneten auf

den Magnetowiderstand hin zu untersuchen, hat diese Methode Nachteile, da die Richtung des angelegten Stromflusses relativ zum Anisotropiefeld nicht klar definiert werden kann.

2.) Bei dieser Messart wird der Flächen-Widerstand (*engl. ‚sheet Resistivity‘*) in einer runden, elliptischen oder quadratischen Probe gemessen, bei der die Kontakte in einer Linie angebracht sind [Smi58]. In dieser Methode müssen die Kontaktabstände und die Probengeometrie gut definiert sein. Dann kann ein Korrekturfaktor bestimmt werden für den spezifischen Widerstand $\rho = \rho_{\text{gemessen}} \cdot K$. Der Korrekturfaktor $K = w/s$ eines quadratischen Films ist das Verhältnis zwischen der Probenbreite w und dem Kontaktabstand s in der Näherung, $w/s < 2.5$ [Smi58].

Um Einflüsse von Domänen und uniaxialen Anisotropiefeld auf den Magnetowiderstand hin zu untersuchen, wurden vier Punkte parallel zum uniaxialen „*in-plane*“-Anisotropiefeld in einer Reihe angebracht (Abb. 2.5, links). Für unsere Messung wurde eine quadratische Probengröße von etwa 3×3 mm² verwendet. Das typische Verhältnis w/s unserer Filme beträgt etwa 1.5. Die Probenstücke wurden auf einem mit vier Cu-Kontaktpunkten beschichteten Chip-Träger von $7 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$ geklebt. In der Mitte des Chip-Trägers wurde eine Bohrung vorgenommen, in die ein Cu-Stück eingesetzt wurde. Auf diesem Cu-Stück wurde die Probe mit einem Vielzweckkleber von *tesa* geklebt, damit die Wärmeleitung vom Probenhalter zur Probe schnell erreicht wird. Dieses wurde auch hergestellt, um den Hall-Effekt nach van der Pauw in der Ecke der Filme zu messen, wie in der Abb. 2.5 ersichtlich.

Kontaktierung mittels Ultraschallbonding: Da die Kontaktpunkte besonders klein sein sollen, wurden vier Punkte mit Hilfe des Ultraschallbondverfahrens unter einem Mikroskop auf der Probenoberfläche angebracht. Dafür wurde das Gerät „Wedge Bonder“ K & S Model 4123 von Kulicke & Soffa Industries Inc. benutzt. Ein Kontakt-Punkt entsteht dadurch, dass die keilförmige Nadelspitze des Wedge Bonder parallel zur Verbindungsfläche schwingt. Durch Reibung und Druck zwischen dem eingefädelt Al-Draht und der Pressfläche werden störende Oberflächenschichten aufgerissen und Rauheiten abgebaut. Der Draht lässt sich aufgrund des Ultraschalldrucks leicht verformen. Dadurch nähert sich der Draht den Probenoberflächen auf einen atomaren Abstand an und verschweißt mit ihnen, obwohl keine Wärmezufuhr von außen erfolgt. Nach dem zweiten Bonding auf die Probe wird dann der Al-Draht direkt neben dem zweiten Punkt

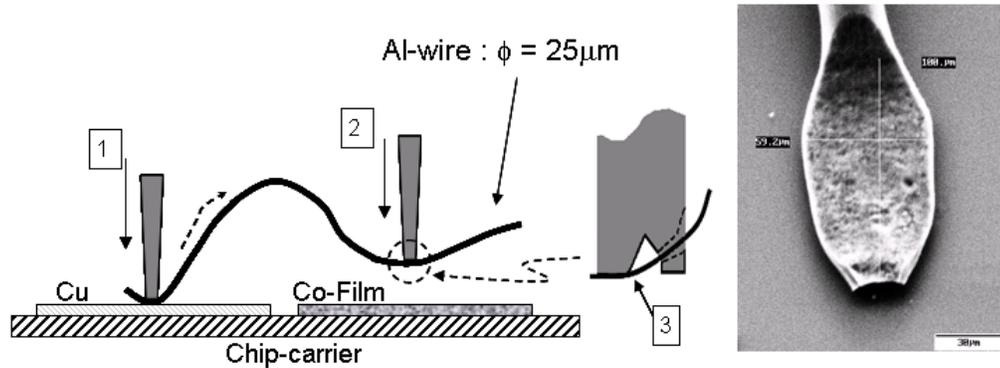


Abbildung 2.6: Prinzip des Ultraschallbondings für einen Kontakt-Punkt von Cu (1) auf dem Chip-Träger zum Kobalt-Film (2) (links). Nach dem zweiten Bonding wird der Al-Draht direkt neben dem zweiten Punkt abgetrennt (3). Eine Aufnahme mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) für einen sauber hergestellten gebondeten Punkt auf einem Kobalt-Film (rechts). Die Kontaktfläche ist kleiner als $60 \times 100 (\mu\text{m})^2$.

abgetrennt (Abb. 2.6 (3)). Die Breite und die Länge eines Bondingpunktes beträgt jeweils das 2-fache bzw. das 3-fache des Durchmessers des verwendeten Drahtes. Es zeigte sich, dass diese Art der Kontaktierung besser für die Magnetowiderstandsmessung ist als mit Klebstoff hergestellte Kontakte, da der Einfluß der Kontaktfläche von $60 \times 100 (\mu\text{m})^2$ viel kleiner als der derjenigen mit Klebstoff ist. Wegen dieses Vorteils kann das Ultraschallbonding besonders für ultradünne Schichten und Nanostrukturen gut verwendet werden. Die Kontakte sind zwischen 4.2 K und 700 K haltbar. An den äußeren Kontakten wird der Strom angelegt, und an den inneren zwei Kontakten der Spannungsabfall gemessen. Nach der Kontaktierung wurde die U-I-Kennlinie gemessen, um den Linearitätsbereich des Widerstandes (Ohm'scher Bereich) zu ermitteln und einen Arbeitsstrom im linearen Bereich auszuwählen. Der spezifische Widerstand ρ wird aus dem gemessenen elektrischen Widerstand R mit einem Geometriefaktor w/s und einer Filmdicke d wie folgt berechnet: $\rho = R(w/s)d$. Der spezifische Widerstand von 200nm Co auf Glas beträgt $27.4 \mu\Omega\text{cm}$. Er ist viel größer als der Wert $5.8 \mu\Omega\text{cm}$ von Bulk-Kobalt [Kit80] oder $3.8 \mu\Omega\text{cm}$ eines reinen epitaktischen Kobalt-Films [RYT99]. Er ist aber vergleichbar mit dem Literaturwert eines gleichartig (mittels DC-Magnetron-Sputtering) hergestellten Kobalt-Films von 300nm Dicke [FGM90]. Das Restwiderstands-Verhältnis (Widerstand bei Raumtemperatur und bei 4K), $\frac{\rho_{RT}}{\rho_{4K}} = 1.7$, ist ebenfalls vergleichbar [FGM90].

2.2.2 Temperaturvariable Messung

Um temperaturabhängige Transportmessungen durchzuführen, wird die gebundene Probe in einem *Pulsrohrkühler* („PRK“) wie in Abb. 2.7 a) an einem Probenstabe eingebaut. In der Abbildung 2.7 c) sind das Rotationsventil, das

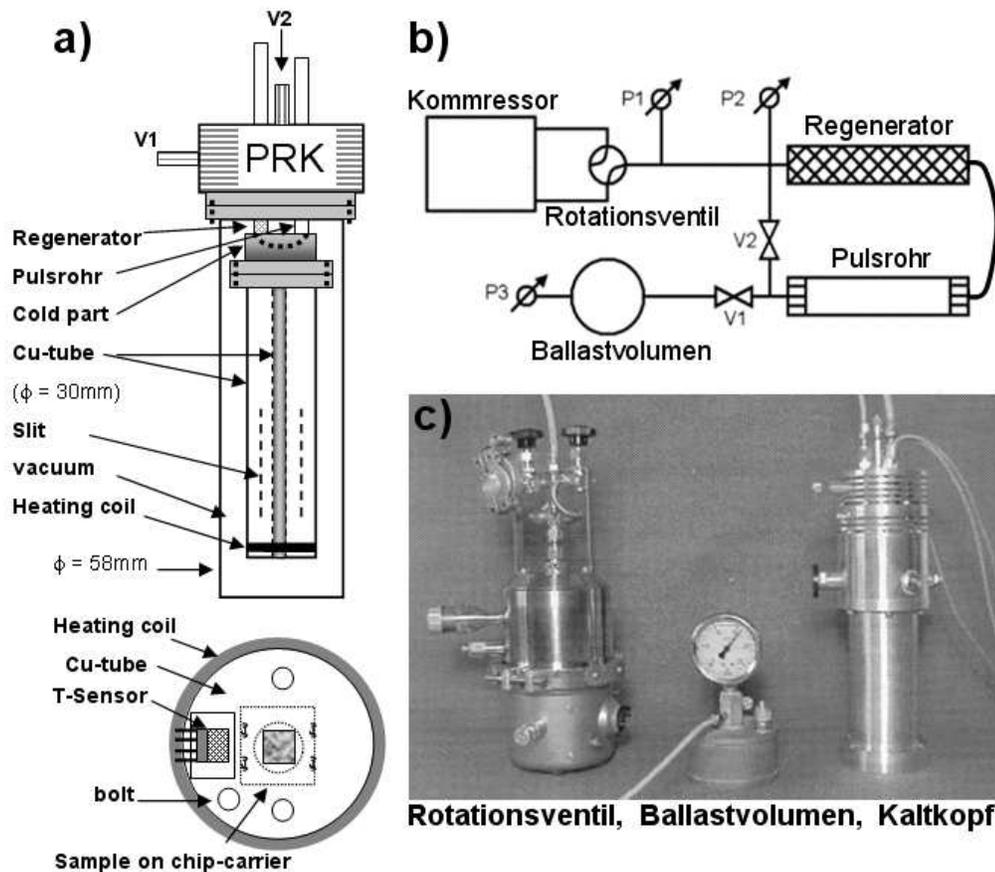


Abbildung 2.7: a) Pulsrohrkühler mit dem Probenstab und Probenstabende mit Heizspule. Die Probe und T-Sensor am Probenstabende wurden auf dem Chip-Träger mit Schrauben befestigt. b) ein Schema für die Kühlprozesse mit einem He-Kompressor. Der Regenerator, das Pulsrohr, V1 und V2 befinden sich im Kaltkopf. c) Bestandteile des Pulsrohrkühlers.

Ballastvolumen und der Kaltkopf gezeigt, in b) ein Schema des PRK's. Der Kühleffekt beim Pulsrohrkühler beruht auf der periodischen Druckänderung und dem Verschieben des Arbeitsgases in einem dünnwandigen Zylinder mit Wärmetauschern an beiden Enden, dem sog. *Pulsrohr* [VDI96]. Ein Ende des Pulsrohrs ist mit dem Druckoszillator (He-Kompressoreinheiten mit einem Rotationsventil)

über einen Regenerator verbunden. Das Puhlsrohr und der Regenerator befinden sich im Kaltkopf. Der *Regenerator* dient als Wärmezwischenspeicher, der das vom Druckoszillator einströmende Gas vor Eintritt in das Pulsrohr abkühlt und anschließend das ausströmende Gas wieder auf Raumtemperatur erwärmt. Für diesen Zweck ist er mit einem Material hoher Wärmekapazität gefüllt, das einen guten Wärmeaustausch mit dem strömenden Gas bei gleichzeitig geringem Durchflusswiderstand aufweist. Zur Erzeugung der Druckoszillation wurde ein *He-Kompressor* in Kombination mit einem nachgeschalteten *Rotationsventil* verwendet, das periodisch die Hoch- und Niederdruckseite des Kompressors mit dem Kühler verbindet. Die optimierte Pulsfrequenz war 4 Hz bei einer Netzfrequenz von 50 Hz. Durch die Optimierung mit den beiden Ventilen (V1 und V2) kann das beste Kühlvermögen dieses Pulsrohrkühlers gewonnen werden. Ohne Probenstab werden innerhalb von 2 Stunden am kalten Ende des PRK 30 K erreicht und mit einem Probenstab von 295 K bis 60 K werden 3.5 Stunden benötigt. Um Messungen bis 350 K durchzuführen, wurde eine Heizspule am Probenstabende mit Manganin-Draht umwickelt (Abb. 2.7 a)). Der Widerstand der Heizspule beträgt 90 Ω .

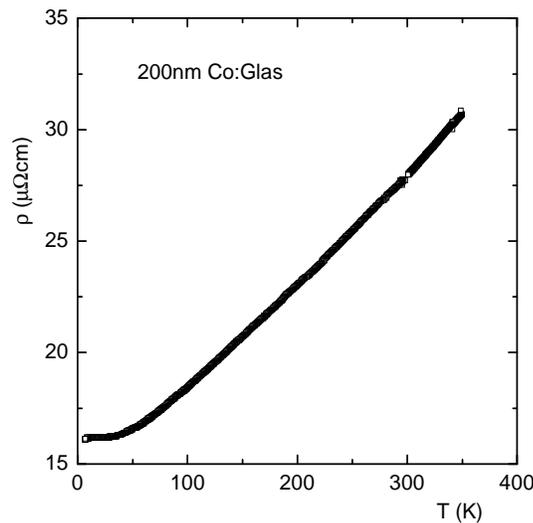


Abbildung 2.8: Temperaturabhängige Widerstandsmessung an der Probe 200G.

Messung im flüssigen Helium: Um die Temperaturabhängigkeit des Nullfeld-Widerstandes bis 4.2 K zu messen, wurde ein Vakuum-Einsatz für eine Helium-Kanne konstruiert. In dem Vakuum-Einsatz kann ein Probenstab eingebaut werden, um direkten Kontakt mit dem Boden des Vakuumraums

zu erreichen. Dieser Vakuum-Einsatz mit dem Probenstab wurde in die Heliumkanne während der Messung sehr langsam eingebaut. Dadurch konnte die Wärmeleitung von der äußeren Heliumumgebung zur Probe verlangsamt werden. Eine Beispiel-Messung ist in der Abbildung 2.8 dargestellt.

2.2.3 Magnetfeldvariation

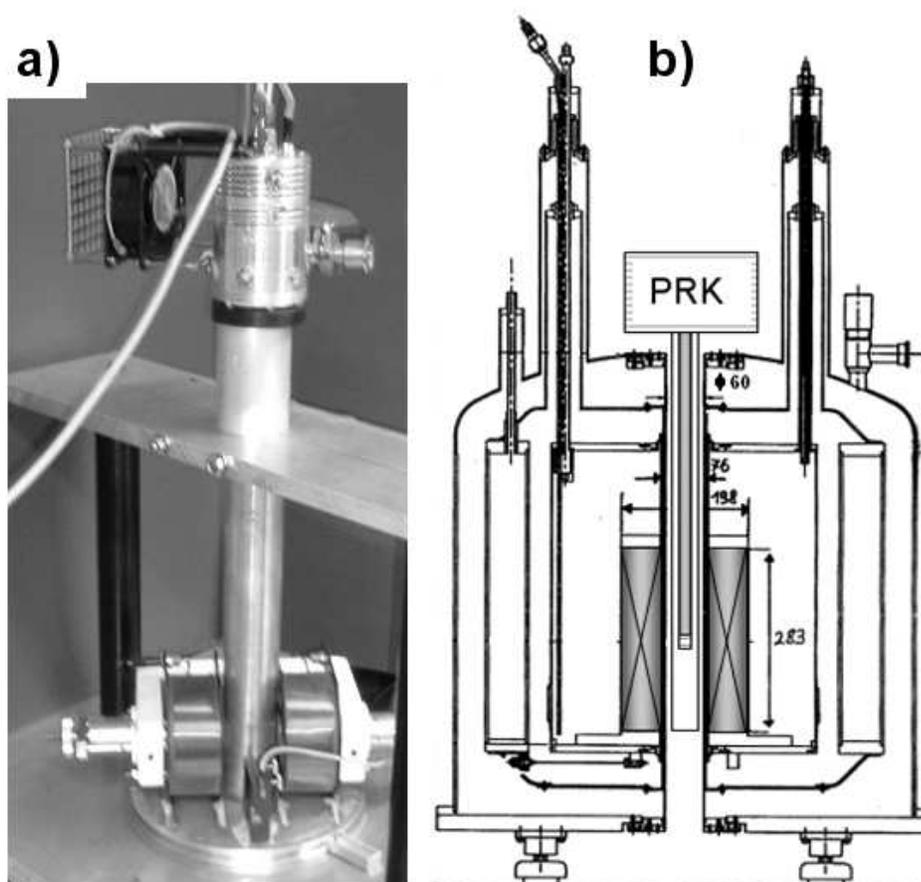


Abbildung 2.9: a) Messaufbau mit einer Helmholtzspule und Eisenkern bis 1 kOe. Die runde Platte ist manuell drehbar. b) Ein Warmbohrungsmagnet mit einem supraleitenden Solenoid bis 120 kOe. PRK sitzt in der Warmbohrung.

Um Magnetowiderstandsmessungen in verschiedenen Feldstärken und unterschiedlichen Temperaturen durchführen zu können, wurden zwei Magnete benutzt: eine Helmholtzspule mit Eisenkern für die Niederfeldmessung bis 1 kOe

und ein supraleitender Solenoid für die Hochfeldmessung bis zu 120 kOe. Für die temperaturvariable Messung wurde das Pulsrohrkühler (PRK)-System eingesetzt (siehe Abb. 2.7 und 2.9).

Für die *Niederfeldmessung* bis 1 kOe wird der PRK in einer Herlmholzspule mit Eisenkern eingebaut (Abb. 2.9 a). Ein konstanter DC-Strom fließt vom *Präzisions-Stromgeber* mit einer Genauigkeit von $0.1 \mu\text{A}$ durch die Probe. Ein im Bereich von $10 \mu\text{A}$ bis 1mA ausgewählter Arbeitstrom wurde mit einem DVM über einen 100Ω Widerstand kontrolliert. Der Spannungsabfall in der Probe wurde durch ein *Nanovoltmeter* gemessen. Die Temperatur wurde durch einen *PID-Temperatur Kontroller* mit einem geeichten Cernox-Thermometer mittels Vier-Punkt-Methode bis zu 350 K bestimmt und geregelt. Das Magnetfeld am Probenort wurde durch eine kalibrierte Hallsonde gemessen. Der Eisenkernmagnet kann homogene Magnetfelder bis 1kOe am Probenort im PRK-Probenstab bei einem Polschuhabstand von 62 mm produzieren. Die Stromquelle für den Magneten („Power Supply“ von *TET Electronic*) wurde durch eine analoge Spannung von 0-10 V aus einem 12 Bit D/A-Wandler gesteuert. Die gesamte Messsteuerung erfolgte mittels HP Vee, Version 4.0 Programm.

Für die *Hochfeldmessung* bis 120 kOe wurde ein supraleitender Magnet benutzt (Abb.2.9 b). Der Magnet befindet sich im Kryostat (*Oxford*), der eine warme Bohrung mit einem Durchmesser von 60 mm hat. In dieser Bohrung wird der Probenstab mit PRK bis zur Mitte des supraleitenden Magneten eingebaut. Der Magnet wurde mit einem Netzgerät von Oxford betrieben, das für Magnetfelder bis zu 120kOe Ströme mit 0.094288 A/kOe liefert. Das Magnetfeld am Probenort wurde mit einer geeichten Hallsonde gemessen. Das Magnetfeld H am Probenort errechnet sich aus der Hall-Spannung U_{Hall} bei einem Hallstrom von 10mA zu $H(kOe) = -0.00073 + 1.966082U_{Hall}$. Die Spannungsänderung wurde, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, mit dem Nanovoltmeter aufgenommen. Für die temperaturstabile Messung wurde die Temperaturschwankung, die kleiner als 0.1 K von einem Sollwert wird, mit dem PID-Temperaturkontroller reguliert. Das Magnetfeld wurde oberhalb 200 K mit einer Sweeprate von 1.5 Ampere pro Minute variiert, um die Verdampfung des Heliums im Kryostaten zu reduzieren.

Hier werden zwei Methoden für die Magnetowiderstandsmessung vorgestellt:

Magnetowiderstands(MR)-Hysterese bei konstanter Temperatur: Zwei Fak-

toren beeinflussen eine MR-Hysterese-Messung: 1. thermische Schwankungen während der Messung und 2. die magnetische Vorgeschichte der Probe. Das erste Problem kann damit gelöst werden, dass die Temperaturschwankung während der Messung mit Hilfe eines Temperaturkontrollers unter 0.1 K gehalten wird. Um das zweite Problem zu vermeiden, kann die Messung immer von einem gleichen Anfangszustand begonnen werden. Für einen gleichen Anfangszustand wurde die Probe zuerst in einer longitudinalen Richtung H_l gesättigt und anschließend das äußere Feld $H_l = 0$ eingestellt. Da unsere Proben alle ein uniaxiales „in-plane“-Anisotropiefeld besitzen, richten sich die Spins parallel zum „in-plane“-Anisotropiefeld H_u aus. Der Zustand bei $H_l = 0$ ist ein remanenter Zustand der Magnetisierung. Danach wird die Probe so eingestellt, dass das angelegte Magnetfeld relativ zum Strom parallel („longitudinal“ : H_l), senkrecht („transversal“ : H_t) in der Filmebene oder senkrecht zur Filmebene („perpendicular“ : H_p) steht. Magnetfeldsweeps für eine MR-Hysterese-Kurve wurden in drei verschiedenen Feldrichtungen wie folgt durchgeführt : $H = 0 \Rightarrow +H_{max} \Rightarrow 0 \Rightarrow -H_{max} \Rightarrow 0 \Rightarrow +H_{max}$. Hier ist H_{max} ein maximal eingestelltes Magnetfeld im Sättigungsbereich. ρ_0 ist der von Hochfeldern bei H_l im technisch gesättigten Bereich auf $H = 0$ extrapolierte Widerstand, um einen relativen Betrag der Widerstandsänderung zu bilden. Ein Beispiel für diese MR-Hysterese ist in der Abbildung 2.10 für H_l , H_t und H_p zu sehen. Der Magnetowiderstand wird experimentell wie folgt definiert:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho(H) - \rho(H = 0)}{\rho(H = 0)}. \quad (2.2)$$

Um den Unterschied zwischen $\rho(H_l = 0) - \rho(H_t = 0)$ und $\rho(H_l = 0) - \rho(H_p = 0)$ zu diskutieren, ist $\rho_0 = \rho(H_l = 0)$ definiert. $\rho(H_l = 0)$, $\rho(H_t = 0)$ und $\rho(H_p = 0)$ sind die jeweils auf $H=0$ extrapolierten Widerstände bei H_l , H_t und H_p .

Winkelabhängigkeit des Magnetowiderstands im Sättigungsfeld: Um die gesamte Änderung des Magnetowiderstands in der Filmebene zu bestimmen, wurde der Magnetowiderstand winkelabhängig gemessen und mit dem Betrag aus den MR-Hysterese-Messungen verglichen. Für diese Messung wurde zunächst ein Sättigungsfeld ($H_s > 0.5$ kOe) in der Filmebene eingestellt. Danach wurde der Widerstand bei jedem Winkel aufgenommen, während die Richtung des Magnetfeldes von 0° bis zu 360° mit einer Schrittweite von 10° in der Filmebene gedreht wurde (Abb. 2.9 a). Ein Beispiel dafür an der Probe 20N ist in der Abbildung 2.11 zu sehen. Die Erklärung folgt im Kapitel 3.

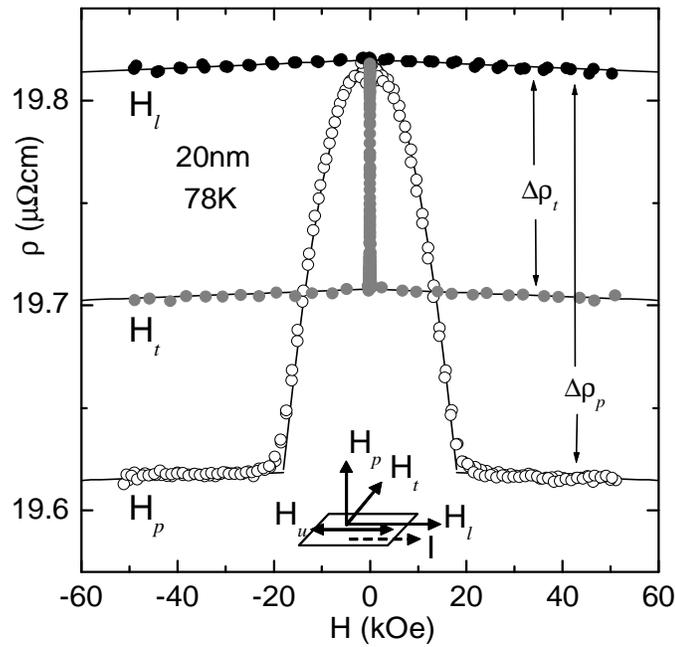


Abbildung 2.10: Hochfeld-Magnetowiderstandsmessungen in drei Feldkonfigurationen (H_l , H_t und H_p) an der Probe 20N bei 78 K. Zwei Pfeile zeigen die Definitionen für den AMR-Betrag $\rho(H_l = 0) - \rho(H_t = 0)$ und $\rho(H_l = 0) - \rho(H_p = 0)$.

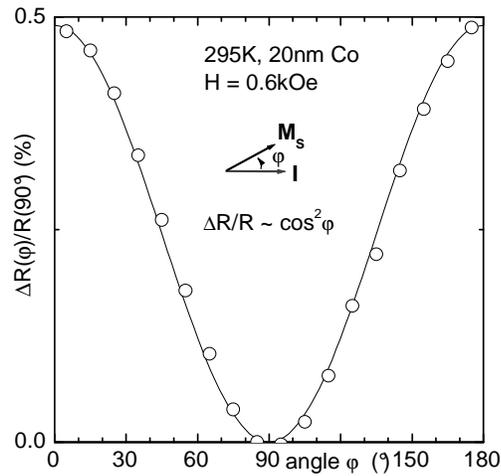


Abbildung 2.11: Die Winkelabhängigkeit des Magnetowiderstands im Sättigungsmagnetfeld $H = 0.6$ kOe in der Filmebene für die Probe 20N.

2.3 Magnetische Charakterisierung

Um den Magnetowiderstand der ferromagnetischen Filme zu verstehen, ist es notwendig, die magnetische Eigenschaft der Kobalt-Filme zu untersuchen. Es ist allgemein bekannt, dass in den dünnen Kobalt-Filmen ein uniaxiales Anisotropiefeld in der Filmebene existiert. Die Kristallanisotropie ($H_A \approx 7$ kOe) [Chi64] von hcp-Einkristall-Kobalt entsteht bevorzugt in der c-Achsen-Richtung von (0001). Da durch Röntgendiffraktometrie die Polykristallinität unserer Kobalt-Filme nachgewiesen wurde, ist vermutlich das Kristallanisotropiefeld nicht in eine bestimmte Richtung festgelegt, sondern willkürlich in verschiedenen Körnern verteilt. Der durch Wachstum induzierte Stress könnte für das bekannte uniaxiale „in – plane“-Anisotropiefeld der polykristallinen Kobalt-Filme verantwortlich sein. Dieses Anisotropiefeld kann mittels ferromagnetischer Resonanz und SQUID-Magnetometrie ermittelt werden. Es werden kurz die Messmethoden der magnetischen Charakterisierungen mit der ferromagnetischen Resonanz (FMR) und der SQUID-Magnetometrie für die Magnetisierungskurve beschrieben. Anschließend wird die Magnetkraftmikroskopie für die Domänenstruktur dargestellt.

2.3.1 Ferromagnetische Resonanz

Die Grundlage der FMR-Messmethode ist die Erfüllung der magnetischen Spin-Resonanz. Diese entspricht einer Mikrowellen-Energie $\hbar\omega_0$, die in einem statischen Magnetfeld H_0 mit Hilfe der durch die Zeeman-Energie aufgespalteten Spin-Energieunterschiede auftritt. Hierbei ist ω_0 die Larmor-Frequenz. Das magnetische Gesamtmoment der Probe präzessiert um die Richtung des statischen Magnetfeldes. Die Energie eines transversalen Mikrowellenfeldes wird stark absorbiert, wenn dessen Frequenz mit der Präzessionsfrequenz der magnetischen Momente übereinstimmt. Mit FMR können besonders magnetische Anisotropie, g -Faktor, Sättigungsmagnetisierung und Grenzflächen-Eigenschaften ultradünner Filme charakterisiert werden [Hei94].

Das magnetische Moment eines Atoms $\vec{\mu}$ beruht auf dem Drehimpuls \vec{J} der s-Elektronen (Bahndrehimpuls und eigener Drehimpuls). $\vec{\mu}$ und der Impuls \vec{J} hängen über das gyromagnetische Verhältnis γ zusammen: $\vec{\mu} = -\gamma\hbar\vec{J}$, wobei $\gamma = \frac{g\mu_H}{\hbar}$ mit dem Bohr'schen Magneton $\mu_H \equiv \frac{e\hbar}{2m}$ und dem Lande'schen Faktor g gegeben ist. Kobalt hat bei Raumtemperatur einen g -Faktor von 2.18 [Kit80]. Die Bewegung der Magnetisierung $\vec{M} = n < \mu >$ (n Volumendichte der Atome) im äußeren statischen Magnetfeld \vec{H}_0 kann mit dem Drehmoment des inneren

effektiven Feldes der Probe an einem lokalen magnetischen Moment und mit dem Dämpfung-Mechanismus der Magnetisierung nach der Landau-Lifshitz-Gilbert Bewegungsgleichung beschrieben werden [Hei94, LB03]. Die Resonanzfrequenzbedingung ist bei einem angelegten \vec{H}_0 wie folgt [LB03]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H_0 \cos(\theta - \theta_H) + M_{eff} \cos^2 \theta][H_0 \cos(\theta - \theta_H) + M_{eff} \cos 2\theta]. \quad (2.3)$$

Hierbei ist die effektive Magnetisierung $M_{eff} = 2K_u/M - M$ und das uniaxiale Anisotropiefeld $H_u = 2K_u/M$. Die Winkel θ und θ_H sind jeweils die Magnetisierungsrichtung und die angelegte Feldrichtung von der durch H_u definierten z-Achse. Hier wird der Dämpfungs-Term nicht betrachtet.

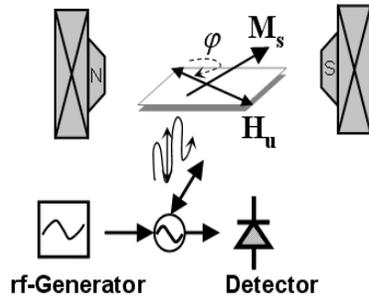


Abbildung 2.12: Schema für das Prinzip der ferromagnetischen Resonanzmessung. Im Resonator wird der Probenstab eingebaut und mittels eines Goniometers in der Filmebene gedreht. Die benutzte Mikrowelle hat $f = 9450 \text{ MHz} \pm 15 \text{ MHz}$.

Um das „in-plane“-Anisotropiefeld und dessen Lage relativ zu einer Probenkante zu bestimmen, wird das Magnetfeld parallel zur Filmebene angelegt und die Probe in der Ebene gedreht (siehe Abbildung 2.12). Die verwendete Mikrowellenfrequenz liegt im Bereich von $9450 \text{ MHz} \pm 15 \text{ MHz}$. Ein harmonisches, magnetisches Wechselfeld wird von einem Mikrowellen-Synthesizer (rf-Generator) erzeugt und steht senkrecht zu der Probe und zum angelegten statischen Magnetfeld. Richten sich alle Spins im äußeren statischen Magnetfeld $\vec{H}_0 = \vec{H}_x$ parallel zur Feldrichtung (x-Richtung) aus, kommt es aufgrund des transversalen Mikrowellen H-Feldes zu einer Resonanzabsorption bei der Larmor-Frequenz $\omega_0 = \gamma H_0$. Die Larmor-Frequenz ω_0 ist unabhängig von dem Winkel der Magnetisierung M relativ zum Magnetfeld. Je nach der Lage des „in-plane“-Anisotropiefeldes in der Probe kann die Resonanzbedingung bei einem kleineren oder bei einem größeren Magnetfeld erfüllt werden. Für die ferromagnetische Resonanzfrequenz ω_0 eines quadratischen Films in einem

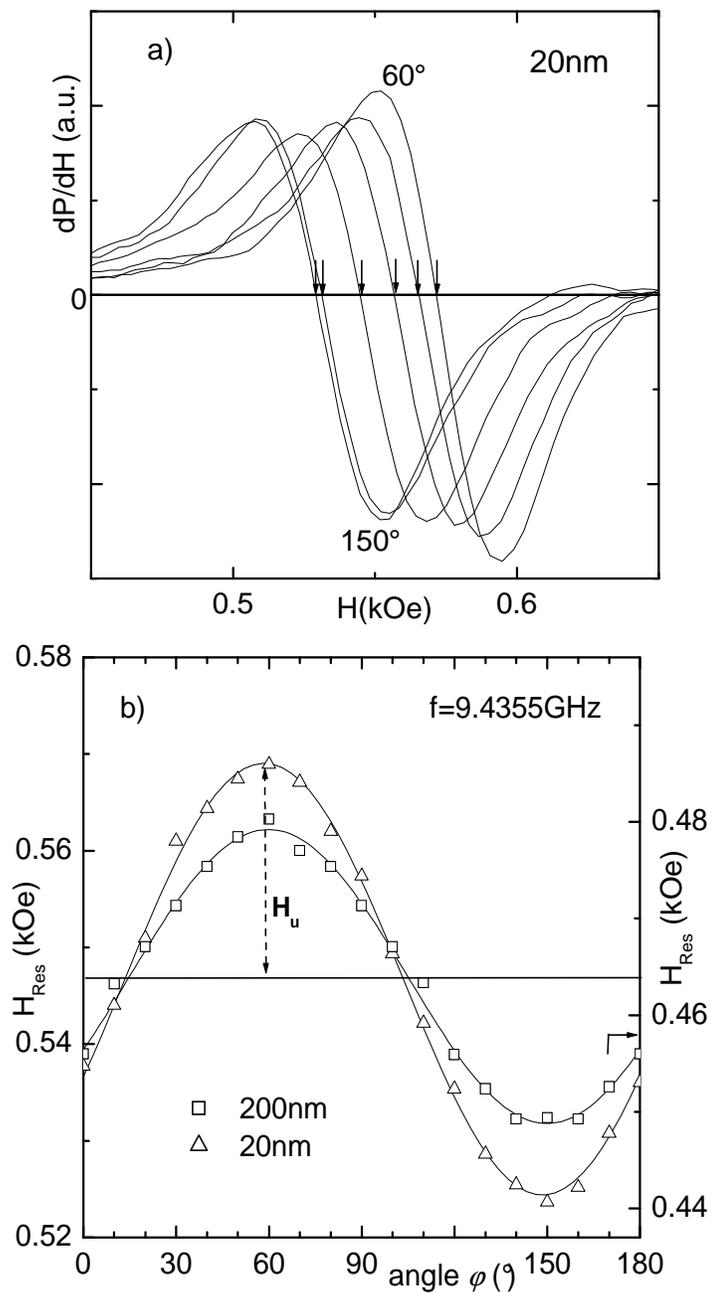


Abbildung 2.13: a) Mittels Lock-in-Technik aufgenommene Absorptionslinien dP/dH bei verschiedenen Winkeln und ihre Resonanzlagen beim Nulldurchgang für 20N. b) Ein Beispiel winkelabhängiger Resonanzfelder von 20N und 200G bei Raumtemperatur. Die rechte Achse ist für die Resonanzfelder von 200G. Die durchgezogenen Linien sind die Fitkurven nach der Gl. 2.6. Die Lage des „in-plane“ Anisotropiefeldes von 20nm ist bei 150° , wo das Resonanzfeld am kleinsten ist.

parallel zur Filmebene ($\theta_H = 90^\circ$) angelegten äußeren Magnetfeld \vec{H}_0 gilt die Gl. 2.3 mit $\theta = 90^\circ$:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_0(H_0 - M_{eff}) = H_0(H_0 + M - H_u). \quad (2.4)$$

Ist das Feld \vec{H}_0 senkrecht zur Filmebene ($\theta_H = 0^\circ$) angelegt, gilt die Gl. 2.3 mit $\theta = 0^\circ$:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right) = H_0 + M_{eff} = H_0 - M + H_u. \quad (2.5)$$

Durch die winkelabhängige Resonanzfeldmessung können die Größe eines „*in-plane*“-Anisotropiefeldes und dessen Richtung bestimmt werden. Die Abbildungen 2.13 (a) und (b) zeigen als Beispiel eine winkelabhängige Resonanzfeldmessung. Wegen der Modulation des statischen Feldes und der *Lock-In*-Technik wird die erste Ableitung der Absorptionskurve (dP/dH) detektiert. Bei jedem Winkel wird die Resonanzlage, nämlich der Nulldurchgang von dP/dH , ermittelt (Abb. 2.13 a). Diese ermittelten Resonanzfelder wurden winkelabhängig dargestellt (Abb. 2.13 b). Die Größe eines „*in-plane*“-Anisotropiefeldes H_u kann nach der Gl. 2.3 aus den gemessenen winkelabhängigen Resonanzfeldern für das Feld in der Filmebene wie folgt bestimmt werden:

$$H_{Res} \cong H_0 + H_u \cos(2\varphi), \quad (2.6)$$

wobei H_u die Größe des „*in-plane*“-Anisotropiefeldes ist und H_0 das mittlere Resonanzfeld darstellt. Die Richtung des Anisotropiefeldes ergibt sich bei dem Winkel, bei dem das Resonanzfeld am niedrigsten ist. Die Größe des Anisotropiefeldes beträgt die Hälfte der maximalen Peakdifferenz. Das Anisotropiefeld H_u der Kobalt-Filme variiert etwa von 15 Oe bis 53 Oe (Tabelle 2.4), ist also viel kleiner als das uniaxiale Kristallanisotropiefeld in Kobalt ($H_A \approx 7$ kOe). Der Sättigungs-Magnetisierungswert kann nach der Gl. 2.4 für die verwendete Mikrowellenfrequenz mit dem g -Faktor für Kobalt bestimmt werden. Relativ zur Lage des Anisotropiefeldes H_u wird die Stromrichtung festgelegt und die Magnetisierungskurve mittels SQUID-Magnetometrie gemessen (im nächsten Abschnitt). Die FMR-Parameter der untersuchten Kobalt-Filme sind in Tabelle 2.4 dargestellt.

Probe	$H_{res.}$	H_u	M_s (kOe)	
	(Oe)	(Oe)	(FMR)	(SQUID)
200G	449.3	15.3	20.8	(16.5)
200S	546.6	31.8	17.0	(17.8)
20G	546.9	53.3	15.8	(17.0)
20N	546.9	22.3	16.9	(17.2)
10SO	582.9	34.3	15.9	(17.5)
20P	635.4	45	14.4	(14.7)
12P	580.7	35.7	15.9	(17.5)
10P	578.3	30.6	16.0	(17.5)
5P	640.7	28.7	1.43	(17.6)

Tabelle 2.4: FMR-Parameter bei 295K

2.3.2 SQUID-Magnetometrie

Die Magnetisierung der Kobalt-Filme wurde mit einem SQUID-Magnetometer (MPMS₂: engl. „*Magnetic Property Measurement System*“) der Firma *Quantum Design, San Diego* gemessen. Die Anlage befindet sich in einem abgeschirmten Raum, um von außen einströmende Wechselfelder zu reduzieren. Mit dem MPMS₂ kann man sowohl das statische als auch das dynamische magnetische Moment bestimmen.

Spezifikation des SQUID-Systems:

Magnetfeldbereich : 0 bis ± 10 kOe mit einer Auflösung von 10 mOe

Temperaturbereich : 2 K bis 350 K (mit Ofen bis zu 800 K)

Statische Messung (DC): magnetische Dipole und Quadrupole

Momente : bis 10^{-8} EMU

Die Magnetisierungsmessungen an den Kobalt-Filmen erfolgten mit einer hohen Auflösung von ca. 10^{-8} EMU durch ein RF-SQUID, das die Flussänderung durch ein Pickup-Spulensystem registriert, während sich die Probe entlang der Achse der Spulen bewegt. Die durch die Bewegung der Probe hervorgerufene Flussänderung wird über einen Flusstransformator an das SQUID weitergegeben. Ein SQUID (engl. „*Superconducting Quantum Interference Device*“) ist ein supraleitender geschlossener Ring mit einem Josephson-Kontakt. Mit Hilfe des SQUID kann die einem Bruchteil eines Flussquants entsprechende Flussänderung in eine messbare Spannungsänderung umgewandelt werden. Für eine detaillierte

Beschreibung der SQUID-Magnetometrie sei hier auf die Spezialliteratur verwiesen [Bau98].

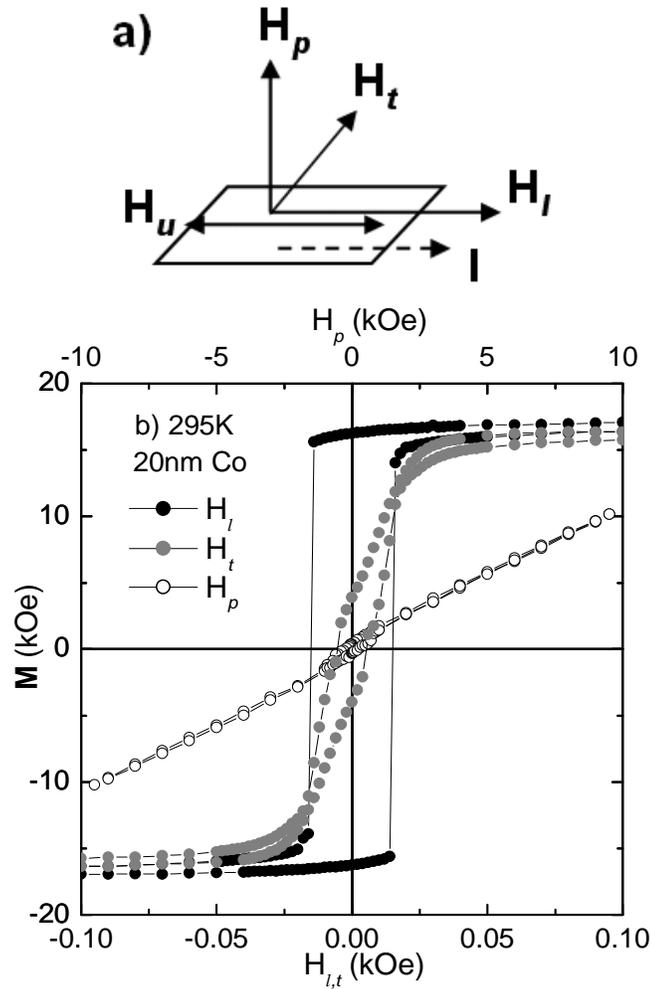


Abbildung 2.14: a) Drei Magnetfeldrichtungen relativ zum H_u . b) Magnetisierungskurven für die Probe 20N bei 295K. Die untere H-Achse steht für $M(H_l)$ und $M(H_t)$, die obere H-Achse für $M(H_p)$ bis 10kOe.

Die Magnetisierung M in Oe wird aus dem gemessenen magnetischen Moment μ (emu) für die Volumeneinheit V nach M (Oe) = $4\pi\mu/V$ (emu/cm³) \sim U/V (V/cm³) gewonnen. Für eine Magnetisierungskurve wird das magnetische Moment bei jedem eingestellten neuen Magnetfeld gemessen, indem die Probe über eine Länge von 6cm durch das Pickup-Spulen-System bewegt wird. Die Steuerung erfolgt mit dem SQUID-Steuerungsprogramm „MultiVu“ unter dem

Betriebssystem Windows.

Ein Beispiel der Magnetisierungskurve ist in der Abbildung 2.14 b) zu sehen. Die Magnetisierungskurven sind im äußeren Magnetfeld parallel zu H_u (H_l) und senkrecht dazu (H_t) in der Filmebene sowie senkrecht zur Filmebene (H_p) aufgenommen. Um die Sättigungsmagnetisierung der Kobalt-Filme auf Silizium zu bestimmen, wurde der lineare diamagnetische Untergrund vom Si-Substrat $\chi_{Dia.} = 3.0(5) \times 10^{-9}$ emu/Oe in der Abb. 2.14 b) addiert. Die Magnetisierungen der Kobalt-Filme liegen in der Filmebene und werden bis $H = 0.1$ kOe fast alle gesättigt bei einem Wert von $M_s = 17(5)$ kOe. Die Werte der Sättigungsmagnetisierung an den untersuchten Kobalt-Filme sind in der Tabelle 2.4 zusammen gestellt.

Anisotrope Magnetisierungskurven in dünnen Kobalt-Filmen: Die ‚rechteckige‘ Magnetisierungskurve von 20nm in H_l zeigt ein typisches Phänomen der Wandverschiebung in der Vorzugsrichtung (Abb. 2.14 a). Alle Spins bleiben schon aufgrund der ‚in-plane‘ -Anisotropiefeldenergie fest in einem gesättigten Zustand liegen, auch wenn das äußere Magnetfeld ($H < H_c$) in der entgegengesetzten Richtung angelegt ist. Erst wenn das Feld die Koerzitivfeldstärke H_c erreicht, klappen die Spins alle gleichzeitig in die entgegengesetzte Richtung um. Durch die Wandverschiebung erfolgt die Ummagnetisierung mit zunehmendem Magnetfeld. Dagegen zeigt die ‚quasi-lineare‘ Magnetisierungskurve in H_t einen Drehprozess der Magnetisierung. Die Spins drehen sich mit zunehmendem Feld aus der Vorzugsrichtung parallel zur äußeren Feldrichtung, bis die angelegte Feldenergie die ‚in-plane‘ Anisotropieenergie überwindet. Die Magnetisierungskurve in H_p zeigt auch einen langsamen Drehprozess der Magnetisierung aus der Filmebene. Da die Entmagnetisierungsenergie gegen das Herausdrehen der Magnetisierung aus der Filmebene wirkt, muss eine viel größere Magnetfeldenergie als die in der Filmebene aufgebracht werden, um Sättigung zu erreichen. Die lineare Steigung von ca. 1 entspricht dem Entmagnetisierungsfaktor $N = \Delta M / \Delta H = 1$ für einen quadratischen Film. Die anderen dünnen Kobalt-Filme mit einer Dicke von 10nm bis 20nm zeigen auf verschiedenen Substraten auch anisotrope Magnetisierungskurven.

2.3.3 Magnetkraftmikroskopie

Die Magnetkraftmikroskopie (MFM, ‚*magnetic force microscope*‘) ermöglicht es, die Domänenstruktur magnetischer Filme aufgrund der magnetischen Dipol-

Dipol-Wechselwirkung der Probe und einer magnetischen Sondenspitze abzubilden. Aufgrund der langreichweitigen Kräfte wird die MFM-Aufnahme mit Abständen über 10nm zwischen der Sondenspitze und der Probenoberfläche durchgeführt. Es wird eine speziell mit einem ferromagnetischen Material beschichtete Sondenspitze verwendet.

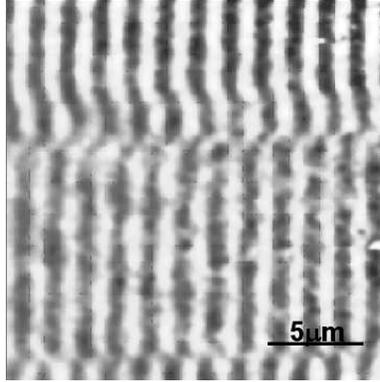


Abbildung 2.15: Ein Beispiel der Bloch-Wände: MFM-Aufnahme an einer CD-Disk. Der periodische Wechsel zwischen dem hellen und dem dunklen Kontrast zeigt den Wechsel der magnetischen „0“ und „1“-Bits. Der Abstand ΔZ zwischen Sondenspitze und Probenoberfläche beträgt 200nm für diese Aufnahme.

Die magnetische Sondenspitze wird mit einem Permanentmagneten parallel zur Spitzenachse polarisiert, d.h. senkrecht zur Filmebene. Die Sondenspitze wirkt wie ein magnetischer Dipol, so dass die Spitze nur die Streufelder der Probe in z -Richtung aufnimmt. Dies kann an einer „0“ und „1“ - Bit zeigenden CD-Disk geprüft werden (Abb. 2.15). Durch die magnetostatische Wechselwirkungskraft zwischen der Sondenspitze und der magnetischen Probenoberfläche kann sich der Cantilever repulsiv oder attraktiv verbiegen. Im statischen Fall gilt für die magnetostatische Kraft in z -Richtung zur Filmebene: $F_z = m_z \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} \right)_{z=z_0}$. Hier ist z_0 die Höhe am Anfang des Scans, m_z ist ein Dipol-Moment der Sondenspitze in z -Richtung. Im dynamischen Modus (AC-Modus) ist die Kraftänderung proportional zur zweiten Ableitung der senkrechten Streufelder H_z .

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \quad (2.7)$$

Nach Gl. 2.1 im Abschnitt 2.1.3 ist diese Kraftänderung proportional zur messbaren Frequenzverschiebung.

MFM mit Magnetfeldvariation: Um die Wandbewegung bzw. die Drehung der Magnetisierung in Domänen zu charakterisieren, wurden Helmholtzspule am Rasterkraftmikroskop aufgebaut (Abb.2.3 links). Mit der Spule kann etwa 45 Oe am Probenort für einen Strom von 5 A erreicht werden.

Die verwendete kommerzielle MFM-Spitze von der Firma *Nanosensors* wurde durch die Beschichtung mit einer 40 nm dicken Kobalt-Legierung an der Spitze des Cantilevers hergestellt. Sie ist mit einem Permanent-Magneten parallel zur Spitzenachse magnetisiert, d.h. senkrecht zur Filmebene polarisiert. Um das Reflex-Signal des Laserlichts zu erhöhen, ist die Rückseite des Cantilevers mit 30nm Aluminium beschichtet. Der Radius der Spitze ist kleiner als 50 nm. Die Spitze ist leitfähig und besitzt einen hohen mechanischen Q-Faktor für hohe Sensitivität.

Kapitel 3

Kobalt-Filme auf isolierenden Substraten

In diesem Kapitel werden Messergebnisse an Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten (Proben 200G, 20G, 20N, 10SO in der Tabelle 2.1) dargestellt und diskutiert. Zunächst werden die Streuprozesse im Nullfeld aus der temperaturabhängigen Widerstandsmessung identifiziert. Des Weiteren werden die Ladungsträgerdichte und die freie mittlere Weglänge aus der Hall-Widerstandsmessung bestimmt, und der spontane Hall-Effekt wird aus der temperaturabhängigen Hall-Widerstandsmessung (ρ_H) diskutiert. Dem folgt der Spinwellen-Beitrag zum Magnetowiderstand im technisch gesättigten Bereich. Ferner werden Magnetowiderstands-Effekte im Domänenbereich und im senkrechten Magnetfeld dargestellt. Anschließend wird der geometrische Size-Effekt diskutiert.

3.1 Temperaturabhängiger Widerstand

Die Temperaturabhängigkeit des Widerstands lässt sich durch die temperaturabhängigen Streuprozesse eines Ferromagneten charakterisieren, die durch Störstellen, Elektronen, Phononen und Magnonen verursacht werden. Durch die Matthies'sche Regel wird der temperaturabhängige spezifische Widerstand wie folgt beschrieben:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_{ph}(T) + \rho_{mag}(T). \quad (3.1)$$

Hierbei ist ρ_0 der Restwiderstand bei $T \approx 0$, der durch die temperaturunabhängige elastische Streuung der Elektronen an den Störstellen und den Fremdatomen dominiert wird. $\rho_{ph}(T)$ und ρ_{mag} sind temperaturabhängige inelastische Streuungen.

ρ_{ph} ist der Widerstand, der durch die Elektronen-Phononen-Streuung verursacht wird. In den $3d$ -Übergangsmetallen und deren Legierungen ist die Überlagerung von s- und d-Zuständen im Fermi-niveau in der Bandstruktur vorhanden (z.B. Abb. 1.2). Die Streuung kann sowohl durch einen s-s („intra-band“-)Übergang als auch durch einen s-d („inter-band“-)Übergang hervorgerufen werden. Für diese Elektronen-Phononen-Streuung gilt die Bloch-Grüneisen'sche Gleichung [PMH03, DGU04].

$$\rho_{ph}(T) = \rho_1 \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^n \int_0^{\theta_D/2T} \frac{x^n}{(\sinh x)^2} dx, \quad (3.2)$$

wobei Θ_D die Debye-Temperatur (z.B. $\Theta_D = 445$ K für Kobalt) ist und $n = 3$ gilt für die durch Phononen-induzierte s-d-Streuung in den magnetischen Metallen und deren Legierungen, die eine große Zustandsdichte im d-Band haben. $n = 5$ gilt für die durch den s-s-Übergang verursachte Phononen-Streuung in den normalen Metallen. Aus der durch s-d-Übergang modifizierten Bloch-Grüneisen'sche Gleichung für die ferromagnetischen Materialien folgt, dass der Widerstand proportional zu T^3 bei tiefen Temperaturen und linear in T oberhalb von Θ_D ist.

ρ_{mag} ist der Widerstand durch die Elektronen-Magnonen-Streuung, auch die Spinunordnungsstreuung („*spin disorder scattering*“) [CF82] genannt. Dieser Effekt kommt zustande durch die Austausch-Wechselwirkung zwischen den s-Elektronen und den lokalen magnetischen $3d$ -Elektronen. Der temperaturabhängige Widerstand wurde von T. Kasuya mit der Elektronen-Magnonen-Streuung

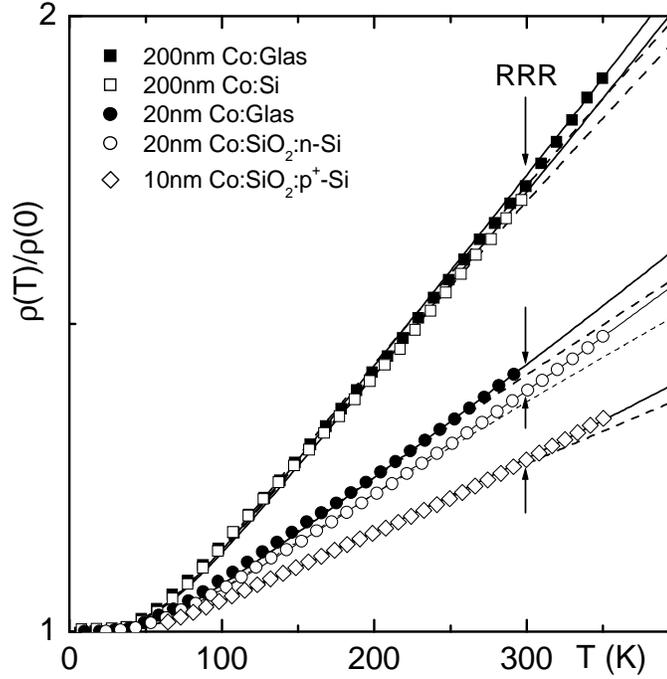


Abbildung 3.1: Temperaturabhängiger Widerstand von Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten. Die Fit-Kurven wurden nach der Gl. 3.1 mit der Gl. 3.2 für die durch Phononen-induzierte s-d-Streuung ($n=3$) und mit der Gl. 3.4 für die Magnonen-Streuung angefertigt. Die durchgezogene Linie wurde mit einem konstanten Beitrag der Elektronen-Magnonen-Streuung $\rho_2 = 1.5 \cdot 10^{-5}$ ($\mu\Omega\text{cm}/\text{K}^2$) gefittet; die gestrichelte Linie wurde ohne den Beitrag ($\rho_2 = 0$) gefittet.

wie folgt berechnet [Kas56]:

$$\rho_{mag}(T) = \frac{\rho_{para}}{S(S+1)}(S - \bar{m}_s)(S + 1 + \bar{m}_s). \quad (3.3)$$

Oberhalb der Curie-Temperatur T_c entspricht ρ_{mag} dem konstanten paramagnetischen Widerstand ρ_{para} , weil sich die d-Elektronen durch die Spin-Fluktuation völlig willkürlich orientieren, nämlich $\bar{m}_s = 0$. Bei der absoluten Null-Temperatur frieren die Spin-Fluktuationen aus und alle Spins der d-Elektronen orientieren sich parallel dazu, $\bar{m}_s = S$ und $\rho_{mag} = 0$. In der Literatur wurde der Beitrag der Elektronen-Magnonen-Streuung zum Widerstand bei sehr tiefen Temperaturen berechnet und gefunden, dass für $T \leq 10$ K gilt (weiterführende Literaturangabe in [Goo63]):

$$\rho_{mag}(T) = \rho_2 T^2. \quad (3.4)$$

ρ_2 liegt in dem Bereich von $1.3 \cdot 10^{-5}$ bis $1.6 \cdot 10^{-5}$ ($\mu\Omega\text{cm}/\text{K}^2$) für Fe, Co und Ni

Probe	ρ_0 ($\mu\Omega\text{cm}$)	ρ_1 ($\mu\Omega\text{cm}$)	(ρ'_1) ($\mu\Omega\text{cm}$)	RRR $\frac{\rho_{295K}}{\rho_{4K}}$	Ref.
200G	16.7	142	(152)	1.7	this Work
200S	17.1	138	(155)	1.7	"
20G	20.9	100	(113)	1.4	"
20N	19.2	80	(93)	1.35	"
10SO	31.1	96	(113)	1.3	"
300nm Co	14.0	Mag. Sputtering		2.0	[FGM90]
30nm Co	12.0	Pulslaser		1.7	[VAC95]
42nm Co	49.0	e-Verdampfer		1.4	[Kro00]
55nm Co	0.63	epitaktisch		6.1	[RYT99]

Tabelle 3.1: Parameter für den temperaturabhängigen Widerstand.

$\rho_2 = 1.5 \cdot 10^{-5}$ ($\mu\Omega\text{cm}/\text{K}^2$) in der Gl. 3.1. $n=3$ für den ρ_{ph} in der Gl. 3.2 eingesetzt.
 ρ'_1 steht für den Fit ohne den Magnonen-Beitrag ($\rho_2 = 0$) in der Gl. 3.1.

unter 10K [WW58].

Im Allgemeinen wird das Verhältnis des Widerstands bei Raum- und Tieftemperatur, $\text{RRR} = \frac{\rho_{RT}}{\rho_{4K}}$, für die Charakterisierung der Reinheit des Materials benutzt[CF82]. In der Abbildung 3.1 sind die temperaturabhängigen Verhältnisse $\frac{\rho(T)}{\rho(0)}$ für die Kobalt-Filme auf den isolierenden Substraten dargestellt. Die Werte des RRR unserer Kobalt-Filme liegen zwischen 1.35 und 1.75. Das bedeutet, dass die Filme viele Störstellen besitzen und die Streuung an den Störstellen dominant ist. In der Tabelle 3.1 ist es zu erkennen, dass der Wert RRR eines epitaktischen Kobalt-Films deutlich höher als der von allen anders hergestellten Kobalt-Filmen ist. Es ist aber auch die Streuung der Elektronen-Phononen und -Magnonen zu sehen. Hierfür wurde die Fit-Kurve nach der Gl.3.1 mit der Gl.3.2 für die durch den s-d-Übergang modifizierte Phononen-Streuung ($n=3$) und mit der Gl.3.4 für die Magnonen-Streuung benutzt. Die durchgezogene Linie wurde mit einem konstanten Beitrag der Elektronen-Magnonen-Streuung $\rho_2 = 1.5 \times 10^{-5}$ ($\mu\Omega\text{cm}/\text{K}^2$) und die gestrichelte Linie ohne den Beitrag ($\rho_2 = 0$) gefittet. Hierdurch ist deutlich zu erkennen, dass die durchgezogene Fit-Kurve mit der durch den s-d-Übergang modifizierten Phononen-Streuung ($n=3$) und mit dem konstanten Magnonen-Beitrag in dem ganzen gemessenen Temperaturbereich bis 350 K sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmen. Es ist aber

auch zu ersehen, dass die gestrichelte Fit-Kurve mit der durch den s-d-Übergang modifizierten Phononen-Streuung ($n=3$) und ohne den Magnonen-Beitrag nur bis 200K gut mit den Ergebnissen übereinstimmen und für $T > 200$ K zunehmend abweichen. Die Fit-Parameter sind in der Tabelle 3.1 zusammengefasst. Wie in der Abbildung 3.1 dargestellt, sind eine größere Steigung der 200nm dicken Kobalt-Filme und eine kleinere Steigung der dünnen Kobalt-Filme zu erkennen.

3.2 Normaler und spontaner Hall-Effekt

Die Hall-Effekt-Messungen an den Kobalt-Filmen sind in der Abbildung 3.2 dargestellt. Bei $H \approx M_s$ unterscheiden sich der normale und der spontane Hall-Effekt deutlich voneinander.

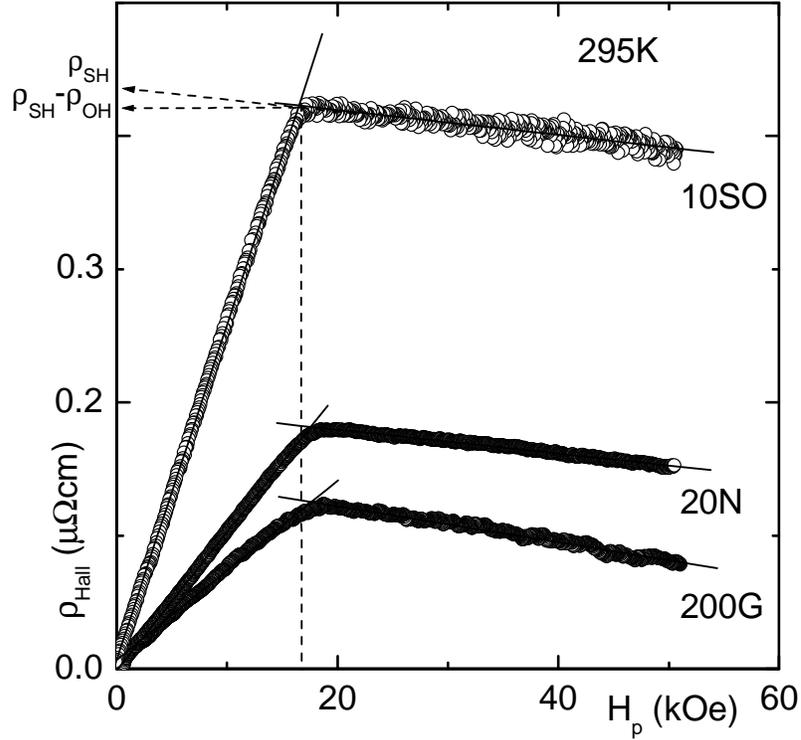


Abbildung 3.2: Hall-Effekt bei Raumtemperatur von Kobalt-Filmen auf den isolierenden Substraten. Die lineare Fit-Kurve wurde nach der Gl. 3.5 angelegt.

Der Hall-Effekt in den Ferromagneten setzt sich nach der Mattis'schen Regel aus dem normalen („ordinary hall effect“) ρ_{OH} und dem spontanen („extraordinary hall effect“) Hall-Effekt ρ_{SH} zusammen [Jan57]:

$$\rho_H = \rho_{OH} + \rho_{SH} = R_0 \mathbf{B} + R_s \mu_0 \mathbf{M}. \quad (3.5)$$

Hierbei ist M die spontane Magnetisierung des Ferromagneten und \mathbf{B} die magnetische Induktion. $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H}_i + \mathbf{M}) = \mu_0(\mathbf{H} - N\mathbf{M} + \mathbf{M}) = \mu_0\mathbf{H}$, da der Entmagnetisierungsfaktor $N = 1$ für einen quadratischen Film gilt. $R_0 = 1/n_e e$ ist die normale Hall-Konstante, die sich durch die Elektronendichte n_e des Metalls charakterisieren lässt, und $R_s = R_1 - R_0$ ist die spontane Hall-Konstante, die auf der Spin-Bahn-Kopplung beruht. R_s kann durch die Extrapolation auf $B = 0$

in Gl. 3.5 bestimmt werden. R_1 ist die experimentelle Steigung unterhalb von M_s .

Die lineare Fit-Kurve wurde nach der Gl. 3.5 angelegt, um die Beiträge des normalen Hall-Effekts ($R_0 M_s = R_s M_s - R_1 M_s$) und des spontanen Hall-Effekts ($R_s M_s \mu_0$) bei M_s zu bestimmen.

3.2.1 Normaler Hall-Effekt

Der normale Hall-Effekt bei Raumtemperatur hat ein negatives Vorzeichen in allen metallischen Kobalt-Filmen, und die lineare kleine Steigung ist von der Filmdicke sehr schwach abhängig (Abb. 3.2). Im Bereich des normalen

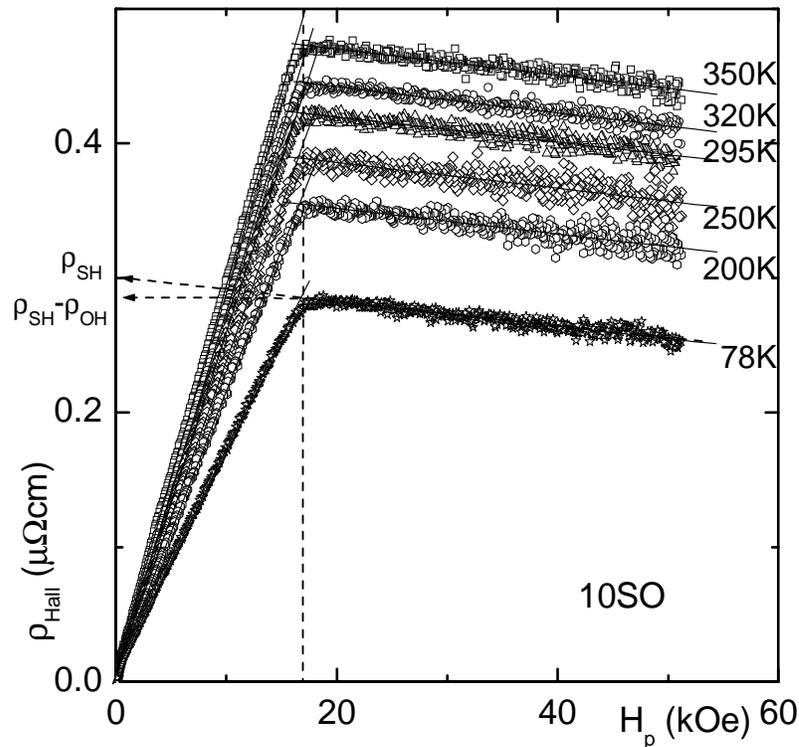


Abbildung 3.3: Temperaturabhängiger Hall-Effekt an 10SO. Die lineare Fit-Kurve wurde nach der Gl. 3.5 angelegt.

Hall-Effekts ist die Steigung temperaturunabhängig, da die Ladungsträgerdichte n_e durch die Lorentzkraft unverändert bleibt (Abb. 3.3). Aus dem normalen negativen Hall-Koeffizient R_0 wurde die effektive Elektronendichte im Kobalt-Film nach $n_e = -1/R_0 e$ berechnet. Die Werte liegen zwischen $5.0 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ und $8.1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, was der Erwartung für Übergangsmetalle entspricht [Kit80]. Aus

T \approx 0K	ρ	$R_0 \cdot 10^{-4}$	$n_e \cdot 10^{22}$	l	$R_s M_s \mu_0$	σ_{EH}	Δy
Probe	($\mu\Omega\text{cm}$)	(cm^3/C)	(cm^{-3})	(nm)	($\mu\Omega\text{cm}$)	(Ωcm) $^{-1}$	(nm)
200G	16.7	-1.26	5.0(3)	5.8(1)	0.050	195	0.018
20G	20.9	-0.77	8.1(3)	3.3(1)	0.071	163	0.011
20N	19.2	-1.02	6.1(6)	4.3(2)	0.111	295	0.025
10SO	31.1	-0.95	6.6(3)	2.5(1)	0.275	284	0.022

Tabelle 3.2: Parameter für den Hall-Effekt der Kobalt-Filme auf die isolierenden Substrate. Der spezifische Widerstand ρ , der normale Hall-Koeffizient R_0 , der spontane Hall-Widerstand $R_s M_s$, die Elektronendichte n_e , die mittlere freie Weglänge l und die „extraordinary“ Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} , Side-Jump Δy . $R_s M_s \mu_0(0) = \sigma_{EH} \rho_0^2$.

n_e und $\rho(T)$ wurde die mittlere freie Weglänge $l(T)$ nach dem Drudemodell berechnet [Kit80]:

$$l(T) = \frac{\hbar k_F}{n_e e^2 \rho(T)} = \frac{\hbar (3\pi^2)^{(1/3)}}{e^2 n_e^{(2/3)} \rho(T)}, \quad (3.6)$$

wobei $k_F = (3\pi^2 n_e)^{(1/3)}$ und $\rho(T)$ der normale spezifische Widerstand parallel zur Stromrichtung sind. Die berechnete mittlere freie Weglänge für $l(T \approx 0\text{K})$ ist in der Tabelle 3.2 mit anderen Hall-Parametern zusammen aufgelistet. Die berechnete mittlere freie Weglänge $l(0\text{K})$ von 2.5nm bis 6nm ist viel kleiner als die abgeschätzte mittlere freie Weglänge 14.6nm für Bulk-Kobalt mit $\rho(295\text{K}) = 5.8 \mu\Omega\text{cm}$ [Kit80] und mit $n_e = 5.8 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$. Sie ist auch viel kleiner als die mittels AFM identifizierte Korngröße von 23nm bis 79nm (Tabelle 2.3), d.h. der hohe Restwiderstand wird in den Körnern durch die Störstellen-Streuung dominiert.

3.2.2 Spontaner Hall-Effekt

Im Gegensatz zu dem normalen Hall-Effekt zeigt der spontane Hall-Effekt eine deutlich größere positive Steigung mit steigender Temperatur (Abb. 3.3). Diese ist in der temperaturabhängigen Darstellung für den spontanen Hall-Widerstand $R_s M_s$ und für den normalen Hall-Widerstand $R_0 M_s$ bei der Sättigung deutlich zu ersehen (Abb. 3.4). Der normale und spontane Hall-Koeffizient und die berechneten charakteristischen Werte sind in der Tabelle 3.2 zusammengefasst. Der temperaturabhängige spontane Hall-Widerstand $\rho_{SH}(T)$ lässt sich wie folgt anpassen:

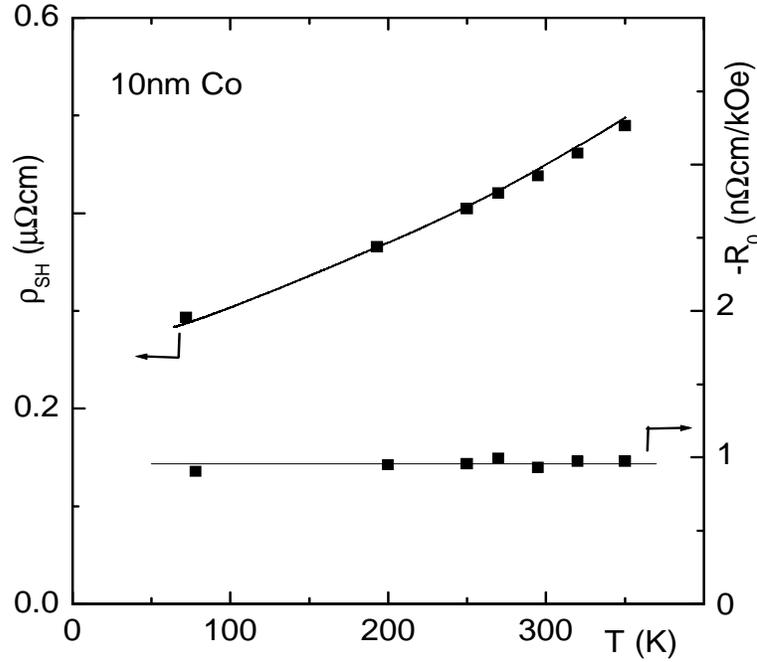


Abbildung 3.4: Temperaturabhängiger spontaner Hall-Widerstand $R_s M_s$ (linke Achse) und normaler Hall-Koeffizient R_0 (rechte Achse) an der Probe 10SO. Die durchgezogene Fit-Linie zeigt eine gute Übereinstimmung nach der Gl. 3.7 für den spontanen Hall-Effekt.

$$\rho_{SH}(T) = R_s \mu_0 M_s(T) = \sigma_{EH} \rho(T)^2, \quad (3.7)$$

wobei σ_{EH} die „extraordinary“ Hall-Leitfähigkeit („*extraordinary hall conductivity*“) genannt wird. σ_{EH} ist ein von der Störstellen-Streuung unabhängig und temperaturunabhängiger Wert und nur von dem Material abhängig. Dass der temperaturabhängige spontane Hall-Widerstand dem $\rho(T)^2$ -Potenz-Gesetz folgt, wurde zuerst von Karplus und Luttinger als Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung vorausgesagt [KL54]. In der Arbeit von Berger wurde σ_{EH} für die verschiedenen ferromagnetischen Legierungen zusammen gestellt [Ber64]. Unsere Werte für σ_{EH} sind mit $163 (\Omega\text{cm})^{-1}$ - $295 (\Omega\text{cm})^{-1}$ etwas kleiner als die Werte von 450 bis $700 (\Omega\text{cm})^{-1}$ für Kobalt-Legierungen [Ber64]. Die „*extraordinary*“ Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} in Kobalt-Filmen wurde in der Literatur kaum berichtet. In der Arbeit von Viret [VAC95] wurde der Hall-Effekt an einem 30nm dünnen Film nur bei Raumtemperatur gemessen, aber nicht detailliert erläutert. Die „*extraordinary*“ Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} wurde erstmals in dieser Arbeit experimentell gefunden.

Kürzlich wurde von Yao *et al.* [YKM04] σ_{EH} mittels der Berry-Phase der Elektronen an der Fermi-Grenze der Bandstruktur von Eisen erstmals quantitativ berechnet. Das Ergebnis, $\sigma_{EH} = 750 (\Omega cm)^{-1}$, liegt in der gleichen Größenordnung wie der hier am Kobalt gefundene Wert. Durch diese Berechnung wurde gezeigt, dass die „*extraordinary*“ Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} von der effektiven Spin-Bahn-Kopplung stark abhängig ist. Unsere Ergebnisse bestätigen die ρ^2 -Abhängigkeit des spontanen Hall-Effektes.

L. Berger hat den spontanen Hall-Effekt als einen „*Side-Jump*“-Mechanismus beschrieben [Ber70], der die Elektronen durch die Spin-Bahn-Kopplung von ihrer Flugbahn aus senkrecht versetzen kann. Der „*Side-Jump*“-Mechanismus sei die Hauptursache für den spontanen Hall-Effekt der ungeordneten Ferromagneten und deren Legierungen für $T > 100$ K, während die asymmetrische Streuung bei $T < 100$ K dominiere und $R_s(T)$ linear proportional zu $\rho(T)$ sei. Die Versetzungsgröße Δy an einer Störstelle kann durch den „*Side-Jump*“-Mechanismus eines Streuprozesses für die Elektronen mit einer einfachen Formel abgeschätzt werden [Ber70]:

$$\Delta y \approx \frac{\hbar k_F}{n_e e^2} \sigma_{EH} = \rho(T) l(T) \sigma_{EH}, \quad (3.8)$$

wobei die Planck'sche Konstante $\hbar = 1.05459 \cdot 10^{-34}$ Js, der Fermi-Wellenvektor k_F , die Elektronendichte n_e , die Ladung $e = 1.60219 \cdot 10^{-19}$ C sind. Der Vorfaktor $\hbar k_F / n_e e^2$ ist gleich wie für die mittlere freie Weglänge der Elektronen $l(T)$ in der Gl. 3.6. Weil $\rho(T)l(T)$ temperaturunabhängig ist, stellt Δy einen temperaturunabhängigen intrinsischen Wert dar, während l in der Stromrichtung temperaturabhängig ist. Die vorhergesagte Versetzungsgröße Δy liegt durch den „*Side-Jump*“-Mechanismus bei $0.1 \text{ \AA} - 1 \text{ \AA}$. Die aus dem σ_{EH} berechneten Versetzungsgröße Δy von 0.11 \AA bis 0.25 \AA in den Kobalt-Filmen liegen allerdings in recht guter Übereinstimmung mit der Voraussage.

3.3 Spinwellen-Magnetowiderstand

Um die Beiträge zum anisotropen Magnetowiderstand zu identifizieren, wurden die MR-Ergebnisse in Hochfeldern bis 50 kOe und zum Teil bis 120 kOe (Abb. B.5 im Anhang B) charakterisiert. In diesem Abschnitt wird das Verhalten des Magnetowiderstands in Hochfeldern bis 50kOe betrachtet und diskutiert. Im nächsten Abschnitt wird auf den Magnetowiderstand in Niederfeldern fokussiert. Oberhalb der Sättigungsmagnetisierung $M_s = 17.5$ kOe sind die Spins parallel zum äußeren Magnetfeld homogen ausgerichtet. In diesem technisch gesättigten Zustand wurde die Änderung des Magnetowiderstands untersucht.

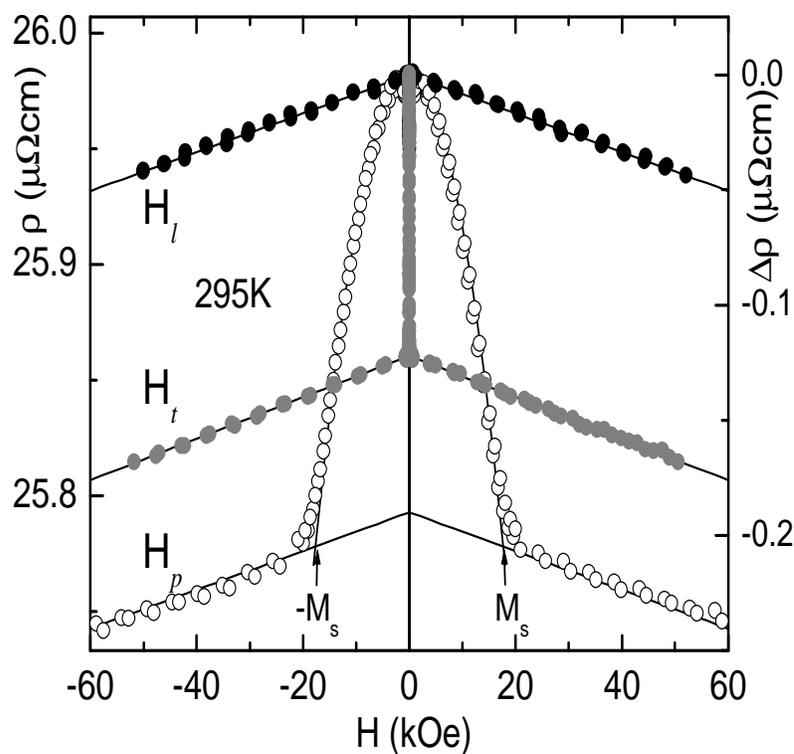


Abbildung 3.5: Hochfeld-Magnetowiderstand in H_l , H_t und H_p bei 295K für die Probe 20N.

In der Abbildung 3.5 wird der Magnetowiderstands-Effekt in den drei Feldrichtungen an dem 20nm Kobalt-Film gezeigt. Oberhalb von M_s nimmt der Magnetowiderstand für alle Feldrichtungen mit zunehmenden Feldstärke linear ab, obwohl die Spins alle technisch gesättigt sind. In der Abbildung 3.6 wurden Messungen in H_l für verschiedene Temperaturen dargestellt, die in der Konfiguration von H_l

parallel zum Strom makroskopisch gesehen keinen Einfluss der Lorentzkraft auf die Leitungselektronen geben würden. Bei 78 K ist der Magnetowiderstand fast konstant. Die Messungen mit der steigenden Temperatur zeigen aber eine systematische Zunahme der linearen negativen Steigung $d\rho/dH$.

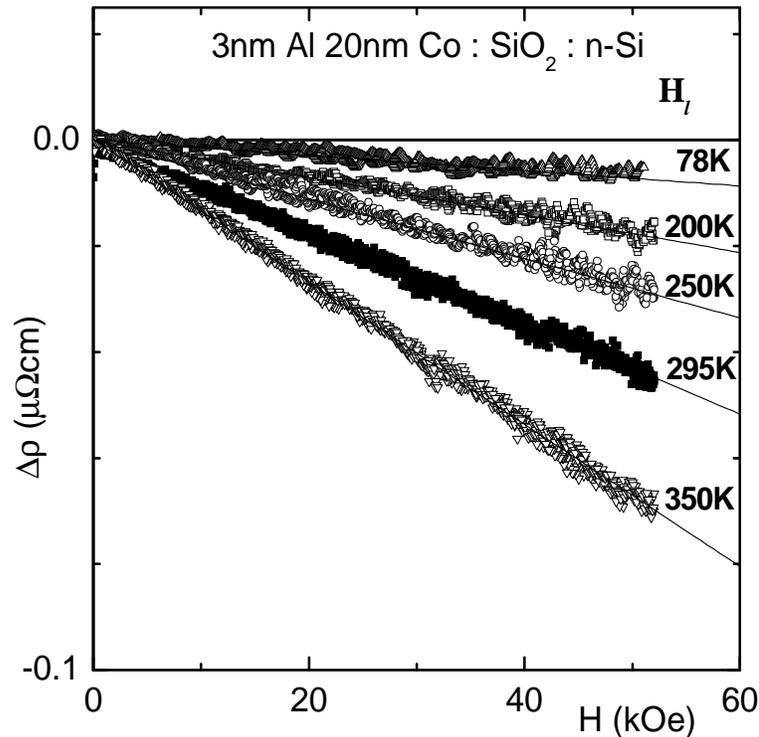


Abbildung 3.6: Linearer negativer Magnetowiderstand in H_l bei verschiedenen Temperaturen für die Probe 20N.

In der Abbildung 3.7 wurde die temperaturabhängige lineare Steigung für drei Kobalt-Filme zusammen dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass die Steigung $d\rho/dH$ für alle Proben in der Näherung eine T^2 -Abhängigkeit zeigen. Bisher wurde in der Literatur dieser Effekt nicht ausführlich diskutiert. Es wurde nur erklärt [MP75], dass der Widerstand aufgrund der durch das äußere Feld induzierten Magnetisierung weiter abnimmt, da die temperaturabhängige Spinunordnung eines Ferromagneten durch das äußere Feld reduziert wird. Kürzlich hatten Raquet *et al.* [RVS02, RVB02] diesen Effekt bezüglich der Spinwellen (,Magnonen‘)-Streuung sowohl theoretisch als auch experimentell ausführlich untersucht. Als Folge der Erhöhung der Energielücke der Magnonen durch das Feld \vec{H} nimmt die ,Spin-Flip‘-Relaxationszeit zu, so dass der Ma-

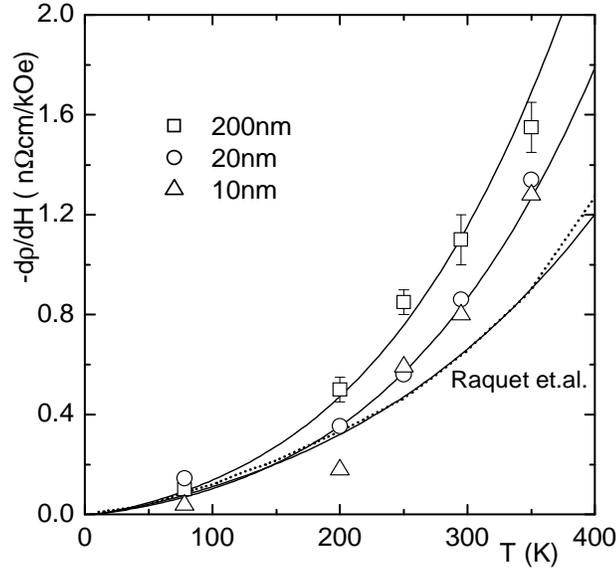


Abbildung 3.7: Temperaturabhängiger Spinwellen-Beitrag zum Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen. Die durchgezogene Linie zeigt die Kurve nach der Gl. 3.9. Die gestrichelte Linie ist die theoretische Fit-Kurve für 7nm und 10nm Kobalt-Filme von Raquet *et al.* aufgrund deren Messungen [RVS02]. Die strichpunktierte Linie entspricht dem Fit nach Gl. 3.9 an deren Messdaten.

agnetowiderstand abnimmt. Der theoretische Verlauf des temperaturabhängigen Spinwellen-Beitrags zum linearen MR für einen *kubischen* Ferromagneten kann wie folgt beschrieben werden [RVS02]:

$$\frac{d\rho(T, H)}{dH} \approx aT(1 + 2d_1T^2)(\ln T/T_0), \quad (3.9)$$

wobei a und T_0 konstante Fit-Parameter sind. Der Fit-Parameter $d_1 = D_1/D_0$ ist die effektive Magnonenmasse, die aufgrund der Fermi-Verteilung die T^2 -Abhängigkeit hat, relativ zur Magnon-Masse D_0 bei $T = 0$ K. Der theoretische Wert $d_1 = -1.5(\pm 0.2) \cdot 10^{-6}(\text{K}^{-2})$ für Kobalt liegt bei 300 K für Fe, Co und Ni. Die vorausgesagte lineare Steigung im Bereich von 1 nΩcm/kOe bis 3 nΩcm/kOe. Unsere Messwerte liegen auch gut in diesem Bereich. Die reduzierte Masse der Magnonen d_1 für die drei Kobalt-Filme wurde aus dem Fit nach der Gl. 3.9 mit $T_0 = 5$ K gewonnen. Die Werte von d_1 liegen etwas höher als der Literaturwert. In der Abbildung 3.7 wurde die theoretische Kurve von Raquet *et al.* zum Vergleich dargestellt sowie seine Messdaten nach der Gl. 3.9 gefittet. Die gewonnenen Werte für die Daten von Raquet *et al.* sind $d_1 = 0.3(5) \cdot 10^{-6}(\text{K}^{-2})$ mit $a = 3.5 \cdot 10^{-6}$. Für unsere 10nm- und 20nm-Filme ist $d_1 = 7.0(5) \cdot 10^{-6}(\text{K}^{-2})$ mit $a =$

$3 \cdot 10^{-6}$, und für 200nm ist $d_1 = 7.0(5) \cdot 10^{-6} (\text{K}^{-2})$ mit $a = 4 \cdot 10^{-6}$. Eine Ursache für die unterschiedlichen Werte von d_1 kann sein, dass die theoretische Aussage für kubische Ferromagnete berechnet wurde, nicht für hcp-Co-Filme, denn die Steigung $d\Delta\rho/dH = 1.1(1) \text{ n}\Omega\text{cm/kOe}$ bei 295K von dem hier untersuchten 200nm Kobalt-Film liegt höher als die bei Raquet. An diesem dicken Kobalt-Film wurde die schwache Textur in der hcp-Kristallrichtung in der Röntgendiffraktometrie beobachtet (Kap. 2). Ferner wurde berichtet, dass die Steigung an einem 55nm dicken epitaktischen hcp-Kobalt-Film bei 280K bei einem noch höheren Wert von $1.9(5) \text{ n}\Omega\text{cm/kOe}$ liegt [RYT99]. Eine endgültige Aussage über die Ursache dieser Abweichung ist z.Zt. noch nicht möglich.

3.4 Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)

Um das Verhalten des anisotropen Magnetowiderstands in Abhängigkeit des Magnetfeldes zu verstehen, wird in diesem Abschnitt der MR in H_l , H_t und H_p ($H \leq M_s$) betrachtet. Zunächst wird der MR in der Filmebene in H_l und H_t , und danach in H_p dargestellt und mit Hilfe der Magnetisierungskurven und Domänenstruktur diskutiert.

3.4.1 ‚In-plane‘ Magnetowiderstand

In der Abbildung 3.8 ist die Winkelabhängigkeit des AMR in einem Sättigungsmagnetfeld dargestellt. Der Verlauf der Widerstandsänderung stellt einen anisotropen MR im gesättigten homogenen Zustand der Magnetisierung dar. Der longitudinale Widerstand ist größer als der transversale Widerstand: $\rho(0^\circ) > \rho(90^\circ)$. Die maximale Widerstandsänderung ist $\rho(0^\circ) - \rho(90^\circ) > 0$. Da die Spins der

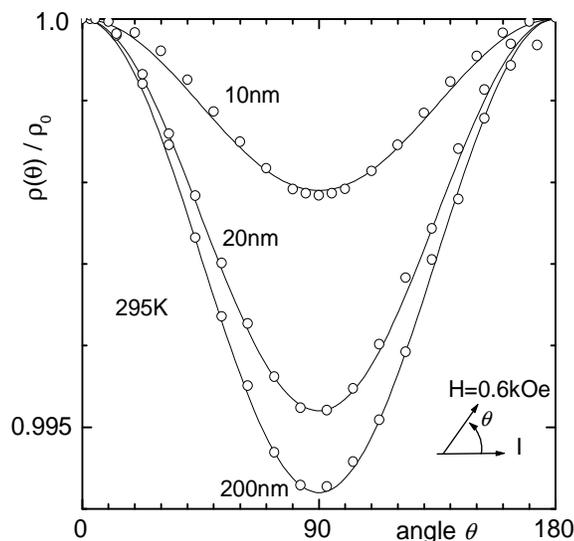


Abbildung 3.8: Winkelabhängiger Magnetowiderstand in einem Sättigungsmagnetfeld in der Filmebene bei 295K für die Kobalt-Filme.

lokalen Magnetisierung $M_{lok.}$ bei einem Sättigungsmagnetfeld alle parallel zum angelegten Magnetfeld ausgerichtet sind, ist dieser Zustand ein homogener Zustand, nämlich $M_{lok.} \parallel M_s$. Die winkelabhängige Widerstandsänderung hängt nur von dem Winkel θ zwischen der globalen Magnetisierung M_s (in diesem Fall parallel zum angelegten Magnetfeld) und dem Strom ab. Im Fall des $M_s \parallel H$ kann die $\cos^2\theta$ - Abhängigkeit des Magnetowiderstands mit $[M(H)/M_s]^2$ aus der

Magnetisierungskurve charakterisiert werden.

$$\rho(\mathbf{H}) = \rho(0)_{l,t,p} + \Delta\rho(\mathbf{H})_{l,t,p} \cos^2\theta(\mathbf{H}) \quad (3.10)$$

mit $\cos^2\theta(\mathbf{H}) = m(\mathbf{H})^2$ in H_l

und $\cos^2\theta(\mathbf{H}) = 1 - m(\mathbf{H})^2$ in H_t und H_p .

Hierbei ist $m(\mathbf{H}) \equiv M(H_{l,t,p})/M_s$ die reduzierte Magnetisierung jeweils bei H_l , H_t und H_p . $\Delta\rho(\mathbf{H})_{l,t,p}$ ist der AMR-Betrag $\Delta\rho$ jeweils bei H_l , H_t und H_p .

Der Verlauf des winkelabhängigen MR im gesättigten Zustand lässt sich nach der Gl. 3.10 gut beschreiben. Mit dieser Winkelabhängigkeitsmessung im gesättigten Zustand kann der Betrag des AMR bestimmt werden. Die Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der MR-Hysteresenmessung (siehe die Abbildung 3.9).

In den Niederfeldern $H < M_s$ ist die lokale Magnetisierung $M_{lok.}$ nicht immer parallel zur globalen Magnetisierung. Der anisotrope Magnetowiderstandseffekt ist stark von der angelegten Feldrichtung abhängig, denn die anisotrope Streuung für den Magnetowiderstand hängt von dem Winkel θ der lokalen Magnetisierungsrichtung relativ zur Stromrichtung ab. Für die Ausrichtung der lokalen Magnetisierung sind wiederum das angelegte Magnetfeld, das Anisotropiefeld, Kristallstruktur, Filmdicke, Korngröße und Domänenstruktur wichtig. Die Drehung der Magnetisierung, die Wandverschiebung und die Entstehung bzw. das Verschwinden der Domänenwände können den Magnetowiderstand beeinflussen. Den jeweiligen Beitrag zum MR zu bestimmen ist aber nicht einfach, da Einflüsse von allen in den Niederfeldern $H < M_s$ vorhanden sind. Der Magnetowiderstand in den polykristallinen Filmen ergibt sich aus der Mittelung der Richtungskosinusse von lokalen Magnetisierungen relativ zum Strom und proportional zu $\cos^2\theta$ [MP75].

Die MR-Hysteresenmessungen an den 20nm und 200nm Kobalt-Filmen zeigen einen deutlichen anisotropen MR in der Feldvariation $H < M_s$ (Abb. 3.9).

Für den 20nm dünnen Kobalt-Film ist die Widerstandsänderung $d\rho/dH_l$ bei H_l nahezu 0, und der Widerstand bleibt fast am maximalen Wert, weil die Spins schon entlang des uniaxialen Anisotropiefeldes H_u und zum Strom ausgerichtet sind und sich im ganzen Feldbereich in H_l kaum drehen (Abb. 3.10 a). Darum ist die Streuung an der Bahn am größten: $\rho_l - \rho_t > 0$. Nur bei H_c in der entgegengesetzten Magnetfeldrichtung klappen die Spins fast gleichzeitig

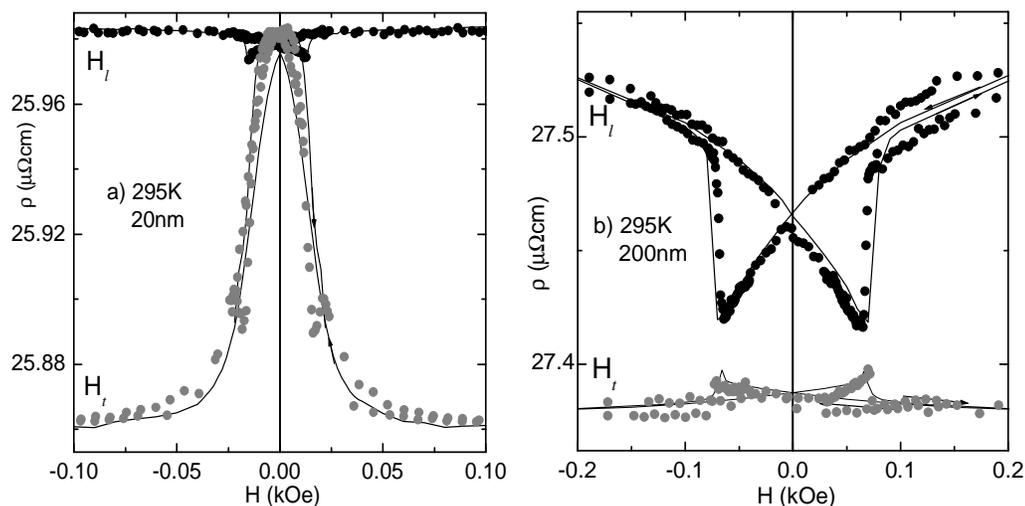


Abbildung 3.9: Magnetowiderstand in H_l und H_t bei 295K (a) für 20N und (b) für 200G. Die Fit-Kurve erfolgten nach der Gl. 3.10.

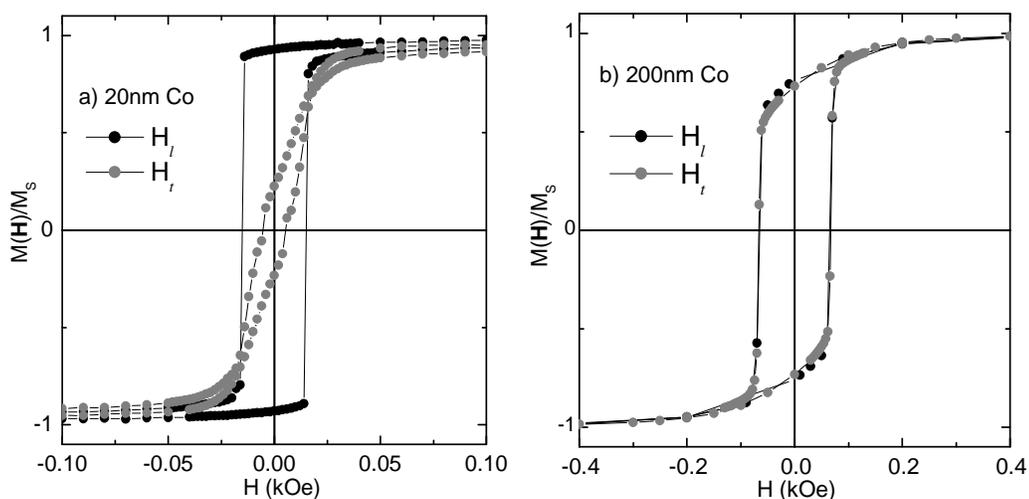


Abbildung 3.10: Magnetisierungskurven in H_l und in H_t bei 295K für die Probe 20N und 200G.

um. Dies hat aber keinen weiteren Einfluss auf den Magnetowiderstand, da die parallele Spin-Richtung zum Strom durch das Umschalten nicht geändert wird. Im Gegensatz dazu nimmt der Widerstand bei H_t kontinuierlich aufgrund des Herausdrehens der Spins aus der leichten Achse H_u ab, da der Streu-Winkel θ in $\cos^2\theta$ zunimmt. Die AMR-Hysteresekurven entsprechen sehr gut den Magnetisierungskurven. Dieser Effekt wurde bis 350 K beobachtet. Dieser AMR tritt auch im 10nm dünnen Kobalt-Film gleichermaßen auf (s. Abb. B.8 und B.9). Die Fitkurve mit der Gl. 3.10 beschreibt die MR-Hysterese in erster Näherung gut. Die kleine Abweichung der Fitkurve mit der Gl. 3.10 ist in der Umgebung von H_c bei H_t zu sehen. Die Ursache dafür kann eine Verteilung der lokalen Magnetisierung um die Anisotropiefeldrichtung sein [Ciu92]. Die Verteilung der lokalen Magnetisierung wird in der Domänenstruktur beobachtet (s. Abschnitt 3.4.2).

Für den 200nm dünnen Kobalt-Film bleibt der absolute Widerstand für $H = 0$ im Feld parallel zum Strom $\rho(H_l = 0)$ nicht an einem maximalen Wert, sondern sinkt mit abnehmender Feldstärke bis zu H_c stark ab. Dagegen ändert sich der Widerstand $\rho(H_t)$ im transversalen Feld kaum: $\Delta\rho(H_t) \approx 0$ (Abb. 3.9 b). Dies ist also ein gänzlich anderes Verhalten als bei 20nm Dicke: *ein Wechsel der AMR-Hysterese*. Jedoch ist bei der Sättigung $\Delta\rho = \rho_l - \rho_t > 0$ wie bei 20nm. Die Magnetisierungskurven für H_l und H_t zeigen eine ‚invertierte‘ isotrope Hysterese, in der $H_c = 70 \text{ Oe} > H_u = 15 \text{ Oe}$ ist (Abb.3.10 b). Obwohl die Magnetisierungskurven für H_l und H_t isotrop sind, zeigt sich in der MR-Hysterese eine deutliche Anisotropie in der Filmebene. Dieser Effekt wurde für $78K \leq T \leq 300K$ beobachtet. Jedoch ist zu erkennen, dass dieses MR-Hystereseverhalten in erster Näherung auch mit der Magnetisierung nach der Gl. 3.10 sehr gut übereinstimmt.

Um den Wechsel der AMR-Hysterese zwischen dünnen und dicken Filmen zu verstehen, wurde die Domänenstruktur der Filme weiter untersucht.

3.4.2 Einfluß der Domänenstruktur

Um Einflüsse der Domänenstruktur auf den Magnetowiderstand erläutern zu können, werden zunächst die MFM-Bilder der Kobalt-Filme betrachtet. Anschließend werden die MR-Ergebnisse an dem 20nm dünnen und dem 200nm dicken Kobalt-Film mit der Domänenstruktur korreliert.

Das Prinzip der MFM-Aufnahme ist für die Bloch- und Néel-Wände schematisch in der Abbildung 3.11 dargestellt. Die senkrecht magnetisierte MFM-Spitze steht in Wechselwirkung mit den senkrechten Streufeldern der Probenoberfläche.

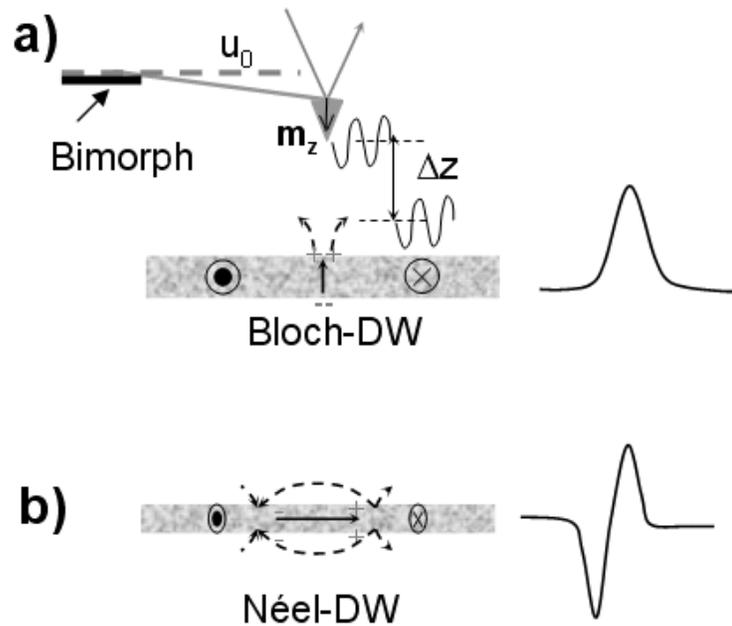


Abbildung 3.11: Schema für das Prinzip der Magnetkraftmikroskopie an Domänenwänden. Die senkrecht magnetisierte MFM-Spitze steht in Wechselwirkung mit den Streufeldern von Bloch-Wänden (a) und von dem Anfang und dem Ende der Néel-Wänden (b) in dünnen Filmen. Der Abstand ΔZ zwischen Sondenspitze und Probenoberfläche beträgt 20nm und 70nm für die Aufnahme jeweils an 20N und an 200G.

Die Domänenstruktur der ferromagnetischen Filme unterscheidet sich von der gesamten freien Energie des Films. Die Ausrichtung der Spins im Film hängt am meisten ab von dem Verhältnis der Anisotropieenergie relativ zur Entmagnetisierungsenergie: $Q = \frac{K_u}{K_d}$ [HS98]. Hierbei ist K_u der

uniaxiale Anisotropieenergie-Koeffizient und K_d der Entmagnetisierungsenergie-Koeffizient. Es ist bekannt, dass sich die Spins oberhalb der kritischen Filmdicke von 30nm für Kobalt [HPO96] energetisch günstigerweise senkrecht zur Filmebene und unterhalb der kritischen Filmdicke aber in der Filmebene ausrichten. Unterhalb der kritischen Filmdicke ist die Bildung von Néel-Wänden energetisch günstiger als von Bloch-Wänden, die sich aber in dickeren Filmen ausbilden [HS98].

Rippelstruktur von den dünnen Kobalt-Filmen: In der Abbildung 3.12

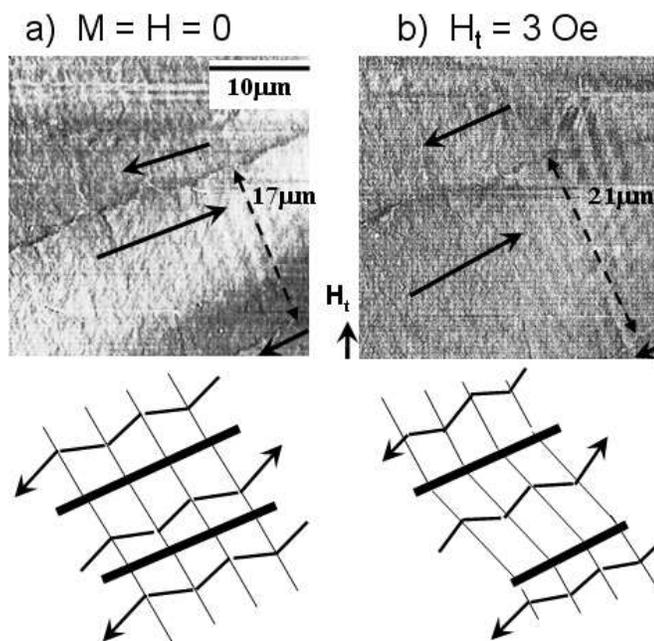


Abbildung 3.12: MFM-Aufnahme jeweils im Nullfeld nach der Entmagnetisierung (a) und in $H_t = 3\text{Oe}$ (b) für 20N. Die untere schematische Bilder erklären die jeweils wellenförmige Rippelstruktur. Die dünnen Linien stehen für die feinen Kleinwinkelwände und die zickzackartigen Pfeile für die Schwankung der lokalen Magnetisierung. Die Richtung der globalen Magnetisierung ist in den jeweiligen Domänen im Bild (a) durch Pfeile gezeigt. Zwei Néelwände trennen die Domänen. Bild (b) zeigt die Wandverschiebung: die Breite der mittleren Domäne in (b) ist in einem angelegten Feld breiter als bei (a) geworden.

sind MFM-Bilder jeweils im entmagnetisierten Zustand (a) in einem kleinen Magnetfeld $H_t = 3\text{Oe}$ (b) für die Probe 20N wird gezeigt zusammen mit schematischen Bildern in der unteren Reihe für die jeweilige Domänenstruktur. Die Abb. 3.12 (a) zeigt einen entmagnetisierten Zustand $M = 0$, in dem die

Domänen durch zwei Néelwände getrennt sind. Da die Filmdicke kleiner als die kritische Filmdicke von 30nm ist, liegt die Magnetisierung in der Filmebene parallel zum uniaxialen Anisotropiefeld H_u . Es ist aber deutlich zu sehen, dass die Magnetisierung in den jeweiligen Domänen lokal verteilt ist. Dieser Effekt ist durch die feine Rippelstruktur („*ripple*“) charakterisiert. In dem unteren schematischen Bild ist gezeigt, dass Kleinwinkel-Wände (die dünnen Linien) dafür veranschaulicht sind. Die Ursache für diese feine Rippelstruktur ist die Verteilung der lokalen Kristallanisotropiefelder in den jeweils benachbarten Körnern eines polykristallinen Films. Deswegen ist die Ausrichtung der lokalen Magnetisierung wellenförmig. Die Richtung der globalen Magnetisierung liegt senkrecht zur feinen Rippelstruktur [HS98, Fel63, Lö97]. In Abb. 3.12 (b) ist die Wandverschiebung deutlich zu sehen. Die mittlere breite Domäne hat sich bei einem Anlegen eines kleinen Magnetfeldes vergrößert, was im unteren schematischen Bild deutlich wird.

Die aufgenommenen Domänen-Bilder und die Magnetisierungskurve (Abb. 3.10 a) korrelieren sehr gut. Mit Hilfe der feinen Rippelstruktur konnte der transversale Magnetowiderstand besser verstanden werden. Die aufgenommenen Domänen-Bilder weisen darauf hin, dass die Magnetisierungen alle in der Filmebene liegen, so dass der Magnetisierungsprozess in H_l und H_t ein zweidimensionales Verhalten relativ zum uniaxialen „in-plane“-Anisotropiefeld H_u zeigt. Dementsprechend konnte das Verhalten der Widerstandsänderung auch sehr gut mit dem Magnetisierungsprozess in H_l und in H_t verstanden werden. Aufgrund der Verteilung der lokalen Anisotropiefelder und der Wandverschiebung im transversalen Magnetfeld H_t kann der transversale Magnetowiderstand im polykristallinen Filmen von dem globalen Magnetisierungsverhalten leicht abweichen, da die Drehung der lokalen Magnetisierung aufgrund der Wandenergie der Néelwände blockiert werden kann [HS98, Fel61].

Streifendomäne von dem 200nm dicken Kobalt-Film: Die Streifendomänenstruktur wurde in dicken Kobalt-Filmen von 200nm sowohl auf Glas als auch auf Si beobachtet. In der Abbildung 3.13 (links) zeigt sich eine willkürlich verteilte Streifenstruktur. Hier wurde die Probe zuerst entmagnetisiert und dann das Bild im Nullfeld mittels AC-Modus aufgenommen. Diese Streifenstruktur ist isotrop orientiert und entspricht dem entmagnetisierten Zustand des Films. Die Isotropie wurde durch ein ringförmiges Fourier-Spektrum bestätigt. Für den mittleren und rechten Teil der Abbildung 3.13 wurde im remanenten Zustand bei $H_l = 0$ und $H_t = 0$ nach vorheriger Sättigung gemessen. Die Streifenstrukturen zeigen, dass

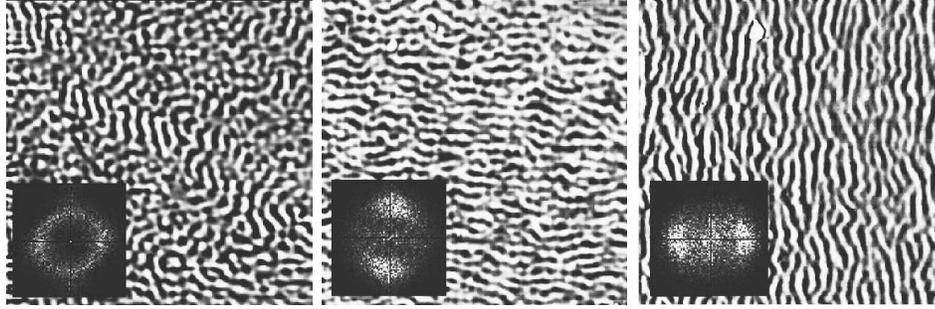


Abbildung 3.13: MFM-Aufnahme im Nullfeld nach der Entmagnetisierung (links), nach der Sättigung in H_l (Mitte) und in H_t (rechts) an der Probe 200G. Ein ringförmiges Fourier-Spektrum zeigt die willkürliche Verteilung der Magnetisierung beim entmagnetisierten Zustand (links). Die uniaxiale „in-plane“ Anisotropiefeldrichtung ist parallel zur horizontalen Richtung. Die Domänenbreite beträgt 208 ± 15 nm. Scanbereich : $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$.

sie parallel zur vorher angelegten Feldrichtung induziert bleiben, auch bei H_t , wo die Richtung senkrecht zum uniaxialen Anisotropiefeld H_u ist. Die Streifendomänenstrukturen besitzen senkrechte Streufelder, die den MFM-Bildkontrast erzeugen. Was ist die Ursache für diese senkrechte Streufelder: Bloch-Wände oder senkrechte Magnetisierung? Die Domänenbreite beträgt 208 ± 15 nm und gleicht etwa der Filmdicke. Diese Größe der Streifendomäne wurde kürzlich auch an 197 nm dicken Kobalt-Film auf Glas berichtet [KCB04]. Diese entspricht aber nicht der Vorhersage, dass die Periode der Streifendomänen proportional zur Wurzel der Dicke des ein senkrecht kristallanisotropiefeld besitzenden Films sein soll [Kit46], sondern entspricht der Vorhersage für das ein schwaches senkrecht Anisotropiefeld besitzende Material mit $Q \ll 1$ [Mur66, HS98]. Das Anisotropiefeld kann aufgrund der Magnetostraktion parallel zur vorher angelegten Feldrichtung induziert werden („rotatable anisotropy“) [HS98], wie die Streifenstruktur auch parallel zur vorher gesättigten Feldrichtung gepinnt bleiben. Für die hier vorliegende Streifenstruktur kann eine kleine z-Komponente der Magnetisierung M_z verantwortlich sein, die in der Magnetisierungskurve in H_p auch zu sehen ist (s. Abb. B.1 (rechts) im Anhang B). Diese kleine senkrechte Magnetisierung M_z im Remanenzzustand kann durch die schwache Textur in der z-Richtung ausgebildet worden sein (Kapitel 2.1).

Ein schematisches Bild für die Streifenstruktur im remanenten Zustand kann wie in der Abbildung 3.14 gebildet werden [SFS64]. Mit Hilfe der kleinen senkrechten Magnetisierung in der Streifenstruktur ist der Magnetowiderstand

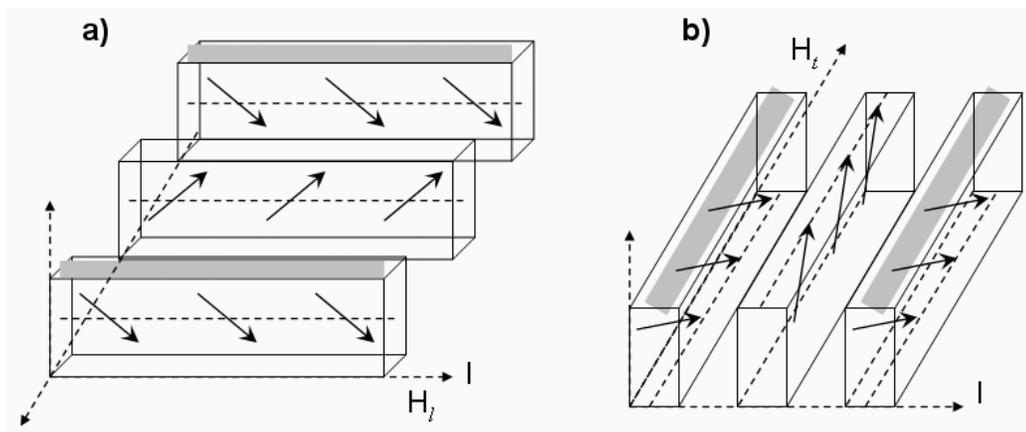


Abbildung 3.14: Schema der parallelen Streifen in H_l (a) und in H_t (b) aus der Abbildung 3.13. Die Pfeile zeigen die lokale Magnetisierungsrichtung im hellen und dunklen Streifen. Die Streifen sind getrennt dargestellt, um sichtbar zu werden.

in H_l und H_t wie folgt zu verstehen: Der Magnetowiderstand in H_l nimmt mit zunehmendem Magnetfeld zu, da die senkrechte Magnetisierung M_z in die Stromrichtung hineindreht wie in der Abbildung 3.14 (a). Der Magnetowiderstand in H_t ändert sich aber kaum, weil die senkrechte Magnetisierung M_z im Remanenzzustand schon senkrecht zur Stromrichtung steht und die Drehung durch das transversale Feld H_t nur in die zum Strom senkrechte Richtung erfolgt (Abb. 3.14 b). Darum ist der Magnetowiderstand $\Delta\rho(H_l) \gg \Delta\rho(H_t) \approx 0$, während die Magnetisierungskurven in H_l und H_t aufgrund der isotropen Drehung der M_z gleich sind. Der Magnetowiderstand über diesen Drehmechanismus der Magnetisierung wurde in der Fit-Kurve nach der Gl. 3.10 sehr gut beschrieben.

3.4.3 Magnetowiderstand im senkrechten Feld

Bei der Erläuterung des Magnetowiderstandes wird erst der MR in $H_p \leq M_s$ betrachtet. Des Weiteren wird der Betrag des Magnetowiderstands bei der Sättigungsmagnetisierung M_s für die drei H-Feldrichtungen (H_l , H_t und H_p) erläutert.

In den Abbildungen 3.15 und 3.16 sind die Magnetowiderstandsmessungen in drei H-Feldrichtungen (H_l , H_t und H_p) bei 78K für die Proben 20N und 200G zu sehen. Deutlich zu erkennen sind die zwei folgenden Effekte:

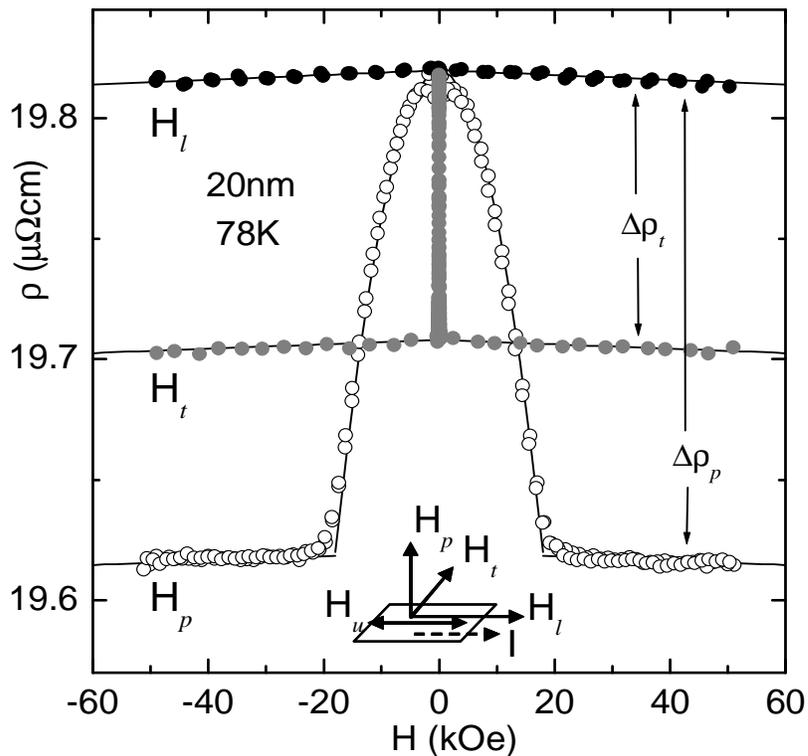


Abbildung 3.15: Magnetowiderstand bei 78K für die Probe 20N.

1) *Parabolischer Magnetowiderstand bei H_p* : In den Abbildungen wurde der parabolische Magnetowiderstand in H_p bis zur Sättigung nach der Gl. 3.10, nämlich $\cos^2\theta = 1 - (M(H)/M_s)^2 \approx 1 - (H/H_s)^2$, auch gefittet, wobei $H_s = M_s$ die Sättigungsfeldstärke ist. Die Herausdrehung der Magnetisierung aus der Filmebene durch das äußere Magnetfeld H_p erfolgt aufgrund der Entmagnetisierungsenergie langsam kontinuierlich (*siehe* $M(H_p)$). Der parabolische Verlauf mit $\rho(H) = \rho_0 + \Delta\rho_p [1 - (H/H_s)^2]$ findet sich in allen Kobalt-Filmen bis H_p

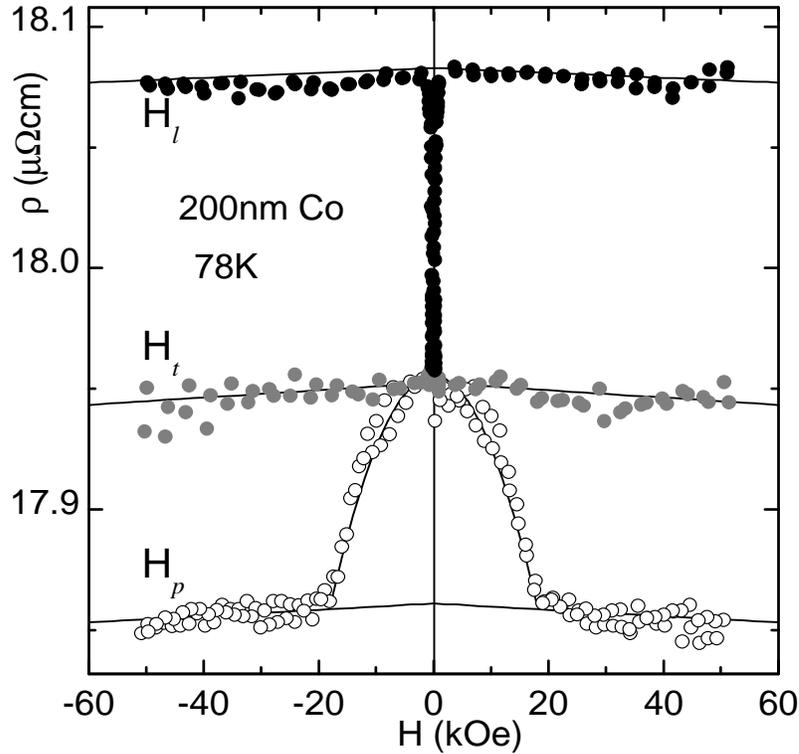


Abbildung 3.16: Magnetowiderstand bei 78K für die Probe 200G.

$= M_s$. Interessant ist, dass sich die Koeffizienten $\Delta\rho_p$ für 20nm und 200nm deutlich unterscheiden: $\Delta\rho_p \approx 0.2 \mu\Omega cm$ ist bei 20nm dünnen Filmen etwa zweifach größer als $\Delta\rho_p \approx 0.1 \mu\Omega cm$ bei den 200nm dicken Kobalt-Filmen. Der Widerstand bei H_p bei 20nm geht von dem maximalen Wert ρ_{H_l} aus und erreicht mit zunehmender Feldstärke den minimalen Wert des gesättigten Zustandes. Dagegen geht der Widerstand bei H_p bei 200nm von ρ_{H_t} aus und erreicht mit zunehmender Feldstärke den minimalen Wert des gesättigten Zustandes: $(\rho_l + \rho_p)/2 \approx \rho_t$. Dieser Unterschied des Nullfeld-Widerstands bei $H=0$ wird in dem nächsten Abschnitt diskutiert.

2) „Geometrischer“ *Size-Effekt* $\Delta\rho_p > \Delta\rho_t$: Der Betrag des AMR $\Delta\rho_p = \rho_l - \rho_p$ bei M_s ist etwa zweifach größer als $\Delta\rho_t = \rho_l - \rho_t$ an den untersuchten 10nm bis 200nm dicken Kobalt-Filmen. $\Delta\rho_p$ und $\Delta\rho_t$ sind in der Abbildung 3.15 definiert. In der Magnetowiderstandsmessung bei 78K ist kaum ein Spinwellen-Beitrag zum MR zu erkennen, sondern nur der Einfluss der Magnetisierung bei M_s . Der größere Magnetowiderstand bei H_p als bei H_t ist nicht von dem Spinwellen-Beitrag beeinflusst. Für den Vergleich an allen untersuchten Filmen

Probe	ρ_0 ($\mu\Omega cm$)	$\Delta\rho_t$ ($\mu\Omega cm$)	$\Delta\rho_p$ ($\mu\Omega cm$)	Ref.
200G	27.5	0.16	0.27	this work
20G	31.8	0.12	0.22	”
20N	26.0	0.12	0.19	”
10SO	39.8	0.08	0.16	”
300nm Co	27.5		0.41	(295K)[FGM90]
30nm Co	20		0.2	(RT)[VAC95]
42nm Co	49		0.49	(4.2K)[DKH02]
55nm Co	3.8	0.01	0.06	(280K)[RYT99]

Tabelle 3.3: Nullfeld-Widerstand ρ_0 und Magnetowiderstand $\Delta\rho$ in H_t und H_p bei 295K. Für Bulk-Kobalt ist AMR 0.5% bei 20K in der Arbeit von Freitas *et al.* angegeben [FGM90].

wurden $\Delta\rho_p$ und $\Delta\rho_t$ bei 295K in der Tabelle 3.3 zusammen dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Magnetowiderstand bei H_p grösser als bei H_t bei allen untersuchten Kobalt-Filmen ist: Der Magnetowiderstand bei H_p ist etwa $1(\pm 0.2)\%$ und vergleichbar mit den Literaturwerten für Kobalt (*siehe* Tabelle 3.3) [FGM90, VAC95, RYT99, DKH02]. Dies rührt daher, dass der Magnetowiderstand bei H_t bei einem Wert von 0.5% für Bulk-Kobalt unverändert bleibt [FGM90], obwohl die Konfiguration der M_s bei H_p und bei H_t relativ zum Strom gleich ist. Dieser verdoppelte Magnetowiderstand bei H_p ist von der Temperatur und der Filmdicke schwach abhängig. Ist dieser Effekt also ein intrinsischer dickenunabhängiger Effekt? Dieser „geometrische“ Effekt wird im Abschnitt 3.5 zur Diskussion kommen.

Temperaturabhängigkeit des AMR: Die Widerstandsänderungen $\Delta\rho_p$ und $\Delta\rho_t$ sind von der Temperatur sehr schwach abhängig außer relativ zum Nullfeld-Widerstand. Die relative Widerstandsänderung $\Delta\rho_p(295K)/\Delta\rho_p(78K)$ liegt zwischen 0.89 und 1.16 bei den dünnen Filmen. Diese temperaturunabhängige Widerstandsänderung $\Delta\rho$ besagt, dass der Magnetowiderstands-Effekt aufgrund der Streuung an den Störstellen dominant ist. Aufgrund dieser temperaturunabhängigen Widerstandsänderung $\Delta\rho$ ist zu erwarten, dass $\Delta\rho/\rho_0$ von dem temperaturabhängigen Widerstand $\rho_0(T)$ abhängig ist (Abb. 3.17). Die Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstands zeigt die T^{-2} -Abhängigkeit mit einem folgenden phänomenologischen Ansatz:

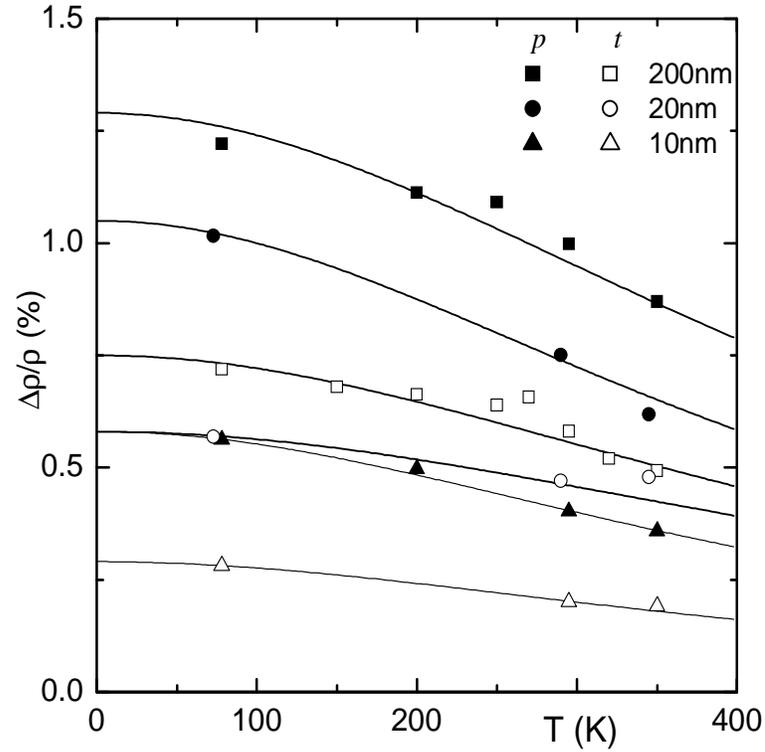


Abbildung 3.17: Temperaturabhängiger Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen (10SO, 20N und 200G) in H_p (Gefülltes Symbol) und in H_t (Leeres Symbol). Die Fitkurven erfolgten nach der Gl. 3.11.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho}(T) = \frac{\Delta\rho}{\rho}(0) \frac{1}{1 + cT^2}. \quad (3.11)$$

Hiermit ist $\frac{\Delta\rho}{\rho}(0)$ der Magnetowiderstand bei $T = 0\text{K}$ und c ein Fit-Parameter. Der auf dem Fit gewonnene Wert c liegt zwischen $3.0 \cdot 10^{-6} (\text{K}^{-2})$ und $5.0 \cdot 10^{-6} (\text{K}^{-2})$ für die drei Kobalt-Filme in H_t und in H_p . Diese T^{-2} -Abhängigkeit könnte auf einem Spin-Mischung-Effekt der beiden Spin-Kanäle durch zunehmende inelastischen Magnonen-Streuung beruhen, nicht durch die Elektron-Phonon-Streuung, denn die Phononen-Streuung ist linear proportional zu T . Dieser Effekt wird auch in der temperaturabhängigen Widerstandsmessung ab 200K deutlich (s. Abb. 3.1 im Abschnitt 3.1).

3.5 Diskussion

In diesem Abschnitt werden bereits vorgestellte Effekte diskutiert, zunächst der *Unterschied des isotropen Nullfeld-Widerstands* zwischen dünnen Filmen und den dicken Filmen und anschließend der *geometrische Size-Effekt*: $\Delta\rho(H_p) > \Delta\rho(H_t)$. Diese Phänomene sind einmal in der Abbildung 3.18 verdeutlicht:

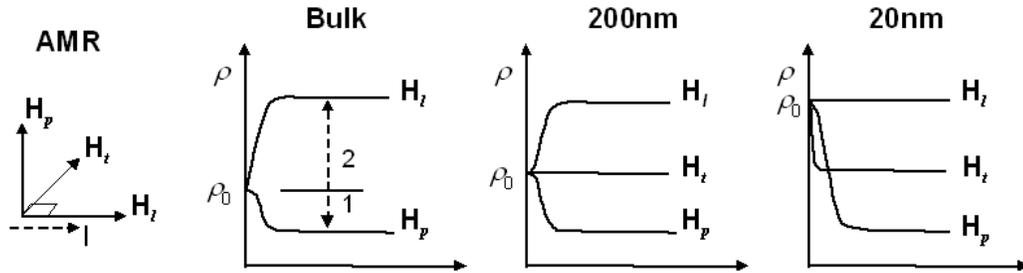


Abbildung 3.18: Schema des AMR nach der Filmdicke in den drei Feldrichtungen (H_l , H_t und H_p) relativ zur Stromrichtung \mathbf{I} . Die verschiedenen AMR-Effekte in Bulk-Ferromagneten, 200nm dicken und 20nm dünnen Kobalt-Filmen.

Im polykristallinen Bulk-Ferromagneten ist der longitudinale Magnetowiderstand in der Sättigung $\rho_l - \rho_0 = 2(\rho_l - \rho_p)/3$ zweimal so groß wie der senkrechte Magnetowiderstand $\rho_0 - \rho_p = (\rho_l - \rho_p)/3$, da die Magnetisierung \vec{M} im longitudinalen Feld (H_l) zwei senkrechte Komponenten M_t und M_p relativ zum Strom hat. Im senkrechten Feld (H_p) ist eine longitudinale Komponente von \vec{M} relativ zum Strom wichtig. Darum nimmt man in der Näherung den isotropen Nullfeld-Widerstand für den entmagnetisierten Zustand $\rho_0(M=0) \cong \rho_{av} = (\rho_l + 2\rho_p)/3$ an [MP75]. Dieser Effekt wurde auch beobachtet in einem 55nm dicken epitaktischen Kobalt-Film, der eine drei dimensionale Spinkonfiguration hat [RYT99]. Bislang wurde der Magnetowiderstand-Effekt meistens nur in den zwei Magnetfeldrichtungen H_l und H_p gemessen und betrachtet. In der Abbildung 3.18 sind die aus den drei Feldrichtungen beobachteten weiteren MR-Effekte für das 200nm dicke Film und für das 20nm dünne Kobalt-Film schematisch dargestellt.

Der *Unterschied des isotropen Nullfeld-Widerstands* $\rho(M = 0)$ zwischen dicken und den dünnen Filmen: In den Abbildungen 3.18 liegt der Nullfeld-Widerstand für 200nm etwa beim Mittelwert von ρ_l und ρ_p , während der Nullfeld-Widerstand bei 20nm dem maximalen Widerstand ρ_l entspricht. Für

den 20nm Kobalt-Film erreicht der Magnetowiderstand in H_t und in H_p vom gesättigten Zustand mit abnehmendem Magnetfeld bei Null einen maximalen Wert, nämlich den longitudinalen Widerstand ρ_l , da die Magnetisierung sich zurück zur uniaxialen Anisotropiefeldrichtung in der Filmebene dreht. An dem 200nm dicken Film ändert sich dagegen der transversale Widerstand $\rho(H_t)$ kaum, was konsistent mit einer Drehung der Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung ist. Dieser Effekt wurde bereits erklärt mit der Existenz einer zur Filmebene senkrechten Komponente von \vec{M} , die durch MFM nachgewiesen wurde. Unklar ist, warum die Widerstände $\rho(H_l)$ und $\rho(H_p)$ im Nullfeld den Wert des transversalen Widerstands $\rho(H_t)$ erreichen.

Der *geometrische Size-Effekt* $\Delta\rho(H_p) > \Delta\rho(H_t)$: Warum ist der AMR im zur Filmebene senkrechten Feld H_p bei der Sättigung größer als der AMR im zum Strom senkrechten Feld in der Filmebene H_t ? Dieser geometrische „size-effect“ ist bei allen untersuchten Filmdicken (10nm bis 200nm) gleich. Der geometrische Size-Effekt wurde erstmals von Chen *et al.* an einem Nickel-Film berichtet [CM72], aber die Ursache nicht erklärt. Rijks *et al.* haben diesen geometrischen Size-Effekt an gesputterten Permalloy-Filmen bezüglich der Dickenabhängigkeit sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht [RCdJ95, RLC97]. Auf der Basis der von Fuchs-Sondheimer [Fuc38, Son52] früher entwickelten Oberflächenstreuung in dünnen metallischen Filmen berichteten sie, dass der Widerstand in ρ_t aufgrund der unterschiedlichen Oberflächenstreuung größer wird als ρ_p , weil bei angelegtem H_t die Magnetisierung in der Filmebene gedreht wird, wohingegen in H_p die Magnetisierung aus der Filmebene herausdreht. Der Einfluss des Size-Effektes auf den Nullfeld-Widerstand kann noch durch die innere Grenzflächenstreuung durch Körner leicht zunehmen [RSN95]. Der geometrische Size-Effekt durch die Magnetisierung ist nur in dünnen Filmen von Bedeutung, in denen die Filmdicke oder die Korngröße mit der mittleren freien Weglänge vergleichbar sind. Die mittlere freie Weglänge der untersuchten Kobalt-Filme $l(0K) \leq 5\text{nm}$ ist viel kleiner als die untersuchte Filmdicke und als die mittels AFM identifizierten Korngröße (Kap.2). Auch tritt der gleich große Effekt auch an den 200nm dicken Kobalt-Filmen auf. Darum kann der beobachtete große *geometrische Size-Effekt* weder durch die Oberflächenstreuung noch durch die innere Grenzflächenstreuung erklärt werden. Eine andere Betrachtung wäre der „planare Hall-Effekt“ in der Filmebene. Dieser Effekt tritt nur dann auf, wenn ein Winkel zwischen der angelegten Stromrichtung und der abgegriffenen Spannungsrichtung vorhanden ist, und beträgt maximal die Hälfte des maximalen AMR, nämlich $(\rho_l - \rho_p)/2$ bei dem Winkel 45° [TRM75]. Dieser

Effekt ist aber auszuschließen, da die 4-Kontakte in einer Reihe unter dem Mikroskop hergestellt wurden und die Winkelabweichung zwischen Strom und Spannung nicht größer als 5° war. Zum Vergleich wurde der MR an dem 200nm Kobalt-Film mit den Gold-Kontaktlinien für die 4-Punkt-Methode gemessen und zeigte den gleich großen Effekt. Eine Vermutung für diesen unterschiedlichen AMR ist, dass der Magnetowiderstand aufgrund der Magnetostriktion in H_t reduziert wird, während der Magnetowiderstand in H_p nicht davon beeinflusst wird. Da ein durch das Sputtern induzierter Stress in den Kobalt-Filmen vorhanden ist, kann die Magnetostriktion den Magnetowiderstand beeinflussen. Becker und Döring haben einen linearen Zusammenhang zwischen der Magnetostriktion und dem longitudinalen Magnetowiderstand auch an polykristallinem Eisen und Nickel berichtet. Sie zeigten, dass die magnetostriktive Längenänderung und die Widerstandsänderung einander proportional sind, solange Drehungen aus der leichten Achse nicht stattfinden [BD39]. L. Berger hat den Einfluss der durch die Spin-Bahn Kopplung aufgespalteten 3d-Subbändern an der Fermi-Kante auf den Vorzeichenwechsel der Magnetostriktion, auf den Maximum-MR-Effekt und auf den Vorzeichenwechsel des spontanen Hall-Effektes theoretisch betrachtet [Ber64, Ber65]. Die Ladungsträgerdichte an der Fermi-Kante kann sich aufgrund der unterschiedlichen Magnetostriktion in der Filmebene und senkrecht zur Filmebene ändern, so dass sich der unterschiedliche AMR in H_t und in H_p ergibt [Ber65].

Bezüglich der Magnetostriktion an gesputterten Kobalt-Filmen wurde kürzlich beobachtet, dass die Längenänderung δl in einem 400nm dicken Kobalt-Film auf Si(100) in den parallelen und senkrechten H-Feldrichtungen negativ ist. Hingegen ist δl in einem 8nm dünnen Kobalt-Film auf Si(100) in der parallelen H-Feldrichtung positiv. In der senkrechten Feldrichtung findet sich keine Längenänderung [BLS01]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde aber der Magnetostriktionseffekt nicht gemessen. Für die Korrelation des AMR mit der Magnetostriktion sind weitere Untersuchungen erforderlich. Eine endgültige Klärung dieser Frage konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen.

Kapitel 4

Dünne Kobalt-Filme auf p^+ -Si

In diesem Kapitel wird der Magnetowiderstand an dünnen Kobalt-Filmen auf p -leitenden Si betrachtet (die Proben mit der Bezeichnung ‚P‘ in der Tabelle 2.1). Die Kobalt-Filme wurden auf einem *natürlich* oxidierten Si(100)-Wafer hergestellt. Die elektrische Transporteigenschaft dieses Si-Substrats wird zunächst charakterisiert. Des Weiteren wird der Einfluss der Grenzfläche auf die Streumechanismen an den Kobalt-Filmen auf p -leitenden Si identifiziert, und Hall- und Magnetowiderstands-Effekte werden mit Hilfe eines Zweischicht-Modells diskutiert. Zum Schluß werden die Magnetowiderstands-Effekte sowohl in Hochfeldern als auch im Domänenbereich und bei verschiedenen Temperaturen betrachtet. Der neu beobachtete ‚*invertierte*‘ AMR-Effekt wird mit Hilfe des Zweischicht-Modells diskutiert.

4.1 Charakterisierung des p⁺-Si-Wafers

Der Si-Wafer wurde mittels temperaturabhängiger Widerstands-, Hall-Effekt- und Magnetowiderstandsmessung charakterisiert.

4.1.1 Temperaturabhängige Leitfähigkeit

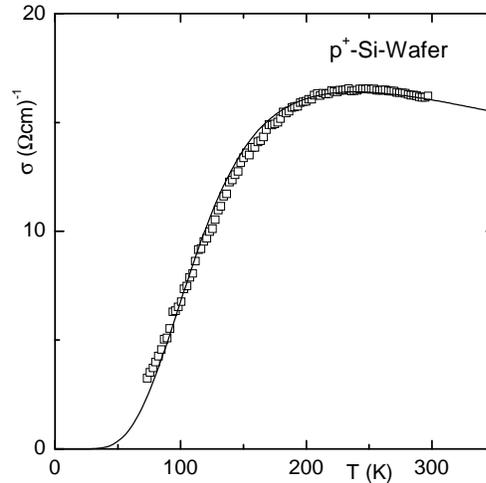


Abbildung 4.1: Temperaturabhängiger Leitwert von p⁺-Si-Wafer (Dicke = 0.45 mm). Die Fit-Kurven für die Leitfähigkeit erfolgten nach der Gl. 4.2 mit $\sigma_0 = 21 (\Omega cm)^{-1}$, $b = -1.5 \cdot 10^{-2} (\Omega cm K)^{-1}$, $\hat{n} = 0.005$, $T_0 = 300 K$ und $E_A = 46 (\pm 1) meV$.

Die Leitfähigkeit eines Akzeptor-(p)-dotierten Halbleiters nimmt aufgrund der Ionisierungsenergie mit steigender Temperatur bis zur Störstellenerschöpfung der Ladungsträger exponentiell zu. Bei der Störstellenerschöpfung der Ladungsträger entspricht die Ladungskonzentrationsdichte der Akzeptoren-Konzentrationsdichte. Bis zur Raumtemperatur ändert sich diese Ladungsträger-Konzentrationsdichte nicht. Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit eines p-dotierten Halbleiters kann wie folgt beschrieben werden [Kop86]:

$$\sigma(T) = \frac{2\sigma_s}{1 + \sqrt{1 + 4\hat{n}\left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} e^{E_A/k_B T}}}, \quad (4.1)$$

wo $\hat{n} = n_A/n_0(T_0)$ das Verhältnis der ionisierten Akzeptoren-Konzentration gegenüber der neutralen Akzeptoren-Konzentration bei einer Temperatur T_0 ist. $n_0(T_0) = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T_0}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$ ist die von der Halbleitertemperatur abhängige Größe.

E_A ist die Ionisierungsenergie eines Akzeptors.

Die Abbildung 4.1 zeigt die temperaturabhängige Leitfähigkeitsmessung. Die Leitfähigkeit nimmt bis zur Störstellenerschöpfung stark zu und ab 250K aufgrund der Phononen-Streuung mit der zunehmenden Temperatur mit einer linearen Steigung b leicht ab. Darum kann σ_s in der Gl. 4.1 mit $\sigma_0 + bT$ ersetzt werden. Die gemessene temperaturabhängige Leitfähigkeit wurde bis zu 350K wie folgt gefittet:

$$\sigma(T) = \frac{2(\sigma_0 + bT)}{1 + \sqrt{1 + 4\hat{n}\left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} e^{E_A/k_B T}}}. \quad (4.2)$$

Die aus dem Fit nach der Gl. 4.2 ermittelte Ionisierungsenergie des p-dotierten Halbleiters $E_A = 46(\pm 1)$ meV entspricht der Akzeptor-Ionisierungsenergie von Boron (B) [Kit80]. Der spezifische Widerstand des p-dotierten Si-Wafers $6.25 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}$ bei 295K ist sehr klein, relativ zu dem Wert $5.43 \Omega\text{cm}$ des schwach dotierten n-Siliziums (Tabelle 4.1). Er liegt aber um 4 Größenordnungen höher als der spezifische Widerstand des Kobalt-Films.

4.1.2 Hall-Effekt

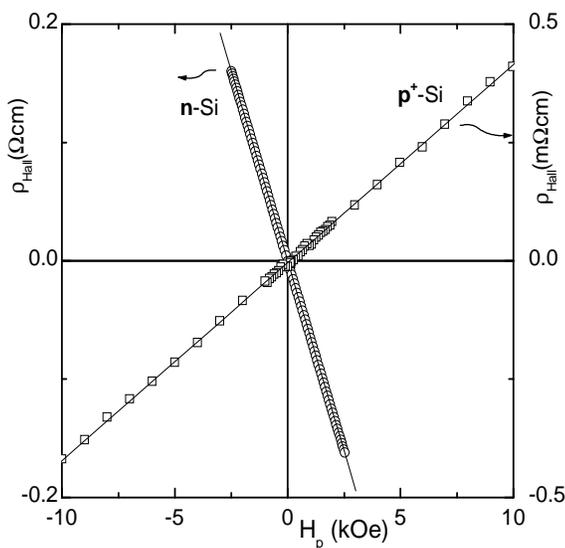


Abbildung 4.2: Hallwiderstände von p⁺-Si (Dicke = 0.45 mm)- und n-Si (Dicke = 0.35 mm)- Substraten bei 295K.

Substrat	Dicke (cm)	ρ_0 (Ωcm)	R_H (cm^3/C)	n_i (cm^{-3})	$\frac{\Delta\rho}{\rho}$ $\cdot 10^{-4}(\% \text{ kOe}^{-2})$
p ⁺ -Si	0.45	$6.25 \cdot 10^{-2}$	4.14	$1.78 \cdot 10^{18}$	$H_{p(t)} / H_l$ 2.0 / 1.5
n-Si	0.35	5.43	$-6.42 \cdot 10^3$	$1.14 \cdot 10^{15}$	-

Tabelle 4.1: Der Hall-Koeffizient R_H und die Ladungskonzentrationsdichte n_i der Si-Substrate bei 295K. In Gl.4.3 wurde $r = 3\pi/8$ für die Phononen-Streuung eingesetzt.

Um die Konzentrationsdichte der Ladungsträger und ihren Typ zu bestimmen, wurde die Hall-Messung durchgeführt. Die Abbildung 4.2 zeigt die Hall-Effekte der Si-Substrate bei 295K. Der Hall-Effekt des p-leitenden Silizium zeigt das positive Vorzeichen, während der Hall-Effekt eines elektronartigen Silizium das negative Vorzeichen trägt. Wird der Transport eines Halbleiters durch einen Typ der Ladungsträger dominiert, kann die Konzentration der Ladungsträger n_i aus der linearen Steigung, nämlich dem Hall-Koeffizient, wie folgt bestimmt werden [Sze81]:

$$R_H = r \frac{1}{n_i e}, \quad (4.3)$$

wobei ein Korrekturfaktor $r = 3\pi/8$ für die Phononen-Streuung und $r = 315\pi/512$ für die Streuung an ionisierten Störstellen stehen. Der gewonnene Hall-Koeffizient R_H und die Ladungsträgerdichte n_i sind in der Tabelle 4.1 zusammen dargestellt. Die Ladungsträgerdichte $n_i = 1.78 \cdot 10^{18} (\text{cm}^3/\text{C})$ für den p-leitenden Si-Wafer ist gegenüber dem schwach dotierten n-Si sehr hoch. Deswegen wurde das p-leitende Si mit p⁺-Si bezeichnet.

4.1.3 Magnetowiderstand

Die Abbildung 4.3 zeigt den Magnetowiderstands-Effekt an dem p⁺-Si-Wafer in den drei Feldrichtungen bis 120kOe. Die positive parabolische Widerstandsänderung ist ein bekannter normaler Magnetowiderstands-Effekt aufgrund der Lorentzkraft an den Ladungsträgern. Wird der Transport durch einen Typ der Ladungsträger dominiert, ist der senkrechte Magnetowiderstand proportional zum Quadrat des Magnetfeldes H , $\Delta\rho/\rho \approx (\mu H)^2$ [Sze81], wobei μ die Drift-Beweglichkeit eines Elektrons oder Lochs ist. Die gewonnenen Werte der Drift-Beweglichkeit μ sind $145(\pm 5) \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in $H_{t,p}$ und $113(\pm 5) \text{ cm}^2/\text{Vs}$ in H_l . Diese

Werte entsprechen auch gut dem Wert eines mit $n_i = 1 \cdot 10^{18}$ (cm⁻³) Löchern dotierten Si-Halbleiters [Sze81].

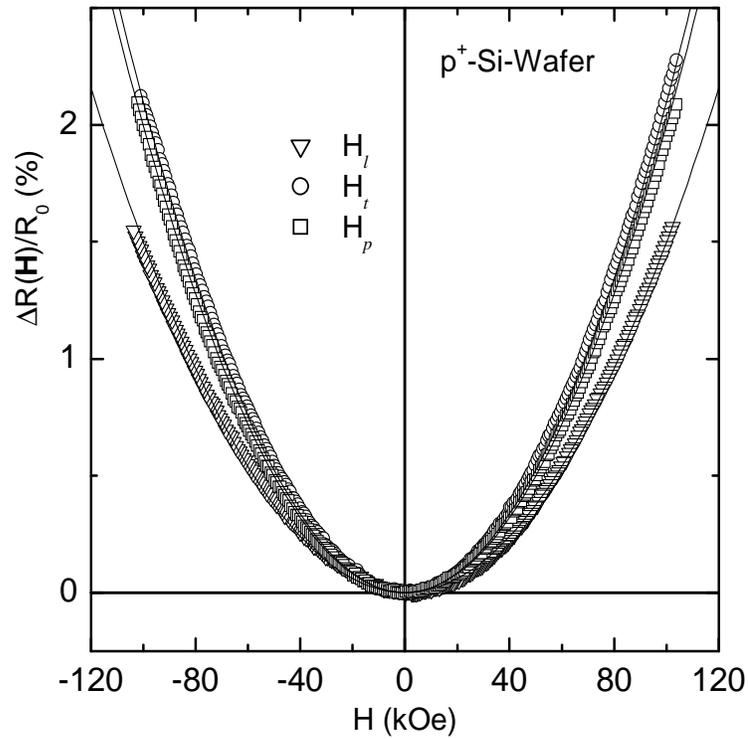


Abbildung 4.3: Magnetowiderstand in H_l , H_t und H_p des p⁺-Si-Wafers bei 295K. $R_0 = 1.388 \Omega$.

4.2 Zweischicht-Modell mit Schottky-Barriere

Durch die Charakterisierung des temperaturabhängigen Widerstandes von Kobalt-Filmen auf p⁺-Si wird der Einfluss der Grenzfläche auf die Streumechanismen identifiziert. Des Weiteren werden Hall- und Magnetowiderstands-Effekte diskutiert.

4.2.1 Temperaturabhängiger Widerstand

Um die Streumechanismen von Kobalt-Filmen auf p⁺-Si zu identifizieren, wurde der temperaturabhängige Widerstand im Nullfeld gemessen (Abb. 4.4). Der

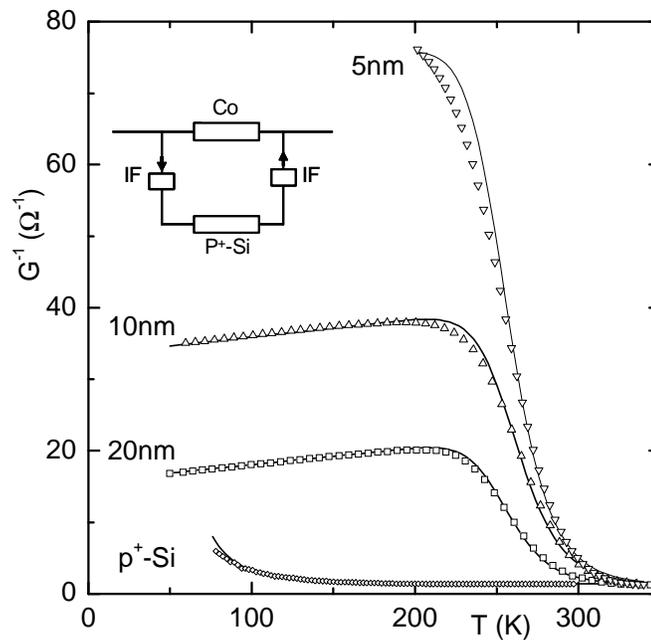


Abbildung 4.4: Temperaturabhängiger Widerstand von Kobalt-Filmen auf p⁺-Si. Die Fit-Kurven erfolgten nach der Gl. 4.11. Zum Vergleich ist die Messung an dem p⁺-Si-Wafer dargestellt.

Widerstand nimmt von tiefen Temperaturen her mit steigender Temperatur bis zu 200K linear zu (metallisch). Ab 200K bis 320K fällt aber der Widerstand sehr dramatisch schnell ab. Ab 320K bis 350K stagniert der Widerstand bei einem minimalen Wert. Der minimale Wert aller Filme ist etwa der Widerstand des p⁺-Si-Wafers. Der temperaturabhängige Widerstand der Kobalt-Filme kann in erster Näherung mit einem Parallel-Widerstands-Modell (Inset in der Abb. 4.4) betrachtet werden. Bei tiefen Temperaturen wird der Transport

durch die Kobalt-Schicht dominiert, und ab 200K bis 320K wird der Transport aufgrund der zunehmenden thermischen Energie von der Kobalt-Schicht über eine potentielle Barriere einer Grenzschicht (IF: „*interface*“) zum p-leitenden Si-Substrat dramatisch schnell umgeschaltet. Man nennt diesen Effekt „*channel switching*“ [DSW00]. Ab 320K bis 350K wird der Widerstand von dem p-leitenden Si-Substrat und von der Grenzfläche dominiert. Nach diesem Parallel-Widerstands-Modell kann der temperaturabhängige Widerstand wie folgt beschrieben werden:

$$G(T) = G_{Co}(T) + G_{Si,IF}(T). \quad (4.4)$$

Hierbei kann der Leitwert des ersten Leitungskanals G_{Co} durch den Kobalt-Film in erster Näherung wie folgt bestimmt werden:

$$G_{Co}(T) = [R_{Co}(0) + R_{ph}T]^{-1}, \quad (4.5)$$

wobei $R_{Co}(0)$ der Widerstand bei $T = 0$ und R_{ph} eine konstante Steigung aufgrund der Phononen-Streuung ist. $G_{Si,IF}$ Der Leitwert des zweiten Kanals über eine Potential-Barriere einer unbekanntes Grenzschicht und durch das Silizium kann mit zwei Serien-Widerständen wie folgt gewonnen werden:

$$G_{Si,IF}(T) = [R_{Si} + R_{IF}]^{-1}, \quad (4.6)$$

wobei R_{Si} der Widerstand vom Si-Substrat ist. Er ist von 250K bis 350K sehr schwach linear temperaturabhängig. Im Gegenteil dazu sinkt R_{IF} , der Widerstand einer Grenzschicht, in diesem Temperaturbereich exponentiell rasch ab. Dieser dramatisch schnelle Widerstandsabfall zwischen 200K und 300K wurde früher auch an sehr dünnen Kobalt-Silizid-Filmen auf Si beobachtet [PBH89] und damit erklärt, dass dieser Effekt aufgrund der thermischen Aktivierung der Ladungsträger über die Schottky-Barriere des Kobalt-Silizid-Silizium-Kontaktes zustande komme. Aufgrund der Metallisierung im Silizium mit oder ohne thermische Behandlung kann sich Kobalt-Silizid als eine Grenzschicht bilden. Van Gorp [vG75] hat die Schottky-Barriere des Kobalt-Films zum p-Si (100) mittels UI-Kennlinien-Charakterisierung für die thermische Emission experimentell bestimmt. Die Höhe der Schottky-Barriere beträgt etwa 0.42 eV für den Schottky-Kontakt des Kobalt zum p-Si (100). Die Höhe der Schottky-Barriere eines Metall-Halbleiter-Kontaktes kann aus der Charakterisierung mit der

UI-Kennlinie wie folgt bestimmt werden [Sze81, vG75]:

$$J = J_s [\exp(eU/k_B T) - 1], \quad (4.7)$$

mit

$$J_s = A^* T^2 \exp(-E_b/k_B T). \quad (4.8)$$

Hierbei sind J , U , k_B , E_b und A^* jeweils die Stromdichte, die angelegte Spannung, die Boltzmann'sche Konstante, die Schottky-Barriere und die effektive Richardson-Konstante für die thermionische Emission $30 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ für p-Typ Silizium. In diesem Ansatz ist der Barriere-Reduzierungseffekt aufgrund der Bildladungskraft vernachlässigt worden. Die Barriere E_b kann aus dem Wert J_s , der aus der Extrapolation in der Darstellung $\ln J$ gegen V auf $V = 0$ gewonnen wird, bestimmt werden. Um den Widerstand zu bestimmen, kann der exponentielle Term in der Gl. 4.7 in erster Näherung mit der Bedingung $eU \ll k_B T$ für den ohm'schen Bereich, in dem unsere Messung auch durchgeführt wurde, entwickelt werden. Dann ergibt sich die Stromdichte J aus der Gl. 4.7 und Gl. 4.8

$$J = \frac{eA^*T}{k_B} U \exp(-E_b/k_B T). \quad (4.9)$$

Der Übergangswiderstand $R_{IF} = U/I$ ergibt sich aus der Gl. 4.9

$$R_{IF} = \frac{U}{JA} = R_g \frac{300}{T} \exp(E_b/k_B T). \quad (4.10)$$

Hierbei ist A die Fläche der Grenzschicht. Es gilt: $R_g = R_{g,300K}/A$ mit einem konstanten Flächenwiderstand $R_{g,300K} \equiv \frac{k_B}{eA^*300(K)} \approx 1 \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ bei 300K. Aus den Gleichungen 4.4, 4.5, 4.6 und 4.10 ergibt sich der gesamte temperaturabhängige Leitwert für die zwei Leitungskanäle mit einem Schottky-Kontakt wie folgt:

$$G(T) = [R_{Co}(0) + R_{ph}T]^{-1} + \left[R_{Si} + R_g \frac{300}{T} e^{E_b/k_B T} \right]^{-1}. \quad (4.11)$$

In der Abbildung 4.4 sind auch die erfolgten Fit-Kurven aus der Gl. 4.11 zusammen dargestellt. In erster Näherung stimmen die Fit-Kurven mit einer konstanten Energiebarriere von 0.42 eV, die für die Höhe der Schottky-Barriere für den Kobalt-Silizium-Kontakt von van Gorp bestimmt wurde, sehr gut mit den Messungen überein. Ferner ist eine kleine Abweichung in der Umgebung zwischen

Probe	20P	12P	10P	5P
$R_{Co}(0)$ (Ω)	15.7	31.0	33.4	72
$R_{ph,Co}$ (Ω/K)	0.0235	0.023	0.025	0.02
E_b (eV)	0.42	0.42	0.42	0.42
R_g ($10^{-7}\Omega$)	1.1(1)	1.5(1)	3.1(1)	3.8(1)
R_{Si} (Ω)	1.2	1.3	1.1	1.1
Fläche (A) (cm^2)	0.133(5)	0.115(5)	0.105(5)	0.096(5)
$R_{g,300K} = AR_g$ ($10^{-8}\Omega\text{cm}^2$)	1.5(2)	1.7(2)	3.3(3)	3.6(4)
$R_{IF}(300K)$ (Ω)	1.3(1)	1.7(1)	3.5(1)	4.2(1)

Tabelle 4.2: Parameter für den temperaturabhängigen Widerstand nach der Gl.4.11. Die leichte temperaturabhängige Phononen-Streuung $R_{ph,Si} = 7.5 \times 10^{-4}$ (Ω/K) ist beim Fit in $R_{Si}(T) = R_{Si} + R_{ph,Si}(T-250K)$ berücksichtigt.

200K und 250K zu sehen. Die Fit-Parameter für den temperaturabhängigen Widerstand sind in der Tabelle 4.2 zusammengestellt. Die aus dem $R_g A$ bestimmten experimentellen Flächenwiderstände der verschiedenen Filme $1.5(\sim 3.6) \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ stimmen auch mit dem theoretisch berechneten Wert $1 \cdot 10^{-8} \Omega\text{cm}^2$ sehr gut überein. Diese gute Übereinstimmung spricht für eine Evidenz für die Existenz der Schottky-Barriere zwischen den Kobalt-Filmen und dem p-leitenden Si(100).

4.2.2 Hall-Widerstand

Der temperaturabhängige Hall-Effekt an einem 10nm Kobalt-Film auf p⁺-Si ist in der Abbildung 4.5 beispielhaft zu sehen. Der spontane und der normale Hall-Effekt unterscheiden sich bei der Sättigungsmagnetisierung M_s . Das Vorzeichen des spontanen Hall-Effekts ist von der Temperatur unabhängig positiv, während das Vorzeichen des normalen Hall-Effekts in $H > M_s$ bei 270K vom negativen zum positiven wechselt, hingegen ist das Vorzeichen bei den Kobalt-Filmen auf den isolierenden Substraten immer negativ. Die Steigung des normalen Hall-Effekts ist bei 270K fast Null. Die Steigung des spontanen Hall-Effekts nimmt bis 200K erst zu, wie der temperaturabhängige Hall-Effekt an den Kobalt-Filmen auf den isolierenden Substraten, aber oberhalb von 200K sinkt sie bis zu 350K schnell ab. Bei 350K sind beide Steigungen des spontanen und normalen Hall-Effekts identisch. Der gleiche Hall-Effekt wurde auch an dem 12nm Kobalt auf p⁺-Si beobachtet.

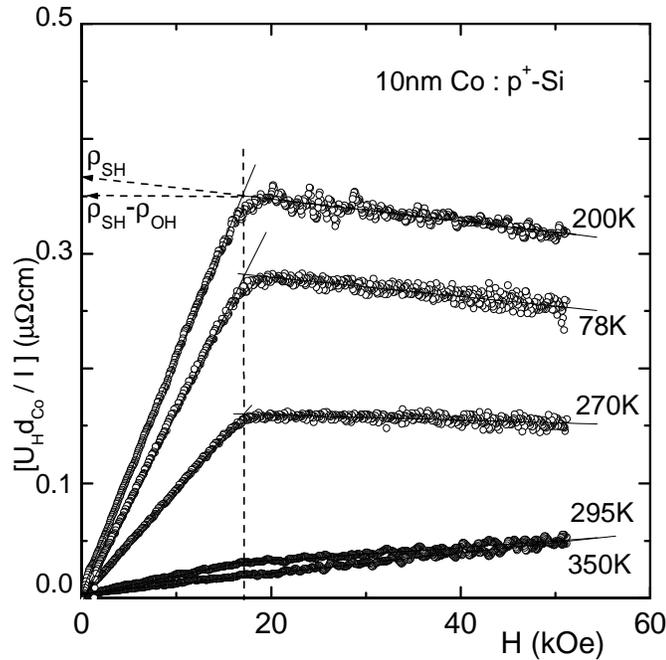


Abbildung 4.5: Der temperaturabhängige Hall-Effekt $\rho_H = \frac{U_H(T)d_{Co}}{I}$ an der Probe 10P.

Um diesen temperaturabhängigen Hall-Effekt zu charakterisieren, wurden der spontane Hall-Widerstand $\rho_{SH} = \frac{U_H(T)d_{Co}}{I}|_{SH}$ und der normale Hall-Koeffizient R_0 in Abhängigkeit von der Temperatur in der Abbildung 4.6 dargestellt. Die bereits oben erwähnten zwei Effekte sind deutlich zu sehen:

1) *Der normale Hall-Koeffizient:* R_0 bleibt aber bei dem Wert von 10nm Kobalt auf dem isolierenden Substrat bis 200K konstant, nimmt ab 250K mit steigender Temperatur bis 300K schnell zu und bleibt bei einem konstanten Wert $R_0 = 0.90(5) \text{ n}\Omega\text{cm/kOe}$ (Abb. 4.6, a). Bei 270K wechselt das Vorzeichen vom Negativen zum Positiven. Dies bedeutet, dass der Typ der Ladungsträger unter 270K elektronartig und über 270K löcherartig ist. Die berechnete Ladungsträgerdichte n_e und $l(0K)$ sind vergleichbar mit den an Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten gefundenen Werten.

2) *Der spontane Hall-Widerstand:* $\rho_{SH} = \frac{U_H(T)d_{Co}}{I}|_{SH}$ läuft bis 200K wie bei 10nm Kobalt auf dem isolierenden Substrat erst zusammen und fällt ab 250K mit steigender Temperatur bis 300K schnell ab und bleibt bei Null in $T > 300K$

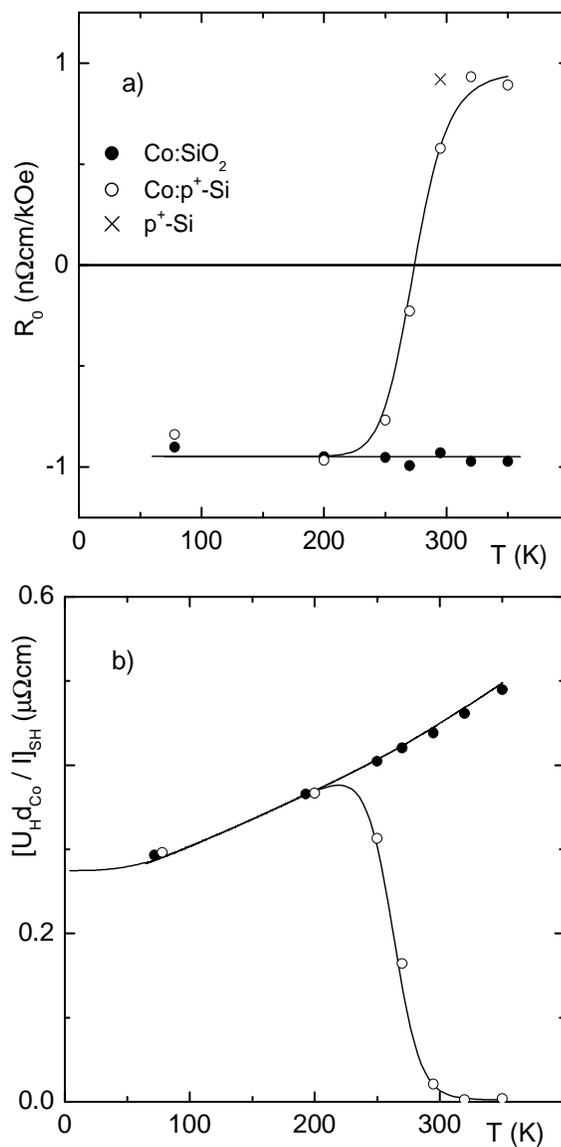


Abbildung 4.6: Temperaturabhängiger normaler Hall-Effekt (a) und spontaner Hall-Effekt (b) von dem 10nm dünnen Kobalt-Film auf p⁺-Si. Die Fit-Kurven erfolgten nach den Gl. 4.13 und 4.14 jeweils für R_0 und $\frac{U_H(T)d_{Co}}{I}|_{SH}$. Zum Vergleich wurden die Messungen an 10nm Kobalt auf dem isolierenden Substrat zusammen dargestellt.

fast konstant (Abb. 4.6, b).

Um diesen Vorzeichenwechsel zu beschreiben, sehen wir anhand eines Zweischicht-Modell, wie der temperaturabhängige Widerstand im Parallel-Widerstandsmodell betrachtet wurde. Die Hall-Konstante R_H im Zweischicht-System kann mit zwei effektiven Beiträgen von zwei Schichten in einer einfachen Form wie folgt beschrieben werden [Sch90]:

$$R_H = R_{H1} \frac{d_1}{d} \left(\frac{\sigma_1}{\sigma} \right)^2 + R_{H2} \frac{d_2}{d} \left(\frac{\sigma_2}{\sigma} \right)^2, \quad (4.12)$$

wobei R_{H1} die Hall-Konstante der ersten Schicht und R_{H2} die der zweiten Schicht ist. Die Dicke der gesamten Schicht ist $d = d_1 + d_2$. Die Leitfähigkeit des gesamten Films ist $\sigma = (d_1/d)\sigma_1 + (d_2/d)\sigma_2$. Die gesamte Hall-Konstante ist die Summe der beiden Hall-Konstanten mit der effektiven Dicke und der Leitfähigkeit der jeweiligen Schicht. Da die effektive Dicke des Substrats und die effektive Leitfähigkeit der jeweiligen Schicht für den Transport bei unseren Filmen nicht bekannt sind, schreiben wir eine einfache Form mit dem Leitwert $G(T)$ und mit effektiven Hall-Konstanten für die Kobalt-Schicht und für das Substrat (Si + Grenzschicht). Für die temperaturabhängige normale Hall-Konstante kann die Gl. 4.12 wie folgt umgeschrieben werden:

$$R_0(T) = \left(\frac{U_H d_{Co}}{IB} \right)_{OH} (T) = \left(\frac{U_H d_{Co}}{IB} \right)_{OH,Co} \left(\frac{G_{Co}(T)}{G(T)} \right)^2 + \left(\frac{U_H d_{Co}}{IB} \right)_{OH,s} \left\{ 1 - \frac{G_{Co}(T)}{G(T)} \right\}^2, \quad (4.13)$$

wobei R_0 die normale Hall-Konstante des gesamten Films ist; $\left(\frac{U_H d_{Co}}{IB} \right)_{OH,Co}$ und $\left(\frac{U_H d_{Co}}{IB} \right)_{OH,s}$ sind die normalen Hall-Konstanten jeweils für die Kobalt-Schicht und für das Substrat. Die temperaturabhängigen Leitwerte $G(T)$ und $G_{Co}(T)$ wurden schon im Abschnitt 4.2.1 eingeführt. Es wird angenommen, dass die einzelnen normalen Hall-Konstanten für die Kobalt-Schicht und für das Substrat temperaturunabhängig sind, wie das bei den Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten der Fall ist. In der Abbildung 4.6 (a) ist zu sehen, dass die Fit-Kurve mit der Gl. 4.13 den Wechsel des gemessenen normalen Hall-Effekts sehr gut beschreibt. Der Fit-Parameter $\left(\frac{U_H d_{Co}}{IB} \right)_{OH,Co}$ entspricht dem Wert $R_{0,Co} = -0.90(5)$ (nΩcm/kOe) des Kobalt-Films auf dem isolierenden Substrat. $\left(\frac{U_H d_{Co}}{IB} \right)_{OH,s}$ entspricht dem Wert

T≈0K	ρ	$R_0 \cdot 10^{-4}$	$n_e \cdot 10^{22}$	l	$R_s M_s \mu_0$	σ_{EH}	Δy
Probe	($\mu\Omega\text{cm}$)	(cm^3/C)	(cm^{-3})	(nm)	($\mu\Omega\text{cm}$)	(Ωcm) ⁻¹	(nm)
20P	31.4	-1.00	6.3(3)	2.6(1)	0.189	192	0.015
12P	37.2	-0.84	7.4(3)	1.9(1)	0.159	115	0.008
10P	33.4	-0.84	7.4(3)	2.2(1)	0.262	235	0.017

Tabelle 4.3: Parameter für den Hall-Effekt der Kobalt-Filme auf p⁺-Si. Der spezifische Widerstand ρ , der normale Hall-Koeffizient R_0 , der spontane Hall-Widerstand $R_s M_s$, die Elektronendichte n_e , die mittlere freie Weglänge l_x , die „extraordinary“ Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} , Side-Jump Δy . $R_s \mu_0 M_s(0) = \sigma_{EH} \rho_{Co}(0)^2$.

0.90(5) (n $\Omega\text{cm}/\text{kOe}$) des p⁺-Si-Substrats für die effektive Dicke von 10nm.

Für den temperaturabhängigen spontanen Hall-Effekt ρ_{SH} kann die Gl. 4.13 wie folgt umgeschrieben werden:

$$\left(\frac{U_H(T)d_{Co}}{I}\right)_{SH} = \left(\frac{U_H(T)d_{Co}}{I}\right)_{SH,Co} \left(\frac{G_{Co}(T)}{G(T)}\right)^2 + \left(\frac{U_H(T)d_{Co}}{I}\right)_{SH,s} \left\{1 - \frac{G_{Co}(T)}{G(T)}\right\}^2. \quad (4.14)$$

Der erste Term $\frac{U_H(T)d_{Co}}{I}|_{SH,Co} = R_s \mu_0 M_s(T) = \sigma_{EH} \rho_{Co}(T)^2$ beschreibt den temperaturabhängigen spontanen Hall-Effekt der Kobalt-Schicht mit der „extraordinary“-Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} . Der zweite Term $\frac{U_H(T)d_{Co}}{I}|_{SH,s}$ ist für das Substrat vernachlässigbar, da das Si-Substrat keinen spontanen Hall-Effekt hat. In der Abbildung 4.6 (b) ist auch zu sehen, dass die Fit-Kurve mit der Gl. 4.14 den neuen Effekt des gemessenen spontanen Hall-Effekts sehr gut beschreibt. In der Tabelle 4.3 sind die Werte für den normalen und spontanen Hall-Effekt bei $T \approx 0\text{K}$ zusammen dargestellt. Die Werte sind vergleichbar mit den Werten der Kobalt-Filme auf isolierenden Substraten (Tabelle 3.2 im Kap.3).

4.2.3 Lorentz-Magnetowiderstand

Der Hochfeld-Magnetowiderstand wurde bis 50kOe gemessen. Hier wird nur der Magnetowiderstand in $H > M_s$ betrachtet. Der Magnetowiderstand in $H < M_s$ wird im Abschnitt 4.3.2 erläutert.

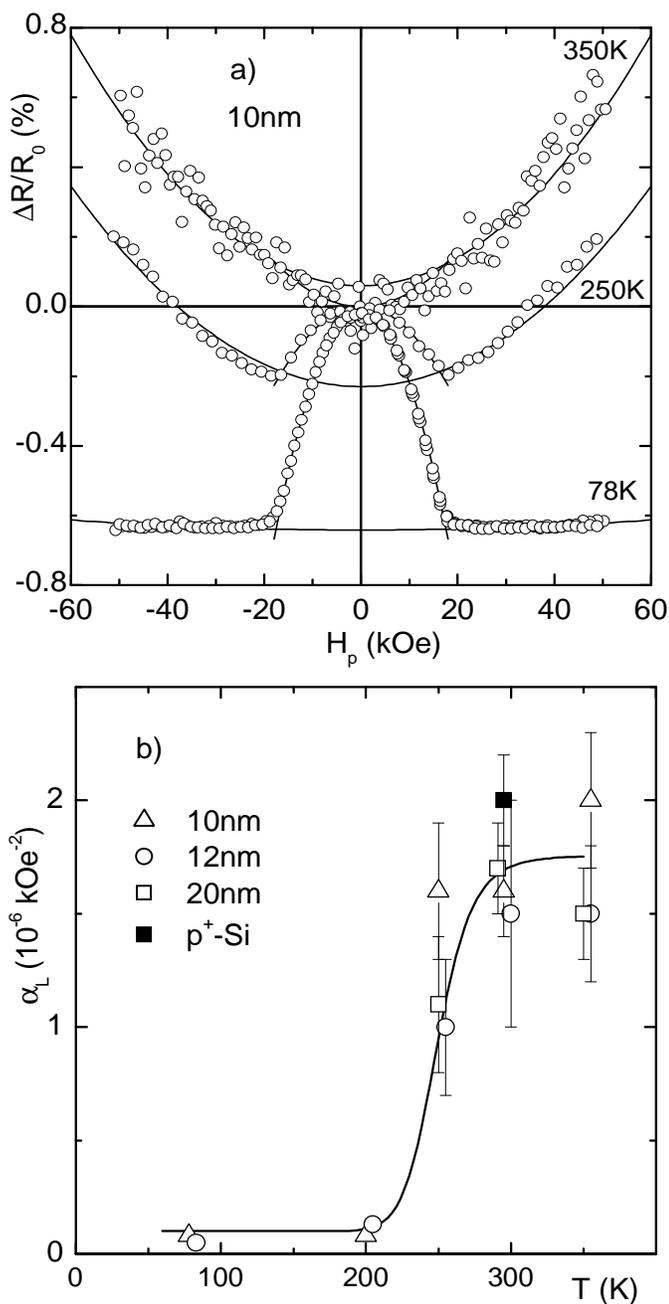


Abbildung 4.7: a) Temperaturabhängiger Magnetowiderstand in H_p an der Probe 10P. Die Fits in $H > M_s$ erfolgten nach der Gl. 4.15. b) Die temperaturabhängigen Koeffizienten des klassischen Magnetowiderstands für Kobalt-Filme auf p^+ -Si. Die Fits erfolgten nach der Gl. 4.16.

In der Abbildung 4.7 (a) ist der temperaturabhängige Hochfeld-Magnetowiderstand dargestellt. Der Hochfeld-MR bei 78K zeigt keinen Spinwellen-Beitrag, sondern ist fast konstant. Es ist aber deutlich zu sehen, dass der Hochfeld-MR in $H > M_s$ mit steigender Temperatur einen positiven normalen Lorentz-Magnetowiderstand zeigt. Bei 350K tritt nur noch der normale Lorentz-Magnetowiderstand auf. Der Lorentz-Magnetowiderstand in Hochfeldern lässt sich mit einem H^2 -Gesetz gut fitten:

$$R(\mathbf{H}) = R_0(1 + \alpha_L \mathbf{H}^2), \quad (4.15)$$

wobei α_L der positive Koeffizient in kOe^{-2} ist.

Der temperaturabhängige Hochfeld-Magnetowiderstand in $H > M_s$ nimmt mit der steigenden Temperatur zu und lässt sich nach der Gl. 4.15 für den Lorentz-MR gut fitten. Die temperaturabhängigen Koeffizienten α_L des Fits mit der Gl. 4.15 sind in der Abbildung 4.7 (b) für alle Kobalt-Filme auf p⁺-Si dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass die temperaturabhängigen Koeffizienten zwischen 295K und 350K im Rahmen der Fehler den Wert des normalen Magnetowiderstand des p⁺-Si-Substrats erreichen. Dieser Effekt wurde in erster Näherung auch im Zweischicht-Modell mit dem folgenden Ansatz beschrieben.

$$\alpha_L(T) = \frac{G_{Co}(T)}{G(T)} \alpha_{L,Co} + \frac{G_{Si,IF}(T)}{G(T)} \alpha_{L,Si}, \quad (4.16)$$

wobei α_{Co} und α_{Si} die Koeffizienten des normalen Lorentz-Magnetowiderstands jeweils für Kobalt und Silizium sind. Die Fit-Kurven in der Abbildung 4.7 (b) erfolgten nach der Gl. 4.16 mit $\alpha_{L,Co} = 1.0(5) \cdot (10^{-7} \text{kOe}^{-2})$ und $\alpha_{L,Si} = 1.8(3) \cdot (10^{-6} \text{kOe}^{-2})$. $\alpha_{L,Co}$ entspricht etwa dem aus berechneten Lorentz-MR¹ $1.2 \cdot (10^{-7} \text{kOe}^{-2})$ für $\tau = 2 \cdot 10^{-15}$ s. Dieser Betrag hat in dem Fit keine große Bedeutung und ist vernachlässigbar. Es ist aber deutlich zu sehen, dass der Beitrag des Lorentz-MR des Si-Substrats mit steigender Temperatur dominiert.

¹ $\frac{\Delta \rho}{\rho} \sim (\omega_c \tau)^2$ mit $\omega_c = \frac{eB}{m}$, wobei e , m und B jeweils die Ladung und die Masse des Elektrons und das Magnetfeld ist. $\tau = l/v_F$.

4.3 Inversion des anisotropen Magnetowiderstands (AMR)

In diesem Abschnitt wird der Magnetowiderstand im Domänenzustand betrachtet, d.h. in kleinen Feldern $H \leq M_s$ in der Filmebene. Der beobachtete temperaturabhängige Magnetowiderstands-Effekt wird mit der Schottky-Barriere im Zweischicht-Modell diskutiert.

4.3.1 ‚In-plane‘ Magnetowiderstand

Übergang des normalen zum invertierten AMR: In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind winkelabhängige Magnetowiderstandsmessungen in einem Sättigungsmagnetfeld bei verschiedenen Temperaturen zu sehen. In den beiden Darstellungen

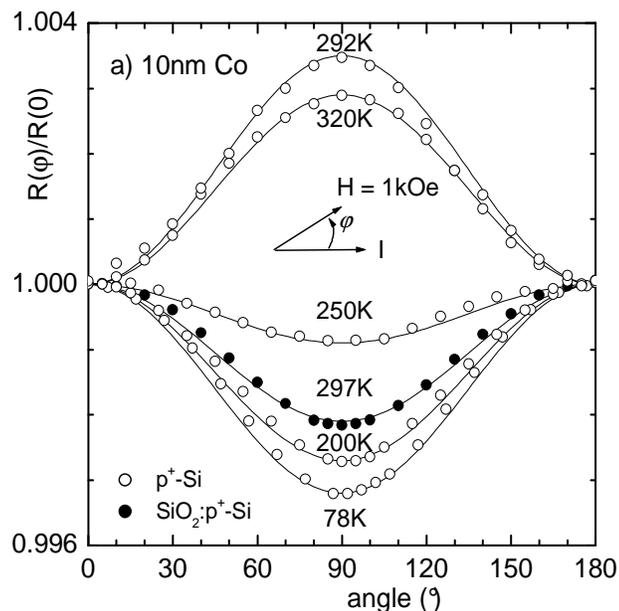


Abbildung 4.8: Winkelabhängiger Magnetowiderstand bei verschiedenen Temperaturen an der Probe 10P. Die Fit-Kurven erfolgten nach dem $\cos^2\theta$ -Gesetz für AMR. Zum Vergleich ist die Messung für die Probe 10SO auf dem isolierenden Substrat mit SiO_2 -Schicht dargestellt.

für 10nm und 20nm dünne Kobalt-Filme auf p⁺-Si ist deutlich zu erkennen, dass sich der Magnetowiderstand mit steigender Temperatur vom Negativen zum Positiven verändert. Der Wechsel des Vorzeichens tritt in der Umgebung von 250K auf. Bei 350K wird der invertierte AMR wieder sehr klein.

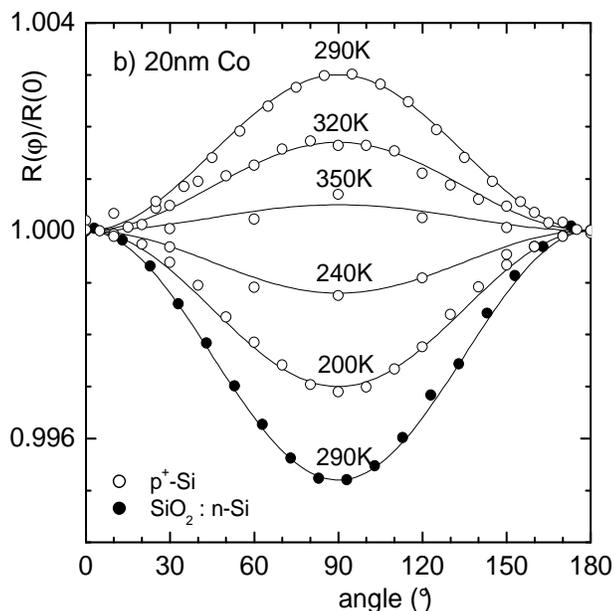


Abbildung 4.9: Winkelabhängiger Magnetowiderstand bei verschiedenen Temperaturen an der Probe 20P. Die Fit-Kurven erfolgten nach dem $\cos^2\theta$ -Gesetz. Zum Vergleich ist die Messung für die Probe 20N auf dem isolierenden Substrat mit SiO_2 -Schicht dargestellt.

Normaler Anisotroper MR bei 78K: In der Abbildung 4.10 sind die Magnetowiderstands- und Magnetisierungsmessungen an dem 10nm Kobalt-Film auf p^+-Si bei 78K zu sehen. Der Magnetowiderstands-Effekt ist ein normaler anisotroper MR-Effekt, wie der bei den Kobalt-Filmen auf den isolierenden Substraten beobachtete (s. Abschnitt 3.4 in Kap. 3). Der longitudinale Magnetowiderstand bei H_l ist nur schwach feldabhängig, da sich die Ausrichtung der Magnetisierung kaum ändert außer bei H_c , denn hier schaltet die Magnetisierung um. Im Gegensatz dazu zeigt der transversale Magnetowiderstand bei H_t aufgrund der kontinuierlichen Rotation der Magnetisierung eine größere negative Änderung als bei H_l . Dieser normale anisotrope MR lässt sich wiederum mit dem $(M/M_s)^2$ -Fit gut beschreiben.

Invertierter anisotroper MR bei 295K: In der Abbildung 4.11 sind die Magnetowiderstands- und Magnetisierungsmessungen an den 10nm Kobalt-Schichten auf p^+-Si bei 295K zu sehen. Der Magnetowiderstands-Effekt ist ein invertierter anisotroper MR-Effekt. Die Magnetisierungskurven zeigen fast identische Ummagnetisierungsprozesse wie bei 78K. Die beobachtete Domänenstruktur an den untersuchten dünnen Kobalt-Filmen auf p^+-Si ist eine

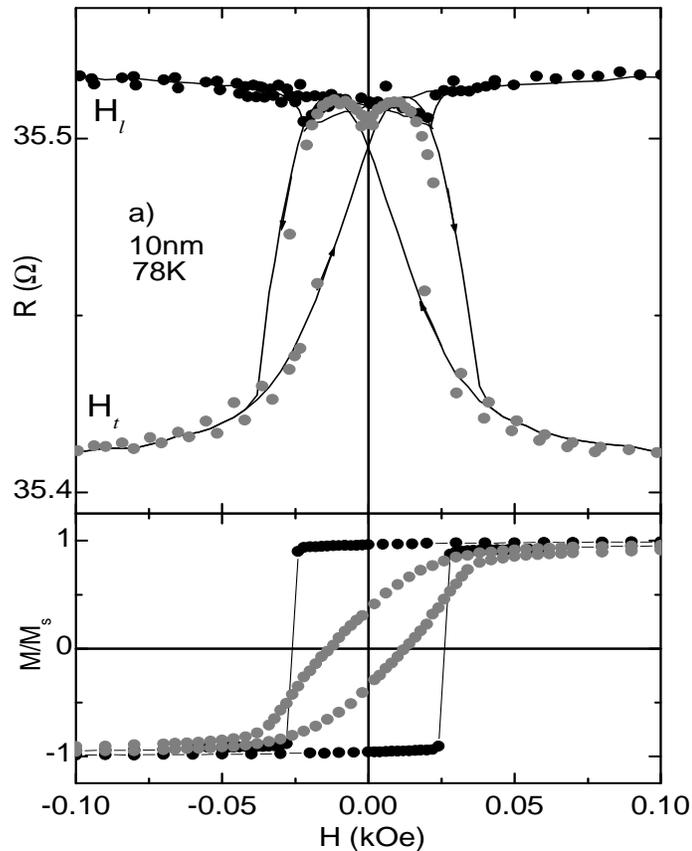


Abbildung 4.10: Magnetowiderstands- und Magnetisierungskurven an der Probe 10P bei 78K. Die Fits erfolgten nach der Gl. 3.10.

Rippelstruktur mit der in der Filmebene liegenden Magnetisierung, wie bei den dünnen Kobalt-Filmen auf den isolierenden Substraten (im Kap.3). Aufgrund der kontinuierlichen Rotation der Magnetisierung bei H_t würde man erwarten, dass sich der transversale Magnetowiderstand negativ verändert. Dagegen ist aber die Widerstandsänderung bei H_t positiv. Die Widerstandsänderungen bei H_l und H_t sind mit den jeweiligen Magnetisierungskurven gut zu korrelieren. Der Betrag des transversalen Magnetowiderstands bei H_t ist aufgrund der größeren Magnetisierungsänderung viel größer als der des fast verschwindenden longitudinalen Magnetowiderstands bei H_l . Das Vorzeichen hat in beide Feldrichtungen gewechselt. Die Fit-Kurven mit dem $(M/M_s)^2$ erfolgten mit dem Vorzeichenwechsel.

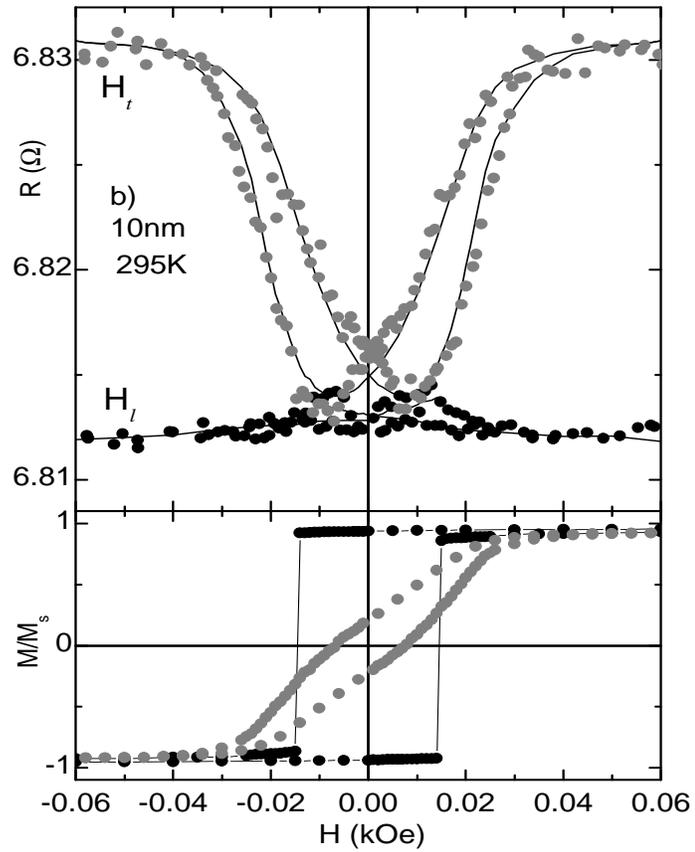


Abbildung 4.11: Magnetowiderstands- und Magnetisierungskurven an der Probe 10P bei 295K. Die Fits erfolgten nach der Gl. 3.10.

4.3.2 Magnetowiderstand im senkrechten Feld

Hier wird der senkrechte Magnetowiderstand in $H \leq M_s$ betrachtet, um den anisotropen Magnetowiderstand zu verstehen. Die Abbildungen 4.12 und 4.13 zeigen zwei Messungen in den drei Feldrichtungen jeweils bei 78K und 305K.

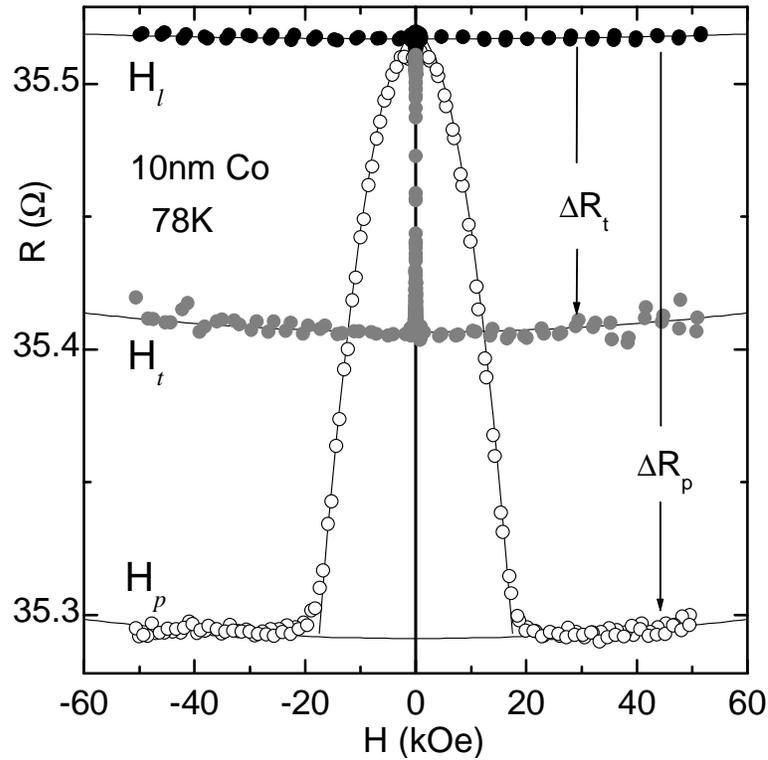


Abbildung 4.12: Magnetowiderstand der Probe 10P bei 78K.

In der Abbildung 4.12 erkennt man einen deutlichen Unterschied ΔR in H_p und H_t : $\Delta R_p > \Delta R_t$. Dieser Effekt bei 78K zeigt den gleichen *geometrischen Size-Effekt* des AMR, wie bei dem Kobalt-Film auf dem isolierenden Substrat. Dieser geometrische Size-Effekt wurde bereits im Kap. 3 diskutiert. Dieser Effekt wurde auch bei 200K beobachtet.

Im Gegenteil dazu zeigt die Messung bei 305K in der Abbildung 4.13 einen „invertierten“ anisotropen Magnetowiderstands-Effekt. Der senkrechte Magnetowiderstand und der transversale Magnetowiderstand sind beide etwa gleich ($\Delta R_p \approx \Delta R_t$) und positiv. Hier ist kein geometrischer Size-Effekt zu sehen,

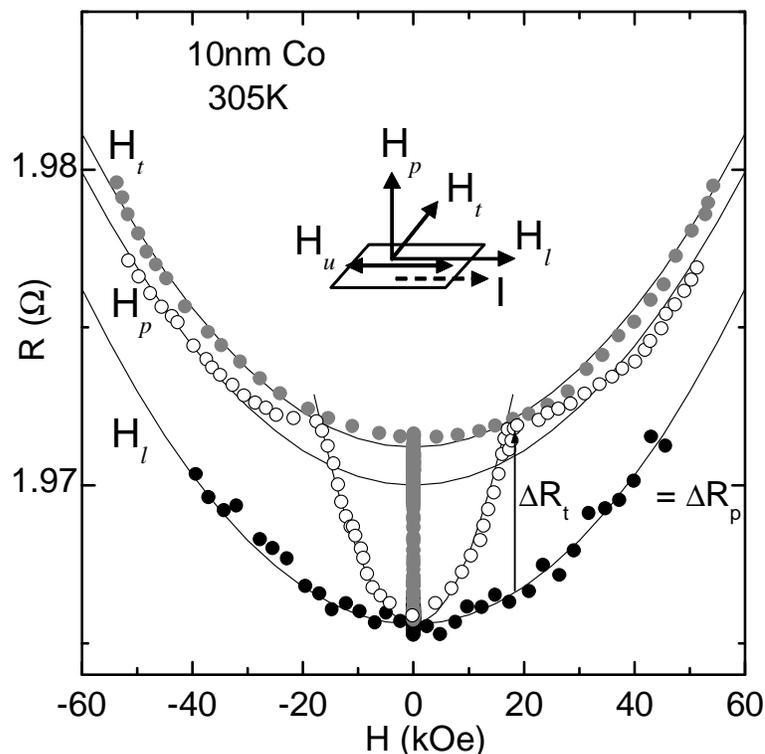


Abbildung 4.13: Magnetowiderstand der Probe 10P bei 305K.

Der senkrechte Magnetowiderstand in $H_p \leq M_s$ lässt sich auch durch ein $(H/H_s)^2$ -Gesetz bei allen Temperaturen gut beschreiben: $R(H) = R_0 + \Delta R_p [1 - (H/H_s)^2]$. Das Sättigungsfeld H_s ist nahezu der Sättigungsmagnetisierung M_s bei H_p . Das bedeutet, dass sich der invertierte AMR auch durch das Herausdrehen der Magnetisierung aus der Filmebene gegen die Entmagnetisierungsenergie ergibt.

Die Beträge des AMR sowohl in H_t und in H_p sind bei den verschiedenen Temperaturen in der Abbildung 4.14 zusammen dargestellt. Der Betrag des Magnetowiderstands in der Filmebene $\Delta R_t/R$ wurde aus der winkelabhängigen Messung gewonnen. Der Betrag des senkrechten Magnetowiderstand $\Delta R_p/R$ wurde aus der Hochfeld-Messung bei der Sättigung gewonnen.

In der Darstellung ist der Vorzeichenwechsel sowohl in $\Delta R_t/R$ als auch in $\Delta R_p/R$ in der Umgebung von 250K deutlich zu sehen. Mit zunehmender Temperatur nimmt der Betrag des normalen AMR ab, bei 250K verschwindet er. Mit weiter steigender Temperatur tritt der invertierte AMR auf und ist etwa

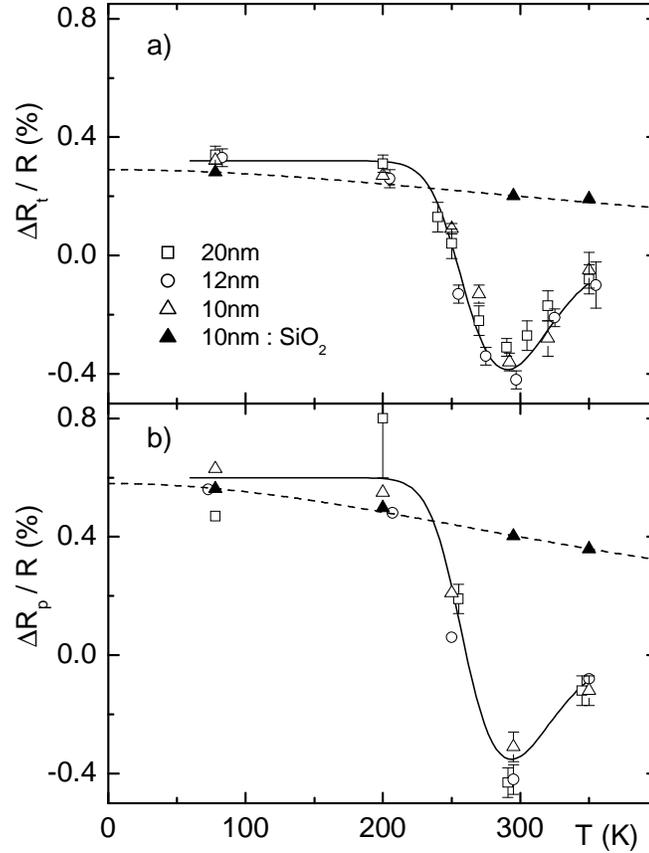


Abbildung 4.14: Temperaturabhängiger Magnetowiderstand für $\Delta R_t/R$ (a), $\Delta R_p/R$ (b) von Kobalt-Filmen auf p⁺-Si. Die Werte für 10nm Kobalt auf dem isolierenden Substrat sind in (a) und (b) zum Vergleich dargestellt.

bei 295K am größten. Danach nimmt der invertierte AMR ab und verkleinert sich bei 350K fast bis Null. Um diesen Effekt zu beschreiben, wurde folgender Ansatz nach dem Zweischicht-Modell verwendet:

$$\frac{\Delta R_{t,p}}{R}(T) = \frac{G_{Co}(T)}{G(T)} \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{Co} + \frac{G_{IF,Si}(T)^2}{G(T)} \left[R_{IF}(T) \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{IF} + R_{Si} \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{Si} \right], \quad (4.17)$$

mit $G_{IF,Si}(T) = [R_{IF}(T) + R_{Si}]^{-1}$.

Hierbei ist der gesamte Betrag des AMR $\frac{\Delta R_{t,p}}{R}$ bei der Sättigung jeweils in H_t und H_p . $\frac{\Delta R}{R}|_{Co}$ ist der Betrag des AMR vom Kobalt-Film, der in $T < 200K$ dominiert. $\frac{\Delta R}{R}|_{IF}$ ist der Betrag des MR einer Grenzschicht über die Schottky-

	$\frac{\Delta R}{R} _{Co}$ (%)	$\frac{\Delta R}{R} _{IF}$ (%)
$\frac{\Delta R_t}{R}$	0.32(3)	-0.6(1)
$\frac{\Delta R_p}{R}$	0.6(1)	-0.6(1)

Tabelle 4.4: Parameter für den temperaturabhängigen AMR $\frac{\Delta R_{t,p}}{R}(T)$ nach der Gl. 4.17 an den Kobalt-Filmen auf p⁺-Si. $\frac{\Delta R}{R}|_{Si} = \alpha_{L,Si}M_s^2 = 0.06$ % wurde beim Fit vernachlässigt.

Barriere bei M_s , der in $200K < T < 320K$ dominiert (siehe Inset in Abb. 4.4). $\frac{\Delta R}{R}|_{Si}$ ist der kleine Betrag des Lorentz-MR vom Si-Substrat bei M_s , der in $200K < T < 350K$ mit dem MR der Grenzschicht zusammen verantwortlich ist. $\frac{\Delta R}{R}|_{Co}$ ist aus dem Lorentz-Magnetowiderstand bei M_s abzuschätzen: $\alpha_{L,Si}M_s^2 = 0.06$ %. Dieser kleine Betrag kann beim Fit vernachlässigt werden. Der erste Term beschreibt den normalen AMR bei $T < 200K$, und der zweite Term beschreibt den invertierten AMR bei $T > 200K$. Die Fit-Kurven für $\frac{\Delta R_{t,p}}{R}$ erfolgten nach der Gl. 4.17. Die Fit-Parameter sind in der Tabelle 4.3.2 zusammen dargestellt. $\frac{\Delta R_p}{R}|_{Co} = 0.6(1) \approx 2\frac{\Delta R_t}{R}|_{Co}$ für Kobalt bei $T \leq 200K$ ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem 10nm dünnen Kobalt-Film auf dem isolierenden Substrat. Interessant ist, dass ein gleicher Wert von -0.6(1) % für den Betrag des MR $\frac{\Delta R}{R}|_{IF}$ über die Schottky-Barriere für den transversalen und senkrechten MR gewonnen wurde und dass der MR ein negatives Vorzeichen relativ zum normalen positiven AMR hat. Der Betrag des invertierten AMR ist gleich dem des normalen AMR bei H_p .

In mehreren Veröffentlichungen wurde der Übergang des negativen zum positiven Magnetowiderstand im Fall des senkrechten Magnetfeldes H_p berichtet [DSW00, KDdC01, dCBK04]: Dai *et al.* [DSW00] haben den Vorzeichenwechsel an einer 5nm dünnen gesputterten Metall(Cu und Co)-SiO₂-Si-Struktur beobachtet. Das Si-Substrat war hochohmig und etwa 2nm natürlich oxidiert. Es wurde erklärt, dass der Vorzeichenwechsel des negativen Magnetowiderstands zum positiven aufgrund des „*Channel-Switching*“ der Ladungsträger zustande kommt. Der Channel-Switching-Effekt der Ladungsträger findet durch die thermische Aktivierung zwischen 200K und 300K von der Metallschicht in die zwei-dimensionale Inversionsschicht zwischen der natürlich oxidierten SiO₂-Schicht und dem Si-Substrat statt. Die Ursache für den positiven MR bei 300K wurde durch die Ladungsträger der hochbeweglichen Inversionsschicht erklärt. Eine ungelöste Frage ist hierbei, wie die Elektronen die hohe Energiebarriere des 2nm dicken SiO₂-Isolators thermisch überwinden und in die Inversionsschicht

gelangen können. In der Arbeit wurde die Oxid-Barriere mit $k_B T_c \approx 22$ meV für die Übergangstemperatur $T_c = 250\text{K}$ sehr klein abgeschätzt, was aber im Allgemeinen mit einer hohen Energiebarriere des SiO₂-Isolators nicht konsistent ist.

Die Gruppe von Knobel [KDdC01, dCBK04] hat ebenfalls über den Vorzeichenwechsel des senkrechten Magnetowiderstands an gesputterten dünnen Kobalt-Filmen ($d < 50\text{nm}$) auf p-dotierten Si berichtet. Das TEM-Bild der Arbeit zeigt eine 3nm dünne, natürlich oxidierte SiO₂-Schicht zwischen Kobalt und Si-Substrat. Nach Abschätzung der Autoren war die Oxid-Barriere 4 eV bis 5 eV. Damit wurde das Problem mit der von Dai *et al.* zu klein abgeschätzten Oxid-Barriere behoben. Ein Übergang der Ladungsträger von der Kobalt-Schicht über die Schottky-Barriere zum Si-Substrat wurde ausgeschlossen, weil der Widerstand nach dem Abfall zwischen 200K und 280K mit steigender Temperatur bis zu 350K weiter metallisch linear zunimmt, anstatt konstant bei einem Wert des Substrats zu bleiben. Jedoch fehlt die Charakterisierung für den elektrischen Transport des p-Si-Substrats. Ihre Annahme war das Vorhandensein einer amorphen Kobalt-Silizid-Grenzschicht, die jedoch in dem TEM-Bild nicht zu erkennen ist. In der kürzlich erschienen Arbeit [dCBK04] wurde der Vorzeichenwechsel des Magnetowiderstands wiederum mit der Inversionsschicht erklärt.

Die Gruppe von Bell Labs hat auch den steilen Widerstandsabfall zwischen 200K und 300K an sehr dünnen Kobalt-Silizid-Filmen auf Si beobachtet [PBH89] und erklärte, dass dieser Effekt aufgrund der thermischen Aktivierung der Ladungsträger über die Schottky-Barriere des Kobalt-Silizid-Silizium-Kontaktes zustande komme. Außerdem wurde der positive Lorentz-Magnetowiderstand an 110nm dicken Kobalt-Disilizid (CoSi₂) auf n-Si nur bei 4.2K berichtet [HTP85].

Im Gegensatz zu den angeführten Arbeiten [DSW00, KDdC01, dCBK04, HTP85] wurde der *invertierte* AMR-Effekt sowohl in den drei Hauptfeldrichtungen als auch in $H < M_s$ erstmals hier beobachtet. Dieser Effekt wurde in dieser Arbeit mit einem Zweischicht-Modell über eine Schottky-Barriere erklärt. Die Evidenz für die Existenz einer Schottky-Barriere wurde im Abschnitt 4.2.1 bereits gezeigt. Bei 350K erreichen der Widerstand, die normale Hall-Konstante und der Lorentz-Magnetowiderstand in Hochfeldern jeweils den Wert des p⁺-Si-Wafers. Der von Hensel *et al.* berichtete positive Lorentz-Magnetowiderstand an dickem Kobalt-Disilizid (CoSi₂) bei 4.2K entspricht $2.0 \cdot 10^{-6} \text{ kOe}^{-2}$ [HTP85]. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem vom p⁺-Si-

Substrat, jedoch viel kleiner als der gewonnene Betrag $-0.6(1) \%$ für die Grenzschicht aus dem Fit nach der Gl. 4.17. Der Betrag $-0.6(1) \%$ des invertierten AMR in H_t und H_p ist gleich groß in beiden senkrechten Feldern. Die Temperaturabhängigkeit des AMR konnte in guter Näherung mit dem Zweischicht-Modell beschrieben und qualitativ auf den thermisch aktivierten Strom über die Schottky-Barriere zwischen Kobalt und p⁺-Si-Substrat zurückgeführt werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung

An mittels DC-Magnetron-Sputtering hergestellten 5nm bis 200nm dünnen Kobalt-Filmen auf isolierenden Glas und Si- sowie p-leitenden Si-Substraten wurde der elektrische Transport zwischen 78K und 350K in Magnetfeldern bis 120kOe untersucht. Die Filme sind polykristallin (Korngröße 25nm - 80nm) und besitzen eine schwache Textur der hexagonalen Kristallachse in der zur Filmebene senkrechten Richtung. Mittels FMR wurden in der Filmebene kleine durch Wachstum induzierte uniaxiale Anisotropiefelder, $H_u \leq 50$ Oe, gefunden. In dünnen Filmen $d \leq 20$ nm, für $\vec{H} \parallel \vec{H}_u$ (,quadratische‘ Hysterese) bestimmt diese Anisotropie das Koerzitivfeld, und für das Feld senkrecht zu \vec{H}_u (,quasi-lineare‘ Hysterese) die Rotation von \vec{M} . Die Magnetisierung im zur Filmebene senkrechten Feld erfolgt durch die Drehung von \vec{M} gegen die Entmagnetisierungsenergie des Films. Im 200nm dicken Film ist die Magnetisierung in der Filmebene von der Feldrichtung unabhängig (,invertierte‘ Hysterese). Dies ließ sich auf die in Feldrichtung induzierte und mit MFM nachgewiesene Streifen-Domänenstruktur zurückführen [HS98].

Die im elektronischen Transport wirksamen *Streu-Mechanismen* wurden durch temperaturabhängige Widerstandsmessungen im Nullfeld identifiziert. Kleine Restwiderstandsverhältnisse, $RRR < 2$, zeigen, dass in allen Kobalt-Filmen die elastische Störstellen-Streuung dominiert. Mit wachsender Temperatur kommen Phononen-induzierte s-d-Streuung und oberhalb von 200K Magnonen-Prozesse hinzu. Dagegen zeigt der Widerstand von Kobalt-Filmen auf natürlich oxidiertem p⁺-Si oberhalb von 200K einen exponentiellen Abfall. Dieses kürzlich als „Channel-Switching“ charakterisierte Verhalten wurde durch ein Zweischicht-Modell mit einer Schottky-Barriere zwischen Kobalt-Schicht und p-leitendem Si-Substrat erstmals quantitativ beschrieben.

Beiträge des *normalen* und des *spontanen Hall-Effektes* zum Widerstand ρ_{xy} wurden in Feldern bis zu 50kOe untersucht. Der durch die Lorentz-Kraft an den Leitungselektronen verursachte normale Hall-Widerstand erwies sich als temperaturunabhängig und lieferte plausible Ladungsträgerdichten zwischen $5 \cdot 10^{22}$ (cm^{-3}) und $8 \cdot 10^{22}$ (cm^{-3}). Die hieraus folgende mittlere freie Weglänge, $l(0) \leq 6\text{nm}$, ist viel kleiner als die durch AFM identifizierte Korngröße, d.h. der Restwiderstand wird durch die Störstellen-Streuung in den Körnern bestimmt. Die Kobalt-Filme auf $\text{p}^+\text{-Si}$ zeigen unterhalb von 200K den normalen Hall-Widerstand des Kobalt. Bei 250K wechselt der Hall-Widerstand das Vorzeichen und erreicht oberhalb von 300K den Wert von $\text{p}^+\text{-Si}$, d.h. der dominierende Ladungsträgertyp wechselt von der elektronartigen Kobalt-Schicht zum lochartigen $\text{p}^+\text{-Si}$ -Substrat.

Auch der *spontane Hall-Widerstand* der Kobalt-Filme auf $\text{p}^+\text{-Si}$ zeigt unterhalb von 200K die vom Kobalt her bekannte Größe und Temperaturabhängigkeit. Er fällt oberhalb von 200K stark ab und verschwindet bei etwa 300K. Die Temperaturabhängigkeiten beider Hall-Widerstände von Kobalt auf $\text{p}^+\text{-Si}$ konnten im Zweischicht-Modell mit Schottky-Barriere sehr gut beschrieben werden. Der spontane Hall-Widerstand $R_s M_s$ der Kobalt-Filme auf isolierenden Substraten erwies sich als exakt proportional zum Quadrat des temperaturabhängigen Widerstands, $R_s M_s(T) = \sigma_{EH} \rho(T)^2$, und liefert damit für Kobalt erstmals die intrinsische „*extraordinary*“ Hall-Leitfähigkeit $\sigma_{EH} \approx 280$ ($\Omega \text{ cm}$) $^{-1}$. Kürzlich wurde σ_{EH} mittels der Berry-Phase der Elektronen an der Fermi-Grenze der Bandstruktur von Eisen erstmals quantitativ berechnet [YKM04]. Das Ergebnis, $\sigma_{EH} = 750$ ($\Omega \text{ cm}$) $^{-1}$, liegt in der gleichen Größenordnung wie der hier am Kobalt gefundene Wert. Im Modell des sogenannten „*Side-Jump*“-Mechanismus folgt aus σ_{EH} eine Spin-Bahn-Kopplung induzierte Versetzung der Elektronen von etwa 0.1 \AA , die auch in recht guter Übereinstimmung mit einer Abschätzung von L. Berger ist [Ber70].

Zur Untersuchung des *anisotropen Magnetowiderstands* (AMR) wurden die Messungen generell in drei verschiedenen Feldrichtungen parallel (H_l) und senkrecht (H_t) zum Strom in der Filmebene sowie senkrecht zur Filmebene (H_p) bei Temperaturen zwischen 78K und 350K durchgeführt. *Im technisch gesättigten Zustand* wurden zwei von der \vec{H} -Richtung unabhängige Beiträge zum Magnetowiderstand identifiziert: Magnonen-Streuung und Lorentz-Magnetowiderstand. Der Magnonen-Beitrag zum Magnetowiderstand

an den Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten ist als Folge der Erhöhung der Energielücke der Magnonen durch \vec{H} negativ. Seine Größe und die Temperaturabhängigkeit sind in guter Übereinstimmung mit kürzlich für Kobalt berechneten Resultaten [RVS02]. In den Kobalt-Filmen auf p⁺-Si dominiert bei hohen Temperaturen, $T \geq 250\text{K}$, der positive Lorentz-Magnetowiderstand des Substrates, der ebenfalls mit dem Zweischicht-Modell beschrieben werden konnte.

Während die Magnonen-Streuung und der Lorentz-Magnetowiderstand von der Feldrichtung unabhängig sind, unterscheiden sich die absoluten Widerstände in der magnetischen Sättigung deutlich und systematisch: $\rho(H_p) < \rho(H_t) < \rho(H_l)$. Der AMR im Feld senkrecht zur Filmebene erweist sich als doppelt so groß wie der AMR im Feld senkrecht zum Strom in der Ebene: $\Delta\rho(H_p) \approx 2\Delta\rho(H_t)$. Dieser sogenannte „*geometrische Size-Effekt*“ [CM72] wurde an allen untersuchten 5nm bis 200nm dicken Kobalt-Filmen gefunden. Da die mittlere freie Weglänge der untersuchten Kobalt-Filme viel kleiner als die Filmdicke und Korngröße ist, kann dieser Effekt weder auf Oberflächenstreuung [RLC97] noch auf innere Grenzflächenstreuung [RSN95] zurückgeführt werden. Möglicherweise spielt die unterschiedliche Magnetostriktion parallel und senkrecht zur Filmebene eine Rolle, die die Ladungsträgerkonzentration an der Fermi-Kante ändert [Ber65, Kö04]. Eine endgültige Klärung dieser Frage konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen.

Der *Magnetowiderstand im nicht gesättigten Zustand*, d.h. im Domänenbereich, konnte mittels der Magnetisierungskurve sowohl in Feldern parallel zum Strom und senkrecht zum Strom als AMR identifiziert werden: $\Delta\rho_{t,p}(\vec{H}) = \Delta\rho_{t,p}(M(\vec{H})/M_s)^2$. An den dünnen Filmen ($d \leq 20\text{nm}$) ändert sich $\rho(H_l)$ im Feld kaum, da der Strom entlang des uniaxialen Anisotropiefeldes (\vec{H}_u), d.h. der Magnetisierung \vec{M} fließt. Dies bedingt eine maximale Streuung der Elektronen an den Bahnen der parallel zum uniaxialen Anisotropiefeld liegenden magnetischen Momente. Dagegen nehmen die Widerstände $\rho(H_t)$ und $\rho(H_p)$ vom maximalen Wert $\rho(H_l)$ aus mit zunehmender Feldstärke auf die dem gesättigten Zustand entsprechenden Werte $\Delta\rho(H_t)$ und $\Delta\rho(H_p)$ des geometrischen Size-Effekts ab. An dem 200nm dicken Film ändert sich der transversale Widerstand $\rho(H_t)$ im Gegensatz zu den dünnen Filmen kaum, was konsistent mit einer Drehung der Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung ist. Die Existenz einer zur Filmebene senkrechten Komponente von \vec{M} im 200nm dicken Film wurde durch MFM nachgewiesen. Die Widerstände $\rho(H_l)$ und $\rho(H_p)$ erreichen ausgehend von $\rho(H_t)$ mit zunehmender Feldstärke die dem geometrischen Size-

Effekt entsprechenden Werte des gesättigten Zustands. Die schwache Abnahme beider AMR $\Delta\rho_{t,p}(T)/\rho(T)$ mit zunehmender Temperatur könnte auf einem Spin-Mischung-Effekt der beiden Spin-Kanäle durch zunehmende inelastischen Magnonen-Streuung beruhen.

An den Kobalt-Filmen ($d \leq 20\text{nm}$) auf p^+ -Si-Substrat wurde oberhalb von 250K eine „*Inversion*“ des Vorzeichens von $\Delta\rho(H_t)(T)$ und $\Delta\rho(H_p)(T)$ gefunden. Dieser „*invertierte*“ wurde hier erstmals in den drei Haupt-Feldrichtungen beobachtet und ist in den beiden senkrechten Feldern gleich: $\Delta\rho(H_t)/\rho = \Delta\rho(H_p)/\rho = -0.6(1)\%$. Die Temperaturabhängigkeit des AMR konnte in guter Näherung mit dem Zweischicht-Modell beschrieben und qualitativ auf den thermisch aktivierten Strom über die Schottky-Barriere zwischen Kobalt und p^+ -Si-Substrat zurückgeführt werden.

Anhang A

Geräte-Daten

Name	Modell	Firma
Puhlsrohrkühler		Trans MIT
Kompressoreinheiten	RW2	LEYBOLD Vakuum GmbH
Warmbohrungsmagnet		Oxford
Power Supply	IPS ¹²⁰⁻¹⁰	Oxford
Eisenmagnet	06480.01	PHYWE
Hallsensor	FH301-20	Siemens
Nanovoltmeter	182 Sensitive DVM	Keithley
PID-Temperature controller	TIC304-MA	Cryo Vac
Cernox-Thermometer	Cx-1030SD	Lake Shore
DVM	6000	prema
DVM	4000	prema
DVM	hp34401a Multimeter	Hewlett-Packard
Stromquelle	Argos	TET Electronic
Stromquelle	Typ2223	Voltkraft
Stromquelle	HA70-3A	Systron + Donner
Präzisions-Stromgeber		Knick
D\A-Wandler	PROBUS 12IEC	Fug

Die Angaben sind nur für die Geräte bei dem Widerstands-Messplatz.

Anhang B

Ergänzende Abbildungen

Magnetisierungskurve

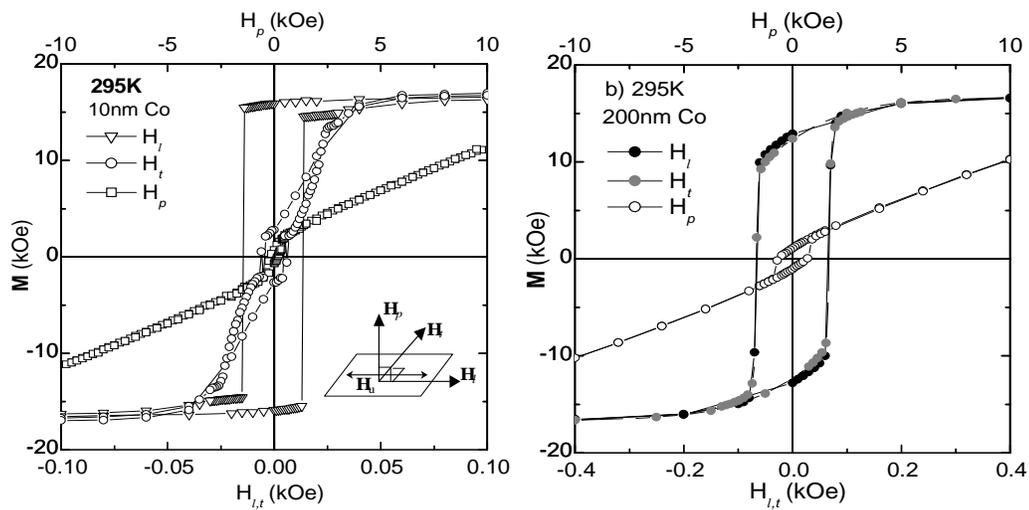


Abbildung B.1: Drei Magnetfeldrichtungen relativ zum H_u für die Probe 10SO und 200G bei 295K. Die untere H-Achse steht für $M(H_l)$ und $M(H_t)$, die obere H-Achse für $M(H_p)$ bis 10kOe.

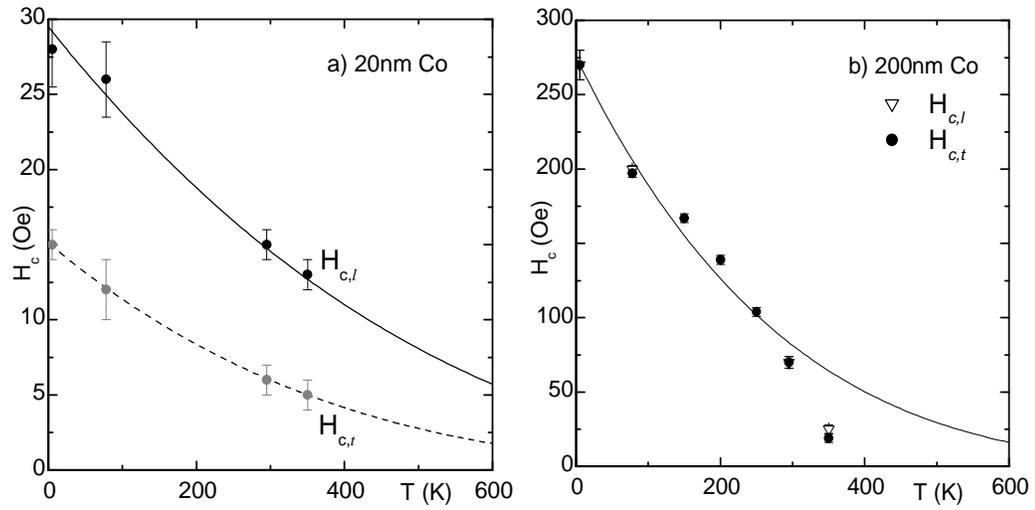


Abbildung B.2: Temperaturabhängige Koerzitivfeldstärke für 20nm (a) und für 200nm (b) beim Magnetfeld (H_l) und (H_t) in der Filmebene.

Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten

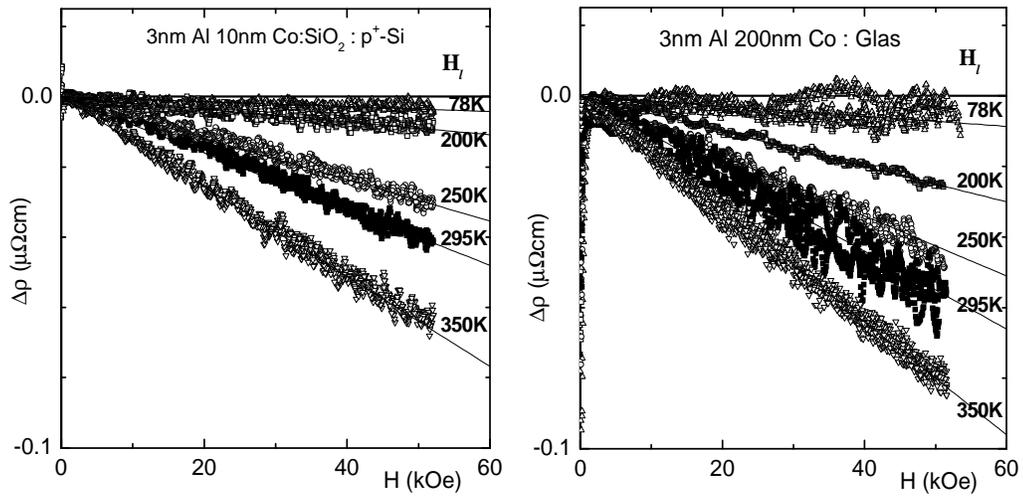


Abbildung B.3: Linearer negativer Magnetowiderstand im H_l technisch gesättigten Bereich bei verschiedenen Temperaturen von Kobalt-Filmen für Probe 10SO (links) und Probe 200G (rechts).

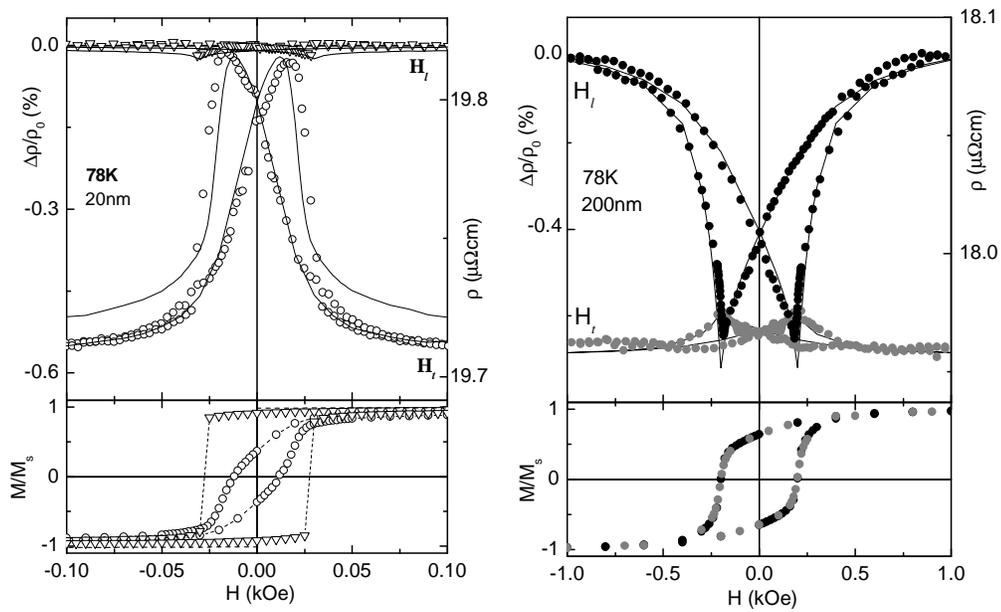


Abbildung B.4: Fit mit $(M(H)/M_s)^2$ für den Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen bei 78K für Probe 20N (links) und 200G (rechts) in H_l und H_t . Untere Ergebnisse M/M_s entsprechen der Magnetisierung in H_l und H_t .

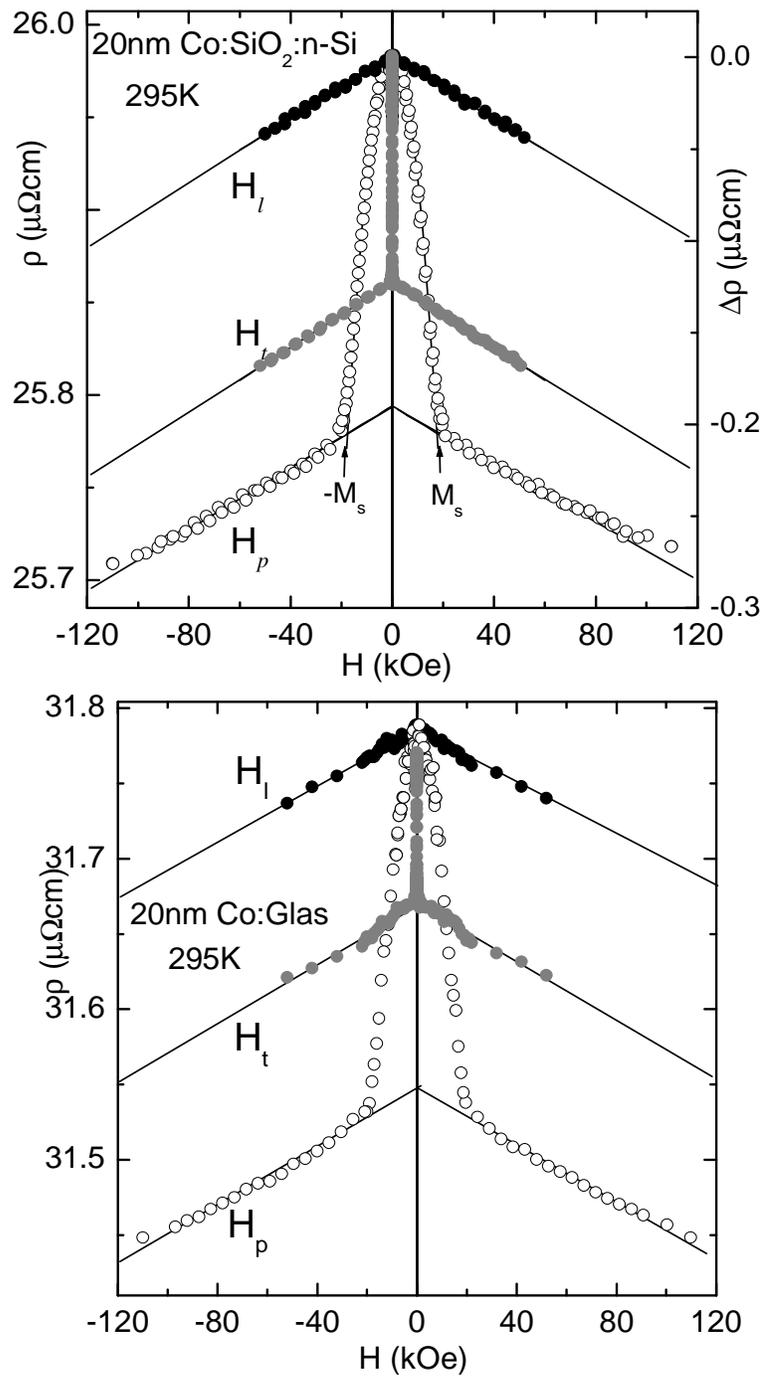


Abbildung B.5: Magnetowiderstand im Feld bis 120kOe bei 295K für Probe 20N (oben) und 20G (unten).

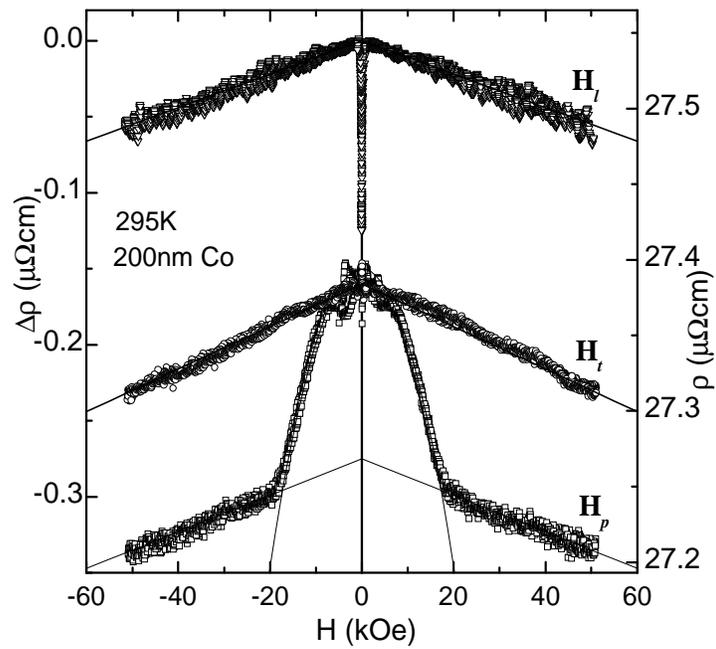


Abbildung B.6: Magnetowiderstand bei 295K für 200G.

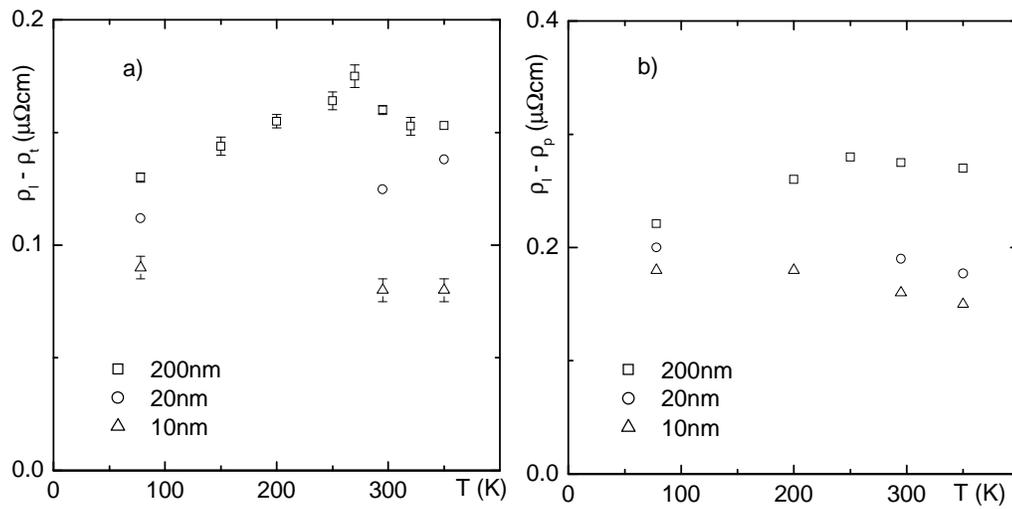


Abbildung B.7: Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstands der Kobalt-Filme in H_t (a) und in H_p (b).

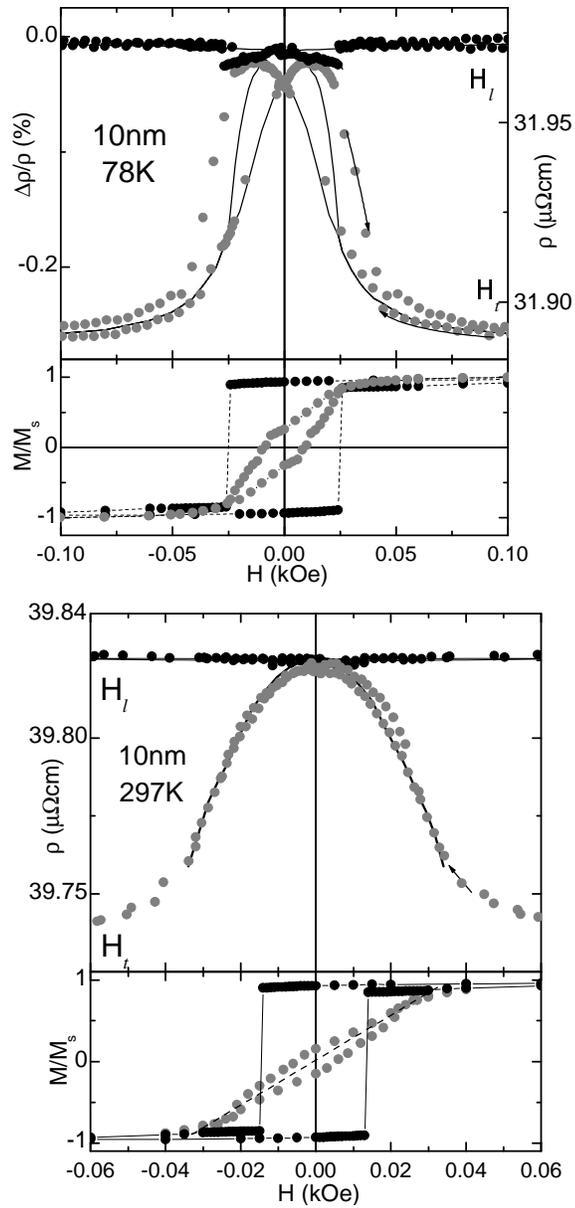


Abbildung B.8: Fit mit $(M(H)/M_s)^2$ für den Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen in H_l und H_t bei 78K (oben) und bei 297K (unten) für die Probe 10SO.

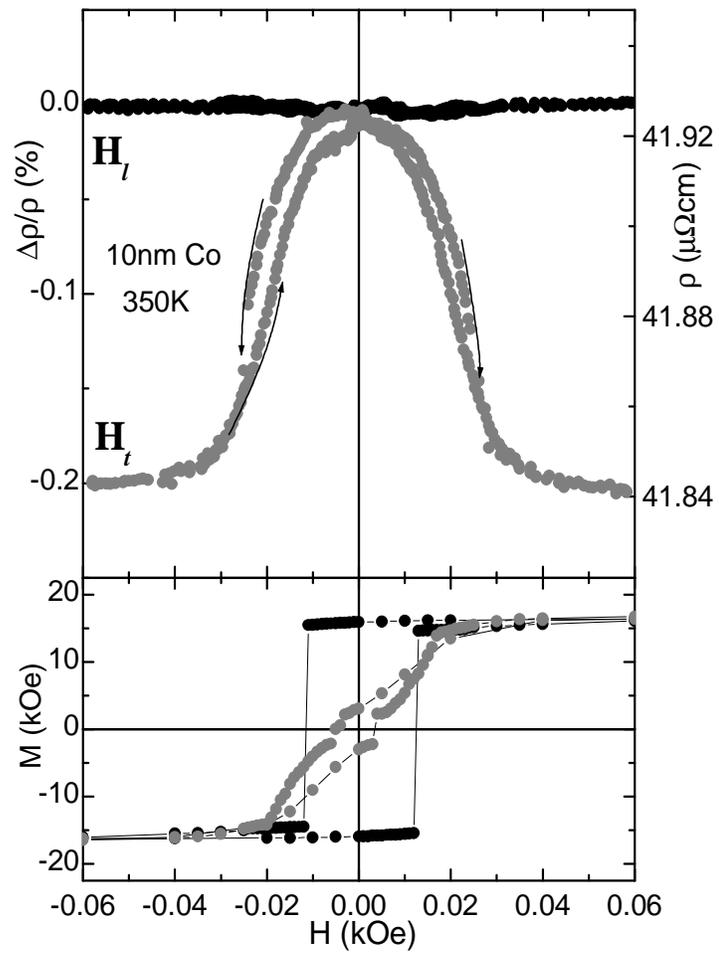


Abbildung B.9: Magnetowiderstands- und Magnetisierungskurven an der Probe 10SO bei 350K.

Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen auf p⁺-Si

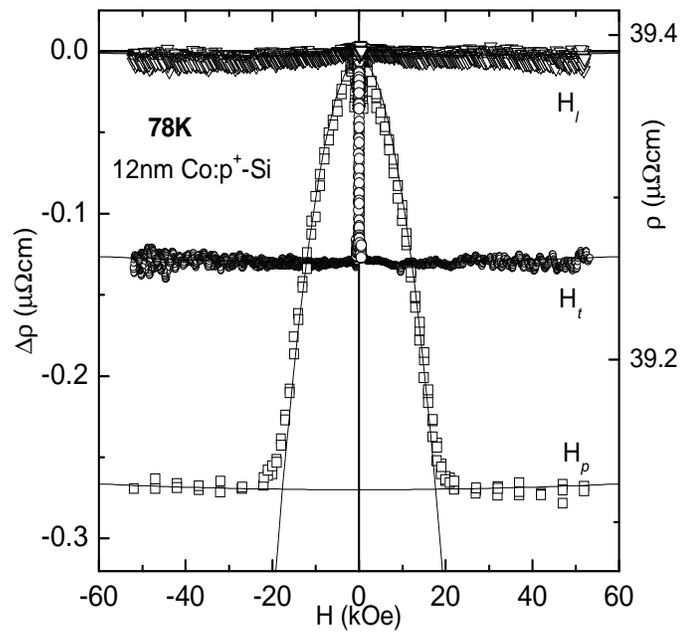


Abbildung B.10: Magnetowiderstand an der Probe 12P bei 78K.

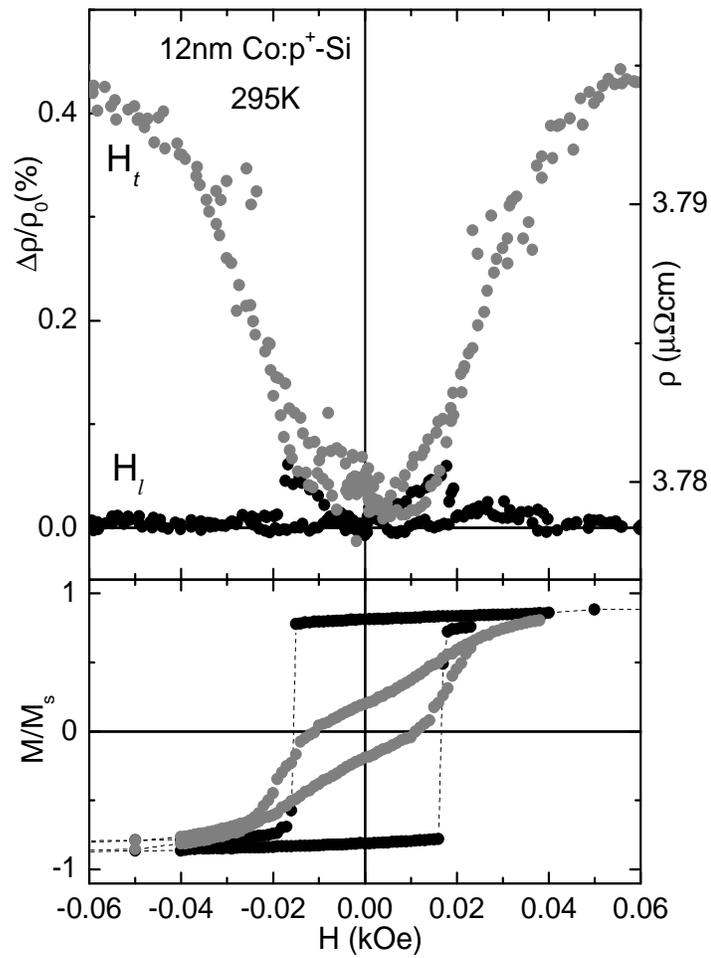


Abbildung B.11: Magnetowiderstands- und Magnetisierungskurven an der Probe 12P bei 295K.

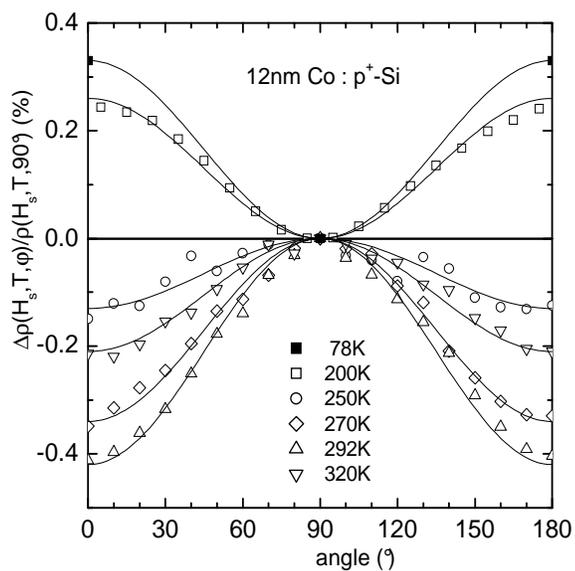


Abbildung B.12: Winkelabhängiger Magnetowiderstand an der Probe 12P.

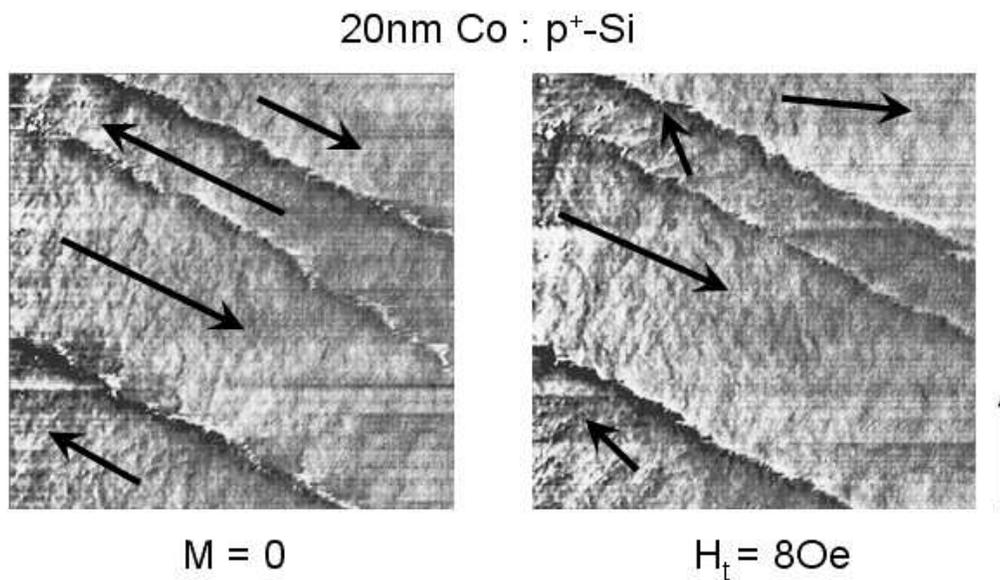


Abbildung B.13: MFM-Aufnahme an der Probe 20P. Scanbereich: $20\mu\text{m} * 20\mu\text{m}$.

Literaturverzeichnis

- [Bau98] Matthias Baumann. Übergang von stabiler zu marginal stabiler Supraleitung im Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 1998. Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Hamburg.
- [BBF88] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Greuzet, A. Friedertich, and J. Chazelas. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21):2472–2475, 1988.
- [BD39] R. Becker and W. Döring. *Ferromagnetismus*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1939. 22. Die Widerstandsänderung beim Magnetisieren.
- [Ber64] L. Berger. Influence of spin-orbit interaction on the transport processes in ferromagnetic nickel alloys, in the presence of a degeneracy of the 3d band. *Physica*, 30, 1964.
- [Ber65] L. Berger. Magnetostriction in Nickel Alloys. *Physical Review*, 138(4), 1965.
- [Ber70] L. Berger. Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets. *Physical Review B*, 2, 1970.
- [Ber78] L. Berger. Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 49:2156–2161, 1978.
- [BGS89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39(7):4828–4830, 1989.
- [BLS01] W. Brückner, C. Lang, and C.M. Schneider. Sensitive measurement of magnetostriction effects in thin films by means of a two-beam free-sample deflection method. *Review of Scientific Instruments*, 72:2496–2497, 2001.

- [CF82] I.A. Campbell and A. Fert. *Ferromagnetic Materials, Vol. 3*, chapter 9. Transport properties of Ferromagnets, pages 747–804. North-Holland Publishing Company, 1982.
- [Chi64] S. Chikazumi. *Physics of Magnetism*. John Wiley & Sons, Inc., 1964. New York.
- [Ciu92] Petru Ciureanu. *Thin Film Resistive Sensors*, chapter 5. Magneto-resistive Sensors, pages 253–436. Bristol:Institute of Physics Publ., 1992.
- [CM72] T.T. Chen and V.A. Marsocci. Transverse Magnetoresistivity Anisotropy Measurements and the Geometrical Size Effect in Nickel Thin Films. *Journal of Applied Physics*, 43:1554–1558, 1972.
- [dCBK04] H.B. de Carvalho, M.J.S.P. Brasil, M. Knobel, and J.C. Denardin. Magnetotransport and electric properties of Co-SiO₂-Si structure. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272, 2004.
- [dGKD00] H.A.M. de Gronckel, H. Kohlstedt, and C. Daniels. Prerequisites for high-quality magnetic tunnel junctions: XPS and NMR study of Co/Al bilayers. *Applied Physics A*, 70:435–441, 2000.
- [DGU04] D. Daghero, R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, A. Calzolari, V. Dilarocca, V.A. Stepanov, V.B. Filippov, and Y.B. Paderno. Andreev-reflection spectroscopy in ZrB₁₂ single crystals. *Superconductor Science and Technology*, 17:S250–S254, 2004.
- [DKH02] G. Dumpich, T.P. Krome, and B. Hausmanns. Anisotropic magnetoresistance on single Co nanowires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 248:241–245, 2002.
- [DSW00] J. Dai, L. Spinu, K-Y. Wang, L. Malkinski, and J. Tang. Channel switching and magnetoresistance of a metal-SiO₂-Si structure. *Journal of Physic D: Applied Physics*, 33:L65–L67, 2000.
- [Fel61] Ernst Feldtkeller. Blockierte Drehprozesse in dünnen magnetischen Schichten. *Elektron. Rechnenanl.*, 3:167–175, 1961.
- [Fel63] Ernst Feldtkeller. Ripple Hysteresis in Thin Magnetic Films. *Journal of Applied Physics*, 34:2646–2652, 1963.

- [FGM90] P.P. Freitas, A.A. Gomes, T.R. McGuire, and T.S. Plaskett. Anisotropic Magnetoresistance in Co films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 83, 1990.
- [Fuc38] K. Fuchs. Conductivity of thin metallic films. *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 34:100–108, 1938.
- [GAO96] J.F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S.M. Thompson, and J.M.D. Coey. Giant Magnetoresistive Effect in a Single Element Magnetic Thin Film. *Physical Review Letters*, 77(8):1580–1583, 1996.
- [Goo63] D.A. Goodings. Electrical Resistivity of Ferromagnetic Metals at Low Temperatures. *Physical Review*, 132:542–558, 1963.
- [Gru01] D. Grundler. Ballistic spin-filter transistor. *Physical Review B*, 63:161307–161307, 2001.
- [GvH32] Richard Gans and Jürgen v. Harlem. Widerstandsänderung ferromagnetischer Kristalle. *Annalen der Physik*, 15(5):516–526, 1932.
- [Hei94] B. Heinrich. *Ultrathin Magnetic Structures II*, chapter 3.1 Ferromagnetic Resonance in Ultrathin Film Structures, pages 195–222. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1994.
- [Hor99] Michael Horisberger. Persönliche Mitteilung, Mai 1999.
- [HPO96] M. Hehn, S. Padovani, K. Ounadjela, and J.P. Bucher. Nanoscale magnetic domain structures in epitaxial Cobalt films. *Physical Review B*, 54:3428–3433, 1996.
- [HS98] Alex Hubert and Rudolf Schäfer. *Magnetic Domains*. Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [HTP85] J.C. Hensel, R.T. Tung, J.M. Poate, and F.C. Unterwald. Specular Boundary Scattering and Electrical Transport in Single-Crystal Thin Films of CoSi_2 . *Physical Review Letters*, 54(16):1840–1843, 1985.
- [IBM] Research Group IBM. <http://www.almaden.ibm.com/st/magnetism/ms/spintronics/>.
- [Jan57] J.-P. Jan. *Solid State Physics vol. 5*, chapter 1. Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects in Metals, pages 1–96. New York: Academic, 1957.

- [Kas56] Tadao Kasuya. Electrical Resistance of Ferromagnetic Metals. *Progress of Theoretical Physics*, 16:58–63, 1956.
- [KCB04] A. Kharmouche, S-M Chérif, A. Bourzami, A. Layadi, and G. Schmerber. Structural and magnetic properties of evaporated Co/Si(100) and Co/glass thin films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 37:2583–2587, 2004.
- [KDdC01] M. Knobel, J.C. Denardin, H.B. de Carvalho, M.J.S.P. Brasil, A.B. Pakhomov, and F.P. Missell. Magnetic and Magnetotransport Properties of Co Thin Films on Si. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 187:177–188, 2001.
- [KGI74] E.N. Kondorskii, O.S. Galkina, V.I. Ivanovskii, A.V. Cheremushkina, and U.T. Usarov. Anisotropy of galvanomagnetic effects in single-crystal Cobalt. *Sov. Phys.-JETP*, 38:977–978, 1974.
- [Kit46] Charles Kittel. Theory of the Structure of Ferromagnetic Domains in Films and Small Particles. *Physical Review*, 70:965–971, 1946.
- [Kit80] Charles Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1980. 5. Aufl.
- [KL54] Robert Karplus and J.M. Luttinger. Hall Effect in Ferromagnetics. *Physical Review*, 95, 1954.
- [Kö04] Jürgen Kötzler. Persönliche Mitteilung, 2004.
- [Kop86] Konrad Kopitzki. *Einführung in die Festkörperphysik*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1986.
- [Kro00] Thorsten P. Krome. Transport in nanostrukturierten magnetischen Leiterbahnen. Master's thesis, 2000. Diplomarbeit, Fachbereich Physik-Technologie, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg.
- [KSF75] Yasunori Kubo, Nobuaki Shohata, and Hironobu Fujii. Transverse Magnetoresistance in hcp Cobalt. *Journal of the Physical Society of Japan*, 38:87–91, 1975.
- [KYR01] A.D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger, and S.S.P. Parkin. Negative Domain Wall Contribution to the Resistivity of Microfabricated Fe Wires. *J. Phys.:Condens. Matter*, 98(13):R461–R488, 2001.

- [LB03] J. Lindner and K. Baberschke. *in situ* ferromagnetic resonance: an ultimate tool to investigate the coupling in ultrathin magnetic films. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 15, 2003.
- [Lö97] Markus Löhdorf. Untersuchung mikromagnetischer Eigenschaften dünner Schichten mit dem Magnetkraftmikroskop, 1997. Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Hamburg.
- [Mot36] N.F. Mott. The electrical conductivity of transition metals. *Proc. Roy. Soc. London. A*, 153:699–726, 1936.
- [MP75] T.R. McGuire and R.I. Potter. Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys. *IEEE Transaction on Magnetics*, MAG-11(4):1018–1038, 1975.
- [Mur66] Yoshimasa Murayama. Micromagnetics on Stripe Domain Films. I. Critical Cases. *Journal of the Physiccal Society of Japan*, 21:2253–2266, 1966.
- [Pap86] D.A. Papaconstantopoulos. *Handbook of the band structure of elemental solids*. Plenum Press, 1986. New York.
- [PBH89] Julia M. Phillips, J.L. Batstone, J.C. Hensel, M. Cerullo, and F.C. Unterwald. Dependence of the structural and electrical properties of ultrathin cobalt silicide films on formation conditions. *Journal of Materials Research*, 4:144–155, 1989.
- [PMH03] P.S. Patel, A.K. Majumdar, A.F. Hebard, and D. Temple. Magnetic scattering in Fe-Cr multilayers in the ferromagnetic state at low temperatures. *Journal of Applied Physics*, 93:7684–7686, 2003.
- [Pot74] Robert I. Potter. Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic NiCu Alloys. *Physical Review B*, 10(11):4626–4636, 1974.
- [RCdJ95] Th. G.S. M. Rijks, R. Coehoorn, M.J.M. de Jong, and W. J. M. de Jonge. Semiclassical calculation of the anisotropic magnetoresistance of NiFe-based thin films, wires, and multilayers. *Physical Review B*, 51:283–291, 1995.
- [RLC97] Th. G.S. M. Rijks, S. K. J. Lenczowski, R. Coehoorn, and W. J. M. de Jonge. In-plane and out-plane anisotropic magnetoresistance in Ni₈OFe₂O thin films. *Physical Review B*, 56:362–366, 1997.

- [RSN95] Th.G.S.M. Rijks, R.L.H. Sour, D.G. Neerinck, A.E.M. De Veirman, R. Coehoorn, J.C.S. Kools, M.F. Gillies, and W.J.M. de Jonge. Influence of Grain Size on the Transport Properties of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ and Cu Thin Films. *IEEE Transaction on Magnetism*, 31:3865–3869, 1995.
- [RVB02] B. Raquet, M. Viret, J.M. Broto, E. Sondergard, O. Cespedes, and R. Mamy. Magnetic resistivity and electron-magnon scattering in 3d ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 91:8129–8131, 2002.
- [RVS02] B. Raquet, M. Viret, E. Sondergard, O. Cespedes, and R. Mamy. Electron-magnon scattering and magnetic resistivity in 3d ferromagnets. *Physical Review B*, 66:024433–024433, 2002.
- [RYT99] U. Rüdiger, J. Yu, L. Thomas, and S. S. P. Parkin. Magnetoresistance, micromagnetism, and domain-wall scattering in epitaxial hcp Co films. *Physical Review B*, 59(18):11914–11918, 1999.
- [Sch90] Dieter K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization*. John Wiley & Sons, Inc. New York, 1990.
- [SFS64] N. Saito, H. Fujiwara, and Y. Sugita. A new type of magnetic domain structure in negative magnetostriction Ni-Fe films. *Journal of the Physical Society of Japan*, 19(7):1116–1125, 1964.
- [Smi51] J. Smit. Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures. *Physica*, 17:612–627, 1951.
- [Smi58] F.M. Smits. Measurement of Sheet Resistivities with the Four-Point Probe. *The Bell System Technical Journal*, 37:711–718, 1958.
- [Son52] E.H. Sondheimer. The Mean Free Path of Electrons in Metals. *Advances in Physics*, 1(1):1–42, 1952.
- [SPM04] M. Steiner, C. Pels, and G. Meier. Reversible and irreversible magnetoresistance of quasi-single domain permalloy microstructures. *Journal of Applied Physics*, 95:6759–6762, 2004.
- [Sze81] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, 1981. 2nd ed.
- [Tho57] W. Thomson. On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron. *Proc. Roy. Soc.*, 8:546–550, 1857.

- [TRM75] D. A. Thompson, L. T. Romankiw, and A. F. Mayadas. Thin Film Magnetoresistors in Memory, Storage, and Related Applications. *IEEE Transaction on Magnetism*, MAG-11(4):1039–1050, 1975.
- [VAC95] M. Viret, I. Auneau, and J.M.D. Coey. Anisotropic Magnetotransport properties of cobalt thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 140, 1995.
- [Van] A. Vananti. Magnetische Anisotropie in dünnen FeCoV-Schichten, year=1995, note=Diplomarbeit, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich. Master's thesis.
- [VDI96] Tech. VDI. Pulsröhrenkühler: Neue Kälte-Maschinen für die Supraleitertechnik und Kryoelektronik. *Info Phys Tech*, 1996. VDI Technologiezentrum Physikalische Technologien, Düsseldorf, Nr. 6. Feb.
- [vdP58] L.J. van der Pauw. A method of measuring specific resistivity and hall effect of discs of arbitrary shape. *Philips Research Reports*, 13:1–9, 1958.
- [vE59] H.C. van Elst. The anisotropy in the magneto-resistance of some Nickel alloys. *Physica*, 25:708–720, 1959.
- [vG75] G.J. van Gorp. Cobalt silicide layers on Si. II. Schottky barrier height and contact resistivity. *Journal of Applied Physics*, 46:4308–4311, 1975.
- [WE92] R. Wissendanger and H.-J. Güntherodt (Eds.). *Scanning Tunneling Microscopy II*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992. Springer series in Surface Science 28.
- [WSW03] F. Wiekhorst, E. Shevchenko, H. Weller, and J. Kötzler. Anisotropic superparamagnetism of monodisperse Cobalt-Platinum nanocrystals. *Physical Review B*, 67:224416–224416, 2003.
- [WW58] G.G. White and S.B. Woods. Electrical Resistivity of Ferromagnetic Metals at Low Temperatures. *Phil. Tans. Roy. Soc. London*, pages 273–273, 1958.
- [YKM04] Yugui Yao, Leonard Kleinman, A.H. Macdonald, Jairo Sinova, T. Jungwirth, Ding sheng Wang, Enge Wang, and Qian Niu. First Principles Calculation of Anomalous Hall Conductivity in Ferromagnetic bcc Fe. *Physical Review Letters*, 92:037204–037204, 2004.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematisches Bild für AMR bei der Sättigung durch die Spin-Bahn-Kopplung.	2
1.2	Eine berechnete Bandstruktur von hcp-Co [Pap86] mit unterschiedlicher Besetzung (Austausch-Aufspaltung J_{ex}) der $3d$ -Zustände für Spin-Up (\uparrow) und Spin-Down (\downarrow) unterhalb des Fermi-Niveaus (E_F).	3
1.3	Two-Current-Modell nach Mott für die s-d-Streuung.	4
2.1	Das Schichtsystem der hergestellten Kobalt-Filme auf verschiedenen Substraten. Alle Proben sind in der Tabelle 2.1 aufgelistet.	10
2.2	Röntgendiffraktometrie-Aufnahme mit der Wellenlänge ($\lambda_{CuK\alpha}$) von 0.154nm für die Probe 200G und für 12P. Miller-Indizie (hkl) zeigen eine polykristalline hcp-Co-Struktur.	12
2.3	Rasterkraftmikroskop mit Helmholtzspule für die Feldvariation (links) und ein Schema der Rasterkraftmikroskopie (rechts). Mit Hilfe zweier verstellbarer Spiegel wird ein Lichtstrahl von einer Laserdiode auf die Rückseite des Cantilevers fokussiert und von dort zum Detektor reflektiert.	14
2.4	AFM-Topologie mit Non-Kontakt-Modus für die Probe 200G (a) und mit Kontakt-Modus für die Probe 12P (b), 20N (c) und 20P (d). Die Korngröße ($2r$) wurde durch die Bestimmung der periodischen Peaklage des jeweiligen Messsignals ermittelt. Scanbereich von $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$	15
2.5	Verwendete Vier-Punkt Kontaktanordnung für den Magnetowiderstand (links) und für den Hall-Effekt (rechts). H_u bedeutet das uniaxiale „in-plane“ Anisotropiefeld	17
2.6	Prinzip des Ultraschallbondings für einen Kontakt-Punkt von Cu (1) auf dem Chip-Träger zum Kobalt-Film (2) (links). Nach dem zweiten Bonding wird der Al-Draht direkt neben dem zweiten Punkt abgetrennt (3). Eine Aufnahme mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM) für einen sauber hergestellten gebondeten Punkt auf einem Kobalt-Film (rechts). Die Kontaktfläche ist kleiner als $60 \times 100 (\mu\text{m})^2$	19

2.7 a) Pulsrohrkühler mit dem Probenstab und Probenstabende mit Heizspule. Die Probe und T-Sensor am Probenstabende wurden auf dem Chip-Träger mit Schrauben befestigt. b) ein Schema für die Kühlprozesse mit einem He-Kompressor. Der Regenerator, das Pulsrohr, V1 und V2 befinden sich im Kaltkopf. c) Bestandteile des Pulsrohrkühlers. 20

2.8 Temperaturabhängige Widerstandsmessung an der Probe 200G. 21

2.9 a) Messaufbau mit einer Helmholtzspule und Eisenkern bis 1 kOe. Die runde Platte ist manuell drehbar. b) Ein Warmbohrungsmagnet mit einem supraleitenden Solenoid bis 120 kOe. PRK sitzt in der Warmbohrung. 22

2.10 Hochfeld-Magnetowiderstandsmessungen in drei Feldkonfigurationen (H_l , H_t und H_p) an der Probe 20N bei 78 K. Zwei Pfeile zeigen die Definitionen für den AMR-Betrag $\rho(H_l = 0) - \rho(H_t = 0)$ und $\rho(H_l = 0) - \rho(H_p = 0)$ 25

2.11 Die Winkelabhängigkeit des Magnetowiderstands im Sättigungsmagnetfeld $H = 0.6$ kOe in der Filmebene für die Probe 20N. 25

2.12 Schema für das Prinzip der ferromagnetischen Resonanzmessung. Im Resonator wird der Probenstab eingebaut und mittels eines Goniometers in der Filmebene gedreht. Die benutzte Mikrowelle hat $f = 9450$ MHz ± 15 MHz. 27

2.13 a) Mittels Lock-in-Technik aufgenommene Absorptionslinien dP/dH bei verschiedenen Winkeln und ihre Resonanzlagen beim Nulldurchgang für 20N. b) Ein Beispiel winkelabhängiger Resonanzfelder von 20N und 200G bei Raumtemperatur. Die rechte Achse ist für die Resonanzfelder von 200G. Die durchgezogenen Linien sind die Fitkurven nach der Gl. 2.6. Die Lage des „in-plane“ Anisotropiefeldes von 20nm ist bei 150° , wo das Resonanzfeld am kleinsten ist. 28

2.14 a) Drei Magnetfeldrichtungen relativ zum H_u . b) Magnetisierungskurven für die Probe 20N bei 295K. Die untere H-Achse steht für $M(H_l)$ und $M(H_t)$, die obere H-Achse für $M(H_p)$ bis 10kOe. 31

2.15 Ein Beispiel der Bloch-Wände: MFM-Aufnahme an einer CD-Disk. Der periodische Wechsel zwischen dem hellen und dem dunklen Kontrast zeigt den Wechsel der magnetischen „0“ und „1“-Bits. Der Abstand ΔZ zwischen Sondenspitze und Probenoberfläche beträgt 200nm für diese Aufnahme. 33

3.1	Temperaturabhängiger Widerstand von Kobalt-Filmen auf isolierenden Substraten. Die Fit-Kurven wurden nach der Gl. 3.1 mit der Gl. 3.2 für die durch Phononen-induzierte s-d-Streuung ($n=3$) und mit der Gl. 3.4 für die Magnonen-Streuung angefertigt. Die durchgezogene Linie wurde mit einem konstanten Beitrag der Elektronen-Magnonen-Streuung $\rho_2 = 1.5 \cdot 10^{-5} (\mu\Omega\text{cm}/\text{K}^2)$ gefittet; die gestrichelte Linie wurde ohne den Beitrag ($\rho_2 = 0$) gefittet.	37
3.2	Hall-Effekt bei Raumtemperatur von Kobalt-Filmen auf den isolierenden Substraten. Die lineare Fit-Kurve wurde nach der Gl. 3.5 angelegt.	40
3.3	Temperaturabhängiger Hall-Effekt an 10SO. Die lineare Fit-Kurve wurde nach der Gl. 3.5 angelegt.	41
3.4	Temperaturabhängiger spontaner Hall-Widerstand $R_s M_s$ (linke Achse) und normaler Hall-Koeffizient R_0 (rechte Achse) an der Probe 10SO. Die durchgezogene Fit-Linie zeigt eine gute Übereinstimmung nach der Gl. 3.7 für den spontanen Hall-Effekt.	43
3.5	Hochfeld-Magnetowiderstand in H_l , H_t und H_p bei 295K für die Probe 20N.	45
3.6	Linearer negativer Magnetowiderstand in H_l bei verschiedenen Temperaturen für die Probe 20N.	46
3.7	Temperaturabhängiger Spinwellen-Beitrag zum Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen. Die durchgezogene Linie zeigt die Kurve nach der Gl. 3.9. Die gestrichelte Linie ist die theoretische Fit-Kurve für 7nm und 10nm Kobalt-Filme von Raquet <i>et al.</i> aufgrund deren Messungen [RVS02]. Die strichpunktierte Linie entspricht dem Fit nach Gl. 3.9 an deren Messdaten.	47
3.8	Winkelabhängiger Magnetowiderstand in einem Sättigungsmagnetfeld in der Filmebene bei 295K für die Kobalt-Filme.	49
3.9	Magnetowiderstand in H_l und H_t bei 295K (a) für 20N und (b) für 200G. Die Fit-Kurve erfolgten nach der Gl. 3.10.	51
3.10	Magnetisierungskurven in H_l und in H_t bei 295K für die Probe 20N und 200G.	51
3.11	Schema für das Prinzip der Magnetkraftmikroskopie an Domänenwänden. Die senkrecht magnetisierte MFM-Spitze steht in Wechselwirkung mit den Streufeldern von Bloch-Wänden (a) und von dem Anfang und dem Ende der Néel-Wänden (b) in dünnen Filmen. Der Abstand ΔZ zwischen Sondenspitze und Probenoberfläche beträgt 20nm und 70nm für die Aufnahme jeweils an 20N und an 200G.	53

3.12 MFM-Aufnahme jeweils im Nullfeld nach der Entmagnetisierung (a) und in $H_t = 30\text{e}$ (b) für 20N. Die untere schematische Bilder erklären die jeweils wellenförmige Rippelstruktur. Die dünnen Linien stehen für die feinen Kleinwinkelwände und die zickzackartigen Pfeile für die Schwankung der lokalen Magnetisierung. Die Richtung der globalen Magnetisierung ist in den jeweiligen Domänen im Bild (a) durch Pfeile gezeigt. Zwei Néelwände trennen die Domänen. Bild (b) zeigt die Wandverschiebung: die Breite der mittleren Domäne in (b) ist in einem angelegten Feld breiter als bei (a) geworden. 54

3.13 MFM-Aufnahme im Nullfeld nach der Entmagnetisierung (links), nach der Sättigung in H_l (Mitte) und in H_t (rechts) an der Probe 200G. Ein ringförmiges Fourier-Spektrum zeigt die willkürliche Verteilung der Magnetisierung beim entmagnetisierten Zustand (links). Die uniaxiale „in-plane“ Anisotropiefeldrichtung ist parallel zur horizontalen Richtung. Die Domänenbreite beträgt $208 \pm 15 \text{ nm}$. Scanbereich : $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ 56

3.14 Schema der parallelen Streifen in H_l (a) und in H_t (b) aus der Abbildung 3.13. Die Pfeile zeigen die lokale Magnetisierungsrichtung im hellen und dunklen Streifen. Die Streifen sind getrennt dargestellt, um sichtbar zu werden. 57

3.15 Magnetowiderstand bei 78K für die Probe 20N. 58

3.16 Magnetowiderstand bei 78K für die Probe 200G. 59

3.17 Temperaturabhängiger Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen (10SO, 20N und 200G) in H_p (Gefülltes Symbol) und in H_t (Leeres Symbol). Die Fitkurven erfolgten nach der Gl. 3.11. 61

3.18 Schema des AMR nach der Filmdicke in den drei Feldrichtungen (H_l , H_t und H_p) relativ zur Stromrichtung \mathbf{I} . Die verschiedenen AMR-Effekte in Bulk-Ferromagneten, 200nm dicken und 20nm dünnen Kobalt-Filmen. 62

4.1 Temperaturabhängiger Leitwert von p^+ -Si-Wafer (Dicke = 0.45 mm). Die Fit-Kurven für die Leitfähigkeit erfolgten nach der Gl. 4.2 mit $\sigma_0 = 21 (\Omega\text{cm})^{-1}$, $b = -1.5 \cdot 10^{-2} (\Omega\text{cmK})^{-1}$, $\hat{n} = 0.005$, $T_0 = 300\text{K}$ und $E_A = 46 (\pm 1)\text{meV}$ 66

4.2 Hallwiderstände von p^+ -Si (Dicke = 0.45 mm)- und n-Si (Dicke = 0.35 mm)- Substraten bei 295K. 67

4.3 Magnetowiderstand in H_l , H_t und H_p des p^+ -Si-Wafers bei 295K. $R_0 = 1.388 \Omega$ 69

4.4	Temperaturabhängiger Widerstand von Kobalt-Filmen auf p ⁺ -Si. Die Fit-Kurven erfolgten nach der Gl. 4.11. Zum Vergleich ist die Messung an dem p ⁺ -Si-Wafer dargestellt.	70
4.5	Der temperaturabhängige Hall-Effekt $\rho_H = \frac{U_H(T)d_{Co}}{I}$ an der Probe 10P.	74
4.6	Temperaturabhängiger normaler Hall-Effekt (a) und spontaner Hall-Effekt (b) von dem 10nm dünnen Kobalt-Film auf p ⁺ -Si. Die Fit-Kurven erfolgten nach den Gl. 4.13 und 4.14 jeweils für R ₀ und $\frac{U_H(T)d_{Co}}{I} _{SH}$. Zum Vergleich wurden die Messungen an 10nm Kobalt auf dem isolierenden Substrat zusammen dargestellt.	75
4.7	a) Temperaturabhängiger Magnetowiderstand in H _p an der Probe 10P. Die Fits in H > M _s erfolgten nach der Gl. 4.15. b) Die temperaturabhängigen Koeffizienten des klassischen Magnetowiderstands für Kobalt-Filme auf p ⁺ -Si. Die Fits erfolgten nach der Gl. 4.16.	78
4.8	Winkelbabhängiger Magnetowiderstand bei verschiedenen Temperaturen an der Probe 10P. Die Fit-Kurven erfolgten nach dem cos ² θ-Gesetz für AMR. Zum Vergleich ist die Messung für die Probe 10SO auf dem isolierenden Substrat mit SiO ₂ -Schicht dargestellt.	80
4.9	Winkelbabhängiger Magnetowiderstand bei verschiedenen Temperaturen an der Probe 20P. Die Fit-Kurven erfolgten nach dem cos ² θ-Gesetz. Zum Vergleich ist die Messung für die Probe 20N auf dem isolierenden Substrat mit SiO ₂ -Schicht dargestellt.	81
4.10	Magnetowiderstands-und Magnetisierungskurven an der Probe 10P bei 78K. Die Fits erfolgten nach der Gl. 3.10.	82
4.11	Magnetowiderstands-und Magnetisierungskurven an der Probe 10P bei 295K. Die Fits erfolgten nach der Gl. 3.10.	83
4.12	Magnetowiderstand der Probe 10P bei 78K.	84
4.13	Magnetowiderstand der Probe 10P bei 305K.	85
4.14	Temperaturabhängiger Magnetowiderstand für ΔR _t /R (a), ΔR _p /R (b) von Kobalt-Filmen auf p ⁺ -Si. Die Werte für 10nm Kobalt auf dem isolierenden Substrat sind in (a) und (b) zum Vergleich dargestellt. . . .	86
B.1	Drei Magnetfeldrichtungen relativ zum H _u für die Probe 10SO und 200G bei 295K. Die untere H-Achse steht für M(H _l) und M(H _t), die obere H-Achse für M(H _p) bis 10kOe.	95
B.2	Temperaturabhängige Koerzitivfeldstärke für 20N (a) und für 200G (b) beim Magnetfeld (H _l) und (H _t) in der Filmebene.	96

B.3 Linearer negativer Magnetowiderstand im H_l technisch gesättigten Bereich bei verschiedenen Temperaturen von Kobalt-Filmen für Probe 10SO (links) und Probe 200G (rechts). 97

B.4 Fit mit $(M(H)/M_s)^2$ für den Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen bei 78K für Probe 20N (links) und 200G (rechts) in H_l und H_t . Untere Ergebnisse M/M_s entsprechen der Magnetisierung in H_l und H_t 97

B.5 Magnetowiderstand im Feld bis 120kOe bei 295K für Probe 20N (oben) und 20G (unten). 98

B.6 Magnetowiderstand bei 295K für 200G. 99

B.7 Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstands der Kobalt-Filme in H_t (a) und in H_p (b). 99

B.8 Fit mit $(M(H)/M_s)^2$ für den Magnetowiderstand von Kobalt-Filmen in H_l und H_t bei 78K (oben) und bei 297K (unten) für die Probe 10SO. . . 100

B.9 Magnetowiderstands- und Magnetisierungskurven an der Probe 10SO bei 350K. 101

B.10 Magnetowiderstand an der Probe 12P bei 78K. 102

B.11 Magnetowiderstands- und Magnetisierungskurven an der Probe 12P bei 295K. 103

B.12 Winkelabhängiger Magnetowiderstand an der Probe 12P. 104

B.13 MFM-Aufnahme an der Probe 20P. Scanbereich: $20\mu\text{m} * 20\mu\text{m}$ 104

Tabellenverzeichnis

2.1	Probenbezeichnung der Kobalt-Filme	11
2.2	Parameter der gesputterten Kobalt-Filme[Hor99].	11
2.3	Rauheit (rms) und Korngröße (2r).	16
2.4	FMR-Parameter bei 295K	30
3.1	Parameter für den temperaturabhängigen Widerstand.	38
3.2	Parameter für den Hall-Effekt der Kobalt-Filme auf die isolierenden Substrate. Der spezifische Widerstand ρ , der normale Hall-Koeffizient R_0 , der spontane Hall-Widerstand $R_s M_s$, die Elektronendichte n_e , die mittlere freie Weglänge l und die „extraordinary“ Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} , Side-Jump Δy . $R_s M_s \mu_0(0) = \sigma_{EH} \rho_0^2$	42
3.3	Nullfeld-Widerstand ρ_0 und Magnetowiderstand $\Delta\rho$ in H_t und H_p bei 295K. Für Bulk-Kobalt ist AMR 0.5% bei 20K in der Arbeit von Freitas <i>et al.</i> angegeben [FGM90].	60
4.1	Der Hall-Koeffizient R_H und die Ladungskonzentrationsdichte n_i der Si-Substrate bei 295K. In Gl.4.3 wurde $r = 3\pi/8$ für die Phononen-Streuung eingesetzt.	68
4.2	Parameter für den temperaturabhängigen Widerstand nach der Gl.4.11. Die leichte temperaturabhängige Phononen-Streuung $R_{ph,Si} = 7.5 \times 10^{-4}$ (Ω/K) ist beim Fit in $R_{Si}(T) = R_{Si} + R_{ph,Si}(T-250K)$ berücksichtigt.	73
4.3	Parameter für den Hall-Effekt der Kobalt-Filme auf p ⁺ -Si. Der spezifische Widerstand ρ , der normale Hall-Koeffizient R_0 , der spontane Hall-Widerstand $R_s M_s$, die Elektronendichte n_e , die mittlere freie Weglänge l_x , die „extraordinary“ Hall-Leitfähigkeit σ_{EH} , Side-Jump Δy . $R_s \mu_0 M_s(0) = \sigma_{EH} \rho_{Co}(0)^2$	77
4.4	Parameter für den temperaturabhängigen AMR $\frac{\Delta R_{L,p}}{R}(T)$ nach der Gl. 4.17 an den Kobalt-Filmen auf p ⁺ -Si. $\frac{\Delta R}{R} _{Si} = \alpha_{L,Si} M_s^2 = 0.06$ % wurde beim Fit vernachlässigt.	87

Danksagung

*„Geduld aber Bewährung, Bewährung aber Hoffnung,
Hoffnung aber läßt nicht zuschanden werden;
denn die Liebe Gottes ist ausgegossen in unsre Herzen durch
den heiligen Geist, der uns gegeben ist.“*
(Römerbrief 5,4-5 nach der Übersetzung Martin Luthers)

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt und begleitet haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Jürgen Kötzler für die Möglichkeit dieser Arbeit und für sein Interesse und die geduldige gute Betreuung.

Für die Herstellung der Co-Filme und deren Röntgenaufnahmen bedanke ich mich bei Prof. Dr. Peter Böni und Hr. M. Horisberger, PSI der ETH in der Schweiz.

Für die technischen Unterstützungen und Diskussionen danke ich Dr. Detlef Görlitz und dem Techniker Reinhold Meissner. Für die Korrektur dieser Arbeit danke ich auch Dr. Detlef Görlitz, Frau A. Beese und Frau V.E. Rühse.

Für die gute Zusammenarbeit danke ich Dipl.-Phys. F. Wieckhorst, Dipl.-Phys. T. Rossmly, Dipl.-Phys. S. Skwirbliess und Dipl.-Phys. L. von Sawilski aus der Forschungsgruppe „Spuraleitung und Magnetismus“ sowie allen beteiligten Mitarbeitern im Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung. Für die Hilfe von den elektronischen und mechanischen Werkstätten danke ich deren Mitarbeitern.

Für ihre Unterstützung danke ich meiner Frau Heonsuk Gil, meinen drei Söhnen und meinen Eltern. Besonders danke ich dem HERRN Jesus Christus, der mich bei allen Situationen im Glauben ermutigt hat.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig angefertigt habe und alle benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben habe. Die Zusammenarbeit mit anderen Wissenschaftlern habe ich kenntlich gemacht.

Woosik Gil
20. Dez. 2004