

Abschlußbericht über das F+E Vorhaben

im BMBF-Förderschwerpunkt:

Elektronenkorrelation und Dissipationsprozesse in Halbleiter- quantenstrukturen

Teilvorhaben:

***„Quantendrähte und Quantenpunkte auf strukturierten, hoch-
indizierten Substraten im Verbund mit metallischen, magnetischen
Schichten“***

Förderkennzeichen: 01BM907

Förderzeitraum: 01.01.2000 – 31.12.2004

Projektleiter: Prof. K. H. Ploog

*Dr. Jens Herfort, Dr. Manfred Ramsteiner, Dr. Achim Trampert,
Dr. Klaus-Jürgen Friedland und Prof. Klaus H. Ploog*

Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik
Hausvogteiplatz 5-7, 10117 Berlin

Berlin, 30.06.2005

I. Kurze Darstellung

1. Aufgabenstellung

Ziel des Forschungsvorhabens war die Herstellung von lateral und vertikal gekoppelten Quantendrähten und -punkten auf hochindizierten Substraten mittels Molekularstrahlepitaxie, deren Verbund mit metallischen, magnetischen Schichtsystemen und die Untersuchung der strukturellen, elektronischen und magnetischen Eigenschaften.

2. Voraussetzungen

Zu den Voraussetzungen, unter denen das Vorhaben durchgeführt wurde gehört, dass international sehr intensiv sowohl an der möglichen Realisierung von Bauelementen, die den Spin der Elektronen ausnutzen als auch an der Weiterentwicklung und Verbesserung von Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen gearbeitet wird. Dazu war es notwendig, ständig den Vergleich mit dem internationalen Stand der Forschung zu ziehen und die gezielten Ergebnisse zeitnah, d.h. bereits vor Projektablauf, in einschlägigen Fachzeitschriften und auf internationalen Konferenzen zu veröffentlichen. Im Verlauf des Vorhabens wurden durch gezielte Investitionen auch die experimentellen Voraussetzungen geschaffen, die magnetischen Eigenschaften der Schichten sowohl *in-situ* (Kerr-Effekt-Meßaufbau in der Molekularstrahlepitaxie-Kammer) als auch *ex-situ* mittels eines SQUID-Magnetometers zu untersuchen. Weiterhin war die Installation eines RHEED-Systems zur strukturellen Analyse der Schichten während des epitaktischen Wachstum unerlässlich.

3. Planung und Ablauf

Planung und Verlauf des Vorhabens erfolgte gemäß des in der Antragsformulierung aufgestellten Balkenplans. Der Zeitplan wurde eingehalten. Als Vorlauf zum Nachfolgevorhaben im Förderschwerpunkt „Nanoquit“ wurde das Vorhaben um ein Jahr verlängert. Der thematische Schwerpunkt der Arbeiten wurde aufgrund der herausragenden Bedeutung unserer Ergebnisse bezüglich des erstmaligen Nachweises der elektrischen Spininjektion von einem Ferromagneten in einen Halbleiter bei Raumtemperatur auf die Optimierung der strukturellen, elektrischen und magnetischen Eigenschaften der Fe/GaAs-Grenzfläche sowohl auf GaAs(001)- als auch auf GaAs(113)A- und GaAs(313)A-Substraten gelegt. In Verlauf des Vorhabens hat sich gezeigt, dass aufgrund der beim Wachstum von Fe auf GaAs notwendigen niedrigen Substrat-Temperaturen und der damit relevanten Wachstumsmechanismen kein anisotropes Wachstum der Fe-Schichten auf vorstrukturierten GaAs(113)A-Substraten beobachtet wird, so dass dieser Teilaspekt des Vorhabens nicht weiter vertiefend verfolgt wurde.

4. Wissenschaftlich technischer Stand an den angeknüpft wurde

Das Vorhaben knüpfte an den wissenschaftlich technischen Stand, der in einem vom BMBF geförderten Vorhaben 01BM617/1 erreicht wurde an. Der experimentelle Aufbau wurde durch die unter den Voraussetzungen genannten Apparaturen erweitert und ergänzt. An Fachliteratur wurden die einschlägigen Fachzeitschriften, der Informations- und Dokumentationsdienst INSPEC genutzt.

5. Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Die Untersuchungen zur Molekularstrahlepitaxie auf vorstrukturierten GaAs(113)A-Substraten mit flachen Mesa-Gittern wurden in enger Zusammenarbeit mit der Gruppe von

Dr. R. Nötzel und Prof. J. Wolter am COBRA Inter-University Research Institute der University of Technology Eindhoven (Niederlande) durchgeführt. Ladungsträgerrekombinationszeiten als auch Spinrelaxationszeiten von LED-Strukturen mittels zeitaufgelöster Transmissions-Spektroskopie wurden in Kooperation mit der Gruppe von Prof. G. Güntherodt und Dr. B. Beschoten (RWTH Aachen) durchgeführt.

6. Verwertung

Es wurden keine Schutzrechte beantragt.

II. Eingehende Darstellung

Im folgenden werden einige der wichtigsten Ergebnisse, die im Verlauf des Projekts erzielt wurden, ausführlicher dargestellt. Für eine umfassende und tiefergreifende Darstellung der Ergebnisse wird auf die im Anhang zusammengestellten Originalarbeiten verwiesen.

1. Quantendrähte und Quantenpunkte auf vorstrukturierten, hochindizierten GaAs-Substraten

1.1. Molekularstrahlepitaxie auf vorstrukturierten GaAs(113)A-Substraten mit flachen Mesa-Gittern

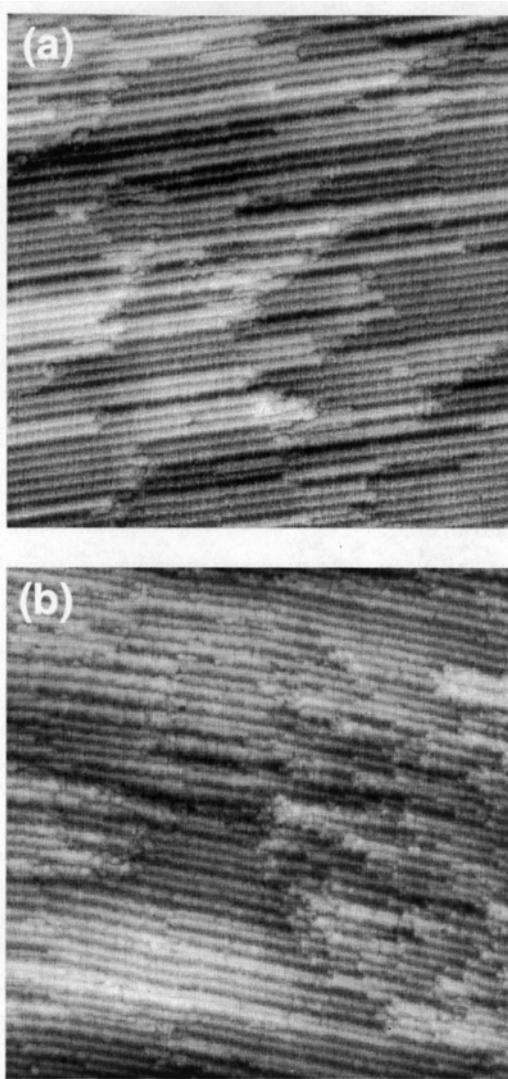


Abb. 1: Rastertunnelmikroskopische Aufnahme auf der Flanke (a) und im Graben (b) der vorstrukturierten GaAs(113)A Oberfläche nach dem Überwachsen mit 400 nm GaAs. Die Scan-Größe beträgt 200 nm $\times$ 200 nm. Die hellen Streifen der (8 $\times$ 1)-Oberflächenrekonstruktion verlaufen parallel zur $[3\bar{3}2]$ -Richtung.

In Fortführung des vorherigen BMBF-Projekts wurden zu Beginn der Projektlaufzeit weitere Studien zur Selektivität des Wachstums auf vorstrukturierten GaAs-Substraten durchgeführt. Dabei unterscheidet sich das Wachstum auf vorstrukturierten GaAs(113)A-Substraten qualitativ von dem auf niedrigindizierten Substraten (GaAs(001), GaAs(111)). Die nichtplanare GaAs-Oberfläche auf streifig vorstrukturierten GaAs(113)A Substraten ist energetisch stabil nach dem epitaktischen Wachstum von 200 bis 400 nm GaAs. Aufgrund der flachen Mesa-Strukturen besteht die Oberfläche aus (113)A-Terrassen, die durch monolagenhohe Stufen separiert werden. Im Gegensatz dazu bilden sich bei tiefen Mesa-Strukturen Facetten aus. Wir konnten zeigen, dass diese gestuften, nichtplanaren Oberflächen bei vorstrukturierten GaAs(001) und GaAs(113)A Substraten unabhängig von der Substratorientierung als auch der Richtung der Mesa-Streifen auftreten. Die strukturinduzierten Stufen, die auf gegenüberliegenden Flanken verschieden sind, führen zu einer lateralen Modulation der Oberflächeneigenschaften auf vorstrukturierten GaAs(113)A-Substraten. Diese stabile nichtplanare Oberflächenstruktur kann weiterhin als Template für die weitere Herstellung von Nanostrukturen dienen, was im folgenden für das gespannte Wachstum von InAs gezeigt werden soll.

Die mikroskopische Struktur der nichtplanaren Oberfläche zeigt sich in Untersuchungen mit dem Rastertunnelmikroskop (STM). Die Ergebnisse sind in Abb. 1 für folgende Positionen gezeigt: (a) auf der

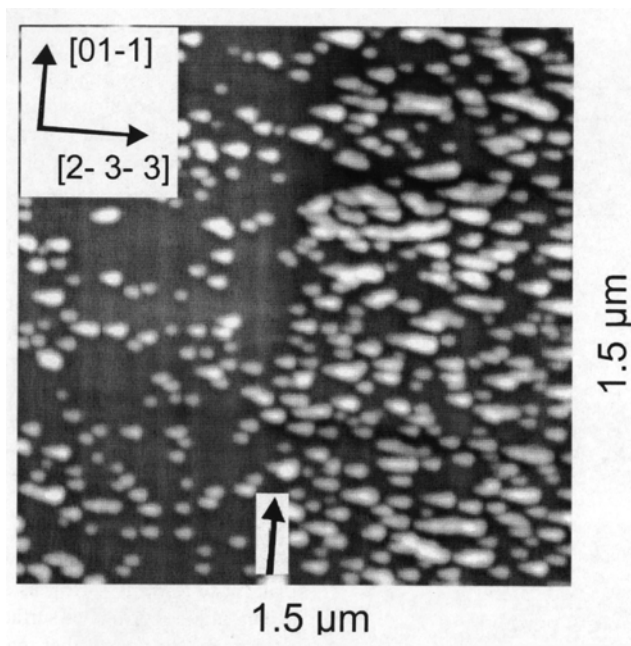


Abb. 2: Kraftmikroskopie-Aufnahme von InAs-Inseln, die sich auf der nichtplanaren GaAs(113)A-Oberfläche beim Überwachsen ausbilden. Der Pfeil zeigt die Grabenposition.

Flanke und (b) im Graben der 400 nm dicken GaAs-Schicht, die auf 20 nm hohen $[1\bar{1}0]$ Mesastreifen mit einer lateralen Periodizität von $4\text{ }\mu\text{m}$ gewachsen wurde. Die hellen Linien entlang der $[\bar{3}\bar{3}2]$ -Richtung entsprechen der GaAs(113)-(8 $\times$ 1) Oberflächenrekonstruktion. Auf den Flanken werden nur Stufen in einer Richtung beobachtet, während in den Gräben Stufen in entgegengesetzten Richtungen auftreten. Das ist ein klarer Hinweis, dass die gestufte GaAs(113)A-Oberfläche von der Substratstruktur induziert wird. Hervorzuheben ist, dass die Art und damit die Eigenschaften der Stufen auf entgegengesetzten Flanken aufgrund der Asymmetrie der GaAs(113)A-Oberfläche senkrecht zur $[1\bar{1}0]$ -Richtung nicht identisch sind. Folglich ist die Verteilung der InAs-Inseln, die sich beim Überwachsen von 4 ML verspannten InAs auf dieser periodischen

Stufen-Oberfläche bilden, moduliert. Die Inseldichte auf Flanken in Richtung $[\bar{3}\bar{3}2]$ ist viel höher als auf der gegenüberliegenden Flanke. Das kann in der Kraftmikroskop(AFM)-Aufnahme (Abb. 2) erkannt werden, die die bevorzugte Insel-Bildung an Stufen in Richtung $[\bar{3}\bar{3}2]$ demonstriert. Da sich die Inseldichte auf allen Flanken nicht deutlich unterscheidet, glauben wir, dass die Modulation der Inseldichte hauptsächlich durch die unterschiedliche Art (Reaktivität) der Stufen auf entgegengesetzten Flanken bestimmt wird und weniger durch die unterschiedliche Stufendichte. Das unterscheidet die gestufte, nichtplanare GaAs(113)A-Oberfläche klar von den in Streifen vorstrukturierten niedrigindizierten und vizinalen Oberflächen und führt zu einer höheren Flexibilität der vorstrukturierten GaAs(113)A-Oberflächen als neues Template zur lateral kontrollierten Herstellung von Nanostrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie.

1.2. Elektronisch gekoppelte, gestapelte Quantendrähte auf strukturierten GaAs (113)A-Substraten

Das Wachstum lateraler GaAs/(Al,Ga)As Quantendrähte auf vorstrukturierten GaAs (113)A-Substraten, deren Herstellung im abgelaufenen Projekt entwickelt wurde, wurde mit dem Ziel der elektronischen Kopplung auf gestapelte Strukturen, die durch dünne (Al,Ga)As Barrieren voneinander getrennt sind, ausgedehnt. Zum Nachweis der elektronischen Kopplung wurde die Abhängigkeit der Photolumineszenz-Energie von der Dicke der (Al,Ga)As-Barriere zwischen zwei gestapelten Quantendrähten untersucht. Die Photolumineszenz-Energie der Drähte zeigt eine kontinuierliche Verschiebung zu kleineren Energien, wenn die (Al,Ga)As Barrierendicke von 10 auf 1 nm reduziert wird (Abb. 3). Dieser eindeutige Nachweis der elektronischen Kopplung wurde durch Modellrechnungen unterstützt, die darüber hinaus zeigen, dass, unabhängig von der Barrierendicke, in diesem System die Stapelung identischer Quantendrähte realisiert ist. Diese Eigenschaft, die im Fall von gestapelten InAs-Inseln oder V-Graben-Strukturen nur sehr schwer zu erfüllen ist, erlaubt nun die Untersuchung von kohärentem Ladungstransfer zwischen den Drähten und damit die Nutzung von Quanten-Interferenzphänomenen in neuartigen, niedrigdimensionalen Quantenstruktursystemen.

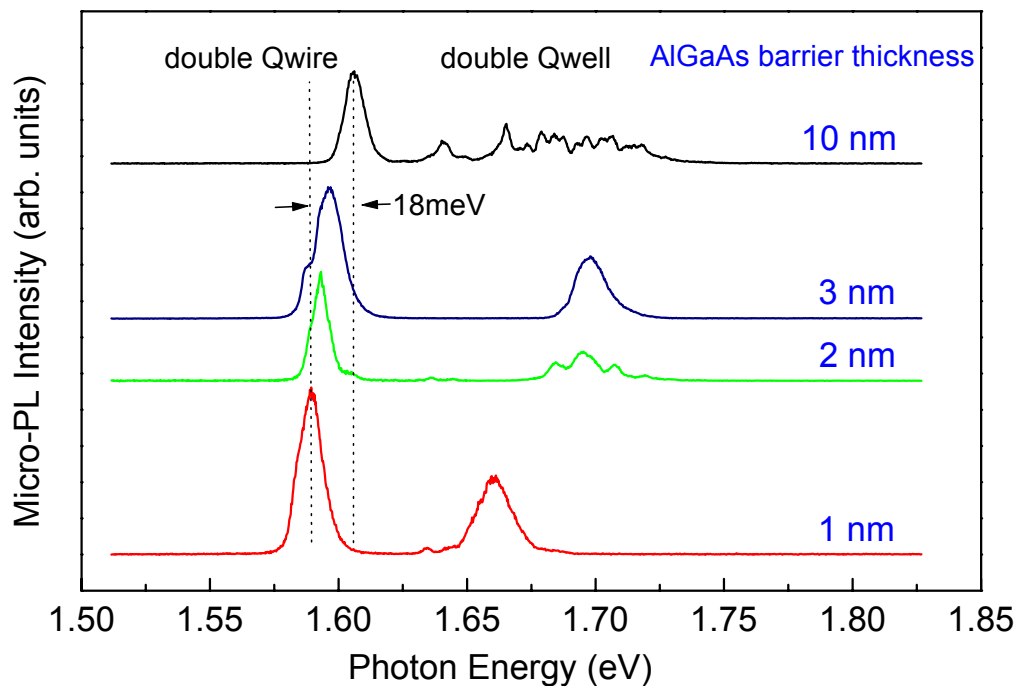


Abb. 3: Mikro- Photolumineszenz Spektren zweier gestapelter, lateraler Quantendrähte auf vorstrukturierten GaAs (113)A-Substraten in Abhängigkeit von der Dicke der (Al,Ga)As-Barriere.

2. Fe auf GaAs(001)

2.1. Wachstum und strukturelle Charakterisierung

Das Fe-Wachstum wurde in einer neu aufgebauten, As-freien MBE-Kammer durchgeführt, die an die Mittelkammer der vorhandenen III-V-MBE-Anlage angeschlossen ist. Definierte GaAs-Oberflächen für die Fe-Epitaxie wurden durch Wachstum von 100 nm dicken GaAs-Pufferschichten gewährleistet. Abb. 4(a) zeigt eine Kraftmikroskopie(AFM)-Aufnahme einer 20 nm dicken Fe-Schicht, die auf einer (2×4)-rekonstruierten GaAs-Oberfläche bei 175°C gewachsen wurde. Die Oberflächenmorphologie zeigt relativ glatte, rechtwinklige Inseln. Tiefe Löcher zwischen den Inseln führen zu einer rauen Oberflächenmorphologie. Dies zeigt sich auch in der Elektronenbeugung (RHEED), wo sehr breite Streaks während des Fe-Wachstums beobachtet werden, die auf eine fehlende Fernordnung hindeuten. Eine Vielzahl makroskopischer Defekte mit einem Durchmesser im Mikrometerbereich sind in großflächigen Scans erkennbar. Sehr glatte Fe-Schichten erhält man beim Wachstum bei 50°C (Abb. 4(b)). Hier finden wir ein quasi-zweidimensionales Fe-Wachstum in Folge der Nukleation und der Koaleszenz einer dichten Verteilung nanometergroßer Fe-Inseln. Schmale RHEED-Streaks demonstrieren die Fernordnung und die hohe strukturelle Perfektion der Schichten. Die Zahl makroskopischer Defekte (einer ist in Abb. 4(b) erkennbar) ist jedoch nicht verringert. Eine weitere Verringerung der Wachstumstemperatur auf 0°C führt zu sehr rauen Oberflächen (Abb. 4(d)) mit einer vergleichbarer Dichte makroskopischer Defekte. Die optimale Wachstumstemperatur um möglichst glatte Fe-Schichten herzustellen, liegt somit bei 50°C. Im folgenden wird sich auch zeigen, dass diese Temperatur auch vorteilhaft zur Unterdrückung von Grenzflächenreaktionsschichten ist.

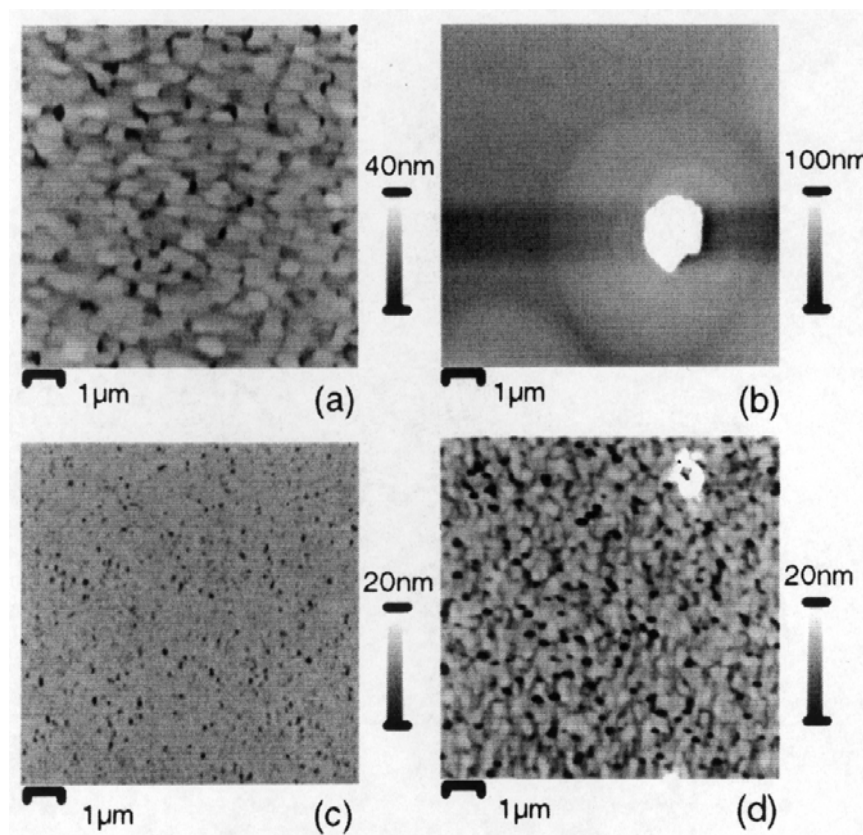


Abb. 4: Kraftmikroskopie-Aufnahmen von 20 nm dicken Fe-Schichten, die bei (a) 175°C, (b) 50°C, (c) 175°C nachdem die ersten 10 ML bei 50°C und (d) bei 0°C auf einer (2×4)-rekonstruierten GaAs(001)-Oberfläche gewachsen worden sind.

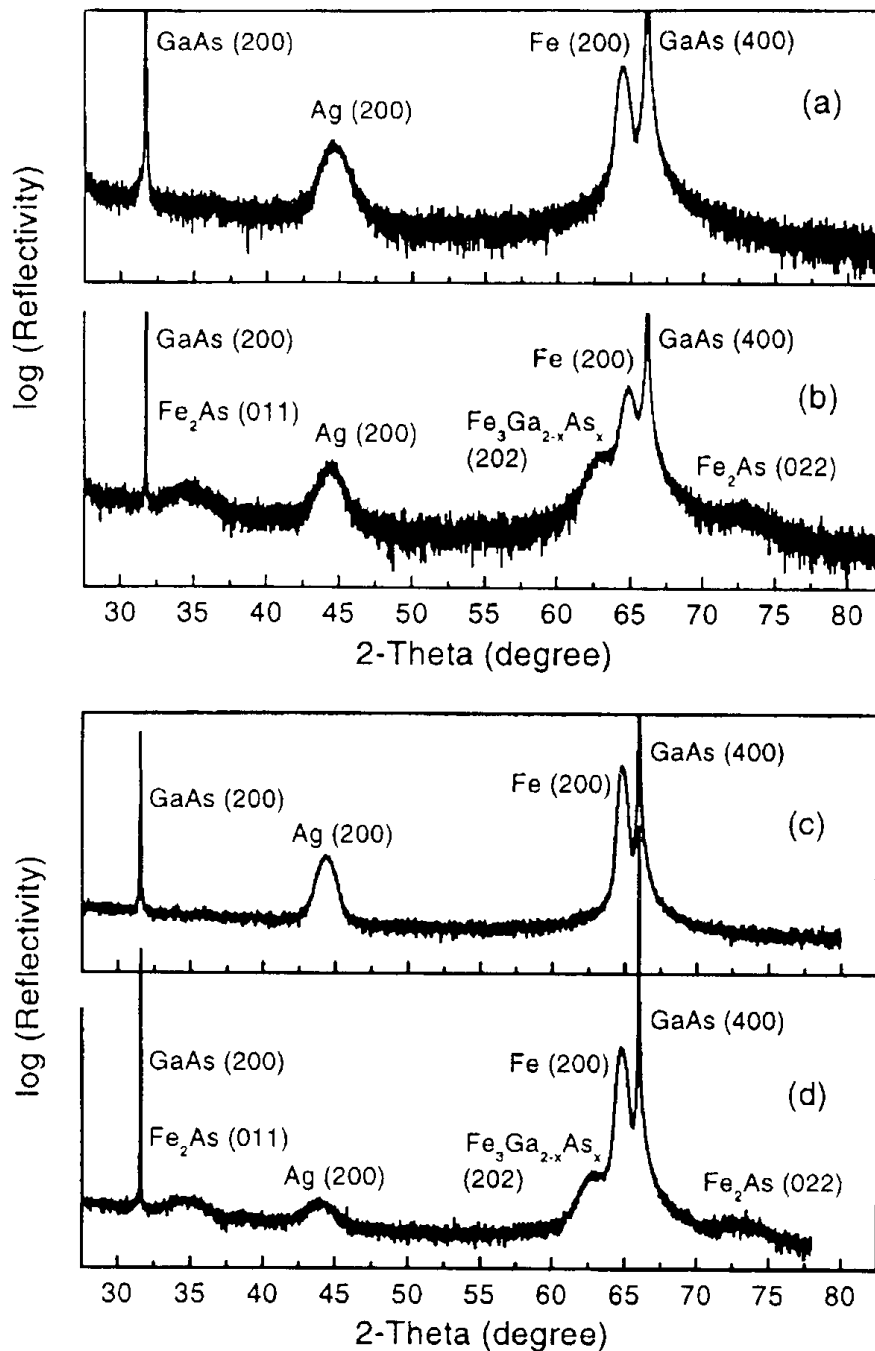


Abb. 5: Röntgenbeugungs-Spektren im Bereich zwischen den symmetrischen GaAs(004) und GaAs(002)-Reflexen von (a) und (b) 20 nm bzw. (c) und (d) 160 nm dicken Fe-Schichten, die (a) und (c) bei 50°C und (b) und (d) bei 175°C gewachsen wurden. Die Beugungs-Reflexe der Fe-Schicht als auch die der Reaktionsschichten sind entsprechend gekennzeichnet.

Abb. 5 zeigt Röntgenbeugungs-Spektren im Bereich zwischen den symmetrischen GaAs(004) und GaAs(002)-Reflexen von 20 nm bzw. 160 nm dicken Fe-Schichten, die (a) und (c) bei 50°C und (b) und (d) bei 175°C gewachsen wurden. Zusätzlich zum Fe(002)-Reflex erkennt man in Abb. 5 (b) und (d) schwache Reflexe der antiferromagnetischen Fe₂As-Phase und von Fe₃Ga_{2-x}As_x-Verbindungen, die sich an der Grenzfläche ausbilden. Diese Reflexe sind in Abb. 5(a) und (c) nicht nachweisbar. Die Breite der Fe(002)-Reflexes ist vergleichbar für alle Schichten und demonstriert die gleiche Kristallperfektion.

Der Einfluss der Oberflächenrekonstruktion der GaAs-Ausgangsoberfläche auf die Ausbildung makroskopischer Defekte zeigt Abb. 6. Auf Ga-terminierten GaAs-Oberflächen erhöht sich die Zahl makroskopischer Defekte beträchtlich. Das zeigt sich in Abb. 6 (a) für eine 20 nm dicke Fe-Schicht, die auf einer (4×6) -rekonstruierten GaAs-Oberfläche gewachsen wurde. Eine vollständige Eliminierung der makroskopischen Defekte gelingt beim Wachstum auf einer As-reichen $c(4\times 4)$ - oder (2×1) -rekonstruierten GaAs-Oberfläche. In diesen Fällen erhält man eine sehr glatte Fe-Oberfläche mit einer rms-Rauhigkeit von ca. 0.5 nm (Abb. 6 (b)). Unabhängig von der Zahl makroskopischer Defekte erhält man vergleichbare Röntgenbeugungs-Spektren für alle Ausgangsoberflächen (wie in Abb. 5 (a)) beim Wachstum bei 50°C.

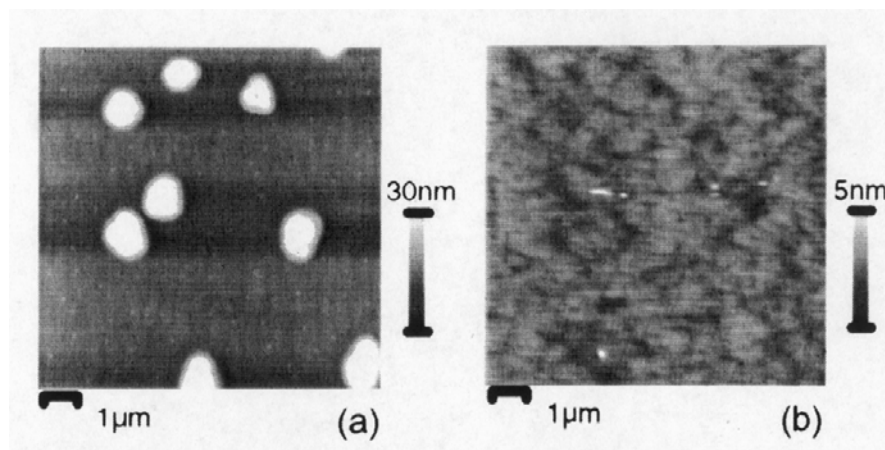


Abb. 6: Kraftmikroskopie-Aufnahmen von 20 nm dicken Fe-Schichten, die bei 50°C auf GaAs(001)-Substraten mit (a) einer Ga-terminierten (4×6) - und (b) einer As-terminierten (2×1) -rekonstruierten Oberfläche gewachsen wurden.

2.2. Strukturelle und magnetische Charakterisierung der Fe/GaAs(001) Grenzfläche

Ein weiterer Schwerpunkt lag in der strukturellen Charakterisierung von dünnen, mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellten Fe/GaAs(001)-Schichten, mit der Methode der Transmissionselektronenbeugungsmikroskopie (TEM). Wie bereits erwähnt, führt das Wachstum von Fe bei höheren Temperaturen ($> \text{ca. } 50^\circ\text{C}$) zu einer Diffusion der Ga und/oder As Spezies in die Fe-Schicht, was zur Ausbildung von Fe-Ga-As-Verbindungen an der Grenzfläche führt. Diese Grenzflächenreaktionsschichten können den Ferromagnetismus in der unmittelbaren Umgebung der Grenzfläche zerstören oder stark reduzieren, was zu einer Unterdrückung des Spintransfers in die Halbleiterschicht beitragen kann. Bisher gibt es in der Literatur nur ungenügende Informationen über die Kristallstruktur und die chemische Komposition der Grenzflächenreaktionsschicht und über die atomare Struktur der *idealen* Fe/GaAs(001)-Grenzfläche, d. h. einer Grenzfläche ohne Reaktionsschicht. Die Kenntnis über die exakte atomare Konfiguration der Fe/GaAs(001)-Grenzfläche ist weiterhin erforderlich, um den mikroskopischen Ursprung der starken in-plane magnetischen Anisotropie, die man in diesem System findet, zu verstehen.

Im vorangegangenen Abschnitt haben wir bereits gezeigt, das Fe/GaAs(001) Hybridstrukturen mit sehr hoher Kristallqualität und verschwindender Grenzflächenreaktionsschicht mittels MBE gewachsen werden können, wenn das Wachstum bei 50°C auf As-terminierten GaAs-Oberflächen stattfindet. Abbildung 7 zeigt eine hochaufgelöste TEM-Aufnahme der Fe/GaAs(001)-Grenzfläche entlang der $\langle 110 \rangle$ -Richtung. Unter den gewählten Aufnahmebedingungen ist eine Gitterstruktur von hellen Punkten im GaAs erkennbar, die den zwei $\{111\}$ -Flächen zugeordnet werden kann. Weiterhin bilden die dunklen Bereiche Säulen der nichtauflösbaren Atompaaire. Die Fe-Schicht weist nur eine Serie von zur Grenzfläche senkrechten $\{110\}$ -Fringes auf. Diese klaren Unterschiede zwischen dem Fe und dem GaAs im Interferenzbild der hochaufgelösten TEM-Aufnahme erlaubt eine exakte Bestimmung der Position der Grenzfläche. Wie man in Abb. 7 erkennen kann, ist die Grenzfläche innerhalb von 1 bis 2 Monolagen (ML) abrupt. Weiterhin kann man aufgrund der perfekten Übereinstimmung der atomaren Fe $\{110\}$ - und GaAs $\{220\}$ -Flächen entlang der Grenzflächen von einer kohärent verspannten Schicht sprechen.

Die Analyse der Position der hellen Punkte vertikal zur Grenzfläche, gleichbedeutend mit einer Messung des $\{002\}$ -Gitterebenenabstandes, zeigt eine deutliche Verringerung des Abstandes der die Grenzfläche benetzenden GaAs-Fläche. Dies deutet auf eine Grenzflächenstruktur mit einer im Vergleich zu zwei bulk-artig, starr miteinander verbundenen Kristallen höheren atomaren Dichte hin. Vergleicht man das bcc Fe-Gitter mit dem angrenzenden GaAs-Gitter erkennt man, dass an der Grenzfläche Leerstellen existieren. Diese Leerstellen haben ihre Ursache in dem im Vergleich zum Fe doppelten Gitterabstand des GaAs. Wir haben dies mittels des „stick-and-ball“-Modells im Einschub der Abb. 8 veranschaulicht. Sind diese Leerstellen teilweise oder komplett mit Fe-Atomen aufgefüllt, erhält die Grenzfläche einen durchmischten Charakter. Wir möchten an dieser Stelle auf den Unterschied zu einer dünnen Reaktionsschicht hinweisen, die durch eine neue, unterschiedliche Phase definiert ist.

Unter der Annahme des Modells der durchmischten Grenzfläche haben wir eine Computersimulation des hochaufgelösten TEM-Kontrasts durchgeführt, die mit der experimentellen TEM-Aufnahme qualitativ übereinstimmt. Abbildung 8 zeigt das Gitterbild der Grenzfläche zusammen mit der Computersimulation. Das entsprechende atomare Modell ist als Inset gezeigt. Das spezielle Kontrastbild entlang der Grenzfläche mit alternierenden *Linien und Punkten* sowie die korrekte Grenzflächenbreite, die den durchmischten Bereich reflektiert, sind sehr gut in der Computersimulation widergespiegelt.

Anders als im Fall einer *idealen* Grenzfläche beobachten wir eine ausgedehnte Reaktionsschicht für Fe/GaAs(001)-Hybridstrukturen, die bei höheren Temperaturen gewachsen wurden. Mittels räumlich aufgelöster Elektronenenergieverlustspektroskopie zeigt sich, daß

die neue Phase kristallin ist und aus Fe-, Ga-, und As-Atomen besteht. Die neue Phase bildet sich mit einer topotaktischen Orientierung im Vergleich zur Fe/GaAs-Hybridstruktur aus. Dies erkennt man in Abb. 9, wo die Reaktionsschicht durch dichte Ebenen, die parallel zur Grenzfläche verlaufen, charakterisiert ist. Die Reaktionsphase besteht aus einem ausgedehnten Plättchen mit scharfen Grenzflächen zu beiden Kristallseiten. Die hohe Stufendichte an beiden Grenzflächen, d. h. an der Fe/ $\text{Fe}_x\text{Ga}_y\text{As}_z$ - und an der $\text{Fe}_x\text{Ga}_y\text{As}$ /GaAs-Grenzfläche, sind das Ergebnis der Wachstumsfront, die sich während der Festkörperreaktion ausbildet.

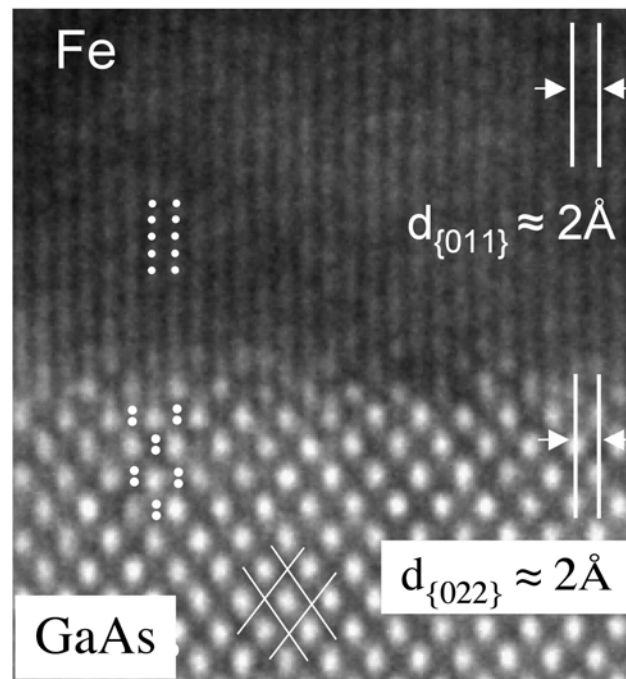


Abb. 7: (110) hochaufgelöste Querschnitts-TEM-Aufnahme der Fe/GaAs(001)-Grenzfläche. Die Fe-Schicht wurde bei 50°C auf einer As-terminierten GaAs-Oberfläche gewachsen. Der Inset zeigt die atomaren Positionen.

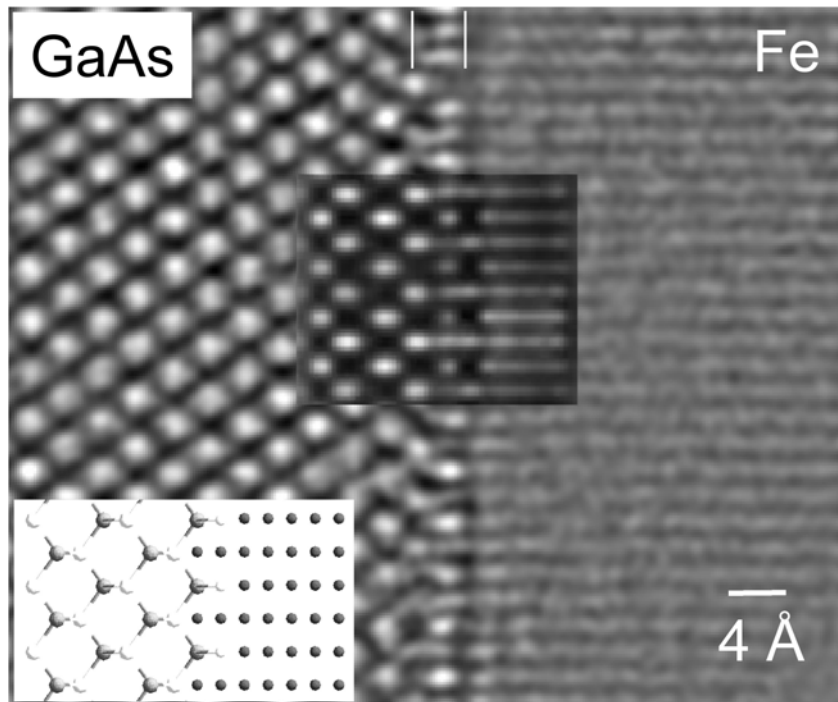


Abb. 8: Hochaufgelöste TEM-Aufnahme der Fe/GaAs-Grenzfläche. Die Insets zeigen die Computersimulation und das atomare Modell.

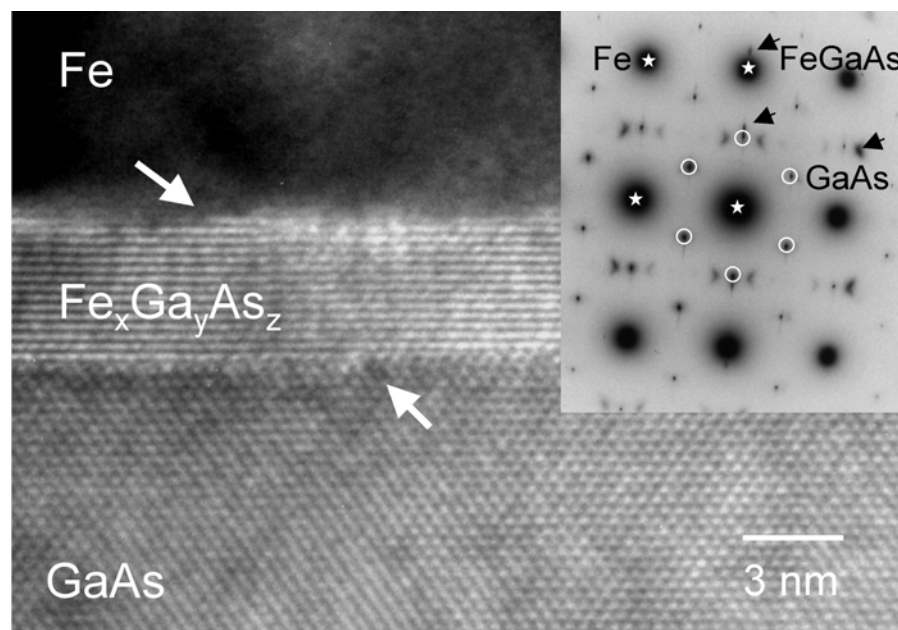


Abb. 9: Hochaufgelöste Querschnitts-TEM-Aufnahme einer Fe/GaAs(001)-Hybridstruktur, die bei 175°C gewachsen wurde. Die Schicht enthält eine Reaktionsschicht. Die weißen Pfeile zeigen Stufen an der Grenzfläche. Inset: Beugungsbild mit Spots vom Fe (★), GaAs (○) und $\text{Fe}_x\text{Ga}_y\text{As}_z$ (schwarze Pfeile).

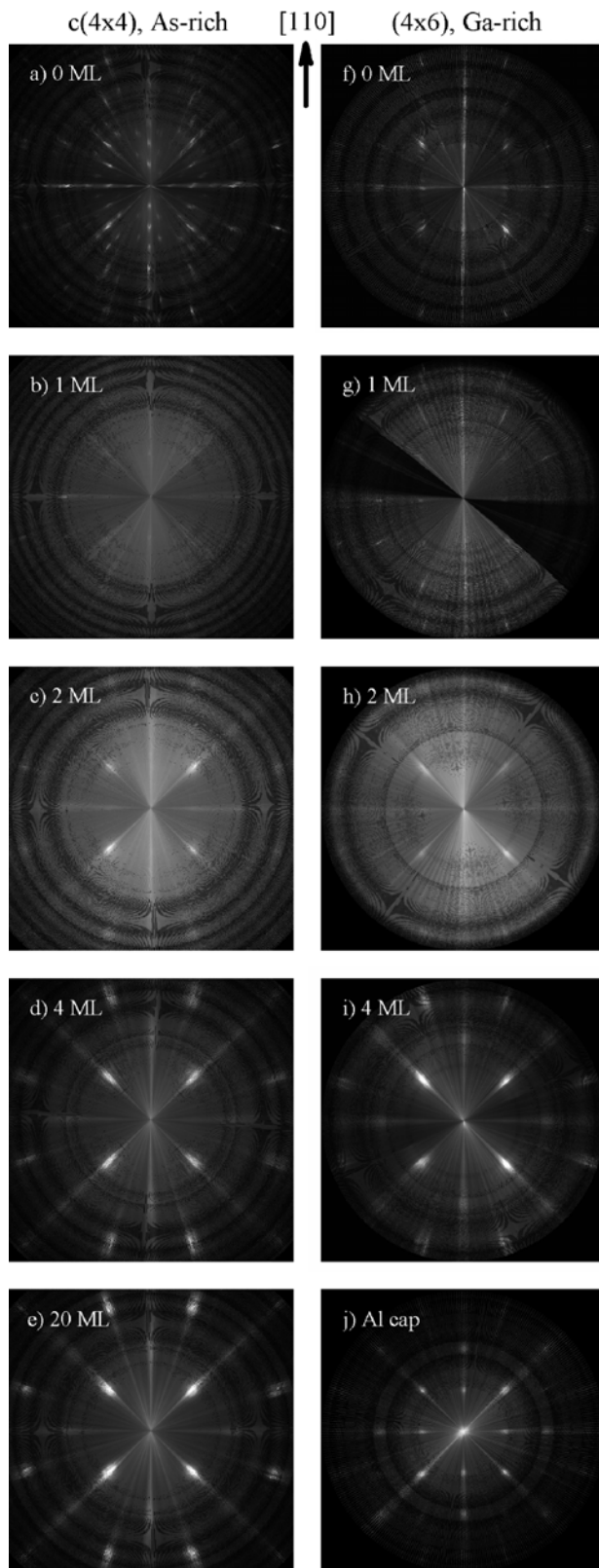


Abb. 10: Azimuthale RHEED-scans für unterschiedliche Fe-Schichtdicken auf einer As-reichen $c(4 \times 4)$ -GaAs-Ausgangsoberfläche (linke Spalte) als auch auf einer Ga-reichen (4×6) -GaAs-Ausgangsoberfläche (rechte Spalte).

Ausgehend von diesen Ergebnissen lag ein weiterer Schwerpunkt in der strukturellen Charakterisierung der Fe/GaAs Grenzfläche mittels RHEED. Hierfür wurde die Korrelation zwischen der Ausgangsoberfläche der GaAs-Schicht, der Nukleation der Fe-Schicht und den magnetischen Eigenschaften der Epitaxieschichten unterschiedlicher Dicke untersucht. Die strukturelle Evolution der Oberfläche wurde mittels azimuthaler RHEED-scans, d. h. bei rotierendem Substrat, beobachtet. Die Ergebnisse repräsentativer RHEED-Messungen sind in Abb. 10 zusammengefasst. Die zwei Spalten zeigen die Evolutions der Oberfläche zweier unterschiedlicher GaAs-Ausgangsoberflächen. Die Experimente wurden unter nominell identischen Wachstumsbedingungen durchgeführt. Azimuthale RHEED-Scans repräsentieren einen planaren Schnitt durch den reziproken Raum parallel zur Oberfläche und bilden somit die zweidimensionale Einheitszelle der Oberfläche des Kristalls ab. Beim Vergleich der zweiten, dritten und vierten Reihe in Abb. 10 erkennt man, dass das Fe Wachstum auf beiden Ausgangsoberflächen nahezu gleich verläuft. Bei genauerer Betrachtung ergeben sich jedoch Unterschiede. In Abb. 10(g) erkennt man sowohl einen höheren Kontrast als auch Reflexe der GaAs-Ausgangsschicht. Abb. 10(b) zeigt dagegen ein stärkeres Hintergrundsignal und keine Reflexe der GaAs-Ausgangsschicht. Das deutet darauf hin, dass im Fall der As-reichen Ausgangsoberfläche eine stärker ungeordnete Fe-Schicht entsteht, während im Fall der Ga-reichen Ausgangsoberfläche die Nukleation der Fe-Schicht mehr in Einklang mit dem Substrat erfolgt. Es scheint jedoch, dass die ungeordnete Oberfläche im Fall der As-reichen Ausgangsoberfläche von Vorteil ist, da nach einer Deposition von 2 ML Fe (Abbn. 10(c) und (h)) die Fe-Reflexe bereits wesentlich stärker sind. Nach 4 ML sind die RHEED-Bilder beider Ausgangsoberflächen

vergleichbar, was darauf hindeutet, dass die Unterschiede auf die Grenzflächenregion beschränkt sind. Weiteres Wachstum führt zu keiner signifikanten Änderung der Oberflächenstruktur (siehe Abb. 10(e) und (d)).

Diese Ergebnisse zeigen, dass im Fall der Ga-reichen Ausgangsoberfläche die Ausbildung des Fe-Gitters verzögert ist. Die Grenzfläche ist deshalb breiter oder mehr in die Fe-Schicht verlagert. Diese Interpretation ist konsistent mit den Ergebnissen von Magnetisierungsmessungen mittels SQUID-Magnetometrie an zwei 5 ML dicken Fe-Schichten, die auf den unterschiedlichen GaAs-Ausgangsoberflächen gewachsen wurden (Abb. 11). Die Messungen wurden entlang der leichten Achse der Magnetisierung, d. h. entlang der $[110]$ -

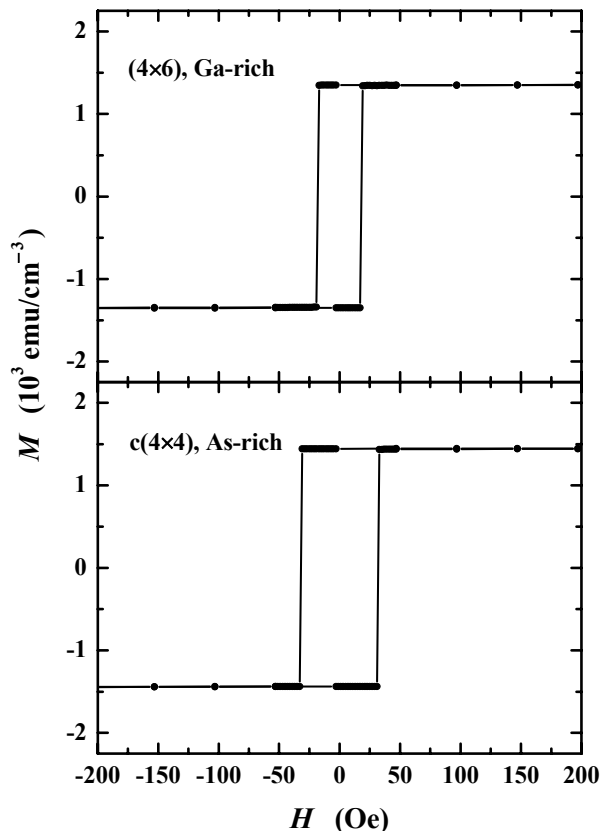


Abb. 11: Vergleich der Hysteresiskurven von zwei 5 ML dicken Fe-Schichten, die auf einer Ga-reichen bzw. einer As-reichen Ausgangsoberfläche gewachsen wurden. Die Daten wurden bei Raumtemperatur gemessen und der diamagnetische Anteil des Substrates wurde abgezogen.

Richtung, durchgeführt. Bei Raumtemperatur zeigt dabei die Fe-Schicht, die auf einer As-reichen GaAs-Ausgangsoberfläche gewachsen wurde leicht erhöhte Werte für die Sättigungsmagnetisierung. Das kann im Fall der As-reichen Ausgangsoberfläche entweder auf eine bessere strukturelle Entkopplung vom Substrat oder größere „ferromagnetische“ Schichtdicke der Fe-Schicht zurückgeführt werden.

Fe-Schichten beider GaAs-Ausgangsoberflächen zeigen eine starke Anisotropie in der Intensität der Reflexe bezüglich der $[110]$ -Richtung und der dazu senkrechten $[\bar{1}10]$ -Richtung, die während des gesamten Fe-Wachstums erhalten bleibt. Weiterhin korrelieren die Ergebnisse der RHEED-Untersuchungen mit den im folgenden dargestellten Ergebnissen der magnetischen Eigenschaften sehr dünner Fe-Schichten. Das Einsetzen des Ferromagnetismus bei tiefen Temperaturen (10 K) fällt mit dem Auftreten von RHEED-Reflexen der Fe-Schicht zusammen, d. h. sobald eine periodische Ordnung entlang der Oberfläche etabliert ist, tritt Ferromagnetismus in der Schicht auf.

Im folgenden Abschnitt werden die ex-situ Messungen der magnetischen Eigenschaften ultradünner Fe-Schichten mittels SQUID-Magnetometrie vorgestellt. Ziel dieser Untersuchungen war es, die Korrelation der strukturellen Eigenschaften mit den magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit unterschiedlicher Wachstumsparameter zu studieren. Die Schichten wurden auf As-terminierten GaAs-Oberflächen hergestellt. Die remanente in-plane Magnetisierung ultradünner Fe-Schichten ist in Abb. 12 in Abhängigkeit von der Schichtdicke d_{Fe} gezeigt. Für Schichtdicken kleiner 10 ML tritt in den Schichten eine starke uniaxiale magnetische Anisotropie auf, die dazu führt, dass die $[110]$ -Richtung zur leichten Achse und die $[\bar{1}10]$ -Richtung zur schweren Achse der Magnetisierung werden. Phänomenologisch wird

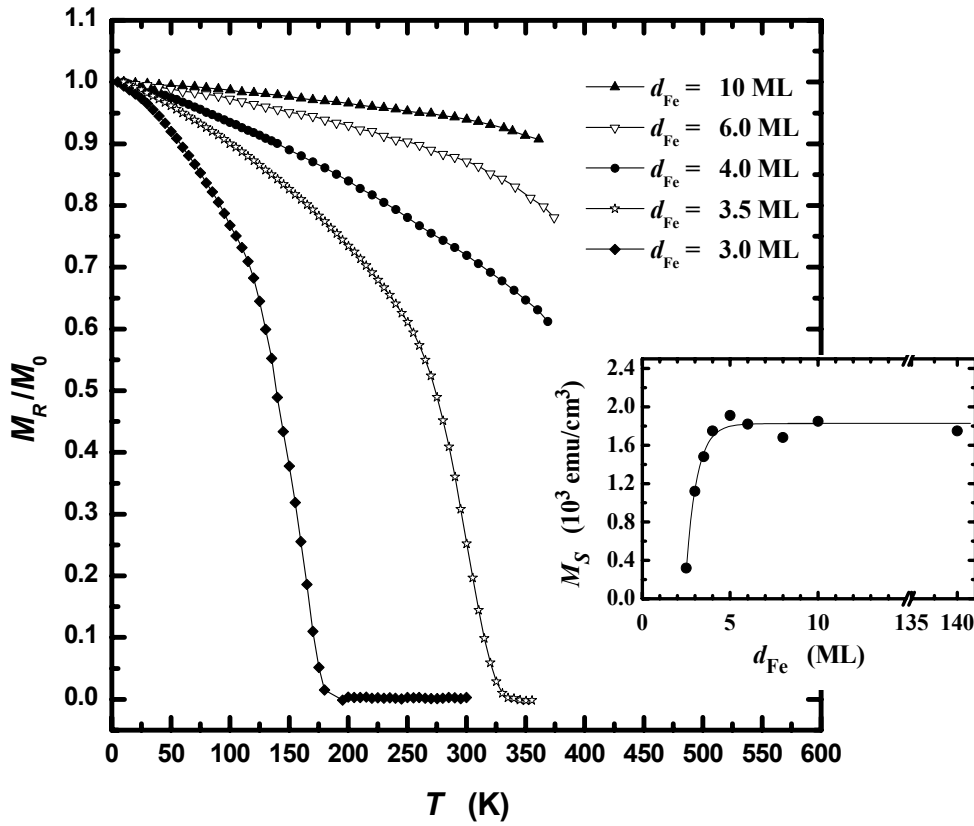


Abb. 12: Abhängigkeit der remanenten Magnetisierung dünner Fe-Schichten von der Schichtdicke d_{Fe} im Bereich des optimierten Wachstums. Alle Schichten wurden auf As-terminierten GaAs-Oberflächen gewachsen. Die Magnetisierung M_R ist auf den Wert bei tiefster Temperatur M_0 normiert. Der Einschub zeigt die Sättigungsmagnetisierung als Funktion der Schichtdicke bei $T = 10$ K.

diese Anisotropie auf den Einfluß der Grenzflächenbindungen der Fe/GaAs-Grenzfläche zurückgeführt, wobei auch ein Beitrag aufgrund der Gitterverspannung nicht ausgeschlossen werden kann.

Bei abnehmender Schichtdicke wird eine drastische Verringerung der Curie-Temperatur beobachtet. Diese kann qualitativ aus der zunehmenden Anzahl fehlender Nachbaratome verstanden werden. Ferromagnetisch bei Raumtemperatur sind Schichten mit einer Schichtdicke von ca. 3.5 ML (Abb. 12). Dieser Wert ist nur leicht höher als für Fe-Schichten (ca. 2 ML) auf metallischen, einkristallinen Substraten wie W(110) und Au(001), aber kleiner als vorher publizierte Werte für Fe/GaAs-Schichten. Die Sättigungsmagnetisierung für Fe-Schichten mit $d_{Fe} \geq 4$ ML für $T \rightarrow 0$ liegt im Rahmen der Fehlergrenzen im Bereich des Wertes für bulk bcc Fe(001) ($M_S = 1740 \text{ emu/cm}^3$). Das deutet darauf hin, dass eine Ausbildung von Fe-Ga-As-Verbindungen an der Grenzfläche unwahrscheinlich ist. Für kleinere Schichtdicken nimmt der Wert drastisch ab, wobei für Schichtdicken kleiner 2.5 ML im gesamten Temperaturbereich ($1.8 < T < 400$ K) keine ferromagnetischen Eigenschaften nachgewiesen werden konnten. Gleichzeitig ändert sich die Kurvenform der Hysterese, wobei die rechteckige Form mit abnehmender Schichtdicke immer mehr verloren geht. Die Hysteresekurve der Fe-Schicht der Dicke 2.5 ML deutet auf ein superparamagnetisches Verhalten von Fe-Inseln hin, die sich im Anfangsstadium des Wachstums ausbilden. Die Blocking-Temperatur, d. h. das Verschwinden der Remanenz, dieser Schicht liegt bei ca. 30 K. Nach dem Zusammenwachsen der Fe-Inseln (ca. 3 – 3.5 ML) bildet sich der ferromagnetische Zustand der gesamten Schicht heraus.

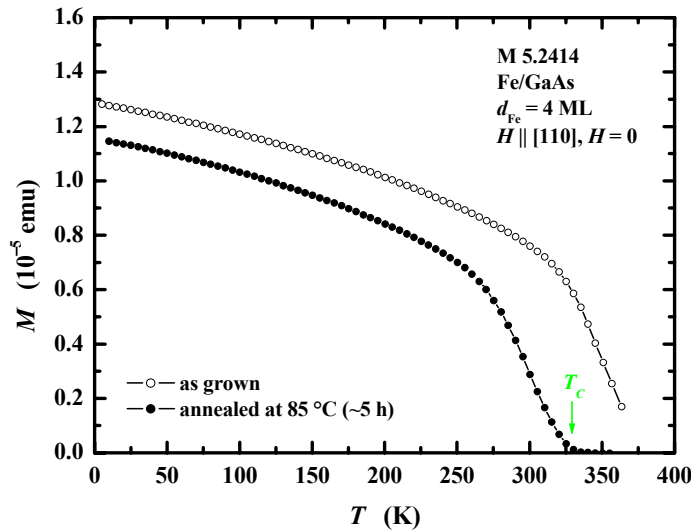


Abb. 13: Abhängigkeit der remanenten Magnetisierung einer 4 ML dicken Fe-Schicht von einer Temperatur bei 85°C.

ringert sich die Curie-Temperatur der Schicht drastisch, was darauf hindeutet, dass die „effektive ferromagnetische“ Schichtdicke abnimmt. Dieses Ergebnis ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine Grenzflächenreaktion und damit auf die Ausbildung von Fe-Ga-As-Verbindungen an der Grenzfläche analog zum Wachstum bei höheren Temperaturen zurückzuführen.

Von extremer, technologischer Bedeutung ist die thermische Stabilität der Fe-Schichten bzw. der Fe/GaAs-Grenzfläche, da viele technologische Prozessschritte eine Erwärmung der Schichten oberhalb der Wachstumstemperatur (50°C) erfordern. In einem ersten Experiment wurde eine 4 ML dicke Fe-Schicht mittels SQUID-Magnetometrie untersucht. Abb. 13 vergleicht die Temperaturabhängigkeit der remanenten Magnetisierung einer Fe-Schicht vor bzw. nach einer Temperung (5 h) bei 85°C. Klar erkennbar ist, dass die Magnetisierung der getemperten Schicht bei tiefen Temperaturen um ca. 10 % abgenommen hat. Weiterhin ver-

2.3. Elektrische Charakterisierung der Fe/GaAs(001) Grenzfläche

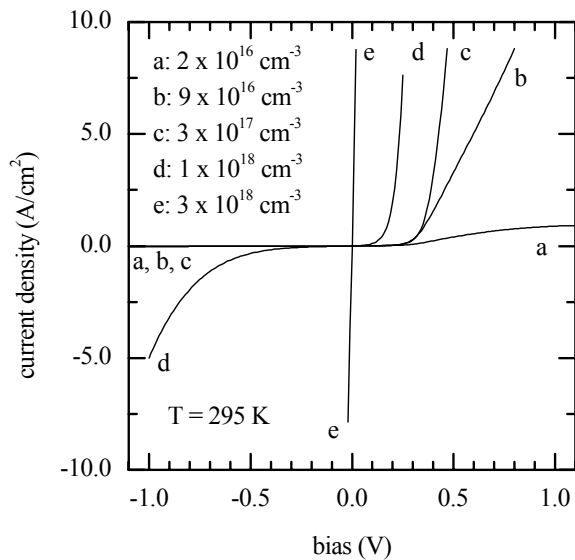


Abb. 14: Strom-Spannungs-Kennlinien (I - V) von Fe Schottky-Kontakten, die auf unterschiedlich hoch dotierten GaAs-Schichten hergestellt wurden. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.

unterschiedlichen Si Dotierkonzentrationen im Bereich von $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bis $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Wie in Abb. 14 erkennbar ist, ändert sich die Strom-Spannungs-Charakteristik mit steigender Dotierkonzentration von einem hochresistiven Schottky-Verhalten zu ein nahezu Ohmschen Verhalten. Die beste Strom-Spannungs-Charakteristik in diesem Zusammenhang zeigt Probe c, die einen geringen Strom in Sperrrichtung als auch einen exponentiellen Anstieg in Flussrichtung zeigt. Die Proben mit geringerer Dotierung (a und b) zeigen bedingt durch den Serienwiderstand mit dem Halbleiter ein stärker lineares Verhalten in Flussrichtung. Die Proben mit hoher Dotierung (d und e) zeigen aufgrund der sehr schmalen Verarmungsschicht einen sehr hohen Tunnelstrom und damit ein nahezu Ohmsches Verhalten. Mittels konventioneller Diffusionstheorie wurde Zusammenhang zwischen Stromdichte J und der angelegten Spannung V in Flussrichtung analysiert. Hierbei gilt $J = J_S (\exp(qV/nk_B T) + 1)$, wobei J_S die Sättigungsstromdichte, n der Idealitätsfaktor, q die Elementarladung, k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur darstellen. Die experimentellen Ergebnisse der Probe c (Quadrat) sind mit der entsprechenden Anpassung (durchgezogene Linie) in Abb. 15 in einer logarithmischen Darstellung aufgetragen. Wir erhalten daraus $J_S = 1.2 \times 10^{-4} \text{ A/cm}^2$ und $n = 1.5$. Die Abweichung vom Idealfall ($n = 1$) und insbesondere der höher als nach der Theorie zu erwartende Strom im Bereich geringer Flussspannung deutet auf die Existenz von Grenzflächenzuständen hin.

Die Durchbruchcharakteristik wurde auch in Sperrrichtung untersucht. Mit Hinblick auf Spininjektionsexperimente (Abschnitt 2.4.) ist diese Größe von stärkerer Bedeutung, da der spinpolarisierte Strom dabei in Sperrrichtung des Schottky-Übergangs injiziert wird. Die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchstromdichte für Probe c ist in Abb. 16 dargestellt. Anhand der Temperaturabhängigkeit können zwei verschiedene Prozesse, die für den Sperrstrom verantwortlich sind, unterschieden werden. Einerseits erhöht sich der Strom bei Temperaturverringerung durch die sogenannte Avalanche-Vervielfachung, da sich die mittlere freie

Neben der strukturellen Charakterisierung der Fe/GaAs-Grenzfläche ist auch die elektrische Charakterisierung der Grenzfläche im Hinblick auf die Anwendung zur gezielten Spininjektion von entscheidender Bedeutung. Bei den Experimenten zur Spininjektion mittels Spin-LED war es nicht möglich, Aussagen über die elektrischen Eigenschaften der Grenzfläche (z. B. Schottky-Barriere) zu gewinnen, da in diesem Falle eine Reihenschaltung von pn-Übergang und Schottky-Übergang vorliegt. Beide können nicht unabhängig voneinander untersucht werden. Zusätzlich konnte aufgrund der sehr hohen Elektronenkonzentration kein eindeutiges Schottky-Verhalten der Fe/GaAs-Grenzfläche nachgewiesen werden.

Untersucht wurden Fe-Schichten auf n-type GaAs mit

Weglänge der Elektronen vergrößert. Andererseits verringert sich der Tunnelstrom, da sich die Energiebarriere (Schottky-Barrier) bei Temperaturabnahme erhöht. Die zwei Kennlinien in Sperrrichtung in Abb. 16 kreuzen sich bei ca. 9 V. Dieses Ergebnis zeigt eindeutig die Änderung im Durchbruchmechanismus. Der Strom ist hauptsächlich durch Tunneln durch die Fe/GaAs-Grenzfläche im Bereich geringer Sperrspannungen bestimmt. Im Gegensatz dazu dominiert im Bereich hoher Sperrspannungen die Avalanche-Vervielfachung. Diese klare Änderung im Mechanismus des Sperrstroms ist ein deutlicher Hinweis auf die Ausbildung eines sehr guten Schottky-Kontakts an der Grenzfläche Fe/GaAs. In diesem Bereich ist der Einfluss von Grenzflächenzuständen auf die Stromdichte relativ gering.

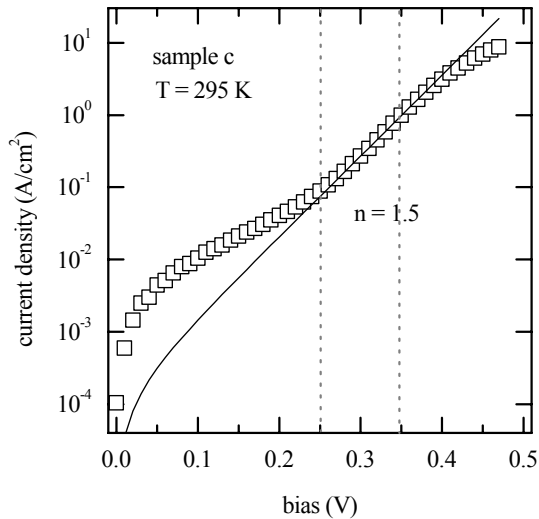


Abb. 15: Messung (Quadrate) und Fits (durchgezogene Linie) der I-V-Charakteristik von Probe c. Der Anpassung liegt zwischen 0.25 und 0.35 V.

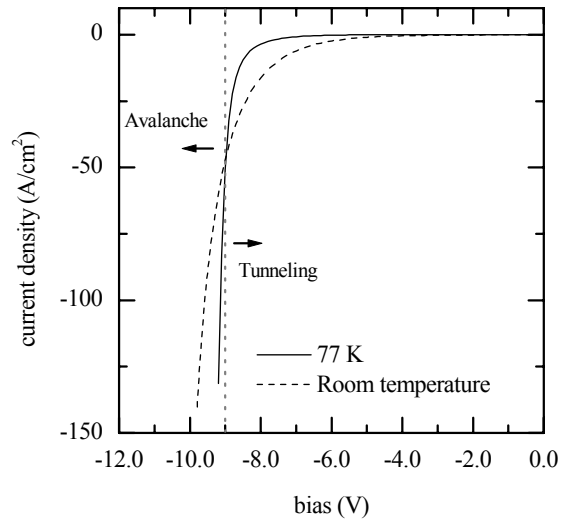


Abb. 16: Durchbruchstromdichte in Sperrrichtung bei Raumtemperatur (gestrichelte Linie) und 77 K (durchgezogene Linie).

2.4. Elektrische Spininjektion

Ein wesentliches Ergebnis im vorliegenden Projekt liegt in der experimentellen Verifizierung der Injektion von spin-polarisierten Elektronen aus einem ferromagnetischen Metall (in diesem Fall Fe) in einen Halbleiter. Bei der Ausnutzung des Spins der Ladungsträger können neue Funktionalitäten für Halbleiterbauelemente erreicht werden. Die Realisierung derartiger Bauelemente hängt von der definierten Injektion eines spin-polarisierten Stroms in einem Halbleiter ab. Bis zum heutigen Zeitpunkt stellt die Spininjektion eine große Herausforderung dar und wird weltweit intensiv untersucht. Bisherige Ansätze gehen von halbleitenden Injektionsschichten aus, die den großen Nachteil besitzen, auf tiefe Temperaturen beschränkt zu sein. Das ferromagnetische Metall Fe ist prinzipiell für die Spininjektion bei Raumtemperatur gut geeignet, da es u. a. eine ausreichend hohe Curie-Temperatur besitzt. Für Fe auf GaAs wurde bisher die Ausbildung einer magnetischen „Dead -Layer“ an der Fe/GaAs-Grenzfläche infolge der Ausbildung von Fe-Ga-As-Verbindungen als Barriere betrachtet. Wie im Abschnitt 2.2. bereits erwähnt, kann die Ausbildung dieser Schicht unterdrückt werden. Weiterhin gab es theoretische Vorhersagen, die eine Spininjektion aus einem Metall in einen Halbleiter im Bereich des Ohmschen Regimes generell in Frage stellten.

Im folgenden zeigen wir, dass eine Spininjektion aus dem ferromagnetischen Metall Fe in den Halbleiter tatsächlich möglich ist. Die Spinpolarisation der injizierten Elektronen wird mittels der Messung der Elektrolumineszenz (EL) aus dem zirkularen Polarisationsgrad P des EL-Lichtes bestimmt. Verwendung fand dabei eine n-i-p (In,Ga)As/GaAs Leuchtdiode (LED), auf der eine 20 nm dicke Fe-Schicht aufgewachsen wurde (siehe Einschub in Abb. 17). Das Elektrolumineszenzspektrum bei Raumtemperatur der LED mit Fe-Schicht, wie es in Abb. 17 zu sehen ist, zeigt einen Peak bei 1.3 eV. Die Breite des Elektrolumineszenzspektrums (90 meV) ist größer als die energetische Aufspaltung der leichten und schweren Löcher. Das versetzt uns in die Lage, beide Übergänge separat zu betrachten. Die entsprechenden Intensitätskomponenten erhält man aus der Integration über den niederenergetischen (hochenergetischen) Bereich des Elektrolumineszenzspektrums für die Beiträge der schweren

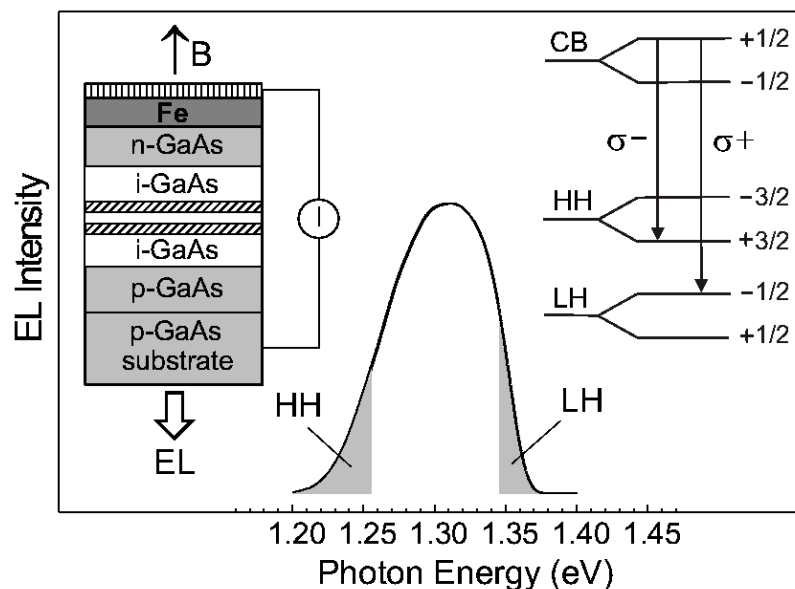


Abb. 17: Elektrolumineszenzspektrum einer LED mit Fe-Schicht aufgenommen bei 300 K. Links ist die Device-Struktur mit der Magnetfeldorientierung (B) und der Orientierung des emittierten Lichtes (EL) zu sehen. Der rechte Einschub zeigt die zirkulare Polarisierung des EL-Lichts für die Rekombination von Elektronen mit dem Spin $+1/2$ für die Rekombination mit schweren (HH) und leichten (LH) Löchern.

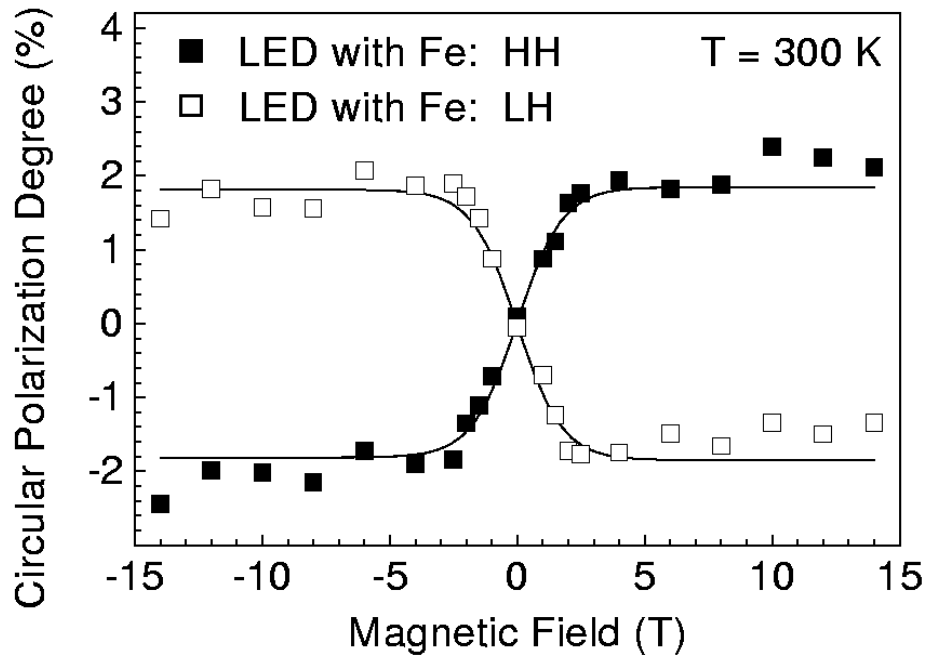


Abb. 18: Zirkularer Polarisierungsgrad P für EL-Übergänge mit schweren (■) und leichten (□) Löchern als Funktion des externen Magnetfelds. Die Messung wurde bei 300 K an einer LED mit Fe-Schicht durchgeführt. Die Magnetisierungskurve der 20 nm dicken Fe-Schicht ist zum Vergleich hinzugefügt.

(leichten) Löcher (schattierte Bereiche in Abb. 17). Für einen gegebenen Polarisationsgrad der injizierten Elektronen und unpolarisierten Löcher werden umgekehrte Vorzeichen des zirkularen Polarisationsgrades beider Komponenten erwartet. In beiden Fällen ist der Absolutwert von P gleich und identisch zur Spin-Polarisation der rekombinierenden Elektronen.

Der resultierende Polarisationsgrad ist in Abb. 18 als Funktion des externen Magnetfelds zusammen mit der „Out-of-plane“ Magnetisierung der Fe-Schicht dargestellt. Letztere wurde unabhängig mittels Messungen des spontanen Halleffekts bestimmt. Die Messwerte für die zirkulare Polarisation für Übergänge mit schweren (volle Quadrate) und leichten Löchern (offene Quadrate) folgen im gesamten Magnetfeldbereich der Magnetisierung des Fe. Die ermittelte Effizienz der Spininjektion bei Raumtemperatur beträgt 2 %. Sie stellt ein unteres Limit dar, wenn die Spinrelaxationszeit vergleichbar oder kleiner als die Lebensdauer der injizierten Elektronen ist. Es sei angemerkt, dass keinerlei Anzeichen einer Spininjektion beobachtet werden, wenn eine Referenz-LED ohne Fe-Schicht gemessen wird. Ein Artefakt aufgrund polarisationsabhängiger Reflexion des EL-Lichts an der Fe/GaAs-Grenzfläche kann ausgeschlossen werden. Weiterhin zeigen diese Ergebnisse, dass die magnetische „Dead Layer“, die jede Spininformation vernichten würde, effektiv durch die gewählten Wachstumsparameter unterdrückt werden kann.

Unsere Ergebnisse scheinen im Widerspruch zu den theoretischen Vorhersagen zu stehen, denen zufolge die Effizienz der Spininjektion aus einem Metall in einem Halbleiter aufgrund des „Resistance Mismatch“ auf 0.1 % begrenzt sein sollte. Der Grund für den Erfolg unserer Experimente besteht darin, dass die Fe-Schicht mit dem GaAs einen Schottky-Kontakt bildet. Unter bestimmten Bedingungen ist es möglich, dass Elektronen durch die Schottky-Barriere tunneln und dann den aktiven Bereich der LED erreichen. Ein derartiger Tunnelprozess führt zu einer erhöhten Effizienz, da er nicht durch den „Resistance Mismatch“ beeinflusst wird.

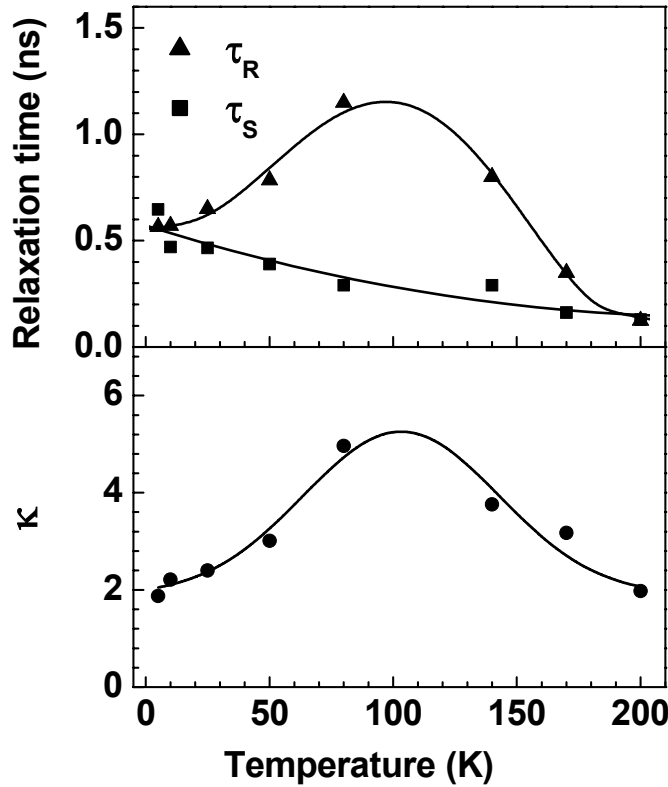


Abb. 19: (a) Ladungsträgerrekombinationszeit τ_R ($\blacktriangle$) und Spinrelaxationszeit τ_S ($\blacksquare$) und (b) Korrekturfaktor κ als Funktion der Proben-temperatur für einen $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Quantengraben. Die durchgezogenen Linien dienen der Veranschaulichung.

chung basiert, liefert für die Effizienz der Spininjektion unseres Experiments $\eta = (1 + \tau_R/\tau_S) \times P$. Dabei definiert sich der Korrekturfaktor $\kappa = (1 + \tau_R/\tau_S)$, wobei die mögliche Spinrelaxation während des Transports von der Fe/GaAs-Grenzfläche zum (In,Ga)As Quantengraben vernachlässigt wird.

Die Zeitkonstanten τ_R und τ_S sind in Abb. 19(a) für einen $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Quantengraben in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Der $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Quantengraben ist dabei identisch mit dem, der in der Spininjektions-LED verwendet wurde. Während τ_S monoton mit steigender Temperatur abnimmt, zeigt τ_R ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 100 K. Die Abnahme von τ_R für Temperaturen oberhalb von 100 K ist auf die zunehmende nichtstrahlende Rekombination zurückzuführen. In Abb. 19(b) ist der Korrekturfaktor κ dargestellt. Unsere Messungen ergeben $2 < \kappa < 3$ für Temperaturen $T < 50$ K und $T > 150$ K. Unter Annahme eines mittleren Korrekturfaktors $\kappa \approx 2.5$ können wir für die Effizienz der Spininjektion unserer Fe-Schichten einen Wert von $\eta \approx 5\%$ abschätzen.

Die Bestimmung der Zeitkonstanten der LED-Struktur erfolgte mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz. Die zeitaufgelösten Photolumineszenz-Messungen wurden mit einer Streak-Kamera durchgeführt, wobei die zeitliche Auflösung bei 2 ps lag. Die Spinpolarization der lichtangeregten Ladungsträger wurde durch den Pump-Puls erzeugt, wobei deren zirkuläre Polarisation durch eine $\lambda/4$ -Platte erzeugt wurde. Die emittierte Photolumineszenz wurde in die rechts (I_+) und links (I_-) zirkular polarisierten Komponenten mittels einer zweiten $\lambda/4$ -Platte zerlegt und analysiert. Die Gesamtrekombinationszeit τ_R (welche bei tiefen Temperaturen der strahlenden Rekombinationszeit entspricht), erhält man durch entsprechendes Anpassen der Photolumineszenz Intensität ($I_+ + I_-$) mit einem einzelexponentiellen Abfall. Analog erhält man die Spinrelaxationszeit τ_S aus der Anpassung von $(I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$.

Wie bereits oben erwähnt, stellt P ein unteres Limit dar, wenn die Spinrelaxationszeit vergleichbar oder kleiner als die Lebensdauer der injizierten Elektronen ist. Ein Modell, dass auf einer einfachen Ratenglei-

3. Fe auf GaAs(113)A und GaAs(313)A Substraten

3.1. Wachstum, strukturelle und magnetische Charakterisierung

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der strukturellen und magnetischen Charakterisierung von dünnen Fe-Schichten, die auf GaAs(113)A- und GaAs(313)A-Substraten mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt worden sind, diskutiert. Das Wachstum wurde bezüglich der Oberflächenmorphologie und der Reduzierung von Grenzflächenreaktionen optimiert. Dabei zeigte sich, dass das Wachstum auf As-terminierten GaAs-Oberflächen bei einer Wachstumstemperatur von 0°C zu Fe-Schichten ohne makroskopische Defekte und mit geringer Oberflächenrauigkeit ($\text{rms} \sim 3\text{-}5 \text{ \AA}$) führt (siehe Abb. 20 und 21). Die optimale Wachstumstemperatur liegt somit unterhalb der optimalen Wachstumstemperatur (50°C) dünner Fe-Schichten auf GaAs(001)-Substraten. Fe-Schichten auf GaAs(113)A-Substraten stellen ein interessantes Materialsystem dar, da die GaAs(113)A-Oberfläche eine Stufenstruktur mit Stufenkanten entlang der $[\bar{3}\bar{3}2]$ -Richtung zeigt, die einerseits die uniaxiale magnetische Anisotropie (UMA) der Fe-Schichten beeinflussen kann und andererseits ein großes Potential für die Herstellung von Halbleiternanostrukturen auf vorstrukturierten Substraten (siehe Abschnitt 1.1.). Deshalb war es im Vorhaben vorgesehen, vorstrukturierte GaAs(113)A-Substrate als Templates für die Herstellung magnetischer Nanostrukturen zu verwenden. Im Laufe des Projektes hat sich jedoch gezeigt, dass aufgrund der bei diesen tiefen Temperaturen relevanten Wachstumsmechanismen kein anisotropes Wachstum der Fe-Schichten auf vorstrukturierten Substraten beobachtet wird und das Ziel magnetische Nanostrukturen mittels

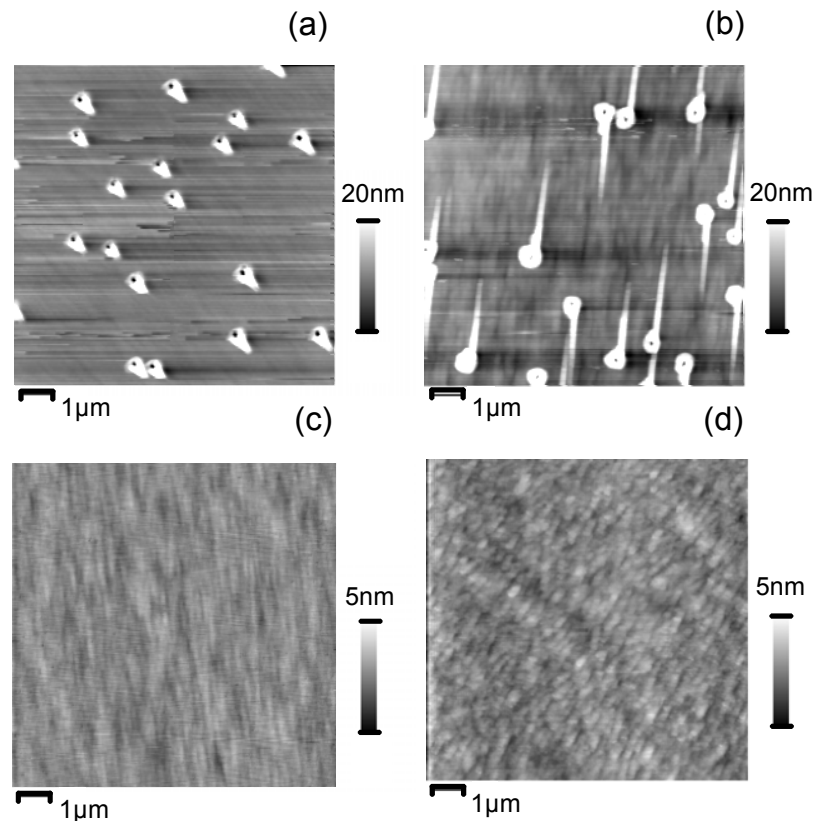


Abb. 20: Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen der Oberfläche von 20 nm dicken Fe-Schichten (a,c) auf GaAs (113)A und (b,d) auf GaAs (313)A. Die GaAs-Oberflächen in (a,b) wurden As-arm und in (c,d) As-reich präpariert.

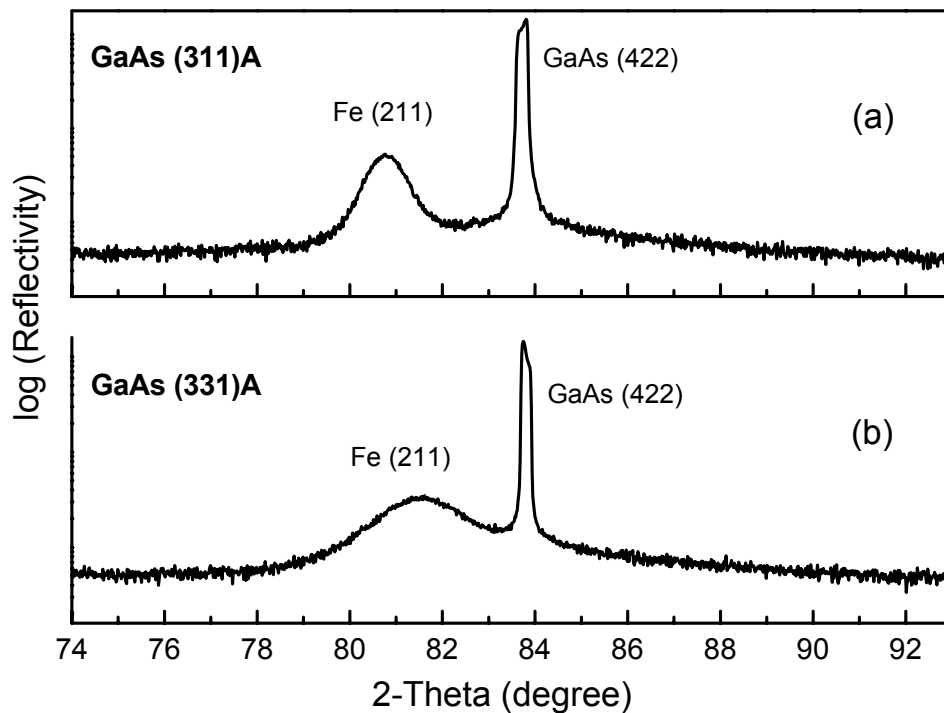


Abb. 21: Röntgenspektren von 160 nm dicken Fe-Schichten auf (a) GaAs (113)A und (b) GaAs (313)A.

MBE herzustellen, vorerst aufgegeben werden musste. Neue Perspektiven sollten sich ergeben, wenn es gelingt ferromagnetische Metalle bei wesentlich höheren Wachstumstemperaturen auf GaAs-Substraten herzustellen. Ein erster Schritt dazu ist im Abschnitt 4 angedeutet. Es zeigte sich jedoch, dass aufgrund der reduzierten Symmetrie der (113)-Fläche neue magnetische Eigenschaften entstehen, die sich insbesondere im planaren Hall-Effekt dokumentieren (siehe Abschnitt 3.2.).

Mehrere dünne Fe-Schichten wurden im Bereich von 2.5 ML bis 100 nm Schichtdicke unter den optimierten Wachstumsbedingungen (0°C, As-terminierte GaAs-Ausgangsoberfläche) hergestellt. Die Schichtdicke wurde mittels *ex-situ* Röntgenbeugungsreflektivitäts-Messungen (XRR) kalibriert. Abb. 22 vergleicht die experimentellen Ergebnisse mit der Simulation einer 13 nm dicken Fe-Schicht. Da die Schichten für dieses Experiment nicht mit einer Deckschicht versehen wurden, muß der Beitrag einer Oxidschicht berücksichtigt werden. Die Oxidschichtdicke beträgt bei allen Proben 2.5 – 2.8 nm. Aufgrund der sehr glatten Oberfläche und der Grenzflächenperfektion beobachten wir sehr stark ausgeprägte Oszillationen im XRR-Profil, die eine akkurate Bestimmung der Schichtdicke mit Hilfe der Simulation erlauben.

Das Anfangsstadium des Wachstums wurde wie im Fall der Fe-Schichten auf GaAs(001) mittels Elektronenbeugung (RHEED) untersucht. Nach 1 ML Fe-Wachstum kann man noch die Oberflächenrekonstruktion der GaAs-Oberfläche erkennen, was darauf hinweist, dass beim anfänglichen Wachstum Fe-Inseln gebildet werden, die nicht die gesamte Oberfläche benetzen. Nach ca. 2 ML verschwinden die RHEED-Reflexe vollständig, und es bildet sich somit eine stärker ungeordnete Oberfläche heraus. Nach ca. 3 – 4 ML entwickelt sich die RHEED-Struktur des Fe zuerst entlang der GaAs- $\bar{3}01$ -Orientierung aus. Im Vergleich zum Wachstum von Fe auf GaAs(001), wo die ersten Fe-Reflexe im RHEED-Bild bei

ca. 2 ML beobachtet werden, scheint das anfängliche Inselwachstum stärker ausgeprägt zu sein. Ursache hierfür ist höchstwahrscheinlich die unterschiedliche Oberflächenkorrugation der GaAs(113)A- und der GaAs(001)-Oberflächen.

Die strukturellen Eigenschaften der Schichten wurden weiterhin mittels hochauflösender Röntgenbeugung (DCXRD) untersucht. Erschwerend für diese Untersuchungen ist der Fakt, dass symmetrische Reflexe für die Fe-Schicht auf GaAs(113)A nicht im experimentell zugänglichen Bereich oder aufgrund des bcc Fe-Gitters verboten sind. Deshalb stehen nur asymmetrische Reflexe zur Verfügung. Die Analyse der DCXRD-Messungen zeigt, dass die Fe-Schichten eine hohe strukturelle Qualität besitzen und keine zusätzlichen Peaks auftreten, die auf die Existenz Fe-Ga-As-Verbindungen an der Grenzfläche hinweisen könnten (Abb. 21).

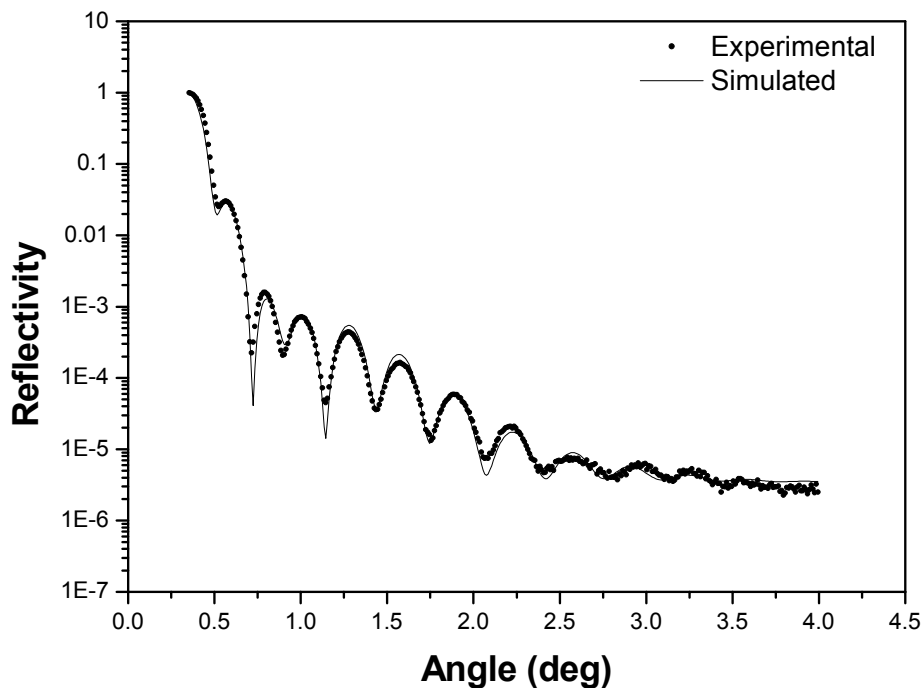


Abb. 22: Vergleich des experimentellen XRR-Spektrums und der Simulation einer 13 nm Fe-Schicht und einer 2.8 nm dicken Oxidschicht.

Die Temperaturabhängigkeit der remanenten in-plane Magnetisierung ultradünner Fe-Schichten ist in Abb. 23 in Abhängigkeit von der Schichtdicke d_{Fe} gezeigt. Diese Ergebnisse sind qualitativ vergleichbar zu den im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Ergebnissen für den Fall Fe/GaAs(001). Bei abnehmender Schichtdicke wird eine drastische Verringerung der Curie-Temperatur beobachtet. Dies kann qualitativ aus der zunehmenden Anzahl fehlender Nachbaratome verstanden werden. Ferromagnetisch bei Raumtemperatur sind Schichten mit einer Schichtdicke von ca. 3.5 – 4 ML. Dieser Wert ist nur leicht höher als für Fe-Schichten auf GaAs(001), d. h. 3 – 3.5 ML. Die Sättigungsmagnetisierung für Fe-Schichten mit $d_{\text{Fe}} \geq 5$ ML für $T \rightarrow 0$ liegt im Rahmen der Fehlergrenzen im Bereich des Wertes für bulk bcc Fe(100). Das deutet auch im Fall Fe/GaAs(113)A darauf hin, dass eine Ausbildung von Fe-Ga-As-Verbindungen an der Grenzfläche unwahrscheinlich ist. Für kleinere Schichtdicken nimmt der Wert drastisch ab, wobei für Schichtdicken kleiner 3 ML im gesamten Temperaturbereich ($1.8 < T < 400$ K) keine ferromagnetischen Eigenschaften nachgewiesen werden konnten. Gleichzeitig ändert sich die Kurvenform der Hysterese, wobei die rechteckige Form mit abnehmender Schichtdicke immer mehr verloren geht. Das im

Vergleich zu Fe/GaAs(001) bei etwas höheren Schichtdicken (Unterschied 0.5 – 1 ML) stattfindenden Einsetzen des Ferromagnetismus im Falle Fe/GaAs(113)A ist auf das anfänglich stärkere Inselwachstum zurückzuführen (siehe oben). Nach dem Zusammenwachsen der Fe-Inseln (ca. 4 – 4.5 ML) bildet sich der ferromagnetische Zustand der gesamten Schicht heraus.

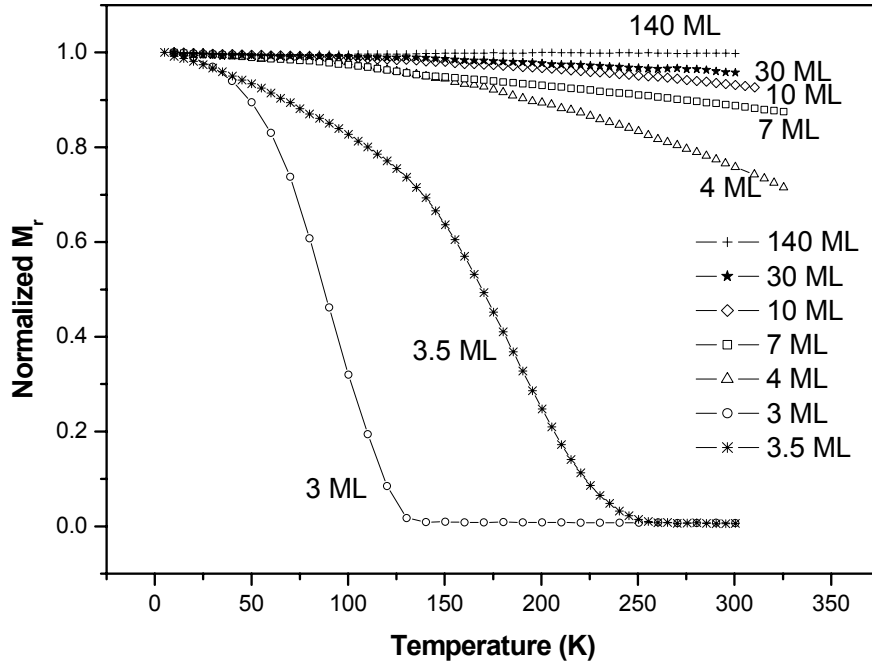


Abb. 23: Temperaturabhängigkeit der remanenten Magnetisierung von Fe/GaAs(113)A-Schichten für unterschiedliche Schichtdicken. Die Werte sind auf den Wert der remanenten Magnetisierung bei $T = 10$ K normiert.

Die magnetische Anisotropie dünner Fe-Schichten auf GaAs(113)A-Substraten in Abhängigkeit von der Schichtdicke zeigt zwei unterschiedliche Bereiche. Für Fe-Schichtdicken kleiner als 50 ML wird eine uniaxiale Anisotropie beobachtet. In diesem Fall liegt die leichte Achse der Magnetisierung entlang der $[3\bar{3}2]$ -Richtung (Abb. 24a). Für Fe-Schichtdicken oberhalb von 70 ML wird eine biaxiale Anisotropie beobachtet. Hier liegt die leichte Achse der Magnetisierung entlang der $\langle 03\bar{1} \rangle$ -Richtungen (Abb. 24b). Die Magnetisierungskurve entlang der leichten Achse zeigt eine rechteckige Hysterese und ein Verhältnis der Remanenz zur Sättigungsmagnetisierung von nahezu 1. In den Abbn. 24c und 24d sind Ergebnisse von Röntgenbeugungsexperimenten in reziproker Raum-Darstellung für zwei Proben mit 50 und 70 ML gezeigt. Die Schicht mit 50 ML ist komplett verspannt, während die Schicht mit 70 ML teilweise relaxiert ist. Somit ist die Umorientierung der leichten Achse offensichtlich mit dem Relaxationsgrad der Schicht korreliert.

Die experimentellen Ergebnisse können sehr gut mit einem einfachen Rotations-Modell der magnetischen Umkehrung verstanden werden. Die Energiedichte der magnetischen Anisotropie in der Schichtebene, d. h. für die (113)-Oberfläche des Eisens, kann wie folgt abgeleitet werden:

$$E_{IPMA} = \left(K_1^{eff} / 484 \right) [89 + 16 \cos(2\theta_M) + 48 \cos(4\theta_M)] + K_U^{eff} \sin^2(\theta_M),$$

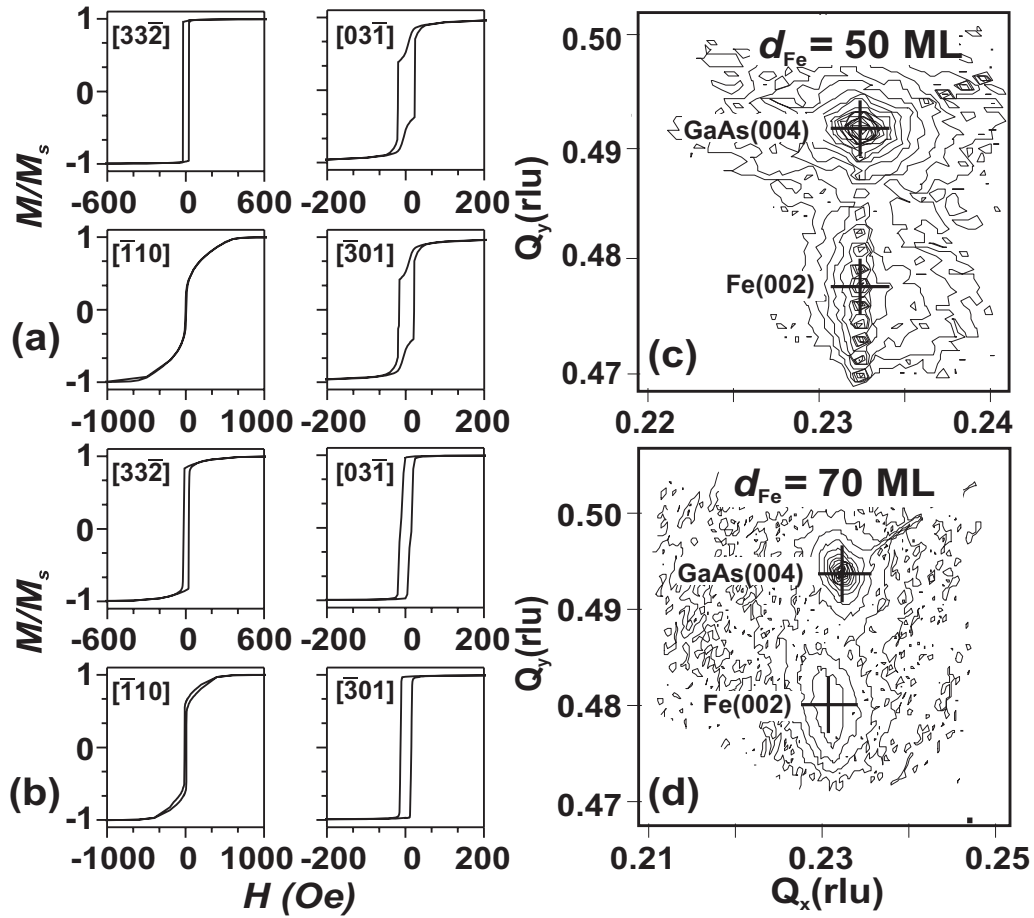


Abb. 24: Röntgenbeugungsbilder in reziproker Raum-Darstellung für Fe-Schichten mit (c) 50 ML Dicke und (d) 70 ML Dicke. Die Röntgenbeugungsbilder wurden in der Umgebung des asymmetrischen GaAs(004)-Reflexes unter streifenden Einfall erhalten. Die entsprechenden Raumtemperatur Magnetisierungskurven entlang verschiedener kristallografischer Orientierungen sind in (a) für 50 ML Schichtdicke und (b) für 70 ML Schichtdicke dargestellt.

wobei K_1^{eff} und K_U^{eff} die kubische (1. Ordnung) und uniaxiale Anisotropiekonstanten sind. θ_M beschreibt hierbei den Winkel zwischen der Richtung der Magnetisierung und der $[33\bar{2}]$ -Richtung. Abb. 25 zeigt einen polaren Plot von E_{IPMA} für a) $r \leq 0.25$ und b) $r \geq 0.25$, wobei das Anisotropieverhältnis $r = K_U^{\text{eff}} / K_1^{\text{eff}}$ ist. Für $r \leq 0.25$ wird eine vierfache Symmetrie gefunden, während für $r \geq 0.25$ eine zweifache Symmetrie erhalten wird. Diese Symmetrien spiegeln die experimentell beobachteten magnetischen Anisotropien sehr gut wider.

Die Anisotropiekonstanten können aus den experimentellen Ergebnissen bestimmt werden. Dazu wurden die Magnetisierungskurven der harten Achse der Magnetisierung entsprechend angepasst. Die Anpassung erfolgte mit einem analytischen Ausdruck, der aus der Minimierung von E_{IPMA} für ein Magnetfeld entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung gewonnen wurde. Die Ergebnisse sind in Abhängigkeit von der Schichtdicke in den Abb. 25c) und d) dargestellt. Der Abfall von K_U^{eff} unterhalb von 10 ML kann wieder qualitativ verstanden werden, und ist eine Folge des anfänglichen Inselwachstums der Fe-Schichten. Der Abfall von K_U^{eff} für

Abb. 25: Polar-Plot-Darstellung der Energiedichte der magnetischen Anisotropie innerhalb der (113)-Schichtebene E_{IPMA} für (a) $r \leq 0.25$ und (b) $r \geq 0.25$. K_U^{eff} und K_I^{eff} in Abhängigkeit der Fe Schichtdicke für (c) $T = 10$ K und (d) $T = 300$ K.

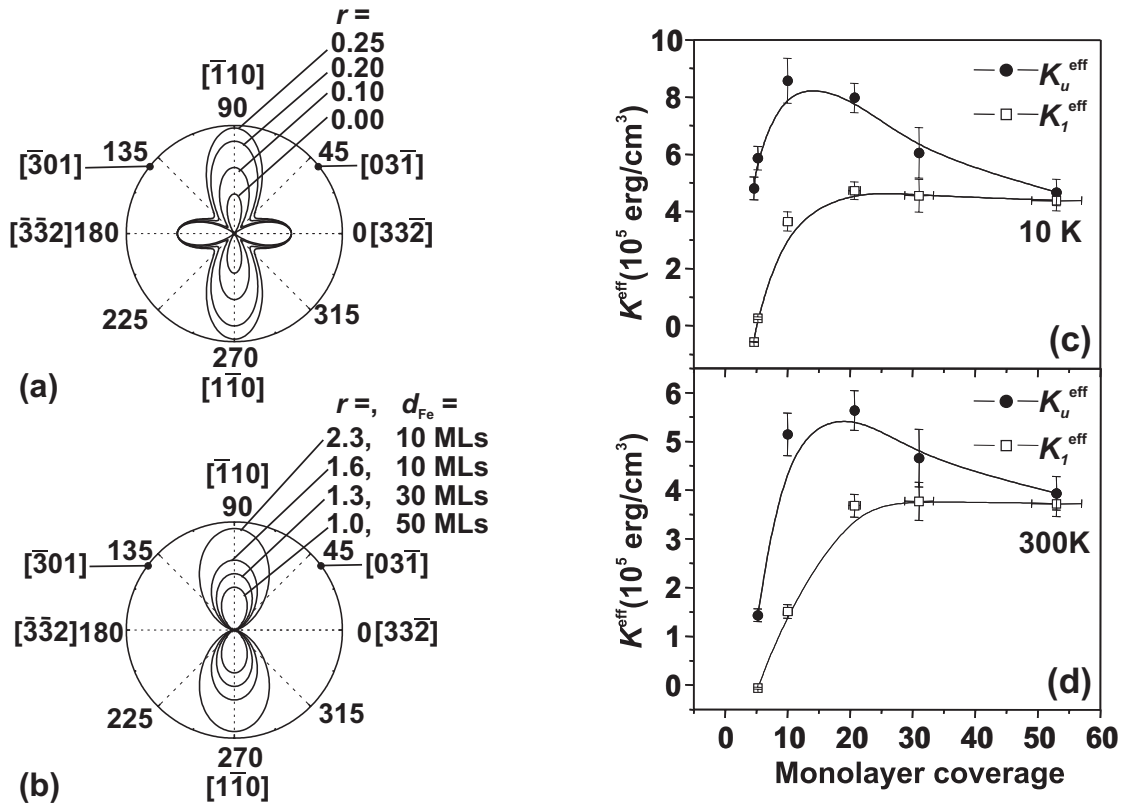


Abb. 25: Polar-Plot-Darstellung der Energiedichte der magnetischen Anisotropie innerhalb der (113)-Schichtebene E_{IPMA} für (a) $r \leq 0.25$ und (b) $r \geq 0.25$. K_U^{eff} und K_I^{eff} in Abhängigkeit der Fe Schichtdicke für (c) $T = 10$ K und (d) $T = 300$ K.

3.2. Magnetotransportuntersuchungen

Im weiteren werden die magnetischen Eigenschaften der Fe-Filme mit dem spontanen Hall-Effekt untersucht. Einerseits kann aus dem Knickpunkt in der H -Abhängigkeit die Sättigungs-Magnetisierung M_S bestimmt werden, Abb. 26(a), andererseits ist die Größe des spontanen Hall-Effektes R_S selbst und seine funktionelle Abhängigkeit vom Widerstand der Filme

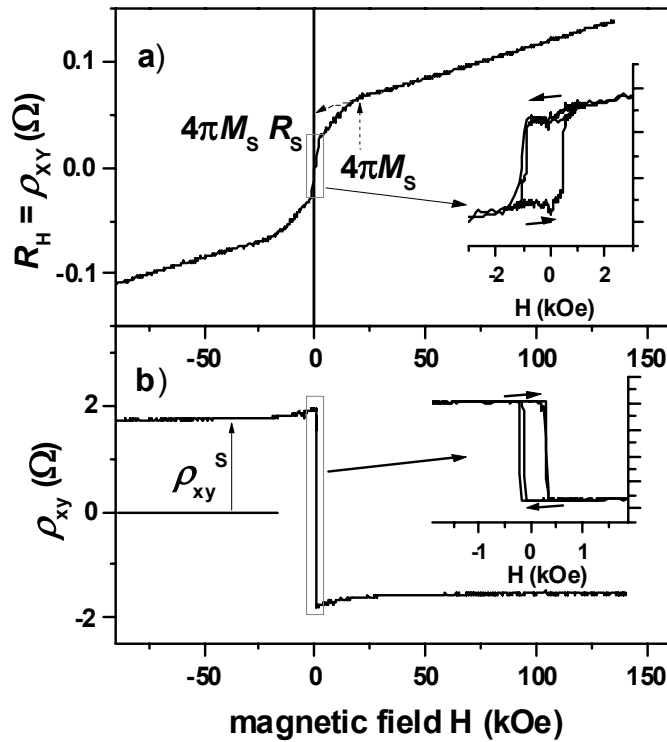


Abb. 26: a) Hall-Effekt R_H als Funktion des Magnetfeldes entlang der Wachstumsrichtung einer 10 nm dicken Fe-Schicht auf GaAs(113)A. b) Transversaler Magnetowiderstand ρ_{xy} als Funktion des Magnetfeldes in der Ebene einer 3 nm dicken Fe Schicht entlang $[33\bar{2}]$, $T = 0.3K$.

ein Maß für die Qualität der Schichten und insbesondere der Heterogrenzfläche. Auch die Größen für R_S sind für die bei 0°C gewachsenen Fe-Schichten auf GaAs (113)A und (313)A im Gegensatz zu Fe/GaAs(001) vergleichbar mit denen für Fe-Schichten auf MgO-Substraten. Da der für diesen Effekt zugrunde liegende Streumechanismus grenzflächenabhängig ist, schließen wir wiederum auf nahezu perfekte Fe/GaAs(113)A- und Fe/GaAs(313)A-Grenzflächen.

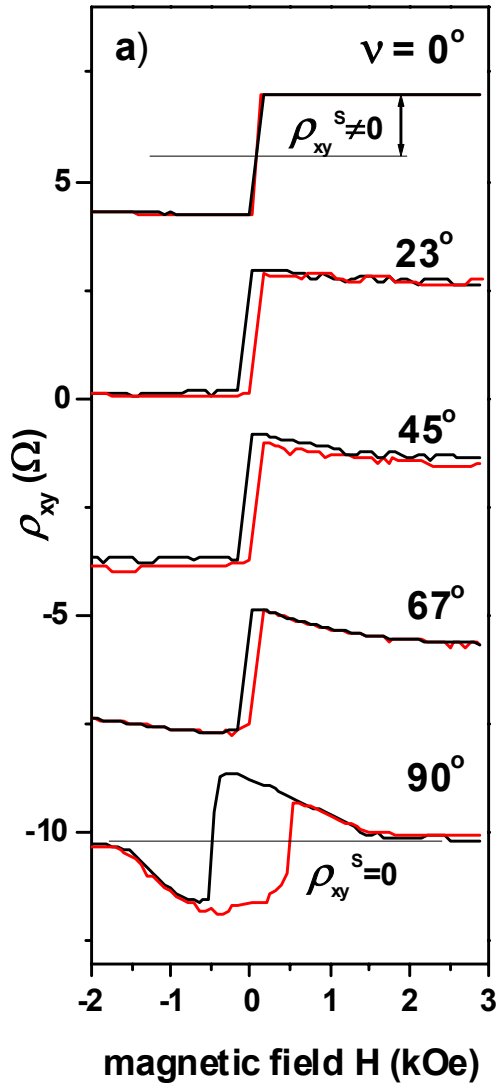


Abb. 27: Hysteresis des transversalen Magnetowiderstandes ρ_{xy} für verschiedene Winkel ν von der $[33\bar{2}]$ zur $[\bar{1}10]$ Richtung in einer 3.5 nm dicken Fe/GaAs(113)A Schicht, $T = 77$ K.

Wir beobachten in diesen Filmen eine unerwartete Hysteresis in R_s , die der Magnetisierung in der Filmebene zugeordnet werden kann, und sich durch einen endlichen transversalen Sättigungsmagnetowiderstand ρ_{xy}^s für Magnetfelder in der Filmebene und in der Richtung der leichten Magnetisierung manifestiert, Abb. 26(b). Die physikalische Ursache für dieses Phänomen ist zur Zeit noch unklar und bedarf weiterer Untersuchungen. Bisher konnten wir aufklären, dass ρ_{xy}^s mit der Neigung der $\langle 100 \rangle$ Fe-Orbitale zur Richtung der Schichtmagnetisierung zu tun hat. Dabei kommt es zu einer ausgeprägten Anisotropie der Ummagnetisierung entlang der Richtungen der Fe/GaAs (113)A und Fe/GaAs (313)A Heterogrenzflächen, mit Koerzitivfeldstärken von 100-200 Oe (Abb. 27). Die leichte Magnetisierungsrichtung ist dabei die $[33\bar{2}]$ Richtung für GaAs(113)A und die $[\bar{1}\bar{1}0]$ Richtung für GaAs (313)A für diese ultradünnen Fe-Schichten. In diesen Richtungen wird der Spin der entsprechenden Fe-Orbitale bei der Ummagnetisierung jeweils gleichsinnig in Richtung der Flächennormale gedreht. Wir beobachten in den Ummagnetisierungskurven Doppelstufen Hysteresis mit klaren Anzeichen für uniaxiale Anisotropie, Abb. 28(b). Die leichte

Magnetisierungsrichtung ist dabei entlang der Kanten der Wachstumsstufen. Es ist allerdings bisher nicht klar, inwieweit die Stufenstruktur der Heterogrenzfläche eine magnetische Anisotropie erzeugen kann, die die magnetischen Momente aus der Ebene heraus dreht.

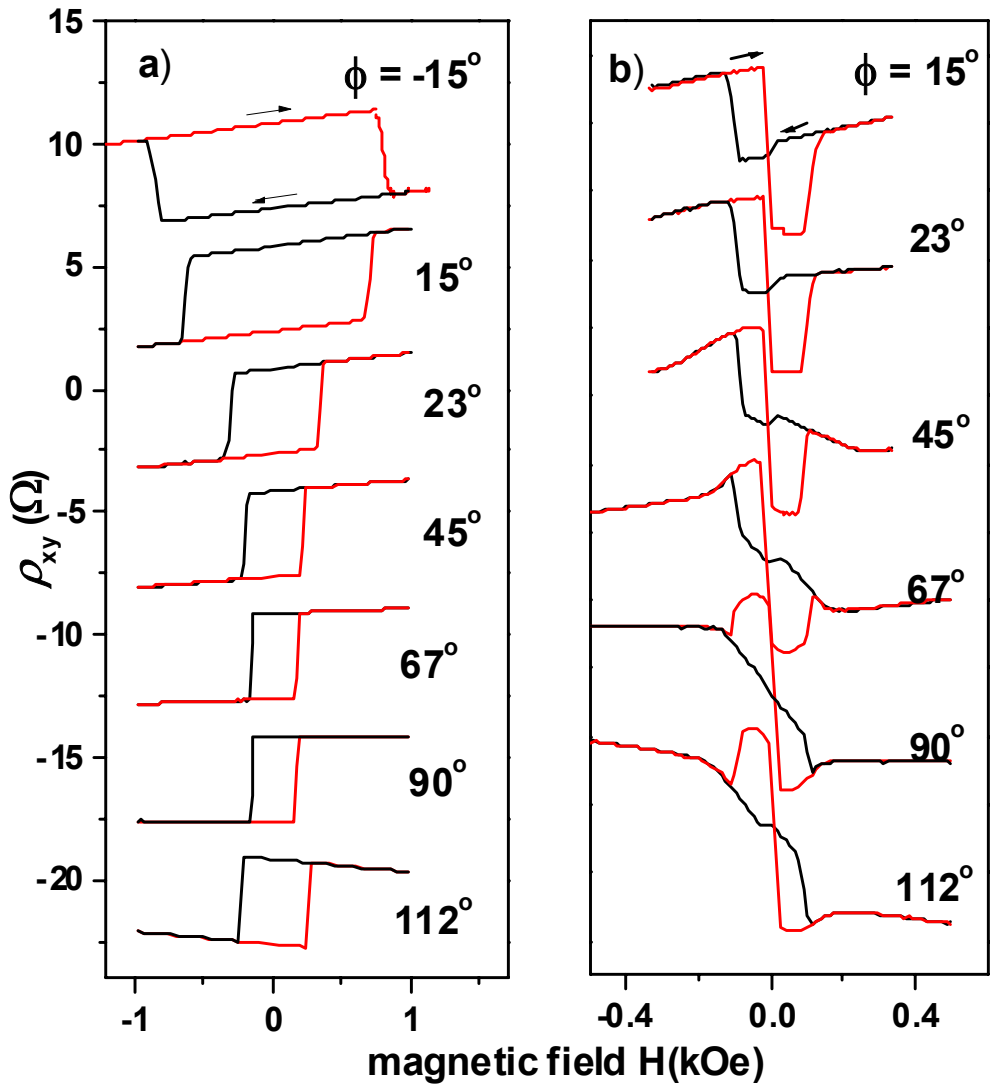


Abb. 28: Hysterese des transversalen Magnetowiderstandes ρ_{xy} für verschiedene Winkel ϕ von der Flächennormalen a) zur $[332]$ Richtung einer 3 nm dicken Fe/GaAs(113)A Schicht, b) zur $[1\bar{1}0]$ Richtung einer 10 nm dicken Fe/GaAs(313)A, $T = 77$ K.

Der Halleffekt in dünnen, ferromagnetischen Schichten liefert eine leistungsstarke Methode, die Eigenschaften von Ladungsträgern zu studieren. Der gewöhnliche Halleffekt spiegelt die Bahnbewegung der Elektronen mit der Fermi-Energie wider. Der spontane Halleffekt, der aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung bei der Streuung der Leitungsbandelektronen aus den d -Zuständen entsteht, erlaubt die Art der Spin-Ausrichtung und damit die Magnetisierung der Schichten zu untersuchen. Weiterhin ist die Mischung von Spin-up und Spin-down Zuständen, die zu einer unterschiedlichen Streuung von Elektronen mit den Impulsen $k \parallel H$ und $k \perp H$ führt, eine Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Das führt zu anisotropen Schichtwiderständen ρ_{xx} und ρ_{xy} , d. h. sie unterscheiden sich für Ströme parallel oder senkrecht zur Magnetisierung der Schicht. Somit liefert der Magnetowiderstand der Schichten die Orientierung der Magnetisierung in der ferromagnetischen Schicht. Für Magnetfelder in der Schichtebene ergeben sich für die Schichtwiderstände folgende Ausdrücke:

$$\Delta\rho_{xx} = [\rho_{\parallel S} - \rho_{\perp S}] m_S^2 [1 + \sin^2(\phi)], \quad \rho_{xy} = [\rho_{\parallel S} - \rho_{\perp S}] m_S^2 \sin(\phi) \cos(\phi),$$

wobei ϕ den Winkel zwischen der Richtung des Stroms und der gesättigten Magnetisierung m_S bezeichnet. Dabei wird der transversale Magnetowiderstand ρ_{xy} für Magnetfelder in der Schichtebene als *planarer* Hallwiderstand bezeichnet.

In Abb. 29 sind ρ_{xy} und ρ_{xx} in Abhängigkeit vom Magnetfeld gezeigt. In hohen Magnetfeldern sättigen ρ_{xy} und ρ_{xx} aufgrund der Ausrichtung der Magnetisierung entlang der Magnetfeldrichtung. Hierbei sollten für positive oder negative Magnetfelder dieselben Sättigungswerte beobachtet werden. Das trifft auch im Fall der Fe/GaAs(001)-Hybridstrukturen zu. Im Gegensatz dazu tritt im Falle der Fe/GaAs(113)A-Hybridstrukturen im planaren Halleffekt ein völlig anderes Verhalten auf. Für Magnetfeldrichtungen um die $[3\bar{3}2]$ -Achse zeigt der planare Halleffekt einen von Null verschiedenen, gesättigten, asymmetrischen Transversal-Magnetowiderstand ρ_{xyS} (SATM), der bis zu hohen Magnetfeldern besteht (siehe Abb. 29). Dieser kann weder auf den asymmetrischen Schichtwiderstand nach Gl. (1) noch auf eine „out-of-plane“-gerichtete Magnetisierung zurückgeführt werden. Entlang der $\langle\bar{1}10\rangle$ -Richtungen ist SATM jedoch null.

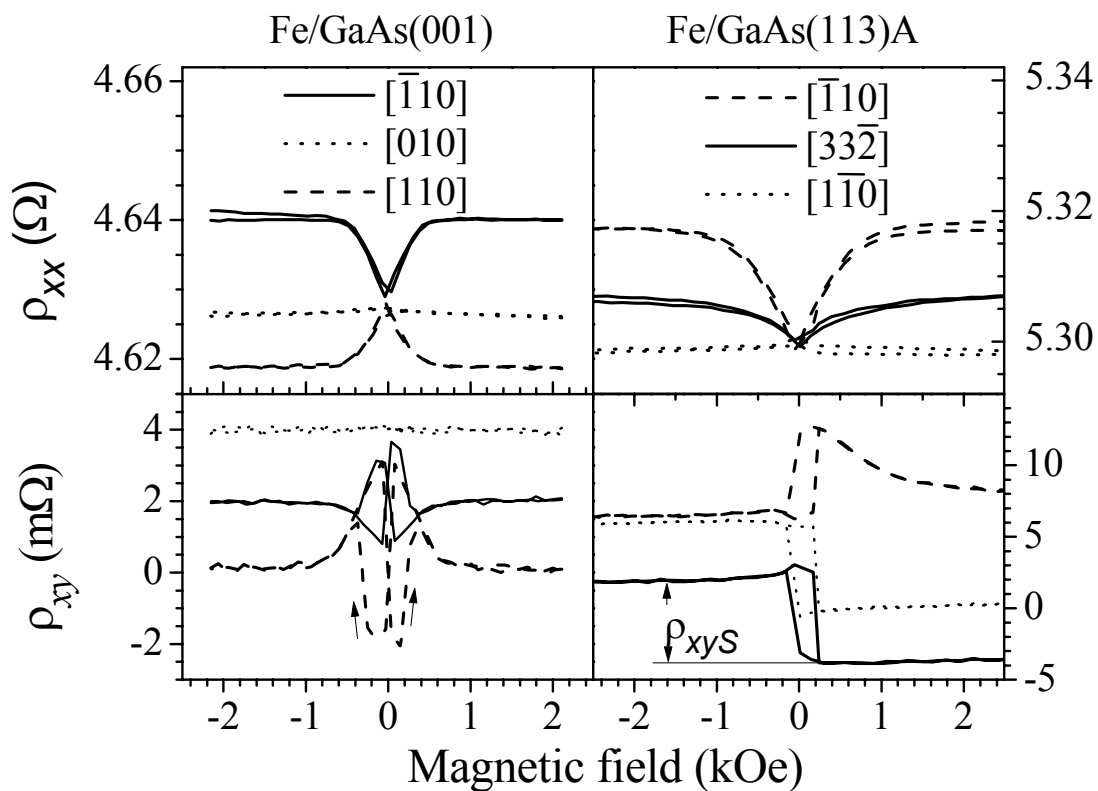


Abb. 29: ρ_{xx} und ρ_{xy} für eine Fe/GaAs(001)- und eine Fe/GaAs(113)A-Hybridstruktur als Funktion des Magnetfeldes bei Raumtemperatur. ρ_{xyS} zeigt den gesättigten, asymmetrischen Transversal-Magnetowiderstand.

Um den nichtverschwindenden SATM für Fe/GaAs(113)A-Hybridstrukturen besser zu verstehen, haben wir die Winkelabhängigkeit des planaren Halleffekts für sehr kleine Magnetfelder in der Schichtebene untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb. 30 zusammengefasst. Im Fall der Fe/GaAs(001)-Hybridstrukturen beobachten wir eine klare vierfache Symmetrie, die der dominanten Kristallfeldanisotropie bei der Rotation der Magnetisierung in der Schichtebene entspricht. Die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen des Fe-Gitters bilden die leichten Achsen der Magnetisierung, entlang deren die Spins selbst bei sehr kleinen Magnetfeldern ausgerichtet sind. Die $\langle 110 \rangle$ -Richtungen stellen entsprechend schwere oder mittelschwere Achsen dar. Die Magnetisierung folgt bei Rotation des Magnetfeldes von der leichten Achse weg dem Magnetfeld nur unvollständig. Selbst wenn des Magnetfeld eine schwere Achse passiert, ist ein

ausreichend großer Anteil der Magnetisierung entlang der entsprechenden leichten Achse ausgerichtet. Bei weiterer Erhöhung des Rotationswinkels schaltet die Magnetisierung zur entgegengesetzten leichten Achse. Deshalb wird die Hysterese in der Umgebung der $\langle 110 \rangle$ -Richtungen in Abb. 30 beobachtet.

Analog zur Magnetfeldabhängigkeit finden wir ein unterschiedliches Verhalten des planaren Halleffekts im Falle der Fe/GaAs(113)A-Hybridstrukturen. Für Magnetfelder entlang der $\langle 3\bar{3}2 \rangle$ -Richtungen wird die Symmetrie entlang der $\langle \bar{1}10 \rangle$ -Richtungen gebrochen. Eine detaillierte Analyse der Streumatrixelemente der s -Elektronen mit den d -Elektronen im Fall von Spin-Bahn-Wechselwirkung zeigt, dass eine zusätzliche Komponente auftritt, wenn das Magnetfeld entlang einer der $\langle 3\bar{3}2 \rangle$ -Richtungen des Fe-Gitters orientiert ist. Dieser zusätzliche Streuterm ist entlang der $\langle \bar{1}10 \rangle$ -Richtungen orientiert und hängt linear von der Magnetisierung ab. Deshalb muss ein zusätzlicher Term der Form $\sim \rho_{33-2}m_S$ empirisch in Gleichung (1) eingeführt werden, der ρ_{xyS} bestimmt. Solch ein asymmetrischer Beitrag aufgrund von Spin-Bahn-Wechselwirkung ist in der Streumatrix nicht vorhanden für Magnetfelder entlang der $\langle \bar{1}10 \rangle$ -Richtungen. Es ist bemerkenswert, dass für Magnetfelder entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung ρ_{xyS} fast vollständig $\rho_{\parallel S} - \rho_{\perp S}$ kompensiert. Diese Übereinstimmung erlaubt es uns zu folgern, dass die physikalische Ursache für den anisotropen Schichtwiderstand und den SATM gleich sind, d. h. die Spin-Bahn-Wechselwirkung während der Streuung der s -Elektronen mit den d -Elektronen.

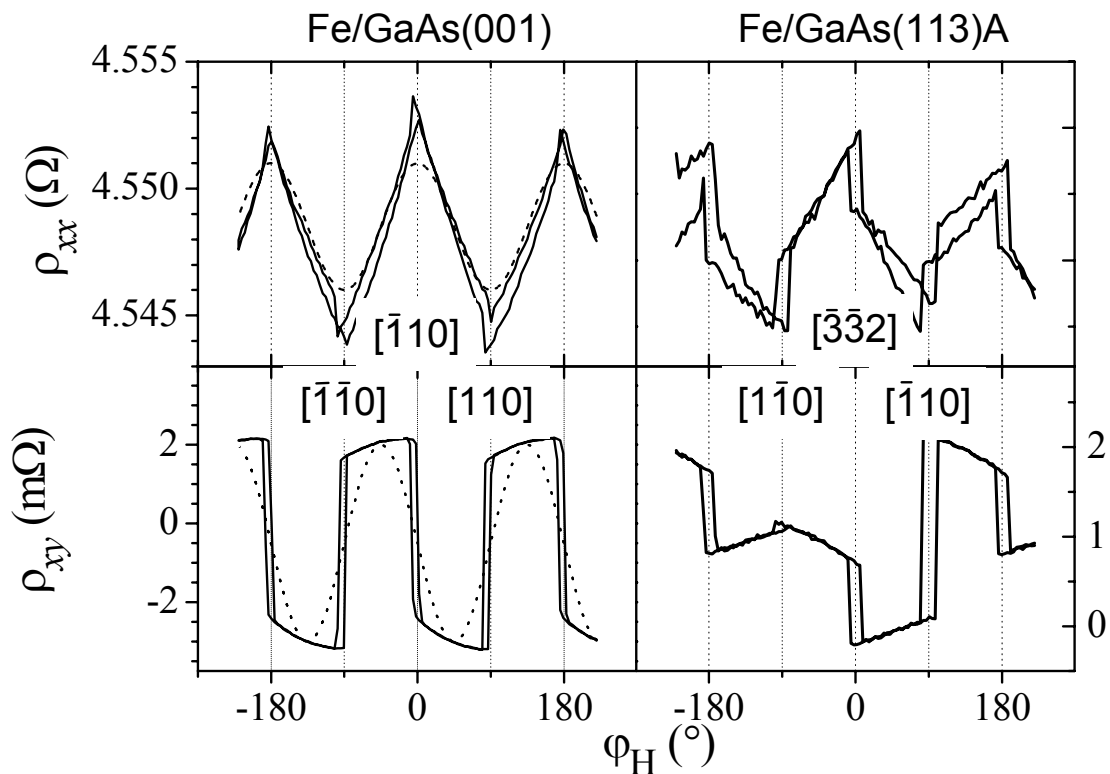


Abb. 30: ρ_{xx} und ρ_{xy} als Funktion der Magnetfeldorientierung in der Schichtebene bei $H = 100$ Oe für eine Fe/GaAs(001)- und eine Fe/GaAs(113)A-Hybridstruktur bei Raumtemperatur. Die gestrichelte Linie sind Lösungen von Gl. (1).

4. Fe₃Si auf GaAs(001) und Ausblick

Bei der Epitaxie von Ferromagnet/Halbleiter-Hybridstrukturen wie z. B. Fe, Co, und Fe_xCo_{1-x}, auf GaAs(001)-Substraten muss die Wachstumstemperatur sehr niedrig gehalten werden (ca. Raumtemperatur), um die Ausbildung von Grenzflächenreaktionen an der Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche zu unterdrücken. Da diese Grenzflächenverbindungen zu einer Verringerung oder Unterdrückung der Spin-Injektion von Elektronen aus einem ferromagnetischen Metall in einen Halbleiter führen können, ist es wichtig alternative Materialien zu finden, die sowohl eine verbesserte Grenzflächenqualität als auch eine bessere thermische Stabilität der Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche aufweisen.

Im Einklang mit den Zielen des Folgeprojekts im Verbundschwerpunkt *NanoQuit* haben wir deshalb am Ende der Projektlaufzeit mit Studien zum Wachstum von Fe₃Si auf GaAs(001)-Substraten begonnen. Fe₃Si ist nahezu gitterangepasst an GaAs(001). Fe₃Si ist ferromagnetisch bis 840 K, hat eine kubische D0₃-Struktur und kann als Heusler-Legierung Fe₂FeSi betrachtet werden, da es zwei unterschiedliche strukturelle und magnetische Fe-Gitterplätze aufweist. Besonders interessant ist, dass für einige Heusler-Legierungen eine 100%-ige Spin-Polarisation an der Fermi-Energie theoretisch vorhergesagt wird, d. h. es sind Halbmetalle.

Eine Serie von Fe_{3+x}Si_{1-x}/GaAs(001)-Hybridstrukturen wurde mittels Molekularstrahl-epitaxie (MBE) hergestellt. Hierbei beschreibt der Parameter x die Abweichung von der exakten Stöchiometrie der Schichten. Abb. 31 fasst die Ergebnisse von Röntgenbeugungsexperimenten an derartigen Fe_{3+x}Si_{1-x}/GaAs(001)-Hybridstrukturen zusammen. Durch Variation der Molekularstrahlflüsse können unterschiedliche Kompositionen der Fe_{3+x}Si_{1-x}-Schichten eingestellt werden, wobei sich der entsprechende Röntgenbeugungsreflex der Fe_{3+x}Si_{1-x}-Schicht in Bezug auf den GaAs-Substrat-Peak verschiebt. Die strukturelle Perfektion der Schichten als auch die Schärfe der Grenzflächen der Schichten werden im Auftreten von Interferenz-Oszillationen (bis zur 5. Ordnung) und sehr schmalen Fe_{3+x}Si_{1-x}-Peaks deutlich. Es sei darauf hingewiesen, dass Interferenz-Oszillationen in reinen Fe-Schichten nicht beobachtet werden konnten. Die Korrelation zwischen der Gitterverspannung $(\Delta a/a)_\perp$ und der Komposition der Schichten (ausgedrückt durch x) ist im Einschub von Abb. 31 gezeigt. Es zeigt sich, dass die exakte Stöchiometrie, d. h. $x = 0$, für nahezu gitterangepasste Schichten erreicht werden kann. Weiterhin finden wir einen optimalen Wachstumstemperaturbereich ($150^\circ\text{C} < T_G < 250^\circ\text{C}$). Wichtig ist, dass die optimale Wachstumstemperatur für Fe_{3+x}Si_{1-x}/GaAs(001)-Hybridstrukturen wesentlich höher ist als die für das Wachstum von Fe, Co, und Fe_xCo_{1-x} auf GaAs(001)-Substraten. Deshalb ist Fe₃Si für technologische Prozessschritte viel besser geeignet, in denen oftmals Temperaturzyklen notwendig sind, die viel höher als Raumtemperatur sind.

Abbildung 32 zeigt den Schichtwiderstand R_S in Abhängigkeit von der Komposition der Schichten. Deutlich erkennbar ist ein ausgeprägtes Minimum im Schichtwiderstand für Proben nahe der exakten Stöchiometrie. Dieses Minimum lässt sich auf die Ordnung der Fe- und Si-Atome in den vier ineinander verschachtelten fcc-Untergittern der kubischen D0₃-Struktur zurückführen. Bemerkenswert ist weiterhin die starke Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstandes im Bereich der exakten Stöchiometrie, die auf eine Verringerung der Kompositionsfluktuationsstreuung als Folge der zunehmenden Ordnung zurückzuführen ist. Im Abschnitt 3.4. hatten wir gezeigt, dass der Halleffekt in dünnen, ferromagnetischen Schichten eine leistungsstarke Methode liefert, die Eigenschaften von Ladungsträgern zu studieren.

In Abb. 33 sind ρ_{xy} und ρ_{xx} für eine Probe mit nahezu exakter Stöchiometrie ($x = 0.01$) in Abhängigkeit vom Winkel für sehr kleine Magnetfelder in der Schichtebene gezeigt. Hierbei wurde der Strom parallel zur $[110]$ -Richtung angelegt, die einer schweren Magnetisie-

rungsrichtung in der Schichtebene entspricht. Wird das Magnetfeld entlang einer leichten Achse ($\theta_H = 45^\circ$) ausgerichtet, fallen die Richtungen der Magnetisierung und des Magnetfeldes zusammen. Dreht man die Probe weiter, bleibt die Richtung der Magnetisierung hinter der Magnetfeldrichtung zurück. Passiert man eine schwere Magnetisierungsachse springt die Magnetisierungsrichtung zur nächsten leichten Achse. Folglich entsteht ein Sprung in der Winkelabhängigkeit von ρ_{xy} . Unterhalb einer kritischen Temperatur tritt jedoch eine Inversion der ρ_{xy} -Werte bei 45° und 135° auf, was einem Vorzeichenwechsel von ρ_{xy} entspricht. Diese Inversion wird nur bei Schichten mit einer Komposition nahe der exakten Stöchiometrie ($-0.08 < x < 0.06$) beobachtet. Die Ursache dieses Effekts ist bisher noch nicht vollständig verstanden. Wir vermuten jedoch, dass sowohl die strukturelle Ordnung nahe der exakten Stöchiometrie als auch die thermisch regulierte magnetische Ordnung der ineinander verschachtelten fcc Fe-Untergitter dazu führt, dass im planaren Hall-Effekt ein Übergang von einem konventionellen in ein geordnetes intrinsisches Magnetotransport-Regime erfolgt. Bemerkenswerterweise tritt dieser Übergang nur in ρ_{xy} nicht aber in ρ_{xx} (siehe Abb. 33) auf.

Spin-Injektion vom $\text{Fe}_{3+x}\text{Si}_{1-x}$ ($x = 0.35$) in GaAs wurde mittels der Analyse der Elektrolumineszenz (EL) einer in die Schichtfolge integrierten *n-i-p* GaAs/(In,Ga)As LED (Einschub von Abb. 7) nachgewiesen. Der zirkulare Polarisationsgrad P der EL bei 150 K ist in Abb. 34 als Funktion des Magnetfeldes B gezeigt. Im Unterschied zur Referenz-Probe, in der die Fe_3Si -Schicht durch das nichtmagnetische Ti ersetzt wurde, folgt der Polarisationsgrad der EL im Falle einer Fe_3Si -Schicht der „out-of-plane“-Magnetisierungskurve. Dabei erkennt man den starken Anstieg von P für Magnetfelder $|B| < 2$ T und die Sättigung bei ca. 3 % für $|B| > 2$ T. Die EL Polarisation in Folge des Zeeman-Effekts in der LED-Struktur ist vernachlässigbar bei $T = 150$ K. Für die Referenz-Probe konnte keine signifikante Polarisation beobachtet werden. Der beobachtete Polarisationsgrad von ca. 3 % ist vergleichbar mit den Werten, die wir zuvor für die Injektion von Fe und MnAs in eine vergleichbare LED-Struktur erhalten haben. Das deutet darauf hin, dass zusätzlich zu einer weiteren Optimierung der Ferromagnet/Halbleitergrenzfläche auch eine Optimierung der Halbleiter-LED-Struktur erforderlich ist, um deutlich höhere Werte für den Polarisationsgrad zu erzielen. Um die tatsächliche Spin-Injektionseffizienz zu bestimmen, haben wir in Kooperation mit der Gruppe von Dr. B. Beschoten (RWTH Aachen) die Ladungsträgerrekombinationszeit als auch die Spinrelaxationszeit unserer LED-Struktur mittels zeitaufgelöster Transmissions-Spektroskopie in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Daraus lässt sich eine Effizienz von 18% bei tiefen Temperaturen und von 10% bei Raumtemperatur abschätzen.

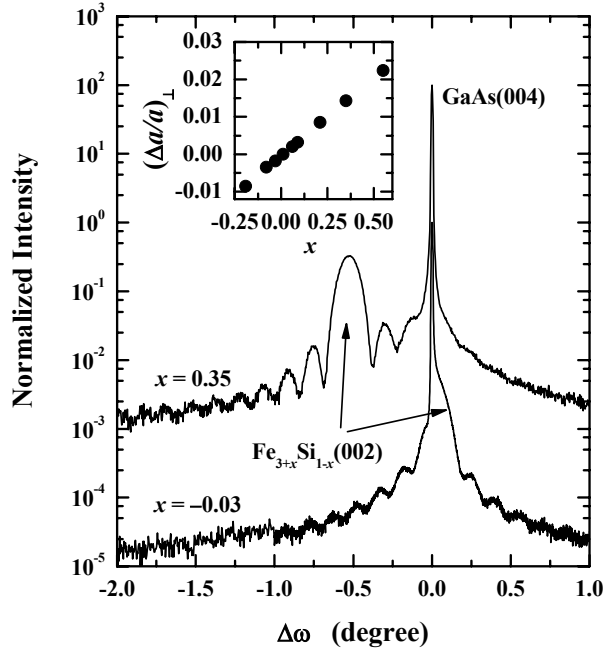


Abb. 31: Logarithmische Darstellung der normierten Intensität von Röntgenbeugungs-Rocking-Kurven für zwei verschiedene $\text{Fe}_{3+x}\text{Si}_{1-x}/\text{GaAs}(001)$ -Schichten. Die Wachstumstemperatur beträgt 200°C . Die Rocking-Kurven sind auf den $\text{GaAs}(004)$ -Reflex des Substrats normiert. Die Kurven sind zur Veranschaulichung untereinander verschoben. Der Einschub zeigt die Korrelation zwischen der senkrechten Gitterfehlانpassung $(\Delta a/a)_\perp$ und der Abweichung x von der exakten Stöchiometrie der Schichten.

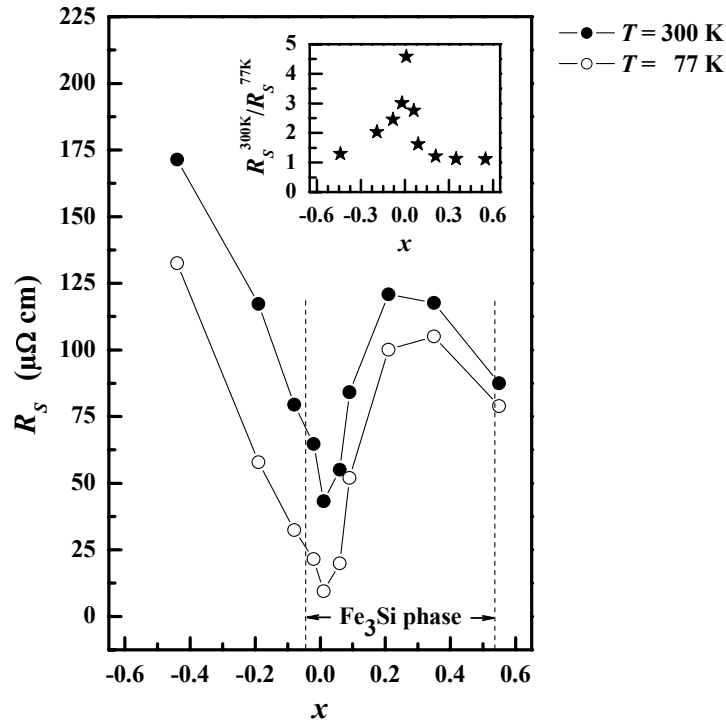


Abb. 32: Schichtwiderstand R_S einer Serie von $\text{Fe}_{3+x}\text{Si}_{1-x}/\text{GaAs}(001)$ -Schichten in Abhängigkeit von der Komposition x der Schichten für zwei verschiedene Temperaturen. Der Einschub zeigt das Verhältnis der Schichtwiderstände bei 300 K und 77 K, $R_S^{300\text{K}}/R_S^{77\text{K}}$, in Abhängigkeit von der Komposition.

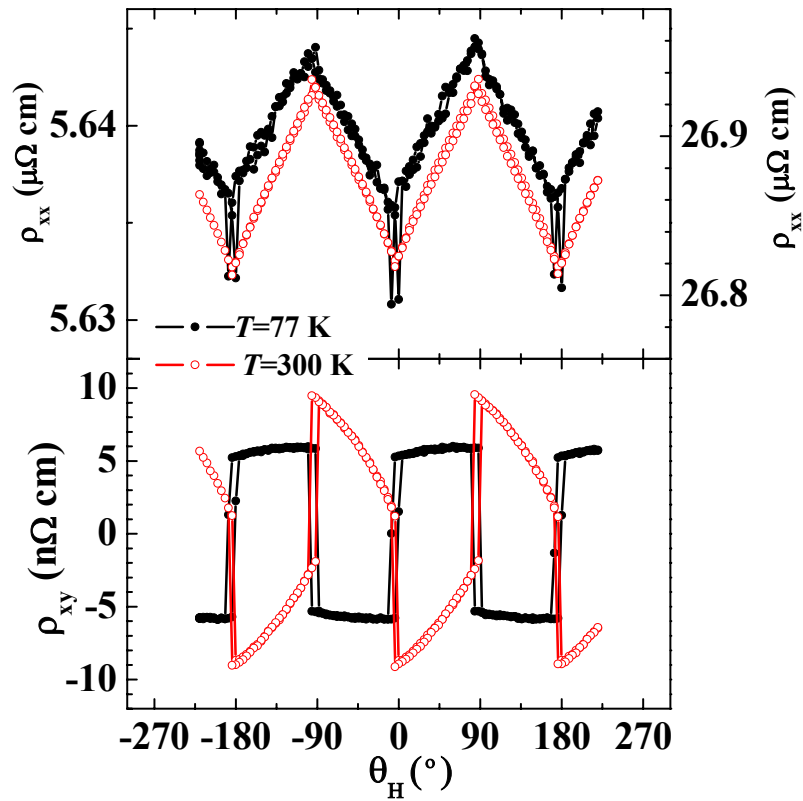


Abb. 33: Abhängigkeit der Komponenten des Widerstandstensors ρ_{xx} und ρ_{xy} vom Winkel bezüglich der Richtung des angelegten Magnetfeldes für eine Schicht mit einer nahezu exakten Stöchiometrie ($x = +0.01$). Das angelegte Magnetfeld beträgt 25 Oe.

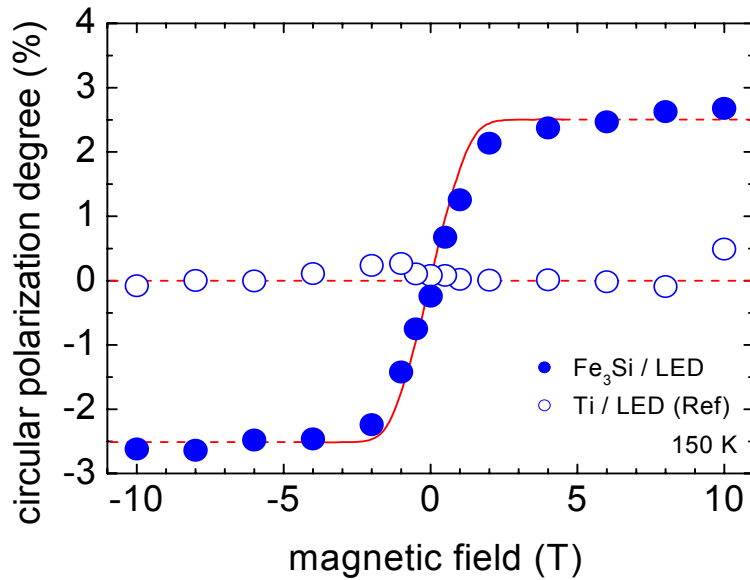


Abb. 34: Zirkularer Polarisationsgrad P als Funktion des externen Magnetfelds für LED's mit Fe_3Si - (volle Symbole) und mit Ti - Injektionsschichten (offene Symbole). Die Messungen wurden bei 150 K durchgeführt. Die „Out-of-plane“-Magnetisierungskurve einer dünnen Fe_3Si -Schicht ist zum Vergleich als durchgezogene Linie hinzugefügt. Die gestrichelten Linien sind Orientierungshilfen für den Bereich hoher Magnetfelder.

5. Veröffentlichungen

5.1. Manuskripte in Fachzeitschriften

- [1] K.-J. Friedland, R. Nötzel, H.-P. Schönherr, A. Riedel, H. Kostial, and K. H. Ploog
Spontaneous Hall effect in MBE grown Fe layers on GaAs(311) and GaAs(331) substrates
Physica E **10**, 442-446 (2001).
- [2] H.-P. Schönherr, R. Nötzel, W. Ma, and K. H. Ploog
Evolution of the surface morphology of Fe grown on GaAs(100), (311)A, and (331)A substrates by molecular beam epitaxy
J. Appl. Phys. **89**, 169-173 (2001).
- [3] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Room-temperature spin injection from Fe into GaAs
Phys. Rev. Lett. **87**, 016601, 4 pages (2001).
- [4] Q. Gong, R. Nötzel, J. H. Wolter, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Distinct growth behaviours in molecular-beam epitaxy on (In,Ga)As on GaAs(311)A substrates
J. Cryst. Growth **242**, 104-108 (2002).
- [5] Q. Gong, R. Nötzel, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
(In,Ga)As islands formed on shallow patterned GaAs(100) substrates by molecular-beam epitaxy
Physica E **13**, 1176-1180 (2002).
- [6] Q. Gong, R. Nötzel, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Molecular-beam epitaxy on shallow mesa gratings patterend on GaAs(311)A and GaAs(100) substrates
Appl. Surf. Sci. **190**, 480-484 (2002).
- [7] R. Nötzel, Q. Gong, M. Ramsteiner, U. Jahn, K.-J. Friedland, and K. H. Ploog
Molecular beam epitaxy of quantum wires and quantum dots on patterned high-index substrates
Microelectron. J. **33**, 573-578 (2002).
- [8] M. Ramsteiner, H. J. Zhu, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Electrical spin injection from Fe into GaAs at room temperature
Physica E **13**, 529-532 (2002).
- [9] M. Ramsteiner
Spin injection from epitaxial ferromagnetic films into GaAs
Microelectron. Eng. **63**, 3-9 (2002).
- [10] M. Ramsteiner, H. J. Zhu, A. Kawaharazuka, H.-Y. Hao, and K. H. Ploog
Electrical spin injection from ferromagnetic metals into GaAs
Adv. Solid State Phys. **42**, 60-66 (2002).

- [11] K. H. Ploog
Spin injection in ferromagnet-semiconductor heterostructures at room temperature
J. Appl. Phys. **91**, 7256-7260 (2002).
- [12] K. H. Ploog, M. Ramsteiner, H.-P. Schönherr, and H. J. Zhu
Tunneling-assisted spin injection in Fe/GaAs and MnAs/GaAs heterostructures
Proceeding of the 28th International Symposium on Compound Semiconductors, edited by Y. Arakawa, Y. Hirayama, K. Kishio, and H. Yamaguchi, IOP conf. Ser. **170**, 261-267 (2002).
- [13] K. H. Ploog, J. Herfort, H.-P. Schönherr, M. Moreno, and S. Dhar
Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection at room temperature
J. Cryst. Growth **251**, 292-296 (2003).
- [14] H.-P. Schönherr, J. Herfort, M. Ramsteiner, H. J. Zhu, and K. H. Ploog
Growth and properties of Fe/GaAs(001) heterostructures for tunneling-assisted spin injection at room temperature
Proceedings of the International Symposium on Mesoscopic Superconductivity and Spintronics 2002, edited by H. Takayanagi and J. Nitta, (World Scientific, Singapore, 2003), pp. 10-16.
- [15] J. Herfort, W. Braun, A. Trampert, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Atomically engineered interfaces for spin injection: Ultrathin epitaxial Fe films grown on As- and Ga-terminated GaAs(001) substrates
Appl. Surf. Sci. **237**, 181-188 (2004).
- [16] J. Herfort, H.-P. Schönherr, P. K. Muduli, and K. H. Ploog
Magnetic anisotropy of ultrathin epitaxial Fe films on As-terminated GaAs(001)-(2×1)
Post-conference Proceedings of the 30th International Symposium on Compound Semiconductors, edited by M. R. Melloch and C. Tu, (IEEE, Piscataway, 2004), pp. 96-101.
- [17] K. H. Ploog
Epitaxial ferromagnetic-semiconductor heterostructures for electrical spin injection
J. Cryst. Growth **268**, 329-335 (2004).
- [18] P. K. Muduli, J. Herfort, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Evolution of the magnetic anisotropy and spin-reorientation transition in Fe films grown on GaAs(113)A substrates by molecular beam epitaxy
J. Appl. Phys. **97**, 123904 (2005).
- [19] K.-J. Friedland, J. Herfort, P. K. Muduli, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Planar Hall effect in epitaxial Fe layers on GaAs(001) and GaAs(113)A substrates
J. Supercond. **18**, in press (2005).
- [20] P. K. Muduli, J. Herfort, H.-P. Schönherr, L. Däweritz and K. H. Ploog
Magnetic anisotropy of Fe films grown on GaAs(113)A substrates
Appl. Phys. A, in press (2005).

5.2. Eingeladene Vorträge auf internationalen Konferenzen

- [1] R. Nötzel
MBE of quantum wires and quantum dots
11th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE-11), Beijing (China), September 1 – 6 (2000).
- [2] K. H. Ploog
Heteroeptitaxy – New Challenges and opportunities for materials engineering at atomic level
28th International Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces (PCSI-28), Orlando (USA), January 7 – 11 (2001).
- [3] R. Nötzel
Novel lateral semiconductor nanostructures by functional selforganized epitaxy
International Workshop on Quantum Nonplanar Nanostructures and Nanoelectronics, Tsukuba (Japan), July 2 – 4 (2001)
- [4] R. Nötzel
Molecular beam epitaxy of quantum wires and quantum dots on patterned high-index substrates
4th International Workshop on Novel Index Surfaces (NIS'01), Aspet (France), September 16 – 20 (2001).
- [5] K. H. Ploog
Tunneling induced spin injection in Fe/GaAs and MnAs/GaAs heterostructures
28th International Symposium on Compound Semiconductors (ISCS-2001), Tokyo (Japan), October 1 – 4 (2001).
- [6] K. H. Ploog
Spin injection in ferromagnet-semiconductor heterostructures at room temperature
46th International Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Seattle (USA), November 12 – 16 (2001).
- [7] M. Ramsteiner
Spin injection from epitaxial ferromagnetic films into GaAs
5th International Symposium on New Phenomena in Mesoscopic Structures, Outrigger Waikoloa Beach (USA), November 25 – 30 (2001).
- [8] K. H. Ploog
Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection
29th International Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces (PCSI-29), Santa Fe (USA), January 6 – 10 (2002).
- [9] J. Herfort
Growth and properties of Fe/GaAs heterostructures for tunneling-assisted spin injection at room temperature
International Symposium on Mesoscopic Superconductivity and Spintronics (MS+S2002), Atsugi (Japan), March 4 – 6 (2002).

- [10] K. H. Ploog
Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection
 International Workshop on Strongly Correlated Electrons in Novel Materials, Loughborough (UK), April 6 – 9 (2002).
- [11] K. H. Ploog
Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for tunnelling-assisted spin injection at room temperature
 EPS-CMD19/CMMP, Brighton (UK), April 7 – 11 (2002).
- [12] M. Ramsteiner
Electrical spin injection from ferromagnetic metals into GaAs
 Advanced Research Workshop on Frontiers of Spintronics and Optics in Semiconductors: A Symposium in Honor of E.I. Rashba, Cambridge (USA), June 20-22 (2002).
- [13] K. H. Ploog
Spin injection in Fe/GaAs structures
 2nd Celdis Workshop on Low Dimensional and Hybrid Diluted Magnetic Semiconductor Structures, Warsaw (Poland), June 21 – 22 (2002).
- [14] K. H. Ploog
Epitaxial ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin-injection
 Summer Camp for Young researchers of the NTT-BRL, Hakone (Japan), August 31 – September 5 (2002).
- [15] K. H. Ploog
Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection at room temperature
 12th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE-XII), San Francisco (USA), September 15 – 20 (2002).
- [16] K. H. Ploog
Ferromagnet-semiconductor heterostructures
 Advanced Heterostructure Workshop (AHW2002), Kauna (USA), December 1 – 6 (2002).
- [17] K. H. Ploog
Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection
 International Symposium on Quantum Nanoelectronics for Meme-Media-Based Information Technologies, Sapporo (Japan), February 12 – 14 (2003).
- [18] K. H. Ploog
Growth and properties of ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection at room temperature
 International Symposium on Carrier Interaction and Spintronics in Nanostructures (CISN2003), Atsugi (Japan), March 10 – 12 (2003).
- [19] K. H. Ploog
Ferromagnet-semiconductor heterostructures for spin injection
 International Symposium on Inter-Nano-Science (INS-2003), Osaka (Japan), March 11 – 13 (2003).

- [20] K. H. Ploog
Epitaxial ferromagnet-semiconductor heterostructures for electrical spin injection
 61st International Device Research Conference (DRC2003), Salt Lake City (USA), June 23 – 25 (2003).
- [21] K. H. Ploog
Atomically engineered interfaces for spin injection: Ultrathin epitaxial Fe films grown on As- and Ga-terminated GaAs(001) substrates
 7th International Symposium on Atomically Controlled Surfaces, Interfaces and Nanostructures (ACSIN-7), Nara (Japan), November 16- 20 (2003).
- [22] K. H. Ploog
Epitaxial ferromagnetic-semiconductor heterostructures for electrical spin injection
 International Conference on Materials for Advanced Technologies (ICMAT2003), Singapore (Singapore) , December 7 - 12 (2003).
- [23] K. H. Ploog
Ferromagnetic/Semiconductor heterostructures – From electrical spin injection to new magnetologic concepts
 Spring Meeting of the Materials Research Society (MRS-2004), San Franzisco (USA), April 12 – 16 (2004).
- [24] K. H. Ploog
Ferromagnetic/Semiconductor nanostructures for spintronics and new magnetologic concepts
 First Taiwan International Conference on Nanoscience and Technology (TICON-2004), Taipeh (Taiwan), June 30 – July 3 (2004).
- [25] K. H. Ploog
Molecular beam epitaxy
 27th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-27), Flagstaff (USA), July 26 – 30 (2004).
- [26] K. H. Ploog
Ferromagnetic/Semiconductor nanostructures for spintronics and new magnetologic concepts
 International Symposium on Quantum Hall Systems and Quantum Materials, Hamburg (Germany), September 22 – 24 (2004).
- [27] K. H. Ploog
Ferromagnetic/Semiconductor nanostructures for spintronics and new magnetologic concepts
 International Workshop: Spin Injection, Transport, and Manipulation, Bochum (Germany), October 10 – 12 (2004).
- [28] K. H. Ploog
Ferromagnetic/Semiconductor nanostructures for spintronics
 International Symposium on Waseda University COE Nanotechnology, Tokyo (Japan), December 21 – 22 (2004).

5.3. Vorträge und Poster auf internationalen Konferenzen

- [1] K.-J. Friedland, R. Nötzel, H.-P. Schönherr, A. Riedel, H. Kostial, and K. H. Ploog
Spontaneous Hall effect in MBE grown Fe layers on GaAs(311) and GaAs(331) substrates
1st International Conference on the Physics and Application of Spin-related Phenomena in Semiconductors (PASPS-2000), Sendai (Japan), September 13 – 15 (2000).
- [2] K. H. Ploog and R. Nötzel
Novel semiconductor nanostructures by functional self-organized epitaxy
NATO ARW on Semiconductor Nanostructures, Queenstown (New Zealand), February 5 – 9 (2001).
- [3] K. H. Ploog
Fabrication and properties of uncoupled and coupled quantum wire and dot structures on high-index GaAs Substrates
International Symposium on Carrier Interaction in Mesoscopic Systems, Atsugi (Japan), February 13 – 14 (2001).
- [4] Q. Gong, R. Nötzel, H.-P. Schönherr, K. H. Ploog
Molecular-beam epitaxy on shallow mesa gratings patterend on GaAs(311)A and GaAs(100) substrates
8th International Conference on the Formation of Semiconductor Interfaces (ICFI-8), Sapporo (Japan), June 10 – 15 (2001).
- [5] Q. Gong, R. Nötzel, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
(In,Ga)As islands formed on shallow patterned GaAs(100) substrates by molecular-beam epitaxy
10th International Conference on Modulated Semiconductor Structures (MSS-10), Linz (Austria), July 23 – 27 (2001).
- [6] M. Ramsteiner, H. J. Zhu, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Electrical spin injection from Fe into GaAs at room temperature
10th International Conference on Modulated Semiconductor Structures (MSS-10), Linz (Austria), July 23 – 27 (2001).
- [7] J. Herfort, H.-P. Schönherr, W. Braun, and K. H. Ploog
Magnetic and structural properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001)
30th International Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces (PCSI-30), Salt Lake City (USA), January 19 – 23 (2003).
- [8] J. Herfort, H.-P. Schönherr, P. K. Muduli, W. Braun, A. Trampert, K. H. Ploog
Magnetic anisotropy and structural properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and GaAs(113)A substrates
30th International Symposium on Compound Semiconductors (ISCS-2003), San Diego (USA), August 25 – 27 (2003).
- [9] A. Trampert, J. Herfort, L. Däweritz, and K. H. Ploog
Interface structure and solid state reaction in the Fe/GaAs epitaxial system
31st International Conference on the Physics and Chemistry of Semiconductor Interfaces (PCSI-31), Kailua-Kona, Hawaii (USA), January 18 – 22 (2004).

- [10] K.-J. Friedland, J. Herfort, P. K. Muduli, H.-P. Schönherr, and K. H. Ploog
Planar Hall effect in MBE grown Fe layers on GaAs(001) and GaAs(113)A substrates
3rd International Conference on the Physics and Application of Spin-related phenomena
in Semiconductors (PASPS-III), Santa Barbara (USA), July 21 – 23 (2004).
- [11] K.-J. Friedland, M. Bowen, J. Herfort, and K. H. Ploog
Intrinsic contributions to the planar Hall effect in Fe and Fe₃Si films on GaAs substrates
11th Advanced Heterostructure Workshop, Kohala-Coast (USA), December 5 – 10
(2004).

Anhang der Publikationen