

**Riesenmagnetowiderstand in
Fe/Cr/Fe-Schichtungen mit variablen
Fe-Schichtdicken: Einfluss von
Spinpolarisations- und
Rauigkeitseffekten**

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Michael Breidbach
aus Leverkusen

November 2003

Berichterstatter:

Prof. Dr. P. Grünberg

Prof. Dr. H. Micklitz

Prüfungsvorsitzender:

Prof. Dr. G. Eilenberger

Tag der mündlichen Prüfung:

19.01.2004

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Dreilagensysteme aus Eisen und Chrom mit variablen Eisenschichtdicken mit Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Das Schichtsystem wurde auf einer (001)-orientierten Goldunterlage auf Gallium-Arsenid Substraten aufgebracht. Die freien Oberflächen der verschiedenen Schichten wurden in-situ durch die oszillierende Intensität des Beugungsbildes hochenergetischer Elektronen (RHEED) analysiert. Dadurch ist es möglich die lokalen Rauigkeitsänderungen auf der Probe zu ermitteln.

Die Magnetisierungen der Eisenschichten koppeln antiferromagnetisch über die Chromzwischen-schicht und können in einem äußeren Magnetfeld parallel ausgerichtet werden. Dadurch zeigen die Dreifachschichten den Riesenmagnetowiderstand, die Erhöhung des elektrischen Widerstands bei antiparalleler Stellung der Magnetisierungen.

Trotz der dominierenden Leitfähigkeit der Goldschicht ist es möglich den Riesenmagnetowiderstand mit Stromfluss in der Schichtebene zu messen.

In diesem Probensystem erweist sich die Größe des Riesenmagnetowiderstand als abhängig von zwei Effekten. Den größten Einfluss hat die Spinpolarisation der Elektronen, bedingt durch die geringe Schichtdicke der magnetoresistiven Schicht im Vergleich zur mittleren freien Weglänge der Elektronen im Eisen. Zusätzlich kann ein Beitrag zum Riesenmagnetowiderstand durch die Grenzflächenrauigkeit zwischen den Eisen- und Chromschichten bestätigt werden: Wenn die Grenzflächen rauer sind, ist der Effekt gegenüber den glatteren Grenzflächen leicht erhöht.

Abstract

Fe/Cr/Fe-trilayers with varying thickness of iron were fabricated using molecular beam epitaxy. The trilayer-system was grown on (001) oriented gold buffer on top of Gallium-Arsenid substrates. The surfaces of the grown layers could be studied by observing the intensitie oszillations of the diffraction patterns of high energy electrons (RHEED). This feature was exploited to determine the local roughness of the specimen.

The giant magnetoresistance (GMR) effect is the drop of the electrical resistance as the configuration of the magnetizations in neighboring iron layers goes from antiparallel to parallel alignment. An essential condition for the observation of GMR is the possibility to influence the magnetic configuration of the sample. The magnetizations of the iron layers, separated by a suitable thickness of the chromium spacer layer were coupled antiferromagnetically and could be aligned parallel by an external magnetic field.

Despite of the dominating electrical conductivity of the underlying gold buffer layer it is possible to measure the GMR with the current flowing in plane of the layers.

On the basis of the sample-system two effects influence the size of the GMR. The spinpolarization of the electrons gives the main contribution, due to the thin lower iron layer, as compared to the mean free path of the electrons. In addition to that it could be confirmed that the roughness of the interface of the iron and chromium layers has an abated contribution: with rougher interfaces the GMR effect was slightly enhanced.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Theorie | 3 |
| 2.1 | Ferromagnetismus | 3 |
| 2.2 | Zwischenschichtaustauschkopplung | 5 |
| 2.3 | Elektrischer Transport | 6 |
| 2.4 | Magnetowiderstand | 9 |
| 2.4.1 | Anisotroper Magnetowiderstand AMR | 9 |
| 2.4.2 | Riesenmagnetowiderstand GMR | 10 |
| 3 | Experimentelles | 16 |
| 3.1 | MBE-Anlage | 16 |
| 3.2 | Elektronenbeugung | 17 |
| 3.2.1 | LEED | 19 |
| 3.2.2 | RHEED | 20 |
| 3.3 | MOKE | 23 |
| 3.4 | Transport-Messung | 25 |
| 3.5 | Proben | 27 |
| 3.5.1 | Aufbau | 27 |
| 3.5.2 | Präparation | 28 |
| 3.5.3 | Keil-Proben | 29 |
| 3.6 | Strukturierung | 29 |
| 4 | Herstellung und Charakterisierung | 32 |
| 4.1 | Einfachkeil | 32 |
| 4.2 | Doppelkeil | 44 |
| 4.3 | Winkelaufgelöste Messung | 47 |
| 5 | Diskussion | 48 |
| 5.1 | RHEED-Oszillation: Wie stark variiert die Rauigkeit? | 48 |
| 5.2 | Oberflächenrauigkeit = Grenzflächenrauigkeit? | 49 |

| | |
|--------------------------------|-----------|
| 5.3 Spinpolarisation | 52 |
| 6 Zusammenfassung | 56 |

1 Einleitung

Viele technologische Bauelemente beruhen auf Sandwich- oder Vielfachlagen. Deren Abmessungen machen mittlerweile nur wenige Nanometer aus. Dies gilt für Transistoren in integrierten Schaltungen, Festkörperlaser und magnetische Sensoren zum Auslesen und Speichern von Informationen (Read and Write) in Computerfestplatten. In diesen Zusammenhang gewinnt die Morphologie der Grenzfläche zwischen den einzelnen Materialien eine immer größere Bedeutung. Den Einfluss der Morphologie der Grenzfläche auf die elektrische Leitfähigkeit und die magnetischen Eigenschaften der Strukturen gilt es zu finden.

Ein Beispiel für solche neuartige magnetische Nanostrukturen ist der Riesenmagnetowiderstand (**GMR**), dessen Entdeckung im Jahre 1988 [1, 2] den Weg für die Magnetoelektronik oder Spintronik ebnete, ein sehr junges Forschungsfeld mit hohem Marktpotential. Der GMR wird durch die Widerstandsänderung einer Sandwichstruktur mit magnetischen und unmagnetischen Lagen hervorgerufen, die einem externen magnetischen Feld ausgesetzt sind [3]. Die Widerstandsänderungen können bis zu einigen 10 Prozent bei Multilagenschichten betragen.

Am Schichtsystem Fe/Cr/Fe, welches eines der am umfangreichsten untersuchten magnetischen Mehrlagensysteme ist, wurde nicht nur der GMR, sondern auch, wenige Jahre zuvor die Zwischenschichtaustauschkopplung [4] entdeckt. Diese richtet die Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten im Nullfeld je nach Zwischenschichtdicke parallel oder antiparallel aus [5]. Mittlerweile wird die Zwischenschichtaustauschkopplung zur Erhöhung der Speicherdichte in Festplatten ausgenutzt [6].

Die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Struktur der Grenzfläche weckte das Interesse die Grenzflächen gezielt zu beeinflussen. Mehrere Gruppen untersuchen dies an gesputterten Proben [7, 8, 9, 10] oder epitaktisch gewachsenen einkristallinen Proben [11, 12, 13, 14, 15].

Auch in dieser Arbeit liegt ein besonderes Interesse an dem Einfluss der Grenzflächenrauigkeit auf den GMR. Initialisiert durch eine Arbeit [16], in der immer Probenpaare hergestellt wurden, die sich an den Grenzflächen unterschieden. Dazu wurde das Wachstum der einzelnen Schichten durch die oszillierende Intensität im Beugungsbild hochenergetischer Elektronen (RHEED) beobachtet. Um glatte (raue) Fe/Cr-Grenzflächen zu erhalten, wurde das Lagenwachstum der unteren Eisenschicht bei einem RHEED-Maximum (-Minimum) gestoppt.

Motivation für diese Arbeit ist es nun verschiedene Grenzflächen auf ein und derselben Probe herzustellen. Dazu wurde eine Keilstruktur benutzt um im gleichen Herstellungsprozess verschiedene Grenzflächen (bzw. Schichtdicken) auf einem Substrat realisieren zu können. Damit war es auch möglich herstellungsbedingte Schwankungen von Probe zu Probe auszuschließen.

Bevor die Ergebnisse dargestellt werden, werden zunächst theoretische Grundlagen zum Magnetotransport vermittelt. Außerdem werden der Herstellungsprozess und die magnetische Charakterisierung vorgestellt.

2 Theorie

Möchte man den elektrischen Transport in einem Material beschreiben, benötigt man die Ladung und effektive Masse der Elektronen als relevante Größe. Zur Beschreibung des Transports in einem ferromagnetischen Material kommt der *Spin*, das magnetische Moment der Elektronen, als weitere relevante Größe hinzu. Im Folgenden werden daher kurz die Erweiterungen der Transportgleichungen für den spinabhängigen Transport beschrieben. Dem voran geht eine knappe Darstellung des Modells des Ferromagnetismus sowie der magnetischen Eigenschaften dünner Eisenschichten.

2.1 Ferromagnetismus

Im mikrophysikalischen Bild eines Magneten geht man davon aus, dass die atomaren Bausteine ein permanentes magnetisches Moment tragen, welches unabhängig von einem etwaigen äußeren Feld ist. Des Weiteren muss eine Wechselwirkung zwischen den atomaren magnetischen Momenten bestehen, die eine ferromagnetische Ausrichtung begünstigt, d.h. eine parallele Einstellung der Momente relativ zueinander [17].

Der Ferromagnetismus der 3d-Übergangsmetalle Fe, Co und Ni muss jedoch anhand von in Bändern delokalisierten Elektronen beschrieben werden. In einem Elektronengas kann unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips und der Coulombwechselwirkung eine parallele Ausrichtung der Elektronenspins energetisch günstiger sein. Im sog. Stoner-Modell führt dieser Energiegewinn im Bändermodell zur Bedingung für Ferromagnetismus

$$I\tilde{D}(E_f) > 1 \quad . \quad (2.1)$$

Dabei beschreibt der Stoner-Parameter I die durch Elektronenkorrelation bewirkte Energieabsenkung, dem sogenannten Austauschloch, sowie $\tilde{D}(E_f) = \frac{V}{2N}D(E_F)$ die Zustandsdichte pro Atom und Spinsorte am Fermi-niveau [18]. Nur die 3d-Übergangsmetalle Fe, Co und Ni erfüllen das Stoner-Kriterium (2.1). Der größte Beitrag zur Zustandsdichte am Fermi-niveau wird von den d-Elektronen geliefert. Die unterschiedliche Besetzung der d-Bänder für Majoritätsspin und Minoritätsspin führt also zu einer Magnetisierung. Für $T = 0$ ist diese einfach durch die Anzahl der nicht-besetzten d-Zustände des Minoritätsbandes gegeben.

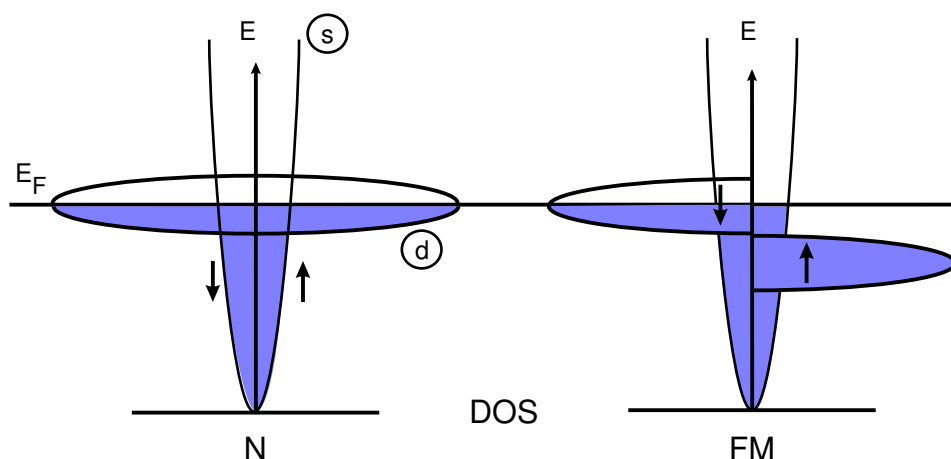


Abbildung 2.1: Skizze der spin-aufgespaltenen Bandstruktur eines nicht-magnetischen Metalls (N) und eines Ferromagneten (FM)

Dünne Eisenschichten

Die Magnetisierungsrichtung in Eisenschichten ist durch Anisotropien bestimmt, so dass ohne ein äußeres Magnetfeld die spontane Magnetisierung durch die anisotropen Terme der freien Energie festgelegt ist. Die sogenannte Kristallanisotropie tritt wegen der Spin-Bahn-Wechselwirkung der 3d-Elektronen auf. Das Kristallgitter gibt über die Orbitale und Bindungen die Orte (Bahnen) der Elektronen vor. Die Magnetisierungsrichtung ist davon zunächst unabhängig. Erst durch die Spin-Bahn-Kopplung werden Kristallgitter und Magnetisierung verknüpft, so dass gewisse Kristallachsen zu leichten Achsen werden. Die spontane Magnetisierung ist parallel zu der sog. leichten Achse in der kubischen $\langle 100 \rangle$ -Richtung orientiert. Beim Kristallanisotropieterm wird zwischen Volumen- und Oberflächenanteil unterschieden. Der Volumenterm wird durch die Symmetrie des Kristallgitters bestimmt und kann nach symmetrischen, sphärischen Funktionen entwickelt werden.

Durch ein äußeres Magnetfeld tritt eine weitere Wechselwirkung mit der Magnetisierung auf. Dieser Magnetfeldterm wird in einen externen Anteil und in ein Entmagnetisierungsfeld aufgeteilt. Das durch die Magnetisierung der Probe erzeugte Entmagnetisierungsfeld hängt von der Magnetisierungsrichtung und der Probenform ab (sog. Form- oder Dipolanisotropie). Für eine dünne, lateral ausgedehnte Probe zwingt die Formanisotropie die Magnetisierung immer in die Probenebene.

Für sehr dünne Schichten wird der Oberflächenanteil der Kristallanisotropie groß. Falls er positiv ist, kann er die Formanisotropie dominieren, so dass die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche gedreht sein kann. Für Eisen auf Ag(001) ist die Übergangsdicke etwa 3-6ML [19], so dass für die hier verwendeten dünnen Eisenschichten, die epitaktisch in (001)-Orientierung gewachsen sind, eine vierzählige Anisotropie in der Probenebene

vorliegt. Dabei handelt es sich zum einen um die beiden magnetisch leichten Achsen ([100], [010]), zum anderen um die beiden magnetisch harten Achsen ([110], $[\bar{1}10]$), die gegenüber den leichten Achsen um einen Winkel von 45° in Schichtebene verkippt sind.

2.2 Zwischenschichtaustauschkopplung

Im System Fe/Cr/Fe tritt die Zwischenschichtaustauschkopplung (interlayer exchange coupling, **IEC**) [4] auf, d.h. die Magnetisierungen der beiden Eisenschichten beeinflussen sich gegenseitig über die nicht-ferromagnetische Chromschicht. Die Kopplung ist von der Dicke der Chromschicht abhängig. Dies kann man sehr gut anhand der oszillierenden Kopplung zwischen paralleler und antiparalleler Orientierung der Eisenschichten [20] zeigen. In dem Übergangsbereich zwischen ferromagnetischer (F) und antiferromagnetischer (AF) Kopplung kann es sogar energetisch günstiger sein, dass sich die Magnetisierungen der Eisenschichten in einem Winkel von 90° ausrichten.

Phänomenologisch lässt sich die Energiedichte E der Kopplung durch zwei Terme beschreiben [5]:

$$E = -J_1 \frac{\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1| |\mathbf{M}_2|} - J_2 \left(\frac{\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2}{|\mathbf{M}_1| |\mathbf{M}_2|} \right)^2 = \underbrace{-J_1 \cos(\Delta\phi)}_{\text{bilinear}} - \underbrace{J_2 (\cos(\Delta\phi))^2}_{\text{biquadratisch}}, \quad (2.2)$$

wobei $\Delta\phi$ der Winkel ist, der sich zwischen den Magnetisierungen ($\mathbf{M}_{1,2}$) befindet, und J_1 bzw. J_2 Parameter für Art bzw. Stärke der Kopplung sind.

Dominiert der bilineare Term, so bewirkt $J_1 > 0$ eine ferromagnetische Kopplung (also eine Ausrichtung der Magnetisierungen benachbarter Schichten parallel zueinander) und $J_1 < 0$ eine antiferromagnetische Kopplung (d.h. die Magnetisierungen richten sich 180° zueinander aus).

Die Dominanz des biquadratischen Terms ergibt eine 90° -Kopplung für $J_2 < 0$ bzw. eine parallele oder antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung für $J_2 > 0$.

Für Systeme mit nicht-ferromagnetischer, metallischer Zwischenschicht (Cr, Cu) existiert eine mit der Schichtdicke d alternierende Kopplung. Dabei oszilliert die Kopplung zwischen F und AF Ausrichtung mit abnehmender Amplitude bei zunehmender Schichtdicke d des Zwischenschichtmaterials.

Hierfür liefert das sog. Quantentrogmodell eine Erklärung [21], indem die spinabhängige Reflektivität der Grenzflächen als Ursache der Oszillation gesehen wird. Es bilden sich bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungen in der unmagnetischen Zwischenschicht stehende Elektronenwellen aus [5]. Dazu muss die Schichtdicke ein Vielfaches der halben Wellenlänge der Elektronenwelle senkrecht zur Schicht sein. Es tritt also eine

Quantisierung der Komponente des k -Vektors senkrecht zur Schicht k_{\perp} auf

$$k_{\perp} = n \frac{\pi}{d} \quad \text{mit } n = 1, 2, \dots \quad . \quad (2.3)$$

Eine Vergrößerung der Schichtdicke führt zur Absenkung der diskreten Energieniveaus, die in Abständen von $\Delta d = \frac{\pi}{k_{\perp}}$ die Fermikante erreichen. Je nach Lage der Fermikante relativ zum nächsten Energieniveau wird nun entweder eine ferromagnetische Ausrichtung der Schichten mit k_{\perp} -Quantisierung oder eine antiferromagnetische Ausrichtung ohne k_{\perp} -Quantisierung energetisch günstiger. Die Kopplung oszilliert also in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke $\frac{\pi}{k_{\perp}}$ -periodisch zwischen ferromagnetisch und antiferromagnetisch. Obwohl sämtliche Wellenvektoren auf der Fermifläche zur Kopplung beitragen könnten, beobachtet man aufgrund der kontinuierlichen Verteilung nur Oszillationsperioden, die Vektoren mit einer hohen Zustandsdichte entsprechen.

Für Chrom erwartet man in diesem Bild Oszillationsperioden von 2 und 12 Monolagen (ML) [22, 23]. Ist das Zwischenschichtmaterial antiferromagnetisch (z.B. Chrom), können die ferromagnetischen Schichten durch direkten Austausch der alternierenden lokalen antiferromagnetischen Magnetisierung bilinear koppeln, was bei Chrom ebenfalls zu einer Oszillationsperiode von 2ML führt. Dies konnte bei Cr(001) beobachtet werden [24]. Diese Beobachtung ist aber nur bei Proben mit extrem guter Qualität möglich, so dass in der Regel nur eine 12ML Periode beobachtbar ist.

2.3 Elektrischer Transport

Der elektrische Transport beschreibt die Reaktion eines elektronischen Systems auf ein angelegtes äußeres Feld. Ein elektrisches Feld beschleunigt die Leitungselektronen geradlinig in Feldrichtung. Aufgrund von Streuprozessen an Gitterschwingungen und Störstellen, wie Gitterfehlern, Fremdatomen oder Grenzflächen, verlieren die Elektronen einen Teil ihrer zusätzlichen Energie und ihres Impulses. Dies führt zu einem messbaren endlichen Widerstand. Eine allgemeine Beschreibung des elektrischen Stromflusses wird durch die Boltzmann-Gleichung beschrieben [25].

Zunächst betrachtet man die lokale Konzentration der Ladungsträger $f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ im Zustand \mathbf{k} in der Nähe des Punktes \mathbf{r} im Ortsraum. Im thermischen Gleichgewicht und ohne äußere Felder wird dies durch die Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben

$$f_0(E(k)) = \frac{1}{e^{[E(k)-E_F]/k_B T} + 1} \quad , \quad (2.4)$$

mit der Fermienergie E_F und der Boltzmannkonstante k_B . Eine zeitliche Änderung der lokalen Konzentration der Elektronen durch eine äußere Kraft $\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ führt zu einer Beschleunigung der Elektronen. Die Ladungsträger bewegen sich mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$ in ein Gebiet um \mathbf{r} hinein und wieder heraus. Nach dem Liouvilleschen

Theorem muss das Phasenraumvolumen - und damit auch die Verteilungsfunktion - konstant bleiben. Somit folgt

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = f(\mathbf{r} - \mathbf{v}(\mathbf{k})dt, \mathbf{k} - \frac{\mathbf{F}}{\hbar} dt, t - dt) \quad . \quad (2.5)$$

Des Weiteren werden Elektronen durch Stöße aus dem betrachteten Volumen herausgestreut bzw. in dieses hineingestreu. Dieser Vorgang wird durch den zusätzlichen Term $(\frac{\partial f}{\partial t})_{\text{Streu}}$ berücksichtigt, so dass folgt:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = f(\mathbf{r} - \mathbf{v}(\mathbf{k})dt, \mathbf{k} - \frac{\mathbf{F}}{\hbar} dt, t - dt) + (\frac{\partial f}{\partial t})_{\text{Streu}} dt \quad . \quad (2.6)$$

Entwickelt man die Funktion bis zur ersten Ordnung in dt , so erhält man die Boltzmann-Gleichung

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Streu}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) + \underbrace{\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{e/\hbar (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \nabla_{\mathbf{k}} f}_{\text{Feld}} \quad . \quad (2.7)$$

Zur Vereinfachung dieses Terms werden mehrere Näherungen durchgeführt. Zunächst sei die Abweichung von der Gleichgewichtsverteilung (2.4) klein

$$g(\mathbf{k}) = f(\mathbf{k}) - f_0(\mathbf{k}) \quad , \text{ mit } \quad g(\mathbf{k}) \ll f_0(\mathbf{k}) \quad . \quad (2.8)$$

Weiterhin betrachtet man die Relaxationszeit $\tau(\mathbf{k})$, d.h. die mittlere Lebensdauer eines Ladungsträgers $h(\mathbf{k})$, in einem Zustand \mathbf{k} bis zum nächsten Streueignis

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Streu}} = -\frac{h(\mathbf{k})}{\tau} \quad \text{mit} \quad h_{\mathbf{k}}(t) = h_{\mathbf{k}}(0) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad , \quad (2.9)$$

wobei $h(\mathbf{k})$ spinunabhängig relaxiert und τ nicht energieabhängig ist. Als weitere Näherung betrachten wir lediglich ein äußeres elektrisches Feld \mathbf{E} ($\mathbf{B} = 0$). Die Temperatur sei konstant, was dazu führt, dass der Diffusionsterm verschwindet und folgendes gilt

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Streu}} = \frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \nabla_{\mathbf{k}} f = e\mathbf{v}(\mathbf{k})\mathbf{E} \left(\frac{\partial f}{\partial E}\right) \quad . \quad (2.10)$$

Dies ergibt

$$g(\mathbf{k}) = -e \left(\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) \tau \mathbf{v}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{E} \quad , \quad (2.11)$$

wobei man $f(\mathbf{k})$ auch als Entwicklung von der Fermi-Dirac-Verteilung $f_0(\mathbf{k})$ schreiben kann:

$$f(\mathbf{k}) = f_0 \left(\mathbf{k} - \frac{e}{\hbar} \tau \mathbf{E} \right) \quad . \quad (2.12)$$

Durch Einschalten des Feldes verschiebt sich die Fermi-Dirac-Verteilung um $\delta\mathbf{k} = \frac{e}{\hbar} \tau \mathbf{E}$. Ein Abschalten des Feldes bewirkt eine Relaxation durch inelastische Streuprozesse in

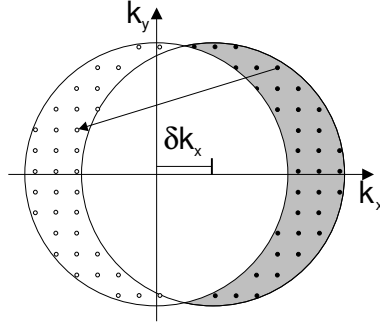


Abbildung 2.2: Ein \mathbf{E} -Feld in x -Richtung hat die konstante Verschiebung der Fermikugel um $\delta k_x = \frac{e}{\hbar}\tau E_x$ zur Folge. Nach Abschalten des Feldes gehen besetzte Zustände durch inelastische Streuung in unbesetzte Zustände über.

die Gleichgewichtsverteilung (s. Abb. 2.2). Durch die Verschiebung der Fermikugel in neu besetzte Zustände wird somit ein effektiver Stromfluss in Richtung des anliegenden Feldes erzeugt. Die Stromdichte lässt sich darstellen als

$$\mathbf{j} = \frac{2e}{V} \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{v}(\mathbf{k}) f(\mathbf{k}) = \frac{2e}{V} \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{v}(\mathbf{k}) (f_0(\mathbf{k}) + g(\mathbf{k})) \quad . \quad (2.13)$$

Zusammen mit (2.11) führt dies zu

$$\mathbf{j} = -\frac{2e^2}{V} \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{v}(\mathbf{k}) \cdot \left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \tau \mathbf{v}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{E} \quad , \quad (2.14)$$

da die Summation über alle \mathbf{k} im Gleichgewichtszustand Null ist. Unter der Annahme $k_B T \ll E_F$ kann man $\left(\frac{\partial f_0}{\partial E} \right)$ als $-\delta(E - E_F)$ schreiben. Damit gilt

$$\mathbf{j} = \frac{2e^2}{V} \tau \sum_{\mathbf{k}} \delta(E - E_F) \mathbf{v}(\mathbf{k}) \mathbf{v}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{E} \quad . \quad (2.15)$$

Der Vergleich mit dem Ohmschen-Gesetz $\mathbf{j} = \hat{\sigma} \cdot \mathbf{E}$ ergibt für den Leitfähigkeitstensor

$$\hat{\sigma} = \frac{2e^2}{V} \tau \sum_{\mathbf{k}} \delta(E - E_F) \mathbf{v}(\mathbf{k}) \mathbf{v}(\mathbf{k}) \quad . \quad (2.16)$$

Beschränkt man sich auf ein kubisches System und führt die Integration für ein Gas freier Elektronen aus, so wird die spezifische Leitfähigkeit $\hat{\sigma}$ zu einer skalaren Größe

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} = \rho^{-1} \quad , \quad (2.17)$$

mit n als Elektronendichte, m^* als effektive Masse und ρ als spezifischer Widerstand.

2.4 Magnetowiderstand

Als Magnetowiderstand (*engl.* MagnetoResistance, **MR**) bezeichnet man die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit σ eines Systems durch ein magnetisches Feld. Dies bewirkt eine Lokalisierung der Ladungsträger, was zu einer geringfügigen Erhöhung des elektrischen Widerstandes führt, dem sogenannten normalen MR.

Dieser normale MR existiert stets, selbst in unmagnetischen Leitern, denn die Leitungselektronen erfahren die Lorentzkraft

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.18)$$

Mit wachsendem Magnetfeld \mathbf{B} nimmt die effektive freie Weglänge der Leitungselektronen ab, so dass die Leitfähigkeit sinkt bzw. der Widerstand $\rho = \frac{1}{\sigma}$ zunimmt. In ferromagnetischen Materialien erzeugt die Spinpolarisation der Elektronen neue Effekte, die den normalen MR überlagern, so dass es schon bei kleinen Feldern zu stärkeren magnetoresistiven Effekten kommt.

2.4.1 Anisotroper Magnetowiderstand AMR

In einem Ferromagneten ist der elektrische Widerstand nicht isotrop. Dies bedeutet es besteht eine Abhängigkeit von der Orientierung des Stroms zur Magnetisierungsrichtung. Diese Anisotropie des Widerstandes begründet sich in der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die Magnetisierung, als spontane Ausrichtung der Spinmomente der Ladungsträger, wird bei Übergangsmetallen durch lokalisierte d-Elektronen getragen. Aufgrund der nicht-kugelsymmetrischen Orbitale hat dies eine asymmetrische Verteilung der Streuquerschnitte für die Leitungselektronen zur Folge.

Abhängig vom Winkel Θ zwischen Strom und Magnetisierung lässt sich der Widerstand phänomenologisch darstellen als

$$\rho = \frac{1}{3}(\rho_{\parallel} + 2\rho_{\perp}) + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})(\cos^2 \Theta - \frac{1}{3}) \quad . \quad (2.19)$$

Die Mittelung von $\cos^2 \Theta$ über alle möglichen Winkel Θ ergibt den Mittelwert von $\frac{1}{3}$. Aufgrund der Formanisotropie wird die Magnetisierung bei dünnen Filmen vorzugsweise in die Filmebene gezwungen. Dies bedeutet, dass der Mittelwert der Winkelabhängigkeit zu $\frac{1}{2}$ wird. Somit lässt sich der AMR für dünne Filme beschreiben durch

$$\rho = \frac{1}{2}(\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}) + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})(\cos^2 \Theta - \frac{1}{2}) \quad . \quad (2.20)$$

Wird der Ferromagnet durch ein äußeres Magnetfeld gesättigt, so findet also eine Ausrichtung der Magnetisierungen aller Domänen statt. Somit ändern sich die Winkel Θ und

damit der Mittelwert von $\cos^2(\Theta)$ über alle Domänen. Abhängig vom Winkel zwischen äußeren Feld und Stromflußrichtung wird eine Änderung des Widerstandes beobachtet. Da nur $\cos^2(\Theta)$ eingeht, spielt eine parallele oder antiparallele Stromrichtung zum Feld keine Rolle.

Ohne äußeres angelegtes Feld befindet sich die Magnetisierung der Probe in Richtung der leichten Achsen des Ferromagneten. Der Zusammenhang von der Orientierung der leichten Achsen zum angelegten Strom wird in an späterer Stelle (Kap. 3.6) nochmals aufgegriffen .

2.4.2 Riesenmagnetowiderstand GMR

In Schichtsystemen aus ferromagnetischen und nicht-ferromagnetischen Metallen, z.B. Fe/Cr oder Co/Cu, ist der elektrische Widerstand abhängig von der magnetischen Orientierung der ferromagnetischen Schichten zueinander.

Dabei ist der Widerstand in der antiparallelen Konfiguration ρ_{AP} höher als bei einer parallelen Ausrichtung ρ_P der Magnetisierung der einzelnen Schichten (s. Abb. 2.3). Dieser Riesenmagnetowiderstand (*engl.* **Giant MagnetoResistance (GMR)**) wurde am Fe/Cr-System entdeckt [1, 2].

Als Maß für die Größe des GMR-Effekts wird folgendes Widerstandsverhältnis verwendet [3]:

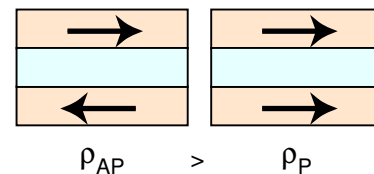


Abbildung 2.3: GMR

$$\text{GMR} := \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{\rho_{AP}}{\rho_P} - 1 \quad . \quad (2.21)$$

Es gilt als gesichert, dass zwei physikalische Ursachen zu dem Effekt beitragen, die hier näher erörtert werden sollen. Dies sind zum einen Bandstruktureffekte und zum anderen spinabhängige Streuung. Der erste Effekt wird als intrinsisch bezeichnet, da die Bandstruktureffekte mit der intrinsischen Schichtstruktur von Mehrschichten zusammenhängen. Die spinabhängige Streuung wird häufig von Unregelmäßigkeiten der untersuchten Proben dominiert und daher als extrinsisch bezeichnet [25, 26].

intrinsischer GMR

Betrachtet man zunächst die Effekte, die in der speziellen Bandstruktur der Schichtsysteme begründet sind, d.h. in der Konzentration und der Geschwindigkeit der Elektronen an der Fermikante.

Da in ferromagnetischen Materialien die Spinentartung der Elektronen aufgehoben ist,

unterscheidet man zwei Spinzustände, nämlich die Majoritätselektronen \uparrow mit Spin parallel zur Magnetisierung und die Minoritätselektronen \downarrow mit Spin antiparallel zur Magnetisierung. Der Strom kann in zwei Kanäle unterteilt werden. Man erhält die Gesamtleitfähigkeit σ_{total} als Summe der Leitfähigkeiten der beiden Ladungsträgersorten

$$\sigma_{total} = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}. \quad (2.22)$$

Mit Hilfe des aus dem linearisierten Boltzmann-Ansatz in Relaxationszeit-Näherung abgeleiteten Ausdrucks für die Leitfähigkeit (2.16) und der Definition des GMR (2.21) ergibt sich für den Riesenmagnetowiderstand, aufgeschlüsselt über die Spinkanäle:

$$\text{GMR} = \frac{\sum_k \delta(E_k^{\uparrow} - E_F) v_{ki}^{\uparrow 2} + \sum_k \delta(E_k^{\downarrow} - E_F) v_{ki}^{\downarrow 2}}{2 \sum_k \delta(E_k^{AP} - E_F) v_{ki}^{AP 2}} - 1, \quad (2.23)$$

wobei die Relaxationszeit τ als spinunabhängig betrachtet wird d.h. das im intrinsischen Fall die spinabhängige Streuung vernachlässigt wird; $v_{ki}^{\uparrow, \downarrow, AP}$ sind die kartesischen Komponenten der Fermi-Geschwindigkeit. Mit der Zustandsdichte $N^{\uparrow, \downarrow}(E_F) = \sum_k \delta(E_k^{\uparrow, \downarrow} - E_F)$ an der Fermifläche und $\langle v_{ki}^{(\uparrow, \downarrow) 2} \rangle$ dem über die Fermifläche gemittelten Quadrat der Geschwindigkeitskomponenten und der Definition des GMR (2.21) wird (2.23) zu

$$\text{GMR} = \frac{N^{\uparrow}(E_F) \langle v_{ki}^{\uparrow 2} \rangle + N^{\downarrow}(E_F) \langle v_{ki}^{\downarrow 2} \rangle}{2 N^{AP}(E_F) \langle v_{ki}^{AP 2} \rangle} - 1. \quad (2.24)$$

Dies zeigt die Abhängigkeit des GMR-Effekts von der Zustandsdichte der Majoritäts- und Minoritätsladungsträger an der Fermi-Kante sowie deren mittlere Geschwindigkeit. Des Weiteren besteht eine Abhängigkeit der Zustandsdichten von der magnetischen Ausrichtung (\rightarrow Quantentrogmodell).

Bandstrukturrechnungen am System Fe/Cr [27] zeigen, dass der Beitrag zum GMR durch die Änderung der totalen Zustandsdichte keine große Rolle spielt. Es gilt

$$N^{\uparrow}(E_F) + N^{\downarrow}(E_F) \simeq 2 N^{AP}(E_F) \quad . \quad (2.25)$$

Daraus folgt, dass die Größe des GMR in der Änderung der Fermigeschwindigkeiten beim Wechsel von ferromagnetischer zu antiferromagnetischer Ausrichtung der magnetischen Schichten liegt. In der parallelen Magnetisierungskonfiguration wird der Strom von den schnellen Majoritätsladungsträgern getragen, da die Geschwindigkeit quadratisch eingeht und die Minoritätsladungsträger relativ langsam sind. Da in der antiparallelen Magnetisierungskonfiguration die Geschwindigkeit der Ladungsträger ebenfalls langsamer ist als die der Majoritätsladungsträger in der parallelen Magnetisierungskonfiguration, ist der Widerstand der antiparallelen Konfiguration insgesamt höher.

Dieses Ergebnis ist einfach zu verstehen, wenn man die in Abbildung 2.4 gezeigte Poten-

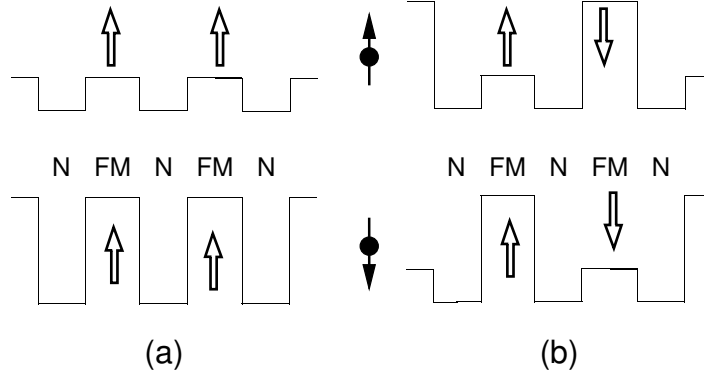


Abbildung 2.4: Potentiallandschaften, die ein Majoritäts- bzw. Minoritätselektron ausgesetzt sind für (a) parallele bzw. (b) antiparallele Ausrichtung der ferromagnetischen Schichten

tiallandschaft betrachtet. Für die parallele Magnetisierungskonfiguration sind die Potentialunterschiede für die Majoritätselektronen sehr klein, wogegen für die Minoritätselektronen große Potentialunterschiede auftreten. Infolgedessen werden die \downarrow -Elektronen wesentlich stärker gestreut als die \uparrow -Elektronen, was zu $\langle v_{ki}^{\downarrow 2} \rangle < \langle v_{ki}^{\uparrow 2} \rangle$ führt. Die Leitfähigkeit ist dann durch die schnellen Majoritätselektronen dominiert. Im Fall der antiparallelen Magnetisierungsorientierung sind beide Spinrichtungen den gleichen wechselnden Potentiallandschaften ausgesetzt und daher ist das mittlere Geschwindigkeitsquadrat klein, was insgesamt in einem höheren Widerstand resultiert.

extrinsischer GMR

In realen Schichten kann man davon ausgehen, dass Punktdefekte in den magnetischen bzw. unmagnetischen Schichten vorhanden sind. Diese stellen eine Störung der Translationsinvarianz des Systems dar, die wiederum zu einer diffusen Streuung führt. Man betrachtet den Prozess der diffusen Streuung, indem man die Matrix der Übergangswahrscheinlichkeit eines Elektron vom Zustand $\phi_k(\mathbf{r}, E)$ mit der Energie E_k in den Zustand $\tilde{\phi}_{k'}(\mathbf{r}, E)$ mit der Energie $E_{k'}$ berechnet. Nach wie vor soll die Spinflip-Streuung vernachlässigt werden, da sie klein ist gegenüber der spinerhaltenden Streuung. Durch Summation der Übergangswahrscheinlichkeit über alle Zustände, in die das Elektron gestreut werden kann, erhält man die inverse Relaxationszeit

$$\frac{1}{\tau_k} = \sum_{k'} P_{kk'} \quad . \quad (2.26)$$

Da die Relaxationszeit im Allgemeinen zustands- und, im Gegensatz zum intrinsischen Fall, auch spinabhängig ist wird die Spinanisotropie der Streuung

$$\beta = \frac{\tau^\uparrow}{\tau^\downarrow} \quad (2.27)$$

eingeführt. Zur Berechnung der Leitfähigkeit muss noch die Summation über beide Spinkanäle ausgeführt werden

$$\sigma = \frac{2e^2}{V} \sum_s \sum_k \tau^s \delta(E_k^s - E_F) v(k) v(k) \quad \text{mit } s = \uparrow, \downarrow \quad (2.28)$$

Um den extrinsischen GMR-Effekt zu betrachten sei die Gesamtleitfähigkeit durch den

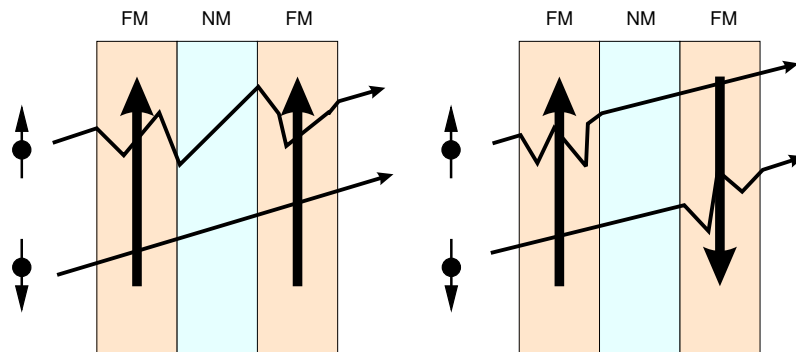


Abbildung 2.5: Spinabhängige Streuung für den Fall $\beta < 1$. Die einzelnen Spinkanäle für die Majoritäts- bzw. Minoritätselektronen sind eingezeichnet.

Minoritätskanal dominiert (s. Abb. 2.5). Dies ist dann der Fall wenn die Majoritätselektronen der magnetischen Vielfachschicht in ferromagnetischer Ausrichtung stärker gestreut werden als die Minoritätsladungsträger ($\beta < 1$). Die Gesamtleitfähigkeit ist weiterhin im antiparallelen Fall geringer als in paralleler Konfiguration $\sigma_{AP} < \sigma_P$ wodurch der GMR-Effekt verursacht wird. Mit Hilfe von Abbildung 2.5 kann man zeigen, dass auch der Fall $\beta > 1$ den GMR-Effekt auslöst, da in diesem Fall die Gesamtleitfähigkeit durch den Majoritätskanal bestimmt wird.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, dass der Riesenmagnetowiderstand immer aus einem intrinsischen und einem extrinsischen Anteil besteht, die in der experimentellen Messung nicht unterschieden werden können. Je nach Wahl der Materialien können die beiden Anteile den resultierenden Riesenmagnetowiderstand verstärken oder abschwächen [28]. Ergänzen sich beide Anteile so wird der GMR-Effekt verstärkt. Dies ist z.B dann der Fall, wenn für den intrinsischen Fall gilt: $\langle v_{ki}^{\uparrow 2} \rangle > \langle v_{ki}^{\downarrow 2} \rangle$ und für den extrinsischen Anteil $\beta > 1$ gilt.

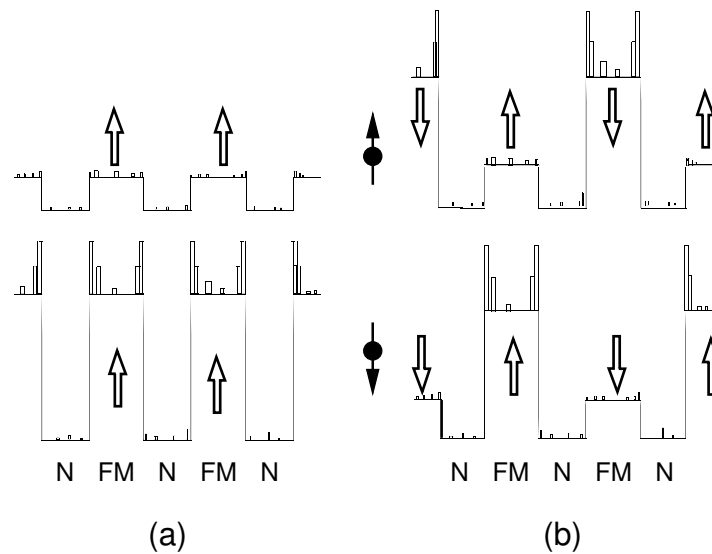


Abbildung 2.6: spinabhängige Streuung an der Grenzfläche für (a) parallele und (b) antiparallele Ausrichtung der ferromagnetischen Schichten

Die Größe des GMR-Effekts kann insgesamt abgeschwächt werden, wenn der intrinsische Anteil durch die schnellen Majoritätselektronen bestimmt wird, die nun aber aufgrund des extrinsischen Anteils ($\beta < 1$) eine höhere Wahrscheinlichkeit für spinabhängige Streuung besitzen.

Geht man nun zu einem System über, in dem verschiedene ferromagnetische Materialien in der Schichtung unterschiedliche Spinanisotropien besitzen ($\beta_1 < 1$ und $\beta_2 > 1$) kann der GMR sogar invertiert werden [29, 30]. In diesem Fall spricht man vom inversen GMR.

Positionsabhängige Streuung

Spinabhängige Streuung in Mehrlagensystemen kann unterteilt werden in Streuung im Volumen der ferromagnetischen Schichten und Streuung an den Grenzflächen zwischen magnetischer und unmagnetischer Schicht. Welche von beiden den größeren Einfluss auf den GMR hat, wird immer noch kontrovers diskutiert. [13, 14, 31, 32] Da die Proben immer aus Lagen von unterschiedlichen Materialien aufgebaut sind gibt es keine homogene Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen über die gesamte Probe. Somit besteht eine starke Abhängigkeit des GMR von der Position der Streuzentren in der Mehrfachschicht. Zur Berechnung der Leitfähigkeit muss nun zu (2.28) auch noch über die Orte

der Streuzentren R summiert werden

$$\sigma = \frac{2e^2}{V} \sum_s \sum_k \sum_R \tau^s(R) \delta(E_k^s - E_F) |\psi_k^s(R)|^2 v(k) v(k) \quad , \quad (2.29)$$

mit $|\psi_k^s(R)|^2$ der lokalen Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladungsträger im Zustand (k, s) am Ort des Streuzentrums.

Streuzentren an der Grenzfläche können besonders effektiv sein, da die inverse Relaxationszeit proportional zur Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladungsträger am Ort der Störung und zur Stärke des ‘‘Störpotentials‘‘ ist. Somit können Grenzflächenzustände (vgl. Abb. 2.6) zum GMR-Effekt beitragen. Die Streuung an Grenzflächen und deren Morphologie wird in mehreren theoretischen Arbeiten berücksichtigt [33, 34, 35].

3 Experimentelles

Alle Proben die im Rahmen dieser Arbeit untersucht worden sind in einer MBE-Anlage hergestellt worden. Daher wird in diesem Kapitel diese Anlage mit den Möglichkeiten zur in-situ Charakterisierung beschrieben. Im Weiteren werden die anschließenden ex-situ Untersuchungen, die an den Proben unternommen worden, behandelt.

3.1 MBE-Anlage

Um ein reproduzierbares Schichtsystem mit sehr gut charakterisierten Grenzflächen herstellen zu können, ist das Wachstum durch Molekularstrahlepitaxie (**MBE**) die Methode der Wahl. In der MBE wird das Material, welches auf ein geeignetes Substrat abgeschieden werden soll, thermisch verdampft. Um zu verhindern, dass sich Fremdatome auf den Gitterplätzen des Substrats niederlassen, ist Ultrahochvakuum (**UHV**) die notwendige Umgebung.

In Abbildung 3.1 ist eine Aufsicht der UHV-MBE-Anlage, in der die Proben hergestellt wurden, gezeichnet. Die Anlage ist in drei Kammern unterteilt, die einzeln durch einen Balzugschieber geschlossen werden können.

Die Probensubstrate werden auf einen Transferstab (Manipulator) montiert, der in Längsrichtung verschoben und gedreht werden kann. Der Transferstab ist mit einer temperaturgeregelten Heizung ausgestattet, die Temperaturen bis zu 700° C ermöglicht. Des Weiteren kann durch eine Kühlung die Probe wieder zügig (ca. fünf Minuten) auf Raumtemperatur (RT) abgekühlt werden. Über eine zweistufige, differentiell gepumpte Schleuse gelangt das Substrat zunächst in die Vorkammer. Dort wird durch moderates Heizen die Probe von Wasser und anderen leicht flüchtigen Verunreinigungen befreit. Danach wird die Probe in die Hauptkammer transferiert. Dort befinden sich drei Elektronenstrahlverdampfer, wobei eine die Möglichkeit bietet, zwischen drei Materialien zu wechseln. Zur Messung von Verdampfungsrate und resultierender Schichtdicke sind Schwingquarze in der Nähe der Aufdampfposition vorhanden. Weiterhin ist es möglich, die Probe während des Verdampfens über eine rechteckige Blende zu verschieben, um so ("keilförmige") Schichten mit lateral variabler Dicke herstellen zu können.

Der Basisdruck in der UHV-Anlage wird mittels Turbomolekularpumpen sowie Flüssigstickstoff-Kühlfallen und Titansublimationspumpen kleiner als 10^{-10} mbar gehalten. Dieser Druck entspricht der Belegung einer Fläche mit einer monoatomaren Lage des Rest-

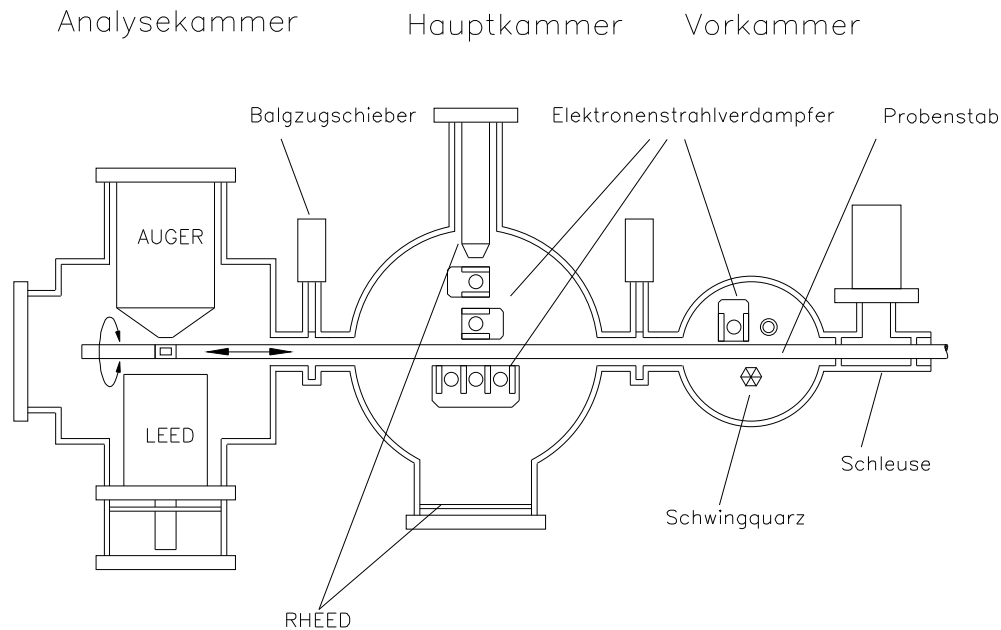


Abbildung 3.1: Aufsicht der MBE-Anlage

gases (mit Haftkoeffizient eins) innerhalb von drei Stunden. Bei der Probenpräparation wird eine Monolage des Schichtmaterials in maximal einer Minute aufgebracht und die Präparationszeit einer ganzen Probe liegt innerhalb von wenigen Stunden.

Darüber hinaus befindet sich in der Hauptkammer eine RHEED-Apparatur zur gleichzeitigen Beobachtung des Lagenwachstums während der Schichtherstellung. In der Analysekammer befindet sich ein Augerspektrometer zur Untersuchung der chemischen Zusammensetzung sowie eine LEED-Optik zur Untersuchung der kristallographischen Struktur und Qualität der Oberfläche.

Zum Schutz der Probe gegen Oxidation kann in der Vorkammer Zinksulfid als Abdeckschicht aufgedampft werden.

Zur Charakterisierung von reinen Oberflächen sind in-situ-Techniken vonnöten. Daher wurde zur oberflächensensitiven Untersuchung die Beugung von Elektronen ausgenutzt.

3.2 Elektronenbeugung

Die Wellennatur von Elektronen ist seit dem Anfang des letzten Jahrhunderts bekannt. Davisson und Germer [36] lieferten 1927 die experimentelle Bestätigung für die 1924 von de Broglie aufgestellte Hypothese der Materiewellen [37]. Dabei wird ein kontinuierlicher Fluss von Teilchen mit Masse m , Geschwindigkeit v und Wellenlänge λ betrachtet:

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (3.1)$$

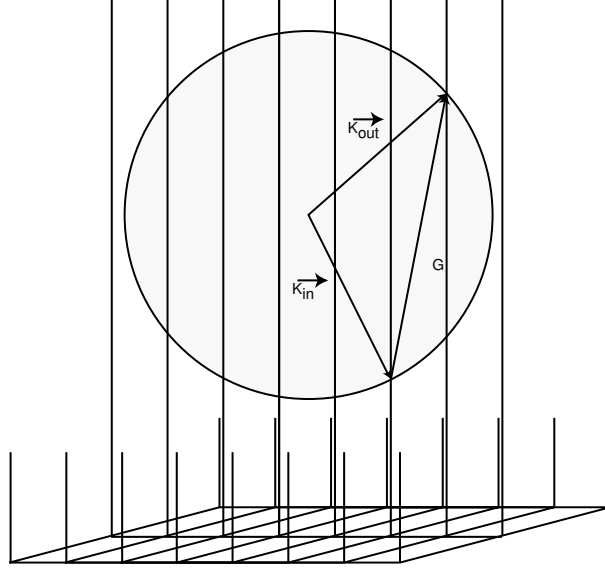


Abbildung 3.2: Elektronenbeugung in kinematischer Näherung: Ewald-Konstruktion mit ein- und ausfallenden Wellenvektoren \mathbf{k}_{in} , \mathbf{k}_{out} und dem Impulsübertrag \mathbf{G} . Die Wellenvektoren der elastisch gestreuten Elektronenwellen liegen auf einer Kugel mit dem Radius $r_E = |\mathbf{k}_{in}| = |\mathbf{k}_{out}|$. Das reziproke Gitter ist angedeutet (nach [16])

Um die Streuung der Elektronen an der Probenoberfläche zu betrachten, setzt man eine geringe Eindringtiefe der Elektronen in den Kristall voraus. Demzufolge wird das dreidimensionale reziproke Gitter eines Kristalls ersetzt durch ein zweidimensionales reziprokes Netz mit unendlich lang ausgezogenen Stangen, die senkrecht zur Oberfläche angeordnet sind (vgl. Abb. 3.2). Es kommt in der kinematischen Näherung der Streutheorie genau dann zur Beugung am Gitter, wenn die Differenz des ein- und ausfallenden Wellenvektors $\mathbf{G} = \mathbf{k}_{in} - \mathbf{k}_{out}$ Element des reziproken Gitters ist, wobei $|\mathbf{k}_{in}| = |\mathbf{k}_{out}|$. Diese Bedingung lässt sich mit Hilfe der Ewald-Konstruktion darstellen, indem eine Ewald-Sphäre mit dem Radius $r_E = |\mathbf{k}_{in}|$ aufgespannt wird (Abb. 3.2). Die Schnittpunkte der Ewald-Kugel mit den Säulen des reziproken Gitters bestimmen die Reflexe.

Nach Gleichung 3.1 ist die Wellenlänge der einfallenden Elektronen abhängig von der Energie, mit der sie eingestrahlt werden. So ergibt sich ein direkter Zusammenhang aus Beschleunigungsspannung der eingestrahlten Elektronen mit der de Broglie-Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \quad . \quad (3.2)$$

Dies führt zu zwei verschiedenen Möglichkeiten, die Elektronenbeugung zur Beurteilung der kristallinen Qualität zu benutzen, der Beugung niederenergetischer Elektronen im senkrechten Einfall zur Probe (LEED) und hochenergetischer Elektronen im streifenden Einfall (RHEED).

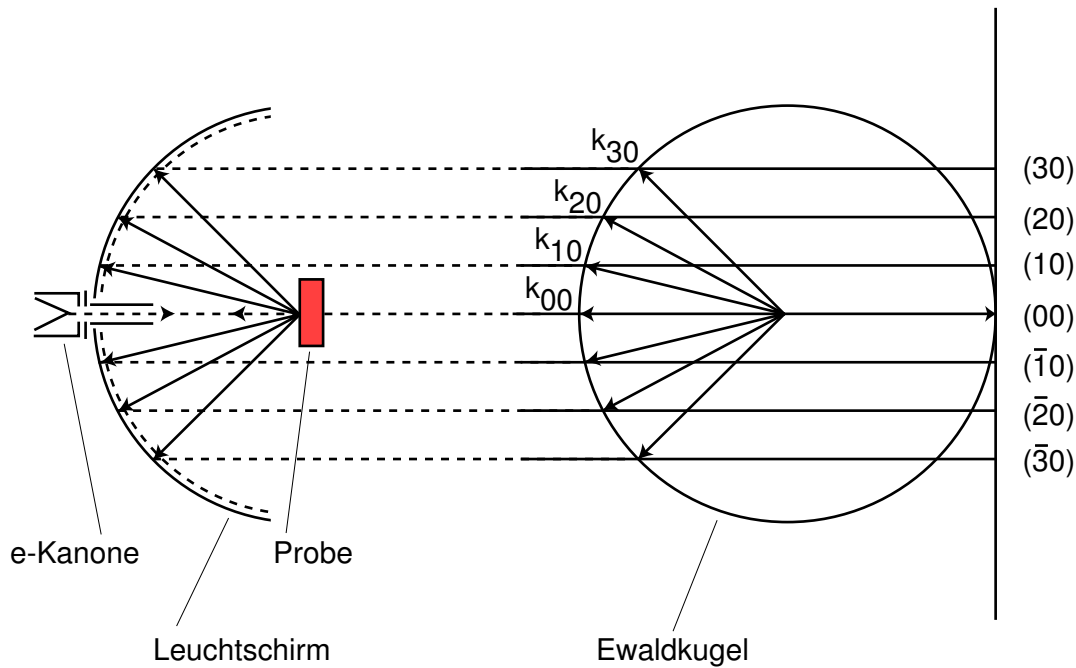


Abbildung 3.3: Zusammenhang zwischen LEED-Beugungsbild und reziprokem Raum

3.2.1 LEED

Die Beugung niederenergetischer Elektronen (**LEED**) ist heutzutage das am häufigsten benutzte Verfahren zur Bestimmung der Oberflächenstruktur [38]. Aufgrund der kleinen Energien (typischerweise 20 bis 500 eV) ist die de Broglie-Wellenlänge λ im Bereich atomarer Größenordnung (für die oben angegebenen Energien 0,3 bis 0,05 nm). Der Elektronenstrahl ist senkrecht auf die Probe gerichtet; das reflektierte Beugungsbild wird auf dem kugelförmigen Leuchtschirm mit einer CCD-Kamera beobachtet. Durch den senkrechten Einfall des Elektronenstrahls besteht ein einfacher Zusammenhang zwischen dem beobachteten Beugungsbild und dem reziproken Gitter der Oberfläche (s. Abb. 3.3). Das zu beobachtende Bild ist proportional der Projektion der Ewald-Kugel längs der Stangen. Da der Leuchtschirm und die Ewald-Kugel ein gemeinsames Zentrum haben, geben die LEED-Bilder die Periodizität im \mathbf{k} -Raum unverzerrt wieder, solange die Probe nicht verkippt ist. Wegen der geringen Elektronenenergie liegt die Eindringtiefe in den Kristall in der Größenordnung weniger Atomlagen [39]. Da bei LEED die Wellenlänge nicht wesentlich kleiner ist als eine mittlere Gitterkonstante, beobachtet man nur relativ wenig Reflexe, von dem (00)-Spot bei kleinen Energien ($E \sim 20$ eV) bis zu Reflexen etwa sechster Ordnung bei großen Energien ($E \sim 500$ eV).

Die LEED-Bilder spiegeln die Symmetrie des atomaren Oberflächengitters wider und aus den Abständen der Reflexe lassen sich die Gitterkonstanten bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden das Auftauchen und die Form der LEED-Spots, als Indiz einer

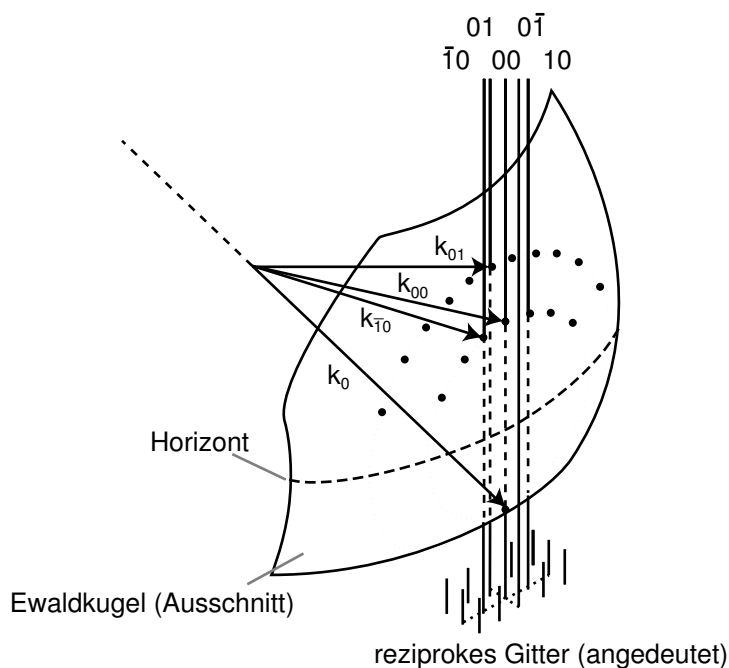


Abbildung 3.4: Konstruktion der Ewald-Kugel für eine ideale Oberfläche in der RHEED-Geometrie, d.h. streifender Einfall des Elektronenstrahls (aus [40]).

kristallinen Oberfläche, kontrolliert.

3.2.2 RHEED

Möchte man Oberflächenstrukturen während der Herstellung analysieren und deren Wachstum beobachten, so ist die Beugung hochenergetischer Elektronen (**RHEED**) von Vorteil, denn man arbeitet hier mit Elektronen, die mit hoher Energie (typischerweise 10 keV) im streifenden Einfall eingestrahlt werden. Aufgrund des sehr kleinen Einfallswinkels ($1 - 2^\circ$ zur Kristalloberfläche), ist eine geringe Eindringtiefe senkrecht zur Oberfläche und somit eine große Oberflächenempfindlichkeit vorhanden. Im Gegensatz zu LEED ist wegen der hohen Energien ein Nachbeschleunigen der elastisch gestreuten Elektronen nicht notwendig, um Reflexe auf dem Leuchtschirm zu erhalten.

Das Beugungsbild kann wieder mit Hilfe der Schnittpunkte der Ewald-Kugel mit den Stangen des reziproken Gitters konstruiert werden, wie es in Abbildung 3.4 für den Fall einer ebenen Oberfläche angedeutet ist. Diesmal ist nur ein Teilstück der Ewald-Kugel dargestellt, da der Radius aufgrund der hohen Energie der Elektronen groß ist. Es können hierbei nur die Schnittpunkte der Stangen mit der oberen Halbkugel (oberhalb der gestrichelten Linie) als Reflexe beobachtet werden, da durch die Probenebene ein sog. Horizont festgelegt wird.

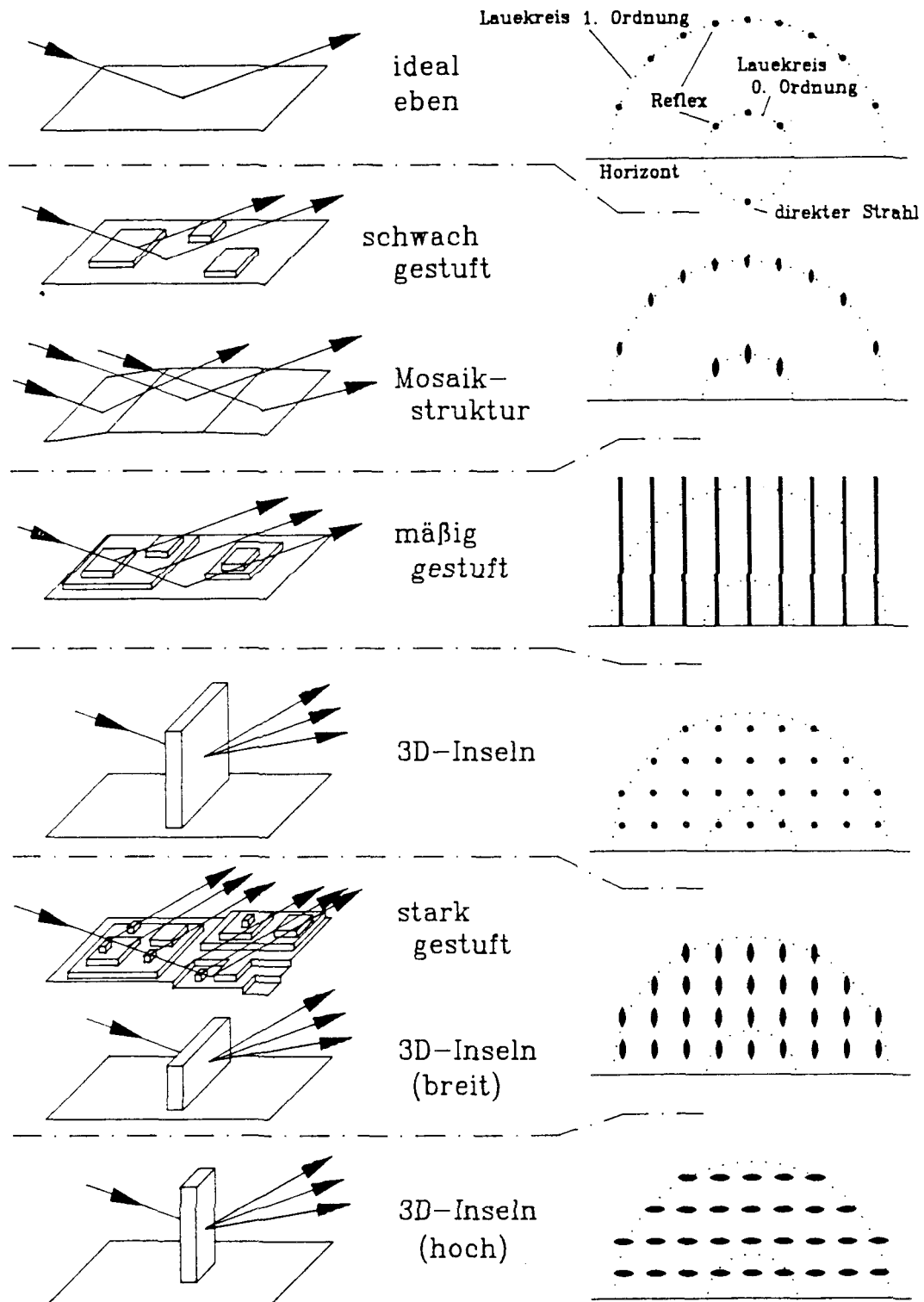


Abbildung 3.5: Verschiedene Beispiele für Oberflächenstrukturen mit den korrespondierenden RHEED-Mustern (aus [38]).

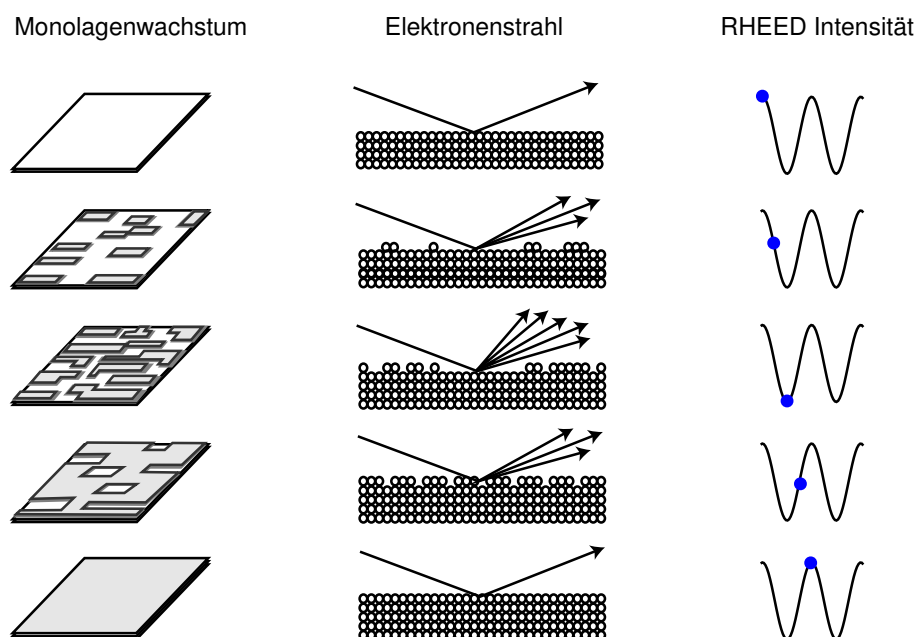


Abbildung 3.6: Entstehung von RHEED-Intensitätsoszillationen (nach [41, 42])

Die Morphologie der Oberfläche, z.B. große Rauigkeit durch Inseln oder stark gestufte Terrassen, lässt sich anhand verschiedener RHEED-Muster beobachten [38] wie in Abbildung 3.5 illustriert. Bei einer perfekten Oberfläche liegen die punktförmigen Reflexe auf Kreisbögen (sog. Laue-Kreise). Die kreisrunde Anordnung der Reflexe bleibt bei einer Mosaikstruktur oder schwachen Stufung der Oberfläche erhalten. Die Reflexe sind nicht mehr kreisrund, sondern oval, da sich der Durchmesser der reziproken Gitterstäbe aufgrund der Stufung vergrößert. Die kreisrunde Anordnung verschwindet bei mäßig gestuften Oberflächen gänzlich, und es erscheinen streifenartige Beugungsbilder. Bei einer starken Stufung sind gitterartig verteilte, längliche Reflexe beobachtbar. Auch inselartige Anordnungen können anhand von RHEED-Beugungsmustern erkannt werden, da sie von den Elektronen durchquert werden und so Transmissionsmuster erzeugen.

Bei unserem RHEED-Aufbau sind die Verdampfer unterhalb der Probe angebracht. Dies bedeutet, dass die zu bedampfende Oberfläche der Probe nach unten gedreht wird. Somit sind auch die RHEED Muster auf dem Leuchtschirm um 180° gedreht und der direkte Strahl k_0 befindet sich oberhalb des Horizonts (s. Abb. 4.2). Bei bekannter Beschleunigungsspannung und dem Abstand zwischen Probe und Schirm lassen sich leicht die Gitterkonstanten aus den Abständen der RHEED-Streifen abschätzen.

RHEED-Oszillationen

Aufgrund der geeigneten RHEED-Geometrie ist es möglich, die Änderung der Oberflächenmorphologie während des Wachstums durch RHEED-Intensitäts-Oszillationen zu beobachten. Dabei wird der Winkel des einfallenden Elektronenstrahls so gewählt, dass die reflektierten Strahlen der obersten (halbvollen) und nächsttieferen (vollen) Lagen destruktiv interferieren. Man spricht in diesem Fall von der ersten Anti-Bragg-Bedingung. Bei der Herstellung der Proben wurden die RHEED-Oszillationen unter der ersten Anti-Bragg-Bedingung beobachtet. Diese können nur beim gleichzeitigen Wachstum von höchstens drei Atomlagen auftreten [43].

Wie in Abb. 3.6 dargestellt, variiert die Oberflächenrauigkeit einer epitaktischen Oberfläche während des lagenweisen Wachstums:

Eine abgeschlossene Monolage sollte für 2D-Wachstum wenig Rauigkeit aufweisen. Dann bilden sich zweidimensionale Keime. Die Rauigkeit erreicht ein Maximum für halbe Oberflächenbelegung und nimmt zum Abschluss der Monolage wieder ab. Entsprechend verhält sich die Intensität des RHEED-Signals am Fluoreszenzschirm [41]. Mittels einer CCD-Kamera lässt sich der zeitliche Verlauf der Intensität aufzeichnen und aus der Schwingungsdauer die Wachstumsgeschwindigkeit bestimmen. Dies funktioniert aber offensichtlich nur unter der Prämisse von genügend gutem lagenweisem Wachstum.

Es ist noch zu bemerken, dass in Abbildung 3.6 ein ideales Lagenwachstum skizziert ist. Durch nicht-ideales lagenweises Wachstum tritt eine Dämpfung der RHEED-Intensitäts-Oszillationen auf, aufgrund unvollständig gefüllter Atomlagen.

Würde man z.B. vicinale Substrate verwenden, die eine hohe Dichte an Stufenterrassen aufweisen, kommt es zum sogenannten step flow growth: Dabei bewegen sich Stufen über das Substrat, die Oberflächenrauigkeit bleibt aber unverändert, so dass keine Intensitätsoszillationen beobachtet werden.

3.3 MOKE

Die Magnetooptik befasst sich mit dem Einfluss magnetischer Felder auf die Emission, Absorption und Ausbreitung von Licht.

Im Jahre 1846 entdeckte Michael Faraday [44], dass Glas, auf dem ein paramagnetisches Material aufgebracht wurde, die Polarisation eines transmittierten Lichtstrahls proportional zur Stärke eines angelegten Magnetfeldes dreht.¹ Für die Reflexion von Licht ist ein entsprechender Effekt zu beobachten, der **Magneto Optische Kerr Effekt (MOKE)**. Eine anschauliche Interpretation erhält man wie folgt: Die durch das elektrische Feld des Lichts zu Schwingungen angeregten Elektronen des Materials erfahren eine von der Magnetisierung verursachte Lorentzkraft. Dadurch werden sie aus der Schwingungsrichtung

¹Dieser Effekt wurde später nach ihm benannt (Faraday-Effekt).

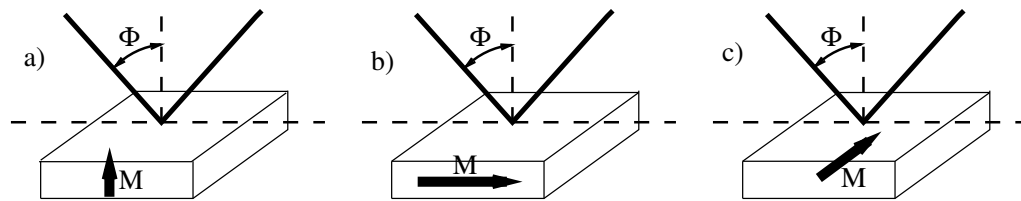


Abbildung 3.7: Verschiedene Geometrien des Kerr-Effekts: a) polar, b) longitudinal, c) transversal (aus [45]).

des elektrischen Feldes abgelenkt. Das transmittierte bzw. reflektierte Licht ist dann im Allgemeinen elliptisch polarisiert. Dabei ist die große Hauptachse gegenüber der Polarisationsebene des einfallenden Lichts gedreht. Die Winkel der Rotation sind klein, sie bewegen sich im Bereich von einem Grad oder weniger.

Der Kerreffekt tritt bei metallischen Oberflächen auf. Wegen der geringen Eindringtiefe des Lichts ($\sim 20\text{nm}$) in das Material eignet sich dieser Effekt besonders zur Untersuchung dünner magnetischer Schichtsysteme. Aufgrund des relativ dicken Puffers (50nm) ist daher kein störender Einfluss der Magnetisierung der Eisenkeimschicht im MOKE-Signal zu erwarten.

Die relative Orientierung von Magnetisierung, Probenoberfläche, Einfallsebene des Lichts und Polarisationsrichtung bestimmt die genauere Benennung des Effekts (vgl. Abb. 3.7). In dieser Arbeit wird der longitudinale Kerreffekt ausgenutzt. Er zeichnet sich dadurch aus, dass die in der Einfallsebene des Lichts stehende schichtparallele Komponente der Magnetisierung gemessen wird.

Messaufbau

Der Aufbau zur Messung des Kerreffekt ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Das Licht eines Lasers ($\lambda=750\text{nm}$) wird gebündelt, s-polarisiert und fällt mit einem Einfallswinkel $\phi \approx 15^\circ$ auf die Probenoberfläche. Das reflektierte Licht passiert einen Analysator, der fast in Auslöschstellung eingestellt ist, und wird auf einen Detektor fokussiert. Dadurch werden Änderungen des Kerr-Rotationswinkels in Intensitätsveränderungen umgesetzt. Aufgrund der kleinen Amplitude der Kerr-Komponente entsteht ein ungünstiges Signal-Rausch-Verhältnis, welches durch eine Modulation der Intensität oder Polarisation und weiterer Signalaufbereitung durch einen Lock-In-Verstärker verbessert werden kann. Eine solche Möglichkeit bietet sich mit dem PEM. Er besteht aus einem doppelbrechenden Kristall, der durch Piezoelemente zu resonanter Schwingung in die optisch aktive Achse in s-Richtung angeregt wird. Dadurch ändert sich die optische Dichte des Kristalls und er wirkt wie ein dynamisches Verzögerungsplättchen. Das beste Signal-Rausch-Verhältnis für das MOKE-Signal zeigte sich bei der Anordnung, wie sie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Der gesamte Aufbau ist rechnergesteuert.

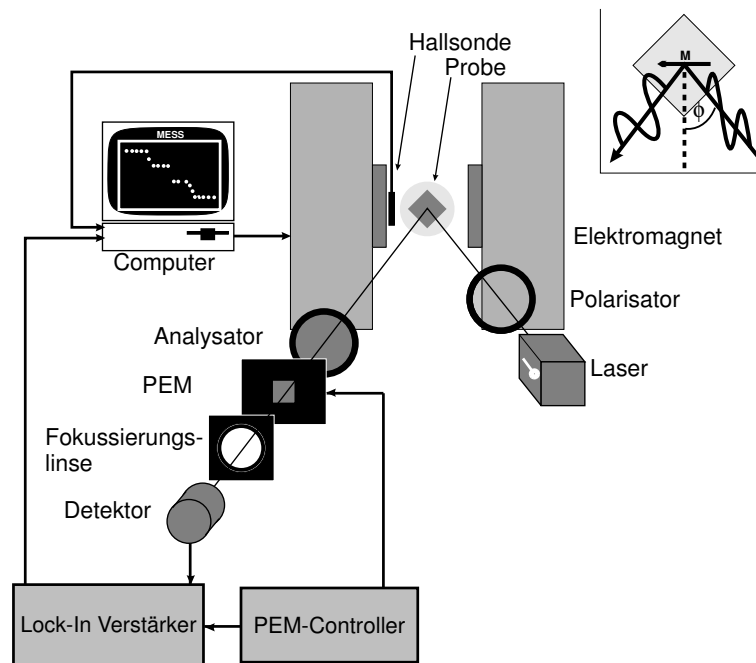


Abbildung 3.8: Zeichnung des MOKE-Messplatzes

3.4 Transport-Messung

Die Messung des GMR erfolgt in der CIP-Geometrie, d.h. es wird die Widerstandsänderung über einen Pfad gemessen, in dem der Strom in der Schichtebene fließt. Dies ist recht einfach in einer Vier-Punkt-Messung zu bewerkstelligen. Da das Schichtsystem auf einem unmagnetischen aber metallischen Puffer aufgebracht ist, der die Dicke des gesamten Systems dominiert, existiert bei der CIP-Messung das Problem des Kurzschlusses über diese Schicht. Daher werden GMR-Werte im Promille Bereich gemessen (s. Kap. 5.3).

Aufgrund der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes, wird die Probe in einen Kryostaten gesetzt, um so eine zu große Temperaturdrift des Widerstandes zu vermeiden. Aus einer Konstantstromquelle wird ein Strom von ca. 1 mA gespeist und die Spannung wird mit einem Digitalmultimeter gemessen. Der Widerstand der Probe wird unter Variation des Magnetfeldes gemessen.

Messaufbau

In Abbildung 3.9 ist der Aufbau der Messung skizziert. Im evakuierten Probenraum werden ca. 300mbar Helium als Wärmeaustauschgas eingelassen, um eine schnellere Temperaturstabilisierung zu gewährleisten. An der Konstantstromquelle wird eine Stromstärke

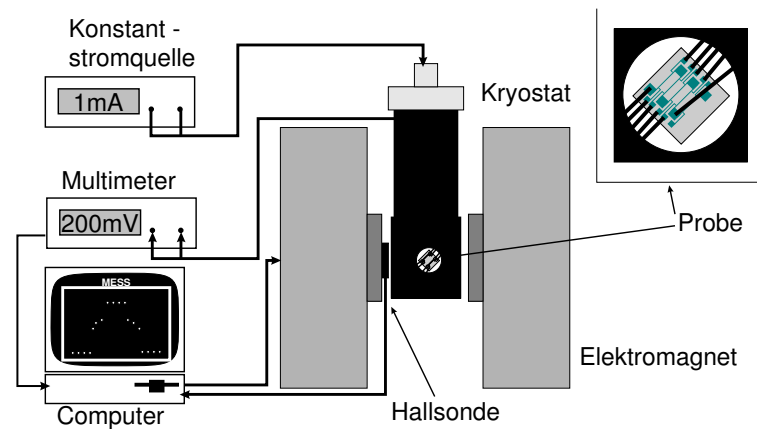


Abbildung 3.9: Zeichnung des GMR-Messplatzes

eingestellt, so dass der Messbereich des Multimeters voll ausgenutzt wird². Die über die einzelnen Pfade abfallenden Spannungen werden dann mit Hilfe des Multimeters gemessen. Währenddessen wird bei den gewünschten Punkten das Magnetfeld mittels Hallsonde gemessen. Auch hier ist der gesamte Aufbau rechnergesteuert.

²(10^{-6} mV Empfindlichkeit, unterhalb 200mV)

3.5 Proben

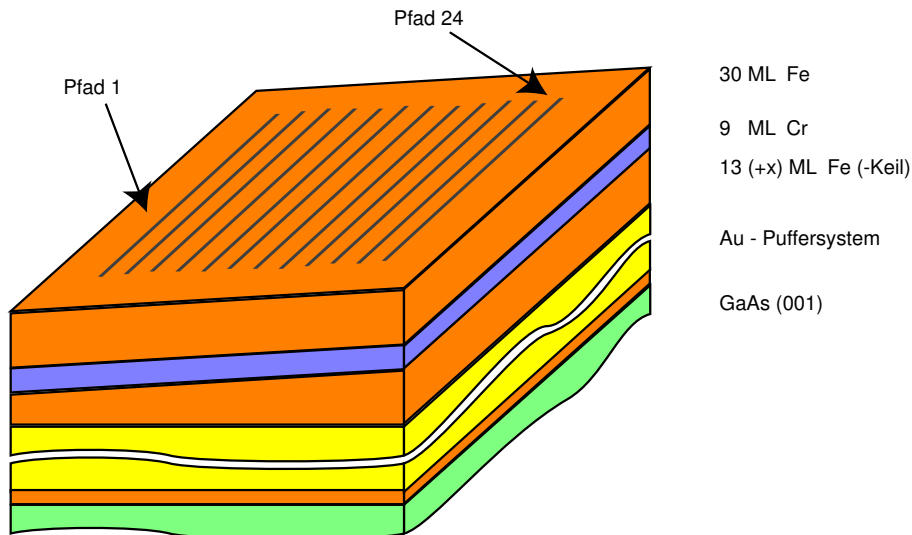


Abbildung 3.10: Schichtsystem mit Keilstruktur sowie eingezeichneter Orientierung der herauszuätzenden Leiterbahnen

3.5.1 Aufbau

Gutes epitaktisches Wachstum von Fe bzw. Cr wäre auf einem Fe-Whisker am besten gewährleistet [24]. Aufgrund des Kurzschlusses über das metallisch leitende Substrat ist leider keine Widerstandsmessung möglich, so dass ein isolierendes (bzw. halbleitendes) Substrat mit möglichst geringer Gitterfehlانpassung genommen werden muss. Ein geeignetes Material ist GaAs. Dieses besitzt eine Zinkblende-Struktur, d.h. zwei fcc-Gitter (aus Arsen- bzw. Gallium-Atomen), die gegeneinander um eine viertel Raumdiagonale versetzt sind. Die Gitterkonstante beträgt $5,653\text{\AA}^3$. Eine sogenannte Eisenkeimschicht ist vonnöten, um das epitaktische Wachstum einer Goldpufferschicht zu ermöglichen [47]. Die Gitterkonstante von Eisen beträgt $2,86\text{\AA}$, sie ist somit also halb so groß wie die von GaAs. Mit einer Fehlanpassung von 1,2% wächst Eisen mit bcc-Struktur in (001)-Orientierung auf, wobei Fe[100] parallel in Richtung von GaAs[100] aufwächst. Das Wachstum von Eisen auf GaAs(001) haben schon Chambers et al. mit LEED, XPS und AES untersucht [48]. Sie finden pseudomorphes epitaktisches Wachstum von bcc-Eisen, obwohl das Eisen die GaAs-Oberfläche in geringem Maße “aufbricht” und so Gallium und Arsen freigesetzt werden.

Gold, mit einer Gitterkonstante von $4,08\text{\AA}$, wächst um 45° verdreht epitaktisch mit

³Alle Gitterkonstanten stammen aus [46].

fcc-Struktur auf der Eisenkeimschicht. Die Fehlanpassung von nur 0,6% lässt nur geringfügige Verspannungen erwarten. Allerdings beträgt die Stufenhöhe auf Eisen(001) nur etwa 70% der Stufenhöhe von Gold, was möglicherweise zur Bildung von Defekten, insbesondere Schraubenversetzungen, führen kann. Lagenweises Wachstum von Gold auf eisenvorbekeimten GaAs(001) wurde von Sano et al. beschrieben [47].

Die Goldpufferschicht bildet nun eine gute Grundlage für das Wachstum definierter epitaktischer Fe/Cr/Fe-Schichten wegen der geringen Gitterfehlanpassung zum Eisen. Chrom mit einer Gitterkonstanten von $2,88\text{Å}$ hat mit bcc die gleiche Kristallstruktur wie Eisen und mit einer Fehlanpassung von 0,3% ist gutes epitaktisches Wachstum zu erwarten.

Ein Teil der hergestellten Proben wurde anschließend mit Zinksulfid (ZnS) bedampft. Dies diente lediglich zum Schutz gegen Luftsauerstoff. Bei den Proben, die nicht abgedeckt wurden, oxidierten ca. 10Å der oberen Eisenschicht durch die Verbindung mit Luftsauerstoff.

3.5.2 Präparation

Für die Präparation von Eisen und Chrom auf GaAs hat sich folgendes Rezept bewährt: Die Proben werden auf $10 \times 10\text{ mm}^2$ großen GaAs-Substraten präpariert. Zuerst wird das GaAs in Isopropanol für ca. zehn Minuten im Ultraschallbad gereinigt und daraufhin erhitzt. Dies geschieht zur Beseitigung von Staub und Fett.

Danach wird das Substrat im UHV eine Stunde bei $\sim 600^\circ\text{C}$ getempert. Anschließend werden LEED-Aufnahmen gemacht. Würden sich immer noch Verunreinigungen auf der Probenoberfläche befinden, so wären keine oder sehr verwaschene LEED-Spots zu beobachten. In diesem Fall wird bei etwas höheren Temperaturen 30 Minuten nachgetempert. Darauf wird eine 10 Å dicke Eisenschicht aufgedampft. Das Eisen verdampft mit einer Rate von $0,1\text{ Å/s}$ bei einer Probentemperatur von 100°C . Anschließend wird mit einer Rate von 1 Å/s , 50 nm Gold als Pufferschicht bei 100°C aufgedampft. Es hat sich gezeigt, dass ein anschließendes Tempern bei 300°C für eine Stunde eine merkliche Abnahme der Oberflächenrauigkeit bewirkt [49].

Das Fe/Cr/Fe-Schichtpaket wird bei Raumtemperatur aufgewachsen. Die Raten betragen $0,1\text{ Å/s}$.

Aufgrund der RHEED-Oszillationen ist es möglich, ganz- oder halbzahlige Lagen herzustellen, indem die Deposition bei einem RHEED-Maximum bzw. -Minimum unterbrochen wird (vgl. Kap. 3.2.2). In der Regel wurden keilförmige Eisenschichten hergestellt, indem der Probenstab während des Aufdampfprozesses lateral verschoben wurde (s. Kap. 3.5.3).

Für Eisen und Chrom liegen die idealen Wachstumstemperaturen bei über 200°C . Untersuchungen zur Zwischenschichtkopplung [50] zeigten bei Temperaturen um 300°C eine

Durchmischung von Eisen und Chrom an der Grenzfläche. Um diese Art von thermisch induzierten Effekten wie Interdiffusion oder Stufenwanderung zu unterbinden wird das Fe/Cr/Fe-Schichtpaket bei Raumtemperatur aufgewachsen.

3.5.3 Keil-Proben

Um ein Mehrlagensystem systematisch zu untersuchen, werden keilförmige Schichtstrukturen hergestellt. Strukturiert man aus einem solchem Schichtpaket mehrere Messstege (senkrecht zum Keilverlauf) heraus, so können an den einzelnen Stegen mit wohldefinierten Schichtdicken Experimente durchgeführt werden. Ein Vorteil der Keilstruktur ist, dass man verschiedene Schichtdicken auf einem Substrat im gleichen Herstellungsprozess realisieren kann und damit nicht von etwaigen Schwankungen, die von Probe zu Probe entstehen können, betroffen ist.

Das Rezept für die Keilproben ist identisch mit dem vorgenannten (vgl. Kapitel 3.5.2) wobei die laterale Dicke der unteren (teilweise auch der oberen) Eisenschicht variiert. Dies geschieht durch ein Verschieben der Probe über eine Blende während der Präparation. Aufgrund der verschiedenen Größen von Probe und Blende wird der Probenrand zu Beginn bis zu einer Kante der Blende bewegt und dann langsam aus ihrem Öffnungsbereich herausgefahren. Die zur Charakterisierung bzw. Dokumentation der abzählbaren Monolagen nötigen RHEED-Oszillationen können somit nicht **während** der Herstellung des Keils beobachtet werden. Die RHEED-Kanone befindet sich über der Mitte der Blende, und es sind nur kleine Auslenkungen des Elektronenstrahls von wenigen Millimetern möglich. Nach Aufbringen der Keilschicht wird die Probe unter dem fixen RHEED-Strahl verfahren und man kann die Oszillationen der RHEED-Intensität in Abhängigkeit von der Position auf der Probe beobachten. Dies hat den Vorteil, dass man öfters und mit verschiedenen Geschwindigkeiten den Keil "abfahren" kann.

3.6 Strukturierung

Da meistens ein Keil über die Probe aufgedampft ist, wird zur Widerstandsmessung in der CIP-Geometrie eine definierte Probengeometrie benötigt. Dies bedeutet eine hohe Anzahl an Messstegen mit reproduzierbarer Breite und Anordnung der Kontakte. Aufgrund der nötigen RHEED-Charakterisierung kann nicht auf eine Aufdampfmaske zurückgegriffen werden. Deshalb ist eine anschließende lithographische Strukturierung ratsam. Hierbei ist das Auflösungsvermögen der optischen Lithographie für die beabsichtigten Abmessungen der Messstege (Breite: $50\mu\text{m}$; Länge: ca. 8mm) mehr als ausreichend.

Um in den Magnetowiderstandsmessungen die Beiträge des AMR ausschließen zu können (vgl. Kap. 4.3), müssen die Messstege in Richtung der magnetisch harten Achsen des Ei-

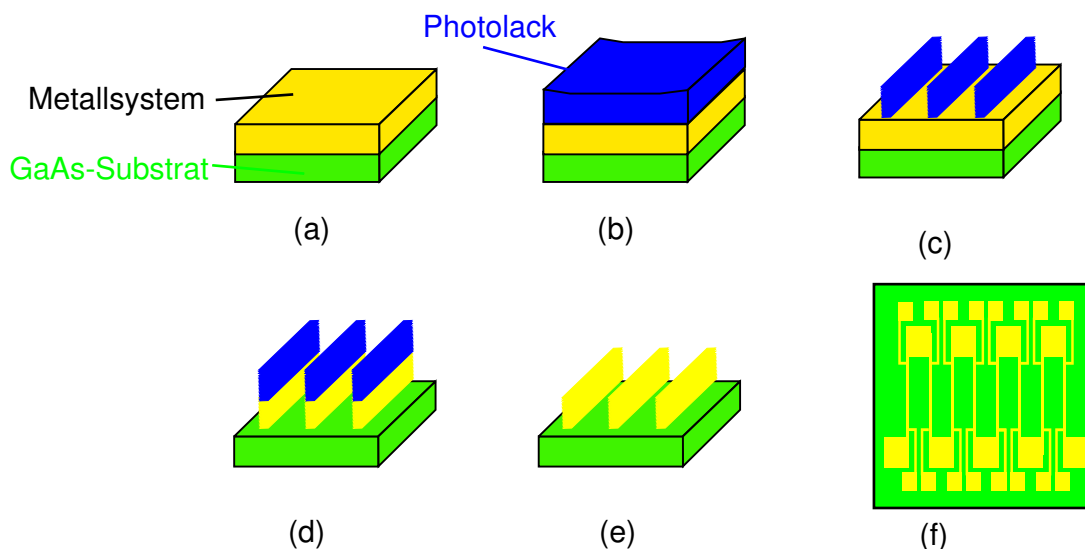


Abbildung 3.11: Lithographische Strukturierung von Messstegen zur Widerstandsmessung (a) präparierte Probe, (b) nach Belackung, (c) belichtet und entwickelt, (d) nach Ionenstrahlätzen, (e) nach Entfernen des Lacks, (f) schematische Aufsicht

sen ausgerichtet werden. Während den GMR-Messungen ist dann darauf zu achten, dass die magnetisch leichten Achsen in Feldrichtung liegen und somit Strom (in harte Achse) und Feld (in leichter Achse) einen Winkel von 45° einschließen und die AMR-Anteile der Messung mitteln sich heraus (vgl. Kap. 2.4.1). Daher werden die Messstege parallel zur geraden Bruchkante des GaAs(001)-Substrates ausgerichtet.

Das “Rezept” zur Strukturierung soll hier nur kurz beschrieben werden (vgl. Abb. 3.11). Mit Hilfe einer Belackungszentrifuge wird eine Schicht Photolack auf die Probe (a) aufgebracht, wobei die Lackschicht am Rand der Probe deutlich dicker ist als in der Mitte (b). Normalerweise wird dieser Bereich abgetragen (Randentlackung). Dadurch ist man aber auf einen wesentlich kleineren Bereich eingeschränkt ($< 8 \text{ mm}^2$), was angesichts der großen Messsteglänge problematisch ist. Daher wird auf den Schritt der Randentlackung verzichtet und mögliche unscharfe Ränder werden in Kauf genommen. Dann wird die Probe belichtet, wobei sie mit einer Maske abgedeckt ist, so dass nach der Entwicklung die Messstege mit Photolack bedeckt bleiben (c). Die nun sichtbaren metallischen Schichten werden mittels Ionenstrahlätzen abgetragen (d). Zuletzt wird jetzt noch die unbelichtete Photolackschicht entfernt (e) und es bleiben nur noch die metallischen Messstege auf dem GaAs-Substrat übrig.

Die Messstege (24 auf einer Probe) sind gut elektrisch voneinander getrennt, da der Widerstand zwischen zwei Messstegen (bei RT) 10^6 mal größer ist als der Widerstand über einen ($R \approx 300 \Omega$).

Zur Widerstandsmessung wird die Probe auf einen Probenträger aus Epoxidharz geklebt, der wiederum mit einem handelsüblichen IC-Sockel verbunden ist. In einem weiteren

Schritt werden dann die Kontaktflächen der Probe mit $25\mu\text{m}$ dickem Aluminiumdraht durch Ultraschallbonden mit den Kontaktflächen der Epoxidharzplatte verbunden. Der Probenträger kann dann auf auf einem Probenstab mit entsprechenden "IC-Pin" gesteckt werden.

4 Herstellung und Charakterisierung

Im folgenden Kapitel werden der Herstellungsprozess und die Charakterisierung anhand einer einzelnen Probe diskutiert. Bei dieser Probe handelt es sich um einen Einfachkeil (s. Abb. 4.1(a)), d.h. auf der ersten Eisenschicht wurde ein Keil mit einer Steigung von ca. 2 ML über die gesamte Probe aufgedampft. Im Anschluss daran wird die Herstellung eines Doppelkeils (vgl. Abb. 4.1(b)) und den daran unternommenen Transportmessungen dokumentiert. Abschließend wird der Einfluss des Anisotropen Magnetowiderstand diskutiert, der aufgrund einer geeigneten Geometrie des Strompfads zum angelegten Magnetfeld in den Transportmessungen ausgeschlossen werden kann.

4.1 Einfachkeil

In den nun folgenden Abschnitten werden die einzelnen Schritte des in Kapitel 3.5.2 vorgestellten Verfahren dokumentiert.

Substrat

Das GaAs-Substrat wurde in die UHV-Anlage eingeschleust und für eine Stunde ungefähr bei 600°C getempert. Dabei musste der Temperaturbereich relativ gut getroffen werden, da einerseits anhaftender Sauerstoff desorbieren ($\sim 580^\circ\text{C}$), andererseits Arsen das Gitter nicht verlassen sollte ($\sim 620^\circ\text{C}$). In den meisten Fällen zeigten LEED/RHEED-Aufnahmen nach dem Tempern der GaAs-Substrate Überstrukturen. Denn man kann

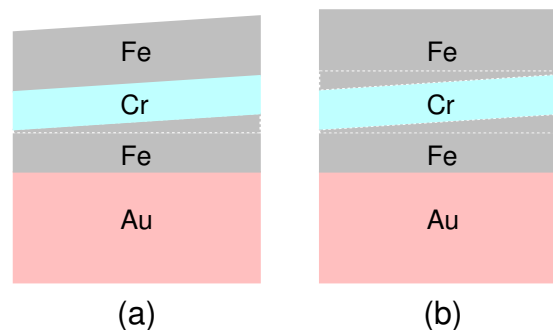


Abbildung 4.1: Skizze eines Einfach- bzw. Doppelkeils

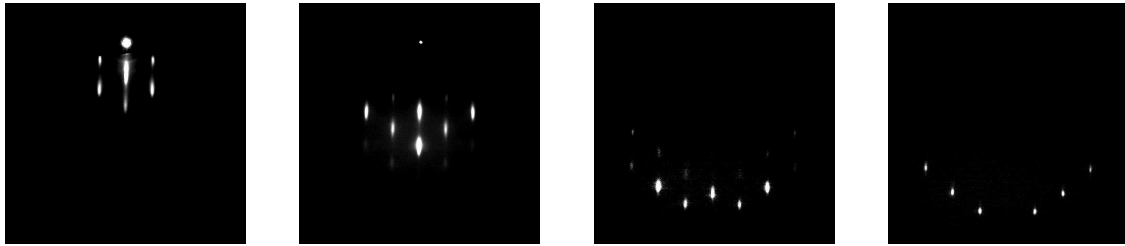


Abbildung 4.2: RHEED-Aufnahmen des GaAs-Substrats nach Heizen unter verschiedenen Einfallswinkeln Θ

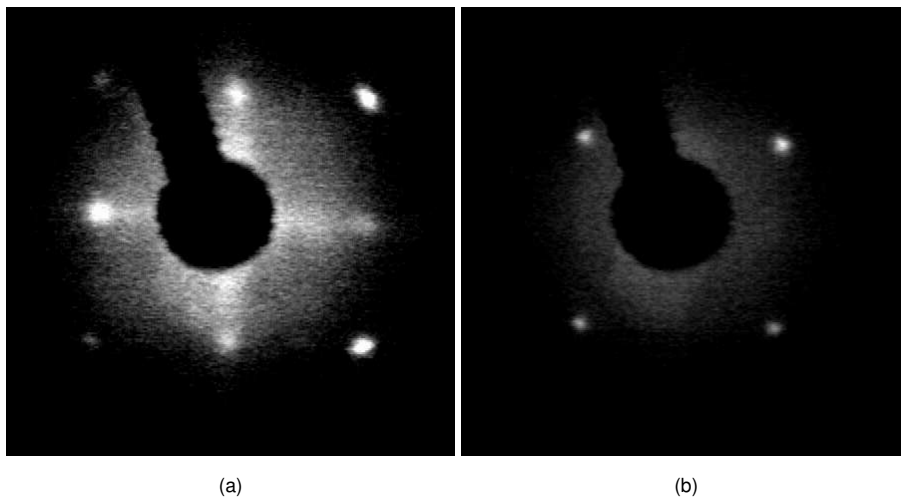


Abbildung 4.3: LEED-Aufnahme des Goldpuffers vor und nach dem Tempern bei unterschiedlichen Elektronen-Energien von (a) 90eV und (b) 135eV.

davon ausgehen, dass bei diesen Temperaturen eine galliumreiche Substratoberfläche zurückbleibt, so dass es zu galliumterminierten Überstrukturen kommt. Anhand von RHEED-Beugungsreflexen bei verschiedenen Einfallswinkeln Θ (s. Abb. 4.2), die auf eine stark gestufte Oberfläche hinweisen und typisch für Durchstrahlung sind, kann man auf eine sehr hohe Rauigkeit des Substrats schließen. Daher ist das Aufbringen eines Puffersystems angebracht, um die raue Oberfläche des Substrats auszugleichen.

Puffersystem

Während der Deposition des Puffersystems bei 100°C schwammen Gallium und Arsen auf. Mit Hilfe von Augerspektroskopiedaten konnten Spuren von Gallium und Arsen an der Oberfläche nachgewiesen werden. Aufgrund der vorhandenen Stoffe konnte demnach eine Überstruktur entstehen, denn sie lagerten sich lokal an den Stufenkanten des Goldes an, besaßen aber keine langreichweitige Ordnung. Solche Überstrukturen wurden auch auf Ag(001)-Pufferschichten beobachtet [51].

Des Weiteren war die Oberfläche sehr rau, was man durch STM-Aufnahmen sehen

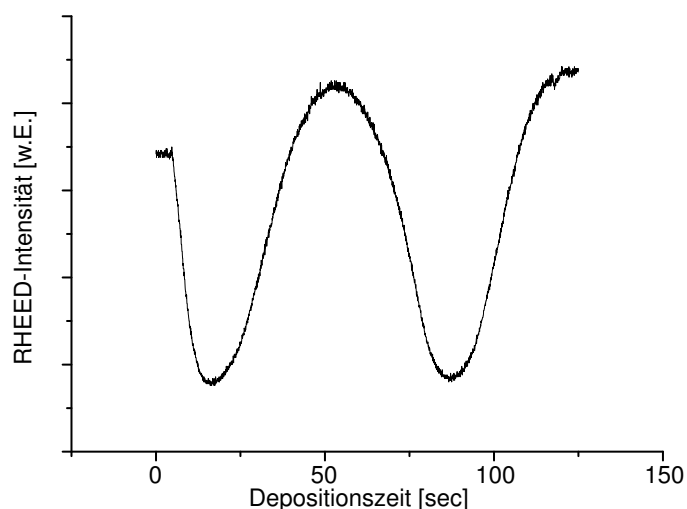


Abbildung 4.4: RHEED-Intensitätssoszillationen des Goldpuffers während der Herstellung

konnte. Diese zeigen auch die Änderung der Oberflächenmorphologie des Goldes durch einstündiges Tempern bei 300°C [49]. Das Ausheilen der Pufferschicht lässt sich auch durch schärfere LEED-Spots nach dem Heizen erkennen (s. Abb. 4.3).

Angesichts der RHEED-Intensitätssoszillationen in Abbildung 4.4 erkennt man die im Vergleich zum Ausgangszustand höhere Intensität bei einer bzw. zwei weiteren Monolagen Gold. Dabei wurde immer darauf geachtet, dass der Aufdampfprozess in einem Intensitätsmaximum abgeschlossen wurde.

Untere Eisenschicht

Um die Diffusion von Puffermaterial in die Eisen- bzw. Chromschichten so weit wie möglich zu unterdrücken, wird das Fe/Cr/Fe-Schichtsystem bei RT ($T_s < 30^\circ\text{C}$) aufgebracht.

Bei der Präparation der ersten Eisenschicht zeigt sich, dass die lokalen Maxima der RHEED-Intensitäten der ersten drei Eisenmonolagen (vgl. Abb. 4.5) geringer sind als beim Start des Aufdampfprozesses. Dies ist damit zu erklären, dass das bcc-Eisen in das fcc-Gold “eintaucht” und somit die erste Eisenlage noch nicht geschlossen ist. Erst mit der zweiten Atomlage beginnt lagenweises Wachstum des Eisens. In Abbildung 4.5 ist dies anhand der $I_{\text{RHEED}}(t)$ -Kurve deutlich zu erkennen. Da die Intensitätsmaxima äquidistant sind, kann auf die Lage des “nullten” Maximums extrapoliert und auf die Phase der Oszillationen geschlossen werden. Es stellt sich heraus, dass das Maximum der nullten Eisenlage mit dem Depositionsbeginn zusammenfällt. Somit entsprechen die Intensitätsmaxima ganzzahligen Atomlagen Eisens auf Gold. Also ist ein Abzählen der Maxima legitim, um die Anzahl von Atomlagen Eisens herauszufinden. Daher wird

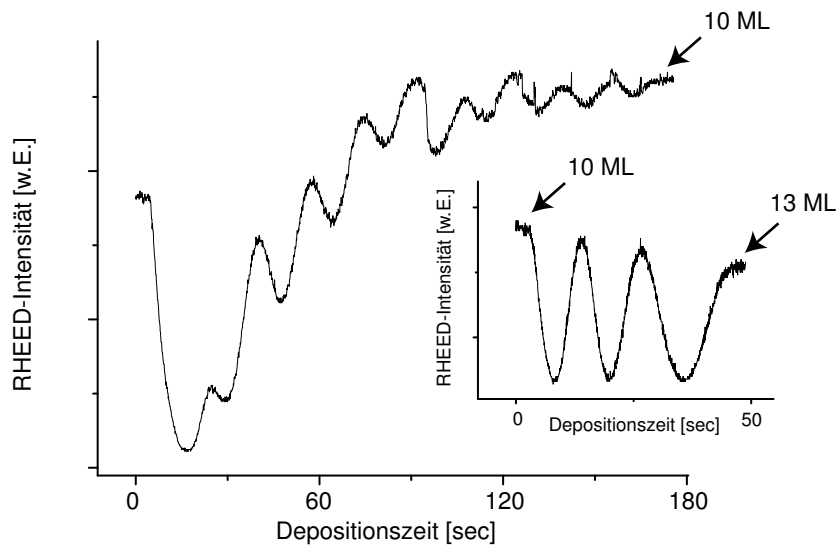


Abbildung 4.5: RHEED-Intensitätsoszillationen des unteren Eisens während der Herstellung. Aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnis wurde die Herstellung bei 10ML Eisen unterbrochen (s. große Kurve). Mit leicht geänderten RHEED-Parametern wurden dann die restlichen drei Monolagen aufgedampft (s. kleineren Graph).

die Deposition beim dreizehnten RHEED-Intensitätsmaximum (korrespondierend mit 13 ML) abgebrochen.

Zur Herstellung des Eisenkeils wird das Substrat an eine bestimmte Position in der Kammer bewegt. Bei geschlossenem Shutter wird die gewünschte Aufdampfrate sowie die Geschwindigkeit des Manipulators eingestellt. Diese Einstellungen benötigen etwas Zeit (z.T. bis zu 20 Minuten). Eine Änderung der Oberflächenmorphologie durch Umordnungsprozesse konnte für diesen Zeitraum nicht beobachtet werden. Nachdem die Aufdampfraten erfolgreich eingestellt sind, wird die Probe bei geöffnetem Shutter aus dem Aufdampfbereich herausgefahren. Nach gelungener Deposition des Keils wird die Probe bei geschlossenem Shutter auf die "alte" Aufdampfposition zurückgefahren. Nun wird die Probe auf einer Achse senkrecht zum RHEED-Strahl bewegt, und man erhält eine Variation der RHEED-Intensität, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist. Sehr auffällig sind die sehr steilen Flanken der Kurve, die dann auftreten, wenn der Elektronenstrahl die Klammern passiert, mit denen die Probe gehalten wird. Anhand dieser Flanken wird der Messbereich des RHEED-Strahls von 8mm bestimmt. Man gelangt so zu einer $I_{\text{RHEED}}(\text{mm})$ -Kurve, also einer lateralen Messung der Abhängigkeit der RHEED-Intensität von der gesamten Probe (vgl. Abb. 4.6). Man kann auch hier die aufgedampften Monolagen abzählen. Um nun die RHEED-Oszillationen der folgenden Chromschicht beobachten zu können, bewegt man die Probe auf eine Position an der der RHEED-Strahl ein Maximum der RHEED-Intensität des Eisenkeils aufweist (s. vertikalen Pfeil in Abb. 4.6).

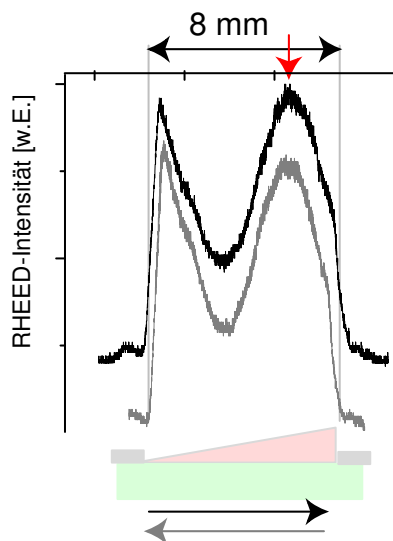


Abbildung 4.6: RHEED-Intensitätsoszillationen des Eisenkeils; die Aufnahme zeigt den Hin- (obere Kurve) und Rückweg (untere Kurve) des Keils unter dem RHEED-Strahl. Zur besseren Unterscheidung sind die Kurven vertikal gegeneinander verschoben.

Chromschicht

Chrom mit nahezu gleichen Gitterparametern wie Eisen (vgl. Kapitel 3.5.1) wächst epitaktisch und die RHEED-Intensität oszilliert ebenso mit der Periode von einer Monolage (s. Abb. 4.7). Außerdem ist die Oszillationsamplitude mit zunehmender Chromdicke gedämpft, was auf nicht vollständig gefüllte Atomlagen zurückzuführen ist (s. Abschnitt 3.2.2). Weiterhin ist zu bemerken, dass die Phase der Oszillation ohne Verschiebung an die des Eisens anschließt. Auch hier lässt sich durch Abzählen der Intensitätsmaxima die Anzahl der Atomlagen Chroms bestimmen.

Da neun Monolagen Chrom ohne Verschiebung der Probe deponiert wurden, sollte die Keilstruktur erhalten geblieben sein. Daher wird auch von der Chromoberfläche eine ortsaufgelöste RHEED-Intensitätskurve aufgenommen, wie sie in Abbildung 4.8 dargestellt ist. Ein Vergleich mit Abbildung 4.6 zeigt eine hohe Ähnlichkeit in Phase und Kurvenform mit der Intensitätskurve des Eisenkeils. Lediglich das Signal-Rausch-Verhältnis ist etwas schlechter. Dies liegt teils an geänderten Einstellungen der RHEED-Parameter, teils an der geringeren Intensität des RHEED-Strahls aufgrund der fortgesetzten Deposition im Vergleich zum Eisen.

Zur Präparation der zweiten Eisenschicht wird die Probe wieder auf eine Position gefahren an der der RHEED-Strahl ein Intensitätsmaximum aufweist (s. vertikalen Pfeil in

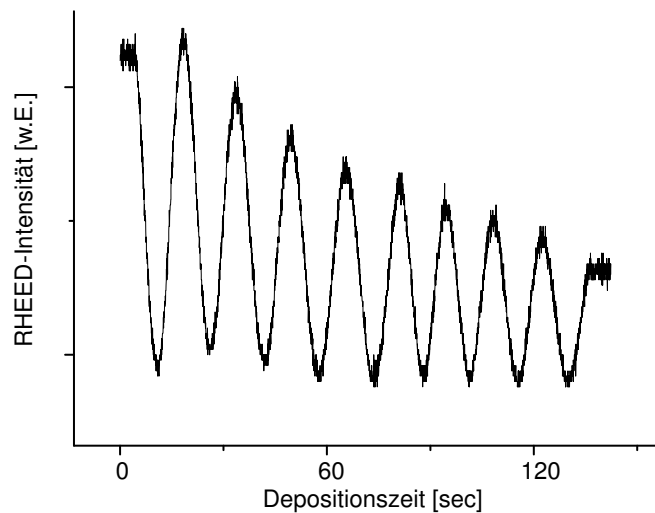


Abbildung 4.7: RHEED-Intensitätsschwingungen der Chromschicht während der Herstellung

Abb. 4.8).

Obere Eisenschicht

Auch das Eisen wächst lagenweise auf dem Chrom, wie man durch die RHEED-Oszillationen erkennen kann (s. Abb. 4.9). Weiterhin ist kein Phasenshift der Intensitätsschwingungen zu erkennen; es tritt jedoch eine Dämpfung auf, was dazu führt, dass man zur Schichtdickenbestimmung den Schwingquarz einsetzen muss. Dies ist bei nahezu allen Proben der Fall. Um Diffusion der einzelnen Materialien ineinander zu vermeiden, ist die relativ niedrige Aufdampftemperatur gewählt worden¹. Dies hat zur Folge, dass nicht genug thermische Energie vorhanden ist, um die einzelnen auf der Oberfläche ankommenden Atome in die globalen energetischen Minima zu verschieben. So kommt es zwangsläufig dazu, dass neue Lagen beginnen zu wachsen, bevor die untere ganz gefüllt ist.

Während der Präparation der einzelnen Schichten konnten durch RHEED-Kontrolle Aussagen über den Zustand der Probenoberfläche gemacht werden. Ob die Morphologie der Oberflächen aber als Grenzfläche fortbesteht, kann mit dieser Methode nicht beantwortet werden. Im Anschluss an dieses Kapitel wird diese Problemstellung diskutiert anhand von Untersuchungen an Proben mit unterschiedlicher Grenzflächenrauigkeit (s. Kap. 5.2).

¹Bestes epitaktisches Wachstum für Fe/Cr findet bei ca. 250°C statt.

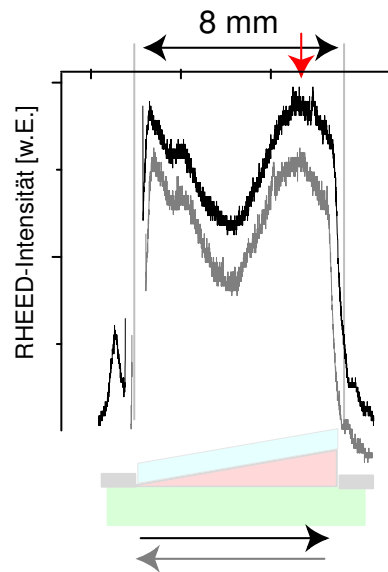


Abbildung 4.8: RHEED-Intensitätsoszillationen des Chroms nach Herstellung der Schicht. Die Aufnahme zeigt den Hin- (obere Kurve) und Rückweg (untere Kurve) der Probe unter dem RHEED-Strahl. Zur besseren Unterscheidung sind die Kurven vertikal gegeneinander verschoben.

Abdeckschicht

Im Anschluss an frühere Arbeiten [16] an dem vorliegenden Problem, wurden die ersten Proben ohne Abdeckschicht hergestellt. Es wurden mehrere Probenpaare zur Charakterisierung der Grenzflächenrauigkeit durch Röntgenreflektometriemessungen hergestellt (s. Kap. 5.2). Da die Modellierung zur Anpassung der Messergebnisse durch eine Abdeckschicht erheblich erschwert wird, wurde auf eine solche verzichtet. Dadurch kam es durch Kontakt mit Luftsauerstoff zwangsläufig zur Bildung einer Eisenoxidschicht von ca. 10\AA , welche aber sinnvoll modelliert werden konnte.

Um die Oxidation der oberen Eisenschicht zu vermeiden wurden neuere Proben zunächst mit 500\AA Zinksulfid abgedeckt. Die Strukturierung dieser Proben gestaltete sich aber sehr problematisch², so dass für weitere Proben 20\AA Chrom als Abdeckschicht gewählt wurden.

Nachdem die Herstellung der Proben und die in-situ Untersuchungen abgeschlossen waren, wurden die Proben zur weiteren Charakterisierung ausgeschleust. Ex-situ konnten dann mittels MOKE die magnetischen Eigenschaften der Proben untersucht und nach gelungener Strukturierung Transportmessungen unternommen werden.

²Die Proben mussten des Öfteren belichtet und entwickelt werden, da der Photolack nicht genügend gut auf der Probe haften blieb.

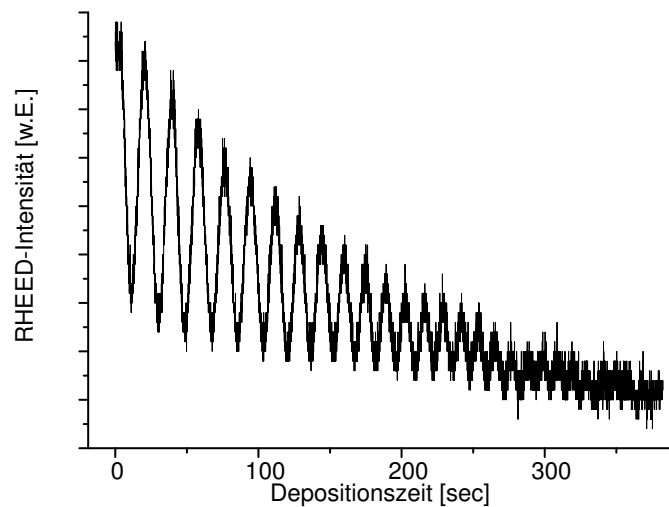


Abbildung 4.9: RHEED-Intensitätssoszillationen vom oberen Eisen

MOKE

Zunächst wurde die Probe in den MOKE-Aufbau (s. Kap. 3.3) gesetzt. In der Regel fand die magnetische Probencharakterisierung vor der Strukturierung statt. Es sind aber auch MOKE-Messungen an Proben nach der Strukturierung gemacht worden, die quantitativ dieselben Ergebnisse zeigten. Diese Messungen besaßen aber ein schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis, da aufgrund der Strukturierung weniger magnetisches Material vorhanden war. Daher ist in Abbildung 4.10 eine MOKE-Messung vor der Strukturierung dargestellt. Hierbei ist das Magnetfeld entlang einer magnetisch leichten Achse des Eisens angelegt.

Die Kurve in Abbildung 4.10 ist, wie folgt, zu erklären (von links nach rechts): In Sättigung sind beide Fe-Schichten parallel ausgerichtet. Bei ca. $-0,12\text{T}$ dreht sich die dünnere (hier: untere) Fe-Schicht in 90° -Ausrichtung zur dickeren Fe-Schicht. Bei ca. $-0,05\text{T}$ liegt eine antiferromagnetische Ausrichtung der beiden Fe-Filme vor, die sich colinear zur Feldrichtung befinden. Beim Nulldurchgang des äußeren Magnetfeldes ändert die Magnetisierung in beiden Schichten die Richtung. Dies führt zu einem Sprung im Signal, da aufgrund des Dickenunterschieds beider magnetischer Schichten die Beiträge zum MOKE-Signal verschieden sind. Die antiferromagnetische Ausrichtung bleibt bestehen bis ca. $0,05\text{T}$. Mit zunehmendem Feld wird die AF-Kopplung aufgebrochen und die dünnere (untere) Eisenschicht dreht langsam in Richtung des angelegten Feldes und geht bei ca. $0,12\text{T}$ in Sättigung.

Durch eine Simulation ist es möglich, die Werte für den bilinearen Term J_1 sowie den biquadratischen Term J_2 zu ermitteln. Die Werte der simulierten Kurve in Abbildung 4.10 ergeben folgende Kopplungskonstanten:

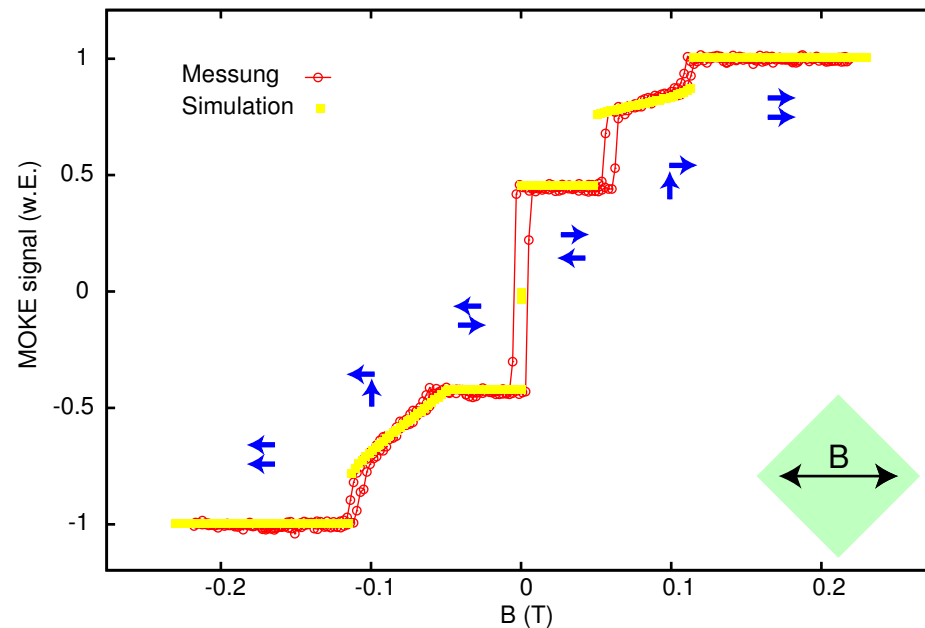


Abbildung 4.10: MOKE-Kurve, gemessen in der Mitte des Einfachkeils. Die Pfeile an den Messdaten symbolisieren die Ausrichtung der Magnetisierung in jeweils der unteren bzw. oberen Eisenschicht. Das gedrehte Quadrat unten rechts skizziert die Orientierung der Probe zum angelegten Magnetfeld (Doppelpfeil). Das Feld liegt in leichter Achse an.

$$\begin{array}{c|c} J_1 \left[\frac{J}{m^2} \right] & J_2 \left[\frac{J}{m^2} \right] \\ \hline -2.6 \cdot 10^{-4} & -2.9 \cdot 10^{-5} \end{array}$$

Daraus folgt ein Wert für $J = J_1 + J_2 = -2.9 \cdot 10^{-4} \frac{J}{m^2}$. Diese Kopplungswerte liegen in Übereinstimmung mit Literaturdaten [16, 23].

Magnetowiderstand

In der experimentellen Messung des GMR unterscheidet man ob man den Strom in Schichtebene (Current In Plane, CIP) oder senkrecht dazu (Current Perpendicular Plane, CPP) anlegt. In der vorliegenden Arbeit sind alle GMR-Werte mit der CIP Geometrie gemessen worden.

Nach vollendeter lithographischer Strukturierung (s. Kap. 3.6) können die Transportmessungen vollzogen werden. Eine typische Magnetowiderstand-Messkurve ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Sie stellt die Änderung des elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit des äußeren angelegten Feldes dar.

Die Interpretation der MOKE-Messungen (s.o.) wird durch die Widerstandsmessungen bestätigt. Auch hier werden bei gleichen Feldern die Sättigungswerte des Widerstandes erreicht. In dem Bereich, in dem in den MOKE-Kurven das Aufbrechen der AF-Kopplung

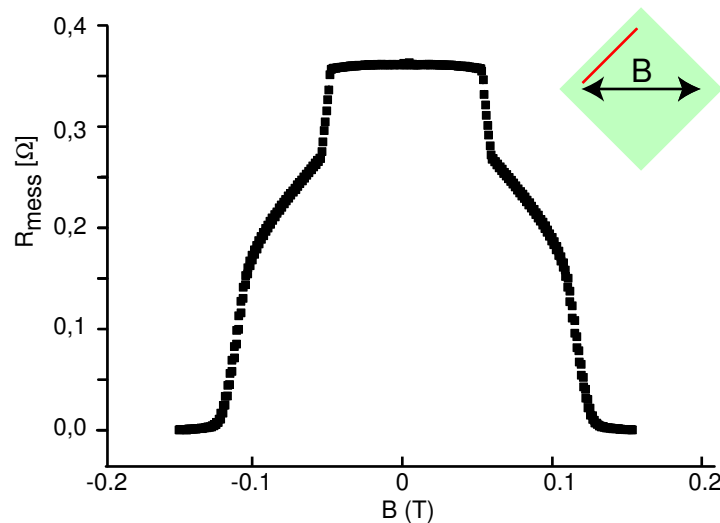


Abbildung 4.11: Magnetowiderstandskurve an einem Messsteg des Einfachkeils; dargestellt ist die Änderung des Widerstands abzüglich des Sättigungswiderstands. Das gedrehte Quadrat skizziert die Orientierung der Probe sowie des Messstegs zum angelegten Magnetfeld (Doppelpfeil).

beobachtet wird ($\pm 0,12$ bis $\pm 0,05$ T), sieht man eine kontinuierliche Änderung des Widerstandes. Bei $H = 0$ hat die Rotation beider magnetischer Schichten um 180° keine Auswirkung auf den Magnetowiderstand. Denn für den GMR ist die relative (nicht absolute) Ausrichtung der Magnetisierungen zueinander relevant.

Infolge der Keilstruktur der Probe und einer hohen Anzahl eng aneinander liegender Leiterbahnen ist es nun möglich, Magnetowiderstandskurven an Stellen mit verschiedenen Eisendicken auf dem Keil zu messen. Die Berechnung des GMR erfolgt nach (2.21), indem man für jede Magnetowiderstandskurve die Differenz zwischen dem Widerstandswert im Nullfeld und in Sättigung berechnet und diesen auf den Sättigungswert normiert. So erhält man den GMR-Wert für jede Position auf der Keilprobe mit verschiedener Eisenschichtdicke. In Abbildung 4.12 ist nun der $\text{GMR} = \Delta R / R_{\text{Sat}}$ aufgetragen. Man erkennt sofort, dass eine lineare Abhängigkeit des Riesenmagnetowiderstands von der Dicke der unteren Eisenschicht besteht. Da sich über die Probe der Gesamteisenanteil ändert, könnte diese Änderung zu einem geringeren Sättigungswiderstand und somit zu einem höheren GMR führen. Falls dies der Fall wäre dürfte die eigentliche Widerstandsänderung $\Delta R \equiv R_0 - R_{\text{Sat}} \equiv R_{\text{AP}} - R_{\text{P}}$ keine solche Abhängigkeit zeigen (vgl. Kap. 5.3). Daher sind in Abbildung 4.13 der Riesenmagnetowiderstand $= \Delta R / R_{\text{Sat}}$ (schwarze Quadrate), die nominelle Widerstandsänderung ΔR (rote Kreise) und der gemessene Sättigungswiderstand (grüne Quadrate) aufgetragen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Ordinaten der einzelnen Graphen auf die in Messpfad 1 gemessenen Daten normiert. Die GMR-Werte wurden durch den Faktor $1,2\%$, die nominelle Widerstandsänderung

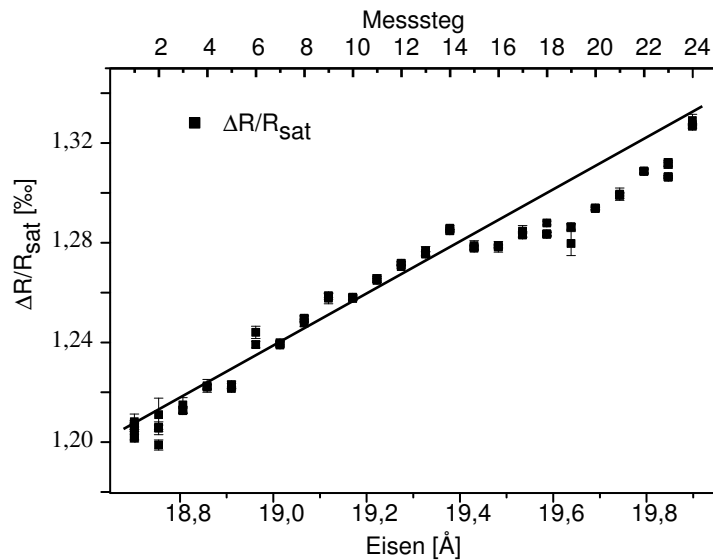


Abbildung 4.12: Riesenmagnetowiderstandswerte des Einfachkeil aufgetragen gegenüber dem einzelnen Messsteg bzw. der Dicke der unteren Eisenschicht. Die Gerade ergibt sich aus der linearen Regression der Messdaten.

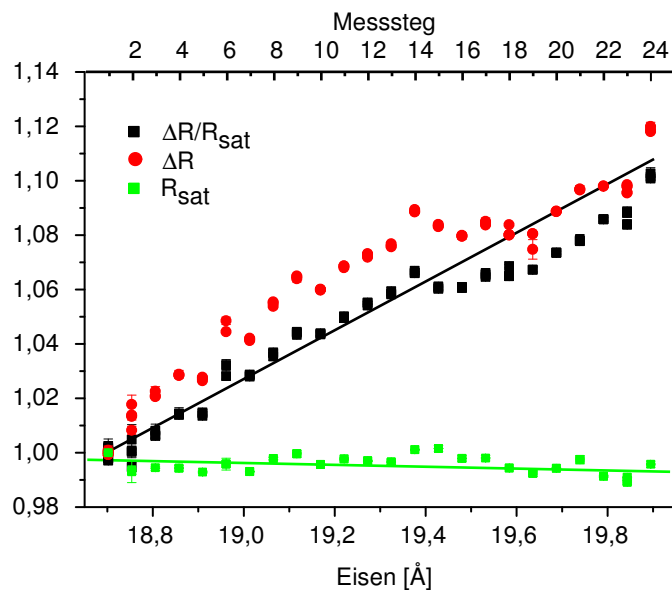


Abbildung 4.13: Magnetowiderstandswerte des Einfachkeil aufgetragen gegenüber dem einzelnen Messsteg bzw. der Dicke der unteren Eisenschicht; (i) schwarze Quadrate, $\Delta R/R_{\text{Sat}}$ mit linearer Regression (schwarze Gerade) aus Abb. 4.12, (ii) rote Kreise, Widerstandsänderung ΔR , (iii) grüne Quadrate, Widerstandswerte gemessen in Sättigung ($B = 0.15 \text{ T}$, vgl. Abb. 4.11) mit linearer Regression (grüne Gerade). Um eine bessere Vergleichbarkeit zu erreichen, wurden alle drei Graphen auf den jeweiligen Messwert bei Messsteg 1 ($\approx 18,7 \text{ \AA}$) normiert.

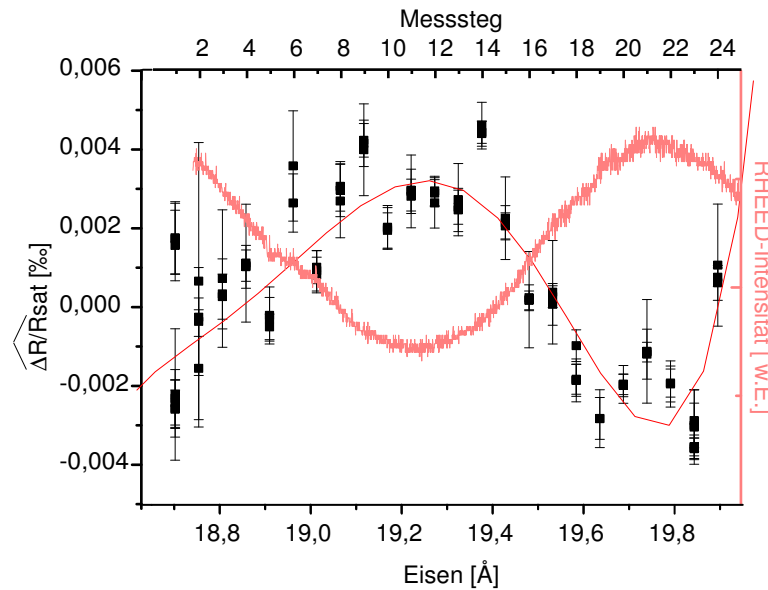


Abbildung 4.14: $\widehat{\text{GMR}}$ -Werte der Einfachkeil-Probe aufgetragen gegenüber der Dicke der unteren Eisenschicht (abzüglich Geraden); Darstellung zusammen mit RHEED-Intensitätskurve (aus Abb. 4.6)

durch $334 \text{ m}\Omega$ und die Sättigungsmagnetisierungswerte durch 277Ω dividiert. Somit ist es möglich die einzelnen Graphen über **eine** Ordinate aufzutragen. Offensichtlich besteht ein Zusammenhang der Eisenschichtdicke mit der Größe der Widerstandsänderung ΔR bzw. dem GMR, der nicht allein durch die Änderung des Sättigungswiderstands erklärt werden kann. Diese nicht erwartete eindeutige Abhängigkeit der Magnetowiderstandskurven von der Eisenschichtdicke wird in Kapitel 5.3 diskutiert.

Durch Subtraktion der Geraden von den GMR-Daten (aus Abb. 4.12) erhält man Abbildung 4.14. Dargestellt ist $\widehat{\text{GMR}}$, der Riesenmagnetowiderstand eines jeden Schichtpaketes mit verschiedenen Fe/Cr-Grenzflächenrauigkeiten abzüglich des Ordinatenwertes der Geraden aus Abbildung 4.12. Zur besseren Interpretation der Daten ist die korrespondierende RHEED-Intensitätskurve (aus Abb. 4.6) hinterlegt worden. Die reziproke Korrelation zwischen RHEED-Intensität und Größe der Widerstandsänderung ist deutlich.

Aufgrund der Strukturierung sind die Abstände der Leiterbahnen äquidistant und ihre Positionen auf der Probe sehr gut zu lokalisieren. Die lichtmikroskopische Ablesegenauigkeit ist um Größenordnungen besser als die Positionsbestimmung des "RHEED-Keils". Angesichts der ungenauen Zuordnung der RHEED-Intensitätskurve zum unteren Eisenkeil wird sie auf einen halben Millimeter (entspricht der Distanz von zwei Leiterbahnen) genau bestimmt. Da bei dieser Probe die Änderung der Grenzflächenrauigkeit über zwei Leiterbahnen gering ist, können dennoch Aussagen über eine Korrelation zwischen der

Grenzflächenrauigkeit und der Änderung des Riesenmagnetowiderstands gemacht werden.

In dem Bereich in dem die Grenzfläche infolge des lokalen RHEED-Intensitäts-Minimums nominell als rau angenommen wird, erkennt man ein Maximum im $\widehat{\text{GMR}}$. Ebenso erkennt man für eine nominell glatte Grenzfläche (entsprechend einem lokalen RHEED-Intensitäts-Maximum) die kleinsten $\widehat{\text{GMR}}$ -Werte. Im Übergangsbereich zwischen dem lokalen RHEED-Maximum und -Minimum stellt man dementsprechende mittlere $\widehat{\text{GMR}}$ Werte fest. Den $\widehat{\text{GMR}}$ -Werten ist eine von Hand gezeichnete Hilfslinie hinterlegt, um die π -Phasenverschiebung zwischen RHEED-Intensität und $\widehat{\text{GMR}}$ -Änderung zu verdeutlichen. Die Fehlerbalken in den Abbildungen 4.12 bis 4.14 ergeben sich aus der Berechnung des Riesenmagnetowiderstands aus den Messdaten (vgl. Abb. 4.11) durch Fehlerfortpflanzung.

4.2 Doppelkeil

Eine Probe mit einem Keil besitzt die Eigenschaft, dass sich auch die Gesamteisendicke lateral über diese ändert. Möchte man dies unterbinden, aber trotzdem die Grenzflächenrauigkeit über die Probe variieren, so wird ein zweiter Keil mit entgegengesetzter Steigung zum ersten aufgewachsen (vgl. Abb. 4.1(b)). Die Herstellung des Doppelkeils ist bis zum Auftragen der Chromzwischen-schicht identisch mit der eines Einfachkeils (vgl. Abb. 4.15(a)-(e)). Die Deposition der oberen Eisenschicht wird lediglich um die Präparation eines Gegenkeils erweitert. Dies geschieht, indem nach der orts aufgelösten RHEED-Aufnahme der neun ML Chrom (s. Abb. 4.15(e)) die Probe auf die andere Kante des Aufdampflochs gefahren wird. Wiederum werden bei geschlossenem Shutter die Parameter für die gewünschte Aufdampf-rate sowie die Geschwindigkeit des Manipulators eingestellt. Die Probe wird nun bei geöffnetem Shutter in die andere Richtung herausgefahren, im Vergleich zur Herstellung des ersten Keils. Dies hat zur Folge, dass der Teil der Probe mit der bis dahin dünnsten Eisendicke, sich die längste Zeit im Aufdampfbereich befindet, so dass ein Keil mit entgegengesetzter Steigung zum ersten entsteht. Wenn die Aufdampfraten und die Beträge der Manipulatorgeschwindigkeiten übereinstimmen, ist die Größe dieser Keilsteigung identisch zur ersten. Setzt man lagenweises Wachstum der einzelnen Schichten aufeinander voraus, so besitzt die Oberfläche des Gegenkeils keine Variation der Rauigkeit. Laterale RHEED-Aufnahmen über den Gegenkeil dürften somit keine Intensitätsänderungen in Abhängigkeit von der Position auf der Probe zeigen. Ein Vergleich mit Abbildung 4.15(f) zeigt dies anhand fehlender Intensitäts-Oszillationen sehr schön. Auf diesem Gegenkeil werden dann 40 Å Eisen deponiert. In Abbildung 4.15(g) beginnt die RHEED-Intensitäts-Oszillation während der Deposition des oberen Eisens aber in einem Minimum. Diese Phasenverschiebung zur

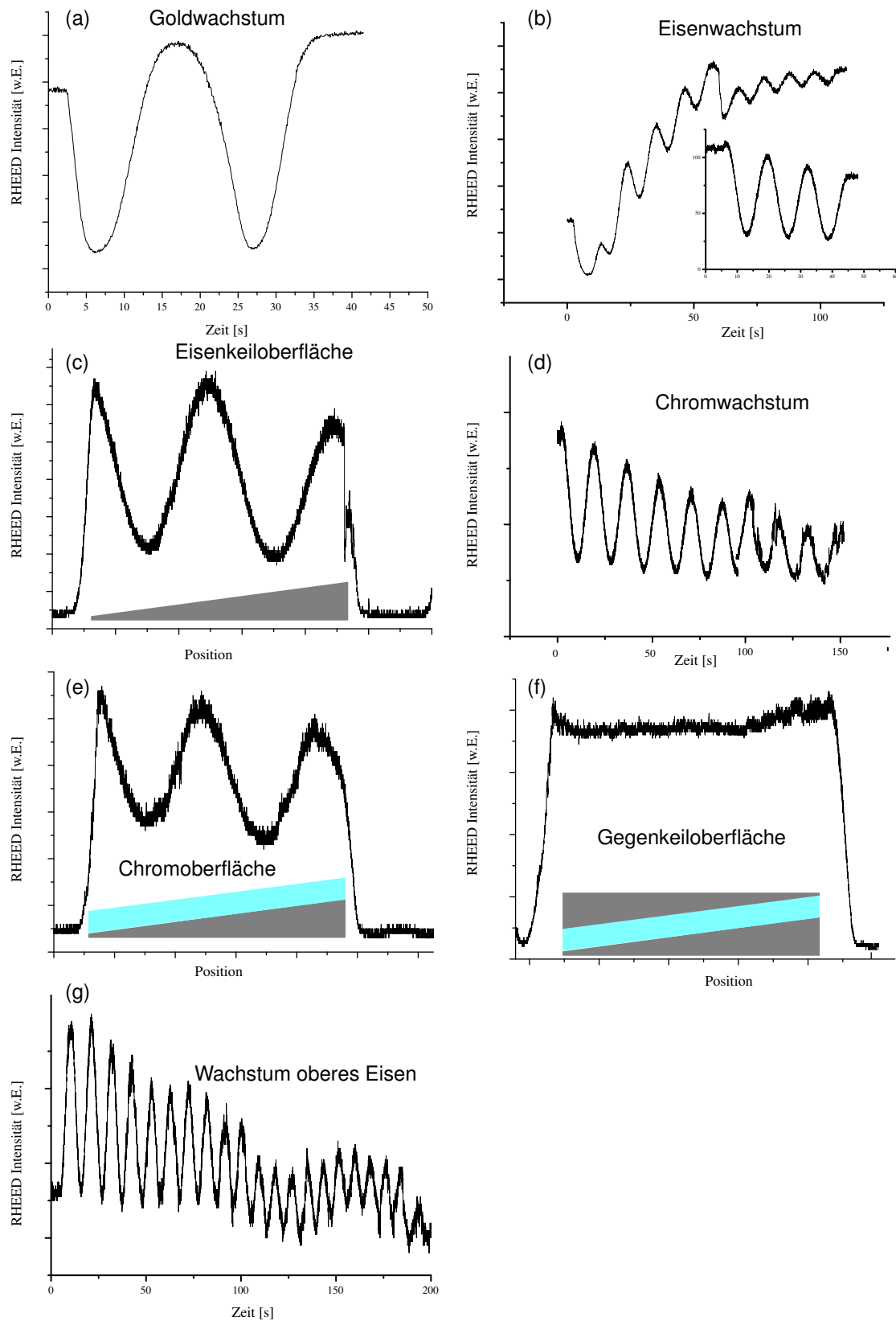


Abbildung 4.15: RHEED-Intensitätsschwankungen aufgenommen während der Herstellung eines Doppelkeils

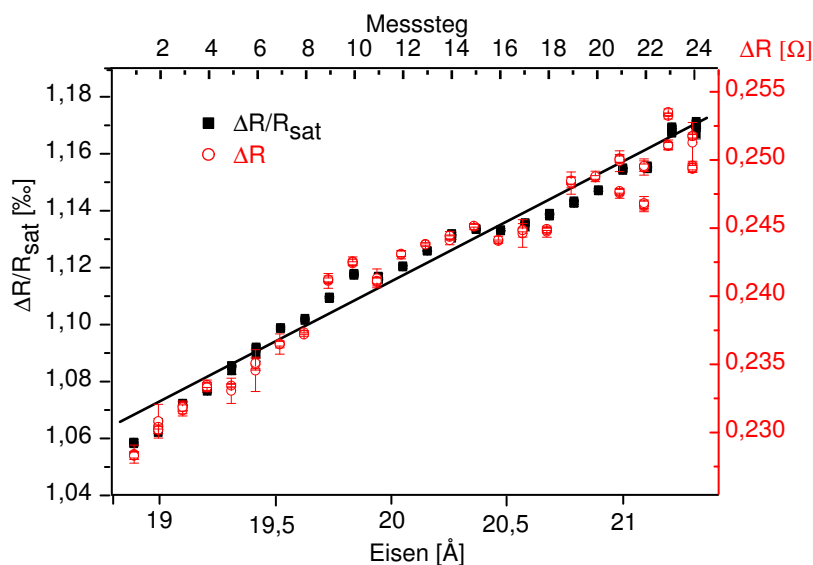


Abbildung 4.16: Magnetowiderstandswerte des Doppelkeils aufgetragen gegenüber dem einzelnen Messsteg bzw. der Dicke der unteren Eisenschicht; auf der linken Ordinate ist $\Delta R/R_{sat}$ (schwarze Quadrate) mit der linearen Regression der Messdaten (schwarze Gerade), auf der rechten Ordinate ist die reine Widerstandsänderung ΔR (Kreise) aufgetragen. Über der unteren Abszisse ist die Dicke der unteren Eisenschicht aufgetragen.

beobachteten RHEED-Intensitäts-Oszillation des Einfachkeils (s. Abb. 4.9) bedeutet, dass die Dicke des Gegenkeils aufgrund geringer Schwankungen der Rate, eine halbe Monolage von der des ersten Keils abweicht. Dies hat aber keine Auswirkung auf die Fe/Cr-Grenzfläche. Selbst unterschiedliche Keilsteigungen hätten keine Auswirkung auf die Fe/Cr-Grenzflächen. Sie würden lediglich in einer Änderung der Gesamteisendicke über der Probe, sozusagen einem “Rest-Keil“, resultieren.

In den ex-situ vorgenommenen MOKE-Messungen traten keine Änderungen zu den MOKE-Messungen des Einfachkeils auf. Da wiederum neun ML Chrom als Zwischenschicht gewählt wurden, haben sich die Kopplungsparameter nicht geändert. Durch den Gegenkeil wurde lediglich eine lateral konstante Gesamteisendicke geschaffen. Weil der Anteil an “Eisenzuwachs“ gegenüber der Gesamteisendicke gering ist, ist das Verhältnis der Magnetisierungen der Eisenschichten über die Probe annähernd konstant.

Falls die Änderung der Gesamteisendicke (über die Probe) einen wesentlichen Einfluss auf den Magnetowiderstand hätte, müsste ein Gegenkeil zu einer Entkopplung der Abhängigkeit des GMR-Wertes von der Schichtdicke des unteren Eisen führen. Magnetowiderstands-Messungen zeigten aber wiederum die Abhängigkeit des GMR bzw. ΔR von der unteren Eisenschichtdicke (s. Abb. 4.16). Dies wird in Kapitel 5.3 diskutiert.

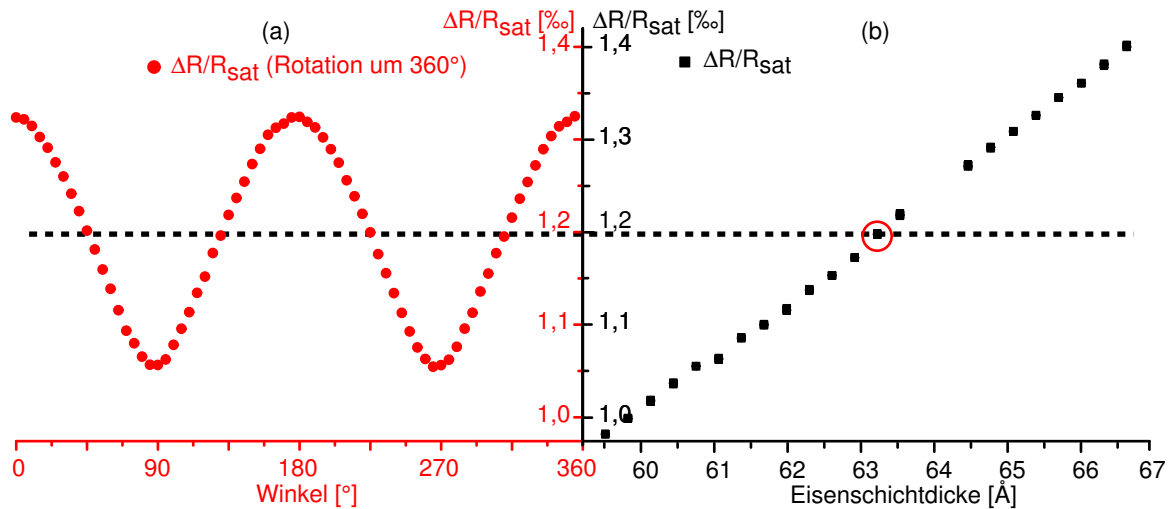


Abbildung 4.17: (a) Winkelabhängigkeit des Magnetowiderstands gemessen an Messsteg Nr. 12 eines Einfachkeils (vgl. Kreis in (b)) für verschiedene Winkel zwischen Strompfad und Magnetfeld; (b) Riesenmagnetowiderstandsmessungen dieser Einfachkeilprobe aufgetragen gegenüber der Eisenschichtdicke.

4.3 Winkelaufgelöste Messung

Da im System Fe/Cr/Fe AMR und GMR auftreten, musste ein Weg zur Trennung der beiden Effekte gefunden werden. Man erhält den GMR-Anteil direkt, indem man bei der Herstellung der Messstege darauf achtet, dass sie entlang einer magnetisch harten Achse verlaufen und gleichzeitig die Probe so in den Kryostaten einbaut, dass das Magnetfeld in einer leichten Achse steht und somit zwischen Feld und Strompfad ein Winkel von 45° vorhanden ist. In Abbildung 4.17 sieht man, dass die Widerstandsänderung, die durch den AMR hervorgerufen wird, von gleicher Größenordnung ist wie der Riesenmagnetowiderstand. Der Magnetowiderstand wurde in Sättigung für verschiedene Einstellungen des Winkels zwischen angelegtem Feld und Strompfad gemessen (Abb. 4.17(a)). Man kann sehr schön die π -Periodizität des AMR erkennen. Anhand der zusätzlichen Auftragung des Magnetowiderstands (bei konstanten Winkel von 45° zwischen Feld und Strom) über den gesamten Keil (Abb. 4.17(b)) ist offensichtlich, dass eine kleine Winkeländerung von 5° einen erheblichen Einfluss auf die Bestimmung des GMR hat. Daher musste beim Einbau der Proben der Winkel zwischen Feld und Probe sehr genau eingehalten werden. Aufgrund dessen wurde der Messstab mit einer Winkelscheibe ausgestattet. Diese ermöglichte es, den Winkel zwischen Magnetfeld und allen Messstegen auf ein Grad genau einzustellen. Zudem konnten mehrere Pfade nacheinander bei gleichem Winkel gemessen werden, ohne die Proben bewegen zu müssen.

5 Diskussion

Während der Präsentation der Ergebnisse wurden einige Fragen aufgeworfen, die in den nun folgenden Kapiteln genauer erörtert und diskutiert werden.

Zunächst wird die Bedeutung der Begriffe glatt bzw. rau, korrespondierend mit einem Maximum bzw. Minimum der RHEED-Intensitätssoszillationen, im Zusammenhang von Monolagenwachstum auf einer realen Oberfläche erörtert.

Im Rahmen des Herstellungsprozesses der Proben wurde mittels RHEED-Intensitätssoszillationen immer eine Charakterisierung der Oberflächenrauigkeiten unternommen. Ob diese als Grenzflächenrauigkeiten fortbestehen wird in Kapitel 5.2 untersucht.

Anschließend wird die Zunahme des Magnetowiderstand mit der unteren Eisenschichtdicke diskutiert (vgl. Abb. 4.12).

5.1 RHEED-Oszillation: Wie stark variiert die Rauigkeit?

Untersuchungen zu Rauigkeiten an freien Oberflächen des Fe/Cr-Systems mit Rastertunnelmikroskopie [23, 52] lieferten rms-Rauigkeiten von 2 bis 4 Å. Diese wurden durch Röntgenreflektometriemessungen bestätigt [53]. Aufgrund dessen stellt sich die Vorstellung, dass RHEED Intensitätssoszillationen mit komplett bzw. halbgefüllten Atomlagen an der Oberfläche korrespondieren, als zu einfach heraus. Es ist aber möglich, die Variation der rms Rauigkeit zwischen einem RHEED-Maximum und -Minimum abzuschätzen [54].

Man geht von einer Oberfläche mit einer gewissen Rauigkeit σ_i aus. Diese Rauigkeit kann im Grundzustand durch N Positionen mit vertikalen Koordinaten (in Monolagen) z_k ($k = 1, \dots, N$) dargestellt werden. Die Größe der rms-Rauigkeit σ_i ist also bestimmt durch

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1, \dots, N} (z_k - z_\mu)^2 \quad \text{mit} \quad z_\mu = \frac{1}{N} \sum_{k=1, \dots, N} z_k \quad . \quad (5.1)$$

Man nimmt nun an, dass diese vorgegebene Rauigkeit einem RHEED-Maximum entspricht und auf dieser wird ein Bruchteil p einer Monolage aufgebracht. So gibt es pN Positionen, auf denen Atome deponiert werden, $w_k = z_k + 1$ ($k = 1, \dots, pN$), und $(1 - p)N$ Positionen haben sich nicht geändert, $w_k = z_k$ ($k = 1, \dots, (1 - p)N$). Ausgehend von einem Lagenwachstum, kann pro Gitterpunkt nur ein Atom deponiert werden.

Berechnet man nun die endgültige Rauigkeit σ_f anhand von Gleichung (5.1) und setzt statistisches Wachstum voraus, so erhält man folgende Beziehung:

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_i^2 + p - p^2} \quad . \quad (5.2)$$

Setzt man nun in diese Beziehung reale Werte für die rms-Rauigkeiten des Fe/Cr-Systems von $\sigma_i = 2\text{ML}$ (nach [23]) und $p = \frac{1}{2}$ für die Deposition einer halben Monolage (entsprechend einem RHEED-Minimum) ein, so gelangt man zu einer Änderung der rms-Rauigkeit von

$$\Delta\sigma = \sigma_f - \sigma_i = 0.14\text{\AA} \approx 0.1\text{ML} \quad . \quad (5.3)$$

Insofern ist die bisher getroffene Unterscheidung zwischen “rauer“ und “glatter“ Ober- bzw. Grenzfläche eher übertrieben, da es sich um sehr geringe Rauigkeitsänderungen handelt. Dennoch besteht eine messbare Variation der Rauigkeit der Probenoberfläche, die mit der Periode von einer Atomlage oszillierenden Intensität des spekulären RHEED-Reflexes widerspiegelt wird.

Weiterhin zeigt sich, aufgrund der eben angestellten Rechnung, dass die Änderung in der rms-Rauigkeit der Grenzflächen von $\sim 0.2\text{\AA}$ durch die Variation von einer halben Monolage gegenüber der Schichtdicke sehr klein ist. Dies lässt den Schluss zu, dass die für große Rauigkeiten diskutierten CPP-Anteile [55] in diesem Fall nicht relevant sind.

5.2 Oberflächenrauigkeit = Grenzflächenrauigkeit?

Im Rahmen von früheren Arbeiten, in denen der Einfluss der Grenzflächenrauigkeit auf den GMR untersucht wurde, sind in Kooperation mit dem Institut für Streumethoden von uns präparierte Proben durch Röntgenbeugung mit Synchrotronstrahlung untersucht worden [56].

Da Röntgenstrahlung eine viel höhere Eindringtiefe in ein metallisches Material hat als Elektronen ist sie zur Untersuchung von vergrabenen Grenzflächen und Vielfachschichten geeignet.

Man unterscheidet bei der Röntgenreflektivität zwischen zwei Untersuchungsmethoden (i) der spekulären Reflexion und (ii) der diffusen Streuung. Im ersten Fall erhält man Informationen über vertikale Größen, wie Schichtdicken, Periodizitäten oder die rms-Rauigkeit, denn die Reflexion am Profil des Brechungsindex wird senkrecht zur Oberfläche gemessen. Bei diffuser Streuung erhält man zusätzlich Information über laterale Inhomogenitäten, da nun der Streuvektor \mathbf{Q} Komponenten in der Ebene der Oberfläche hat. Im Experiment wird die Intensität der reflektierten Röntgenstrahlung in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ aufgenommen. Daraus folgt, dass (für kleine Winkel) der Impulsübertrag \mathbf{Q} senkrecht zur Oberfläche klein ist

$$\mathbf{Q} = \mathbf{k}_{\text{ein}} - \mathbf{k}_{\text{aus}} \quad |Q| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \Theta \quad . \quad (5.4)$$

Zur Auswertung und Interpretation der gemessenen $R(\Theta)$ -Kurven wird ein Modell mit vielen Fitparametern (Dicke, Brechungsindex und Grenzflächenrauigkeit pro Schicht) angenommen. Die Rauigkeit wird durch eine gaußförmige statistische Abweichung von der idealen Ebene beschrieben. Dadurch werden Kurven simuliert und mit den gemessenen Daten verglichen. Dem bestangepassten Parametersatz entnimmt man dann die Information über die rms-Rauigkeiten der Schichtgrenzen. In diesem Modell ergibt sie sich einfach als Breite σ der Gaußverteilungsfunktion

$$f(z) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma^2}\right) . \quad (5.5)$$

Zur Messung wird ein großer Teil der Probe ausgeleuchtet, um eine hohe Signalausbeute zu erlangen. Eine Dickenvariation der einzelnen Eisenschichten, die mit der Keilstruktur einhergeht, würde eine sinnvolle Modellierung des Fitparameters “Schichtdicke“ vereiteln und somit die gesamte Auswertung der Daten verhindern. Daher wurden für diese Messungen Probenpaare **ohne** Keilstruktur hergestellt. Auf dem Goldpuffer wurde ein Fe/Cr/Fe-Schichtpaket präpariert, wobei die Dicken der unteren Eisenschicht, bestimmt durch RHEED-Oszillationen, 14 bzw. 14,5 Atomlagen betragen. Die Chromschicht war jeweils neun Monolagen dick, und die obere Eisenschicht, gemessen mit dem Schwingquarz-Schichtdickenmonitor, 40 Å.

Zur Modellierung wurden das GaAs-Substrat, die Goldschicht, die Schichten Eisen, Chrom und Eisen sowie eine Eisenoxidschicht angenommen. Letztere bildet sich beim Kontakt der Probe mit Luftsauerstoff, und wenn sie im Modell fehlt, sind keine zufriedenstellenden Simulationen der gemessenen $R(\Theta)$ Kurven zu erhalten.

Diese Proben zeigten die Tendenz das die gemessenen Oberflächenrauigkeiten als Rauigkeit der Grenzflächen fortbestehen [16]. Da die Intensitäten für große Winkel sehr gering waren, sollten neuere Messungen auch noch die diffuse Streuung mit berücksichtigen um bessere Aussagen über die Grenzflächenrauigkeiten treffen zu können. Im Rahmen dieser neueren Messungen wurde auch die magnetische Rauigkeit mit SXRMS (soft x-ray resonant magnetic scattering) untersucht. Eine Betrachtung der Proben unter verschiedenen Winkeln bei kleinen, aber gegensätzlichen Magnetfeldern, in denen jeweils eine antiferromagnetische Kopplung vorlag, deutete auf ein Unterschied in den Magnetisierungsprofilen hin [57]. Wo sich diese aber unterscheiden, ist noch ungewiss, da die Daten noch ausgewertet werden müssen bzw. weitere Messzeiten benötigt werden.

Im Rahmen dieser Zusammenarbeit stellte sich auch heraus, dass die Substratrauigkeit einen großen Einfluss auf die Gesamtrauigkeit ausübt¹. Daher sind mehrere Probenpaare hergestellt und untersucht worden. Beim jüngsten Probenpaar, an welchem zusätzlich die magnetische Rauigkeit gemessen wurde, sind die Simulationen zur Anpassung der Grenzflächenrauigkeit noch nicht abgeschlossen. Daher kann nur auf die alten Daten

¹Einer der Gründe, die Keilgeometrie für dieses System zu benutzen.

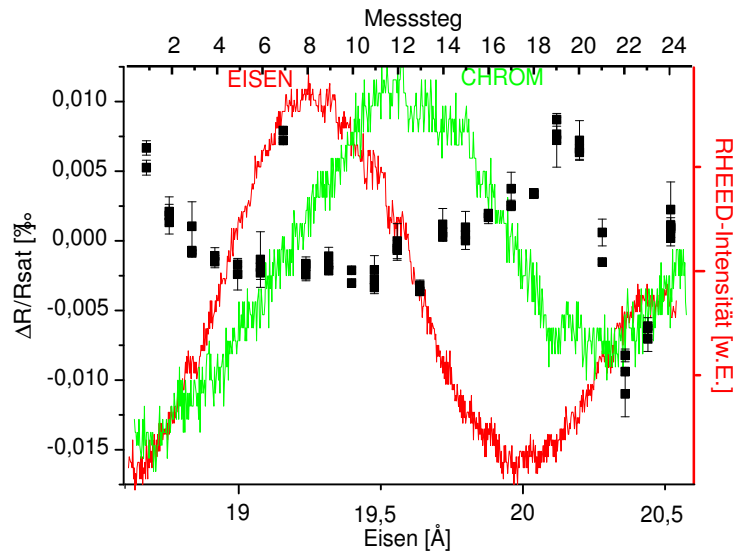


Abbildung 5.1: $\widehat{\text{GMR}}$ -Werte eines Einfachkeils aufgetragen gegenüber der Position auf der Probe. Desweiteren sind die RHEED-Aufnahmen der untern Eisenkeils und der Chromschicht dargestellt.

[16] verwiesen werden, die an einem identisch hergestellten Probenpaar gemessen wurden. Abschliessend lässt sich sagen, dass zumindest keine großen Änderungen in den Rauigkeiten der Oberfläche im Übergang zu einer Grenzfläche zu erwarten sind.

Verschobene Fe und Cr-RHEED Oszillationen: Ein Unfall

Betrachten wir nun den Fall, dass die lokale Grenzflächenrauigkeit von beiden Fe-Cr-Grenzflächen entlang eines Keils nicht identisch ist. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn nicht **genau** neun Monolagen Chrom auf einen zuvor präparierten Eisenkeil aufgebracht werden. Da die RHEED-Intensität während der Herstellung nur an einem Ort auf dem Keil gemessen wird, kann über eine Phasenverschiebung der lokalen Rauigkeit keine Aussage getroffen werden aufgrund der RHEED-Kurve des oberen Eisen. Eine Phasenverschiebung kann erst nach der Deposition festgestellt werden, durch einen Vergleich der orts aufgelösten RHEED-Intensitätsaufnahmen an den Eisenkeil- bzw Chromoberflächen. Dieser Unfall bei der Herstellung hat zur Folge dass nur wenige Bereiche mit (in der Vertikalen) identischer Grenzflächenrauigkeit existieren.

Falls die Grenzflächenrauigkeiten die Größe des $\widehat{\text{GMR}}$ beeinflussen, erwartet man geringere Schwankungen im $\widehat{\text{GMR}}$ in Abhängigkeit von der Position auf der Probe. Man kann also indirekt eine Korrelation zwischen Grenzflächenrauigkeit und $\widehat{\text{GMR}}$ -Größe zeigen. In Abbildung 5.1 ist nun ein solcher Fall aufgezeigt. Es sind die phasenverschobenen RHEED-Oszillation des Eisens und des Chroms dargestellt. In den Bereichen, in de-

nen die RHEED-Intensitätskurven zusammenfallen, gibt es stärkere Änderungen in den $\overline{\text{GMR}}$ -Werten - entsprechend einer beidseitigen erhöhten bzw. reduzierten Rauigkeit - als in den Bereichen, in denen die beiden Fe/Cr-Grenzflächenrauigkeiten verschieden sind.

5.3 Spinpolarisation

Anhand der CIP-Geometrie der Messung lässt sich in der einfachen Näherung der Gesamtwiderstand R als Parallelschaltung der Widerstände der einzelnen Schichten R_i berechnen

$$\frac{1}{R} = \sum_i \frac{1}{R_i} \quad \text{mit} \quad R_i = \frac{L}{B} \cdot \frac{\rho_i}{d_i} \quad , \quad (5.6)$$

wobei L und B Länge und Breite der Leiterbahn, ρ_i der spezifische Widerstand und d_i die Dicke der einzelnen Schichten sind. Somit lässt sich der Gesamtwiderstand R schreiben als

$$R = \frac{R_{Puffer} \cdot R_{Fe/Cr/Fe}}{R_{Puffer} + R_{Fe/Cr/Fe}} = R_{Puffer} \left(1 - \frac{R_{Puffer}}{R_{Fe/Cr/Fe}} + \mathcal{O}\left(\frac{R_{Puffer}}{R_{Fe/Cr/Fe}}\right)^2 \right) \quad , \quad (5.7)$$

wobei R_{Puffer} der Widerstand des Puffersystems und $R_{Fe/Cr/Fe}$ der Widerstand des magnetoresistiven Schichtpakets sind. Die Dominanz des Puffersystems erklärt die Größenordnung der Widerstandsänderung von ca. 1%. Denn der GMR ist nur eine Eigenschaft des magnetoresistiven Schichtpakets und berechnet sich nach (5.7) und (2.21) in der Näherung $R_{Puffer} \ll R_{Fe/Cr/Fe}$ als

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{ges}(AP) - R_{ges}(P)}{R_{ges}(P)} = R_{GMR} \cdot \left(\frac{R_{Puffer}}{R_{Fe/Cr/Fe}} + \mathcal{O}\left(\frac{R_{Puffer}}{R_{Fe/Cr/Fe}}\right)^2 \right) \quad , \quad (5.8)$$

wobei

$$R_{GMR} = \frac{R_{Fe/Cr/Fe}(AP) - R_{Fe/Cr/Fe}(P)}{R_{Fe/Cr/Fe}(P)} \quad (5.9)$$

das GMR-Verhältnis bezeichnet, das vom Fe/Cr/Fe-Schichtsystem ohne den Puffer verursacht würde.

Wegen (5.6) ist bei der Messung des GMR (5.8) die Zunahme der Eisendicke in der Schicht zu beachten. Denn für zwei unterschiedlich dicke Eisenschichten $d_1 < d_2$ (und somit $R_{Fe/Cr/Fe,1} > R_{Fe/Cr/Fe,2}$) gilt

$$\frac{\Delta R_{d_1}}{R_{d_1}} < \frac{\Delta R_{d_2}}{R_{d_2}} \quad . \quad (5.10)$$

Für die Änderung des Widerstandes zwischen Sättigung und Nullfeld (ΔR) gilt ebenfalls aufgrund von (5.6)

$$\Delta R_{d_1} < \Delta R_{d_2} \quad ; \quad (5.11)$$

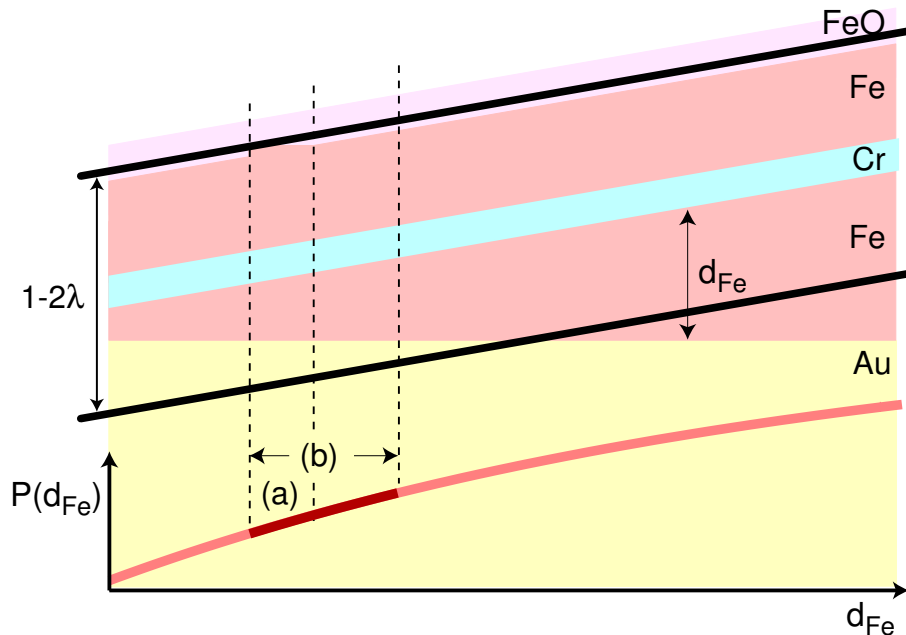


Abbildung 5.2: In der Zeichnung ist die Keilstruktur der Proben skizziert. Die beiden dicken Balken, die parallel zur Chromschicht verschoben sind, bezeichnen den Bereich von ca. $1-2 \lambda_{FM}$. Im unteren Teil der Abbildung ist die Spinpolarisation im Eisen (5.12) aufgetragen. Die drei senkrechten gestrichelten Linien kennzeichnen die Dickenänderung der unteren Eisenschicht für (a) den Doppelkeil und (b) eine Probe mit Keilsteigung von sechs ML Eisen (s. Abb. 5.3).

diese Änderung ist aber wesentlich geringer.

Zur Verdeutlichung, welchen Beitrag die Zunahme der Eisenschichtdicken leistet, ist in Abbildung 4.13 unter anderem der in Sättigung gemessene Widerstand dem nominellen Eisenanteil in jedem Pfad auf dem Keil (grüne Quadrate) gegenübergestellt. Man sieht leicht, dass die theoretische Änderung des zu messenden Widerstandes (Gerade mit negativer Steigung: $-1,4 \Omega/\text{\AA}$) sich nicht in der Größenordnung der Änderung des GMR widerspiegelt.

Betrachtet man zudem die GMR-Kurven des Doppelkeilsystems so fällt eine Abhängigkeit des Magnetowiderstandes von der Schichtdicke des unteren Eisens auf (vgl. Abb. 5.3), wobei alle Steigungen etwa gleich sind. Da beim Doppelkeil die Dicke des gesamten Eisens über die Probe konstant ist, ändert sich nur der relative Beitrag der beiden Eisenschichten zur resultierenden Gesamtdicke. Dies kann also nicht die Steigung des Magnetowiderstandes erklären. Es muss einen weiteren Effekt geben, der mit der Dicke der unteren Eisenschicht korreliert.

Im Folgenden wird nun ein Ansatz geliefert, der einen weiteren Beitrag zur Änderung des Magnetowiderstands mit zunehmender Dicke der unteren Eisenschicht erklären kann. Dazu betrachtet man die Dreilagen-Einfachkeil-Geometrie (vgl. Abb. 5.2). Liegt ein Strom

in der CIP-Geometrie an, dann herrscht eine Driftbewegung der Elektronen parallel zu den Schichtgrenzflächen vor. Voraussetzung für das Auftreten eines GMR-Effekts ist die Spinpolarisation in den ferromagnetischen Schichten. Elektronen, die etwa in der Nähe der Chromschicht driften, in einem Bereich, der ca. 1-2 mittlere freie Weglängen (**MFP**) λ_{FM} dick ist (Dicke Striche in Abb. 5.2) tragen zum Riesenmagnetowiderstand bei. Typische Größenordnungen der mittleren freien Weglänge sind für Nichtferromagnetika $\lambda_{NF} \sim 10$ nm und wenige nm für Ferromagnetika [58]. Elektronen, die weiter weg driften, erreichen im Mittel die Chromschicht nicht. In allen untersuchten Proben sind die FM-Schichten aber dünner als 1-2 λ_{FM} , da nur beim Wachstum von dünnen Filmen RHEED-Oszillationen beobachtet werden können. Die geringe Dicke der unteren Eisenschicht hat nun zwei Effekte zur Folge. Zum einen vergrößert sich der Abstand der Fe/Cr- zur Fe/Au-Grenzfläche und zum anderen legen die zum GMR beitragenden Elektronen einen Teil ihres Diffusionsweges im Goldpuffer zurück (vgl. Abb. 5.2). Da Spinflip-Streuereignisse an der Fe/Au-Grenzfläche sowie im Gold aber zu einer Reduktion der Spinpolarisation führen, nimmt die Spinpolarisation nicht den Volumenwert des Eisen an sondern einen kleineren. Wegen der lateralen Keilform der unteren Eisenschicht variiert somit die Reduktion der Spinpolarisation lateral: Je dicker das Eisen, desto höher die Spinpolarisation und auch der GMR. Somit erwarten wir die beobachtete Steigung des Riesenmagnetowiderstandes entlang der Einfachkeile. Die Spinpolarisation im Eisen folgt in einfacher Näherung der Beziehung

$$P(d_{Fe}) \propto P_0 \left(1 - \exp^{-\frac{d_{Fe}}{\lambda_{Fe}}}\right) \quad , \quad (5.12)$$

wobei P_0 die Spinpolarisation des Volumeneisen und d_{Fe} die Dicke des Eisens sind. Im unteren Teil der Abbildung 5.2 ist die Polarisationskurve nach (5.12) für λ_{FM} skizziert. Bei den in dieser Arbeit deponierten dünnen Schichten des unteren Eisen 13-15 ML (ca. 1,4-2nm, Gebiet um (a) in Abb. 5.2) bedeutet dies eine lineare Abhängigkeit der Anzahl an zu Verfügung stehenden spinpolarisierten Elektronen mit zunehmender Eisenschichtdicke. Selbst für Keilsteigungen von bis zu sechs Monolagen über eine Probe (etwa Gebiet (b) in Abb. 5.2), wie in Abbildung 5.3 dargestellt, liefert eine lineare Abhängigkeit der Magnetowiderstandsänderungen von der unteren Eisenschicht.

Bei den Doppelkeilen tritt dieser Effekt an den oberen Eisenkeilen nicht auf. Im Fall der nicht abgedeckten Proben gehen wir von einer oberen Schichtdicke von ca. 30 Å reinem Eisen aus und befinden uns somit knapp innerhalb des 1-2 λ -Bereichs. Es befindet sich dann aber Eisenoxid auf der Eisenoberfläche. Da die Elektronen nicht in diesen Isolator eindringen, ändert dies auch nicht die Spinpolarisation der oberen Eisenschicht. Im Fall der abgedeckten Proben ist die Schichtdicke des oberen Eisens größer als 1-2 λ (vgl. Abb. 5.2).

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Steigung, in der Auftragung des Magnetowiderstandes gegenüber der unteren Eisenschichtdicke, hauptsächlich auftritt aufgrund

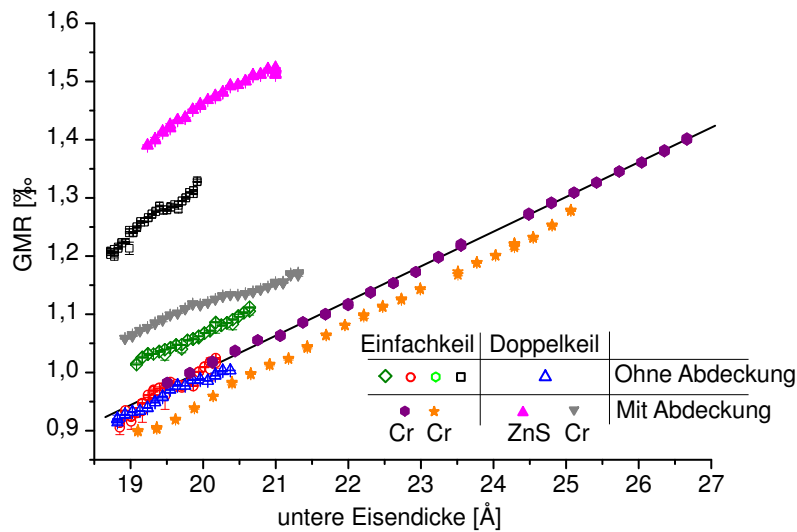


Abbildung 5.3: Riesenmagnetowiderstand für verschiedene Proben mit unterschiedlichen Keilsteigungen aufgetragen gegenüber der unteren Eisenschichtdicke.

der Spinpolarisation der Leitungselektronen. Diese kommt durch spin-Flip Streuereignisse an der Fe/Au-Grenzfläche und im Gold zustande. In diesem Sinne ist die Spinpolarisation, in Hinsicht auf den Riesenmagnetowiderstand, kein Volumeneffekt des Eisens. Denn der Volumeneffekt ist korreliert mit der Zahl an spinerhaltenden Streuereignissen im magnetoresistiven Material.

In diesem Zusammenhang müssen frühere Aussagen über den starken Einfluss der Grenzflächenrauigkeit auf den GMR in diesem System [16] relativiert werden. Zwar lässt sich weiterhin eine erhöhte spinabhängige Streuung der Leitungselektronen an Grenzflächenrauigkeiten feststellen, aber den entscheidenden Einfluss auf die Größe des GMR hat die Spinpolarisation.

6 Zusammenfassung

In dieser Dissertation wurde der Riesenmagnetowiderstand in gekoppeltem Fe/Cr/Fe-Schichtsystem mit variablen Eisenschichtdicken untersucht. Dazu wurden eine Vielzahl von epitaktisch gewachsenen, keilförmigen Proben mit dem typischen Aufbau Fe(40 Å)/Cr(9 ML)/Fe(13 + x ML)/Au(500 Å)/Fe(10 Å)/GaAs im UHV hergestellt und in-situ die freien Oberflächen der verschiedenen Schichten mittels RHEED analysiert. Infolge sehr guter präparativer Bedingungen war es möglich, die sehr kleinen Variationen der Rauigkeiten herstellen und auch detektieren zu können. Durch die Herstellung auf **einem** Substrat, konnten präparative Schwankungen nahezu ausgeschlossen werden, was die Vergleichbarkeit der Messdaten auf einer Probe erhöht. Durch Fertigung einer gegenläufigen lateralen Dickenvariation der oberen Eisenschicht konnte ein konstanter Eisenanteil über die gesamte Probe erzielt werden. Das Herausarbeiten von mehreren Messstegen durch Photolithographie machte dann lokale Transportmessungen möglich. Mittels der Keilstruktur der unteren Eisenschicht konnten die Auswirkungen der Schichtdicke auf den Magnetowiderstand quantitativ untersucht werden. Die Transportmessungen an unterschiedlichen Eisenschichtdicken demonstrierten, dass zwei Beiträge den Magnetowiderstand in Schichtebene beeinflussten. Den größten Einfluss, bedingt durch die geringe Schichtdicke der unteren magnetoresistiven Schicht im Vergleich zur mittleren freien Weglänge, hatte die Spinpolarisation der Leitungselektronen. Zusätzlich konnte der Beitrag der Grenzflächenrauigkeit auf den GMR bestätigt werden. Denn es ließ sich zeigen, dass Fe/Cr-Grenzflächen, denen eine leicht höhere Rauigkeit zugesprochen wird, auch einen leicht höheren Riesenmagnetowiderstand verursachten.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [2] M. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich und J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 3472 (1988).
- [3] A. Barthélémy, A. Fert und F. Petroff, in *Handbook of Magnetic Materials* (Elsevier, Amsterdam, 1999), Band 12, Kap. Giant Magnetoresistance in Magnetic Multilayers.
- [4] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. Brosky und H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [5] D. Bürgler, S. Demokritov, P. Grünberg und M. Johnson, in *Handbook of Magnetic Materials* (Elsevier, Amsterdam, 2001), Band 13, Kap. Interlayer Exchange Coupling in Layered Magnetic Structures.
- [6] E. Fullerton, D. Margulies, M. Schabes, M. Carey, B. Gurney, A. Moser, M. Best, G. Zeltzer, K. Rubin, H. Rosen und M. Doerner, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3806 (2000).
- [7] W. Hahn, M. Loewenhaupt, G. Felcher, Y. Huang und S. Parkin, *J. Appl. Phys.* **75**, 3564 (1994).
- [8] N. Rensing, B. Clemens und D. Williamson, *J. Appl. Phys.* **79**, 7757 (1996).
- [9] J. Colino, I. Schuller, V. Korenivski und K. Rao, *Phys. Rev. B* **54**, 13030 (1996).
- [10] J. Santamaria, M.-E. Gomez, M.-C. Cyrille, C. Leighton, K. Krishnan und I. Schuller, *Phys. Rev. B* **65**, 012412/1 (2002).
- [11] B. Heinrich, J. Cochran, T. Monchesky und R. Urban, *Phys. Rev. B* **59**, 14520 (1999).
- [12] C. Schmidt, D. Bürgler, D. Schaller, F. Meisinger und H.-J. Güntherodt, *Phys. Rev. B* **60**, 4158 (1999).

- [13] R. Schad, P. Belien, G. Verbanck, V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, H. Fischer, S. Lefebvre und M. Bessiere, Phys. Rev. B **59**, 1242 (1999).
- [14] D. Olligs, D. Bürgler, Y. Wang, E. Kentzinger, U. Rücker, R. Schreiber, T. Brückel und P. Grünberg, Europhys. Lett. **59**, 458 (2002).
- [15] A. Paul, A. Gupta, S. Chaudhari und D. Phase, Vacuum **60**, 401 (2001).
- [16] D. Olligs, Dissertation, Universität zu Köln, 1999, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-3742.
- [17] G. Heber, *Einführung in die Theorie des Magnetismus* (Akademische Verlagsgesellschaft, Wiesbaden, 1983).
- [18] H. Ibach und H. Lüth, *Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen* (Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2002), 6. Auflage.
- [19] D. Schaller, D. Bürgler, C. Schmidt, F. Meisinger und H.-J. Güntherodt, Phys. Rev. B **59**, 14516 (1999).
- [20] S. Parkin, N. More und K. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [21] P. Bruno, Phys. Rev. B **52**, 411 (1995).
- [22] P. Grünberg, S. Demokritov, A. Fuss, R. Schreiber, J. Wolf und S. Purcell, J. Magn. Magn. Mater. **104-107**, 1734 (1992).
- [23] C. Schmidt, D. Bürgler, D. Schaller, F. Meisinger und H.-J. Güntherodt, Phys. Rev. B **60**, 4158 (1999).
- [24] J. Unguris, R. Celotta und D. Pierce, Phys. Rev. Lett. **67**, 140 (1991).
- [25] I. Mertig, in *30. IFF-Ferienkurs* (Forschungszentrum Jülich, Jülich, 1999), Kap. Theorie des Magnetowiderstands.
- [26] R. Gross und A. Marx, *Magnetoelektronik, Vorlesungsskript*, WS 2000/01.
- [27] P. Zahn, I. Mertig, M. Richter und H. Eschrig, Phys. Rev. Lett. **75**, 2996 (1995).
- [28] J. Barnas und Y. Bruynseraede, Phys. Rev. B **53**, 5449 (1996).
- [29] J. George, L. Pereira, A. Barthélémy, F. Petroff, J. Steren, L. Duvail, A. Fert, R. Loloee, P. Holody und P. Schroeder, Phys. Rev. Lett. **72**, 408 (1994).
- [30] M. Buchmeier, R. Schreiber, D. Bürgler und P. Grünberg, Europhys. Lett. **63**, 874 (2003).

- [31] J. Santamaria, M. Gomez, J. Vincent, K. Krishnan und I. Schuller, Phys. Rev. Lett. **89**, 190601/1 (2002).
- [32] R. Schad, P. Belien, G. Verbanck, K. Temst, V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, D. Bahr, J. Falta, J. Dekoster und G. Langouche, Europhys. Lett. **44**, 379 (1998).
- [33] X.-G. Zhang und W. Butler, Phys. Rev. B **51**, 10085 (1995).
- [34] P. Levy, S. Zhang und A. Fert, Phys. Rev. Lett. **65**, 1643 (1990).
- [35] I. Mertig, P. Zahn, M. Richter, H. Eschrig, R. Zeller und P. Dederichs, J. Magn. Magn. Mater. **151**, 363 (1995).
- [36] C. Davisson und L. Germer, Phys. Rev. **30**, 705 (1927).
- [37] L. de Broglie, The London, Edinburgh and Dublin Phil. Mag. and J. of Science **47**, 446 (1924).
- [38] M. Henzler und W. Göpel, *Oberflächenphysik des Festkörpers* (B.G. Teubner, Stuttgart, 1991).
- [39] D. Woodruff und T. Delchar, *Modern techniques of surface science* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [40] J. Wolf, Dissertation, Universität zu Köln, 1993, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-2743.
- [41] B. Joyce, P. Dobson, J. Neave, K. Woodbridge, J. Zhang, P. Larsen und B. Bolger, Surf. Sci. **168**, 423 (1986).
- [42] P. Dobson, N. Norton, J. Neave und B. Joyce, Vacuum **33**, 593 (1983).
- [43] J. Van Hove, P. Pukite und P. Cohen, J. Vac. Sci. Technol. B **3**, 563 (1985).
- [44] M. Faraday, Phil. Mag. **29**, 153 (1846).
- [45] M. Buchmeier, Diplomarbeit, Universität zu Köln, 1999.
- [46] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik* (R. Oldenburg Verlag, München, 1989).
- [47] K. Sano und T. Miyagawa, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, 1434 (1991).
- [48] S. Chambers, F. Xu, H. Chen, I. Vitomirov, S. Anderson und J. Weaver, Phys. Rev. B **34**, 6605 (1986).

- [49] M. Breidbach, Diplomarbeit, Universität zu Köln, 2000.
- [50] D. Venus und B. Heinrich, Phys. Rev. B **53**, R1733 (1996).
- [51] D. Bürgler, C. Schmidt, J. Wolf, T. Schaub und H.-J. Güntherodt, Surf. Sci. **366**, 295 (1996).
- [52] D. Pierce, J. Stroschio, J. Unguris und R. Celotta, Phys. Rev. B **49**, 14564 (1994).
- [53] C. Schmidt, D. Bürgler, D. Schaller, F. Meisinger, H.-J. Güntherodt und K. Temst, J. Appl. Phys. **89**, 181 (2001).
- [54] P. Grünberg, D. Bürgler, R. Gareev, D. Olligs, M. Buchmeier, M. Breidbach, B. Kuanr und R. Schreiber, J. Phys. D: Appl. Phys. **35**, 2403 (2002).
- [55] M. Cyrille, S. Kim, M. Gomez, J. Santamaria, K. Krishnan und I. Schuller, Phys. Rev. B **62**, 3361 (2000).
- [56] Die Röntgenreflektivitätsmessungen und die Simulationsrechnungen wurden von E. Kentzinger ausgeführt.
- [57] E. Kentzinger, private Mitteilung.
- [58] A. Fert, in *30. IFF-Ferienkurs* (Forschungszentrum Jülich, Jülich, 1999), Kap. Magnetoresistance overview: AMR, GMR, TMR, CMR.

Abkürzungen

| | |
|--------------|--|
| AES | Augerelektronenspektroskopie |
| AMR | “Anisotropic Magnetoresistance”, Anisotroper Magnetowiderstand |
| DOS | “Density of state”, Zustandsdichte |
| GMR | “Giant Magnetoresistance”, Riesenmagnetowiderstand |
| IBE | “Ion Beam Etching”, Ionenstrahlätzen |
| LEED | “Low Energy Electron Diffraction”, Beugung niederenergetischer Elektronen |
| MBE | “Molecular beam epitaxie”, Molekularstrahlepitaxie |
| MFP | “mean free path”, mittlere freie Weglänge |
| MOKE | Magnetooptischer Kerreffekt |
| MR | “Magnetoresistance”, Magnetowiderstand |
| PEM | Photoelastischer Modulator |
| RHEED | “Reflection High Energy Electron Diffraction”, Beugung hochenergetischer Elektronen in Reflexion |
| RT | Raumtemperatur |
| STM | “Scanning Tunneling Microscope”, Rastertunnelmikroskop |
| UHV | Ultrahochvakuum |
| W.E. | willkürliche Einheiten |

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Personen erwähnen, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. P. Grünberg für die Betreuung dieser Arbeit, seinem großen Interesse und den hilfreichen Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. H. Micklitz für die Bereitschaft, das Zweitgutachten dieser Dissertation zu übernehmen.

Herrn Prof. Dr. G. Eilenberger für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Herrn Dr. D.E. Bürgler für seine umfassende Betreuung sowie der bereitwilligen Hilfe bei allen möglichen Gelegenheiten. Ferner bedanke ich mich für die vielen konstruktiven Diskussionen und für die Durchsicht dieser Arbeit.

Herrn R. Schreiber für seinen tatkräftigen Einsatz und ruhiges Händchen bei der Probenpräparation an "seiner" Anlage.

Herrn F.-J. Köhne für seine Unterstützung bei Arbeiten an der MBE-Anlage sowie der Hilfe im Laboralltag.

Herrn Dr. M. Buchmeier für seine lebhaften und interessanten Beiträge bei vielen Diskussionen.

Herrn H. Dassow für das Korrekturlesen dieser Arbeit sowie für seine Unterstützung bei der Probenstrukturierung und den Bastelstunden an der MBE-Anlage.

Meinen Mitdoktoranden T. Damm, H. Braak und L. Pohlmann für ihre tatkräftige Hilfe in unzähligen Situationen.

Allen Mitarbeitern des Instituts für Elektronische Eigenschaften danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Meiner Familie.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie - abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen - noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. Peter Grünberg betreut worden.