

---

# Hochbewegliche zweidimensionale Lochsysteme in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen

---



Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)  
der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik  
der Universität Regensburg

vorgelegt von  
Christian Gerl  
aus  
Vilshofen an der Donau

Januar 2009

---

Promotionsgesuch eingereicht am: 21. Januar 2009

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Werner Wegscheider

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Klaus Richter

Erstgutachter: Prof. Dr. Werner Wegscheider

Zweitgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Christian Back

Datum des Promotionskolloquiums: 14. Oktober 2009

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>10</b>
2.1	Landungstransport in 2D-Halbleitersystemen . . . . .	10
2.2	Magnetotransport in 2D-Halbleitersystemen . . . . .	13
2.3	Streumechanismen . . . . .	20
2.4	Spin-Bahn Kopplungseffekte in GaAs . . . . .	21
2.5	Effektive Masse und Streuzeit . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Experimentelle Methoden und Aufbauten</b>	<b>33</b>
3.1	Molekularstrahlepitaxie . . . . .	34
3.2	Prozessierung . . . . .	43
3.3	Messaufbau . . . . .	48
3.4	Auswertung von Magnetotransport-Daten . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Wachstum hochbeweglicher 2DHG Strukturen</b>	<b>59</b>
4.1	Bandstruktur-Optimierung am Beispiel dsd-QWs . . . . .	60
4.2	Einfluss von Wachstumsparametern am Beispiel einseitig dotierter Quantum Wells . . . . .	75
4.3	Wachstum und Charakterisierung von 2DHGs in der (110)-orientierten Kristallebene . . . . .	82
<b>5</b>	<b>Gate-Effekte in kohlenstoffdotierten 2DHGs</b>	<b>88</b>
5.1	Hysteresis-Effekt in 2DHGs mit Gate-Elektrode . . . . .	89
5.2	Spin-Bahn Kopplung in 2DHGs mit Gates . . . . .	93
5.3	Mobilitäts-limitierende Streuprozesse . . . . .	97
<b>6</b>	<b>T-abhängige Magnetotransportuntersuchungen an (110) 2DHG</b>	<b>100</b>
6.1	Magnetotransport-Charakterisierung . . . . .	102
6.2	Effektive Massen $m^*$ . . . . .	111
6.3	Streuzeiten . . . . .	114

6.4 Diskussion . . . . .	117
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>123</b>

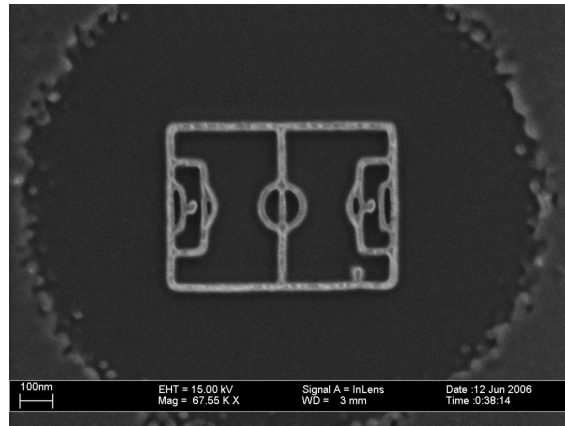


# Kapitel 1

## Einleitung

Wir Physiker sind ja im Allgemeinen und meist auch im ganz Besonderen durchaus recht ehrbare Leute und die wenigsten sollten sich rühmen dürfen, als kleines Kind besonders viele Fensterscheiben mit Fußbällen eingeschossen zu haben. Uns Physiker ist jedoch oft diese seltsame Neigung zu eigen, sich um Dinge einen Kopf zu machen, die seit Menschengedenken nur die im Himmel Wohnenden etwas angehen sollten. Wenn also, so fragt der Kopf, ein Fußball so groß wäre wie der Planet auf dem wir wohnen, also um den Faktor  $10^8$  größer wirft der geplagte Verstand ein, und auch die Fensterscheibe die entsprechende Größe hätte, was würde dann passieren? Das Bersten der Fensterscheibe würde auf jeden Fall in völliger Stille für den Beobachter von staten gehen. Bedingt durch die enorme Größe der zur Durchführung des Experiments nötigen Utensilien, könnte dieses nur im luftleeren Raum des Weltalls ausgeführt werden, sofern sich ein wagemutiger Nachwuchsstürmer mit entsprechender Kraft im Bein finden lässt. In dieser Umgebung fehlt dem Schall aber jegliches Medium um sich ausbreiten zu können -ohne Schall kein Krach und ohne Krach könnte es dem Schützen unter Umständen vielleicht sogar gelingen, sich in aller Heimlichkeit davon zu schleichen.

Der Kopf scheint mit dieser Antwort befriedigt und wendet sich anderweitigen Problemen zu. Ja, was wäre aber, wenn der Fußball nun vielleicht so klein wäre wie ein Atom, also winzig, so um den Faktor  $10^8$  geschrumpft und die Fensterscheibe auch? Dann, ja dann könnte es passieren, dass der Fußball durch die Scheibe fliegt, ohne dass diese überhaupt bricht. Aber nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit. Man müsste das Experiment also mehrmals durchführen. Manchmal sollte der Ball auch einfach zurückkommen, ohne die Fensterscheibe in Mitleidenschaft zu ziehen. Physiker nennen diesen Vorgang Tunneleffekt, ein im Übrigen rein statistisches Phänomen aus der Theorie der Quantenmechanik. Wir fahren fort uns Gedanken über einen geeigneten experimentellen Aufbau zu machen, der diese Theorie bestätigen oder zumindest einen kleinen Hinweis auf deren Richtigkeit geben könnte. Wie aus Abbildung 1.1 ersichtlich, gelang es Forschern der Universität Regensburg bereits,



**Abbildung 1.1:** Ein mittels Elektronenstrahlolithographie und reaktivem Plasamätzen nanostrukturiertes Fußballfeld auf GaAs. Die Feldgröße beträgt  $1000\text{nm} \times 700\text{nm}$ . Die Probe wurde von K. Wagner an der Uni Regensburg in der AG Weiss hergestellt [1].

Fußballfelder geeigneter Größe aus GaAs herzustellen [1]. Leider ist es bis heute führenden Sportartikelhersteller nicht gelungen, Fußbälle entsprechender Größe auf den Markt zu bringen. Bemühungen zur Bereitstellung hinreichend kleiner Fensterscheiben sind von Seiten bekannter Glasproduzenten ebenso wenig zu erkennen. Weshalb wir nach alternativen Mitteln suchen müssen, die Eigenschaften der ganz kleinen Dinge für einen Experimentator beobachtbar zu machen, für einen Bereich in welchem die Gesetze der klassischen Physik nicht mehr ausreichen und in dem zur Deutung Betrachtungsweisen der Quantenmechanik herangezogen werden müssen. Die grundlegenden Konzepte zur Quantenmechanik wurden zwischen 1925 und 1935 von Physikern wie Werner Heisenberg, Erwin Schrödinger, Max Born, Pascual Jordan, Wolfgang Pauli, Niels Bohr, Paul Dirac und John von Neumann erarbeitet. Die Konzepte der Quantenmechanik ersetzen die Regeln der klassischen Physik nicht, sondern schließen sie als Grenzfall räumlich ausgedehnter, dem alltäglichen Erleben zugänglicher Zusammenhänge ein. Die Quantenmechanik ist eine der Hauptsäulen der modernen Physik und bildet die Grundlage für viele ihrer Teilgebiete, wie z.B. die Atomphysik, die Kern- und Elementarteilchen- sowie die Festkörperphysik. In allen Teilgebieten stoßen Experimentatoren auf technische Schwierigkeiten, Quantensysteme über einen hinreichend langen Zeitraum von ihrer Umgebung so zu isolieren, dass Quantenphänomene frei von äußeren Störungen observiert werden können. Um diesem Umstand entgegen zu wirken, versucht man Experimente so zu planen, dass ein noch unverstandenes, zu untersuchendes System in eine Umgebung eingebettet wird, deren störender Einfluss wohl bekannt und mathematisch beschreibbar ist. Gerade die Halbleiterphysik, ein Teilgebiet der Physik kondensierter Materie, bietet hervorragende technische Möglichkeiten zur Herstellung von maßgeschneidereten Quantensystemen in einer solchen, gut verstandenen Umgebung. Die Einbet-

tung einer sehr dünnen Halbleiterschicht in die kristalline Struktur eines andersartigen Halbleiters kann die Voraussetzung räumlicher Einschränkung in eine der drei Raumrichtungen für diese eingeschlossene Schicht erfüllen. Ist die Schichtfolge dieser Struktur derart gestaltet, dass die eingebettete Schicht elektrisch leitend ist während die umgebenden Schichten elektrisch isolieren, unterliegen die Ladungsträger eines Messstroms in diesem eingeschlossenen, leitfähigem Kanal den Regeln quantenphysikalischer Einflüsse. Es ist ein Grundpfeiler der Halbleitertechnik die Leitfähigkeit von Halbleitermaterialien durch deren Dotierung mit Fremdatomen kontrolliert einstellen zu können. Die Freiheit der Ladungsträger sich zu bewegen, wird in einem derartigen System auf die zwei verbleibenden Dimensionen beschränkt. Entlang der dritten Dimension ist kein Ladungstransport möglich. Ladungsträger können aufgrund dieser Beschränkung auf eine zweidimensionale Umgebung bezüglich ihrer Energie und ihres Impulses nur mehr quantisierte Zustände einnehmen. Derartige Quantensysteme werden als zweidimensionale Elektronen- oder Lochgase (2DEG / 2DHG) bezeichnet, je nach Art der am Stromfluss beteiligten Ladungsträger. Was ist ein Loch? Ein Loch ist da, wo etwas anderes nicht ist. Für den Transport von Strom durch einen Halbleiter heißt das, dass fast alle zur Verfügung stehenden Quantenzustände bereits mit Elektronen besetzt sind. Die wenig verbleibenden Zustände ohne Elektron werden als Löcher bezeichnet. Diese unbesetzten Zustände sind Träger einer positiven Einheitsladung und können sich ebenso wie Elektronen durch den leitfähigen Halbleiter bewegen. Man spricht dann von Lochleitung.

Um die bei Untersuchungen dieser 2D-Systeme störenden Einflüsse der temperaturbedingten Eigenbewegung der Kristallatome zu minimieren, werden die Experimente bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt von  $-273.15^\circ \text{C}$ , oder 0 Kelvin (K) ausgeführt. Verbleibende störende Einflüsse auf die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger im leitenden Quantenkanal können dann nur noch elektrostatischer Natur sein und sind auf ionisierte Fremdatome oder Kristallfehler zurückführbar. Die interessante Fragestellung lautet: Wie sieht Ladungstransport in einem 2D-System prinzipiell aus, und was beeinflusst die freie Bewegung der Ladungsträger?

Die Beweglichkeit  $\mu$  von Ladungsträgern ist eine charakteristische Eigenschaft von Halbleitersystemen und dient als vergleichbares Maß für den Transport von Elektronen und Löchern durch den Kristall. Ein Verbindungshalbleiter mit besonders hoher Beweglichkeit ist Galliumarsenid (GaAs). In Verbindung mit dem ternären Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) als isolierendes Barriere-Material, können 2D-Halbleiterheterostrukturen mit den höchsten bislang bei tiefen Temperaturen gemessenen Ladungsträgerbeweglichkeiten hergestellt werden.

Die kontrollierbare Herstellung von 2D-Strukturen aus Verbindungshalbleitern mit präziser Schichtabfolge und -Geometrie hatte ihren entscheidenden Durchbruch mit der Entwicklung der Molekularstrahlepitaxie (MBE). Das Verfahren wurde von John R. Arthur Jr. bei den Bell Laboratories in Murray Hill (New Jersey, USA) entwickelt und erstmalig im Jahre 1968 veröffentlicht [2] und auch patentiert. Nach

Eintritt in die Arbeitsgruppe Arthurs, wirkte Alfred Y. Cho in den Folgejahren entscheidend an der Weiterentwicklung des MBE-Verfahrens mit [3]. Seither findet die Herstellung von Halbleiterstrukturen mit MBE eine breite Anwendung in Industrie und Forschung. So werden heute mittels MBE vor allem Laser-Bauelemente und Hochfrequenz-Transistoren industriell produziert. Im Bereich der Grundlagenforschung wurden beachtliche Leistungen vor allem durch den Nobelpreis für die Entdeckung des fraktionalen Quantum-Hall-Effekts in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen honoriert [4]. Die Anwendung des MBE-Verfahrens führt durch die nahezu perfekte Gitteranpassung von GaAs und AlGaAs zu besonders hohen Strukturqualitäten in diesem Materialsystem. Die derzeit höchste Beweglichkeit für Elektronen in 2DEGs wurde mit  $\mu = 35 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  von L. Pfeiffer veröffentlicht [5]. Dies repräsentiert eine Steigerung um den Faktor 6 gegenüber den besten Beweglichkeiten, die in den 1980er Jahren erzielt werden konnten (siehe z.B. [6]). 2DEGs mit  $\mu > 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  lassen außergewöhnliche Beobachtungen in Magnetotransportuntersuchungen zu. Besonders zu erwähnen sind Mikrowellen-induzierte Null-Widerstands Minima in Shubnikov-de-Haas Oszillationen (SdH) [7], die Formierung von *Stripe Phases* bei hohen Füllfaktoren [8], die exzitonische Kondensation in Bilagen-Systemen [9] sowie das auftreten ablaufinvarianter Merkmale in der Umgebung des Füllfaktors  $\nu = 5/2$  [10]. Seit dem ersten Nachweis eines 2DHGs in (001)-orientierten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen durch H. L. Störmer und W.- T. Tsang im Jahre 1980 [11] konnten Beweglichkeitssteigerungen von Löchern überwiegend in der (311)A-Kristallrichtung erzielt werden [12]. Die Beweglichkeiten der Löcher in der (001)-Ebene werden weitgehend durch dominante Diffusions- und Segregationseffekte des bislang zur Verfügung stehenden Dotiermaterials Beryllium limitiert. Silizium mit seinen aus 2DEG-Strukturen bekannten, hervorragenden Einbauverhalten in GaAs kann in der (311)A-Ebene als Akzeptor wirken. Anhand der so hergestellten 2DHGs konnte ein Großteil der oben erwähnten Phänomene auch für Lochgase bestätigt werden [13, 14, 15]. Die Transportachsen der (311)A-Ebene unterliegen jedoch dem Nachteil großer Anisotropie-Effekte bezüglich der Mobilitäten, die nicht auf die Anisotropie des Valenzbandes, sondern auf anisotrope Streuprozesse an den Grenzflächen der Einschlusspotentiale zurückgeführt werden. Mit der erfolgreichen Einführung von Kohlenstoff als Akzeptor für die (001)- und (110)-Ebenen hochbeweglicher GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen werden bisher bestehende Limitierungen in der Beweglichkeit von Löchern und in der Wahl der Transportebenen im Rahmen dieser Arbeit aufgehoben. In den folgenden Kapiteln werden die Methoden zum Wachstum und die Charakterisierung von Kohlenstoff-dotierten 2DHGs in den eben genannten Transportebenen ausführlich beschrieben.

Vorliegende Arbeit hat zum Ziel, die zweidimensionale hochbeweglichen Lochssysteme mittels Molekularstrahlepitaxie auf (001)-orientierten GaAs Substraten herzustellen, zu optimieren und zu charakterisieren. Es wird gezeigt, dass die Herstellung von Kohlenstoff-dotierten 2DHG-Strukturen erfolgreich auf die unpolare (110)-

Kristallebene übertragen werden kann, sowie die Herstellung von 2DHG Strukturen auf ex-situ präparierten [110] Spaltkanten etabliert. Es wird gezeigt, dass die Ladungsträgermobilität bei tiefen Temperaturen ( $T < 5$  K) als Vergleichskriterium der 2DHGs nicht ausreicht. Um die Strukturen besser beurteilen zu können, werden geeignete Experimente entwickelt und weitere Probenparameter hinzugezogen. So werden beleuchtungs- und feldeffektabhängige Transportmessungen durchgeführt, die Ausprägung von fraktionalen Quanten-Hall Zuständen bei Millikelvin-Temperaturen verglichen und die entscheidenden Streuparameter bestimmt. Abschließend wird der Einfluss der Symmetrie des Einschlusspotentials auf die Transportparameter wie Mobilität, Transport- und Quantenstreuzeit sowie auf den aus temperaturabhängigen Transportuntersuchungen zugänglichen Bandparameter, wie die effektive Masse  $m^*$  untersucht. Im Einzelnen werden in Kapitel 2 die grundlegenden theoretischen Konzepte zur Physik des Valenzbandes von GaAs Kristallen und GaAs/AlGaAs Heterostrukturen dargestellt, sowie ein Überblick der zur Interpretation von Magnetotransportuntersuchungen an derartigen Systemen notwendigen Grundlagen gegeben. Dabei wird ein besonderes Augenmerk auf die im Valenzband verstärkt ausgeprägten Spin-Bahn Kopplungseffekte gelegt.

Kapitel 3 widmet sich den experimentellen Methoden zur Herstellung und Charakterisierung von 2DHG-Strukturen. Dabei wird ausführlich auf die besonderen Anforderungen an MBE-Systeme und Wachstumsmethoden eingegangen, die grundlegende Voraussetzung zur Herstellung qualitativ hochwertiger 2D-Systeme sind. Der Aufbau sowie die Eigenschaften der zur Bereitstellung des elementaren Kohlenstoffs verwendeten Quelle werden dabei besonders berücksichtigt. Ferner werden die zur Durchführung von Magnetotransportexperimenten nötigen Aufbauten und Prozessierungsmaßnahmen der Proben erörtert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine vereinfachte Methode zur Strukturierung geeigneter Messgeometrien entwickelt, welche auf einer kontrollierten Verschiebung des Fermi-niveaus, einhergehend mit Verarmung des 2DHGs in den zu isolierenden Bereichen basiert.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Optimierung von Strukturparametern zweidimensionaler Lochgase und stellt Magnetotransportuntersuchungen der optimierten Strukturen bei Messtemperaturen von 1.2 K bis 30 mK vor. Dabei konnten erstmalig Lochbeweglichkeiten von  $1.21 \times 10^6$  cm<sup>2</sup>/Vs bei einer Ladungsträgerdichte von  $2.28 \times 10^{11}$  cm<sup>-2</sup> in (001)-orientierten beidseitig-dotierten Quantum-Well-Strukturen beobachtet werden. Diese Proben zeigen ferner eine in bisher veröffentlichten 2DHGs nicht demonstrierte Ausprägung von fraktionalen Quanten-Hall Zuständen, welche als vergleichendes Kriterium für die Qualität der im Rahmen dieser Arbeit gewachsenen 2DHGs herangezogen wird. Die bei diesen Messungen im Verlauf der Shubnikov-de Haas Oszillationen bei kleinen Magnetfeldern beobachtbaren Schwebungseffekte werden auf die Überlagerung einzelner Ladungsträgerdichten in spinaufgespaltenen Subbändern des Valenzbandes zurückgeführt. Die Fourieranalyse dieser Schwebungen lässt Aussagen zu den Symmetrieeigenschaften des Einschlusspotentials der ge-

messenen Strukturen zu. Die Einflüsse veränderter Wachstumsparameter auf die Eigenschaften einseitig-dotierter (001)-orientierter Quantum Well-Strukturen wird ebenso in diesem Kapitel beschrieben. Hierbei wird gezeigt, welche Auswirkungen eine Anpassung des Arsen-Angebots während des Wachstums bzw. die Adaptionen der Substrattemperatur während des Dotiervorgangs auf das Einbauverhalten der Kohlenstoffatome in die Kristallstruktur haben. Mit Experimenten zur Anreicherung bzw. Verarmung von Ladungsträgern mit Hilfe von Beleuchtungszyklen wird ein Hinweis auf den Einbau von Kohlenstoff als tiefe Störstellen in der unmittelbaren Umgebung der Dotierschicht erarbeitet. Zusätzlich werden die Methoden zur Herstellung von hochbeweglichen 2DHGs für das Wachstum von 2DHG Strukturen in der unpolaren (110)-orientierten Kristallebene angepasst. Hier werden MDSI-Strukturen (modulation-doped single interface) mit Beweglichkeiten von  $1.13 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei Ladungsträgerdichten von  $1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  vorgestellt, deren hohe Qualität erstmalig die Ausprägung fraktionaler Quanten-Hall-Zustände in 2DHGs dieser Kristallebene entlang der anisotropen  $[\bar{1}10]$ - und  $[001]$ -orientierten Transportachsen sichtbar werden lässt. Ferner wird das Wachstum identischer MDSI-Strukturen auf ex-situ präparierten Spaltflächen von (001)- und (110)-Substraten vorgestellt. Derartige 2DHG precleave Proben wurden erstmalig im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt und sind technische Voraussetzung für die Weiterentwicklung zum Wachstum auf in-situ präparierten Spaltflächen zur Herstellung eindimensionaler Quantenstrukturen durch das sequentielle Ausführen zweier in Hinblick auf Kristallorientierung zueinander senkrecht durchgeführter Wachstumsschritte.

Die in Kapitel 5 vorgestellten Experimente zu elektrischen Feldeffekten in hochbeweglichen, einseitig-dotierten und (001)-orientierten 2DHG-Strukturen werden an Proben durchgeführt, die mit einem Aluminium Gate an der Oberfläche ausgestattet wurden. Es kann gezeigt werden, dass die Ladungsträgerdichte durch Anlegen eines definierten Potentials auf der Gate-Elektrode für einen weiten Bereich kontrolliert und reproduzierbar einstellbar ist, und so zuverlässige Magnetotransportmessungen für variable  $k_{\parallel}$  Werte der Dispersionsrelation des Valenzbandes durchführbar werden. Untersuchungen außerhalb dieses Bereiches lassen ein Hysterese-Phänomen in der Reaktion der Ladungsträgerdichte auf angelegte Gate-Spannungen beobachten, das als Memory-Effekt der Probe (bezüglich der Ladungsträgerdichte) bezeichnet und bisher in der Literatur nicht diskutiert wurde. Es kann gezeigt werden, dass dieser Effekt gleichwohl kontrollierbar ist. Die sich dadurch eröffnende Möglichkeit, die Ladungsträgerdichte eines 2DHGs mit Hilfe eines Gate-Potentials oder unter Ausnutzung des Memory-Effekts auf unterschiedliche Art auf identische Werte einzustellen, lässt vergleichende Magnetotransportuntersuchungen zu, die den Einfluss externer- bzw. interner elektrischer Felder auf Spin-Bahn Kopplungseffekte im Valenzband quantifizieren. Die Ursache des Hysterese-Phänomens kann unter Berücksichtigung der Beleuchtungsexperimente im Kapitel 4 auf die Ausprägung tiefer Störstellen beim Einbau der Kohlenstoffatome in die Kristallstruktur eingegrenzt werden. Im

weiteren Verlauf werden Experimente zur Feststellung des dominierenden Streuprozesses vorgestellt, der die Limitierung der bisher erreichten Beweglichkeit der Ladungsträger in den gewachsenen 2DHG-Strukturen festlegt. Dabei kann gezeigt werden, dass die Obergrenze der Mobilität eines Proben-Designs durch den Einbau von Verunreinigungen aus dem Restgas des Wachstums-Volumens der MBE-Anlage in die Heterostruktur vorgegeben ist. Dies ist eine Bestätigung erfolgreich durchgeführter Strukturoptimierungs-Maßnahmen.

Kapitel 6 beschäftigt sich mit dem Einfluss der Symmetrie des Einschlusspotentials auf die Transportparameter wie Beweglichkeit  $\mu$ , Transportstreuzeit  $\tau_t$ , Quantenstreuzeit  $\tau_q$ , und deren Verhältnis, welches aufzeigt, ob mehr langreichweitige oder kurzreichweitige Streupotentiale die Beweglichkeit limitieren. Ein weiterer wichtiger Parameter, der direkt Rückschlüsse auf die Dispersion zulässt, ist die effektive Masse  $m^*$ . Diese wird bestimmt und daraus der dimensionlose Wechselwirkungsparameter  $r_s$  ermittelt, der das Verhältnis aus Coulomb- und Fermienergie angibt und somit ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung der Ladungsträger untereinander ist. Die notwendigen temperaturabhängigen Magnetotransportuntersuchungen werden an [110]-orientierten 2DHGs durchgeführt. Dies lässt den Vergleich der anisotropen  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Transportachsen zu, wobei die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung sowohl in der (110)- sowie in der (001)-Kristallebene Haupttransportachse ist. Die so gewonnen Parameter erlauben ein erweitertes Bandstruktur-Design, welches zwingend notwendig ist, um massgeschneiderte 2DHGs für weiterführende Experimente bereitstellen zu können.

Kapitel 7 schließt diese Arbeit mit einer Zusammenfassung ab und gibt Ausblicke auf weiterführende Experimente.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Ladungstransport in 2D-Halbleitersystemen

Ein zweidimensionales Elektronen- oder Lochgas (2DEG/2DHG) ist ein System in dem Ladungsträger in ihrer Bewegungsfreiheit entlang einer Raumrichtung stark eingeschränkt sind, sich jedoch in der orthogonal dazu liegenden Ebene frei bewegen können. 2D-Ladungsträgersysteme sind seit langem aus der Silizium MOS-FET<sup>1</sup> Technologie bekannt. Hierbei bilden sich durch Anlegen einer Gate-Spannung zweidimensionale, leitfähige Schichten an der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumoxid und schalten so den Fluss eines elektrischen Stroms von Source- zu Drain- Kontakt frei. An solchen Systemen führte Klaus von Klitzing seine ersten Arbeiten zum Quanten-Hall Effekt (QHE) durch, wofür er 1985 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurde [16]. Weitere Realisierungsmöglichkeiten für 2D-Ladungsträgersysteme sind in II/VI Halbleitersystemen wie Cadmiumtellurid (CdTe) oder Zinkselenid (ZnSe) und III/V Halbleitersystemen wie Galliumarsenid (GaAs) oder Galliumantimonid (GaSb) zu finden. In den letzten Jahren werden verstärkt 2D-Systeme in reinen Graphit Monolagen (Graphen) untersucht.

Verbindungshalbleiter aus Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems werden vor allem dann für die Herstellung von 2D-Systemen ausgewählt, wenn der Fokus auf einem möglichst ungestörten Transport der Ladungsträger im leitenden Kanal liegt. Prominenteste Vertreter sind hierfür sicherlich GaAs/AlGaAs Heterostrukturen, deren ausgesprochen hohen Elektronenbeweglichkeiten zu der Visualisierung des fraktionalen QHE (fQHE) führte. Für dessen Entdeckung und theoretischen Beschreibung wurden H. Störmer, D. Tsui und R. Laughlin 1998 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet [4]. Entscheidend für die hohe Qualität der Systeme sind zum einen die inhärenten hohen Beweglichkeiten der Elektronen im Quantum Well (QW) aus GaAs, zum anderen die fast perfekte Anpassung der Git-

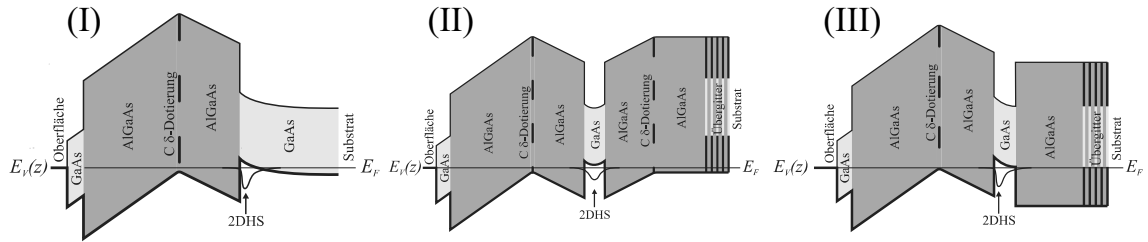
---

<sup>1</sup>Metall-Oxid Halbleiter-Feldeffekttransistor



terkonstanten der binären Halbleiter GaAs und AlAs ( $a_{\text{GaAs}} = 5.653 \text{ \AA}$  und  $a_{\text{AlAs}} = 5.661 \text{ \AA}$  bei 300K [17]), aber auch das Konzept der Modulationsdotierung, eingeführt durch H. Störmer *et al.* im Jahre 1978 [18].

Das für ein 2D-System notwendige Einschlusspotential kann entweder durch die Bandanpassung am Übergang von Halbleitern unterschiedlicher Bandlücke (SI, single interface) und einhergehender Dotierung des Halbleiters mit der größeren Bandlücke realisiert werden, oder durch QW-Strukturen, bei welchen der Halbleiter mit geringerer Bandlücke beidseitig vom Halbleiter mit größerer Bandlücke flankiert wird. Die räumliche Trennung von Dotierung und Einschlusspotential folgt dem Konzept der Modulationsdotierung. Im Fall einer Dotierung mit Donatoren entsteht das Einschlusspotential im Leitungsband am Ort des SI oder QW, wo das Leitungsband mit Elektronen gefüllt wird. Wird nur das erste Subband mit Elektronen besetzt, entsteht ein quasi-zweidimensionales System, welches als 2DEG bezeichnet wird. Analog werden 2DHGs im Valenzband durch die Dotierung mit Akzeptoren ausgebildet. Die Dotierung kann vor, nach oder auf beiden Seiten des Einschlusspotentials



**Abbildung 2.1:** Bandstrukturen von gängigen 2DHGs im GaAs/AlGaAs Heterosystem. (I) MDSI, (II) dsd QW und (III) ssd QW, aus [19].

platziert werden, wobei SI-Strukturen stets nur einseitig dotiert werden können. Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über gängige Bandstrukturverläufe für 2DHGs im GaAs/AlGaAs Heterosystem. Die in dieser Arbeit verwendeten und in der Fachgemeinschaft gängigen Bezeichnungen sind MDSI<sup>2</sup> für Struktur I, dsd<sup>3</sup> QW für Struktur II und ssd<sup>4</sup> QW für Struktur III. Strukturen mit ausschließlich invertierter Dotierung oder mehreren QWs finden in dieser Arbeit keine Anwendung, sollen aber in Hinblick auf Vollständigkeit Erwähnung finden. Eine allgemeine Beschreibung zur Entstehung derartiger Bandverläufe mit Schwerpunkt auf 2DEGs kann z.B. den Referenzen [20] und [21] entnommen werden.

Da sich diese Arbeit ausschließlich mit der Herstellung und Charakterisierung von 2DHGs befasst, soll hier kurz auf die Quantifizierung des nichtkontinuierlichen Bandverlaufes an der Grenzfläche von GaAs und AlGaAs im Valenzband eingegangen wer-

<sup>2</sup>modulation doped single interface

<sup>3</sup>double sided doped

<sup>4</sup>single sided doped

den. Bei Raumtemperatur zeigt GaAs eine Bandlücke ( $E_{Gap}$ ) von 1.42 eV, AlAs eine Bandlücke von 2.168 eV. Für die ternäre Verbindung beider Materialien  $Al_xGa_{1-x}As$  errechnet sich  $E_{Gap}$  aus:

$$E_{Gap,AlGaAs} = 1.424 + 1.247x \text{ eV}, (x < 0.45) \quad (2.1)$$

und

$$E_{Gap,AlGaAs} = 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \text{ eV}, (x > 0.45) \quad (2.2)$$

In einer für diese Arbeit typischen Struktur mit einem Aluminium Anteil  $x = 0.30$  beträgt die Differenz der Bandlücke von GaAs und AlGaAs somit 0.374 eV. An der Grenzfläche beider Materialien tritt daher eine Stufe in der Leitungs- bzw. Valenzbandkante ( $\Delta E_V$ ) auf, welche jedoch ungleich stark ausgeprägt ist. Nach Batey *et al.* [22] folgt  $\Delta E_V$  über den gesamten Bereich von  $x$  der Relation:

$$\Delta E_V = 0.55x \text{ eV}, (0 < x < 1) \quad (2.3)$$

Wird auf der Oberfläche der Struktur eine metallische Gate-Elektrode aufgebracht, kann durch Anlegen einer Spannung das Einschlusspotential relativ zum Fermi Niveau des Halbleiters verschoben werden. Dadurch kann der leitende Kanal sowohl angereichert als auch verarmt, aber auch die Symmetrieeigenschaften des Einschlusspotentials beeinflusst werden. Auf die Bedeutung von Symmetrieeigenschaften in 2DHGs wird detailliert in Abschnitt 2.4 eingegangen.

Für alle weiteren Betrachtungen ist die Raumrichtung, die die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger einschränkt die z-Richtung. Elektronen oder Löcher können sich somit in der in x- und y-Richtung aufgespannten Ebene frei bewegen. Unter der Annahme einer parabolischen Dispersion, und der vollen Entartung des 2D-Systems durch ausschließliche Besetzung des ersten Subbandes, kann die Gesamtenergie für Elektronen wie folgt dargestellt werden:

$$E = E_s + \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2) \quad (2.4)$$

wobei  $E_s$  die Energie des Grundniveaus darstellt, welche entscheidend von der Form des Einschlusspotentials abhängt. Berechnungen von  $E_s$  zu verschiedenen Bandstrukturen sind z.B. in [20] gezeigt. Durch die Einführung der effektiven Masse  $m^*$  in Relation zur Ruhemasse eines freien Elektrons  $m_0$  ist es möglich, oben angegebene Energiewerte analytisch als Lösung der Schrödinger Gleichung anzugeben. Ferner ist die Spin entartete Zustandsdichte  $D(E)$  für 2D Systeme unabhängig von der Energie:

$$D(E) = D = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \quad (2.5)$$

Bei Messtemperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt, tragen nur Ladungsträger nahe der Fermikante zum Transport bei. Aus diesem Zusammenhang lassen sich mit

der Ladungsträgerdichte  $n_s$  direkt Ausdrücke für die Fermienergie und den Fermi-Wellenvektor herleiten:

$$E_F = \frac{n_s \pi \hbar^2}{m^*} \quad (2.6)$$

und

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s} \quad (2.7)$$

## 2.2 Magnetotransport in 2D-Halbleitersystemen

Zweidimensionale Ladungsträgersysteme können mittels Magnetotransport- Messungen bei tiefen Temperaturen charakterisiert werden. Die dafür verwendete Probenstruktur ist wahlweise die Hallbar- oder van-der-Pauw- (vdP) Geometrie (siehe Abbildung 2.2). Die beiden Hauptcharakteristika solcher Systeme sind ihre Ladungsträgerdichte  $n_s$  und ihre Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$ , welche nach der klassischen Drude Theorie aus Magnetotransportdaten extrahiert werden können. Im Drude Bild werden Elektronen als Teilchen betrachtet, welche nach einer mittleren, vom Magnetfeld unabhängigen Zeit  $\tau_t$  gestreut werden. Sie bewegen sich mit einer Driftgeschwindigkeit  $v_D$  entlang eines elektrischen Feldgradienten, welcher nach Konvention in x-Richtung zeigt, durch den Halbleiter. Die Beweglichkeit ergibt sich aus:

$$\mu = \frac{v_D}{E_x} = \frac{e\tau_t}{m^*} \quad (2.8)$$

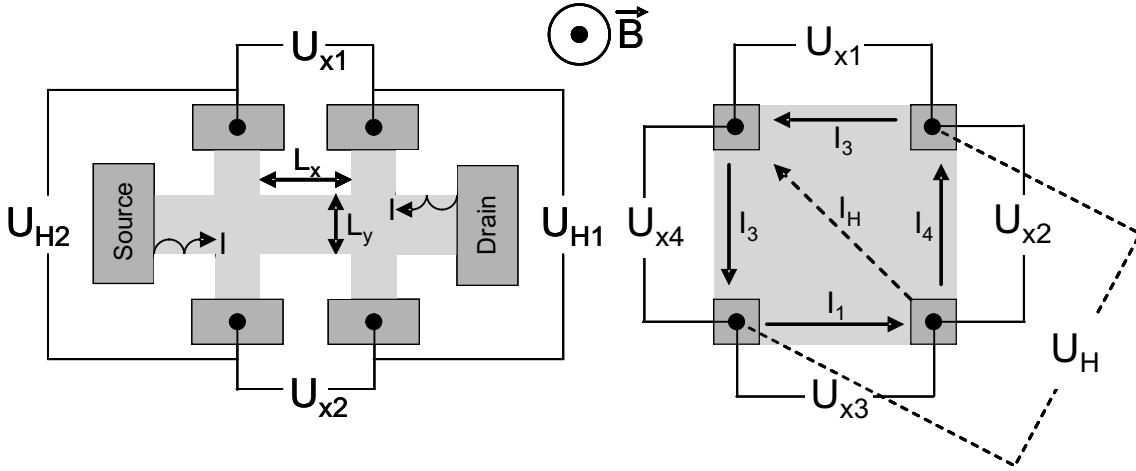
Durch Anlegen eines magnetischen Feldes  $\vec{B}$  senkrecht zur freien Bewegungsebene der Elektronen, wirkt die Lorentzkraft auf die sich in der x-y Ebene bewegenden Elektronen und führt zu einer Akkumulation von Ladungsträgern an einem der Probenränder in y-Richtung. Das sich dadurch aufbauende Feld  $E_y$  wirkt der Lorentzkraft entgegen. Aus den messbaren Komponenten des spezifischen Widerstandstensors  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  lassen sich  $\mu$  und  $n_s$  wie folgt extrahieren:

$$n_s = -\left(\frac{e\rho_{xy}}{B}\right)^{-1} \quad (2.9)$$

und

$$\mu = \frac{1}{en_s\rho_{xx}} \quad (2.10)$$

In der Messgeometrie mit Hallbar (Abbildung 2.2 links) wird  $\rho_{xy}$  über die jeweils durch den eingepprägten Messstrom zu teilenden Spannungen  $U_{H1}$  oder  $U_{H2}$  ermittelt. Der Längswiderstand  $\rho_{xx}$  wird entsprechend aus  $U_{x1}$  oder  $U_{x2}$  jedoch zusätzlich multipliziert mit dem Faktor  $L_y/L_x$  errechnet. Die Stärken der Hallbar-Geometrie liegen in der Möglichkeit  $\rho_{xx}$  und  $\rho_{xy}$  über mehrere Potentialabgriffe während eines Magnetfeldsweeps parallel messen zu können. Näheres dazu kann in Kapitel 3.4



**Abbildung 2.2:** Hallbar- (links) und van-der-Pauw Messgeometrie für Magnetotransport Untersuchungen. Der Strompfad ist für eingezeichnetes  $B$ -Feld für Löcherleitung gültig. Zur Veranschaulichung eines Elektronenstroms muss lediglich der Strompfad oder das  $B$ -Feld gedreht werden.

nachgelesen werden.

Der Vorteil einer Messung in vdP-Geometrie (Abb. 2.2 rechts) liegt in der Unabhängigkeit des Verfahrens von der Probengeometrie [23], wodurch Proben sehr schnell und einfach präpariert werden können. Die Ermittlung von  $\rho_{xx}$  erfolgt über Permutation der Strom- und Messkontakte und kann somit durch Messung von  $U_{x1}$ ,  $U_{x2}$ ,  $U_{x3}$  und  $U_{x4}$  und anschließender Verrechnung mit

$$\rho_{xx} = \frac{\pi d}{\ln 2} \left( \frac{U_{x1}/I + U_{x3}/I}{2} + \frac{U_{x2}/I + U_{x4}/I}{2} \right) \frac{1}{2} F(Q) \quad (2.11)$$

bestimmt werden. Dabei bezeichnet  $d$  die Dicke der leitenden Schicht,  $I = I_1 = I_2 = I_3 = I_4$  der Messstrom und  $F(Q)$  eine Fehlerfunktion, deren numerische Lösung Ref. [23] oder [24] entnommen werden kann. Der spezifische Hallwiderstand kann über  $U_H/I_H$  in diagonalen Anordnung wie eingezeichnet oder senkrecht dazu gemessen werden.

Das klassische Drude Modell ist nur gültig für kleine  $B$ -Felder, bei denen die Bedingung für die Zyklotronfrequenz  $\omega_c \tau_q < 1$  mit  $\omega_c = eB/m^*$  und  $\tau_q$  der elastischen Quantenstreuzeit erfüllt ist. Für höhere  $B$ -Felder wird die mittlere freie Weglänge der Elektronen schnell größer als der Zyklotronradius, wodurch die Teilchen die Zyklotronbahnen mehrfach durchlaufen und mit sich selbst interferieren können. Die Bohr-Sommerfeld Quantisierung beschreibt die daraus resultierende Aufspaltung der für  $B = 0$  gültigen konstanten Zustandsdichte (Formel 2.4) in eine Serie diskreter  $\delta$ -förmiger Energieniveaus, den so genannten Landauniveaus. Die zu lösende Schrö-

dingen Gleichung für ein derartiges System lautet:

$$\left(\frac{1}{2m^*}(\vec{p} + e\vec{A})^2 + V(z) + U(y)\right)\psi = E\psi \quad (2.12)$$

Diese ist um ein Quantisierungspotential  $V(z)$  und ein Randpotential  $U(y)$ , welches der endlichen Ausdehnung der Probe Rechnung trägt erweitert. Ein Separationsansatz hat, zunächst unter Vernachlässigung von  $U(y)$ , die Energieeigenwerte unter Berücksichtigung der Spinaufspaltung der Landauniveaus zur Lösung:

$$E = E_i + n + \frac{1}{2}\hbar\omega_c + sg_{eff}\mu_B B, n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.13)$$

Hierbei bezeichnet  $g_{eff}$  den effektiven Lande-Faktor,  $s = \pm\frac{1}{2}$  die Spinquantenzahl und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton. Der energetische Abstand zwischen den Landauniveaus beträgt  $\hbar\omega_c$ .

In realen Proben sind die  $\delta$ -förmigen Landauniveaus durch Streuung an Defekten zumeist gaußförmig verbreitert (siehe Abbildung 2.4). Die Zustände in der unmittelbaren Umgebung der Maxima werden als nichtlokalisiert oder ausgedehnt bezeichnet und tragen, sofern durch Ladungsträger besetzt, zum Transport in den Randkanälen der Probe bei. In den Bereichen zwischen den Maxima befinden sich lokalisierte Zustände, deren Ladungsträger am Ort gebunden sind und nicht zum Transport beitragen können. Zusätzlich ist jedes Landauniveau jeweils nur mit einer Spinsorte von Ladungsträgern besetzt. Bei hinreichend grossen  $B$ -Feldern und sehr tiefen Temperaturen, für welche  $k_B T \ll g_{eff} B$  ( $k_B$  Boltzmannkonstante) gilt, ist eine Aufspaltung der Zustände nach ihrer Spinart beobachtbar.

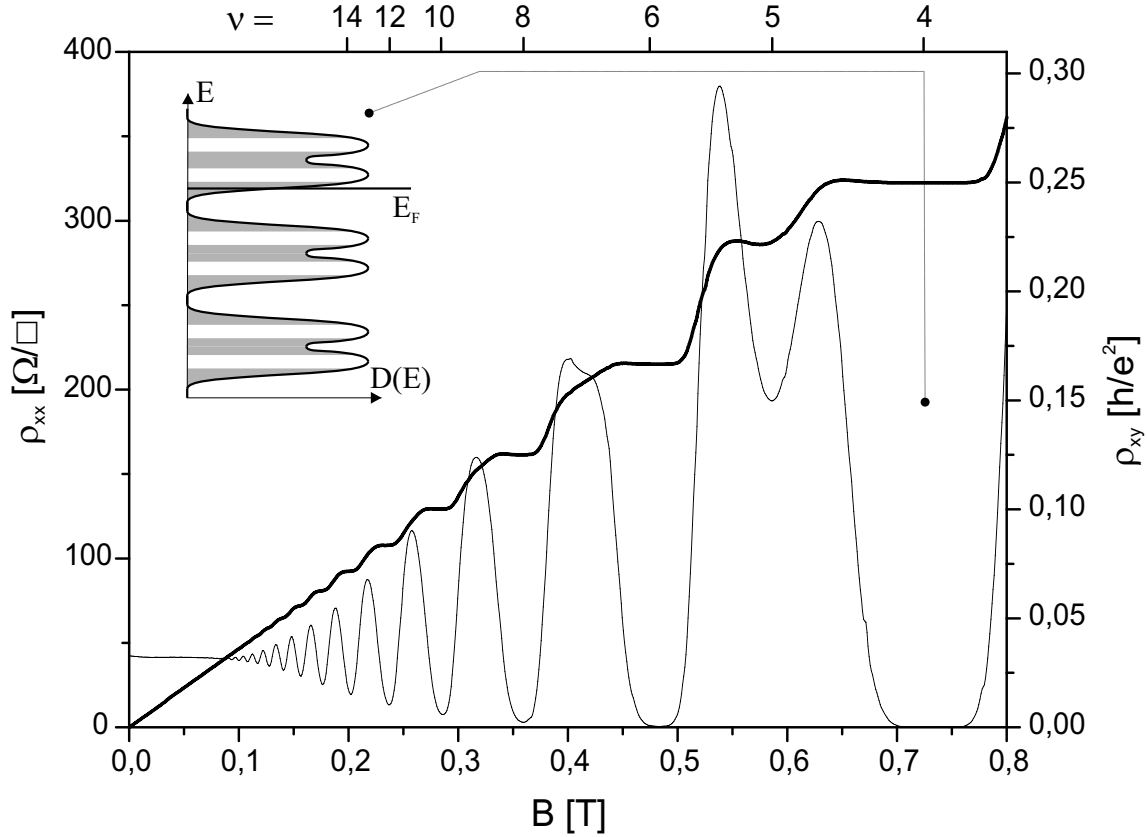
Da die Zahl der Ladungsträger bei Erhöhung des  $B$ -Feldes im System konstant bleibt, eine zunehmende Anzahl von Landauniveaus dabei aber über die Fermikante verschoben und somit von Ladungsträgern entleert werden, steigt die Zahl der Ladungsträger pro Landauniveau, der so genannte Entartungsgrad  $n_L$ , kontinuierlich an. Unter Einbeziehung des Spinentartungsfaktors  $g_s$  folgt  $n_L$  folgender Gleichung:

$$n_L = g_s s \frac{eB}{h} \quad (2.14)$$

Der Füllfaktor  $\nu$ , welcher die Anzahl der Spin aufgespalteten Landauniveaus unter der Fermikante angibt, ist definiert als:

$$\nu = \frac{n_s}{n_L} \quad (2.15)$$

Aus der Formation der Landauniveaus resultieren zwei in Magnetotransportuntersuchungen beobachtbare Effekte, die Shubnikov-de-Haas (SdH) Oszillationen im Längswiderstand  $\rho_{xx}$  und der ganzzahlige Quanten-Hall Effekt (QHE) im Querswiderstand  $\rho_{xy}$  [20], [26]. Das Auftreten dieser Quanteneffekte kann durch das aus

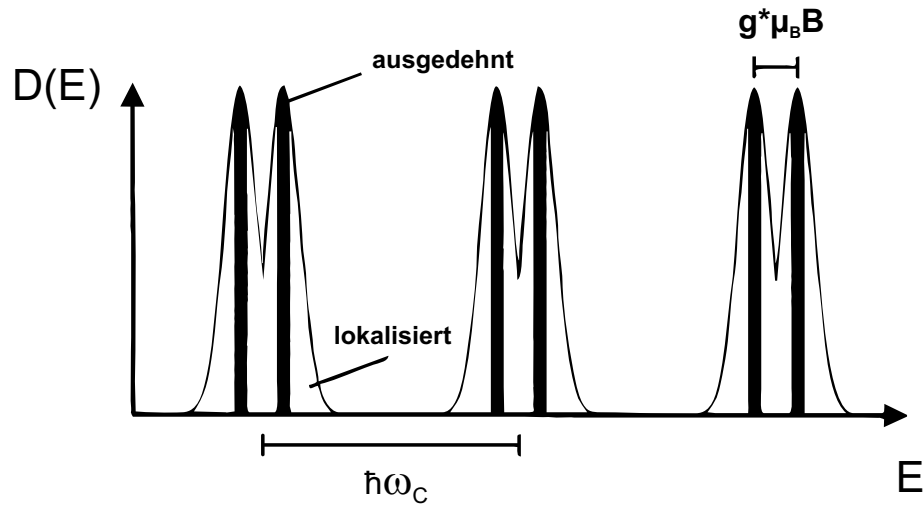


**Abbildung 2.3:** Tieftemperaturmessung von Shubnikov-de-Haas Oszillationen und Quanten-Hall Effekt. Für ganzzahlige Füllfaktoren  $\nu$  bilden sich Plateaus in  $\rho_{xy}$  sowie Minima in  $\rho_{xx}$  aus. Der Inset illustriert die Lage der Fermikante in Bezug auf die Landau-niveaus für ganzzahlige  $\nu$ . Für  $B < 0.1\text{T}$  gilt hier das Drude Modell, bei  $B \sim 0.6\text{T}$  wird die Spin Aufspaltung der Landauniveaus sichtbar (aus [25]).

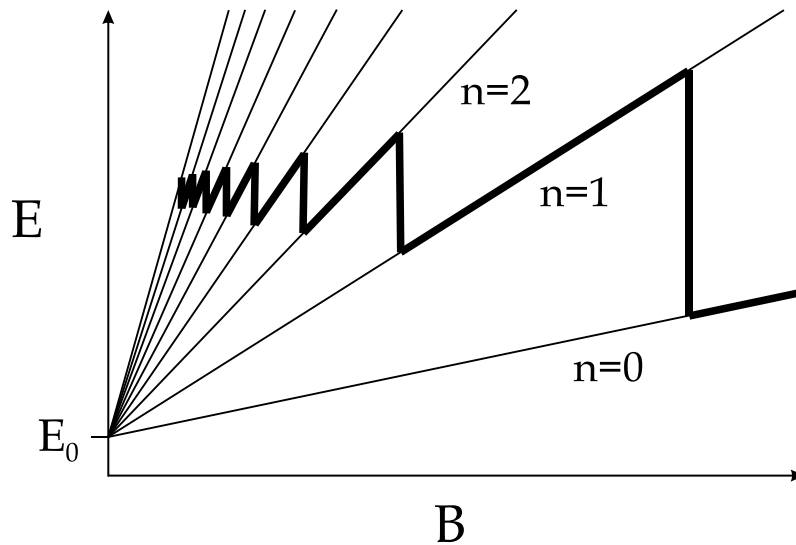
dem Landauer-Büttiker Formalismus hervorgehende Randkanal-Modell beschrieben werden. Wird bei der Lösung der Gleichung 2.10 das die endliche Ausdehnung der Probe beinhaltende Potential  $U(y)$  berücksichtigt, erfolgt dies durch störungstheoretische Rechnungen erster Ordnung. Die Zustände im Probeninneren bleiben davon unbeeinflusst. An den Rändern der Probe krümmen sich die Landauniveaus jedoch in Richtung größerer Energien. Die Schnittpunkte der gekrümmten Landauniveaus mit der Fermienergie bilden jeweils einen eindimensionalen Randkanal mit konstantem Leitwert

$$G = \frac{e^2}{h}. \quad (2.16)$$

Für ganzzahlige Füllfaktoren liegt die Fermienergie im Probeninneren exakt zwischen zwei Landauniveaus und schneidet  $\nu$  Randkanäle je Probenrand. Da durch



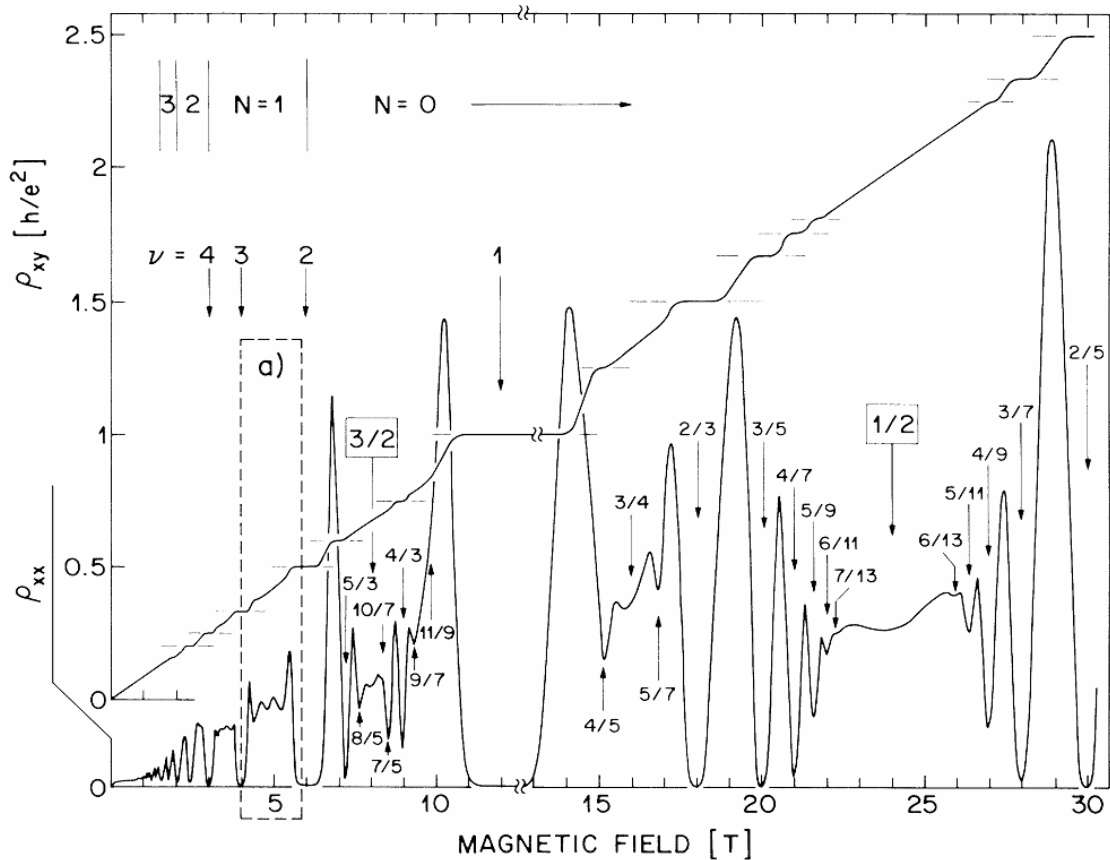
**Abbildung 2.4:** Schematische Darstellung der verbreiterten und nach Spin aufgespaltenen Landauniveaus eines realen Systems. Die Gauß-förmige Verbreiterung in lokalisierte und nichtlokalisierte (ausgedehnte) Zustände resultiert aus der Streuung der Ladungsträger an Defekten im Halbleiter (aus [24]).



**Abbildung 2.5:** Landaufächer einer idealisierten Probe. Die Entleerung des  $n$ -ten Landauniveaus hat zur Folge, dass die Fermienergie in das  $(n-1)$ -te Landauniveau springt. In realen Proben ist der Übergang durch die Präsenz lokalisierter Zustände eher kontinuierlich (aus [27].)

das Minimum der Zustandsdichte im Probeninneren der Ladungstransport von einem Rand der Probe zum anderen unterdrückt ist, können Ladungsträger weitgehend ungestört entlang der Randkanäle die Probe durchlaufen, was in einem Mini-

imum im Längswiderstand  $\rho_{xx}$  resultiert. Für hinreichend große  $B$ -Felder und tiefe Temperaturen verschwindet der Längswiderstand, d.h.  $\rho_{xx} = 0$ . Für die dazwischen liegenden Werte von  $B$  schneidet die Fermienergie die ausgedehnten Zustände der Landauniveaus im Probeninneren, wodurch der Ladungstransport einen endlichen Widerstand erfährt,  $\rho_{xx}$  oszilliert somit in Abhängigkeit eines veränderlichen magnetischen Feldes (siehe Abbildung 2.3). Aufeinander folgende Minima  $n$  und  $n+1$



**Abbildung 2.6:** Messung zum fraktionalen Quanten-Hall-Effekt von R. Willett *et al.* [28] an einem 2DEG von außerordentlich hoher Mobilität bei Temperaturen unter 150 mK. Die Erzeugung von  $B$ -Feldern bis 30 T erfordert die Verwendung von Hybrid Magneten, weshalb gezeigte Messung aus mehreren Einzelmessungen zusammengesetzt ist (Unterbrechung der x-Achse bei etwa 12 T).

in den SdH Oszillationen folgen der Periodizität im reziproken  $B$ -Feld:

$$\frac{1}{B_{n+1}} - \frac{1}{B_n} = \Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{g_s e}{n_s h} \quad (2.17)$$

Aufgrund dieser Relation eröffnet sich, ergänzend zur Auswertung der Steigung des Hallwiderstandes im klassischen Drude-Bereich (Gleichung 2.9), die Möglichkeit die



Ladungsträgerdichte der Probe zu bestimmen.

Analog zu den Minima im Längswiderstand bilden sich Plateaus im Hallwiderstand  $\rho_{xy}$  bei ganzzahligen Werten von  $\nu$  aus. Trotz der durch das  $B$ -Feld induzierten Lorentzkraft kann kein Ladungstransfer über den inneren Bereich der Probe in gegenüberliegende Randkanäle stattfinden, somit wird das elektrische Feld in  $y$ -Richtung nicht verändert. Diese so genannten Hall Plateaus nehmen somit konstante Widerstandswerte in der Höhe des reziproken Leitwertquants und der reziproken Anzahl der Randkanäle an:

$$\rho_{xy} = \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2} \quad (2.18)$$

In idealen Proben, also ohne streubedingte Verbreiterung der Landauniveaus, kann die Fermienergie aus einem Mangel an besetzbaren Zuständen nicht zwischen zwei Landauniveaus lokalisiert werden. Die Entleerung von Ladungsträgern des jeweils energetisch höchsten besetzten Landauniveaus an der Fermikante durch ein steigendes  $B$ -Feld hat zur Folge, dass die Fermienergie im idealisierten System von Niveau zu Niveau springt, statt sich kontinuierlich zu verändern. Dies wird durch den Landaufächer in Abbildung 2.5 illustriert. In Abbildung 2.6 ist zu sehen, dass neben den ganzzahligen Werten von  $\nu$  auch Minima in  $\rho_{xx}$  und Plateaus in  $\rho_{xy}$  bei Füllfaktoren der Form  $\nu = p/q$  entstehen können. Dabei ist  $p$  eine beliebige und  $q$  eine ungerade natürliche Zahl. Dieser Effekt wird als fraktionaler Quanten-Hall-Effekt [4] bezeichnet und kann in 2D-Systemen mit außerordentlich hoher Mobilität beobachtet werden. Die Höhe der Hallplateaus ist gegeben durch Gleichung 2.6 mit der Adaption  $\nu = p/q$ . Die fraktionalen Zustände gruppieren sich um Symmetriezentren, welche den Werten  $\nu = 1/2$  und  $\nu = 3/2$  entsprechen. Arbeiten von J. Eisenstein *et al.* [29] [30] zeigen, dass auch die Zustände  $\nu = 5/2$  und  $\nu = 7/2$  derartige Symmetrien aufweisen können. Diese  $p/2$ -Zustände zeigen jedoch mit Ausnahme des  $5/2$ -Zustandes keine Plateaus in  $\rho_{xy}$ .

Der fQHE resultiert aus der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern und kann mit der Theorie zu Viel-Teilchen Wellenfunktionen beschrieben werden. Ein weiterer Ansatz zur Beschreibung geht aus der Theorie der nicht wechselwirkenden Composit-Fermions hervor. Composit-Fermions sind Quasiteilchen, bestehend aus einem Ladungsträger zusammen mit zwei magnetischen Flussquanten. In diesem Bild kann der fQHE als ganzzahliger QHE von Composit-Fermions betrachtet werden. Eine detaillierte Beschreibung kann z.B. [25] entnommen werden. Im Rahmen dieser Arbeit dient die beobachtbare Anzahl der fraktionalen Zustände in den Messungen der hergestellten Strukturen als Vergleichskriterium der Probenqualität.

## 2.3 Streumechanismen

Aus der Definition für die Beweglichkeit  $\mu$  von Ladungsträgern in Gleichung 2.6 geht hervor, dass diese direkt proportional zur Streuzeit  $\tau_t$  ist. Die Vielzahl relevanter Streuprozesse lassen sich in zwei Gruppen zusammenfassen:

- Streuung an polar optischen Phononen und akustischen Phononen eines Deformationspotentials oder piezoelektrischen Felds. Phononen sind jedoch bei sehr tiefen Temperaturen, wie sie für die hier vorgestellten Messungen angewendet werden, weitgehend unterdrückt, weshalb derartige Streuprozesse vernachlässigbar klein sind.
- Streuung an Störstellen, welche sich unterteilen lassen in Streuprozesse an:
  - Grenzflächenrauhigkeiten (interface roughness, IR), der Streuung an der Potentialschwelle des GaAs/AlGaAs Übergangs.
  - entfernten, ionisierten Dotier-Ionen (remote ionized donors, RI), Streuung am Coulomb-Potenzial der  $\delta$ -Dotierung
  - Hintergrundverunreinigungen (background impurities, BI), Streuung an geladenen oder ungeladenen Störstellen aufgrund während des Wachstumsprozesses unerwünscht eingebauter Fremdatome aus der UHV-Atmosphäre der MBE

Jedem der Streuphänomene  $i$  an Störstellen kann eine Streuzeit zugeordnet werden, woraus sich die Beweglichkeit der Ladungsträger eines Systems aus der Mathiessen-Regel ergibt:

$$\mu^{-1} = \sum_i \mu_i^{-1} \quad (2.19)$$

Beweglichkeit und Dichte stehen ferner in einem allometrischen Zusammenhang [31], [32]:

$$\mu(n) = a \cdot n^b, \quad (2.20)$$

wobei der Wert des Exponenten  $b$  für den dominierenden Streuprozess charakteristisch ist. Konkrete Werte sind in den oben genannten Referenzen zu finden:

- IR:  $b < 0$
- RI:  $1 \leq b \leq 1.5$
- BI:  $0.5 \leq b \leq 1$

Für die Transportstreuzeit  $\tau_t$  optimierter hochbeweglicher 2DEG Strukturen sollte der Anteil aus RI und IR Streuung kleiner als 10 % sein, so dass überwiegend BI aufgrund der technischen Limitierungen bei der Erzeugung der hochreinen UHV-Umgebung der MBE als dominierender Streuprozess verbleibt. Jedoch spielt die Beweglichkeit der Ladungsträger nicht die alleinig ausschlaggebende Rolle für die Qualität von 2D Systemen, welche überwiegend für die Observation von Quantenphänomenen Anwendung finden. Nach [33] kann der oszillierende Anteil des Längswiderstandes  $\rho_{xx}$  im Quanten-Hall-Regime wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta \rho_{xx}}{\rho_0} = 2 \frac{\chi}{\sinh(\chi)} \exp\left(\frac{-\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \cos\left(\frac{2\pi\epsilon}{\hbar\omega_c} - \pi\right), \quad (2.21)$$

wobei  $\chi/\sinh(\chi)$  einen temperaturabhängigen Dämpfungsterm (siehe Abschnitt. 2.5),  $\epsilon = E_F - E_1$  die Energiedifferenz zwischen Fermienergie und der Energie des ersten besetzten Bandes und  $\tau_q$  die Quantenstreuzeit darstellen. Solange kurzreichweitige Streuphänomene wie IR und BI dominieren, sind beide Streuzeiten gleichzusetzen. Für langreichweitige Streuprozesse wie RI unterscheiden sich die Streuzeiten durch einen Gewichtungsfaktor  $(1 - \cos(\Theta))$  [33]:

$$\frac{1}{\tau_q} = \int P(\Theta) d\Omega \quad (2.22)$$

und

$$\frac{1}{\tau_t} = \int P(\Theta)(1 - \cos(\Theta)) d\Omega, \quad (2.23)$$

wobei  $P(\Theta)$  die Streurrate um den Winkel  $\Theta$  ist und die Funktion über den gesamten Raumwinkel  $d\Omega$  integriert wird. Kleinwinkelstreuung wird somit in der Transportstreuzeit  $\tau_t$  kaum berücksichtigt, weshalb Beweglichkeit und Ausprägung von SdH Oszillationen und Hallplateaus nicht unbedingt in direktem Zusammenhang stehen müssen.

## 2.4 Spin-Bahn Kopplungseffekte in GaAs

### Spin-Bahn Kopplung

Als Spin-Bahn Kopplung bezeichnet man die Wechselwirkung (WW) des Bahndrehimpulses von Elektronen mit ihrem Spin. Die erstmalige Entdeckung dieser Kopplung fand in der Atomphysik statt und hatte die Einführung relativistischer Korrekturterme im Energiespektrum von Atomen zur Folge, die so genannte Feinstruktur. Dem Hamilton-Operator des Wasserstoff Atoms werden aus der nicht-relativistischen

Näherung (Pauli-Gleichung) der Dirac-Gleichung hervorgehenden Korrekturterme  $H_{SB}$  angefügt:

$$H_{SB} = -\frac{e\hbar}{4m_0^2c^2} \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \times \nabla V_0 \quad (2.24)$$

mit  $m_0$  als Masse des freien Elektrons, der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , dem Coulomb-Potential des Atomkerns  $V_0$ , dem Impulsoperator  $\vec{p}$  und  $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$  dem Vektor der Pauli-Spin Matrizen. Gleichung 2.24 kann überführt werden in eine Darstellung aus Drehimpulsoperator  $\vec{L}$ , Spinoperator  $\vec{S}$  und einer skalaren Funktion der Ortsvariablen  $r$ :

$$H_{SB} = -\frac{e}{2m_0^2c^2} \left( \frac{1}{r} \frac{dV_0}{dr} \right) (\vec{L} \cdot \vec{S}) \quad (2.25)$$

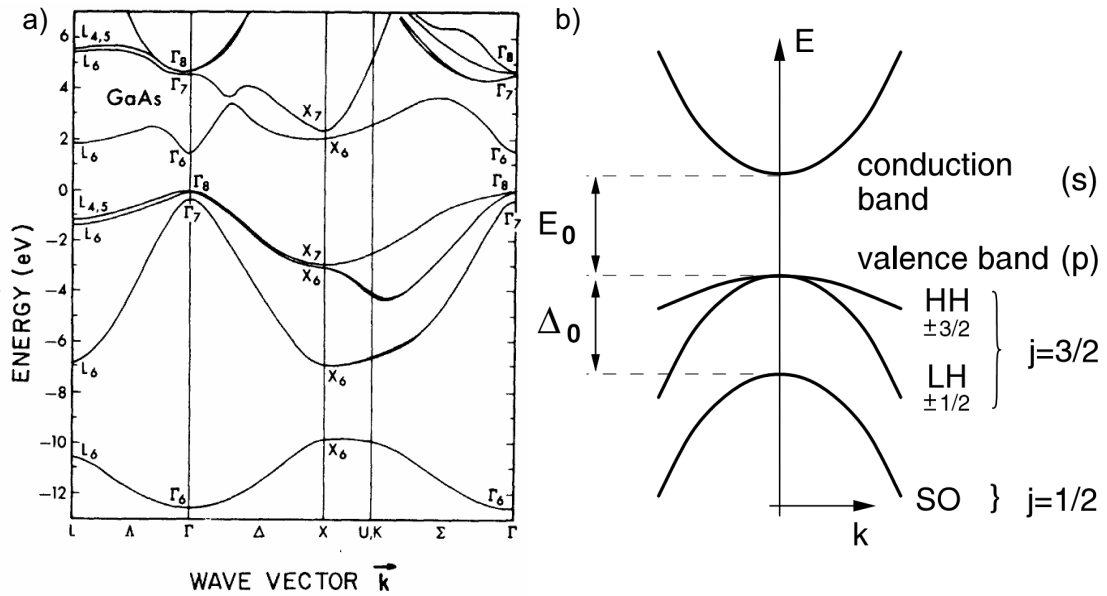
Diese Darstellung verdeutlicht, wie Spin und Bahndrehimpuls von Elektronen im Atom gekoppelt sind. Die Spin-Bahn WW skaliert mit der Größe der Atome, weshalb sie in schweren Halbleitern wie GaAs, InAs oder InGaAs deutlicher ausgeprägt ist, als z.B. in Silizium.

Die Spin-Bahn WW in einem Atom ist durch folgendes Bild vereinfacht zu veranschaulichen: Im Ruhesystem des Atoms ist ausschließlich das elektrische Feld des Atomkerns präsent. Im Ruhesystem des um den Kern kreisenden Elektrons wird das elektrische Feld des Kerns jedoch durch relativistische Transformation in ein B-Feld gewandelt, welches über die Zeeman-WW an das magnetische Moment des Elektronenspins koppelt. Die Transformation des Feldes kann beschrieben werden durch

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \cdot \vec{v} \times \vec{E}. \quad (2.26)$$

## Das Valenzband von GaAs Volumenmaterial

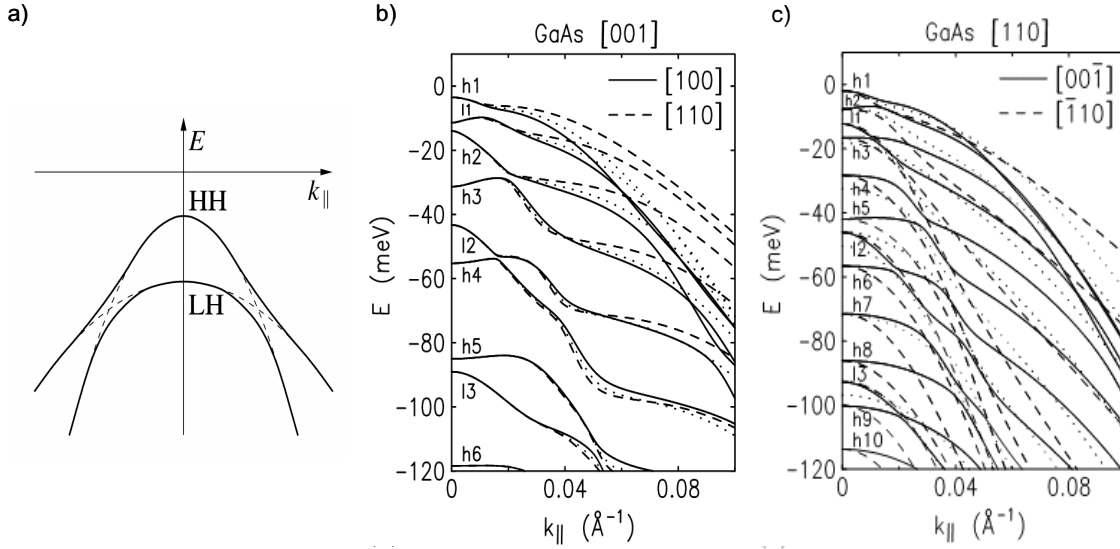
Die Energie  $E_n(\vec{k})$  von Ladungsträgern, welche sich im periodischen Gitterpotential eines Kristalls bewegen, ist in Bändern mit Index  $n$  diskretisiert. Die Abhängigkeit von  $E_n$  vom Wellenvektor  $\vec{k}$  wird als Dispersionsrelation bezeichnet. Ein Beispiel für eine numerisch berechnete Dispersionsrelation von GaAs Volumenmaterial (Bulk) ist in Abbildung 2.7a) zu sehen. GaAs ist ein direkter Halbleiter mit der kleinsten Bandlücke am  $\Gamma$ -Punkt. Eine schematische Darstellung des für diese Arbeit interessanten Bandverlaufes in der Umgebung von  $\Gamma$  ist in Abbildung 2.7b) skizziert. Spin-Bahn Kopplungseffekte sind im Valenzband von GaAs weit stärker ausgeprägt als im Leitungsband. Die Ursache dafür ist, dass die Orbitale der Ladungsträger unterschiedlichen Symmetrien folgen. Während die Elektronen in den  $s$ -artigen Orbitalen des Leitungsbandes nur den quantisierten Drehimpuls  $l = 0$  annehmen, können Löcher im Valenzband durch dessen  $p$ -artige Orbitale mit Drehimpuls  $l = 1$  die Zustände  $l_z = -1, 0$  und  $1$  einnehmen. Zusammen mit der Spinquantenzahl  $s = 1/2$  ergibt sich nahe der Valenzbandkante ein Sextett von Bändern mit den



**Abbildung 2.7:** a) Berechnete Dispersionsrelation von GaAs Volumenmaterial (aus [34]) und b) schematische Darstellung des Bandverlaufes nahe dem  $\Gamma$ -Punkt (aus [35]).

möglichen Quantenzahlen für den Gesamtdrehimpuls  $j = l + s = 3/2$  und  $j = 1/2$ . Aufgrund der Spin-Bahn-WW ist diese Gruppe von Bändern energetisch gespalten in ein Duplet mit  $j = 1/2$  (SO, split-off band) und ein Quadruplet mit  $j = 3/2$ . Für alle weiteren Betrachtungen wird das split-off Band vernachlässigt, da es mit einer Energielücke von  $\Delta_{SO} = 0.34$  eV hinreichend weit von der Valenzbandkante entfernt ist, so dass es an Transportprozessen nicht beiträgt.

Das Quadruplet mit  $j = 3/2$  ist am  $\Gamma$ -Punkt ( $k = 0$ ) vierfach entartet. Für Werte von  $k \neq 0$  ist die Entartung aufgehoben in zwei Duplets mit unterschiedlichen Projektionen  $j_z$  des Gesamtdrehimpulses auf die  $z$ -Achse. Das zweifach entartete Band mit  $j_z = \pm 3/2$  wird als Schwerlochband (HH, heavy hole), jenes mit  $j_z = \pm 1/2$  als Leichtlochband (LH, light hole) bezeichnet. Die Namen resultieren aus den unterschiedlichen Massen der beiden Bänder. Wie Abbildung 2.7b) deutlich zeigt, ist die Krümmung des HH-Bandes wesentlich kleiner als die des LH-Bandes und somit die effektive Masse  $m^*$  der Löcher im HH-Band, als zweite Ableitung der Dispersionsrelation eines Bandes deutlich größer als jene im LH-Band. Die Literatur (siehe z.B. [36]) gibt die Massen der beiden Bänder mit  $m_{HH}^* = 0.55m_0$  und  $m_{LH}^* = 0.08m_0$  an, wobei  $m_0$  die Masse des freien Elektrons ist. Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass das Valenzband für reale Systeme wie in Abbildung 2.8a) ersichtlich, im Gegensatz zum Leitungsband nicht parabolisch ist, weshalb die effektive Masse nicht konstant sein kann. Die obigen Werte können so nur als Richtwerte für kleine  $k$  gesehen werden.



**Abbildung 2.8:** Qualitative Skizze zu HH-LH anti-crossing (a). Beispiel für Berechnungen zur anisotropen Valenzband-Dispersionsrelation  $E(k_{\parallel})$  für GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As QWs der Breite 15 nm in [001] (b) und [110] (c) Wachstumsrichtung (aus [35]).

## Das Valenzband von 2D-Lochgasen in GaAs

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Herstellung und Charakterisierung von 2D-Lochgasen im GaAs/AlGaAs Heterosystem. Die Einschränkung der Bewegungsfreiheit von Ladungsträgern auf eine Ebene senkrecht zur  $z$ -Achse hat einen großen Einfluss auf die Loch-Zustände im Valenzband. Die vierfache Entartung der Bänder wird schon am  $\Gamma$ -Punkt aufgehoben und resultiert in der Bildung der zwei bekannten Duplets mit HH-Zuständen ( $j_z = \pm 3/2$ ) und LH-Zuständen ( $j_z = \pm 1/2$ ). Abbildung 2.8a) illustriert diesen Zusammenhang schematisch. Das HH-Band hat in der Umgebung von  $k = 0$  nun die stärkere Krümmung in der Bewegungsebene und somit die kleinere effektive Masse. Die Krümmung des LH-Bands verhält sich gerade umgekehrt. Man spricht von einer Masseninversion bei Einschränkung in der Wachstumsrichtung (siehe z.B. [37]). Würden die beiden Bänder nicht miteinander wechselwirken, entstünden Kreuzungspunkte (gestrichelte Linien in Abbildung 2.8a). In realen Systemen zeigen die Bänder hingegen ein sogenanntes *anti-crossing* Verhalten (durchgezogene Linie) was ein starkes Wechselwirken der Bänder untereinander voraussetzt.

In Abbildung 2.8b) ist ein Beispiel für eine numerische Berechnung der Dispersionsrelation eines 15 nm breiten QWs im GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As System in [001] Wachstumsrichtung für die Transportrichtungen [100] (durchgezogene Linien), [110] (gestrichelte Linien), sowie in axialer Näherung (gepunktete Linien) gezeigt. Ein weiteres Beispiel für die [110]-Wachstumsrichtung ist in Abbildung 2.8c) mit Dispersionsre-

lationen für die  $[00\bar{1}]$  und  $[\bar{1}10]$  Transportrichtungen der gleichen Struktur zu finden (aus [35]). In den Grafiken ist zu sehen, dass durch die Einschränkung auf eine Ebene eine große Anzahl von Bändern nahe der Valenzbandkante entsteht. Ferner ist die Separation der beiden ersten Bänder abschätzbar. HH1 und LH1 in der  $[001]$ -Richtung haben etwa den Abstand von 10 meV, HH1 und HH2 in der  $[110]$ -Richtung etwa 6 meV. Durch die große effektive Masse der Löcher ist die Fermienergie eher klein. Typische Werte liegen zwischen 1 - 3 meV für 2DHGs mit einer Ladungsträgerdichte im Bereich von  $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Daher kann für tiefe Temperaturen stets angenommen werden, dass nur das HH-Band mit Löchern besetzt ist.

### Spin-Bahn Kopplung in 2D Systemen

Erfüllt ein Kristall die Bedingungen der Raum- und Zeit- Inversions-Symmetrie, so sind dessen Bänder Spin-Entartet und folgen der Relation  $E_{k\uparrow} = E_{k\downarrow}$ . Der GaAs Kristall erfüllt die Bedingung der Raum Inversions-Symmetrie nicht wodurch die so genannten Kramerschen Entartung aufgehoben wird  $E_{k\uparrow} \neq E_{k\downarrow}$ . Die Rauminversions-Asymmetrie ist auf zwei unterscheidende Beiträge zurückzuführen: Dem intrinsischen Dresselhaus Spin Splitting (BIA, bulk inversion asymmetry) [38] und dem veränderlichen Rashba Spin Splitting (SIA, structur inversion asymmetry) [39], [40]. BIA ist in Kristallen zu beobachten, deren Gitter kein Inversionszentrum aufweisen. Im Fall von GaAs ist das Gitter in Zinkblende Struktur mit zweiatomiger Basis angeordnet. Es ist folglich kein Punkt im Kristall zu finden, an dem durch die Operation einer Punktspiegelung das Gitter in sich selbst abgebildet werden könnte. Der BIA Beitrag zum Spin Splitting im Leitungsband von GaAs 2D-Systemen ist linear in  $k_{\parallel}$  und kann durch folgenden Hamilton-Operator dargestellt werden:

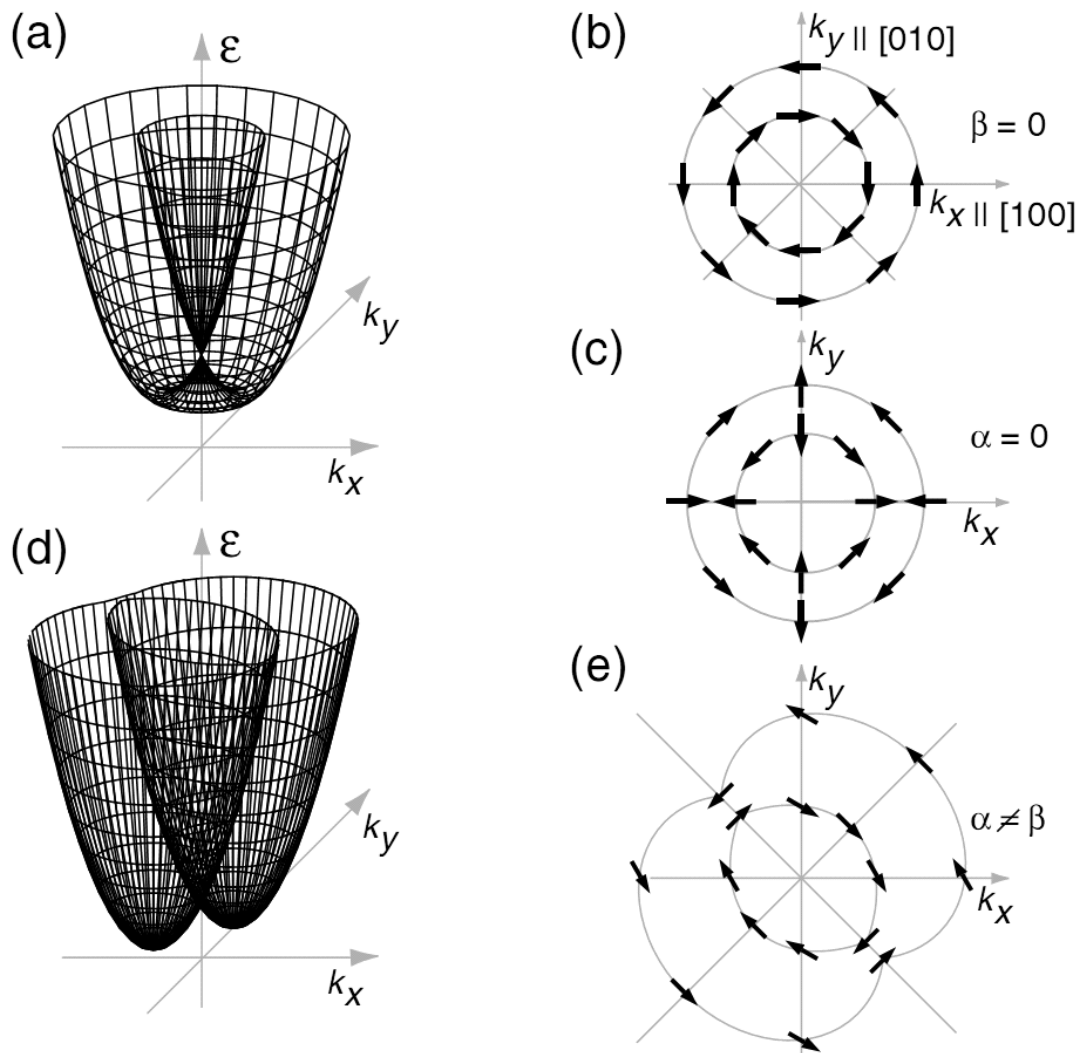
$$H_D = \beta_D(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y), \quad (2.27)$$

mit den Pauli-Spin Matrizen  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  und dem vom Material des Kristalls und der Breite des Einschlusspotentials abhängigen Dresselhaus Koeffizienten  $\beta_D$ . Eine Darstellung der Spin-Ausrichtung durch BIA ist in Abbildung 2.9c) zu sehen. Der Beitrag von BIA zum Spin-Splitting im Valenzband von GaAs 2D-Systemen ist ebenfalls linear in  $k_{\parallel}$ , spielt aber aufgrund der Dominanz des Rashba Beitrages in den in dieser Arbeit vorgestellten Strukturen nur eine untergeordnete Rolle [35].

Auch der SIA Beitrag zum Spin-Splitting in 2DEGs verläuft linear mit  $k_{\parallel}$  und kann als Hamilton Operator wie folgt formuliert werden:

$$H_R = \alpha_R(E_z)(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x), \quad (2.28)$$

wobei  $\alpha_R(E_z)$  ein Kopplungsparameter für die Stärke des SIA Spin-Splittings (Rashba Koeffizient) ist und linear vom elektrischen Feld senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ladungsträger abhängt. Zu  $E_z$  können sowohl extern angelegte Felder (z.B.



**Abbildung 2.9:** Skizzierte Bandstruktur für ein 2DEG unter Berücksichtigung der Beiträge von Dresselhaus und Rashba-Spin Splitting Effekten (a) oder einer Mischung aus beiden (d). Orientierung der Elektronenspins entlang der Fermi-Kontur bei Anwesenheit von SIA (b), BIA (c) und einer Überlagerung beider Effekte (e) (aus [41]).

durch das Potential einer Gate-Elektrode erzeugt), als auch in die Struktur eingebaute Felder durch die räumliche Trennung von Donator- oder Akzeptor-Schichten von freien Ladungsträgern im Einschlusspotential (Modulationsdotierung) beitragen. Eine Darstellung der Spin-Ausrichtung im Leitungsband eines 2DEGs in Anwesenheit des Rashba Beitrags ist in Abbildung 2.9b), für eine Überlagerung der Beiträge aus SIA und BIA in Abbildung 2.9e) gezeigt (aus [41]).

Das Rashba induzierte Spin-Splitting im Valenzband einer 2D-GaAs/AlGaAs He-



terostruktur verliert aufgrund des Gesamtdrehimpulses der schweren Löcher ( $J = 3/2$ ) seinen linearen Zusammenhang. Der Drehimpuls ( $l$ ) des Schwerlochbandes ist in z-Richtung, der Wachstumsrichtung quantisiert. Da in einem System nur eine Quantisierungsachse existieren kann, muss sich der Spin ( $s$ ) der Löcher ebenfalls in der z-Richtung orientieren. Spin-Bahn Kopplungsphänomene wie der SIA- oder der Zeeman-Effekt neigen dazu den Spin nach der Bewegungsebene auszurichten. Für den SIA Beitrag im Leitungsband ist dies in Abbildung 2.9 veranschaulicht. Dieser Prozess steht in Konkurrenz zum HH-LH Splitting, welches die Quantisierungsachse entlang der Wachstumsrichtung begrenzt. Deshalb kann der Rashba Beitrag nur durch Terme höherer Ordnung formuliert werden. Für 2DHGs in III/V Halbleitern kann der SIA Effekte einschließende Hamilton-Operator wie folgt formuliert werden [42]:

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m} + i\frac{\alpha_R}{2\hbar^3}(p_-^3\sigma_+ - p_+^3\sigma_-) \quad (2.29)$$

mit  $p_{\pm} = p_x \pm ip_y$  und  $\sigma_{\pm} = \sigma_x \pm i\sigma_y$ , wobei  $\vec{p}$  den Impulsoperator für Löcher und  $\alpha_R$  den oben beschriebenen Rashba Koeffizienten darstellen. Die Lösung der Schrödinger Gleichung mit obigem Hamilton Operator führt nach [35] zu Energieeigenwerten der Form:

$$E_{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha_R k^3 \quad (2.30)$$

Aus beiden Gleichungen wird ersichtlich, dass SIA in 2DHGs proportional zu  $k_{\parallel}^3$  beschrieben werden muss und dass die Spin-Orientierung der Löcher im Valenzband dadurch eine deutlich komplexere Struktur aufweist, als jene für Elektronen, wie in Abbildung 2.9 gezeigt.

### Numerische Simulationsmethoden der Dispersionsrelation von 2DHGs

Obwohl vorliegende Arbeit rein experimenteller Natur ist, soll hier ein kurzer Überblick über die Methoden zur Berechnung von Dispersionsrelationen von 2DHGs gegeben werden, da im weiteren Verlauf Ergebnisse aus theoretischen Arbeiten zur Interpretation von Experimenten herangezogen werden. Die Schrödinger Gleichung im Valenzband eines 2D-Systems ist aufgrund ihrer Terme höherer Ordnung meist nicht analytisch zu lösen. Energieeigenwerte werden daher auf dem Weg numerischer Simulationen gewonnen, welchen die theoretischen Modelle der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode und der Envelopefunktions-Näherung (EFA, Envelope Function Approximation) zu Grunde liegen. Beide Methoden schließen Spin-Bahn Effekte ein und sollen hier nur kurz Erwähnung finden, detaillierte Informationen können in der Literatur (z.B. [35], [43]) gefunden werden. Die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode ermöglicht die Berechnung der Dispersionsrelation in der Umgebung eines Extrempunktes der Bänder z.B. dem  $\Gamma$ -Punkt, ohne den Einfluss externer Felder zu berücksichtigen. Die EFA ist als Erweiterung der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Methode unter Einschluss von externen magnetischen- und elektrischen Feldern zu

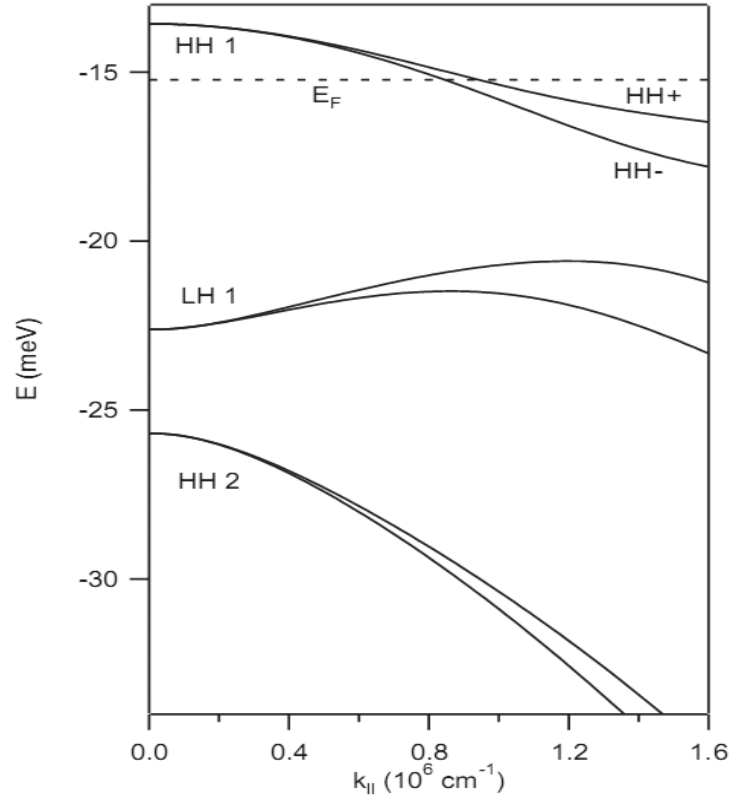
sehen. Ausgangspunkt beider Methoden ist eine Schrödinger Gleichung für Löcher im periodischen Kristallpotential, wobei die Wellenfunktionen in bekannter Weise (siehe z.B. [20]) als Bloch Funktionen mit gitterperiodischem Anteil dargestellt werden. Um Lösungen  $\Psi(\vec{r})$  zu finden, wird die Gleichung zunächst für  $k = 0$  analytisch berechnet. Die allgemeine Lösung für  $k \neq 0$  kann dann aus der Entwicklung aller für  $k = 0$  erhaltenen Blochfunktionen ermittelt werden:

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_{\nu', \sigma'} \psi_{\nu', \sigma'}(\vec{r}) u_{\nu'0}(\vec{r}) |\sigma'\rangle, \quad (2.31)$$

wobei  $\psi_{\nu', \sigma'}(\vec{r})$  den Entwicklungskoeffizient,  $|\sigma'\rangle$  den Paulispinor und  $u_{\nu'0}(\vec{r})$  die Lösungen der Blochfunktion für  $k = 0$  darstellen. Nach der Entwicklung erhält man ein unendlich-dimensionales Eigenwertproblem, welches nicht in endlicher Zeit zu berechnen ist. Mit den Methoden der quasi-entarteten Störungstheorie und der Theorie der Invarianten lässt sich der Ansatz auf ein endlich-dimensionales Matrix-eigenwertproblem reduzieren. Die Anzahl der zu berücksichtigen wechselwirkenden Bänder gibt die Dimension des so transformierten Hamilton Operators in der Matrixdarstellung vor. Prominente Modelle sind das  $(4 \times 4)$  Luttinger-Modell, das  $(8 \times 8)$  Kane-Modell und das  $(14 \times 14)$  Extended-Kane Modell, welche je vier, acht und 14 Bänder berücksichtigen. Die Anzahl der mit einbezogenen Bänder spiegelt die Genauigkeit, aber auch den Rechenaufwand der Modelle wieder.

In Abbildung 2.10 ist eine numerische Berechnung der Dispersionsrelation eines 2DHGs mit 15 nm QW-Breite und einer Ladungsträgerdichte von  $1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  zu sehen (aus [44]). Die Berechnung basiert auf dem  $(4 \times 4)$  Luttinger-Modell. Die Präsenz der starken Spin-Bahn WW induziert ein Spin-Splitting der HH- und LH-Zustände für  $k \neq 0$ . Deutlich ist zu erkennen, dass die Aufspaltung des HH-Bandes in Subbänder einer Spinsorte im Bereich von 1 meV an der Fermikante liegt. Für gleiche Werte von  $k$  hingegen ist die Fermienergie für die Subbänder verschieden, was unterschiedliche Ladungsträgerdichten der einzelnen Subbänder zur Folge haben muss. Auf die verwendeten Methoden um diesen Sachverhalt zu analysieren wird in Kapitel 3.4 näher eingegangen.

In diesem Zusammenhang ist es wichtig zu erwähnen, dass trotz einer Spinpolarisation des HH-Subbandes für feste Werte von  $k$ , das Gesamtsystem nicht spinpolarisiert sein kann. Das für die Aufspaltung der Bänder verantwortliche  $B$ -Feld im Ruhesystem der Ladungsträger ist für alle Werte von  $k$  verschieden. Eine Summation über alle besetzten Zustände von  $k$  ergibt keine Spinpolarisation für das Gesamtsystem.



**Abbildung 2.10:** Berechnete Bandstruktur mit der Envelopefunktions-Näherung im  $(4 \times 4)$ -Luttinger Modell bei  $T = 0$  K. Als Grundlage diente eine einseitig dotierte QW-Struktur mit einer QW-Breite von 15 nm und einer Ladungsträgerdichte von  $1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (aus [44]).

## 2.5 Effektive Masse und Streuzeit

Die effektive Masse  $m^*$  ist ein entscheidender Materialparameter für die Interpretation weiterführender Experimente an 2D-Systemen, der maßgeblich die Beweglichkeit von Ladungsträgern im periodischen Potential des Kristallgitters beeinflusst (Gleichung 2.6). Aufgrund der unbekannten Transportstreuzeit  $\tau_t$  kann  $m^*$  für  $B = 0$  nicht direkt aus Gleichung 2.6 ermittelt werden und muss mit Hilfe magnetfeldabhängiger Methoden bestimmt werden. Gängige Verfahren zur Bestimmung der effektiven Masse sind Zyklotron-Resonanz (CR) Experimente [45], [46], Auswertung der temperaturabhängige Dämpfung des oszillatorischen Anteils der SdH- (TSdH) Oszillationen in Magnetotransportuntersuchungen [47], aber auch Faraday-Rotations Experimente [48] und Magnetophonon-Resonanz Experimente [49]. Im Rahmen dieser Arbeit werden überwiegend CR-Untersuchungen zur Interpretation von Daten herangezo-

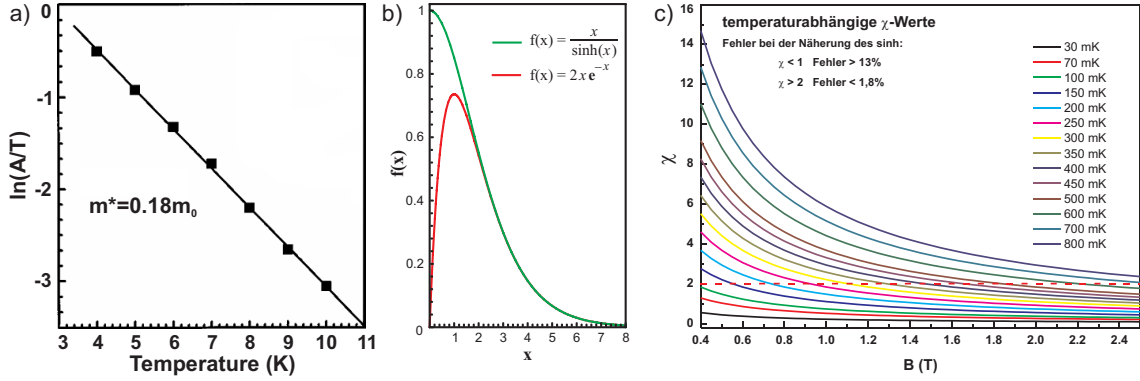
gen bzw. TSdH-Experimente selbst durchgeführt (siehe Kapitel 6).

Es ist zu beachten, dass durch optische oder elektrische Anregung der Ladungsträger der experimentelle Zugang zu einer so genannten Gleichgewichtsmasse, wie die aus Berechnungen der Fermikontur hervorgehenden Zustandsdichtemasse ( $m_{DOS}^*$ ), verwehrt bleibt. Da in Transportmessungen die Anregung von Ladungsträgern durch das Einprägen eines Messstroms inhärent ist, kann zur Interpretation dieser Experimente eine Nicht-Gleichgewichtsmasse, wie sie aus CR- und TSdH Messungen hervorgeht, herangezogen werden. Bei beiden Verfahren wird  $m^*$  bei endlichen  $B$ -Feldern ermittelt, um diese dann für den Fall  $B = 0$  zu extrapolieren.

Erste CR-Messungen im GaAs/AlGaAs Heterosystem wurden an Be-dotierten in [100]-Richtung gewachsenen 2DHGs durchgeführt [50], [51]. Weitere Untersuchungen wurden an den seit den 90er Jahren zur Verfügung stehenden Si-dotierten Lochgasen in [311]A-Richtung vorgenommen [52]. Seit der Einführung von Kohlenstoff als Akzeptor für ultrahochbewegliche 2DHGs in [001]- und [110]-Richtung durch vorliegende Arbeit und in [53] wurden CR-Messungen an [001]-orientierten QW-Strukturen von verschiedenen Gruppen durchgeführt [54], [55] und [44]. In allen Arbeiten wird deutlich, dass die effektive Masse von Löchern durch die Anwesenheit von Spin-Bahn Kopplungseffekten, die sich in einer hochgradig komplexen und nichtparabolischen Dispersionsrelation im Valenzband widerspiegeln, nicht konstant über  $k_{||}$  ist. In den weiteren Kapiteln dieser Arbeit wird die Abhängigkeit der Ladungsträger-Mobilität und somit der effektiven Masse von der Geometrie und den Symmetrieeigenschaften des Einschlusspotentials, sowie der Einfluss der Ladungsträgerdichte auf  $m^*$  dargestellt. Weiterhin werden zum ersten Mal TSdH-Experimente an [110]-orientierten hochbeweglichen 2DHGs in Abhängigkeit der Symmetrie des Einschlusspotentials durchgeführt, weshalb im Folgenden auf die theoretischen Grundlagen zur Auswertung dieser Experimente eingegangen werden soll.

Die Bestimmung der effektiven Masse von Ladungsträgern durch die Auswertung der temperaturabhängigen Amplitude des oszillatorischen Teils des Längswiderstandes  $\rho_{xx}$  findet in der Literatur breite Anwendung für verschiedene III/V Halbleiter-Heterostrukturen. So wurde die Gültigkeit des Verfahrens bereits 1966 von Fowler *et al.* [56] an Elektronen in Silizium erprobt und in späteren Arbeiten von Fang *et al.* [57] vertieft. Weiter Arbeiten an den Materialsystemen GaSb und GaN sind [58] und [59] zu entnehmen. Eine experimentelle Arbeit zu hochbeweglichen 2DEG Strukturen im GaAs/AlGaAs System ist in [60] vorgestellt. Im Jahr 2004 wurde die TSdH-Methode erstmalig von Habib *et al.* an Be-dotierten, in [100]-Richtung orientierten GaAs/AlGaAs 2DHGs angewendet.

Die Methode basiert auf der Auswertung des in Gleichung 2.20 beschriebenen oszillierenden Anteils des B-Feld abhängigen Längswiderstandes  $\rho_{xx}$  in Abhängigkeit



**Abbildung 2.11:** a) Auftragung von  $\ln(A/T)$  über  $T$  bei festem  $B$ -Feld am Beispiel einer GaN/AlGaIn Struktur. Die effektive Masse kann aus der Steigung nach Gl. 2.23 berechnet werden (aus [59]). b) Auftragung von  $\chi/\sinh(\chi)$  (blau) und  $2\chi\exp(-\chi)$  (rot). Für  $\chi > 2$  ist der Fehler durch die Näherung zu vernachlässigen. c) Auftragung von  $\chi$  über  $B$  für verschiedene Temperaturen. Für den Bereich über horizontalen gestrichelten Linie ( $\chi > 2$ ) hat die Näherung nach Elhamri (Gleichung 2.21) einen Fehler kleiner als 1.8 % und ist somit anwendbar.

von der Messtemperatur

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = 2 \frac{\chi}{\sinh(\chi)} \exp\left(\frac{-\pi}{\omega_c} \tau_q\right) \cos\left(\frac{2\pi E}{\hbar\omega_c} - \pi\right). \quad (2.32)$$

Die Komponente  $\chi = 2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c)$  beinhaltet die Temperaturabhängigkeit des Dämpfungsterms  $\chi/\sinh(\chi)$  und  $\rho_0 = \rho_{xx}(B = 0)$ . Obige Gleichung kann durch die von Elhamri *et al.* [59] vorgeschlagene Näherung

$$\frac{\chi}{\sinh\chi} \approx 2\chi e^{-\chi} \quad (2.33)$$

stark vereinfacht werden. Die Amplitude  $A$  der SdH-Oszillationen bei einem festen Wert von  $B$  ist somit gegeben durch:

$$\ln\left(\frac{A}{T}\right) \approx C - \frac{2\pi^2 k_B m^*}{e\hbar B} T, \quad (2.34)$$

wobei  $C$  den nicht von der Temperatur abhängigen Anteil des Längswiderstandes beinhaltet. Die Auftragung von  $\ln(A/T)$  über  $T$  gibt einen linearen Zusammenhang, dessen Steigung nach Gleichung 2.32 nur von  $m^*$  abhängig ist (siehe Abbildung 2.11a). Die Auftragung der so für mehrere konkrete Magnetfeldwerte erhaltenen magnetfeldabhängigen effektiven Massen über  $B$  lässt eine Extrapolation auf einen Wert für  $B = 0$  zu.

Gleichung 2.31 basiert auf der Näherung der Sinus-Hyperbolicus Funktion durch

eine Exponentialfunktion. Auftragung beider Funktionen (siehe Abbildung 2.11b) zeigt, dass für Werte von  $\chi > 2$  der Fehler durch die Näherung kleiner ist als 1.8%. Für kleinere Werte von  $\chi$  wächst der Fehler sehr stark an, weshalb die Näherung nicht mehr praktikabel ist. In Abbildung 2.11c) sind die berechneten Werte für  $\chi$  über  $B$  bei verschiedenen Temperaturen aufgetragen. Für Werte  $B < 0.4T$  sind die SdH Oszillationen für die meisten der verwendeten Proben noch nicht ausgeprägt, weshalb eine Auswertung für kleine  $B$ -Felder nicht vorgenommen werden kann. Es ist deutlich zu erkennen, dass es auch nicht sinnvoll ist, zu extrem tiefen Messtemperaturen zu gehen, da diese zu Werten für  $\chi < 2$  und somit durch die Näherung zu einem Fehler größer 2% führt.

Analog zur Bestimmung von  $m^*$  kann aus den Transportdaten die Quantenstreuzeit  $\tau_q$  ermittelt werden. Diese, oft auch *single particle lifetime* genannt, ist klar von der Transportstreuzeit  $\tau_t$  abzugrenzen (siehe Abschnitt 2.3), deren Term (Gleichung 2.22) eine Gewichtung des Streuwinkels einschließt. Für die Ausprägung der SdH-Oszillationen ist neben der Temperatur und der effektiven Masse der Ladungsträger, nach Gleichung 2.20 rein deren Quantenstreuzeit verantwortlich, weshalb diese einen wichtigen Parameter für die Herstellung qualitativ hochwertiger Proben darstellt. Die Quantenstreuzeit kann mit Hilfe des so genannten *Dingle Plots* [33] aus der Auswertung der magnetfeldabhängigen Dämpfung der SdH-Oszillationen für eine feste Temperatur ermittelt werden. Aus der Amplitude  $\Delta R$  des Längswiderstandes kann der Wert von

$$\frac{\Delta R/4R_0}{\chi/\sinh(\chi)} \quad (2.35)$$

gebildet werden, wobei  $R_0$  der Widerstand bei  $B = 0$  ist. Die Quantenstreuzeit  $\tau_q$  kann sodann aus der Steigung der Geraden nach folgender Gleichung gewonnen werden:

$$\ln\left(\frac{1}{4} \frac{\Delta R}{R_0} \frac{\sinh(\chi)}{\chi}\right) = C - \left(\frac{\pi m^*}{e\tau_q}\right) \frac{1}{B} \quad (2.36)$$

wobei  $C$  den nichtoszillierenden Anteil des Längswiderstandes beschreibt und Gleichung 2.33 die Bestimmung der effektiven Masse  $m^*$  im Vorfeld voraussetzt.

## Kapitel 3

# Experimentelle Methoden und Aufbauten

Im Rahmen dieser Arbeit wurden eine Reihe von technischen Gerätschaften der Universität Regensburg zur Herstellung und Charakterisierung von hochbeweglichen 2D-Lochgase verwendet, die im Folgenden genauer beschrieben werden sollen. Im Einzelnen handelt es sich hierbei um eine Anlage für Molekularstrahlepitaxie<sup>1</sup>, welche speziell für das Wachstum hochbeweglicher Elektronengase entwickelt wurde und durch die Erweiterung um eine Kohlenstoff-Filament Quelle für das Wachstum der 2DHGs zum Einsatz kam. Für die elektrische Charakterisierung und Magnetotransportuntersuchungen bei tiefen Temperaturen wurden drei unterschiedliche Kryostat-Systeme verwendet. Ein Messeinsatz für Heliumkannen wurde für die Grundcharakterisierung aller Probenstücke bei Temperaturen von 4 K und 1.2 K verwendet. Für Transportuntersuchungen bei tieferen Temperaturen um 350 mK stand ein Kryostat mit  $^3\text{He}$  Einsatz zur Verfügung. Ein  $^3\text{He}^4\text{He}$  Mischkryostat fand Verwendung für Messungen bei sehr tiefen Temperaturen von weniger als 30 mK. Zusätzlich zur technischen Beschreibung dieser Anlagen soll in den folgenden Abschnitten auch auf die Methodik und die Besonderheiten des Wachstums und der elektrischen Messungen eingegangen werden. Zur Prozessierung von Hallbarstrukturen auf den hier vorgestellten Proben wurde aus Gründen der Effizienz ein neues Verfahren entwickelt, das auf dem Prinzip der Strukturierung durch Verschiebung der Fermienergie durch gezieltes Zerstören der Probenoberfläche basiert. Das zugrundeliegende Prinzip soll im Folgenden ebenso wie die zur Durchführung notwendigen technischen Geräte beschrieben werden.

In Abschnitt 3.1 werden alle für die Herstellung der 2D-Heterostrukturen relevanten Aufbauten und Methoden beschrieben. Abschnitt 3.2 hat die Kontaktierung, die Prozessierung bereits einzelner Probenstücke und die Beschreibung der da-

---

<sup>1</sup>engl: molecular beam epitaxy, MBE

für notwendigen technischen Einrichtungen zum Inhalt. In Abschnitt 3.3 werden die Kryostat-Systeme einschließlich der zur Verfügung stehenden Messtechnik dargestellt. Kapitel 3.4 geht auf die Interpretation von Daten aus Magnetotransportuntersuchungen ein.

### 3.1 Molekularstrahlepitaxie

Um kristalline Halbleiterschichten auf kontrollierte Art in hoher Qualität herzustellen, werden häufig Epitaxie-Verfahren angewendet. Unter Epitaxie versteht man das orientierte Aufwachsen von Schichten auf der Oberfläche eines Wirtskristalls (Substrat). Die Anordnung der Atome der aufgewachsenen Schichten führt dabei die Struktur des Wirtskristalls fort. Bekannte Arten dieses Verfahrens sind die Gasphasen-, die Flüssigphasen- und die Molekularstrahl-Epitaxie. Letzteres wurde im Rahmen dieser Arbeit zur Herstellung hochbeweglicher 2DHGs eingesetzt und soll im Folgenden beschrieben werden.

Als Vorläufer der Molekularstrahlepitaxie sind sicherlich die Experimente von Günther [61] in den Siemens-Laboratorien in Erlangen in den 50er Jahren des 20ten Jahrhunderts zu sehen. Ihm gelang mit seinem *Drei-Temperatur Verfahren* die Herstellung dünner Schichten der Verbindungshalbleiter GaAs, InAs und InSb auf Glassubstraten. Die Weiterentwicklung des Verfahrens führte 10 Jahre später zu den Arbeiten von Arthur [2] und Cho [3] in den Bell-Laboratorien, welche die Wechselwirkung von Ga Atomen und As<sub>2</sub> Molekülen mit kristallinen GaAs Oberflächen unter UHV Bedingungen untersuchten und so den konzeptionellen Grundstein zur Molekularstrahlepitaxie legten. III/V MBE Anlagen basieren auf dem Prinzip, dass hochreine Materialien in Effusionszellen<sup>2</sup> verdampft oder sublimiert werden und als gerichteter Strahl auf ein ebenfalls geheiztes Substrat gelenkt werden. Dabei befinden sich die Moleküle des Stahls und das Substrat nicht im thermischen Gleichgewicht, vielmehr ist das Kristallwachstum ein kinetischer Vorgang. Das Ein- und Abschalten des Molekülstrahls erfolgt im einfachsten Fall durch Tantal-Blechklappen (engl. shutter), die die Austrittsöffnung der Effusionszellen verschließen bzw. frei geben. Die Achse des Molekülstrahls weicht üblicherweise 40° – 45° von der Flächennormale des Substrates ab. Die Wachstumsgeschwindigkeit wird durch die Bereitstellung der Gruppe III Elemente kontrolliert. Gruppe V Elemente werden in der Regel im Überfluss angeboten, da deren Einbau in die Kristallstruktur stets die Adsorption eines Gruppe III Elements vorausgegangen sein muss. Die Bereitstellung von UHV Bedingungen im Volumen zwischen Effusionszellen und Substrat ist aus zweierlei

---

<sup>2</sup>Zur Verdampfung von Gruppe IV Elementen wie Silizium oder Germanium oder Gruppe II Elemente wie Hafnium oder Lanthan kommen in der Regel Elektronenstrahlverdampfer zum Einsatz. Für die Bereitstellung von Nichtmetallen wie atomarem Stickstoff, Sauerstoff oder Wasserstoff werden Plasmaquellen verwendet.



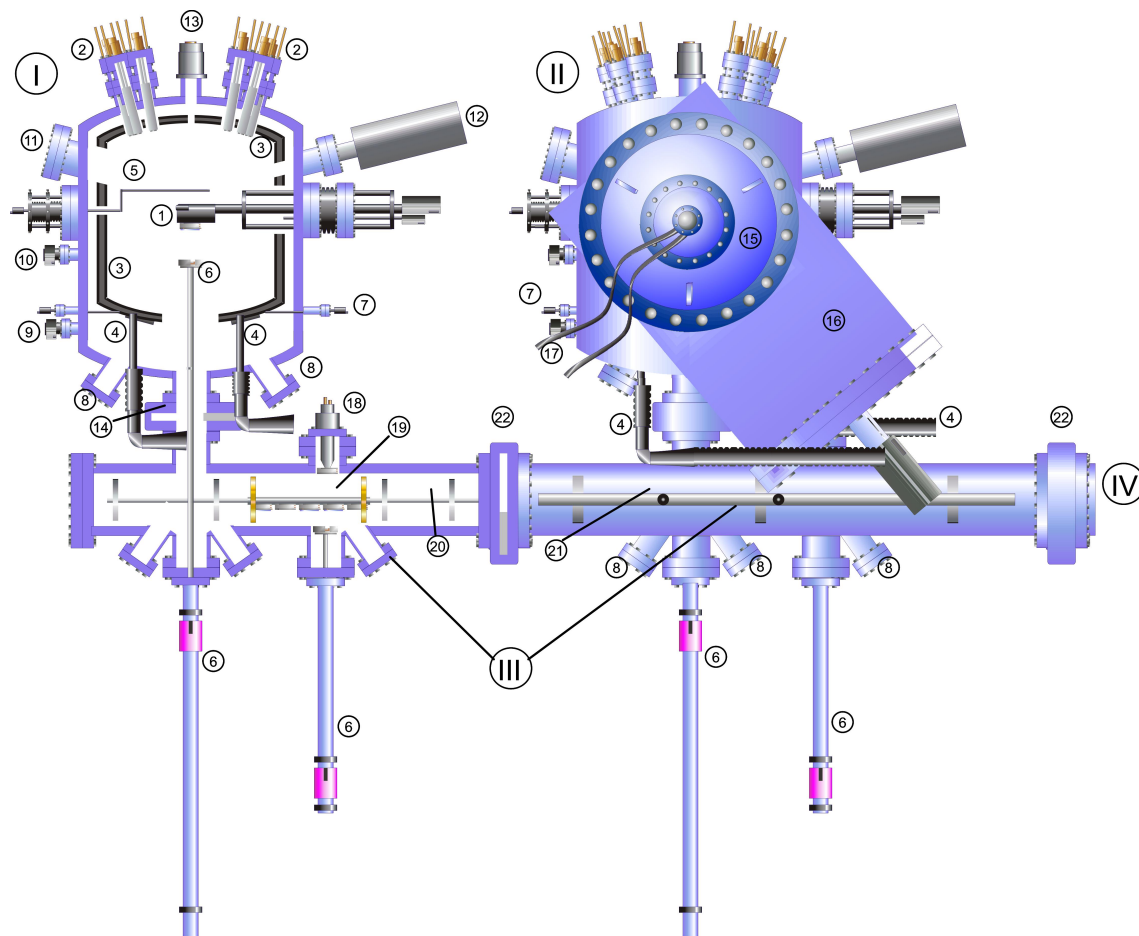
Hinsicht notwendig. Zum einen soll der Molekülstrahl weitgehend unabgelenkt zum Substrat gelangen, weshalb die mittlere freie Weglänge der Teilchen mindestens so groß sein muss wie der Kammerdurchmesser. Bei einem As Arbeitsdruck von etwa  $1 \times 10^{-6}$  mbar beträgt die mittlere freie Weglänge jedoch schon ca. 100 m. Es existiert jedoch ein zweiter limitierender Faktor, der einen möglichst geringen Hintergrunddruck erfordert. Die Bedeckungszeit, also die Zeit in der sich eine Monolage des Restgases in der Kammer auf dem ungeheizten Substrat abgesetzt hat, beträgt bei einem Hintergrunddruck von  $10^{-6}$  mbar weniger als 10 s. Dies würde zu einem massiven Einbau von Verunreinigungen in den Kristall führen, dessen kontrolliertes Wachstum mit einer Geschwindigkeit von etwa einer Monolage pro Sekunde von statuen geht. Kristallwachstum von hoher Qualität kann folglich erst gewährleistet werden, wenn Bedeckungszeiten von mehreren Stunden, also Hintergrunddrücke kleiner  $10^{-9}$  mbar erreicht werden<sup>3</sup>. Prinzipiell werden drei Modi des Kristallwachstums unterschieden. Der Frank van der Merwe Prozess beschreibt ein sukzessives Wachstum einzelner Schichten. Das Stranski-Krastanov Wachstum ist charakterisiert durch ein anfängliches Schichtwachstum, gefolgt von einer Nukleierung und anschließendem 3D Wachstum. Der Volmer-Weber Prozess beschreibt schließlich das sofortige 3-dimensionale Wachstum auf dem blanken Substrat [62]. Die einzelnen Wachstumsmodi können durch die Wahl der Wachstumsparameter für das jeweilige System eingestellt werden. Zum Wachstum von GaAs/AlGaAs Heterostrukturen mit 2D-Transportkanälen für hochbewegliche Ladungsträger findet ausschließlich der Frank van der Merwe Modus Anwendung.

## Aufbau und Besonderheiten der EPI Gen II

Die für diese Arbeit verwendete MBE Anlage ist ein modifiziertes Gen-II System der Firma Veeco und besteht aus zwei unabhängig voneinander betriebenen MBE Kammern, welche durch einen Transferkanal so miteinander verbunden sind, dass Proben unter UHV Bedingungen zwischen den Kammern ausgetauscht werden können. Eine detaillierte Beschreibung zu den technischen Einzelheiten kann [63] entnommen werden. Die in Abbildung 3.1 rechts dargestellte MBE-Kammer wird am Lehrstuhl als Spintronik-Kammer bezeichnet, da diese zusätzlich zu den allgemein üblichen III/V Effusions- und Dotierquellen mit einer Manganquelle für das Wachstum magnetisch dotierter Halbleiterschichten ausgestattet ist. Einen Überblick zum aktuellen Stand der Forschung im Bereich von ferromagnetischen Halbleitern und den Einsatzmöglichkeiten der Spintronik-Kammer kann [27] entnommen werden. Die linksseitige MBE Kammer wird am Lehrstuhl als Hochbeweglichkeits- (engl. high-mobility) Kammer bezeichnet, da diese speziell für die Herstellung hochbeweglicher 2DEGs modifiziert wurde.

---

<sup>3</sup>Moderne MBE Anlagen erreichen Hintergrunddrücke kleiner  $10^{-12}$  mbar. Dies entspricht einer mittleren freien Weglänge von 10000 km und Bedeckungszeiten von über 100 Tagen.



**Abbildung 3.1:** Epi Gen II MBE System links geöffnet, rechts geschlossen skizziert; Hochbeweglichkeits-Kammer (I), Spintronik-Kammer (II), UHV-Transferkanal (III), Ladeschleuse rechts von Position (IV) (nicht abgebildet), CAR (engl. continuous azimuthal rotation) mit Substratheizung und zwei Rotations-Freiheitsgraden (1), Effusionszellen (2), flüssig Stickstoff gekühlte Kaltwände (Shroud) (3), Zuleitungen für flüssigen Stickstoff (4), Bügel zum in situ spalten von CEO-Proben (5), Manipulatorstangen (6), Shutter (7) für Sichtfenster (8), Extraktor (9), Massenspektrometer (10), RHEED-Schirm (11) und -Elektronenkanone (12), Pyrometer (13), Ladeventil (14), Kryopumpe (15), Plattenventil (16), Zuleitungen Kr, Zuleitungen Kryopumpe (17), Heizstation (18), Transferwagen für 5 Proben (19), Schiene für Transferwagen (20), Magnete zum verschieben des Transferwagens (21), Plattenventile Transferkanal (22).

Beide Kammern sind bis auf geringe Unterschiede einzelner Komponenten baugleich und für 2 Zoll Substrate konstruiert. Um eine MBE Anlage auf das Wachstum hochbeweglicher 2D-Systeme zu optimieren, werden alle bekannten Techniken genutzt die Partialdrücke der Restgase im Zentrum der MBE Anlage, also in dem Volumen in

welchem das Kristallwachstum statt findet, so gering wie möglich zu halten. Insbesondere achtet man auf die Unterdrückung oder Vermeidung von Sauerstoff- und Kohlenstoffverbindungen, welche an heißen Komponenten in ihre Bestandteile aufgespaltet werden können und so als atomare Gase bevorzugt mit III/V Oberflächen reagieren. Grundvoraussetzung für eine qualitativ hochwertige UHV Umgebung ist die vollständige Vermeidung von Wasser, Ölen und Fetten, welche sehr hohe Dampfdrücke aufweisen an allen Oberflächen. Eine öl- und fettfreie Umgebung wird durch das Pumpen ohne bewegte Bauteile im UHV, hier durch Kryopumpen, gewährleistet. An der Anlage kommen hierfür je eine Leyboldt Coolvac 5000, die an den Oberseiten der Hauptkammern angeflanscht sind, und je eine Leyboldt Coolvac 1500 für die beiden Teile des Transferkanals, die Ladeschleuse und für die Hochbeweglichkeitskammer als redundantes System zum Einsatz, falls die Hauptpumpe ausfällt. Das Grobvakuum der Kammern und der Schleuse wird mit Stickstoff gekühlten Sorptionspumpen hergestellt. Um Die Kryopumpen bei Ausfall oder Regeneration vom Rezipienten zu trennen werden Plattenventile, im Fall der Hochbeweglichkeitskammer ausschließlich ganzmetall-gedichtete Plattenventile, verwendet.

Um das an den Wänden haftende Wasser zu desorbieren werden UHV Kammern in der Regel ausgeheizt. Die Ausgasrate von Edelstahl verringert sich um bis zu vier Größenordnungen nach einem Ausheizzyklus von 100 Stunden bei 200°C [64]. Eben genannte Referenz weist ebenfalls darauf hin, dass es ausreichend ist lediglich 1% der Kammeroberfläche unausgeheizt zu lassen, um die Ausgascharakteristik der ganzen Kammer durch dieses 1% der Oberfläche zu dominieren. Es ist daher essenziell die gesamte Oberfläche der Kammer, auch die Innenwände der Kryopumpe auszuheizen, was bei Betrieb der Pumpe nur durch eine zusätzliche Stickstoffkühlung des Kaltkopfes möglich ist. Eine solche Modifikation ist ein entscheidender Baustein zur Verbesserung des Vakuums und steht an der in dieser Arbeit benutzten Anlage zur Verfügung. Wie bei MBE Systemen üblich, ist auch in der verwendeten Gen II das Volumen innerhalb dem das Wachstum stattfindet, mit einer Kaltwand (engl. shroud) umschlossen. Dieser doppelwandige, mit flüssigem Stickstoff gekühlte Behälter, steigert nicht nur die Pumpleistung des Gesamtsystems, sondern unterdrückt auch ein Ausgasen der Oberflächen mit direktem Sichtkontakt zum Wachstumsvolumen. Ein weiterer Bestandteil zur qualitativen Verbesserung des Restgases ist in der Reinheit der benutzten Ausgangsmaterialien zur Verdampfung oder Sublimation für das Kristallwachstum zu sehen. Jeder Verunreinigung dieser Materialien desorbiert bei hohen Temperaturen in das Restgas des Rezipienten. Besonders kritisch ist hierbei, dass dieser Vorgang während des eigentlichen Kristallwachstums geschieht und somit unweigerlich zu Einschlüssen in den gewachsenen Schichten führt. Deshalb werden für die Befüllung der Quelltiegel ausschließlich Materialien der Reinheitsstufe verwendet, die üblicherweise als *MBE grade* bezeichnet wird. Bei Gallium entspricht dies einer Reinheit von 7N5 oder besser, oft auch als 7N+ bezeichnet, bei Aluminium 6N5 oder besser, bei Indium 7N, bei Arsen 7N5. Ebenso

wichtig wie die Reinheit der Ausgangsmaterialien ist auch die richtige Handhabung vor dem Einbau in die Effusionszellen. So ist z.B. bei Gallium darauf zu achten, dass die Kühlkette während des ganzen Transports und während der Handhabung vor dem Einbau nicht unterbrochen wird und das Material stets bei Temperaturen unter etwa 10°C gehalten wird. Andernfalls schmelzen oft nicht mit dem bloßen Auge sichtbare Teile der Oberfläche auf, die dann Kohlenwasserstoffverbindungen mit der Polyethylen Verpackung bilden können. Eine Anleitung zur Handhabung kann [65] entnommen werden. Bei Arsen ist wichtig, dass die Schutzatmosphäre in der Verpackung während des Transports und der Lagerung erhalten bleibt, da es sonst zu einer Oxidation des Materials kommen kann, die allerdings an einer bräunlichen Einfärbung noch vor dem Befüllen der Sublimationszelle zu erkennen ist.

Die zum Verdampfen der Ausgangsmaterialien verwendeten Effusionszellen sind ein besonders sensibler Bestandteil des MBE Systems. Durch die zum Teil sehr hohen Betriebstemperaturen von 1300°C und darüber, müssen sie aus Materialien<sup>4</sup> gefertigt sein, welche extrem niedrige Dampfdrücke aufweisen. Die Tiegel dürfen auch bei hohen Temperaturen nicht mit den zu verdampfenden Materialien reagieren und müssen reproduzierbar und konstant die benötigten Temperaturen halten können. Der üblicherweise verwendete Zelltyp ist die Langmuir Nichtgleichgewichts-Effusionszelle mit einem Tiegel aus pyrolytischem Bornitrid (pBN). Diese Art von Zellen wird in unserem Fall für die Verdampfung von Aluminium, Gallium und Indium verwendet. Der skizzierte Aufbau von Langmuir Zellen sowie deren Funktionsweise kann z.B. [66] entnommen werden. Darin ebenso enthalten ist die Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise von Valved Cracker Zellen, welche üblicherweise für Gruppe V Elementen, in unserem Fall für die Sublimation von Arsen Anwendung findet. Der Vorteil gegenüber konventionellen Arsen Effusionszellen liegt hauptsächlich in einem eingebautem Nadelventil mit welchem der Arsenfluss weitgehend unabhängig von der Tiegeltemperatur eingestellt und falls gewünscht unterbrochen werden kann. Die Cracking-Funktion, welche die sublimierten  $\text{As}_4$  Moleküle in je zwei  $\text{As}_2$  Moleküle aufspaltet, findet im Rahmen dieser Arbeit keine Anwendung. Alle Proben wurden ausschließlich unter Verwendung von  $\text{As}_4$  gewachsen. Eine Beschreibung der unterschiedlichen Einbauprozesse von  $\text{As}_2$  und  $\text{As}_4$  auf GaAs Oberflächen kann z.B. [67] entnommen werden. Essentiell für das Erreichen möglichst hochwertiger Vakua während des Wachstumsprozesses ist das initiale Ausgasen der Effusionszellen bei Temperaturen von etwa 200°C über der späteren Betriebstemperatur der Zelle, wenn möglich in einer separaten Kammer.

Eine besondere Herausforderung stellt das Design von Dotierquellen dar, da zur Sublimation von Silizium, aber insbesondere von Kohlenstoff außerordentlich hohe Betriebstemperaturen erreicht werden müssen. Da pBN Tiegel anfangen ab etwa 1400°C signifikante Mengen an Stickstoff zu emittieren, muss auf deren Einsatz weit-

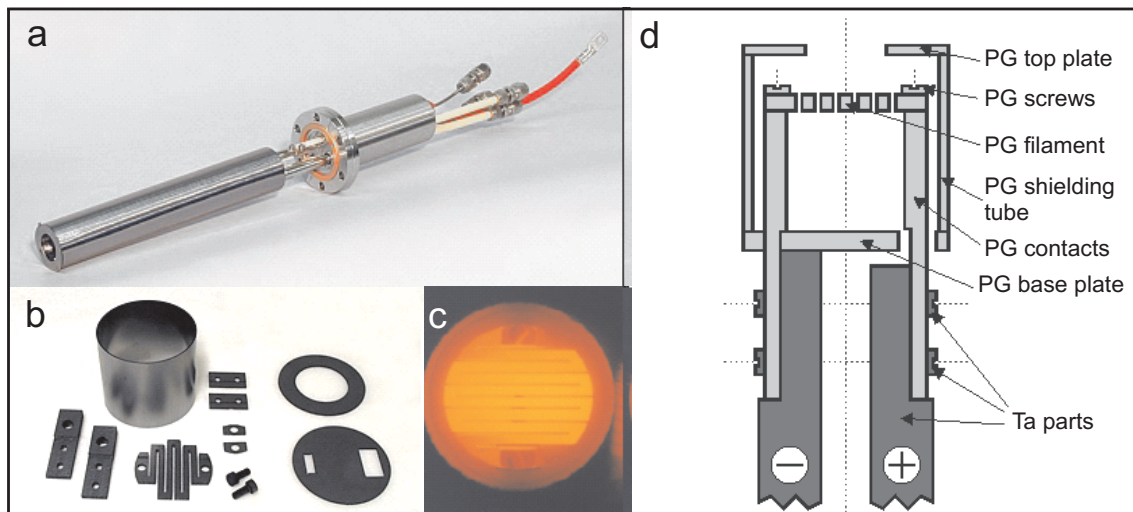
---

<sup>4</sup>Materialien mit besonders niedrigem Dampfdruck sind Tantal, Molybdän und Wolfram.

gehend verzichtet werden. Eine Alternative stellen Filamentquellen dar, welche im Folgenden beschrieben werden.

### Kohlenstoff Filamentquelle

Filamentquellen basieren auf dem Prinzip des direkten resistiven Heizens des zu sublimierenden Materials. Dieses Verfahren eignet sich besonders für Dotiermaterialien, da diese in äußerst geringeren Mengen benötigt werden, jedoch die Sublimation des Materials aus dem Filament dieses selbst verbraucht. Silizium-Filamentquellen werden in Hochbeweglichkeits-Kammern fast standardmäßig für die Dotierung eingesetzt. Als Filamentmaterial kann ein hochreiner Silizium-Wafer verwendet werden. Die von uns verwendete Silizium-Dotierquelle ist ein Eigenbau, deren Funktionsweise in [63] beschrieben wird. Die in dieser Arbeit vorgestellte Kohlenstoff-Filamentquelle für die p-Dotierung von (001) und (110) orientierten GaAs Schichten ist eine modifizierte, kommerziell vertriebene SUKO-D<sup>5</sup>. Die Modifikation besteht in einer Verringerung des thermischen Eintrags auf die Umgebung und einer Überarbeitung der Filament-Formgebung zur Verlängerung der Lebensdauer gegenüber dem Vorgängermodell. Graphit weist selbst bei Temperaturen über 1000°C nur einen sehr geringen



**Abbildung 3.2:** a) Suko-D 40 montiert auf CF Flansch mit Durchführungen für Kühlwasser, Strom und Thermoelement; b) Filament und Bauteile für unmittelbare heiße Umgebung des Filaments aus pyrolytischem Graphit (PG); c) Blick in die SUKO -D 40 bei Betriebsleistung; d) Skizze der heißen Zone der SUKO-D 40 mit Übersicht über die Fertigungsmaterialien (die Bilder sind der Webseite der Herstellerfirma entnommen.).

Dampfdruck auf. Um einen Druckbereich von  $10^{-4}$  Torr zu erreichen, welcher für eine

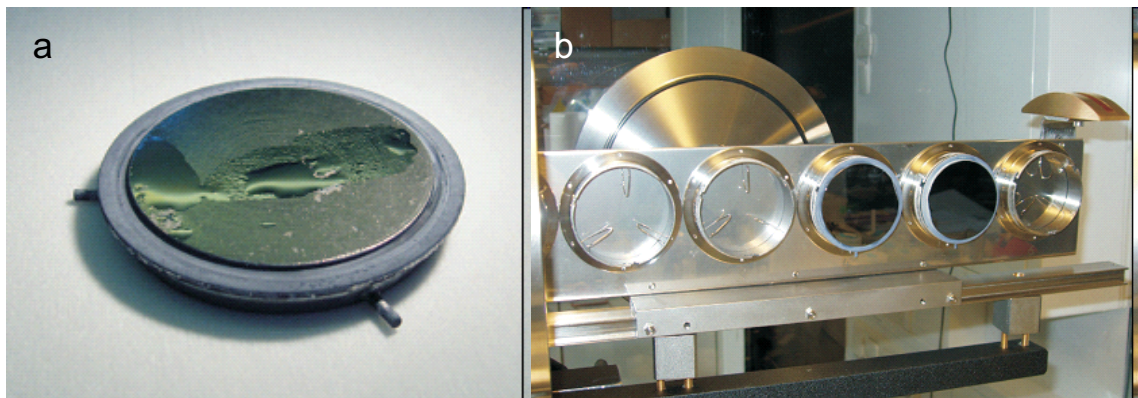
<sup>5</sup>Hergestellt und vertrieben von Dr. Eberl MBE -Komponenten GmbH, Gutenbergstrasse 8, 71263 Weil der Stadt, Deutschland.

effiziente Dotierung sinnvoll ist, sind Filamenttemperaturen zwischen 2000°C und 2300°C nötig (vergleiche z.B. Dampfdruckkurve aus [66]). Diese außergewöhnlich hohen Temperaturen stellen eine große Herausforderung an die Konstruktion einer geeigneten Sublimationsquelle dar. Das aus pyrolytischem Graphit (PG) gefertigte, mäanderförmige Filament der SUKO-D (Abbildung 3.2c) wird nach Herstellerangaben im Betrieb etwa 2200°C heiß [68]. Um ein starkes Ausgasen der umliegenden Komponenten zu vermeiden, sind auch die Bauteile in unmittelbarer Nähe des Filaments (heiße Zone) aus PG gefertigt. In Abbildung 3.2d) ist zu erkennen, dass dies sowohl die Komponenten zur Befestigung und Kontaktierung des Filaments, als auch das Hitzeschild und die Blende betrifft. Der Bereich unmittelbar hinter der heißen Zone ist aus Tantal gefertigt. Edelstahl als Material kommt erst im flanschnahen Bereich der SUKO-D und als äußerer Hitzeschild, welchem eine Wasserkühlung vorgeschaltet ist zum Einsatz. Auch die elektrischen Zuleitungen sind Wasser gekühlt, um eine Überhitzung der Kontakte zu vermeiden. Dies erlaubt schneller Änderung der elektrischen Leistung am Filament und somit eine schnelle Änderung der Flussrate des sublimierten Kohlenstoff.

Aufgrund dieser konstruktiven Besonderheit kann die SUKO-D binnen 85 Sekunden auf Betriebstemperatur gefahren werden. Die für eine Dotierkonzentration von  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (bei einer üblichen Wachstumsgeschwindigkeit von  $1 \text{ } \mu\text{m/h}$ ) notwendige Leistung entspricht etwa 360 W einschließlich der parasitären Dissipation in den Zuleitungen. Dies bringt den Vorteil mit sich, dass die SUKO-D nicht während des gesamten Wachstumsprozesses auf Betriebstemperatur gehalten werden muss, was einen massiven thermischen Eintrag in den Wachstumsreaktor mit sich bringen würde, sondern gezielt zu den einzelnen Dotierschritten hochgefahren werden kann. Während der übrigen Zeit kann die Zelle kalt gehalten werden. Bisher wurden in III/V MBE Systemen zur Dotierung mit Kohlenstoff Gasquellen eingesetzt, welche üblicherweise Tetrabrommethan ( $\text{CBr}_4$ ), auch als Tetrabromkohlenstoff bekannt thermisch gespalten bereitstellen [69]. Gasquellen haben den Nachteil, dass die Breitstellung der gesundheitsschädlichen Ausgangsstoffe eine komplexe Gasinstallation außerhalb der MBE voraussetzt, welche durchaus anfällig für Lecks oder Verunreinigungen sein kann. Zum anderen ist in MBE Systeme mit Gasquellen ein Memory-Effekt zu beobachten [70], der das anschließende Wachstum nicht p-dotierter Proben stark beeinträchtigt.  $\text{CBr}_4$  Quellen werden üblicherweise eingesetzt, wenn hohe Akzeptor-Konzentrationen von  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  benötigt werden, finden aber keinen Einsatz beim Wachstum von hochbeweglichen Proben. Ein weiterer Kohlenstoff Zelltyp wurde von Reuter *et al.* [71] vorgestellt. Hierbei handelt es sich um die Bauart eines Elektronenstrahlverdampfers, mit dessen Hilfe 2DHGs mit einer 1 K-Beweglichkeit von  $1.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  hergestellt werden konnten. Aus den Publikationen dieser Gruppe ist leider nicht abzulesen, durch welchen Mechanismus die Beweglichkeit der Ladungsträger limitiert ist. Deshalb ist auch keine Aussage über die Leistungsfähigkeit des verwendeten Zelldesigns zu treffen.

### Substratvorbereitung und Wachstumsparameter

Die Gewährleistung der Qualität beim Wachstum hochbeweglicher Heterostrukturen beginnt bereits außerhalb der MBE Kammer mit der Vorbereitung der Substrate. So genannte epi-ready<sup>6</sup> GaAs Wafer können von verschiedenen Herstellern bezogen werden. Beim Transfer dieser vorbehandelten Substrate in die MBE Anlage ist darauf zu achten, dass die Oberfläche möglichst frei von Verunreinigungen und Defekten bleibt, da diese Keime für dreidimensionales Wachstum darstellen. Das Auflegen der



**Abbildung 3.3:** a) Substrathalter aus Tantal mit einer Benetzungsschicht aus Gallium zur adhäsiven und Wärme koppelnden Bindung des GaAs Wafers; b) Transferwagen vor geöffneter Schleusentür auf einer Laufschiene. Die Substrathalter sind mit Bajonettverschlüssen in den Aufnahmen des Wagens befestigt.

Substrate auf einen mit Gallium benetzten Tantal-Probenhalter (Abbildung 3.3a) erfolgt deshalb in möglichst staubfreier Umgebung, welche in unserem Fall durch ein Laminar-Flow<sup>7</sup> Kabinett über dem Tisch an der Schleuse gewährleistet wird. Die Substrate werden nur mit ausschließlich für diesen Zweck bestimmten Metallpinzetten und nur entlang eines Außenrings mit einer Breite von etwa 2 mm berührt. Auch die Probenhalter werden zur Vermeidung von Kontamination ausschließlich mit einem speziellen, gereinigten Werkzeug in den Transferwagen (Abbildungen 3.3 und 3.1-19) eingesetzt. Die geöffnete Schleuse wird mit Argon relativ zur Umgebung auf Überdruck gehalten, um eine Kontamination der Schleusenwände durch die Umgebungsluft zu minimieren. In der Ladeschleuse werden die Substrate, aber auch die mit Luft in Berührung gekommenen Probenhalter und der Transferwagen für mehrere Stunden mit Halogenlampen auf eine Temperatur von deutlich über 100°C

<sup>6</sup>epi-ready: engl. eine vom Hersteller für das epitaktische Wachstum vorbereitete Substratscheibe. Die Präparation schließt eine Behandlung mit organischen und oxidierenden Lösungsmitteln mit ein an deren Ende stets ein Ätzschritt zur Erzeugung eines relativ stabilen, natürlichen Oxids zum Schutz der Oberfläche steht.

<sup>7</sup>engl. laminarer Fluss



erhitzt, um physisorbierte, gasförmige Verunreinigungen wie  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CO}$  zu desorbieren. Im Anschluss an den Ladevorgang werden die Substrate auf einer Heizstation (Abbildung 3.3-18) im Transferkanal bei einer Temperatur von etwa  $400^\circ\text{C}$  in einem zweiten Schritt ausgegast. Das natürliche Oxid zum Schutz der Substratoberfläche wird erst in einem dritten Schritt innerhalb der Hauptkammer des MBE Systems bei einer Temperatur von  $581^\circ\text{C}$  abgedampft. Dieser dreistufige Reinigungsprozess dient zur Vermeidung der Kontamination der Hauptkammer und der Gewährleistung einer möglichst reinen Substratoberfläche.

Die für das Wachstum von GaAs und AlGaAs entscheidenden Parameter sind die Wachstumsrate  $r_g$  in ML/s (Monolagen/Sekunde), bestimmt durch die Summe der Flussraten der Gruppe III Elemente Gallium und Aluminium, den Arsen Druck  $\text{BEP}_{\text{As}}$ <sup>8</sup>, und die Substrattemperatur  $T_{\text{sub}}$ . Diese drei Parameter sind für verschiedene Substratorientierungen sehr unterschiedlich und stark voneinander abhängig. GaAs kann im Prinzip auf (001) Substraten bei einer  $T_{\text{sub}}$  ab  $92^\circ\text{C}$  homoepitaktisch gewachsen werden [72], [73], jedoch mit erheblichen Einschränkungen an Qualität in Bezug auf Kristallqualität, Morphologie und Leitfähigkeit. Im Folgenden soll nur auf den Parameterraum eingegangen werden, welcher für das Wachstum hochbeweglicher GaAs/AlGaAs Heterostrukturen geeignet ist.

Bei der Wahl der Wachstumsrate ist folgendes zu berücksichtigen. Je langsamer gewachsen wird, umso mehr Fremdmoleküle der Hintergrundatmosphäre der Kammer können sich in die Struktur einbauen. Auf der anderen Seite benötigen kleinere Wachstumsraten auch geringere Zelltemperaturen, wodurch weniger Verunreinigungen aus den Zellen evaporieren. Das Angebot an Arsen nimmt keinen Einfluss auf die Wachstumsrate. Ist der Fluss der As-Moleküle jedoch geringer als der der Gruppe III Elemente, bilden sich während des Wachstums Gallium Tröpfchen. Ist der Arsen Fluss gleich dem Fluss der Gruppe III Elemente spricht man von stöchiometrischem Wachstum. In der Regel wird der  $\text{BEP}_{\text{As}}$  jedoch beim Wachstum hochbeweglicher Proben so eingestellt, dass ein Überangebot an As für das Wachstum zur Verfügung steht.  $T_{\text{sub}}$  wird für das Wachstum von Proben mit hochbeweglichen Ladungsträgern meist in der Nähe des oberen Limits gewählt, um die Beweglichkeit der Gruppe III Elemente auf der Substratoberfläche vor deren Einbau in die Kristallstruktur möglichst hoch zu halten. Dies begünstigt ein möglichst defektarmeres Wachstum, da die Gruppe III Atome maximale Bewegungsfreiheit haben um freie Gitterplätze zu erreichen. Das obere Limit für die Wahl von  $T_{\text{sub}}$  ist durch die Sublimationstemperatur von Ga aus dem GaAs Kristall gegeben und liegt etwa bei  $650^\circ\text{C}$ . Ein Wachstum bei noch höheren Substrattemperaturen ist zwar mit entsprechend hohem As Gegendruck möglich, führt aber zu einer deutlichen Reduktion der Elektronenbeweglichkeit in normalen Strukturen, in denen das 2DEG an der GaAs/AlGaAs Grenzschicht lokalisiert ist [74]. Im Gegensatz dazu stehen so genann-

---

<sup>8</sup>beam equivalent pressure, engl. Partialdruck des Molekülstrahls am Ort der Probe



te invertierte Strukturen, in welchen sich das 2DEG an AlGaAs/GaAs Grenzschichten befindet. Substrattemperaturen bis 700°C während des Wachstums steigern die Beweglichkeit in diesen invertierten Heterostrukturen [74]. Für das Wachstum der beidseitig dotierten QW Strukturen, in welchem beide Grenzschichten durch die Lokalisierung des 2D-Ladungsträrgases im Zentrum des QWs von Bedeutung sind, wurden im Rahmen dieser Arbeit die Wachstumsparameter, so genannte normale Strukturen verwendet.

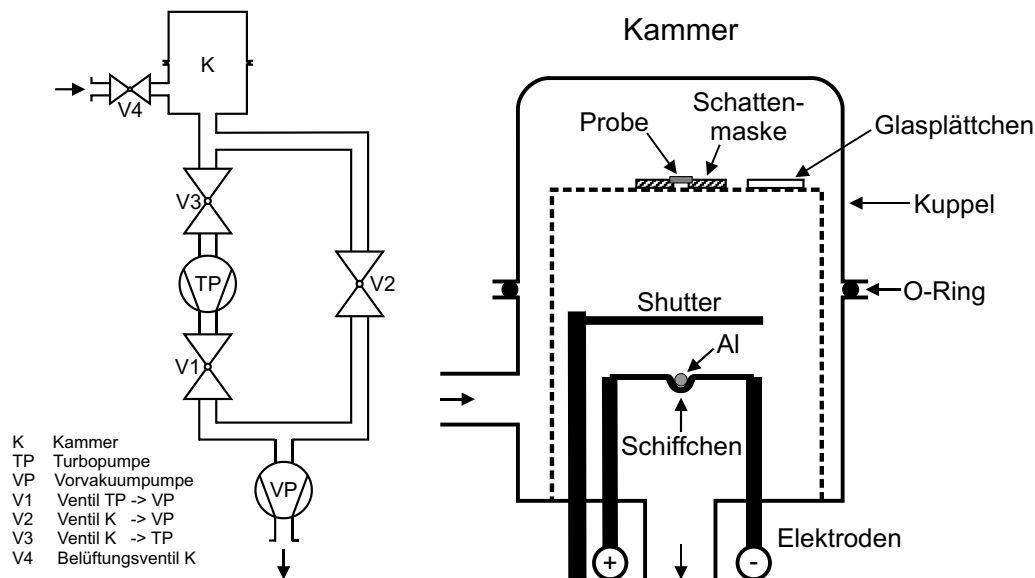
Die am Lehrstuhl Wegscheider für das Wachstum hochbeweglicher 2DEGs üblich verwendeten und von der Literatur [74] motivierten Parameter sind für (001)-orientierte Substrate  $r_g \sim 1$  ML/s,  $\text{BEP}_{As} = (5.7 - 8.5) \times 10^{-6}$  Torr und  $T_{sub} = 620^\circ\text{C} - 650^\circ\text{C}$ . Für das Wachstum auf (110)-orientierten Substraten sind die entsprechenden Parameter  $r_g \sim 0.5$  ML/s,  $\text{BEP}_{As} = (1.8 - 2.5) \times 10^{-5}$  Torr und  $T_{sub} = 480^\circ\text{C}$  [75] und [76]. Für das Wachstum auf (110)- und (1-10)-orientierten Spaltflächen werden ebenfalls bereits für das Wachstum auf (110)-Substraten erwähnte Parameter verwendet.

Prinzipiell hat die Art des Dotierstoffes keinen vorrangigen Einfluss auf die Wahl der Wachstumsparameter. Deshalb wird in dieser Arbeit das Wachstum von 2DHGs dem von 2DEGs gleichgesetzt. Zu berücksichtigen sind jedoch der große thermische Eintrag auf das Substrat durch die sehr heiße Kohlenstoffquelle, welchem durch eine Anpassung von  $T_{sub}$  zu begegnen ist und die Einbaueffizienz von Kohlenstoff in Abhängigkeit des Arsenangebots. Beide Einflüsse werden im Kapitel 4.2 zur Struktur- und Parameteroptimierung diskutiert.

## 3.2 Prozessierung

Die in der MBE überwachsenen Wafer werden zur elektrischen Charakterisierung in Probenstücke von ca.  $5 \times 5$  mm vereinzelt. Dies geschieht mit Hilfe einer Handritz-nadel, mit der in Richtung der jeweiligen Hauptbruchachsen am Rand des Wafers ein etwa 3 mm langer Ritz angebracht wird. Durch Ansetzen zweier Metallpinzetten links und rechts des Ritzes kann der Wafer mühelos entlang der Hauptrichtungen gespalten werden. Die Hauptbruchkanten eines (001)-orientierten Wafer verlaufen entlang der orthogonalen unpolaren [110] und  $[1\bar{1}0]$  Richtungen. Bei (110)-orientierten Wafers besteht die Schwierigkeit, dass nur die unpolare  $[1\bar{1}0]$  als Bruchkante zugänglich ist und orthogonal dazu die polare [100] Achse verläuft. Um entlang dieser einen Wafer zu spalten muss der Ritz über die gesamte Waferbreite und mit erhöhtem Kraftaufwand angebracht werden. Für Probenstücke welche zur Weiterverarbeitung ohne Gate vorbereitet werden ist es ausreichend, wenn die Kantenlängen der Probenstücke eine Toleranz von  $\pm 1$  mm einhalten. Probenstücke die zum Aufdampfen einer Gate-Elektrode vorbereitet werden, müssen ein relativ exaktes Maß von  $4.9 \times 4.9$  mm mit einer Toleranz von  $\pm 0.1$  mm aufweisen, damit die zur Verfügung stehenden

Schattenmaske der Aufdampfanlage benutzt werden kann. Die Maßhaltigkeit wird mit einem Metallmaßstab während des Spaltens der Proben überprüft.



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der Bedampfungsanlage. Links: Aufbau des Pumpsystems; Rechts: Aufbau der Beschichtungskammer (aus [19]).

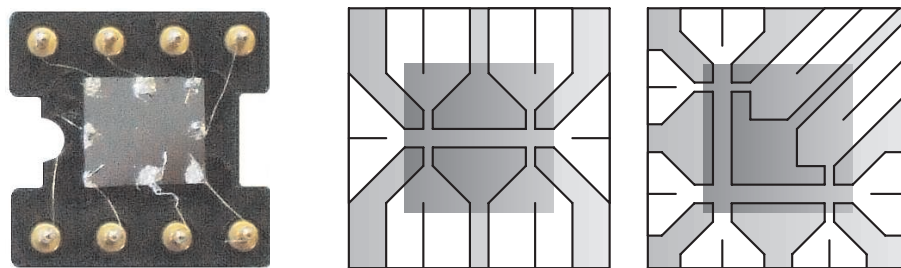
### Schottky-Gates

Für die Bedampfung der Probenstücke mit Aluminium als Schottky-Gate steht eine wie in Abbildung 3.4 skizzierte Bedampfungsanlage zur Verfügung. Die Beschichtungskammer ist über eine abnehmbare Glaskuppel zugänglich. Das zu verdampfende Material befindet sich in einem Molybdän-Schiffchen, das zur elektrischen Trennung von Schiffchen und Aufdampfmaterial mit  $\text{AlO}_2$  beschichtet ist. Das Schiffchen ist über Vakuumdurchführungen und Kupferdrähte mit einem Transformator verbunden, der die Leistung zum resistiven Heizen des Schiffchens zur Verfügung stellt. Die Probe befindet sich etwa 10 cm über dem Schiffchen in einer Schattenmaske aus Edelstahl. Die Maske stellt eine Probenaufnahme von  $5 \times 5$  mm zur Verfügung und eine Öffnung von  $3 \times 3$  mm welche die Geometrie des Schottky-Gates vorgibt. Probe und Verdampfungsgut sind durch eine schwenkbare Blende (Shutter) voneinander getrennt. Zur Kontrolle der Dicke der aufgedampften Aluminiumschicht wird seitlich der Probe ein Objektträger aus Glas mit in die Halterung gelegt. Zusätzlich befindet sich noch ein Thermoelement in der Beschichtungskammer, mit dem die ungefähre Temperatur des Probenstückchens kontrolliert werden kann. Es ist zu beachten, dass auf Grund des konstruktiv bedingten, schlechten thermischen Kontakts zwischen Probe und Thermoelement hier keine absoluten Werte abgelesen

werden können, wohl aber der Vergleich der relativen Temperaturwerte über viele Bedampfungsprozesse Aussagen über die Reproduzierbarkeit des Prozesses zulässt. Zur Vakuumerzeugung dient eine Turbomolekularpumpe mit einer vorgeschalteten Membranpumpe. Durch eine Trennung der einzelnen Komponenten durch Hochvakuumventile (Abbildung 3.4 links) muss die Turbomolekularpumpe zur Öffnung der Glaskuppel nicht belüftet werden. Dies beschleunigt den Austausch von Proben erheblich. Zur Herstellung von leitfähigen Schottky- Gates erwies sich ein Druck kleiner  $10^{-5}$  Torr als hinreichend. Um eine saubere Probenoberfläche zu gewährleisten, werden die Probenstücke vor dem Bedampfen in Aceton bei  $60^{\circ}\text{C}$  gekocht und mit Isopropanol gespült. Ein Ätzschritt der Proben in Salzsäure für 20 Sekunden hatte keine messbaren Verbesserung der Qualität der Schottky- Gates zur Folge.

### Strukturierung der Messgeometrie

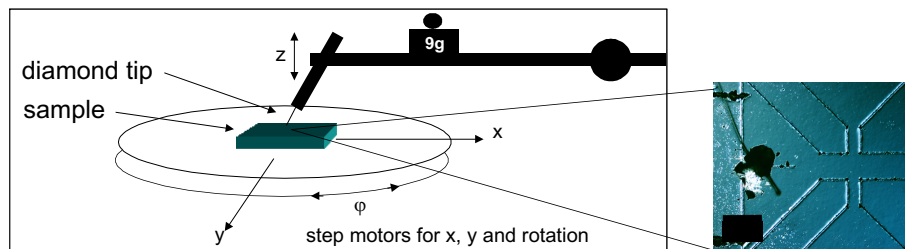
Alle für diese Arbeit hergestellten Proben wurden in der van- der- Pauw- Geometrie [77] bei 4.2 K und 1.2 K grundcharakterisiert. Hierfür wurde, wie in Abbildung



**Abbildung 3.5:** Probe kontaktiert in van- der- Pauw- Geometrie mit Golddrähten in 8 Pin Dil- Sockel (links). Skizze von Hallbar- (Mitte) und L- förmige Hallbar- (rechts) Geometrie. Die weißen Flächen stellen die Leiterbahnen dar, der quadratische Schatten im Zentrum die Form des Gate- Kontaktes. Alle Kontaktfelder münden am Probenrand. Die zusätzlichen Ritze in der Mitte der Kontaktfelder dienen der Vermeidung von Corbino- Kontakten (siehe Kapitel 3.4).

3.5 (links) zu sehen, an den vier Ecken der quadratischen Probenstücke je ein Lötkontakt aufgebracht und verdrahtet. Die Kontakte in den Mitten der Probankanten sind redundant und können im Fall eines defekten Eckkontaktes verwendet werden. Geeignete Proben für weiterführende Messungen wurden in Hallbar- oder in L- förmiger Hallbar- Geometrie (siehe Abbildung 3.5 Mitte und rechts) strukturiert. Hallbars bieten den Vorteil einer definierten Transportrichtung, L- förmige Hallbars sogar die Option, Transport in zueinander orthogonalen Transportrichtungen zu untersuchen. Üblicherweise werden derartige Strukturen auf einer Längenskala von wenigen  $\mu\text{m}$  mit Hilfe von Photolithographie und nasschemischen Ätzprozessen in einer Reinraumumgebung strukturiert. Um ohmsche Kontakte (siehe unten) mit

dem LötKolben herstellen zu können müssen die Kontaktflächen eine minimale Größe von  $0.3 \times 0.3 \text{ mm}$  haben. Für lithographische Strukturierungen in dieser Größenordnung standen keine geeigneten Masken zur Verfügung, weshalb im Rahmen dieser Arbeit eine Alternative Methode zur Strukturierung von Messgeometrien entwickelt wurde, welche einen grossen und effizienten Probendurchsatz gewährleistet. Held *et al.* [78] zeigten, dass ein 2DEG bis zu  $50 \text{ nm}$  unter der Oberfläche erfolgreich verarmt werden konnte durch die Oxidation der darüber liegenden Oberfläche mit Hilfe einer unter Gleichspannung stehenden AFM<sup>9</sup>-Spitze. Die kontrollierte Zerstörung der Oberfläche eines 2DEGs in III/V Systemen verändert hierbei die energetische Position des Fermi Niveaus in der Bandlücke, so dass das 2DEG verarmt wird. Diese Technik der AFM- Lithographie ermöglicht die Mesa- Strukturierung im sub-  $\mu\text{m}$  Bereich und muss unter kontrollierbaren Umgebungsbedingungen durchgeführt werden. Wir nutzen zur Strukturierung der Mesa den Effekt der Verschiebung des Fermi



**Abbildung 3.6:** Computer gesteuerter Ritzer zur Strukturierung von Hallbars (links). Zum Verfahren und Drehen des Ritztisches sowie zum Heben und Senken des Ritzarmes dienen Schrittmotoren mit einer Genauigkeit von  $1 \mu\text{m}$ . Rechts ist ein Ausschnitt einer Probe mit geritztem Hallbar und bereits aufgebrachtem Lötkontakt zu sehen.

Niveaus durch gezielte Zerstörung der Oberfläche durch Ritzen des Hallbar- Musters mit einer Diamantnadel in die Oberfläche. Mit Hilfe eines Computer gesteuerten X-, Y- und Z- Schreibers (Abbildung 3.6) gelang es reproduzierbare Hallbar- Strukturen wie in Abbildung 3.5 skizziert herzustellen. Hierfür wurden die zu strukturierenden Probenstücke mit Wachs auf einen Objektträger aus Glas befestigt, welcher über eine Ansaugvorrichtung auf dem Ritztisch montiert werden konnte. Das dazu nötige Vakuum wird durch eine Membranpumpe erzeugt. Der Abstand (z- Richtung) und die Position (x-, y- Richtung) der am Arm des Ritzers eingespannten Nadel mit Diamantspitze kann über ein integriertes Mikroskop justiert werden. Mit Gewichten von  $5 \text{ g} - 30 \text{ g}$ , die zusätzlich auf den Arm des Ritzers gelegt werden können, wird der Anpressdruck der Nadel auf die Probenoberfläche eingestellt. Dieser ist für Proben mit zuvor bedampftem Metall- Gates größer als für Proben ohne Gate. Das auf einem nebenstehenden Computer installierte Steuerprogramm des Ritzers kann beliebige Linienmuster durch Heben und Senken des Ritzarmes schreiben. Dem Programm

<sup>9</sup>engl. Atomic Force Microscope, Rasterkraftmikroskop

müssen lediglich die Anfang- und Endkoordinaten jeder Linie und ein Startpunkt für das zu schreibende Muster übergeben werden.

Die in dieser Arbeit für Magnetotransportuntersuchungen verwendeten Hallbarstrukturen weisen ein Längen zu Breiten Verhältnis von 5 auf. Die Zone zwischen den Potentialabgriffen ist in der Regel 2 mm lang und 0.4 mm breit. Nach der Strukturierung mit dem Ritzer werden die Proben durch Kochen in Aceton vom Wachs des Objektträgers gelöst und mit Isopropanol gespült. Anschließend werden auf den etwa 1 mm breiten Kontaktflächen Lötkontakte aufgebracht und verdrahtet.

### Ohmsche Kontakte

An der Grenzfläche von Metallen und Halbleitern bildet sich im Halbleiter eine Schottky Barriere aus. Um trotzdem elektrische Metall-Kontakte mit ohmscher Charakteristik herstellen zu können, werden Metall-Gemische auf den Halbleiter aufgebracht. Dieses besteht aus einem Träger-Metall und einem solchen welches zur gewünschten p- oder n-Dotierung des jeweiligen Halbleiters eingesetzt werden kann. Im Fall von p-dotierten GaAs/AlGaAs 2DHGs verwendet man Indium als Träger- und Zink als Dotier-Material. Durch Einlegieren des Gemisches entsteht in der unmittelbaren Umgebung des Kontaktes ein übermäßig stark dotierter Bereich im Halbleiter, wodurch die Breite der Barriere hinreichend reduziert wird, so dass zumindest für kleine Ströme ein ohmsches Verhalten zu erwarten ist.

Die für diese Arbeit gefertigten Kontakte folgen alle dem gleichen Schema, unabhängig von der gewählten Messgeometrie. Alle Kontaktfelder sind hinreichend groß, dass mit einem LötKolben unter dem Mikroskop Material aufgebracht und verdrahtet werden kann. Vor dem Aufbringen des Lötguts wird, sofern nicht schon beim automatisierten Ritzen von Strukturen geschehen, das Kontaktfeld mit einer Diamantnadel leicht angeritzt, um zuverlässig den Bereich der Randkanäle zu kontaktieren, wodurch so genannte Corbino-Kontakte vermieden werden sollen (siehe Kapitel 3.4). Das aufgebrachte Metallgemisch besteht zu 4% (Massenanteil) aus Zink und zu 96% aus Indium. Dieses mit einer Feinwaage dosierte und mit dem heißen LötKolben vermengte Gemisch ergab Kontakte mit reproduzierbar ohmscher Charakteristik für Ströme bis 10  $\mu\text{A}$ , was bei typischen Messströme von 10 nA bis 1  $\mu\text{A}$  ausreichend ist. Bei Versuchen mit höheren- (5%) oder geringeren- (3%) Zinkanteil in der Mischung setzte das nichtohmsche Verhalten bereits bei wesentlich geringeren Messströmen ein.

Das Legieren der Kontakte erfolgt in einem speziell für diesen Zweck am Lehrstuhl gefertigten Legierofen. Dieser besteht aus einer Heizplatte in einem Rezipienten, welcher über eine Membranpumpe evakuiert und über einen Gaseinlass mit Formiergas gespült werden kann. Die Proben werden nach mehreren Spülzyklen zum Gasaustausch unter Formiergas Atmosphäre ( $\sim 850$  mbar) innerhalb von 60 s auf 380°C erhitzt und weitere 60 s auf dieser Temperatur gehalten. Im Anschluss kühlt

die Probe passiv durch Ausschalten der Heizung ab. Ein oberes Limit für Legier-temperatur und -Zeit wird durch die starke Diffusion von Zink auf der Oberfläche gegeben. Soll die Probe auf höhere Temperaturen erhitzt werden, muss die Legierzeit entsprechend verkürzt werden, da sonst leitende Schichten zwischen den Kontakten an der Oberfläche entstehen. Die oben gegebenen Parameter stellen ein im Rahmen dieser Arbeit gefundenes Optimum dar.

Ist das Metallgemisch erfolgreich einlegiert, werden mit Pinzette und Lötkolben Golddrähte auf den Kontaktfeldern angebracht. Im Anschluss wird das Probenstück mit Silikonfett auf einen 8 Pin Dil-Sockel geklebt und die Golddrähte mit den Kontakten des Sockels verlötet. Ein typisches hochbewegliches 2DHG, wie in dieser Arbeit gefertigt, zeigt nach beschriebener Kontaktierung einen 2-Punkt Widerstand bei Raumtemperatur von etwa  $10 - 60 k\Omega$ . Proben mit höheren Widerständen können als Ausschuss deklariert werden und sind nicht geeignet für zuverlässige Transportmessungen.

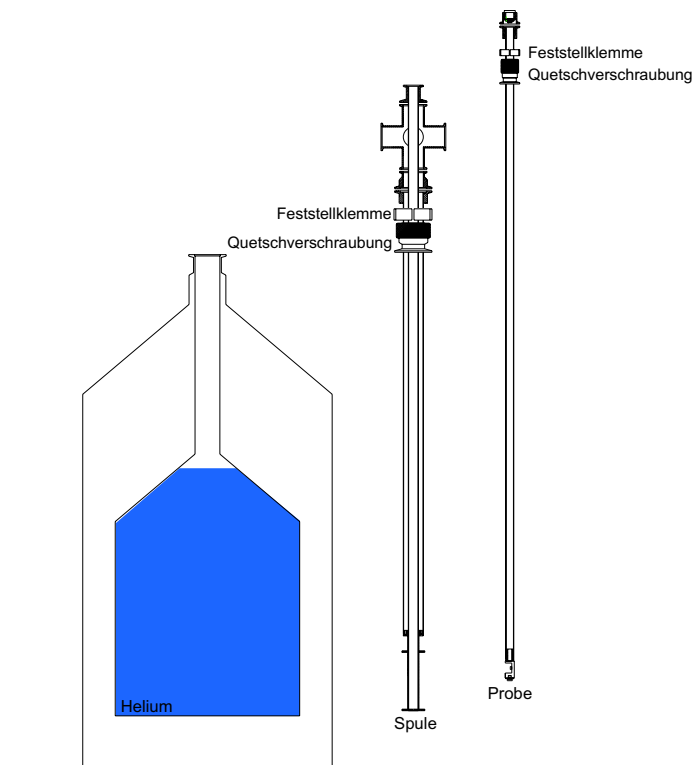
### 3.3 Messaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei verschiedene Tieftemperatur Messplätze für die elektrische Charakterisierung der Proben und weiterführende Magnetotransportuntersuchungen verwendet. Dabei unterscheiden sich die Aufbauten in der zur Verfügung stehenden Kühlleistung und der Größe der erreichbaren magnetischen Feldstärken. Alle Aufbauten verbindet die Erzeugung hoher magnetischer Felder durch supraleitende, durch heliumgekühlte Elektromagnete und die Kühlung der Probe durch direktes Eintauchen in ein Bad von  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$  oder einer Mischung der beiden Isotope. Auf die Besonderheiten von Helium soll hier nicht im Detail eingegangen werden diese, sind vielfach in der Literatur behandelt worden (siehe z.B. [27], [25]).

#### Kannenmessplatz

Der Kannenmessplatz (Abbildung 3.7) ist für die schnelle Grundcharakterisierung von Proben in 8 Pin Dil-Sockeln optimiert. Das System besteht aus einem Probenraum mit veränderlicher Temperatur (VTI<sup>10</sup>) dessen Innenraum durch eine doppelwandige, evakuierte Isolierschicht thermisch von der Umgebung entkoppelt ist. Über ein Nadelventil ist dieser mit Reservoir mit flüssigem He verbunden. Um den Probenraum ist eine Magnetspule integriert. Der VTI ist so konstruiert, dass es vakuumdicht auf eine Standard-Helium Transportkanne montiert werden kann und über eine Quetschverschraubung in des flüssige He in der Kanne abgesenkt werden kann. Die so auf 4.2 K abgekühlte Magnetspule wird dadurch supraleitend und kann Magnetfelder bis zu 6 T mit einer Änderungsrate von 2 T/min erzeugen.

<sup>10</sup>engl. variable temperature insert



**Abbildung 3.7:** Schematischer Aufbau eines Kannenmessplatzes wie er in dieser Arbeit verwendet wurde. Rechts: austauschbare Helium Transportkanne; Mitte: evakuierbarer Variable Temperatur Einsatz (VTI); Rechts: Probenstab (aus [24]).

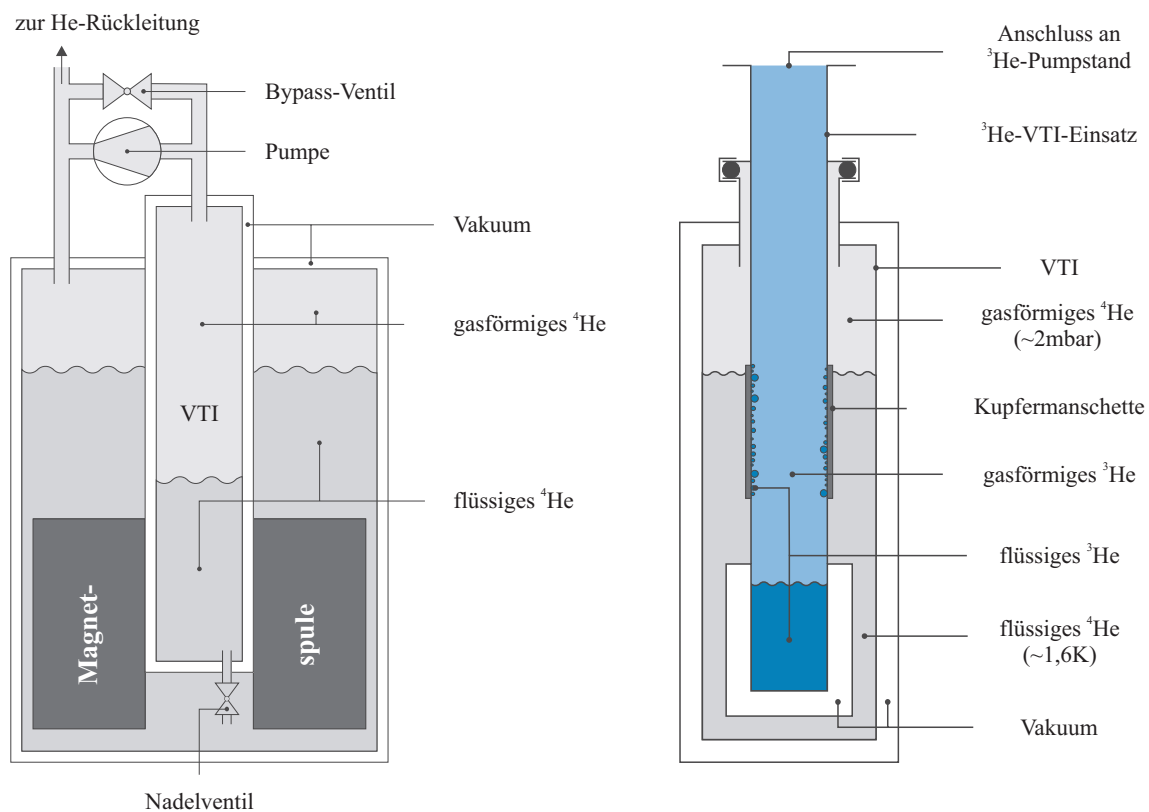
Die zu messende Probe ist zusammen mit den elektrischen Zuleitungen zu den Probenkontakten auf einem Probenstab montiert. Der Probenstab besteht aus einem schmalen Edelstahlrohr, an dessen unterem Ende ein Kupferzylinder mit zwei Sockelhaltern (Steckplätzen) für 8-Pin-Probensockel, einem Widerstandsheizter, einem Temperatursensor und einer Leuchtdiode angebracht ist. Am oberen Ende des Probenstabes ist eine Plattform mit Steckanschlüssen für Koaxialkabel befestigt. Das Außenrohr des Stabes wird mit Hilfe einer Quetschverschraubung mit Flansch auf dem VTI-Einsatz montiert. So lässt sich der Stab unter Aufrechterhaltung der Vakuumdichtheit in den VTI versenken. Der Probenraum des VTI kann über ein Nadelventil mit flüssigem  $^4\text{He}$  geflutet, oder bei Bedarf vom Reservoir der Kanne getrennt werden. Im  $^4\text{He}$  Bad beträgt die Probentemperatur exakt 4.2 K, der Siedetemperatur von  $^4\text{He}$  bei 1013 mbar. Bei geschlossenem Nadelventil kann das Gasvolumen des Probenraums über eine Vorrichtung am VTI abgepumpt werden. Laut Phasendiagramm von  $^4\text{He}$  ist der Siedepunkt stark druckabhängig. Durch Verringerung des Drucks über dem  $^4\text{He}$ -Bad kann die Temperatur des Bades bis auf 1.2 K abgesenkt werden. Die Aufnahme der Messdaten erfolgt über einen 7265 DSP Lock-In Verstär-

ker, einer Schaltbox, die zwischen den einzelnen Probenkontakten automatisiert umschalten kann und einem Messcomputer, der mit Hilfe von LabVIEW-Programmen standardisierte Messzyklen selbständig ausführen kann.

### $^4\text{He}$ Kryostat mit $^3\text{He}$ Einsatz

Zusätzlich zum Kannenmessplatz steht ein fest installierter  $^4\text{He}$ -Kryostat der Firma Oxford zur Verfügung (Abbildung 3.8). Der dauerhaft eingekühlte supraleitende Magnet kann Flussdichten bis zu 16 T am Ort der Probe bereitstellen. Wie beim Kannenmessplatz kann in einem VTI mit Pumpstand, Nadelventil und Widerstandsheizung mit PID<sup>11</sup>-Regler die Temperatur im Probenraum zwischen 1.4 K und 200 K beliebig eingestellt werden. Messtemperaturen über 4.2 K finden jedoch in dieser Arbeit keine Anwendung. Vielmehr liegt der Fokus auf der Möglichkeit des Einbaus eines zugehörigen  $^3\text{He}$  Einsatzes der Firma Oxford für Badtemperatur unter 1 K.

<sup>11</sup>Proportional - Integral - Differenzial



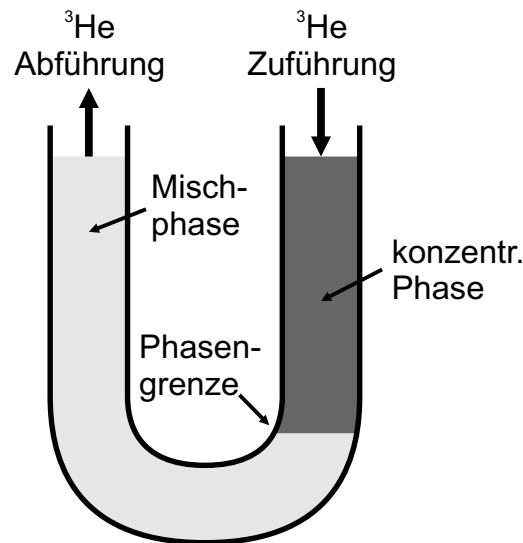
**Abbildung 3.8:** Schematischer Aufbau des fest installierten  $^4\text{He}$ -Kryostaten der Firma Oxford (links) mit zugehörigem  $^3\text{He}$  Einsatz (rechts) für Messtemperaturen unter 1 K. (aus [19]).



Ein schematischer Aufbau des  $^3\text{He}$  Einsatzes ist in Abbildung 3.8 (rechts) zu sehen. Das fortgeschrittene Kühlprinzip basiert auf dem nach Phasendiagramm höheren Dampfdruck des  $^3\text{He}$  Isotops im Vergleich zu  $^4\text{He}$ -Bädern bei gleichen Druckverhältnissen. So kann durch Pumpen an der  $^3\text{He}$  Atmosphäre über dem Bad eine tiefere Temperatur erreicht werden. Die Technische Herausforderung besteht hierbei in der thermischen Entkopplung des  $^3\text{He}$  Reservoirs vom  $^4\text{He}$ -Bad. Dies wird zusätzlich erschwert durch die Angebrachte Kupfermanschette welche durch das außen liegende  $^4\text{He}$  Bad auf unter 3.2 K gekühlt werden muss, um als Kondensationsfläche für  $^3\text{He}$  zu dienen, welches in der Gasphase in das System eingebracht wird. Am Ort der Kupfermanschette ist eine thermische Kopplung somit gewollt, am Ort des  $^3\text{He}$  Bades jedoch hinderlich. Weiterhin ist zu beachten, dass das zur Probenkühlung verwendete  $^3\text{He}$  die maximale Kühlleistung nur dann erbringen kann, wenn es keine Verunreinigungen enthält. Deshalb müssen alle Rohrleitungen und Pumpen, welche der Bereitstellung von  $^3\text{He}$  dienen strikt vom  $^4\text{He}$  System und der Umgebung getrennt bleiben. Mit dem von uns benutzten System können Temperaturen bis zu einer Tiefe von 360 mK für etwa 20 Stunden gehalten werden. Eine detaillierte technische Beschreibung des Aufbaus kann Referenz [19] entnommen werden. Der Probenstab ist für die Aufnahme zweier in 8 Pin Dil-Sockel montierter Proben geeignet und kann nach Bedarf mit einer Leuchtdiode ausgestattet werden. Zusätzlich ist eine Widerstandsheizung monierbar, welche benötigt wird, um das verbliebene, flüssige  $^3\text{He}$  nach Beenden des Messzyklus aus dem Reservoir zu verdampfen. Der Messplatz ist mit vier 7265 DSP Lock-In Verstärker und zwei Yokogawa 7651 Strom-/ Spannungsquellen ausgestattet. Messzyklen können über einen PC gesteuert werden. Die dafür benötigte Steuersoftware wurde im Rahmen einer am Lehrstuhl durchgeführten Diplomarbeit [19] in LabVIEW entwickelt.

### $^4\text{He}/^3\text{He}$ Mischkryostat

Für Messungen im Temperaturbereich von 1 K bis 20 mK steht ein fest installierter  $^4\text{He}/^3\text{He}$  Mischkryostat der Firma Oxford zur Verfügung, dessen supraleitender Magnet Flussdichten bis zu 19 T am Ort der Probe bereitstellen kann. Eine Regelung der Temperatur über den vollen Bereich wird über einen PID Regler gewährleistet. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus und der Ausstattung kann Referenz [25] entnommen werden. Das Kühlprinzip basiert auf der Phasentrennung eines  $^3\text{He}/^4\text{He}$  Gemisches bei Temperaturen unter 870 mK in eine leichtere, konzentrierte  $^3\text{He}$  Phase, die für Temperaturen gegen 0 K annähernd zu 100 % aus  $^3\text{He}$  besteht, und einer schwereren, verdünnten Phase, welche einen  $^3\text{He}$  Anteil von ca. 6.6 % aufweist. Die Skizze in Abbildung 3.9 veranschaulicht dieses Prinzip. Beim Übergang eines  $^3\text{He}$ -Atoms von der konzentrierten in die verdünnte Phase verringert sich die Enthalpie der konzentrierten Phase, was einer Kühlleistung gleichzusetzen ist. Durch Pumpen an der Atmosphäre über der verdünnten Phase wird aufgrund des geringeren Dampf-



**Abbildung 3.9:** Kühlprinzip des  $^3\text{He}/^3\text{He}$  Mischkryostaten: die Kühlung erfolgt an der Phasengrenze beim Übergang von  $^3\text{He}$ -Atomen aus der konzentrierten in die verdünnte Phase. Durch Schließen des  $^3\text{He}$  Kreislaufes kann eine kontinuierliche Kühlung erfolgen (aus [25]).

druckes von  $^3\text{He}$  dessen Anteil in der Mischung deutlich gegenüber  $^4\text{He}$  gesenkt. So entsteht ein Konzentrationsgradient innerhalb der verdünnten Phase, welcher  $^3\text{He}$  Atome über die Phasengrenze zieht. Die zu messende Probe befindet sich im Bad der konzentrierten Phase.

Für Messungen am Mischkryostaten stehen mehrere Probenstäbe zur Verfügung. Einer davon wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Halterungen für zwei 8 Pin Dil-Sockel umgerüstet, um einmal präparierte Proben an allen drei beschriebenen Messaufbauten einsetzen zu können. Zusätzlich bietet sich durch die Adaption die Möglichkeit zwei Proben parallel zu montieren und zu vermessen, was im Hinblick auf die zeitaufwändige Einkühlprozedur die Effizienz deutlich steigert. Am Messaufbau stehen wiederum vier 7265 DSP Lock-In Verstärker und Yokogawa 7651 Strom-/ Spannungsquellen zur Verfügung, sowie ein Rechner mit umfangreicher Messsoftware zur Automatisierung der Messzyklen.

### 3.4 Auswertung von Magnetotransport-Daten

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden eine große Anzahl von 2DHGs hergestellt und in Magnetotransport-Untersuchungen bei tiefen Temperaturen charakterisiert. Der folgende Abschnitt soll einen Überblick über die Methoden der Auswertung gewonnener Daten geben, bzw. auf Besonderheiten hinweisen, die zur richtigen

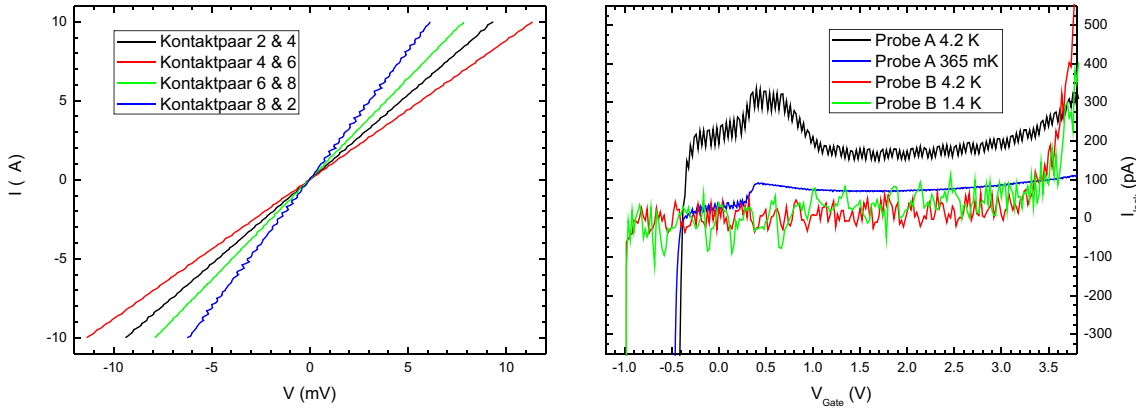
Interpretation der Datensätze relevant sind.

## Messungen in van-der Pauw und Hallbar-Geometrie

Prinzipiell hat die Wahl der Messgeometrie keinen Einfluss auf die zu erwartenden Ergebnisse. Der Vorteil der Hallbar-Geometrie (Abbildung 2.2 links) liegt in der Festlegung der zu messenden Transportrichtung und bietet die Möglichkeit einen kompletten Satz an Messdaten die zur Charakterisierung von Strukturen nötig sind mit nur einem Durchlauf (Sweep) des Magnetfeldes zu gewinnen. Zusätzlich können durch die Redundanz der Potentialsonden der Längswiderstand  $R_{xx}$  und der Hallwiderstand  $R_{xy}$  an verschiedenen Stellen der Probe parallel aufgenommen werden. Durch deren Vergleich können etwaige Messfehler leicht erkannt werden. Der Vorteil der van-der Pauw (VdP) Messgeometrie (Abbildung 2.2 rechts) ist eher im Wegfallen jeglicher Strukturierung der Proben zu sehen. Mit lediglich vier Lötkontakten an den Ecken der Proben ist diese VdP-Geometrie schnell und einfach zu realisieren. Jedoch müssen in der VdP-Geometrie Magnetfeld-Sweeps mehrfach durchgeführt und Transportdaten entlang verschiedener Kristallachsen der 2D-Ebene aufgenommen werden, um Werte für Beweglichkeit und Dichte der Strukturen errechnen zu können. Die Wahl der Mess-Geometrie ist somit unter Berücksichtigung der notwendigen Messzyklen für das geplante Experiment zu treffen.

Magnetotransport-Messungen werden mit Lock-In Technik realisiert, wobei ein Lock-In Verstärker eine Wechselspannung fester Frequenz über einen Vorwiderstand ausgibt, wodurch ein definierter Messstrom in die Probe eingeprägt werden kann. Der gleiche Verstärker misst über Abgriffe die abfallende Differenz zweier Potentialsonden der Probe, wobei er nur die Maxima der rücklaufenden Signale berücksichtigt. Die Phasendifferenz zwischen den Maximalwerten des Messstroms und jenen der Messgröße wird gesondert angezeigt und dient zur Beurteilung der Zuverlässigkeit der durchgeführten Messung. Sollen an einer Probe mehrere Signale parallel an unterschiedlichen Potentialabgriffen aufgenommen werden, kann dies durch zusätzliche Lock-In Verstärker realisiert werden, wobei zu Beachten ist, dass nur einer der Verstärker den Messstrom ausgibt und dessen Frequenz mit allen beteiligten Verstärkern synchronisiert werden muss. An unseren Messaufbauten werden Lock-In Verstärker des Hersteller *Signal Recovery* vom Typ 7265 DSP verwendet. Messungen werden typischerweise mit einem Messstrom zwischen 10 nA und 1  $\mu$ A mit einer Frequenz von 17 Hz durchgeführt. Zusätzlich stehen an allen Messplätzen *Yokogawa* 7651 Strom-/ Spannungsquellen z.B. zum Anlegen eines definierten Potentials an einer Gate-Elektrode zur Verfügung. Ferner kann ein portabler *HP* Semiconductor Parameter Analyzer verwendet werden um I/V Kennlinien aufzunehmen.

Bevor detaillierte Untersuchungen an Proben vorgenommen werden ist es wichtig, sich von der einwandfreien Funktion der Potentialsonden zu überzeugen. Hierfür sind I/V Charakteristika der Kontakte und Gate-Elektroden ein geeignetes Mittel. In

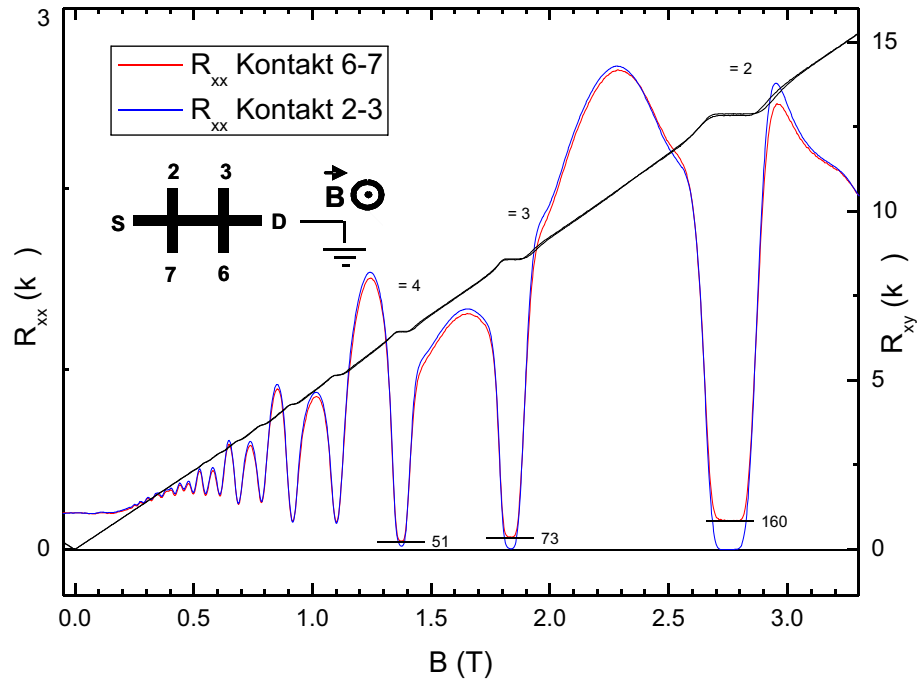


**Abbildung 3.10:** I/V Charakteristika von ohmschen Kontakten (links) und einem Aluminium Top-Gate (rechts), aufgenommen mit einem HP Semiconductor Parameter Analyzer.

Abbildung 3.10 (links) sind die I/V kurven von vier Kontakten einer VdP-Probe zu sehen. Für Magnetotransport-Untersuchungen ist die absolute Größe der Kontaktwiderstände von nachrangiger Bedeutung, da durch die Messung in 4-Punkt Geometrie diese ohnehin ignoriert werden. Wichtig ist, dass die Kontakte sich ohmsch verhalten, also die Spannung sich linear zum gesamten Bereich des Messstromes entwickelt. In Abbildung 3.10 (rechts) ist die I/V Charakteristik zweier Aluminium Gate-Elektroden bei verschiedenen Messtemperaturen zu sehen. Wichtig hierbei ist, dass die der Leckstrom zwischen Gate und 2DHG für den gesamten anzuwendenden Spannungsbereich hinnehmbar klein ist. In vorliegendem Beispiel sehen wir, dass für Probe A der Leckstrom im Spannungsbereich zwischen -0.5 V und + 3V kleiner 350 pA bei  $T = 4.2$  K und kleiner 120 pA für  $T = 365$  mK ist. Für darüber hinausgehende Spannungen steigt der Leckstrom rapide an, weswegen von Messungen mit Gate-Potentialen größer als die Durchbruchspannung abzusehen ist. Bei Probe B ist die Qualität der Gate-Elektrode besser. Der Spannungsbereich ist bis -1.0 V erweitert, der Leckstrom ist kleiner 120 pA und weniger abhängig von der Probentemperatur. Beide Proben sind geeignet für weiterführende Messungen, jedoch nur innerhalb des geeigneten Spannungsbereiches ihrer jeweiligen Gate-Elektroden.

## Merkmale im Verlauf des Hall- und Längswiderstandes

In der Entwicklung von Längs- ( $R_{xx}$ ) und Hallwiderstand ( $R_{xy}$ ) im Magnetfeld  $B$  können Störungen wie nicht-verschwindende SdH-Minima, abknickende Hall-Geraden, oder große Phasendifferenzen zwischen Messstrom und Messsignal auftreten. Diese Phänomene können auf Ladungsträgerdichte-Inhomogenitäten, parallel leitende Kanäle zum 2D-System, Corbino-Kontakte oder simple Messfehler hinweisen. Zur Inter-



**Abbildung 3.11:** Paare von SdH-Oszillationen und Hallgeraden eines 2DHGs, gemessen in Hallbar-Geometrie an jeweils verschiedenen Kontaktabgriffen (Insert) bei  $T = 350$  mK

pretation von Magnetotransportdaten ist es besonders wichtig diese Effekte zu erkennen und zu unterscheiden. Messungen in Hallbar Geometrie erlauben die gleichzeitige Aufnahme von  $R_{xx}$  und  $R_{xy}$  an verschiedenen Orten der Probe und somit deren Vergleich. Dadurch können auftretender Anomalien eindeutige zugeordnet und differenziert werden. Abbildung 3.11 zeigt am Beispiel einer Messung bei  $T = 350$  mK Paare von SdH-Oszillationen und Hallgeraden eines hochbeweglichen 2DHGs sowie die zur Messung verwendete Hallbar mit Bezeichnungen für die Kontaktabgriffe (Insert).

### Endlicher Eingangswiderstand der Lock-In Verstärker

Eine Ursache für nicht-verschwindende SdH-Minima können die endlichen Eingangswiderstände  $R_{int}$  der Lock-In Verstärker sein. Im Prinzip können Potentialdifferenzen an den Kontaktabgriffen in 4-Punkt Geometrie stromlos gemessen werden. Insofern sollte die Größe von  $R_{int}$  unerheblich sein. Zum Einprägen eines Messstroms in Lochsysteme wird das Potential der Source (S) relativ zur Masse angehoben, während der Massekontakt (D) mit den Lock-In Verstärkern eine gemeinsame Masse teilt. Sind die Bedingungen für den Transport der Ladungsträger im Randkanälen erfüllt, fließen Löcher für das in Abbildung 3.11 eingezeichnete  $B$ -Feld von S nach D ent-

lang der Kontakte 7 und 6, der Fluss von D nach S erfolgt entlang der Kontakte 3 und 2. Dies Bedingt, dass die Kontakte 7 und 6 auf dem chemischen Potential der Source Elektrode liegen  $\mu_S = \mu_7 = \mu_6$ , entsprechend gilt  $\mu_D = \mu_3 = \mu_2$ . Aufgrund der an S angelegten Spannung gilt  $\mu \neq 0$ , wohingegen durch den Kontakt zur Masse  $\mu_D = 0$  erfüllt ist. Die Potentialsonden 7 und 6 haben somit gegenüber der Masse des Lock-In Verstärkers angehobenen Werte  $\mu_7 = \mu_6 > \mu_{Lock-In}$  was einen endlichen Stromfluss über  $R_{int}$  bedingt. Dadurch besteht zwischen den Kontakten 7 und 6 eine Potentialdifferenz, die keine verschwindenden Werte für die Minima der SdH-Oszillationen zulässt. Für die Kontakte 3 und 2 gilt  $\mu_3 = \mu_2 = \mu_{Lock-In}$ , was eine zuverlässige Beobachtung der Werte  $R_{xx} = 0$  für die Minima der SdH-Oszillationen gewährleistet. Eine detaillierte Betrachtung dieser Effekte für 2DEGs wird in [79] gegeben.

Eine Invertierung des  $B$ -Feldes oder Vertauschung von Source und Massenkontakt an der Hallbar spiegeln die Effekte auf die jeweils gegenüberliegenden Kontakte. Es ist deshalb zu raten, stets  $R_{xx}$  für beide Kontaktpaare einer Hallbar zu messen, oder den Sweep-Bereich für das  $B$ -Feld symmetrisch um  $B = 0\text{T}$  zu wählen. Die Verläufe von  $R_{xy}$  sind durch endliche Werte von  $R_{int}$  nicht beeinflusst und verhalten sich wie in Abbildung 3.11 zu sehen absolut identisch.

### Paralleler Kanal

Proben können bei entsprechender Überdotierung eine parallel leitende Schicht am Ort der Dotierung aufweisen. In Magnetotransportmessungen zeigt sich dies in nicht-verschwindenden SdH-Minima oft begleitet durch abknickende Hallgeraden. Da diese Effekte aus Probeneigenschaften resultieren, ist ihre Erscheinungsform symmetrisch sowohl für positive und negative  $B$ -Felder sowie für gegenüberliegende Kontaktpaare. Dadurch kann ein paralleler Kanal eindeutig von den asymmetrisch in Erscheinung tretenden Effekten endlicher Eingangswiderstände unterschieden werden. Ferner ist es möglich die Dichten der Einzelschichten zu separieren. Eine entsprechende Anleitung ist in [80] zu finden.

### Dichte-Inhomogenitäten

Beding durch die Geometrie der Zellen-Anordnung in einem MBE-System können vor allem in unrotiert gewachsenen Strukturen Materialdicken- und Dotierkonzentrationsgradienten auftreten. Vor allem in Probenstücken mit grossen Messgeometrien können Dichte-Inhomogenitäten beobachtbar sein. Diese können jedoch einfach erkannt werden, wenn wie empfohlen  $R_{xx}$  und  $R_{xy}$  mehrfach an verschiedenen Orten der Probe aufgenommen werden. Sowohl die Steigungen der Hallgeraden, als auch die Positionen der SdH-Minima im  $B$ -Feld zeigen im Vergleich der Verläufe unterschiedlicher Messorte entsprechende Abweichungen. Eine detaillierte Beschreibung

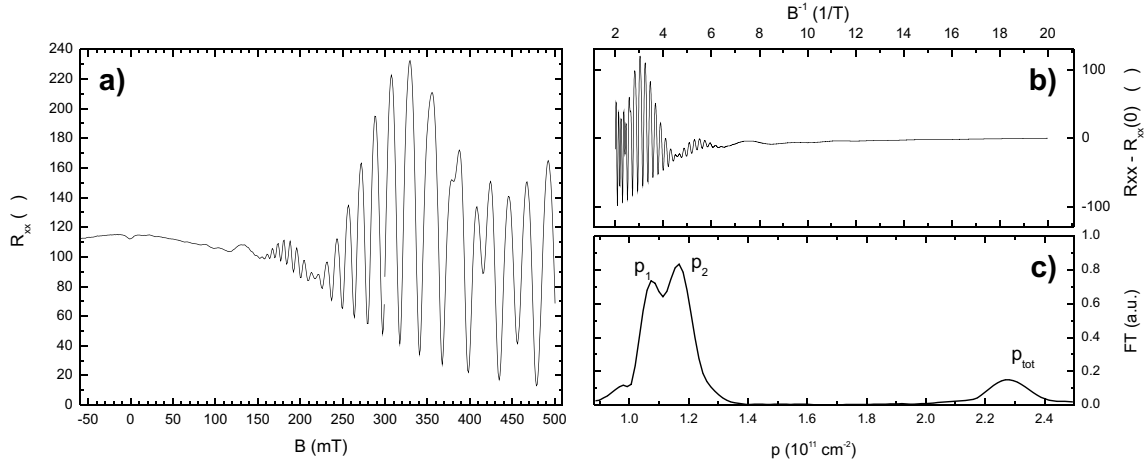
kann [25] entnommen werden

### Corbino-Kontakte

Ein Corbino-Kontakt (inner current contact) [78] ist ein Kontakt, welcher sich nicht am Probenrand sondern anderswo auf der Probenoberfläche befindet. Schon kleinste Abstände vom Rand können Corbino-Effekte verursachen. Dabei fließt der Strom unter Einwirkung eines zur Stromrichtung senkrechten magnetischen Feldes nicht wie gewünscht auf direktem Wege zwischen Source und Masse, sondern kreist aufgrund der Lorentzkraft um die jeweiligen Kontakt. Für zunehmende  $B$ -Felder wird dieser Effekt verstärkt. Die Phasendifferenz  $\varphi$  zwischen Messstrom und Messsignal gibt Auskunft über das Auftreten von Corbino-Effekten. Eine gewisse Abweichung von  $\varphi = 0^\circ$  tritt zwar in allen Magnetotransportmessungen auf, sollte aber den Wert  $\varphi \sim 4^\circ$  nicht übersteigen. Es ist zu beachten, dass sich in den Bereichen vollständig ausgeprägter SdH-Minima  $\varphi \rightarrow 90^\circ$  entwickelt. Bei verschwindenden Potentialdifferenzen zwischen Kontakten kann sich die Phase nicht stabil verhalten. Nach Durchlaufen eines Minimums entwickelt sich  $\varphi$ , sofern keine Corbino-Effekte auftreten wieder zum Ausgangswert zurück.

### Fourier Analyse

Tragen in einem 2D-System zwei oder mehrere Bänder zum Transport von Ladung bei, ist dies bei hinreichend großen Beweglichkeiten der Ladungsträger in den Einzelländern in Form von Schwebungen in den SdH-Oszillationen bei geringen  $B$ -Feldern beobachtbar. Diese können mit Hilfe der Fourieranalyse [81] ausgewertet und so die Ladungsträgerdichten der Einzelländer angegeben werden. Abbildung 3.12 zeigt die Auswertemethode anhand der SdH-Oszillationen der in Kapitel 4.1 vorgestellten Messung einer beidseitig dotierten QW-Struktur bei  $T = 30$  mK. Im Verlauf der SdH-Oszillationen (Abbildung 3.12a) ist für  $50 \text{ mT} < B < 500 \text{ mT}$  eine Schwebung zu erkennen. Für größere  $B$ -Felder (hier nicht gezeigt) ist die Schwebung in den Maxima von  $R_{xx}$  zwar noch sichtbar, jedoch haben die Minima bereits einen verschwindenden Längswiderstand. Dieser abgeflachte Bereich kann im Frequenzraum nur durch Überlagerung sehr vieler Schwingungen dargestellt werden, was in der Fourieranalyse zu starkem Rauschen führt und diesen Bereich so für eine Auswertung unbrauchbar macht. Ein weiterer Grund, nicht zu viele Schwingungen in die Analyse einzubinden liegt darin, dass mit zunehmendem Magnetfeld die Frequenz der Gesamtladungsträgerdichte dominierend wird, was zu einer reduzierten Auflösung der Frequenzen der Subbänder führen kann. Als zusätzliche Maßnahme zur Rauschunterdrückung im Fourierspektrum wird ein geeignetes Polynom zweiter Ordnung subtrahiert, um den oszillierenden Anteil des Längswiderstandes zu isolieren. Dieser



**Abbildung 3.12:** Schwebungen in SdH-Oszillationen (a) können, aufgetragen über das inverse  $B$ -Feld (b) mittels Fourieranalyse in Ladungsträgerkonzentrationen (c) der an der Schwebung beteiligter Einzelbänder zerlegt werden.

wird dann über  $1/B$  aufgetragen (Abbildung 3.12b)) und mit  $2^n$  Punkten konstanten Abstands zueinander interpoliert. Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Analysen wurden  $2^{12}$  Punkte gewählt. Die Fouriertransformation wird dann mit einem FFT-Algorithmus unter Anwendung einer Hanning-Fenster Funktion durchgeführt. Nach dem semiklassischen Argument von Onsager [82] kann aus der Frequenz einer SdH Oszillation  $f_{SdH}$  nur unter Zuhilfenahme der Einheitsladung  $e$  und dem Plankschen Wirkungsquantum  $h$  nach

$$p = \frac{e}{h} f_{SdH} \quad (3.1)$$

die Ladungsträgerkonzentration  $p$  eines Systems berechnet werden. In Abbildung 3.12c) sehen wir das so erhaltene Fourier-Spektrum der Beispielprobe. Den drei deutlich sichtbaren Maxima können die Ladungsträgerkonzentrationen  $p_1$ ,  $p_2$  und  $p_{tot}$  zuzuordnen werden, wobei  $p_1$  und  $p_2$  die Dichten der Einzellbänder sind, die summiert die Gesamtdichte des Systems  $p_{tot}$  ergeben. Um unterschiedliche Proben quantitativ vergleichen zu können, wird in der Literatur [83] ein Ladungsträger-Ungleichgewicht<sup>12</sup>  $\Delta p$  definiert:

$$\Delta p = \frac{p_1 - p_2}{p_{tot}}. \quad (3.2)$$

<sup>12</sup>engl.: carrier imbalance



## Kapitel 4

# Wachstum hochbeweglicher 2DHG Strukturen

Ziel dieser Arbeit ist es, die Beweglichkeiten von Löchern in 2DHG Strukturen des GaAs/AlGaAs Heterosystems entscheidend zu verbessern. Dies wird erreicht durch die bis dato nicht übliche Bereitstellung von Kohlenstoff als Dotiermaterial aus einer hochreinen Filamentquelle und der sequentiellen Optimierung von Strukturdesign und Wachstumsparametern. Kohlenstoff als Dotiermaterial bietet eine Vielzahl von Vorteilen gegenüber konventionellen Akzeptor-Materialien, welche wie im Fall von Beryllium sehr hohe Diffusionskonstanten aufweisen, oder wie bei Silizium die Auswahl der Substratorientierung stark einschränken. Eine Struktur gilt in Hinblick auf Ladungsträgerbeweglichkeit als optimiert, wenn alle strukturell bedingt Streuprozesse (IR und RI, siehe Kapitel 2.3) eliminiert sind und Streuung nur an in den Kristall eingebauten Verunreinigungen stattfindet (BI). Diese sind durch unerwünschte Materialien in den Ausgangselementen oder durch das Ausgasen heißer Systemkomponenten trotz UHV-Bedingungen im Volumen des Wachstumsreaktors unvermeidbar und können nur auf ein Minimum reduziert werden.

Die Erzeugung atomaren Kohlenstoffs durch resistives Heizen eines PG-Filaments ist hier ein entscheidender Beitrag zur Verringerung jener quellmaterial-bedingten Kristallverunreinigungen. Natürlich werden qualitative Verbesserungen nur einer Effusionzelle des MBE-Systems nur dann in den Strukturen messbar, wenn die Qualität der übrigen Komponenten und somit die Güte<sup>1</sup> des Hintergrunddruckes sehr hoch ist. Dieser Parameter ist nicht konstant, sondern verändert sich mit der Historie der Kammer. Langanhaltendes ungestörtes Abpumpen der MBE-Kammer verringert die Partialdrücke der nicht erwünschten Restgase. Jedes Öffnen der Kammer, um z.B. Quellmaterialien nachzufüllen oder Reparaturen an Komponenten vorzu-

---

<sup>1</sup>Es wird hier bewusst nicht vom absoluten Druck des Hintergrundgases gesprochen, da dessen Zusammensetzung aus verschiedenen Gasarten von ebenso großer Bedeutung ist

nehmen, birgt das Risiko Verunreinigungen ins System einzubringen. Um den Zustand des MBE-Systems zu quantifizieren, werden regelmäßig optimierte Referenzstrukturen gewachsen, deren Elektronenbeweglichkeit als Maß für die Qualität des Systems dient. Die Entwicklung der Beweglichkeit solcher Referenzstrukturen nach einer Kammeröffnung ist z.B. in Referenz [84] publiziert. Es werden im Folgenden deshalb nur Proben oder Probenserien miteinander in Bezug gestellt, welche zeitnah ohne dazwischen liegende Eingriffe in das MBE System hergestellt werden konnten und die Beweglichkeiten der gewachsenen Referenzstrukturen (MDSI-2DEG) während dieses Zeitraums konstant über  $1.3 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  lagen.

Im Einzelnen wird in den nachfolgenden Kapiteln auf das Wachstum und die Charakterisierung verschiedener hochbeweglicher 2DHG Strukturen eingegangen, welche auf semiisolierenden GaAs Substraten unterschiedlicher Orientierung und Geometrie hergestellt wurden. Kapitel 4.1 befasst sich mit der Bandstruktur-Optimierung von beidseitig dotierten QW Proben in (001) Wachstumsrichtung, wobei der Fokus auf der Bestimmung der idealen Schichtdicke für QW und Spacer sowie auf den Symmetrieeigenschaften des QWs liegt. Kapitel 4.2 erläutert Maßnahmen zur Optimierung von Wachstumsparametern am Beispiel von (001)-orientierten, einseitig dotierten QW-Strukturen und erarbeitet die Rolle des Arsen-Flusses und den Einfluss der Substrattemperatur  $T_{\text{sub}}$  während des Dotiervorgangs auf die Qualität der hergestellten Proben. In Kapitel 4.3 werden die aus den Vorkapiteln erlangten Ergebnisse auf das Wachstum von (110)-orientierten MDSI-Strukturen übertragen, wobei besonderes zu erwähnen ist, dass diese Strukturen nicht nur auf (110)-GaAs Substraten, sondern auch auf ex situ präparierten Spaltflächen gewachsen wurden

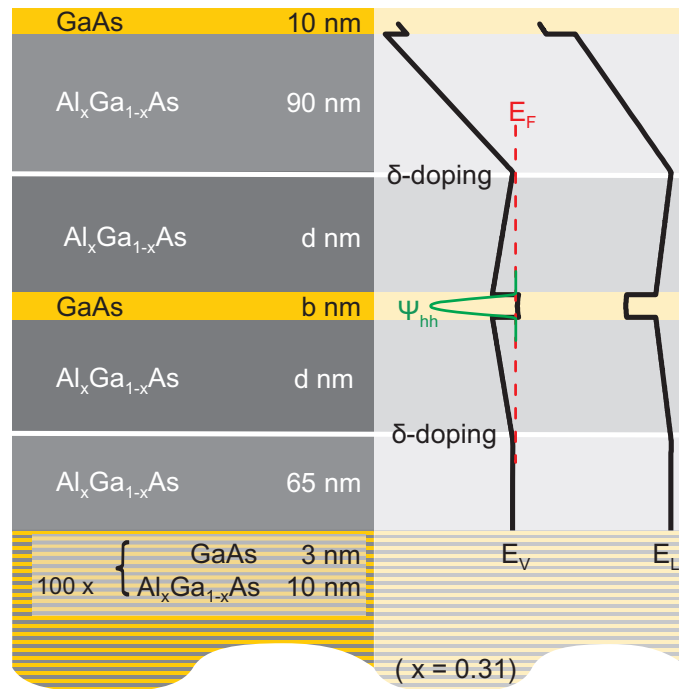
## 4.1 Bandstruktur-Optimierung am Beispiel beidseitig-dotierter Quantum Wells

Ein Grossteil der experimentellen Fortschritte in der Physik des Quantum-Hall-Regimes in den letzten drei Dekaden wurde durch den kontinuierlichen Anstieg der Ladungsträgerbeweglichkeiten in zwei-dimensionalen Heterostrukturen ausgelöst. Während dieser Zeit stiegen die veröffentlichten Tieftemperatur Rekorde der 2D Elektronenbeweglichkeiten im GaAs/AlGaAs System um mehr als den Faktor 6 von  $5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , der Marke von Gossard und English [6] aus dem Jahre 1986 bis zum aktuell höchsten publizierten Wert von  $31 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  gemessen an einer Probe aus dem Labor von Loren Pfeiffer [29]. Diese außerordentlich hohen Mobilitäten konnten ausnahmslos bei Transport in der (001)-orientierten Kristallebene gemessen werden.

Seit der Herstellung und Charakterisierung des ersten modulations-dotierten 2DHGs im GaAs/AlGaAs Heterosystem durch Störmer und Tsang 1980 [11] wurden auch

in der (001)-Ebene signifikante Beweglichkeitssteigerungen von Löchern erzielt, jedoch waren Höchstwerte bis dato mit etwa  $2.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  [85] um den Faktor 120 kleiner als Rekordwerte von 2DEGs. Geht man von einer maximalen effektiven Masse von  $m^* = 0.5 m_0$  für Löcher aus, dürfte der Unterschied lediglich den Faktor 7.5 betragen. Der Grund für die enorm reduzierte Beweglichkeit ist folglich nicht ausschließlich in der Andersartigkeit der Ladungsträger zu finden. Vor der erfolgreichen experimentellen Einführung von Kohlenstoff zur p-Dotierung in III/V Solid Source MBE-Systemen durch Reuter *et al.* [71], wurde in der [001] Wachstumsrichtung überwiegend Beryllium als Akzeptormaterial verwendet. Beryllium weist jedoch im Gegensatz zu Silizium, welches standardmäßig als n-Dotierung bei 2DEGs Verwendung findet, eine bis zu hundertfach höhere Diffusionskonstante bei für GaAs typischen Wachstumstemperaturen auf [86]. Das Eindringen von Beryllium als Fremdatome in die leitende Schicht der Struktur durch Diffusion und die dadurch erzeugten zusätzlichen Streuzentren sind maßgebend für die reduzierte Mobilität in dieser Materialkonfiguration. Um diese Beweglichkeitslimitierung zu umgehen, wurde in den 1990er Jahren Silizium als Akzeptor für 2DHGs in der (311)A-orientierten GaAs Kristallebene eingesetzt. Hierbei konnten Lochbeweglichkeiten bis zu  $1.2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  nachgewiesen werden [87] und wichtige Arbeiten wie z.B. zur exzitonischen Kondensation in gekoppelten Bilagen-Systemen [15], oder zur Untersuchung anisotroper Transportphänomene bei hohen Füllfaktoren [14] wurden durchführbar. Jedoch wird die Interpretation derartiger Experimente erschwert durch die anisotropen Beweglichkeiten der Löcher entlang der beiden Haupttransportachsen der (311)A Ebene, wobei die  $[2\bar{3}3]$  die schnellere, die  $[01\bar{1}]$  die langsamere Bewegungsrichtung ist. Der Unterschied in den Mobilitäten beträgt etwa Faktor 4. Der Effekt ist jedoch nicht auf die Anisotropie des Valenzbandes zurückzuführen, vielmehr liegt ein anisotropes Verhalten der Streuung an der Grenzschicht zwischen QW und spacer vor [88].

Reuter *et al.* stellten 1999 erstmalig 2DHGs auf (001)-orientierten GaAs Substraten vor, die mit aus einer Feststoffquelle evaporiertem Kohlenstoff dotiert wurden [71]. Magnetotransport-Untersuchungen an diesen Proben zeigten eine maximale Beweglichkeit der Löcher von  $1.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Temperatur von 100 mK [83]. Zusätzlich sind in dieser Konfiguration bereits klare Signaturen des fQHEs sowie SIA induzierte Schwebungseffekte der SdH Oszillationen für kleine  $B$ -Felder erkennbar. Motiviert durch die Qualität eben erwähnter Proben, wird im Rahmen dieser Arbeit sowohl das Struktur-Design für 2DHGs optimiert, als auch die Weiterentwicklung des Zelltyps für die Evaporation von Kohlenstoff für die Steigerung der Beweglichkeit von Lochsystemen ausgenutzt.



**Abbildung 4.1:** Schichtaufbau und Bandstruktur eines beidseitig dotierten QW mit den variablen Größen für Spacer Dicke  $d$  und QW Breite  $b$ .

## Design und Wachstum

In Abbildung 4.1 ist die Schichtabfolge einer beidseitig dotierten QW-Proben ersichtlich. Ein GaAs QW mit variierender Breite  $b$  ist eingebettet zwischen zwei AlGaAs Spacer-Schichten der variablen jedoch stets symmetrischen Dicken  $d$ . Den Spacer-Schichten folgen beidseitig je eine Kohlenstoff-Deltadotierung, welche in ihrer Lage zum QW symmetrisch angeordnet, aber in ihrer jeweiligen Dotierkonzentration stark unterschiedlich sind. Zwischen diesem elektrisch aktivem Teil der Struktur und dem Substrat befindet sich angefangen vom Substrat ein 500 nm dicker GaAs Puffer, gefolgt von einem aus 100 Perioden bestehenden Übergitter aus 10 nm AlGaAs und 3 nm GaAs je Periode und einer 65 nm dicke AlGaAs Schicht. Die Abfolge und Geometrie der Schichten wurden für alle Proben dieser Serie konstant gehalten. Die substratnahe Dotierschicht ist somit stets in eine AlGaAs Schicht der Dicke  $(65 + d)$  nm eingebettet. Der Puffer und das Übergitter dienen der Oberflächenglättung des Substrats und der elektrischen Entkopplung der aktiven Struktur vom Substrat. Der oberflächennahen Deltadotierung folgt eine 90 nm breite AlGaAs Schicht gefolgt von einer die Struktur abschließenden 10 nm dicken GaAs Lage. Der QW befindet sich somit für alle Strukturen  $(100 + d)$  nm unter der Probenoberfläche.

Das Vergraben der Dotierschicht hat den Zweck die Dotiereffizienz zu steigern. Bei

allen III/V Verbindungshalbleitern bilden sich an der Oberfläche, also an der Grenzfläche des Halbleiters zu einer gashaltigen Umgebung Zustände auf etwa dem Niveau der Mitte der Bandlücke aus, welche durch die entsprechende Ladungsträgerart abgesättigt werden. Stehen frei Ladungsträger durch eine nahe liegende Dotierschicht zur Verfügung, werden diese in den Oberflächenzuständen gebunden und stehen nicht mehr zum Transport in der leitenden Schicht zur Verfügung. Bei so genannten Thincap Strukturen, in welchen Dotierschicht und Oberfläche oft nur 10 - 15 nm auseinander liegen, können bis zu 99% der durch die Dotieratome erzeugten freien Ladungsträger an der Oberfläche gebunden werden. Diesem Prozess kann man z.B. durch eine zusätzlich dotierte Deckschicht entgegenwirken, was jedoch aufgrund der Anforderungen an Proben oft unerwünscht ist. Bei den hier vorgestellten Proben handelt es sich um so genannte Mediumcaps, bei welchen zu erwarten ist, dass etwa 80 – 90% der durch die oberflächennahen Dotierschicht erzeugten Ladungsträger in den Oberflächenzuständen gebunden sein werden. Die durch die substratnahe Dotierschicht erzeugten Ladungsträger sind von Oberflächeneffekten nicht betroffen. Bei Verwendung von semiisolierenden Substraten kann es zwar auch hier zu Verarmungseffekte kommen, eine elektrische Entkopplung wird in vorgestellten Strukturen jedoch durch das dazwischenliegende Übergitter gewährleistet. Von Thickcaps spricht man, wenn Dotierschichten von der Oberfläche mehr als 300 nm entfernt sind, wodurch Oberflächeneffekte auf die Dotierung weiterhin reduziert werden. Es ist jedoch zu bedenken, dass mit zunehmender Entfernung der Transportschicht von der Oberfläche, diese entsprechend schwerer durch ein Metal-Gate zu beeinflussen ist.

Da beim Wachstum dieser Probenserie nur mit einer Aluminium Quelle gearbeitet wurde, haben alle  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Schichten einer Probe die gleiche Aluminium Konzentration  $x$  mit einer Variation über die gestamte Probenserie von  $0.30 < x < 0.32$ . Diese Abweichung vom Zielwert  $x = 0.31$  von etwa 3% ist der Fehler, der bei mehreren aufeinanderfolgenden RHEED<sup>2</sup> Messungen bei ansonsten gleich bleibenden Bedingungen ermittelt werden konnte.

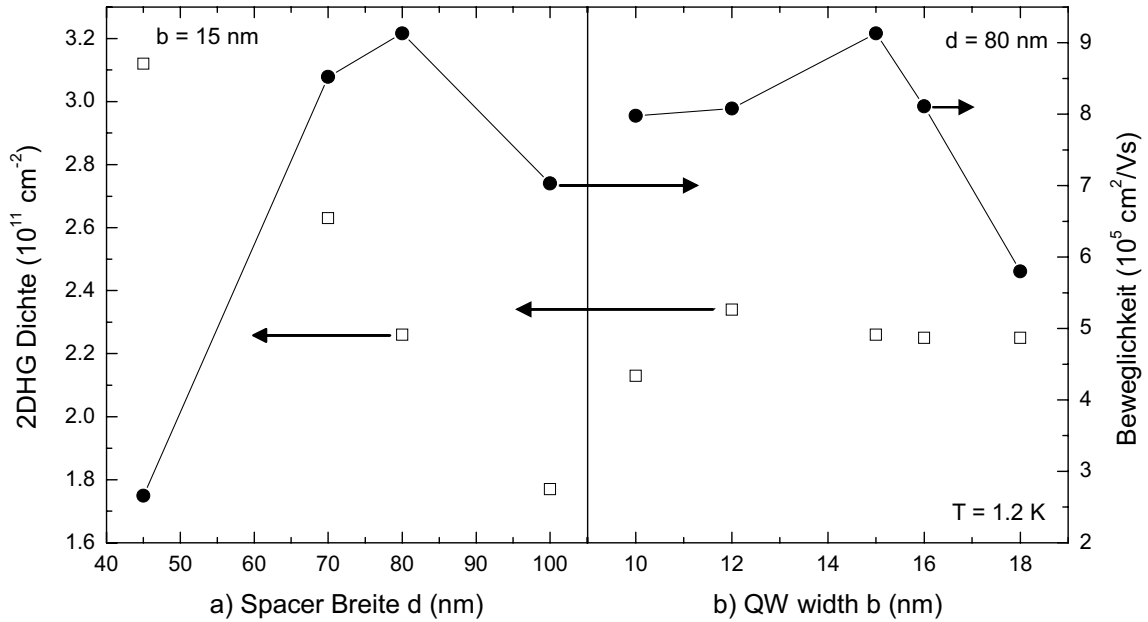
Die mit dem Pyrometer gemessene Probentemperatur hatte einen Zielwert von  $(638 \pm 10)^\circ\text{C}$  für das Wachstum der undotierten Schichten. Diese Temperatur konnte bei einer Leistung der Manipulatorheizung von etwa 175 Watt erreicht werden. Da ein sehr hoher thermischer Eintrag auf die Probe durch die heiße Kohlenstoffquelle beim Öffnen des Zell-Shutters zu erwarten ist, wurde die Heizleistung des Manipulators für jeden Dotierschritt um ca. 35 Watt verringert. Dies entspricht einer Reduktion der Probentemperatur um  $50^\circ\text{C}$ . Unmittelbar nach Beendigung des Dotierschrittes, also nach Schließen des Zell-Shutters, wird die Leistung der Probenheizung auf ihren Ausgangswert zurück gestellt. Mehr Details zu Temperatureffekten während des Dotierens sind in Kapitel 5 zu finden. Ferner wird in Kapitel 5 gezeigt,

---

<sup>2</sup>engl. reflection high energy electron diffraction

dass bei Tieftemperatur-Transportmessungen in hochbeweglichen Probenstrukturen der verbleibende Streuprozess der der Ladungsträger an BI ist. Um den Einbau dieser unerwünschten Fremdatome in die leitende Kristallstruktur weitgehend zu vermeiden, müssen mögliche Quellen für Fremdatome beseitigt oder abgeschaltet werden. Da die Qualität des UH-Vakuums durch die Verwendung eines mit flüssigem Stickstoff gekühlten Shroud und leistungsstarker Pumpen sowie durch die Vermeidung von Kontaminierung durch optimierte Prozesse und Sicherheitssysteme sehr hoch ist, verbleiben als Quellen möglicher Verunreinigungen heiße Bauteile von Effusionszellen und Filamente von Messgeräten. Alle Messgeräte werden zum Wachstum der Probe deaktiviert. Lediglich das Extraktor-Ionisationsvakuumeter, welches sich in der Hauptkammer jedoch außerhalb des Shroud befindet bleibt zur Überwachung des Kammerdruckes aktiviert. Alle nicht für den jeweiligen Wachstumsprozess verwendeten Zellen bleiben auf Bereitschaftstemperatur oder werden wie im Fall der Arsen Cracking Zone zusätzlich für die Zeit des Probenwachstums abgekühlt.

Das PG-Filament der SUKO40 erreicht während der Sublimation Temperaturen von ca. 2200°C, was einen enormen thermischen Eintrag nicht nur wie oben erwähnt auf das Substrat, sondern auch auf Edelstahlbauteile im näheren Umfeld der Zelle darstellt. Eine Erwärmung hat stets eine Evaporation von Fremdatomen der Bauteiloberfläche zur Folge und verringert somit die Qualität des Hintergrunddruckes. Es ist somit wünschenswert, das System diesem zusätzlichen Wärmeeintrag nur so kurz wie möglich auszusetzen. Das Design des Filaments der SUKO40 erlaubt es binnen 85 s von Umgebung- auf Betriebstemperatur erhöht zu werden. Für eine Ladungsträgerkonzentration im Volumen von  $9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  bei einer Wachstumsgeschwindigkeit von  $1 \text{ } \mu\text{m/h}$  wird hierfür eine Leistung von 360 Watt (inklusive der Leistungsdissipation in der Zuleitung) benötigt. Ein Dotierschritt setzt sich somit aus folgenden Zeitintervallen zusammen:  $t_1$  für das Hochfahren und Stabilisieren der Zelle,  $t_2$  für die Zeit des aktiven Dotiervorgangs und  $t_3$  für die kontrollierte Abnahme der Heizleistung des Zellfilaments. Für die oberflächennahe Dotierung dieser Probenreihe betragen diese Zeiten  $t_1 = 100\text{s}$ ,  $t_2 = 330\text{s}$  und  $t_3 = 85\text{s}$ . Für die substratnahe Dotierung jeweils  $t_1 = 230\text{s}$ ,  $t_2 = 100\text{s}$  und  $t_3 = 85\text{s}$ , wobei für einzelne Proben  $t_2$  angepasst wurde. Alle Proben dieser Serie wurden unrotiert gewachsen mit dem Primär-Flat des Wafers in horizontaler Ausrichtung. Der  $\text{As}_4$  Partialdruck wurde mit etwa  $(8.4 - 8.8) \times 10^{-6} \text{ Torr}$  genügend hoch gewählt, so dass die Wachstumsbedingungen für eine Arsen reiche  $4 \times 4$  rekonstruierte Oberfläche gewährleistet waren. Der  $\text{As}_4/\text{Ga}$  Quotient war somit unter Berücksichtigung der gewählten Wachstumstemperatur größer als 10 [89].



**Abbildung 4.2:** Beweglichkeit (filled dots) und Ladungsträgerdichte (open squares) über Spacer-Breite  $d$  (links) und QW-Breite  $b$  (rechts). Die eingezeichneten Linien dienen der Visualisierung des Zusammenhangs (siehe Text).

## Optimierung der Strukturparameter

Bei den in Abbildung 4.2 gezeigten Proben wurde bei konstant gehaltener Konzentration für die beiden Deltadotierungen jeweils die Spacer-Dicke  $d$  (links) oder die QW-Breite  $b$  (rechts) variiert. Alle übrigen Strukturparameter blieben wie oben beschrieben ebenfalls konstant. Bei Variation der Spacer-Breite verhält sich die Ladungsträgerdichte auf eine von 2DEGs bekannte Weise [32], [64] und [90]. Diese sinkt nahezu linear mit zunehmender Spacer-Dicke  $d$  wie

$$E_s \approx \epsilon_s \Delta E_V / qd. \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\epsilon_s$  die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters,  $\Delta E_V$  die Diskontinuität der Valenzbandkante an der Grenzschicht von GaAs zu AlGaAs und  $q$  die Einheitsladung. Dieser indirekt proportionale Zusammenhang von Abstand und Ladungsträgerdichte lässt sich veranschaulichen mit dem Bild eines Plattenkondensators, an dessen Elektroden die Spannung  $\Delta E_V / q$  anliegt. Die Ladungsdichte des Kondensators verringert sich ebenfalls linear mit der Zunahme des Abstandes der Platten.

Die bei 1.2 K gemessene Beweglichkeit  $\mu$  der Löcher steigt zunächst monoton mit Zunahme der Spacer Dicke, da durch den vergrößerten Abstand die RI Streuung der freien Ladungsträgern im QW am zufällig verteilten Coulomb-Potential, welches durch die ionisierten Akzeptor-Atomrümpfen verursacht wird, abnimmt. Bei errei-

chen des Scheitelwertes der Beweglichkeit dominiert der Streuprozess an BI, was eine Abnahme der Beweglichkeit bei weiterer Verringerung der Ladungsträgerdichte zur Folge hat. Die höchste Mobilität kann somit bei den Spacer-Breiten realisiert werden, die die Reinheit der Kammer reflektieren. Für unser hochreines System ist  $d = 80$  nm. Für Proben mit konstanter Spacer Breite  $d = 80$  nm aber variierender QW Breite bleibt die Ladungsträgerdichte für die in Abbildung 4.2 (rechts) gezeigten Werte weitgehend konstant. Ein Einfluss würde sich erst bei sehr viel schmalen QWs zeigen, bei welchen das Grundniveau durch die stärkere räumliche Einschränkung über die Fermienergie hinaus verschoben wäre.

Die Abhängigkeit der Beweglichkeit ist klar ersichtlich. Beginnend mit breiten QWs von 18 nm erhöhen sich die Mobilitäts-Werte bis zu einem Maximum für  $b = 15$  nm. Für noch schmalere QWs reduziert sich die Beweglichkeit wieder. Dieses nicht-monotone Verhalten findet keine Entsprechung in vergleichbaren 2DEG Strukturen, in welchen die Beweglichkeit weitgehend unabhängig von der QW Breite ist. Zu kleinen Werten von  $b$  hin setzt verstärkt die IR Streuung der Ladungsträger ein. So ist es nicht verwunderlich, dass die Mobilität der Ladungsträger sinkt. Ein Grund für die Abnahme der Beweglichkeit für große QW Breiten ist nicht zweifelsfrei beweisbar. Jedoch konnte bei Arbeiten an 2D-Lochgasen in der (311)A Ebene eine ähnliche Abhängigkeit der Loch-Mobilität von der QW-Breite und zusätzlich von der Ladungsträgerdichte beobachtet werden [37]. Wie in Kapitel 2.4 dargestellt, ist die effektive Masse  $m^*$  von Löchern im Valenzband nicht wie jene von Elektronen im Leitungsband über den gesamten Bereich von  $k_{\parallel}$  konstant. Die Ursache hierfür liegt in der Aufspaltung des Lochbandes in Schwer- und Leichtlochband, welche miteinander wechselwirken und somit die Parabolizität der Einzelbänder aufheben. Die räumliche Einschränkung des 2D Systems durch den QW ist Ursache für die Aufhebung der Entartung der Einzelbänder für  $k = 0$  und gibt durch die Stärke der Beschränkung den Abstand von Schwer- und Leichtlochband im Zentrum der Brillouin-Zone vor. Dieser einstellbare Abstand der Bänder bei  $k = 0$  wirkt sich auch auf die Stärke der Wechselwirkung beider Bänder untereinander für endliche Werte von  $k$  aus. Die Bandkrümmungen der Subbänder und somit  $m^*$  für schwere und leichte Löcher sind demnach stark abhängig vom Maß der Einschränkung, also von der Breite des QWs. Löcher in breiten QWs scheinen durch den verringerten Abstand der Subbänder eine erhöhte effektive Masse zu haben. Da die Mobilität nach Gleichung 2.6 für alle Ladungsträger proportional zu  $1/m^*$  ist, ist es plausibel, dass geringere Loch-Beweglichkeiten für QW Breiten über 15 nm beobachtet werden. Dieses Ergebnis wird auch gestützt durch Messungen von Manfra *et al.* [53], die eine äquivalente Abhängigkeit für hochbewegliche 2D-Lochgase in einseitig dotierte QW Systemen auf (001) GaAs beobachten konnten. In jener Arbeit werden zum Teil weit größere QW Breiten bis hin zum Grenzfall des Single Interfaces vorgestellt, was zeigt, dass es sich bei dem beobachteten Phänomen in dem von uns gewählten Bereich von QW Breiten nicht um einen Sonderfall handelt, sondern allgemeine Gültigkeit hat.



Nach Ermittlung der idealen Werte für Spacer- und QW-Breite, können die Schichtabfolge und -Dicken für hochbewegliche 2DHGs als optimiert angesehen werden. Bei einer Messtemperatur von 1.2 K zeigt die optimale Probe bei einer Dichte von  $2.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  eine Beweglichkeit von  $9.1 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Derart hohe Beweglichkeiten konnten bisher für 2DHGs in (001)-orientiertem GaAs/AlGaAs System selbst bei wesentlich tieferen Messtemperaturen nicht beobachtet werden. Um den Einfluss

Probe	d (nm)	$t_{dot}$ (s)	$p$ ( $10^{11}$ )( $\text{cm}^{-2}$ )	$\mu$ ( $10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ )
D040603B	45	150	4.11	0.90
D040617A	45	100	3.12	2.66
D040601B	45	50	2.14	4.98
D040914B	80	100	2.26	9.13
D040914A	80	50	1.83	8.94

**Tabelle 4.1:** Probenserie zur Untersuchung des Einflusses der Dotierkonzentration  $p$  auf die Beweglichkeiten  $\mu$  der Löcher. Die QW-Breite ist konstant gleich 15 nm, die Spacer-Dicke ist wahlweise 45 nm oder 80 nm. Die Oberflächennahe Dotierung bleibt ebenfalls konstant bei 330 s.

der Ladungsträgerdichte auf die effektive Masse und somit auf die Mobilität von Löchern für unsere Strukturoptimierung zu untersuchen, wurde die obige Probenserie durch passende Strukturen mit veränderter Dotierdichte erweitert. In Tabelle 4.1 sind die Parameter der Proben der nun vorgestellten Serie aufgelistet, wobei stets nur die Shutteröffnungszeit des substratnahen Dotierschrittes von ursprünglich 100 s variiert wurde, während der oberflächennahe Dotierschritt konstant 330 s beträgt. Anhand der Proben mit Spacerdicke  $d = 45$  ist ersichtlich, dass eine verlängerte Dotierzeit zu einer Vergrößerung der Ladungsträgerdichte führt, und umgekehrt. Dies ist ein zu erwartendes Verhalten, sofern die Probe nicht bereits gesättigt ist oder eine Autokompensation des amphoterischen<sup>3</sup> Dotiermaterials einsetzt. Für vorgestellte Proben tritt jedoch eine von elektronischen Systemen nicht bekannte Reduktion der Beweglichkeit bei vergrößerten Dichten ein bzw. eine Zunahme der Beweglichkeit bei verringerter Dichte. Es wird vermutet, dass dieser Effekt ebenfalls wie die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der QW Breite auf die stark nicht-parabolische Form der Valenz-Subbänder zurückzuführen ist. Die Wechselwirkung zwischen Schwer- und Leichtlochband ist durch die Trennung der Subbänder für kleine Werte von  $k_{\parallel}$ , also für geringe Dichten klein. Mit zunehmenden Werten von  $k_{\parallel}$  nähern sich die Subbänder einander an, bis hin zu jenen Bereichen von  $k_{\parallel}$ , wo Schwer- und Leichtlochband

<sup>3</sup>Dotiermaterialien, welche sowohl als Akzeptor als auch als Donator in den Kristall eingebaut werden können, werden amphoterische Elemente genannt. Auch Si kann abhängig von den Wachstumsparametern zur n- und p-Dotierung in GaAs eingesetzt werden [91], [12] und [92].

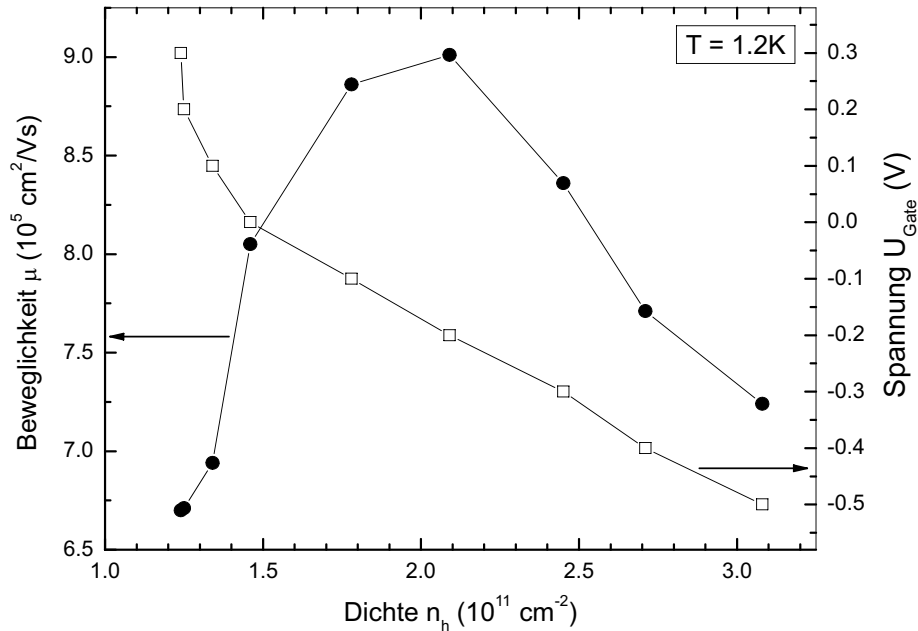
sich ohne den Effekt des anti-crossing (siehe Abbildung 2.8a) schneiden würden. Die durch die Annäherung verstärkte Wechselwirkung der Subbänder stört deren unbeeinflussten Verlauf und verstärkt die Krümmung der Einzelbänder. Diese Zunahme der effektiven Masse kann, sofern nicht andere Störgrößen dominierend sind, in der Verringerung der Beweglichkeit der Schweren Löcher abgelesen werden. Eine Reduktion der Dichte und somit Ladungstransport bei kleineren Werten von  $k_{\parallel}$ , kann folglich zu erhöhten Mobilitäten führen.

Der genaue Verlauf der Dispersionsrelation im Valenzband kann wie in Kapitel 2.4 dargelegt, durch dessen vielfältige Abhängigkeit von Strukturparametern und Quanteneffekten, nur sehr aufwendig für Einzelsystem berechnet werden. Arbeiten zu einer systematischen Kartierung der Dispersionsrelation in Abhängigkeit von wichtigen Probenparametern sind bisher in der Literatur nicht zu finden. Deshalb ist es auch nahezu unmöglich abzuschätzen, wie stark sich der Effekt der Ladungsträgerreduktion auf die Beweglichkeit auswirken wird, da man im Vorfeld keine Anhaltspunkte zur Stärke der Intersubband-Wechselwirkung für den umliegenden Bereich von  $k_F$  findet. Dies wird ersichtlich anhand der Proben aus Tabelle 4.1 mit  $d = 80$  nm. In diesen Proben führt eine Abnahme der Dichte um 20% zu einer Reduktion der Beweglichkeit um 2%. Da keine Zunahme der Beweglichkeit eintritt, kann man davon ausgehen, dass oben beschriebener Effekt für diese Struktur und für diese Werte von  $k_{\parallel}$  nur von geringer Bedeutung ist, der Gradient von  $m^*$  in diesem Bereich wohl als sehr klein angenommen werden darf. Dadurch verhält sich diese Struktur annähernd wie ein 2DEG, für welche eine Reduktion der Beweglichkeit durch Verringerung des Screenings bei geringeren Ladungsträgerdichten ein bekannter Effekt ist [32].

## Symmetrieeigenschaften des QWs

Das Rashba induzierte Spinsplitting des Schwerlochbandes ist eine weitere Einflussgröße für die genaue Form der Dispersionsrelation im Valenzband und somit maßgebend für die Krümmung der Einzelbänder in der Umgebung des durch die Ladungsträgerdichte fixierten Wertes von  $k_F$ . Die Stärke dieser strukturellen Inversionasymmetrie ist durch den räumlichen Verlauf des Potentials im QW und somit durch extern angelegte oder intern in die Struktur eingebaute elektrische Felder einstellbar. Bei 2DEGs sind beidseitig dotierte QW Strukturen jene, welche die höchste publizierte Mobilität aufweisen [29]. Ein Grund hierfür ist sicherlich die Möglichkeit eine größere Dichte an Ladungsträgern bei unveränderter Spacer-Breite durch die beidseitige Dotierung bereitstellen zu können, was bei 2DEGs wie oben beschrieben eine Erhöhung der Beweglichkeit zur Folge hat. Ein weiterer Grund kann in der hohen Symmetrie vermutet werden, welche durch beidseitige Dotierung erreicht werden kann. Die größte Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladungsträger bei symmetrischen QWs, in der Mitte des leitenden Kanals und ist somit maximal

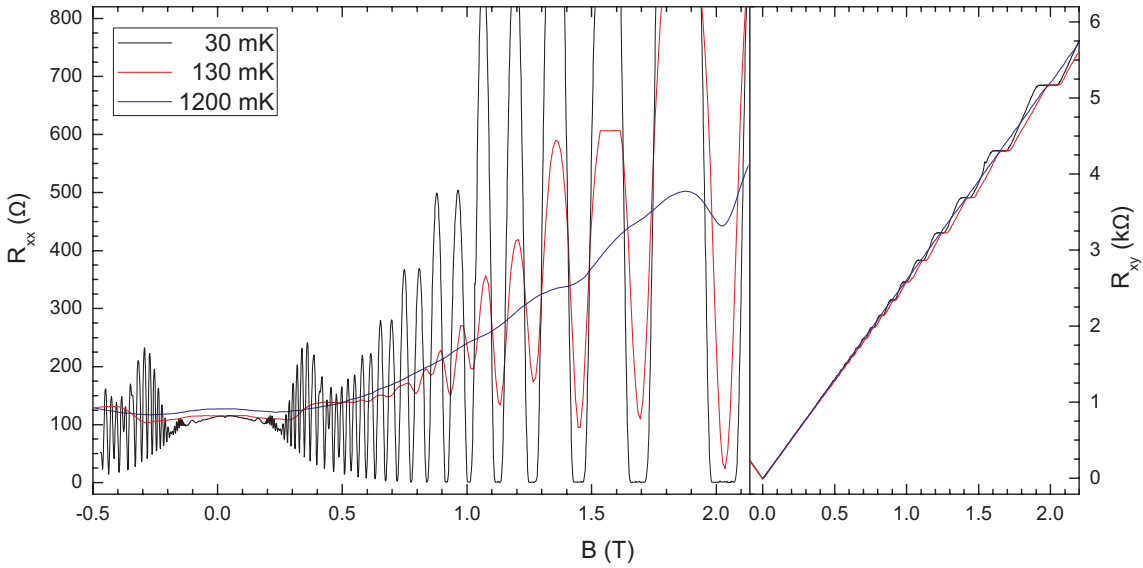
von Störeinflüssen der Grenzschichten entfernt. Bei 2DHGs ist zusätzlich der Einfluss des Rashba-Effekts durch Erlangen einer hohen Symmetrie minimiert. Diese Faktoren motivieren den Versuch bei den von uns hergestellten beidseitig dotierten 2DHGs eine maximale Symmetrie des QW zu erzielen. Eine detaillierte Aussage zur Symmetrie der Struktur kann durch die Fourieranalyse von SdH-Oszillationen bei kleinen B-Feldern und sehr geringen Temperaturen erfolgen. Eine erste Abschätzung kann jedoch durch die Dichtemodulation mit Hilfe eines Top-Gates schon bei einfach zugänglichen Messtemperaturen von 1.2 K erzielt werden. Beide Verfahren finden im Folgenden Anwendung, wobei für eine ausführliche Betrachtung des Verhalten von 2DHGs bei Dichtemodulation auf Kapitel 5 verwiesen wird. Abbildung



**Abbildung 4.3:** Verlauf von Dichte und Beweglichkeit einer Probe mit Top-Gate aus Aluminium. Die Messung wurde bei 1.2 K in Hallbar-Geometrie durchgeführt.

4.3 zeigt den Verlauf der Loch-Beweglichkeit und -Dichte einer Probe mit Spacer Dicke  $d = 80 \text{ nm}$  und einer QW Breite  $b = 16 \text{ nm}$ , welche mit einem Aluminium Gate versehen wurde. Zusätzlich wurde eine Hallbar Struktur nach dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Verfahren in die Epischicht eingeritzt. Der durch eine I-V Messung ermittelte Leckstrom für die so präparierte Probe ist kleiner als  $50 \text{ pA}$  für den durchbruchsfreien Spannungsbereich von  $-0.85 \text{ V}$  bis  $+1.4 \text{ V}$ . Diese Bearbeitung der Probenoberfläche reduzierte die gemessene Ladungsträgerdichte bei  $V_{\text{Gate}} = 0 \text{ V}$  von  $2.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  auf  $1.46 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , was auf die Verschiebung des Fermi

Niveaus im Halbleiter durch dessen Anpassung an die Austrittsarbeit<sup>4</sup> des Metals zurückzuführen ist. Wird eine positive Spannung an die Gate Elektrode relativ zum Potential des QW angelegt, führt dies zu einer Verarmung der freien Ladungsträger bis zu einem minimalen Wert von  $1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Eine weitere Verarmung durch Anlegen einer noch höheren positiven Spannung ist nicht möglich. Da im Bild des Plattenkondensators nur das Potential im Bereich zwischen den Elektroden, also in unserem Beispiel zwischen Gate und QW, beeinflussbar ist, ist somit nur der Beitrag der oberflächennahen Dotierung zur Gesamtladungsträgerdichte durch die an das Gate angelegte Spannung veränderbar. Unter der Annahme, dass dieser Beitrag durch Anlegen einer hinreichend großen Spannung gegen Null geht, stellt oben genannter Sättigungswert der Dichte den Beitrag der verbleibenden substratnahen Dotierung dar. Der Beitrag der oberen und unteren Dotierung errechnet sich so zu 53% bzw. 47% in der genannten Reihenfolge. Diese Abschätzung zeigt, dass bereits ein hohes Maß an Symmetrie in der vorgestellten Struktur erreicht worden ist. Der



**Abbildung 4.4:** Entwicklung der SdH-Oszillationen (links) und des Hallwiderstandes (rechts) bei sinkender Messtemperatur einer strukturoptimierten Probe.

Verlauf der Beweglichkeit in Abhängigkeit der durch das Gate veränderbaren Dichte bestätigt die bisherige Argumentation. Bei Zunahme der Dichte steigt auch die Mobilität aufgrund des vermehrten Screenings bis zum Scheitelpunkt der Kurve bei

<sup>4</sup>Als Austrittsarbeit bezeichnet man die minimale Energie, die nötig ist, um ein Elektron vom Fermi-niveau eines ungeladenen Festkörpers ins Vakuumniveau zu lösen. Für amorphes Aluminium beträgt diese etwa einen Wert von 4.3 eV. Eine Übersicht der Austrittsarbeiten verschiedener Metalle kann z.B. Referenz [93], S. 994 entnommen werden.

einer bestimmten Dichte, hier etwa  $2.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Anschließend nimmt die Beweglichkeit bei weiterer Zunahme der Dichte wegen der wahrscheinlich vergrößerten effektiven Masse des Schwerlochbandes ab. Jedoch muss bei Betrachtung der Ergebnisse bedacht werden, dass mit einem Gate auf der Oberfläche der Probe neben der Ladungsträgerdichte stets auch die Symmetrie des QWs zeitgleich verändert wird. So kann die effektive Masse sowohl durch die verschobene Lage von  $k_F$  in der Dispersionsrelation, als auch durch die Veränderung der Wechselwirkung zwischen den Subbändern aufgrund der veränderten Symmetrie der Struktur beeinflusst werden. Eine Differenzierung der Einflussgrößen auf  $m^*$  kann mit dieser Geometrie nicht geleistet werden.

Zur Fourieranalyse von SdH-Daten wurde ein  $5 \times 5 \text{ mm}$  Stück der strukturoptimierten Probe mit einem geritzten Hallbar für Messungen im  $^3\text{He}/^4\text{He}$  Mischkryostat vorbereitet. Die so präparierte Probe hat eine Dichte von  $2.30 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und eine Beweglichkeit von  $1.07 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Messtemperatur von 1.2 K. Der Vergleich der Dichte von voriger Messung in VdP Geometrie zu dieser zeigt eine nur geringe Abweichung in der zweiten Nachkommastelle. Die leicht erhöhte Beweglichkeit kann aus dem Umstand resultieren, dass Temperaturmessungen im Kannen- und Mischkryostat nicht aufeinander geeicht sind und bei vorliegender Messung durchaus eine leicht verringerte Real-Temperatur eingestellt sein kann. In Abbildung 4.4 ist das Verhalten von Längs- und Querwiderstand in Abhängigkeit von der Temperatur zu sehen. Während die Steigung der Hallgerade und somit die Ladungsträgerkonzentration des 2D Systems konstant bleibt ist eine kleine, jedoch deutliche Verringerung im Längswiderstand und eine prägnante Steigerung in der Ausprägung der SdH Oszillationen mit sinkender Temperatur zu beobachten. Oszillationen im Längswiderstand werden nur beobachtbar, wenn die Energieverteilung der Ladungsträger an der Fermikante schmaler wird als die Breite der Landauniveaus, also  $k_B T < \hbar \omega_c$  gilt. Deshalb sind bei einer Temperatur von 1.2 K lediglich schwach ausgeprägte Oszillationen bei 1.4 T und 2 T zu beobachtbar, wohingegen sich bei Badtemperaturen von 30 mK eine Vielzahl deutlicher Oszillationen bei Magnetfeldern schon ab 200 mT zeigen. Damit einhergehend kann eine Steigerung der Beweglichkeit um 13% beobachtet werden, von  $1.07 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei 1.2 K auf  $1.18 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei 130 mK bis hin zu  $1.21 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei 30 mK, was eine bis dato nicht veröffentlichte Beweglichkeit im Valenzband der (001)-orientierten Kristallrichtung im GaAs/AlGaAs Heterosystem darstellte [94].

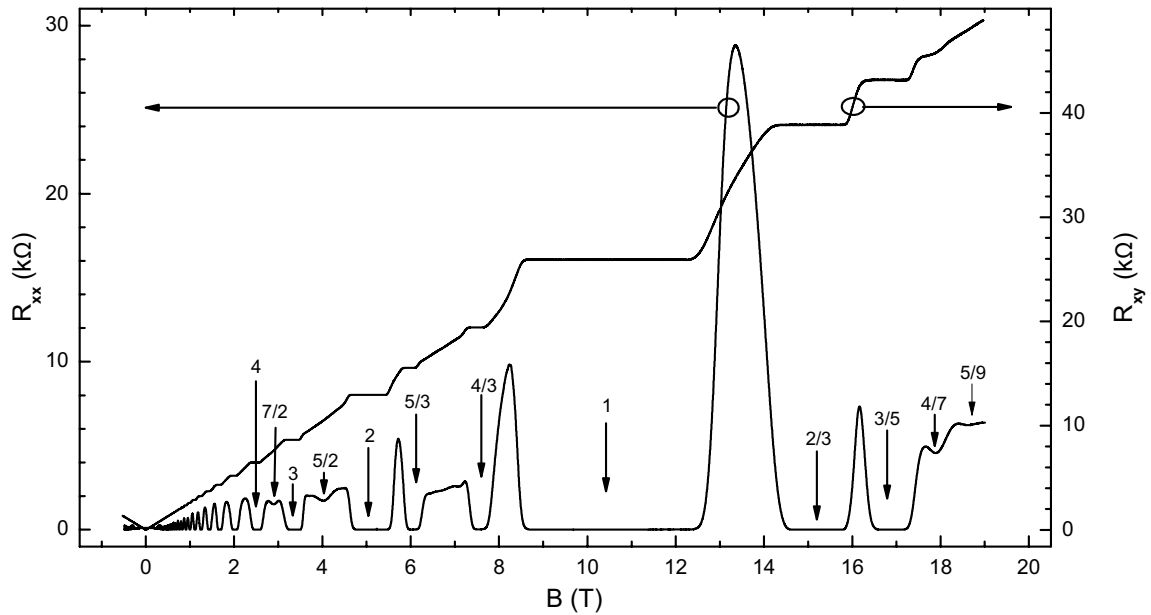
Deutlich zu erkennen ist auch, dass die Minima des Längswiderstandes bei 30 mK schon bei kleinen Feldern den Wert  $0\Omega$  erreichen, was ein Beweis dafür ist, dass der Ladungstransport ausschließlich im QW statt findet und sich kein parallel leitender Kanal ausgebildet hat. Ein weiterer Indikator für die Qualität der Probe ist in dem hohen Maß an Symmetrie zu finden, welche der Verlauf von  $R_{xx}$  für positive und negative Magnetfelder aufweist. Würden sich hier deutliche Asymmetrien zeigen, wäre dies ein deutlicher Hinweis auf eine nicht homogene Ladungsträgerdichteverteilung

in der Probe. Wir können daher von einer hinreichend großen Homogenität für den Einbau der Kohlenstoff-Akzeptoratome in die Dotierschicht der Struktur ausgehen. Die deutlich sichtbare Schwebung des Längswiderstandes bei  $T = 30$  mK für kleine Magnetfelder resultiert wie in Kapitel 3.4 ausgeführt aus der Überlagerung zweier oder mehrerer Schwingungsfrequenzen. Es konnte bereits für Be dotierte [50] und C dotierte [83] (001) Strukturen sowie für Si dotierte (311)A Strukturen [95] gezeigt werden, dass diese Frequenzen den unterschiedlichen Ladungsträgerdichten der Spin aufgespalteten Subbänder zuzuordnen sind. Für die Fourieranalyse wurde der Magnetfeldbereich zwischen 50 mT und 500 mT ausgewählt. Für  $B$ -Felder über 500 mT ist die Schwebung in den Maxima von  $R_{xx}$  zwar noch sichtbar, jedoch haben die Minima bereits einen verschwindenden Längswiderstand. Nach Subtraktion eines gefitteten Polynoms 2. Ordnung, um den Oszillierenden Anteil des Längswiderstandes zu isolieren wurde dieser über  $1/B$  aufgetragen und mit  $2^{12}$  Punkten konstanten Abstands zueinander interpoliert. Zur Fourieranalyse wurde ein FFT-Algorithmus auf die vorprozessierten Daten angewendet. Den resultierenden Maxima des Fourierspektrums können die Ladungsträgerdichten  $p_1 = 1.07 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $p_2 = 1.17 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  der spinaufgespaltene Schwerlochbänder, sowie  $p_{tot} = 2.28 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  für die Gesamtdichte der Probe zugeordnet werden. Aus diesen Dichten errechnet sich ein Ladungsträger-Ungleichgewicht von  $\Delta p = 4.4\%$ , was im Vergleich zu veröffentlichten Messungen an 2D-Lochgasen [96], [83], [97] und [95] einen sehr geringe Spinaufspaltung des Schwerlochbandes anzeigt. Da die Ursache für eine Aufspaltung im Fehlen einer strukturellen Inversionsymmetrie zu sehen ist, bestätigt ein so geringer Wert für  $\Delta p$  die hohe Symmetrie des gewachsenen QWs.

Eine Veröffentlichung von Winkler *et al.* [98] im Jahre 2000 legt nahe, dass die verwendete Methode der Fourier Analyse der SdH Oszillationen zur Quantifizierung der Spinaufspaltung von Bändern mit starker Spin-Bahn Wechselwirkung in III/V und II/VI Halbleitern nicht vollständig korrekt sei und Korrekturen mit einbezogen werden müssten. Er führt dies auf die Nichtanwendbarkeit der konventionellen Bohr-Sommerfeld Quantisierung für diese Systeme zurück. Schon Papadakis *et al.* erwähnen in einer experimentellen Arbeit [96], dass die so ermittelte Stärke der Spinaufspaltung eher unterschätzt werde, zweifeln jedoch nicht die Gültigkeit der Methode an. Da auch nach 2000 erschienene Veröffentlichungen [83] die von Winkler *et al.* vorgeschlagenen Korrekturen nicht einschließen, haben auch wir diese in vorliegender Arbeit nicht berücksichtigt, um die Vergleichbarkeit von  $\Delta p$  mit der gängigen Literatur zu gewährleisten.

## Der fraktionale QHE als qualitatives Vergleichskriterium

In Abbildung 4.5 ist der Verlauf von Längs- und Hallwiderstand der strukturoptimierten dsd-QW Probe auf (001) GaAs bei 30 mK für positive Magnetfelder bis 19 T zu sehen. Neben den im Bereich kleiner Magnetfelder schon beobachtbaren Charak-



**Abbildung 4.5:** Verlauf des Längs- und Hallwiderstandes einer optimierten dsd-QW Struktur auf (001) GaAs bei einer Badtemperatur von 30 mK für  $B$ -Felder bis 19 T. Die Ausprägung des fQHEs weist auf die außerordentliche Qualität der gewachsenen Struktur hin (siehe Text).

teristika des ganzzahligen QHE (Abbildung 4.4 rechts) werden hier die ausgeprägten Merkmale des fraktionalen- oder gebrochenzahligen QHE deutlich sichtbar. Die hohe Zahl der Zustände  $\nu = p/(2p \pm 1)$ , die im Verlauf von  $R_{xx}$  Richtung  $\nu = \frac{1}{2}$  hervortreten, ist ein Beweis für die außerordentlich hohe Qualität der gewachsenen Struktur. Für  $\nu = 2/3, 3/5$  und  $4/7$  sind die korrespondierenden Hallplateaus stark ausgeprägt. Der Zustand  $\nu = 5/9$  ist im Längswiderstand zwar als Minimum erkennbar, kann jedoch nicht mehr durch ein Plateau im Hallwiderstand bestätigt werden. Ähnlich verhält es sich für die Zustände mit  $\nu > 1$ , während  $\nu = 4/3$  und  $5/3$  durch Plateaus im Hallwiderstand bestätigt werden können, ist dieser für  $\nu = 5/2$  und  $7/2$  weder zu erwarten, noch in dieser Messung sichtbar.

Um diese beidseitig dotierte, symmetrische QW Probe mit 2DHGs zu vergleichen, die in der Vergangenheit zur Verfügung standen, müssen verschiedene Maßstäbe angesetzt werden. In Hinblick auf Ladungsträgerbeweglichkeit hat dieses struktur-optimierte 2DHG zum Zeitpunkt seiner Veröffentlichung [94] die bisherig erreichten Werte auf (001) GaAs um den Faktor 3 überboten. Der nach unserem Wissen bekannte höchste veröffentlichte Wert für Be dotierte Loch-Systeme auf (001) GaAs lag bei  $3.7 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  [97]. Das bis dato einzige bekannte Kohlenstoff dotierte 2DHG auf (001) GaAs [83] wies eine noch geringere Mobilität von  $1.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  auf. Die Herstellung von Lochsystemen auf (110) GaAs erweist sich als noch schwieriger und

resultiert in Beweglichkeiten von  $1 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  [99] bei Be dotierten und  $1.75 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  [91] bei Si dotierten 2DHGs. Um Werte von mehr als  $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  musste auf die (311)A Oberfläche von GaAs ausgewichen werden, welche jedoch enorme Anisotropie in der Beweglichkeit entlang verschiedener Achsen aufweist [88]. Henini *et al.* [12] veröffentlichten 1995 eine Beweglichkeit von  $\mu = 1.3 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  entlang der  $[\bar{2}33]$  Richtung bei einer Dichte von  $1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Diese Prominente Probe ist jedoch gleichzeitig ein gutes Beispiel für die gebotene Vorsicht, welche anzuwenden ist, wenn aufgrund der Mobilität der Ladungsträger Aussagen über die Qualität des 2D-Systems in Bezug auf Merkmale des fraktionalen QHE-Regimes getroffen werden sollen. In genannter Veröffentlichung sowie in Referenz [100] wird gezeigt, dass neben den fraktionalen Zuständen  $\nu = 4/3$  und  $\nu = 5/3$  auch  $\nu = 7/3$  und  $\nu = 8/3$  im Verlauf des Längswiderstandes in Erscheinung treten. Eine Bestätigung durch Plateaus im Hallwiderstand ist den genannten Daten leider nicht beigelegt. Auffällig ist auch, dass der Längswiderstand weder bei  $\nu = 4/3$  noch bei  $\nu = 5/3$  vollständig verschwindet. Die hier vorgestellte Probe zeigt, wie in Abbildung 4.5 ersichtlich eine klare Ausprägung der Zustände  $\nu = 4/3$  und  $\nu = 5/3$ , wobei  $R_{xx}$  jeweils eindeutig verschwindend gering wird und  $R_{xy}$  ohne Zweifel Plateaus ausbildet. Die Zustände  $\nu = 7/3$  und  $\nu = 8/3$  sind jedoch nicht einmal im Längswiderstand angedeutet.

Es wird somit ersichtlich, dass in unserer Probe, obwohl die Löcher eine ähnliche oder etwas geringerer Beweglichkeit zeigen, zwar weniger fraktionale Zustände ausgebildet sind, diese dafür wesentlich deutlicher in Erscheinung treten. Hingegen zeigt eine Probe von Manoharan *et al.* [13] ebenfalls auf (311)A zusätzlich zu den oben angeführten fraktionalen Zuständen zusätzlich den Füllfaktor  $\nu = 9/2$ , obwohl die Beweglichkeit mit lediglich  $1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  angegeben wurde. Transportuntersuchungen an Be dotierten (001) 2DHGs [101] zeigen lediglich angedeutete Minima in  $R_{xx}$  bei  $\nu = 4/3$  und  $\nu = 5/3$ , jedoch war bei Iye *et al.* die Messtemperatur mit 500 mK auch sehr hoch. Generell muss bei allen Versuchen hochbewegliche 2DHGs in Bezug auf Beweglichkeit und Merkmale des fQHEs zu beurteilen berücksichtigt werden, dass die zur Verfügung stehenden Daten meist erheblich Unterschiede aufweisen. Zum einen haben veröffentlichte Proben in der Regel nicht vergleichbare Bandstrukturen und Ladungsträgerdichten. Zum anderen werden Magnetotransportmessungen bei sehr unterschiedlichen Probertemperaturen durchgeführt. Die Bandbreite bei Lochgasen geht hier von etwa 15 mK bis 300 mK.

Parallel zu den von uns ausgeführten Untersuchungen an Kohlenstoff dotierten symmetrischen QW Strukturen, arbeiteten Manfra *et al.* [53] an mit Kohlenstoff einseitig dotierten, folglich asymmetrischen QW Strukturen. Ihnen gelang es fast zeitgleich 2DHGs auf (001) GaAs mit Beweglichkeiten von  $1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei Dichten um  $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  zu publizieren. Zwar ist auch hier wiederum ein Vergleich der Qualität nicht einfach, da bei tieferen Temperaturen ( $T = 15 - 20 \text{ mK}$ ) gemessen wurde und aufgrund der wesentlich geringeren Dichte der Fokus der Arbeit bei fraktionalen Zuständen um  $\nu = \frac{1}{2}$  und größer lag. Ein Vergleich der von Manfra *et al.* und uns



angefertigten 2DHGs zeigt, dass dieses große Maß an Qualitätssteigerung auf die folgenden wesentlichen Punkte zurückzuführen ist. Entscheidend ist die Verwendung von Kohlenstoff als Akzeptormaterial und dessen Bereitstellung aus einer hochreinen Filamentquelle eingebaut in ein Hochbeweglichkeits-MBE System. Weiterhin war die Optimierung der Bandstruktur essenziell für die Erreichung derart hoher Beweglichkeiten auf (001) GaAs. Hierbei ist insbesondere das Erkennen der unkonventionellen Abhängigkeit der Mobilität von der QW Breite in 2D-Lochsystemen anzuführen.

## 4.2 Einfluss von Wachstumsparametern am Beispiel einseitig dotierter Quantum Wells

Mit der im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Arbeit an beidseitig dotierten QW Strukturen wurde eine neue Bezugsmarke in Sachen Beweglichkeit von Löchern in (001)-orientierten GaAs/AlGaAs Heterostrukturen gesetzt. Grundlage für das Wachstum solch qualitativ hochwertiger 2D-Lochsysteme ist das Zusammenspiel dreier abhängiger Faktoren. Zum einen muss die Bandstruktur der Probe derart optimiert sein, dass kurzreichende Streueffekte auf ein Minimum reduziert sind und somit Transportstreuzeit  $\tau_q$  maximiert wird. Weiterhin muss das zum Wachstum der Probe verwendete MBE System von außerordentlich hoher Qualität sein, was sich in der Streuung von Ladungsträgern an BI widerspiegelt. Der dritte entscheidende Faktor liegt in der Wahl der verwendeten Wachstumsparameter zur Herstellung der Probe. Im folgenden Abschnitt wird die Optimierung der Wachstumsparameter am Beispiel von einseitig dotierten QW Strukturen beschrieben. Die Herstellung von 2DHGs mit nur einem oberflächennahen Dotierschritt hat den Vorteil, dass Variationen der Dotierparameter einer Probe nicht an zwei Dotierschritten realisiert werden müssen, wodurch Fehlerquellen minimiert werden und somit die Unterschiede im Verhalten der Proben eindeutig auf die Veränderung der Wachstumsparameter zurückgeführt werden können. Zum anderen ist es bei dieser Struktur leicht möglich, die Ladungsträgerdichte zu reduzieren um kleinere Werte für  $k_F$  zu erhalten wodurch Ladungstransport in einem deutlich zentralen Bereich der Brillouin-Zone stattfindet. Zusätzlich besteht ein grosses Interesse, ein möglichst breites Spektrum verschiedener Probendesigns für weiterführende Experimente externer Arbeitsgruppen zur Verfügung zu stellen. Einseitig dotierte QW Strukturen bieten durch die inhärente Asymmetrie des QWs eine ideale Grundlage für Messungen zu Spin-Bahn Kopplungseffekten.

### Strukturdesign und Wachstum

Die Schichtabfolge und die Bandstruktur aller einseitig dotierten QW Proben ist bis auf das Fehlen der substratnahen Delta Dotierung und dem damit einhergehenden

Wegfall der Symmetrie des QWs gleich der in Abbildung 4.1 vorgestellten beidseitig dotierten QW Strukturen. Der Aluminium Gehalt der AlGaAs Barrieren beträgt soweit nicht gesondert erwähnt stets 31%. Das Weglassen der substratnahen anstelle der oberflächennahen Delta Dotierung ist nicht willkürlich, sonder findet seine Begründung in den Bedingungen für Wachstum von Grenzflächen zwischen den unterschiedlichen Schichten. Die der Dotierung zugewandten Seite des QWs ist auch jene, an welcher die Wellenfunktion der Ladungsträger lokalisiert und in die Grenzschicht, also in die AlGaAs Barriere eindringt. Die Qualität der Grenzfläche hat

	Probe	d x <sub>Al</sub> (%)	I <sub>dot</sub> (A)	t <sub>dot</sub> (s)	b <sub>QW</sub> (nm)	p (10 <sup>11</sup> cm <sup>-2</sup> )	μ <sub>1.2K</sub> (10 <sup>5</sup> cm <sup>2</sup> /Vs)
I	D040901A	31	50	330	15	1.16	7.39
II	D040817B	31	50	300	15	0.88	4.99
III	D040901B	31	50	330	20	1.11	4.17

**Tabelle 4.2:** Einseitig dotierte QW Strukturen hergestellt mit unterschiedlichen Wachstumsparametern. Die Probenserie bestätigt die Gültigkeit des Strukturoptimierungsprozesses aus Kapitel 4.1 für ssd QW Proben.

deshalb unmittelbaren Einfluss auf die Transporteigenschaften des 2D-Systems. Für den Übergang von GaAs nach AlGaAs wie an der oberflächennahen Seite des QWs liegen die optimalen Wachstumsbedingungen wie in Kapitel 3.1 angeführt bei Wachstumstemperaturen um die 640°C und einem As/Ga Verhältnis von 1 oder größer. Anders hingegen verhält es sich für den substratnahen AlGaAs nach GaAs Übergang. Hierfür liegen die optimalen Parameter bei etwa 700°C und einem deutlichen Arsenüberangebot [102]. Diese Bedingungen sind jedoch nicht förderlich für die Qualität der GaAs Schicht des direkt im Anschluss gewachsenen QWs. Es ist somit klar von Vorteil, die substratnahe Dotierung wegzulassen um die Ladungsträger an der einfacher zu wachsende, oberen Grenzfläche zu lokalisieren. Die in Tabelle 4.2 dargestellten Proben zeigen, dass die im vorangegangenen Kapitel gewonnen Erkenntnisse zur Strukturoptimierung auch für ssd-QW Proben gültig sind. Die Ladungsträgerdichte und der Beweglichkeit wurden bei 1.2 K in VdP-Geometrie gemessen. Probe I soll als Ausgangspunkt verwendet werden, da diese mit identischen Parametern wie die optimierte beidseitig dotierte QW Probe aus Kapitel 4.1 gewachsen wurde. Mit  $1.16 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ist die Lochdichte gegenüber der beidseitig dotierten Probe wie erwartet etwa um die Hälfte reduziert. Dies ist eine weitere Bestätigung für die hohe Symmetrie der substrat- und oberflächennahen Dotierungen oben vorgestellter Proben. Auffallend ist, dass die Mobilität der Löcher nicht im gleichen Maße abnimmt, sondern lediglich um 20 %. Dies ist ein erster Hinweis auf die reduzierte effektive Masse bei geringeren Lochkonzentrationen. Bei Probe II wurde die Dotierzeit  $t_{dot}$  von 330 s auf 300 s bei gleich bleibendem Filamentstrom  $I_{dot}$  der Kohlenstoffquelle

von 50 Å reduziert. Dies wirkt sich in einer Verringerung der Ladungsträgerdichte und der Beweglichkeit um 20 – 25% aus, was einen zu erwartenden Effekt darstellt, sofern sich die Dotierung nicht im Bereich der Autokompensation befindet, also kein Überangebot an Kohlenstoff zur Verfügung gestellt wird. Anhand von Probe II wird ersichtlich, dass sowohl  $t_{dot}$ , als auch  $I_{dot}$  innerhalb eines vernünftigen Parameterbereichs gewählt wurden. Für III wurde eine Probe mit breiterem QW von  $b_{QW} = 20$  nm gewachsen. Wie erwartet, verändert sich die Dichte gegenüber Probe I kaum. Die Vermutung, dass sich aufgrund der allgemein verringerten Dichte die Wechselwirkung zwischen den Schwerlochsubbänder bei  $k_F$  reduziert hat und so der Einfluss der QW Breite nicht mehr von ähnlich großer Bedeutung ist wie bei den beidseitig dotierten Strukturen, konnte nicht bestätigt werden. Vielmehr lässt die Reduktion der Beweglichkeit um mehr als 40% den Umkehrschluss zu und unterstreicht die Wichtigkeit eines optimierten Wertes für die QW-Breite von 15 nm.

### Variation von Wachstumsparametern

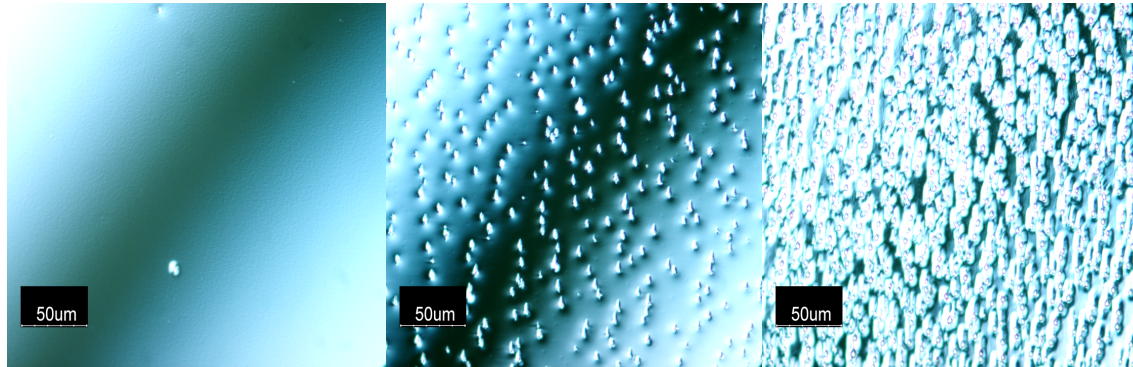
Zur bessern Übersicht ist Ausgangs-Probe I in Tabelle 4.3 wiederholt aufgeführt. Daran anschließend werden die Proben IV bis VI aufgelistet, welche Variationen in der Wahl der Wachstumsparameter aufweisen. Die Messungen wurden analog zum Vorkapitel bei 1.2 K in VdP-Geometrie durchgeführt. Beim Vergleich von Probe IV

	Probe	d x <sub>Al</sub> (%)	$I_{dot}$ (A)	$t_{dot}$ (s)	$b_{QW}$ (nm)	$p$ ( $10^{11}\text{cm}^{-2}$ )	$\mu_{1.2K}$ ( $10^5\text{cm}^2/\text{Vs}$ )
I	D040901A	31	50	330	15	1.16	7.39
IV	D050831A	31	50	330	15	1.34	11.19
V	D050831B	31	50	330	15	1.19	10.25
VI	D061215B	31	50	330	15	1.38	3.55

**Tabelle 4.3:** Einseitig dotierte QW Strukturen mit unterschiedlichen Wachstumsparametern.

mit I fällt auf, dass mit einer Steigerung der Dichte um lediglich 15% eine signifikante Erhöhung der Beweglichkeit auf  $11.19 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  erzielt werden konnte, was einer Steigerung um mehr als 50% darstellt und die höchste bisher im Rahmen dieser Arbeit gemessene Beweglichkeit eines 2DHGs bei 1.2 K ist. Als Variable für Probe IV wurde der Arsen Fluss gewählt. Das Element Kohlenstoff aus der vierten Hauptgruppe des Periodensystems muss um als Akzeptor in der Heterostruktur wirken zu können, anstelle des Gruppe V Elements Arsen in das Kristallgitter eingebaut werden. Es scheint nahe liegend, dass dieser Einbauprozess abhängig sein kann von der Menge des angebotenen Arsens. Deshalb wurde Probe IV bei dem kleinsten möglichem Arsen Fluss, d.h. im stöchiometrischen Verhältnis zwischen Ga und

As gewachsen. Um diese stöchiometrischen Bedingungen zu gewährleisten, werden Proben unrotiert, bei sukzessiv verringertem Arsen Angebot gewachsen. Richtung des Arsen-Molekülstrahls und Oberflächennormale der Probe schließen einen von Null verschiedenen Winkel ein. Dies hat zur Folge, dass über die Ebene der Sub-



**Abbildung 4.6:** Bilder der GaAs Oberfläche aufgenommen mit dem Lichtmikroskop. Links: die spiegelgleiche Oberfläche zeugt von einem Wachstum in optimalen Bedingungen; Mitte: Galliumtröpfchen auf der Oberfläche lassen auf einen Mangel im Arsen Angebot während des Wachstums schließen; Rechts: dichte Häufung der Ga Tröpfchen auf der Oberfläche durch noch geringeren As-Fluss als im mittleren Bild.

stratoberfläche ein Gradient in der angebotenen Menge an Arsen zu finden ist. Bei hinreichend großem As-Fluss bleibt während des III/V Wachstums die spiegelnde Oberfläche des GaAs Kristalls erhalten (Abbildung 4.6 rechts). Ist das As Angebot zu niedrig, facettiert die Oberfläche des Wafers was als milchige Eintrübung erkennbar ist (Abbildung 4.6 mitte und links). Im Grenzbereichbereich von Arsen Überangebot nach -Mangel ist auf der Probe eine klare Trennlinie zwischen spiegelnder und getrüübter Oberfläche zu erkennen. Der an der Grenzlinie anliegende Materialstreifen auf der spiegelnden Seite des Wafers ist demnach mit dem minimal möglichen Arsen Fluss epitaktisch gewachsen worden, also im stöchiometrischen Verhältnis.

Im konkreten Fall der Probe IV betrug der mit dem Bayard-Alpert Ionisationsvakuummeter im Molekülstrahl gemessene Arsen-Druck  $5.63 \times 10^{-6}$  Torr, für das rotierte Wachstum von Probe I wurde ein Arsen-Druck von  $7.45 \times 10^{-6}$  Torr verwendet. Etwa 1/3 der Oberfläche von Probe IV waren nach Wachstum getrüüb. Nach direktem Vergleich von Probe I und IV kann der Schluss gezogen werden, dass die angebotene Menge Arsen während des Wachstums von Kohlenstoffdotierten 2DHGs einen erheblichen Einfluss auf die Beweglichkeit der Löcher hat. Ebenso gibt die erhöhte Ladungsträgerdichte einen Hinweis, dass der Einbau der Kohlenstoffmoleküle scheinbar effizienter von statten geht. Im Gegensatz dazu ist vorstellbar, dass sich bei einem Arsenüberangebot Kohlenstoff aufgrund seines amphoteren Charakters vermehrt auf Ga Plätzen einbauen und so durch das wirken als Donator statt

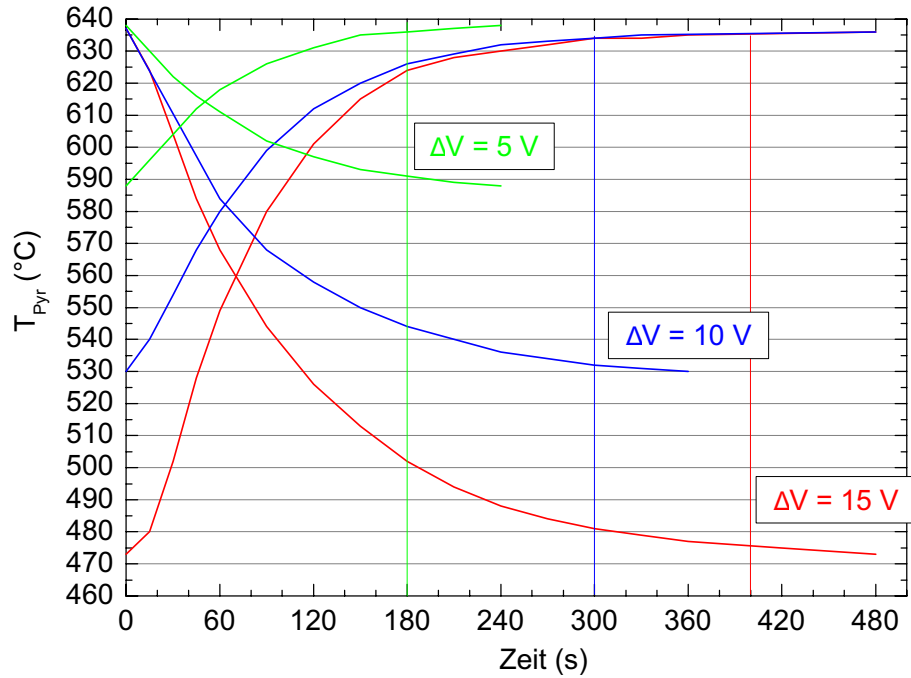
Akzeptor die erreichbare Löcherkonzentration durch Autokompensation verringern. Wenn wir davon ausgehen, dass jedes eingebaute Dotier- oder Akzeptorion ein nicht periodisches Coulomb-Störpotential für die frei beweglichen Löcher darstellt, ist ein möglichst effizienter Einbau der Akzeptoren wünschenswert. Eine Anpassung des Arsen Flusses scheint hierfür dienlich zu sein und resultiert in 2DHGs mit besonders hoher Mobilität der Löcher. Probe V wurde analog zu Probe IV unrotiert und im stöchiometrischen Verhältnis von Gallium und Arsen Gewachsen. Die Schichtfolgen beider Strukturen wurde, wie für alle anderen in Tabelle 4.3 erwähnten Proben auch, bei einer mit dem Pyrometer gemessenen Substrattemperatur  $T_{Pyro}$  von etwa 640°C gewachsen. Einzige Ausnahme bildet die Delta Dotierschicht, für welche  $T_{Pyro}$  aufgrund der zu erwartenden sehr starken thermische Einstrahlung auf die Probe durch das heiße und relativ großflächige Kohlenstoff-Filament um etwa 50 – 60°C abgesenkt wurde. Für Probe V wurde  $T_{Pyro}$  zur Dotierung nur um etwa 15°C abgesenkt. Eine direkte Auswirkung ist in der reduzierten Ladungsträgerdichte bei gleicher Dotierkonzentration zu sehen. Die Beweglichkeit der Löcher im QW nimmt analog zur Dichte um etwa 10% ab. Die Abhängigkeit der eingebauten Menge an Kohlenstoff als Akzeptor von der Substrattemperatur gibt jedoch Anlass zu weiterführenden Experimenten welche im Folgekapitel vorgestellt werden. Probe VI wird in Tabelle 4.3 aufgeführt um zu verdeutlichen, welchen erheblichen Einfluss der Zustand des MBE-Systems auf die Beweglichkeit der Ladungsträger hat. Probe VI ist eine exakte Kopie von Probe IV in Bezug auf Struktur- und Wachstumsparameter. Probe VI zeigt jedoch bei konstant bleibender Dichte eine um 70% reduzierte Mobilität der Löcher. Zwischen dem Wachstum beider Proben, wurden Wartungsarbeiten an der MBE-Anlage durchgeführt, wofür das UH-Vakuum gebrochen werden musste. Da als Hauptstreuprozess in strukturoptimierten Proben nur BI verbleibt, ist die Qualität des Restgases von entscheidender Bedeutung für die Beweglichkeit von Ladungsträgern. Wie in [84] gezeigt, kann diese Qualität bei gegebenen Anfangsbedingungen zwar durch ungestörtes Pumpen in einem Zeitraum von mehreren Monaten gesteigert werden, dennoch sind Proben die unter stark unterschiedlichen Bedingungen gewachsen wurden im Hinblick auf Ladungsträgerbeweglichkeit nur sehr schwer vergleichbar. Ein Einfluss auf die Loch-Konzentration ist jedoch nicht ersichtlich.

## Einfluss der Substrattemperatur auf den Einbau von Kohlenstoff

Wie aus dem Vergleich der Probe IV und V in vorausgehendem Kapitel ersichtlich, scheint die Temperatur des Substrats während des Dotierschrittes einen erheblichen Einfluss auf den Einbau von Kohlenstoff in den Kristall zu haben. Um diesen Effekt genauer zu untersuchen, wurde eine ssd-QW Probenserie hergestellt, welche in Tabelle 4.4 aufgelistet ist. Die Proben VII - IX wurden mit einem As-Überangebot

	Probe	d $x_{Al}$ (%)	$T_{dot}$ (°C)	$p_{dark}$ ( $10^{11} \text{cm}^{-2}$ )	$p_{ill}$ ( $10^{11} \text{cm}^{-2}$ )	$\mu_{1.2K,dark}$ ( $10^5 \text{cm}^2/\text{Vs}$ )
I	D040901A	31	590	1.16	k.A.	7.39
VII	D060531B	24	590	0.86	1.08	6.88
VIII	D060612A	24	530	1.18	1.08	2.87
IX	D060612B	24	470	1.04	1.12	4.07

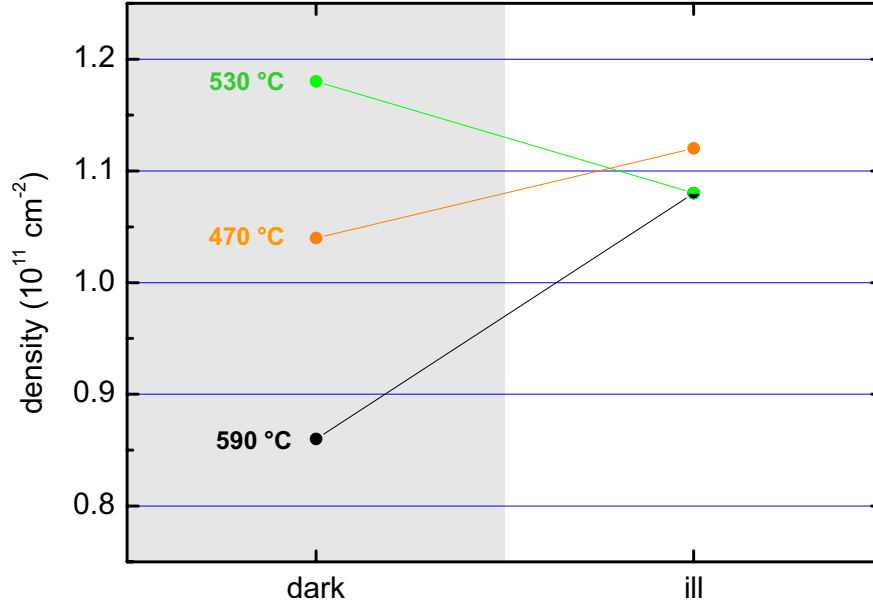
**Tabelle 4.4:** Proben mit variablen Substrattemperaturen während des Dotiervorgangs. Die unterschiedlichen Dichten vor und nach Beleuchtung bei 4K sind mit  $p_{dark}$  und  $p_{ill}$  angegeben (siehe Text).



**Abbildung 4.7:** Zeitlicher Verlauf der Substrat-Temperatur bei Spannungs-Änderung der Manipulatorheizung.

gewachsen, weshalb diese mit der Ausgangs-Probe I zu vergleichen sind. Außerdem ist zu beachten, dass die Barrieren der Strukturen mit einem Aluminium Gehalt  $x_{Al} = 0.24$  bei ansonsten gleich bleibender Schichtabfolge gewachsen wurden. Der Vergleich von Probe VII mit I zeigt, dass die Reduktion von  $x_{Al}$  bei gleich bleibender Substrattemperatur während des Dotierschritts einhergeht mit einer Verringerung der Ladungsträgerdichte. Die Motivation, zu geringeren Al Konzentrationen zu wechseln stammt aus den Arbeiten von L. Pfeiffer *et al.* [5], welche deutliche Beweglichkeitssteigerungen in 2DEG-Strukturen für kleine Werte von  $x_{Al}$  zeigen. Die gemessene Beweglichkeit von  $6.88 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  an Probe VII im Vergleich zu Pro-

be I lässt diesen Zusammenhang auch für Lochgase vermuten. Dieser konnte aber durch weitere Proben weder bestätigt noch widerlegt werden. Um unterschiedliche



**Abbildung 4.8:** Reaktion der Lochdichte auf Beleuchtung der Probe durch eine LED für 60 s bei 4K. Der dunkel unterlegte Bereich links repräsentiert die unbeleuchtete, der rechte nicht unterlegte Bereich die beleuchtete Probe

Substrattemperaturen für die Dotierschritte der Proben VII bis IX zu gewährleisten, wurde im Vorfeld jedes Wachstums der Temperaturverlauf der Substrate als Funktion der Spannungsänderung der Manipulatorheizung aufgezeichnet. Abbildung 4.7 zeigt, dass Spannungs-Änderungen von 5 V, 10 V und 15 V eine Adaption der Temperatur auf 590°C, 530°C und 470°C nach jeweils etwa 180 s, 300 s und 400 s ergeben. Da mit dem Pyrometer gemessene Temperaturen ohnehin nur mit  $\pm 10^\circ\text{C}$  Genauigkeit angegeben werden können, stellt die sich weiter leicht verändernde Temperatur nach Erreichen des Schwellwert für die Zeit keinen grossen Einfluss dar. Ferner ist zu berücksichtigen, dass durch das Öffnen des Zell-Shutter der Kohlenstoffquelle der thermische Eintrag auf das Substrat so groß ist, dass Temperaturvariationen um  $10^\circ\text{C}$  mit Sicherheit zu vernachlässigen sind. Die angegebenen Substrattemperaturen spiegeln in keinem Fall Real-Temperaturen während der Dotierung wieder, sondern sind nur als einstellbare Werte für das Substrat unmittelbar vor dem Dotiervorgang zu betrachten. Der Vergleich der Proben VII bis IX zeigt, dass die Dichte der Ladungsträger sehr wohl mit der Substrattemperatur variiert, dies jedoch nicht in einem monotonen Verhalten. Vielmehr ist die Dichte für die mittlere Temperatur von  $530^\circ\text{C}$  mit  $1.18 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  am höchsten. Ein erstaunlicher Effekt ist jedoch zu beobachten, wenn die Strukturen bei 4 K mit einer LED für 60 s beleuchtet wer-

den. Im Gegensatz zu 2DEGs, bei welchen durch den Einbau von Si als DX-Zentren die Elektronendichte durch Beleuchtung nahezu persistent verdoppelt werden kann, sollten Kohlenstoffdotierte 2DHGs keine Reaktion auf die Exposition roten Lichts zeigen. Dies steht jedoch im Widerspruch zu den in Abbildung 4.8 gezeigten Daten. Probe VII, für welche die Substrattemperatur unmittelbar vor der Dotierung auf  $590^\circ\text{C}$  eingestellt war, zeigt eine persistente Dichtezunahme um 26%, wohingegen für Probe VIII ( $T_{\text{dot}} = 530^\circ\text{C}$ ) eine Reduktion der Dichte um 8% zu beobachten ist. Probe IX ( $T_{\text{dot}} = 470^\circ\text{C}$ ) weist eine Zunahme der Dichte um 7% auf. Nach beleuchten zeigen alle drei Probe annähernd dieselbe Ladungsträgerkonzentration von  $(1.10 \pm 0.02) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Dies ist ein starker Hinweis darauf, dass Kohlenstoff sich in sehr unterschiedliche Weise in das Kristallgitter einbauen kann. Vor allem zeigt es die Möglichkeit, dass Kohlenstoff sich unter gewissen Bedingungen auch als tiefe Störstelle einbauen kann und somit durch Anregung Löcher binden oder frei geben kann. Ein ähnliches Phänomen wird in Kapitel 5 im Zusammenhang mit felleffektabhängigen Messungen besprochen. Leider ist in der Literatur kein Hinweis auf ähnliche Phänomene im Einbauverhalten von Kohlenstoff in GaAs zu finden, weshalb der gezeigte Zusammenhang ohne weiterführende Experimente vorläufig als nicht interpretierbar verbleiben muss. Eine ähnliche Schwierigkeit entsteht beim Versuch das nicht monotone Verhalten der Beweglichkeiten für die Proben VII bis IX zu interpretieren. Probe VIII zeigt deutlich ein Minimum in der Mobilität, während dies gleichzeitig die einzige Probe ist, die eine Dichtereduktion aufweist. Leider kann aus den gewonnenen Daten keine Empfehlung für eine ideale Substrattemperatur zur Dotierung abgeleitet werden. Das Verhalten der Ladungsträgerdichte stellt jedoch einen interessanten Zusammenhang dar und soll als Grundlage für an diese Arbeit anknüpfende Experimenten dienen.

### 4.3 Wachstum und Charakterisierung von 2DHGs in der (110)-orientierten Kristallebene

Nachdem in den vorangehenden Kapiteln erfolgreich gezeigt werden konnte, dass mit Kohlenstoff als Akzeptormaterial in optimierten Heterostrukturen in der (001)-orientierten Kristallebene 2DHGs mit Beweglichkeiten von über  $1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  gewachsen werden können, ist es nahe liegend, die gewonnenen Erkenntnisse auch zum Wachstum auf anders orientierten GaAs Substraten anzuwenden. Gerade für Spintronik Anwendungen ist die unpolare (110)-Ebene des GaAs/AlGaAs Heterosystems besonders interessant, da in dieser Transportebene Spin-Relaxationsprozesse teilweise unterdrückt sind und so die Spin-Lebensdauer besonders groß werden kann [103]. Im Jahr 2005 zeigten Fischer *et al.* [91] erfolgreich, dass Silizium als Akzeptor in der (110)-Ebene eingebaut werden kann. 2DHGs, die mit dieser Technik hergestellt



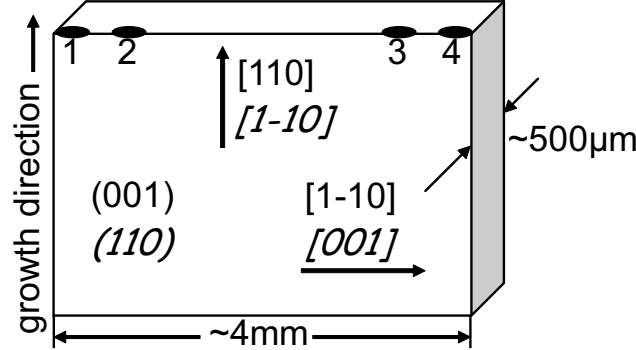
wurden, erreichten Beweglichkeiten bis zu  $1.75 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  entlang der mobilen  $[1\bar{1}0]$  Transportrichtung. Prinzipiell erlaubt die Herstellung von 2DHGs in der (110) Eben ein Überwachsen von Spaltflächen, eine Technik die von L. Pfeiffer *et al.* [75] für n-dotierte Strukturen erfolgreich als CEO<sup>5</sup> eingeführt wurde. Das CEO-Verfahren ermöglicht die Herstellung von niederdimensionalen Strukturen wie z.B. 1-dimensionalen Elektronendrähten [104] und 0-dimensionalen Quantenpunkten [105] durch zwei-, bzw. drei-sequentiell, in Bezug auf die Kristallrichtung senkrecht zueinander ausgeführten Wachstumsschritten. In diesem Kapitel wird die Herstellung von Kohlenstoffdotierten 2DHGs in der (110)-Kristallebene mit außerordentlich hoher Beweglichkeit beschreiben. Zusätzlich werden erste Schritte zum CEO-Wachstum anhand von 2DHGs auf ex-situ gespaltenen (precleave) Kristalloberflächen vorgestellt.

## Probendesign und Wachstum

Die Struktur der 2DHGs auf (110) GaAs folgt der in Kapitel 4.1 vorgestellten Schichtfolge mit dem Unterschied, dass die Schichten zwischen Übergitter und oberflächennahem AlGaAs-Spacer durch eine  $500\mu\text{m}$  dicke GaAs Schicht ersetzt wurde. In diesen MDSI-Strukturen entsteht an der Grenzschicht von GaAs nach AlGaAs ein dreiecksförmiges Einschlusspotential im Valenzband. Der Abstand von Grenzfläche und  $\delta$ -Dotierung beträgt für alle Strukturen 60 nm, ebenso wird der Aluminium Gehalt der AlGaAs-Schichten mit  $x = 0.31$  konstant gehalten. Die MDSI-Strukturen werden wahlweise auf (110)-orientierten GaAs-Substraten (MDSI<sub>sub</sub>), oder auf den Spaltflächen von exsitu gespaltenen (001) bzw. (110)-orientierten Substraten (MDSI<sub>pc</sub>) gewachsen. Die MDSI<sub>pc</sub> werden unmittelbar vor dem Einbau in das Ultrahochvakuum präpariert und auf spezielle Probenhalter montiert. In Abbildung 4.9 ist eine solche Probe schematisch dargestellt. Nach dem Spalten eines (001)-orientierten Substrats steht die (110)-orientierte Kristalloberfläche für das Wachstum zur Verfügung. Durch Aufbringen der Lötkontakten 1 bis 4 können Transporteigenschaften der Struktur in  $[1\bar{1}0]$ -Richtung beobachtet werden. Analog dazu kann ein (110)-orientiertes Substrat für das Wachstum auf der  $(1\bar{1}0)$  Oberfläche präpariert werden, wodurch Transporteigenschaften in  $[001]$ -Richtung zugänglich werden. Für das Wachstum aller Proben wurden die in Kapitel 3 aufgeführten Parameter angewendet. Bei Substrattemperaturen von  $480^\circ\text{C}$  wurde von einer Temperaturabsenkung während des Dotiervorgangs abgesehen. Die Wachstumsgeschwindigkeit wurde für das Wachstum auf den unpolaren Oberflächen auf  $0.5 \text{ ML/s}$  reduziert und der As- Fluss auf  $(2.2 - 2.6) \times 10^{-5} \text{ Torr}$  erhöht.

---

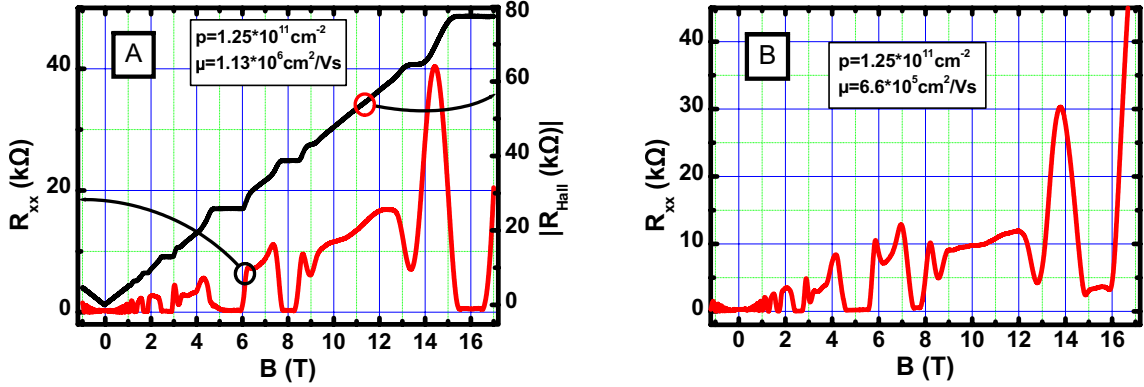
<sup>5</sup>engl. cleaved edge overgrowth



**Abbildung 4.9:** Schematische Darstellung einer precleave Probe für Magnetotransport Messungen in  $[1\bar{1}0]$ - bzw.  $[001]$ -Richtung. Durch Spalten eines (001)-Substrats steht die (110)-Spaltfläche für das Wachstum zur Verfügung. Analog kann nach Spaltung eines (110)-Substrats die  $(1\bar{1}0)$ -Oberfläche überwachsen werden (aus [106]).

### Transporteigenschaften (110)-orientierter 2DHGs

Für Magnetotransportuntersuchungen wurde die  $\text{MDSI}_{\text{sub}}$ -Struktur mit der Messgeometrie eines L-förmigen Hallbars (siehe Abbildung 3.5) ausgestattet. Somit werden auf nur einer Probe die  $[1\bar{1}0]$ - und die  $[001]$ -Transportrichtungen zugänglich, für welche aufgrund der Anisotropie des Valenzbandes in der (110)-Ebene unterschiedliche Beweglichkeiten der Löcher zu erwarten sind [91]. Da herstellungsbedingt (110)-orientierte Substrate mit einer höheren Toleranz als (001)-Substrate geschnitten werden, kann die Abweichung der Oberfläche von der (110)-Ebene mehrere Grad betragen. Deshalb wurden parallel dazu identische  $\text{MDSI}_{\text{pc}}$ -Strukturen gewachsen, da diese durch den Spaltvorgang entlang der gewünschten unpolaren Ebenen faktisch keine Abweichung aufweisen. Ferner kann mit precleave Proben gezeigt werden, dass Wachstum auf der Spaltfläche prinzipiell in hoher Qualität möglich ist und als Teststrukturen für weiterführende CEO-Proben dienen kann. Für folgende Messungen wurden  $\text{MDSI}_{\text{pc}}$  für die  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Transportrichtung nach dem in Abbildung 4.9 gezeigten Schema kontaktiert und verdrahtet. In Abbildung 4.10a) sind Längs- und Hallwiderstand der  $\text{MDSI}_{\text{sub}}$ -Probe in der  $[1\bar{1}0]$  Transportrichtung für  $B$ -Felder bis 17 T und Badtemperaturen unter 30 mK zu sehen. Dichte und Beweglichkeit ergeben sich für die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung zu  $p = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $\mu = 1.13 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , was im Vergleich zu den bisher veröffentlichten Höchstwerten in [91] eine Zunahme der Mobilität um den Faktor 6.5 darstellt. Die Beweglichkeit der Löcher in  $[001]$ -Richtung beträgt  $4.8 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei identischer, aber für diese Richtung unabhängig gemessener Ladungsträgerdichte. Dies entspricht einem Anisotropiefaktor von 2.6 für die Beweglichkeiten. Besonders zu beachten ist die starke Ausprägung der fraktionalen Quanten-Hallzustände. Um den Zustand  $\nu = \frac{1}{2}$  bei etwa  $B = 11 \text{ T}$  sind symmetrisch angeordnete fQHE-Zustände mit deutlich ausgeprägten Minima in  $R_{xx}$

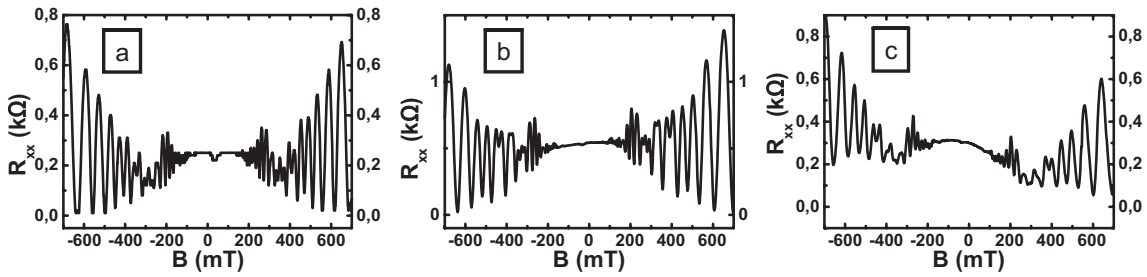


**Abbildung 4.10:** a) Hall- und Längswiderstand eines auf einem (110)-orientierten GaAs Substrat gewachsenen 2DHGs für die  $[1\bar{1}0]$ -Transportrichtung und b) Längswiderstand derselben 2DHG-Struktur gewachsen auf einer precleave Probe ebenfalls in  $[1\bar{1}0]$  Transportrichtung.

einhergehend mit Plateaus in  $R_{xy}$  zu erkennen. Ebenso kann die Ausprägung von  $\nu = 5/3$  durch ein Hall-Plateau bestätigt und  $\nu = 4/3$  zumindest als angedeutetes Minima in  $R_{xx}$  beobachtet werden. Ein Vergleich bezüglich Qualität mit ähnlichen 2DHG-Strukturen auf (110)-Oberflächen kann aus einem Mangel an geeigneten Veröffentlichung nicht gezogen werden. Es ist deshalb davon auszugehen, dass die hohe Qualität dieser MDSI<sub>sub</sub>-Struktur von anderen Gruppen bisher nicht erreicht, bzw. nicht publiziert wurden.

Die Werte für die Beweglichkeit bei  $T = 1.2 \text{ K}$  und die Dichte der MDSI<sub>pc</sub>-Strukturen liegen für die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung bei  $\mu = 5.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $p = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , für die  $[001]$ -Richtung  $\mu = 3.7 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $p = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Die reproduzierte Dichte für die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung bestätigt die Kontrollierbarkeit des Wachstums von MDSI<sub>pc</sub>-Strukturen auf (110)-Spaltflächen. Die Abweichung der Dichte in  $[001]$ -Richtung ist als gering anzusehen, wenn man berücksichtigt, dass diese MDSI<sub>pc</sub>-Struktur die erste je veröffentlichte Probe dieser Geometrie und Transportrichtung darstellt und die Anwendbarkeit der gewählten Wachstumsparameter bis zur erfolgreichen Bestätigung eines in der Struktur vorhandenen 2DHGs in Frage standen. Skaliert man die Beweglichkeit der MDSI<sub>pc</sub>-Struktur in der  $[001]$ -Richtung auf eine Dichte von  $p = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , so erhält man mit  $\mu_{skal} = 2.7 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  einen Faktor für die Anisotropie der Beweglichkeiten von 2.1, was gut mit dem Ergebnis für die MDSI<sub>sub</sub>-Struktur übereinstimmt. Abbildung 4.10b) zeigt den Verlauf von  $R_{xx}$  der MDSI<sub>pc</sub>-Struktur in  $[1\bar{1}0]$ -Richtung bei einer Messtemperatur von 30 mK. Auffallend ist die Vielzahl der fQHE-Zustände, welche in Anzahl und Ausprägung identisch mit den Messungen der MDSI<sub>sub</sub>-Struktur sind. Auf eine Bestätigung der Zustände durch eine Hallmessung musste leider wegen schadhafter Kontakte verzichtet werden. Bei einer reproduzierbaren Ladungsträgerdichte von

$p = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  erhöht sich die Beweglichkeit auf  $\mu = 6.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  gegenüber  $\mu = 5.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $T = 1.2 \text{ K}$ . Die geringere Beweglichkeit im Vergleich zur  $\text{MDSI}_{\text{sub}}$ -Struktur ist auf einen Optimierungsbedarf der Wachstumsparameter für das Wachstum von Precleave-Proben zurückzuführen. Jedoch übersteigt die Beweglichkeit der selbst unter diesen suboptimalen Bedingungen hergestellten  $\text{MDSI}_{\text{pc}}$ -Strukturen weit jene der bisher veröffentlichten konventionellen (110)-orientierter 2DHGs. Diese entscheidende Steigerung der Qualität ist auf die Verwendung von Kohlenstoff als Akzeptor und im Fall der  $\text{MDSI}$ -Strukturen auf die optimale Wahl der Spacer Breite von 60 nm zurückzuführen. Die gewonnen



**Abbildung 4.11:** SdH-Oszillationen für kleine  $B$ -Felder bei Temperaturen von 30 mK der  $\text{MDSI}_{\text{sub}}$ -Struktur in  $[1\bar{1}0]$ - (a) und  $[001]$ -Richtung (b), sowie der  $\text{MDSI}_{\text{pc}}$ -Struktur in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung (c).

Magnetotransport-Messdaten bei  $T = 30 \text{ mK}$  können wie in Kapitel 3.4 vorgestellt und in Kapitel 4.1 für dsd-QW Strukturen in der (001)-Ebene angewendet, zur Untersuchung von Ladungsträgerdichten der Spin-aufgespalteten Schwerlochsubbänder verwendet werden. In Abbildung 4.11 sind die Schwebungen der SdH Oszillationen für die Transportrichtungen  $[1\bar{1}0]$  (a) und  $[001]$  (b) der  $\text{MDSI}_{\text{sub}}$ -Struktur gut zu erkennen. Die Schwebung in  $R_{xx}$  für die  $[1\bar{1}0]$ -Transportrichtung der  $\text{MDSI}_{\text{pc}}$ -Struktur ist in Abbildung 4.11c) deutlich aufgelöst. Für die Fourieranalyse wurde jeweils der relevante  $B$ -Feld Bereich von  $50 \text{ mT} < B < 500 \text{ mT}$  gewählt und nach Auftragung über  $1/B$  mit  $2^{12}$  Punkten konstanten Abstands interpoliert. Die Umrechnung des Fourierpektrums in Ladungsträgerdichten ergibt  $p_1 = 0.56 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ,  $p_2 = 0.69 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  sowie  $p_{\text{tot}} = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  für alle drei Datensätze. Die identische Aufspaltung der Dichten der Schwerloch-Subbänder für beide Proben zeugt von der erfolgreichen Übertragbarkeit des Struktur-Designs sowie der Schichtdicken der  $\text{MDSI}_{\text{sub}}$ -Struktur auf precleave Proben. Das Ladungsträger-Ungleichgewicht errechnet sich zu  $\Delta p = 23\%$ . Dieser zu erwartende, hohe Wert für  $\Delta p$  resultiert aus dem stark asymmetrischem Einschlusspotential der  $\text{MDSI}$ -Strukturen und ist Zeichen für einen verstärkten Einfluss des Rashba-Effekts (SIA) im Vergleich zu den auf die Symmetrie des QWs optimierten dsd-Strukturen, welche in Kapitel 4.1 vorgestellt wurden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige (110)-orientierte 2DHGs bei einer Tempe-

ratur von 4.2 K mit einer LED für 60 s beleuchtet. Dabei konnte festgestellt werden, dass nach Beleuchtung die Ladungsträgerdichte persistent um 6 – 15% zunimmt. Da (110)-orientierte Strukturen bei einer Substrattemperatur von 480°C gewachsen werden, scheint dieser Zusammenhang gut mit den Ergebnissen zu Probe IX aus Tabelle 4.3 überein zu stimmen. Systematische Untersuchungen wurden hierzu jedoch nicht durchgeführt. Es kann aber als Hinweis betrachtet werden, dass durch Optimierung des Einbauprozesses von Kohlenstoff in die Kristallstruktur auch für (110)-orientierte 2DHGs weitere Beweglichkeitssteigerungen erzielbar sein könnten.

## Kapitel 5

# Gate-Effekte in kohlenstoffdotierten 2DHGs

Bei tiefen Temperaturen findet Ladungstransport ausschließlich an der Fermikante statt, deren Lage durch die Ladungsträgerdichte und die effektive Masse des Systems vorgegeben ist. Um systematische Untersuchungen zur Struktur des Valenzbandes in Halbleiterheterostrukturen durchzuführen ist es wichtig, dass Proben unterschiedlicher Dichte bei ansonsten identischen Strukturparametern zur Verfügung stehen. Ein einfacher Weg dies zu realisieren ist das Anlegen eines definierten Potentials an eine auf die Probe aufgebrachte Gate-Elektrode. Die Anwendbarkeit dieser Technik für 2DHG-Strukturen im GaAs/AlGaAs-Heterosystem wurde von verschiedenen Gruppen erprobt und bestätigt. So wurden anhand Si-dotierter und mit Gates ausgestatteter 2DHGs in der (311)A-Ebene Untersuchungen zum metallischen Verhalten von Lochsystemen in Abhängigkeit des Rashba induzierten Spin-Splittings durchgeführt [96], sowie Kopplungseffekte in p-dotierten Bilagen-Systeme gemessen [15]. Untersuchungen an Be-dotierten 2DHGs in der (001)-Ebene von Habib *et al.* führten zur Visualisierung des negativen, differenziellen Rashba-Effekts [107]. Erste Arbeiten mit gegateten kohlenstoffdotierten 2DHGs wurden von Grbic *et al.* durchgeführt. Diese beschreiben die Abhängigkeiten der Schwerloch-Subbandaufspaltung einer asymmetrischen Struktur bei Dichten ab  $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  [83], bzw. die Herstellung und Eigenschaften eines *Single-Hole* Transistors [108].

Die Methode zur Herstellung qualitativ hochwertiger 2DHGs in der (001)-Ebene mit Beweglichkeiten über  $1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  ist erst seit kurzen bekannt und bisher nur von unserer und der Arbeitsgruppe um M. Manfra [53] realisiert worden. Dementsprechend existieren erst wenige Veröffentlichungen zu weiterführenden Experimenten in denen die Lochdichte solch hochbeweglicher 2DHGs mit Hilfe eines Gates variiert wurde. Zu erwähnen sind die Arbeiten zu Transporteigenschaften und dem metallischen Verhalten von 2DHGs sehr geringer Dichte von Manfra *et al.* [55], sowie Zyklotron-Resonanz Experimente zur Untersuchung der Abhängigkeiten effektiver

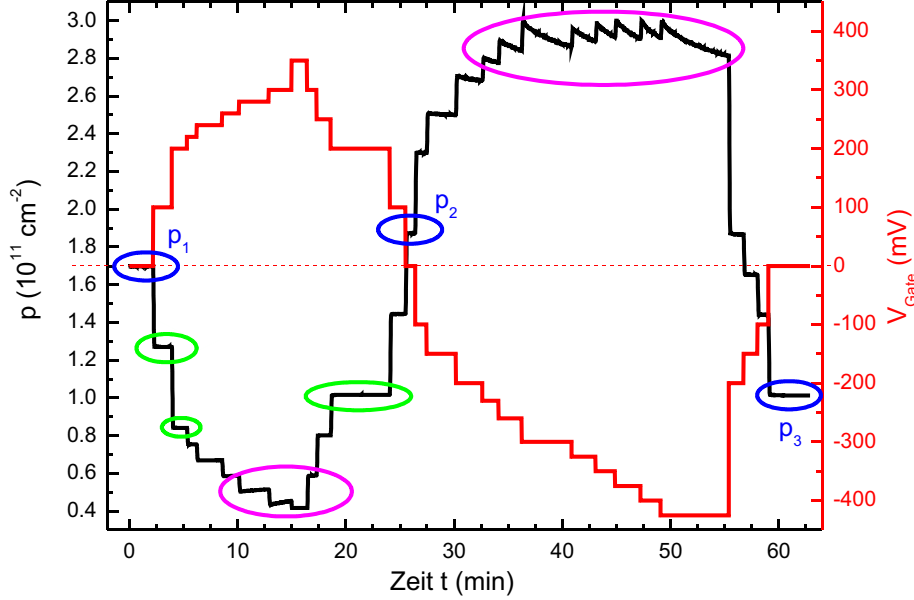
Massen von M. Khannanov *et al.* [54] und K. Rachor *et al.* [44] an (001)-orientierten 2DHGs, welche im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden.

Um zuverlässiges Probenmaterial für die Durchführung weiterführende Experimente in externe Gruppen, die das Aufbringen einer Gate-Elektrode voraussetzen, bereit stellen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit die prinzipielle Durchführbarkeit der Gate-Prozessierung getestet. Die nachfolgenden Kapitel beschreiben auftretende Hysterese-Effekte der mit einem Aluminium Top-Gate ausgestatteten 2DHG-Strukturen in (001)-Richtung, sowie Untersuchungen zur Dichteabhängigkeit des Rashba-induzierten Spin-Splittings des Schwerlochbandes. Zusätzlich wurden die so prozessierten Proben zur Bestimmung des dominierenden Streuprozesses in den von uns hergestellten 2DHGs verwendet. Ein Großteil der hierzu notwendigen Messungen wurde während einer im Rahmen dieser Arbeit angeleiteten Diplomarbeit [19] durchgeführt.

## 5.1 Hysterese-Effekt in 2DHGs mit Gate-Elektrode

Zur Untersuchung von Gate-Effekten wurden (001)-orientierte 2DHGs mit einem Aluminium Top-Gate nach dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Verfahren bedampft und mit einer geritzten Hallbar-Struktur versehen. Anschließend wurden Durchbruch-Spannungen  $V_D$  und Leckstrom  $I_L$  (von Gate zu 2DHG) mit Hilfe von  $I/V$ -Kurven (siehe Kapitel 3.4) bestimmt. Bei der in den folgenden Messungen gezeigten Probe handelt es sich um eine einseitig dotierte QW Struktur mit 80 nm Spacer-Breite und  $x_{Al} = 0.31$ . Die Probe wurde unter Berücksichtigung optimierter Wachstumsparameter und einer Temperatur-Adaption während der Dotierung auf  $T_{sub} \sim 600^\circ\text{C}$  hergestellt. Die Struktur zeigt nach Aufbringen des Gates die Dichte  $p = 1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ,  $500 \text{ mV} < V_D < 4 \text{ V}$  und für diesen Bereich einen konstanten Leckstrom  $I_L < 200 \text{ pA}$ .

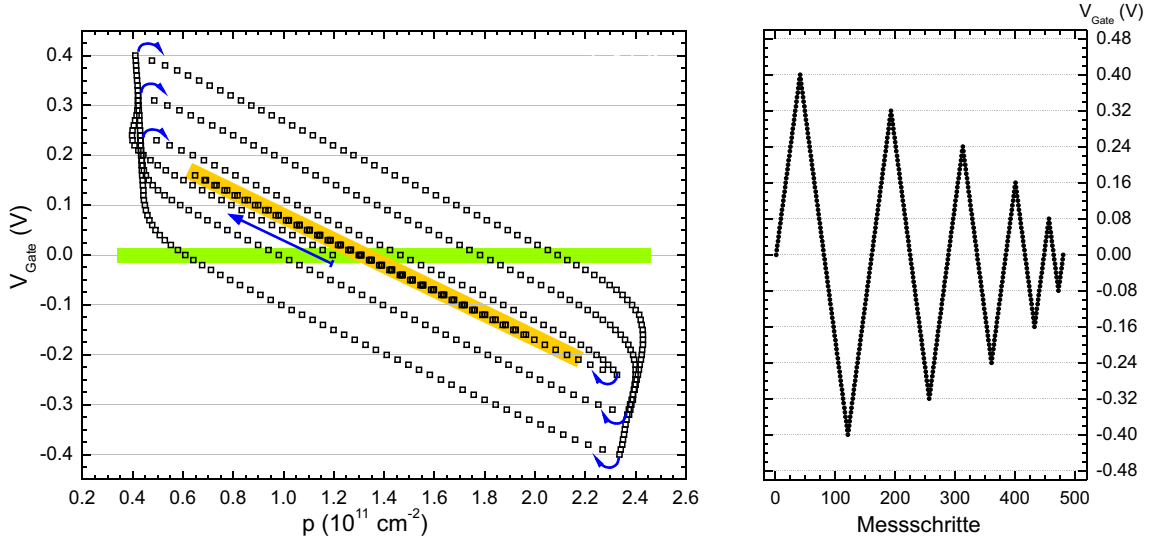
Die Messungen wurden innerhalb der Grenzen des Drude-Bereichs, d.h. für kleine  $B$ -Felder ( $\sim 400 \text{ mT}$ ) bei  $T = 1.2 \text{ K}$ , durchgeführt. Dadurch eröffnet sich die Möglichkeit, Ladungsträgerdichten in ihrer zeitlichen Entwicklung zu beobachten, da für die Bestimmung der Dichte lediglich der Hallwiderstand für ein endliches Magnetfeld gemessen werden muss, woraus die Steigung der Hallgerade unter der Annahme von  $R_{xy} = 0 \text{ } \Omega$  für  $B_0 = 0 \text{ T}$  errechnet werden kann. Um etwaige Remanenzeffekte der supraleitenden Magnetspule zu korrigieren, ist es ausreichend zu Beginn der Messung einen Sweep des  $B$ -Feldes durchzuführen, welcher z.B. bei einem kleinen  $B$ -Feld beginnt,  $B_0$  mit einschließt und bei  $B_{mess}$ , dem  $B$ -Feld bei dem die Messung durchgeführt werden soll endet. Durch Ermittlung des realen  $B$ -Feldes für welches  $R_{xy} = 0 \text{ } \Omega$  erfüllt ist, kann die Steigung der im Laufe der Messungen gewonnenen Hallgeraden korrigiert werden. Es ist jedoch zu beachten, dass während der gesamten Messung das  $B$ -Feld nicht verändert werden darf, da sonst die Remanenz des



**Abbildung 5.1:** Zeitlicher Verlauf der Loch-Dichte (schwarz) und der korrespondierenden Gate-Spannung (rot). Die farbigen Markierungen stellen unterschiedliche Bereiche nicht-stabilisierbarer und stabilisierbarer Dichten dar (siehe Text).

Magneten von neuem bestimmt werden muss. In Abbildung 5.1 ist der Verlauf der Lochdichte über die Zeit angetragen (schwarz), zusätzlich sind die zur Einstellung der Dichten angelegten Gate-Spannungen ( $V_{Gate}$ ) eingezeichnet (rot). In den blauen und grün markierten Bereichen ist zu sehen, dass die Dichte für kleine Werte von  $V_{Gate}$  zeitlich stabil einstellbar ist. Im Gegensatz dazu stabilisiert sich die Dichte in den violett markierten Bereichen bei erhöhten Werten für  $V_{Gate}$  nicht, obwohl  $V_{Gate} < V_D$  erfüllt ist und der  $I_L$  für diesen Bereich seinen Wert nicht verändert. Für  $V_{Gate} < 0V$  ist im violett markierten Bereich eine Zunahme der Dichte zu beobachten. Diese zeitliche Zunahme der Dichte hinterlässt ferner einen Memory-Effekt. Ausgehend von der Dichte  $p_1$  bei  $V_{Gate} = 0V$  werden in den grün gekennzeichneten Bereichen die Dichte stufenweise stabilisiert eingestellt. Nach Durchlaufen des nicht stabilisierbaren violetten Bereichs, kann die Ausgangsdichte  $p_1$  nicht mehr für  $V_{Gate} = 0V$  reproduziert werden. Die Dichte  $p_2$  ( $V_{Gate} = 0V$ ) ist deutlich erhöht gegenüber  $p_1$ . Der gegenteilige Effekt ist in der rechten Hälfte von Abbildung 5.1 zu beobachten. Nach Durchlaufen des violette markierten Bereichs, in welchem zeitliche Verarmungseffekte präsent werden, ist  $p_3$  gegenüber  $p_2$  und  $p_1$  deutlich verringert. Aufgrund des zeitlich längeren Aufenthalts in der rechten violetten Zone ist der Effekt gegenüber der linken sogar deutlich verstärkt. Diese nur mit zufällig gewählten Werte für  $V_{Gate}$  durchgeführte Messung gibt Anlass zur genaueren Untersuchung dieses Memory-Effektes in einer weiteren Messung. In Abbildung 5.2a) ist





**Abbildung 5.2:** a) Reaktion der Loch-Dichte auf stufenweise Veränderung der Gate-Spannung bei  $T = 1.2 \text{ K}$ ; b) Durchlaufene Gate-Sequenz mit  $\Delta V_{Gate} = 10 \text{ mV}$  und  $\Delta t = 10 \text{ s}$ . Jeder Punkt repräsentiert eine Einzelmessung der Ladungsträgerdichte (siehe Text).

die Reaktion der Lochdichte auf systematische veränderte Werte der Gate-Spannung angetragen. Die Gate-Spannung wird nach den in Abbildung 5.2b) gezeigten Intervallen im zeitlich konstanten Abstand von  $\Delta t = 10 \text{ s}$  um  $\Delta V_{Gate} = 10 \text{ mV}$  verändert. Insgesamt werden so 480 Messpunkte für die Dichte aufgenommen. Der veränderte Ausgangswert der Dichte (Basis des langen blauen Pfeil) ist auf den Memory-Effekt vorausgegangener Experimente zurückzuführen.

Ausgehend vom Startwert bei  $V_{Gate} = 0 \text{ V}$  und  $p = 1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  wird  $V_{Gate}$  in 40 Schritten auf  $0.4 \text{ V}$  erhöht. Man sieht, dass die Dichte zunächst wie erwartet linear folgt. Bei etwa  $V_{Gate} = 0.2 \text{ V}$  verändert sich das monotone Verhalten und die Dichte geht in Sättigung bzw. verringert sich nur noch minimal bei weiter steigender Gate-Spannung (blau markierte Bereiche). Wird  $V_{Gate}$  nach Erreichen des Scheitelpunktes bei  $0.4 \text{ V}$  wieder stufenweise verringert, verlässt die Dichte instantan den Sättigungsbereich und folgt wieder linear der Gate-Spannung. Dieses Verhalten ist auch im weiteren Verlauf der Kurve zu beobachten. Erreicht  $V_{Gate}$  einen Wert von etwa  $-0.1 \text{ V}$ , geht die Dichte, diesesmal für hohe Werte, in einen Sättigungsbereich über, bzw. die Dichte wird minimal reduziert bis zum erneuten Erreichen des Scheitelpunktes bei  $V_{Gate} = -0.4 \text{ V}$ . Die folgende Erhöhung von  $V_{Gate}$  veranlasst die Dichte sofort wieder linear der Gate-Spannung zu folgen. Diese geschlossenen Hysterese-Schleifen können im weiteren Verlauf für die Scheitelwerte  $V_{Gate} = 0.32 \text{ V}$ ,  $V_{Gate} = 0.24 \text{ V}$  verfolgt werden. Für die Scheitelwerte  $V_{Gate} = 0.16 \text{ V}$  und  $V_{Gate} = 0.08 \text{ V}$  verschwindet die Hysterese der Dichte (orange markierter Bereich) und kann als reproduzierbar modulierbar beschrieben werden. Es ist zu beachten, dass

sich der Messzyklus an jeder Stelle der nicht blau markierten Bereiche unterbrechen lässt und die Dichte sich über Stunden stabil verhält. Eine Verlängerung der Zeit zwischen zwei aufeinander folgender Messpunkte würde lediglich die Steigung in den blau markierten Bereichen ändern, sonst aber keinen Einfluss auf die gewonnenen Ergebnisse haben. Das Auftreten eines Hysterese-Effekts bei 2D-Systemen mit Gate wurde bisher in der Literatur nicht diskutiert. Lediglich Grbic *et al.* [108] erwähnen das Auftreten einer Hysterese im Zusammenhang mit Finger-Gates zur Strukturierung von Quantenpunkt-Kontakten auf kohlenstoffdotierten 2DHGs hergestellt von Reuter. Die anomale Reaktion der Loch-Dichte in 2DHGs auf Veränderungen der Gate-Spannung ist nicht zweifelsfrei auf eine Ursache zurückzuführen. Es kann jedoch ausgeschlossen werden, dass es sich um ein Leckstrom-Phänomen handelt, da in identisch strukturierten, hochbeweglichen 2DEGs, mit Leckströmen der gleichen Größenordnung, keine Hysterese im Rahmen dieser Untersuchungen beobachtbar war. Ferner kann es sich um keine versehentlich in die Struktur eingebaute Fremdatome und einhergehender Ausbildung tiefer Störstellen handeln, da die parallel untersuchten 2DEGs unter den exakt gleichen Bedingungen bezüglich Qualität des Restgases in der MBE gewachsen wurden. Als mögliche Ursachen für die Ausbildung von Zuständen in den 2DHG-Strukturen, welche durch Anregung befüllt bzw. entleert werden könnten, verbleibt das Einbauverhalten des Kohlenstoffes oder der Einbau von Fremdatomen aus der verwendeten Kohlenstoff-Filamentquelle. Der Einbau von Verunreinigungen aus der Filamentquelle scheint unwahrscheinlich oder zumindest zweitrangig, da bereits Dichtemodulations-Effekte beobachtet werden konnten, welche nur aus der Veränderung der Substrattemperatur während der Dotierung resultieren (siehe Kapitel 4.2). Die Leistung der Filamentquelle und somit die Filamenttemperatur wurden für diese Experimente konstant gehalten. Es müssten somit stets die gleiche Menge an Verunreinigungen von der Quelle zur gewachsenen Probe gelangt sein. Ferner würde dieser Umstand voraussetzen, dass die Menge an Fremdatomen aus der Quelle von der gleichen Größenordnung wie die Menge der Kohlenstoff-Atome sein müsste, um Dichtemodulations-Effekte dieses Umfangs verursachen zu können. Dieser Umstand scheint sehr unwahrscheinlich. Die Größenordnung des Modulations-Effektes zusammen mit dem Umstand der Veränderung der Ladungsträger-Dichte durch Dotierung bei unterschiedlichen Substrat-Temperaturen lässt den Schluss zu, dass die Ursache der Hysterese ausschließlich im Einbauverhalten der Kohlenstoffatome während des Kristall-Wachstums zu finden ist. Offensichtlich bilden Kohlenstoffatome in AlGaAs-Schichten Zustände aus, welche mit Löchern durch optische oder elektrische Anregung persistent befüllt bzw. entleert werden können.

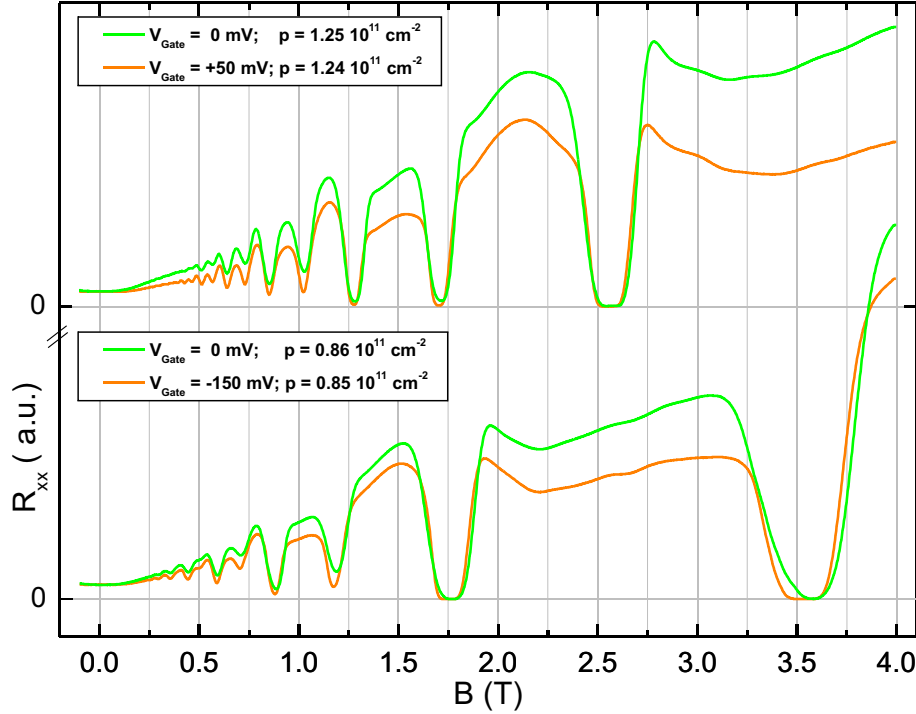
Das Einbauverhalten von Kohlenstoff scheint zunächst zusätzliche Schwierigkeiten im Wachstum von 2DHGs und deren Kontrollierbarkeit mittels Gate-Elektroden aufzuwerfen. Die Optimierung des Kohlenstoffeinbaus mit Hilfe der hier vorgestellten Experimente kann jedoch Anstoß für weiterführende Arbeiten geben, welche das

Potential haben, die bisher erzielten Beweglichkeiten in 2DHGs weiter zu überbieten. Ferner kann die Dichte der Löcher in den hier vorgestellten Struktur über einen weiten Bereich von  $(0.65 < p < 2.2) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  kontrolliert und reproduzierbar eingestellt werden (Abbildung 5.2, orange markierter Bereich und dessen Parallelen). Ein weiteres Novum bietet die Möglichkeit, unter Ausnutzung des Hysterese-Effekts die Dichten in einem 2DHG persistent einzustellen um bei  $V_{Gate} = 0 \text{ V}$  Messungen unter vollständiger Abwesenheit von Leckströmen durchzuführen. Der grün markierte Bereich in Abbildung 5.2 illustriert diesen Zusammenhang. Nach Durchlaufen der Hystereseschleifen mittels Anlegen von geeigneten Gate-Spannungen, können beliebige Dichten im Bereich  $(0.65 < p < 2.1) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  eingestellt werden. Dieser Effekt soll für die Experimente des nächsten Unterkapitels verwendet werden.

## 5.2 Spin-Bahn Kopplung in 2DHGs mit Gates

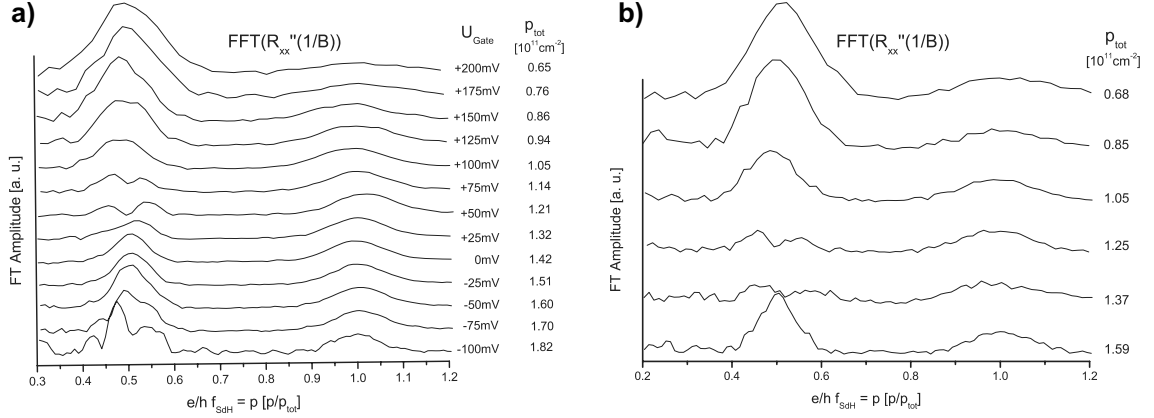
Das Befüllen bzw. Entladen von Störstellen in Halbleitern ist verbunden mit einer Veränderung der internen Elektrostatik der Bandstruktur. Sofern die Störstellen in der unmittelbaren Umgebung der  $\delta$ -Dotierung lokalisiert sind, ist dieser Vorgang gleichzusetzen mit einer Änderung der Dotierstärke in der Heterostruktur. Die räumliche Trennung von Dotier-Ionen und freien Ladungsträgern erzeugt interne elektrische Felder im Bandverlauf, welche die Symmetrie des Einschlusspotentials vorgeben. Im Falle des Valenzbandes in GaAs verursacht die Asymmetrie der Struktur eine Aufspaltung der Schwerloch-Subbänder nach ihrer jeweiligen Spin-Orientierung. Für die Ausprägung des Rashba induzierten Spin-Splittings und der einhergehenden Kopplungs-Effekte der Subbänder für feste Werte von  $k_{\parallel}$  sind, neben intrinsischen Eigenschaften des Halbleiters, ausschließlich die Stärken etwaiger, zur Ebene des Einschlusspotentials senkrechter, elektrischer Felder  $E_{senk}$  verantwortlich. Dabei ist es ohne Bedeutung, ob  $E_{senk}$  in die Kristallstruktur eingebaut, oder von außen angelegt wird.

Mittels Ausnutzung des im vorangehenden Abschnitt diskutierten Hysterese-Effekts bietet sich die Möglichkeit, die Ladungsträgerdichte und Symmetrieeigenschaft einer 2DHG-Struktur variabel im Vorfeld der Transportmessung einzustellen. Dadurch können Messungen unter völliger Abwesenheit von Leckströmen aber auch ohne externe, durch das Potential einer Gate Elektrode induzierte, elektrische Felder durchgeführt werden. Parallel dazu sind in derselben Probe Messungen, bei denen Dichte und Symmetrieeigenschaften konventionell mittels Gate moduliert werden realisierbar. Es eröffnet sich somit die Möglichkeit des direkten Vergleiches der Einflüsse interner- und externer elektrischer Felder äquivalenter Stärke auf die Ausprägung des Rashba induzierten Spin-Splittings in nur einer 2DHG-Struktur. Für nachfolgende Experimente wurde die Dichte der in Kapitel 5.1 vorgestellten Struktur mittels Gate- und Hysterese-Effekt je auf möglichst identische Werte eingestellt. In Abbil-



**Abbildung 5.3:** Verlauf  $R_{xx}$  über  $B$  bei  $T = 350$  mK nach Einstellung identischer Ladungsträgerdichten mittels Gate-Potential (orange) und Memory-Effekt (grün) für die  $p = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (oben) und  $p = 0.85 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (unten).

dung 5.2 und 5.3 ist die Variation der Dichte mittels Gate als oranger-, mit Hilfe des Hysteresis-Effekts als grüner Bereich markiert. Die Probe wurde im  $^3\text{He}$ -Bad bei  $T = 350$  mK vermessen. Abbildung 5.3 zeigt die korrespondierenden Verläufe von  $R_{xx}$  für die Dichten  $p = (1.24 \text{ und } 1.25) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (oben) und  $p = (0.86 \text{ und } 0.85) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  (unten). Es ist deutlich zu erkennen dass die Methode zur Einstellung der Dichte keinen Einfluss auf die Qualität der SdH-Oszillationen hat, wobei für die mit Memory-Effekt eingestellten Dichten (grün) ein deutlich verstärkter positiver Magnetowiderstand zu erkennen ist. Dieser wird in der Literatur [109] auf Teilchen-Teilchen Wechselwirkungen zurückgeführt. Es ist zu Beachten, dass die Auswertung der Beweglichkeit für beide Einstellungsmethoden zur gleichen Dichte auch im Rahmen der Messgenauigkeit identische Mobilitäten ergeben hat. Dies lässt die Aussage zu, dass die Methoden zunächst nur in deren Einfluss auf die Löcher-Löcher WW zu unterscheiden ist. Die in den SdH-Oszillationen für große Füllfaktoren ersichtlichen Schwebungen (siehe Abbildung 5.3) sind bei  $T = 350$  mK wesentlich schwächer ausgeprägt als dies in den Messungen bei 30 mK der Fall ist (siehe z. B. Abbildung 4.4 für (001)-orientierte dsd-QW Struktur). Jedoch ist deren Auflösung hinreichend gut, um die Fourieranalyse (Kapitel 3.4) zur Berechnung



**Abbildung 5.4:** Fourier-Spektren von SdH- szillationen, deren Dichte entweder mittels anlegen eines Gate-Potentials (links), oder durch Anwendung des im Text beschriebenen Memory-Effekts (rechts) eingestellt wurde (aus [19])

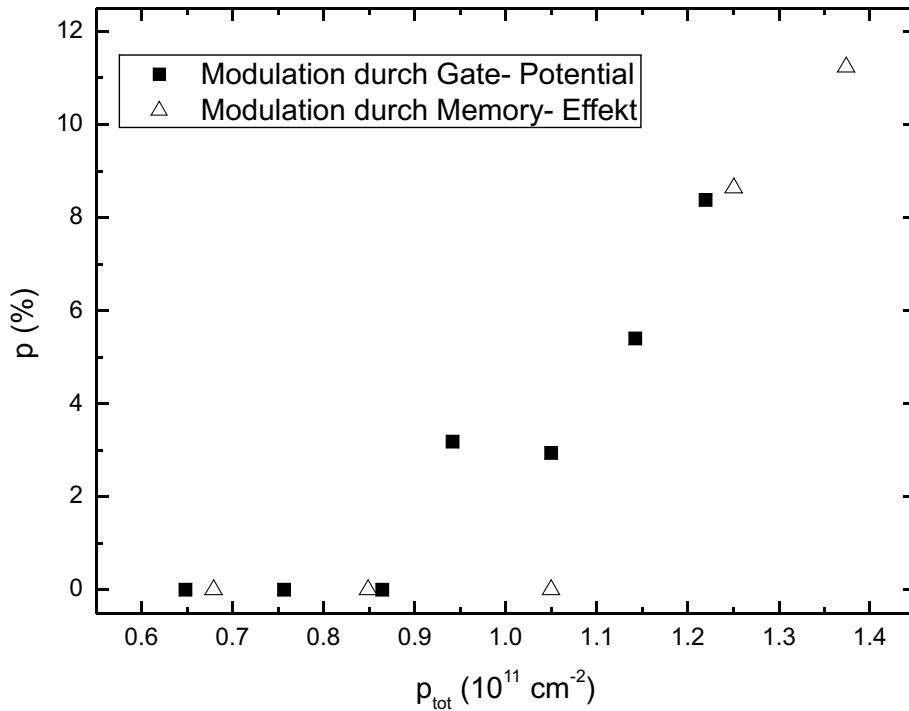
der Subband-Einzeldichten anzuwenden. Die Ergebnisse der Analyse werden für die mittels Gate-Potential eingestellten Dichten in Abbildung 5.4a), für die mittels Memory-Effekt eingestellten Löcherkonzentrationen in Abbildung 5.4b) gezeigt. Zur Verbesserung der Orientierung in den Graphen wurden die Fourier-Spektren jeweils auf die Gesamtdichte  $p_{\text{tot}} = 1$  in Einheiten von  $p/p_{\text{tot}}$  normiert. Für jedes Spektrum ist ferner  $p_{\text{tot}}$  in Einheiten von  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  mit angegeben, sowie gegebenenfalls die zur Einstellung der Dichte verwendete Gate-Spannung. Dieser Messzyklus wurde mit der Einstellung verschiedener Dichten mittels Gate-Potenzial begonnen, wobei die Ausgangsdichte der Struktur mit  $p = 1.42 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ( $V_{\text{Gate}} = 0 \text{ V}$ ) war und im Anschluss durch Einstellung mittels Memory-Effekt fortgeführt.

In Abbildung 5.4a) ist zu sehen, dass für kleine Dichten bei hohen positiven Gate-Spannungen die Dichten der Subbänder nicht auflösbar ist. Bei entsprechen starker Verarmung und einhergehenden kleinen  $k_F$  ist, trotz asymmetrischem Einschlusspotential von einer eher kleinen energetischen Aufspaltung der Schwerloch-Subbänder auszugehen. Für  $p_{\text{tot}} = 0.94 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $p_{\text{tot}} = 1.05 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  lässt sich bereits durch die Ausprägung von Doppelmaxima der Ansatz einer Aufspaltung erkennen. Für  $p_{\text{tot}} = 1.14 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $p_{\text{tot}} = 1.21 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ist die Spin-Aufspaltung der Schwerloch-Subbänder deutlich aufgelöst. Das Verschwinden der Spin-Aufspaltung für zunächst größere Dichtewerte ( $1.32 = p_{\text{tot}} = 1.6$ )  $\times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  scheint auf den ersten Blick verwunderlich. Es kann jedoch sein, dass für diesen Dichtebereich die Ausprägung eines leitfähigen, parallelen Kanals am Ort der  $\delta$ -Dotierung die Elektrostatik der Struktur stört. Diese These wird unterstützt durch die Merkmale der Fourier-Spektren bei  $p_{\text{tot}} = 1.70 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $p_{\text{tot}} = 1.82 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Für diese hohen Dichtewerte kann die Ausprägung einer parallel leitenden Schicht am Verlauf der SdH-Oszillationen bestätigt werden. In den Spektren scheint die Bildung von

Trippel-Maxima diesen Umstand zu bestätigen. Die Auflösbarkeit der Einzeldichten trotz der ungünstigen Voraussetzung eines parallelen Kanals ist bedingt durch die verstärkte Asymmetrie des Einschlusspotentials für negative  $V_{Gate}$ .

Die Fourier-Spektren für die mittels Memory-Effekt eingestellten Dichten in Abbildung 5.4b) korrespondieren gut mit den eben vorgestellten. Für Dichten  $p_{tot} = 1.05 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ist die Spin-Aufspaltung der Subbänder bedingt durch die thermische Anregung der Löcher nicht auflösbar. Es folgt der Bereich  $(1.25 < p_{tot} < 1.37) \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  in dem die Einzelwerte für die Dichten der Schwerloch-Subbänder angegeben werden können. Für  $p_{tot} = 1.59 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  verschwindet die Aufspaltung im Fourier-Spektrum und lässt vermuten, dass dies auch der Fall für noch größere Werte von  $p_{tot}$  aufgrund der parallelen Leitfähigkeit der Probe für diesen Dichtebereich ist.

In Abbildung 5.5 ist das Dichteungleichgewicht  $\Delta p/p_{tot}$  für die auflösbaren Spektren



**Abbildung 5.5:** Berechnete Werte des Dichteungleichgewichts  $\Delta p/p_{tot}$  der auswertbaren Fourier-Spektren aus Abbildung 5.4a) (gefüllte Symbole) und 5.4b) (ungefüllte Symbole).

über  $p_{tot}$  gezeigt. Die gefüllten Symbole markieren Werte aus Graph 5.4a), die ungefüllten Werte aus Graph 5.4b). Es ist zu beachten, dass der Wert für  $p_{tot} = 1.05 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  der durch Memory-Effekt eingestellten Dichte aus einem nicht auflösbaren Spektrum errechnet wurde, während der mittels Gate modulierte Wert bei gleichem  $p_{tot}$  aus einem Doppel-Maxima mit nur sehr leichter Ausprägung stammt. Ein Wert

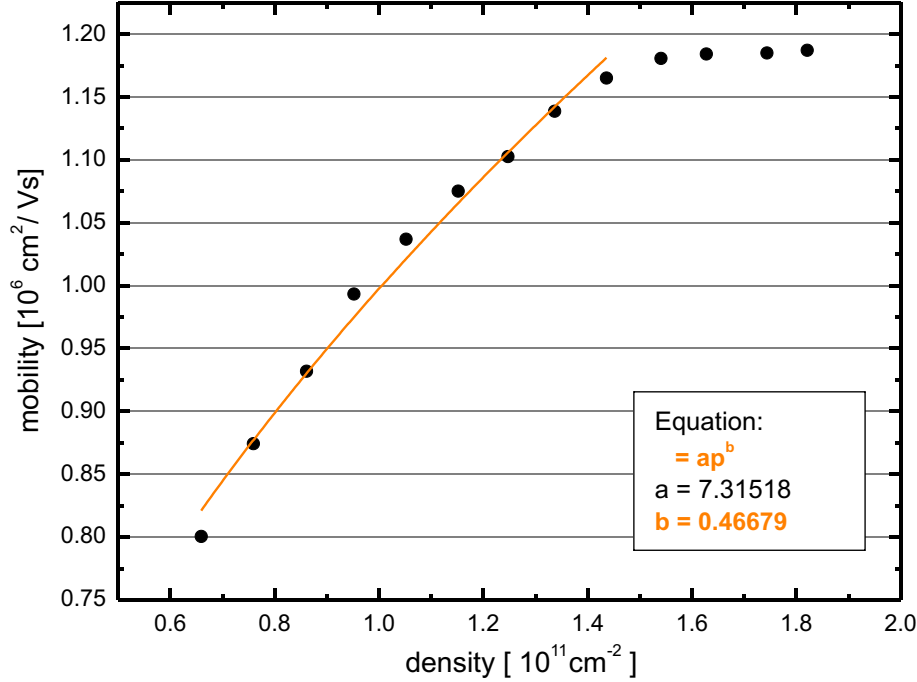
$\Delta p = 0\%$  heißt in diesem Verlauf nicht, dass keine Spin-Aufspaltung des Schwerlochbandes vorhanden ist, sondern dass diese aufgrund von Temperatureffekten nicht auflösbar war. Unter der Annahme leichter Temperaturschwankungen im  $^3\text{He}$ -Bad über dem doch mehrstündigen Zeitintervall zwischen diesen Messungen, ist es plausibel, dass für gleiche Werte von  $p_{tot}$  nahe der Auflösungsgrenze sich die Aufspaltung für Einzelmessungen der Beobachtung entziehen kann.

An der Entwicklung des Dichte-Ungleichgewichts ist zu erkennen, dass sich für zunehmende Dichte die Ausprägung der Spin-Aufspaltung verstärkt. Zur Einstellung großer Ladungsträgerdichten wird die Lage der Valenzbandkante relativ zum Fermi-Niveau verschoben, was mit einer Verstärkung der Asymmetrie des Einschlusspotentials einhergeht. Der Grad der Asymmetrie gibt die Stärke der Rashba-induzierten Spin-Aufspaltung vor. In Abbildung 5.5 kann man somit zwei sich überlagernde Effekte beobachten. Zum einen vergrößert sich  $\Delta p/p_{tot}$  rein durch die Zunahme der Dichte, da für große Werte von  $k_{\parallel}$  die Separation der Subbänder bei gleich bleibender Struktur-Symmetrie weiter fortgeschritten ist. Zum anderen steigt  $\Delta p/p_{tot}$  durch die Zunahme der Asymmetrie des Einschlusspotentials an, hervorgerufen durch die verändernde Elektrostatik der Bandstruktur. Diese Veränderung ist gekoppelt an die Anwesenheit senkrechter, elektrischer Felder  $E_{\perp}$  deren Stärke in den Rashba-Koeffizienten (Gleichung 2.30) eingeht. Grosse  $E_{\perp}$  rufen eine starke Aufspaltung der Spin-Subbänder hervor. Die beiden Effekte sind ohne die effektive Masse  $m^*$  des Systems zu kennen nicht separierbar. Eine Abschätzung der effektiven Masse ist durch ihre Abhängigkeit von der Dichte und der Symmetrie des Einschlusspotentials nicht sinnvoll. Diese müsste für jedes Fourier-Spektrum einzeln numerisch berechnet werden, was über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht. Jedoch liegt Gleichung 2.30 die Annahme zugrunde, dass die Stärke der Rashba-Spin -Aufspaltung unabhängig davon ist, ob  $E_{\perp}$  z.B. durch Dotier-Ionen in die Struktur eingebaut oder extern angelegt wird, z.B. durch das Potential einer Gate-Elektrode. Die monotone Entwicklung von  $\Delta p/p_{tot}$  ist ein Hinweis für die Gültigkeit dieser Annahme. Da jedoch keine Schnittmenge von geeigneten Werten im vorliegenden Experiment erzielt werden konnte und korrespondierenden Werte für  $m^*$  zur Entkopplung von Rashba-Effekt und Dichte-bedingter Zunahme der Subband-Separation nicht zur Verfügung stehen, kann eine eindeutige Beweisführung im Rahmen dieser Arbeit nicht erbracht werden.

### 5.3 Mobilitäts-limitierende Streuprozesse

Die in Kapitel 5.2 vorgestellten Gate-Messungen an einer (001)-orientierten ssd-QW Struktur haben gezeigt, dass trotz des Auftretens einer Hysterese die Ladungsträgerdichten des 2DHGs für große Bereiche kontrolliert und reproduzierbar eingestellt werden kann. Für folgendes Experiment wurde die Dichte der Löcher mittels Gate

entlang der in Abbildung 5.2a) eingezeichneten orange markierten Linie variiert und mittels Magnetotransportdaten die Beweglichkeit  $\mu$  bestimmt. In Abbildung 5.6 ist



**Abbildung 5.6:** Dichte-abhängige Entwicklung der Beweglichkeit einer ssd-QW Struktur mit 80 nm Spacer und 15 nm QW-Breite. Die Dichte wurde mittels angelegten Gate-Spannungen variiert. Ein allometrischer Fit (orange) der Daten liefert Aussagen zum dominanten Streuprozess in der Struktur (siehe Text).

die Entwicklung von  $\mu$  bei  $T = 350 \text{ mK}$  über die Dichte aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass selbst für kleine Werte von  $p = 0.65 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  die Struktur eine außerordentlich hohe Beweglichkeit von  $\mu = 8 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  zeigt. Diese steigt mit zunehmender Dichte bis auf  $\mu = 11.8 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  an, um dann im weiteren Verlauf in Sättigung zu gehen. Die Sättigung der Mobilität bei weiterhin steigender Dichte ab etwa  $p = 1.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  ist bedingt durch die Ausbildung eines parallelen, leitenden Kanals in der  $\delta$ -Dotierung. Da die Beweglichkeit von Löchern in AlGaAs sehr viel geringer ist und zusätzlich durch die Präsenz von Akzeptor-Ionen in ihrer unmittelbaren Umgebung stark limitiert ist, trägt diese zur Gesamtbeweglichkeit des 2DHGs faktisch nicht bei. Außerdem kann ein Übergang von Löchern aus den beiden in unserer Struktur 80 nm voneinander entfernten Schichten nicht stattfinden. Deshalb existieren auch keine Kopplungs-Effekte die den Transport der Löcher im Einschlusspotential hemmen könnten. Die Sättigung von  $\mu$  wird nur dadurch hervorgerufen, dass nach Ausbildung eines parallelen Kanals die Anreicherung von Ladungsträgern nur noch in diesem stattfinden kann. Dadurch wird das Einschluss-



potential durch ein Gate-Spannung nicht mehr weiter beeinflusst.

Anhand der vorliegenden Daten kann mit Hilfe von Gleichung 2.20 der die Beweglichkeit der Struktur limitierende Streuprozess ermittelt werden. Dieses Verfahren findet auch zur Optimierung von 2DEG-Strukturen in der Literatur Anwendung [32]. Zur Durchführung der in Kapitel 2.3 ausführlich beschriebenen Methode wird die allometrische Funktion  $\mu = a \times p^b$  an die Daten angepasst. Dabei wird auf die Einbeziehung der Daten im Regime des parallelen Kanals verzichtet. Der so erhaltenen Wert  $b = 0.47$  bestätigt als dominant störenden Prozess die Streuung an Hintergrund Verunreinigungen (BI). Wären alternativ Streuphänomene an Grenzflächen-Rauhigkeiten (IR) oder am Coulomb-Potential von Akzeptor-Ionen (RI) dominant, könnten diese durch weitere Anpassung der Bandstruktur minimiert werden. Für den Fall von dominanter Streuung an BI kann eine Struktur als optimiert bezüglich ihrer Beweglichkeit betrachtet werden. Die Werte für die Beweglichkeit einer 2D-Struktur werden in der Fachgemeinschaft oft als Maßstab für die Qualität von Proben verwendet. Die Beweglichkeit von Ladungsträgern lässt eine erste Abschätzung der zu erwartenden Ausprägung von Zuständen im QHE-Regime zu. Eine hohe Transportstreuzeit  $\tau_t$ , die mobilitätslimitierende Streuprozesse einschließt, ist Voraussetzung für die Gewährleistung hoher Quantenstreuzeiten  $\tau_q$  von Ladungsträgern in 2D-Strukturen. Die Sichtbarkeit von ausgeprägten QHE- und fQHE-Zuständen in Magnetotransportuntersuchungen ist neben  $\tau_q$  von einer Reihe weiteren Parameter abhängig, die ihrerseits vor allem im Valenzband von GaAs/AlGaAs-2DHGs einer Vielzahl von gegenseitigen Abhängigkeiten unterliegen. Für ein fortgeschrittenes Strukturdesign, welches auf die Anforderungen von Experimenten an der Auflösungsgrenze neuer Zustände mit maßgeschneiderten Proben reagieren kann, ist es wichtig die entscheidenden Parameter und ihre Abhängigkeiten zu erkennen. Mit den im nächsten Kapitel beschriebenen, temperaturabhängigen Magnetotransportuntersuchungen wird ein Zugang zu einem erweiterten Satz von Struktureigenschaften am Beispiel (110)-orientierter 2DHGs ermöglicht.

# Kapitel 6

## Temperaturabhängige Magnetotransportuntersuchungen an (110)-orientierter 2DHGs

Wie in den vorangegangenen Kapiteln erläutert, ist die Beweglichkeit der Ladungsträger in 2D-Systemen nicht die ausschlaggebende Größe für die Ausprägung der SdH-Oszillationen, sondern kann lediglich als erster Indikator für deren zu erwartende Qualität herangezogen werden. Die Ausprägung der Oszillationen und damit das Sichtbarwerden neuer physikalischer Phänomene im Verlauf des longitudinalen Magnetowiderstands ist ausschließlich von der Quantenstreuzeit  $\tau_q$ , der effektiven Masse  $m^*$  und der gewählten Messtemperatur abhängig. Wobei  $m^*$  direkt (Gleichung 2.8) und  $\tau_q$  indirekt (Gleichung 2.23 und 2.24) durch eine Gewichtung des Streuwinkels die Beweglichkeit der Ladungsträger vorgeben. Besonders deutlich wird die Abhängigkeit der Qualität von der Art der Streuprozesse in den in Kapitel 4.3 vorgestellten Transportmessungen sichtbar. Obwohl die  $\text{MDSI}_{pc}$ -Struktur nur etwa die halbe Beweglichkeit im Vergleich zur  $\text{MDSI}_{sub}$ -Struktur aufweist, ist die Ausprägung der Merkmale des fQHEs nahezu identisch.

Die Methodik zur Ermittlung von  $\tau_q$  und  $m^*$  aus temperaturabhängiger Magnetotransportdaten von Elhamri [59] und Coleridge [33] wurde in enger Diskussion mit Ursula Wurstbauer auf Lochsysteme übertragen, deren Anwendung auf magnetische Halbleitersysteme in Ref. [27] zu finden ist. Im folgenden Kapitels wird die Methode auf hochbewegliche 2DHGs umgesetzt. In Kapitel 5.3 wurde bereits gezeigt, wie der dominierende Streuprozess ermittelt werden kann, der die Beweglichkeit der Ladungsträger direkt beeinflusst. Dieses Verfahren schließt jedoch den Gewichtungsfaktor der Streuwinkelgröße (Gl. 2.23) mit ein und trifft keine Aussagen über die Ausprägung von Streuungs-Prozessen mit kleinem Streuwinkel. Diese ist nur durch die Ermittlung der Quantenstreuzeit  $\tau_q$  zu treffen.

Dabei wird zunächst gezeigt, wie  $\tau_q$  mit Hilfe von temperaturabhängigen Trans-

portdaten gewonnen werden kann. Die Größe von  $\tau_q$  bzw. deren Vergleich mit der Transportstreuzeit  $\tau_t$  lässt dann Aussagen zur Gewichtung zwischen langreichweitigen und kurzreichweitigen Streupotenzialen zu, welche aus dem Quotienten zwischen Transport- und Quantenstreuzeit  $\tau_t/\tau_q$  gewonnen werden können. Strebt dieser Quotient aus  $\tau_t/\tau_q$  gegen 1, dominieren Streupotentiale kurzer Reichweite, also Streuzentren, die sich in der unmittelbaren Umgebung des leitenden Kanals befinden. Streupotentiale mit langreichweitiger Wirkung werden durch Werte  $\tau_t/\tau_q > 10$  repräsentiert und weisen auf eine vom Transportkanal entfernte Lage hin. Insbesondere für die Ermittlung von  $\tau_t$  ist es essentiell, dass der Wert für die effektive Masse  $m^*$  bekannt ist (siehe Gl. 2.8 und Gl. 2.36). Diese können aufgrund der Komplexität der Dispersionsrelation im Valenzband der vorgestellten Systeme nicht der Literatur entnommen werden, sondern müssten aufwendig für jedes Einzelsystem berechnet werden (siehe Kap. 2.4). Die Durchführung solcher numerischer Simulationen übersteigt den Rahmen dieser Arbeit. Jedoch kann  $m^*$  aus den ohnehin für die Ermittlung von  $\tau_q$  gewonnen temperaturabhängigen Transportdaten nach Gleichung 2.34 ermittelt werden. Dabei können schon anhand der so ermittelten  $m^*$  Aussagen über die Stärke von Intersubbandwechselwirkungen in den untersuchten Strukturen getroffen werden.

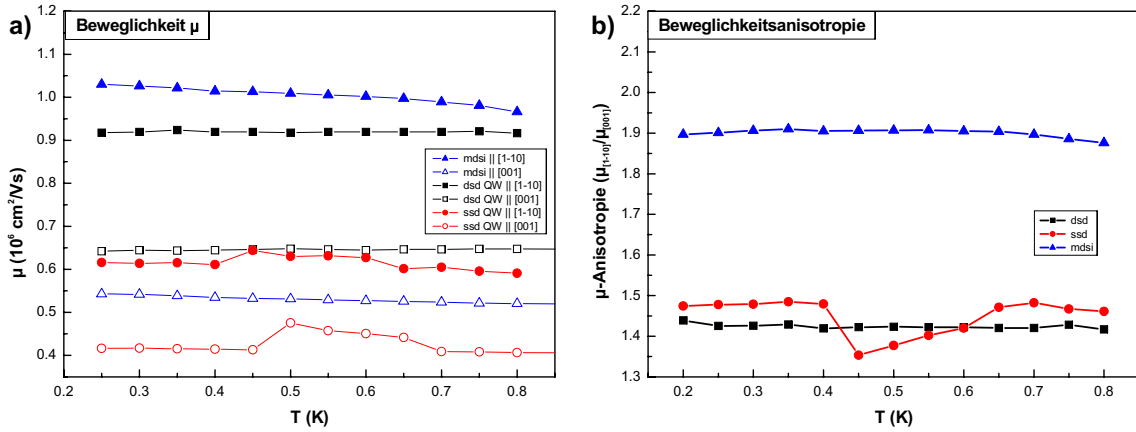
Für nachfolgende Experimente wurden (110)-orientierten 2DHGs, wegen der Ausrichtung ihrer Transportebene entlang der  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Hauptachsen ausgewählt. Dadurch bietet sich die Möglichkeit  $\tau_q$  und  $m^*$  für den Transport in unterschiedlich ausgerichtete anisotrope Kristallrichtungen zu untersuchen. Wobei die  $[1\bar{1}0]$ -orientierte Transportachse in (110)-Strukturen äquivalente Eigenschaften zu den Hauptachsen der (001)-orientierten Transportrichtungen ( $[110]$  und  $[1\bar{1}0]$ -orientiert) aufzeigen muss. Die  $[001]$ -Transportachse wäre zudem in (001)-orientierten Proben der Beobachtung nicht zugänglich. Als variierende Eigenschaft der Probenreihe wurde die Symmetrie des Einschlusspotentials gewählt, um so den Einfluss des Rashba-induzierten Spin-Splittings einhergehend mit Intersubband-Wechselwirkungseffekten auf die Transporteigenschaften genauer zu untersuchen. Dazu wurde je eine MDSI-, ssd-QW sowie eine dsd-QW Probe auf (110)-orientierten Substraten gewachsen und mit einer L-förmigen Hallbar-Struktur für die Transportmessung präpariert. Die Transporteigenschaften der verwendeten MDSI-Struktur wurde bereits in Kapitel 4.3 besprochen. Die grundlegenden Struktur- sowie Transportdaten bei  $T = 1.2$  K sind für aller Proben in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Es ist zu beachten, dass der in Kapitel 2.5 angegebene Fehler bei der Bestimmung von  $m^*$  und  $\tau_q$  von  $< 2\%$  sich nur auf die Anwendung der Näherungsmethode nach Elhamri bezieht. Die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung von  $m^*$  und  $\tau_q$  entstehen jedoch bei der Ermittlung des temperatur-, bzw. magnetfeldabhängigen Dämpfungsterms der SdH-Oszillationen. Dies ist aufgrund der Schwebungseffekte des Längswiderstandes, welche durch die Rashba-induzierte Spinaufspaltung des Schwerlochbandes hervorgerufen werden, deutlich erschwert. Es wurden deshalb nur die os-

zillierenden Bereiche für die Auswertung herangezogen, für die ein resultierender Gesamtfehler kleiner 20% abgeschätzt werden konnte. Aus diesem Grund wurde auf die Angabe von  $m^*$  und  $\tau_q$  für die [001]-Transportachse der MDSI-Struktur verzichtet. Die Ursache für die gerade in der MDSI-Struktur zusätzlich auftauchenden Ungenauigkeiten wird im Laufe der im Folgenden beschriebenen Untersuchungen deutlich.

## 6.1 Magnetotransport-Charakterisierung

Für die folgenden Experimente wurde je eine MDSI-, ssd-QW sowie eine dsd-QW Probe auf (110)-orientierten Substraten gewachsen und mit einer L-förmigen Hall-bar zur Messung ausgestattet. Die grundlegenden Transporteigenschaften von (110)-



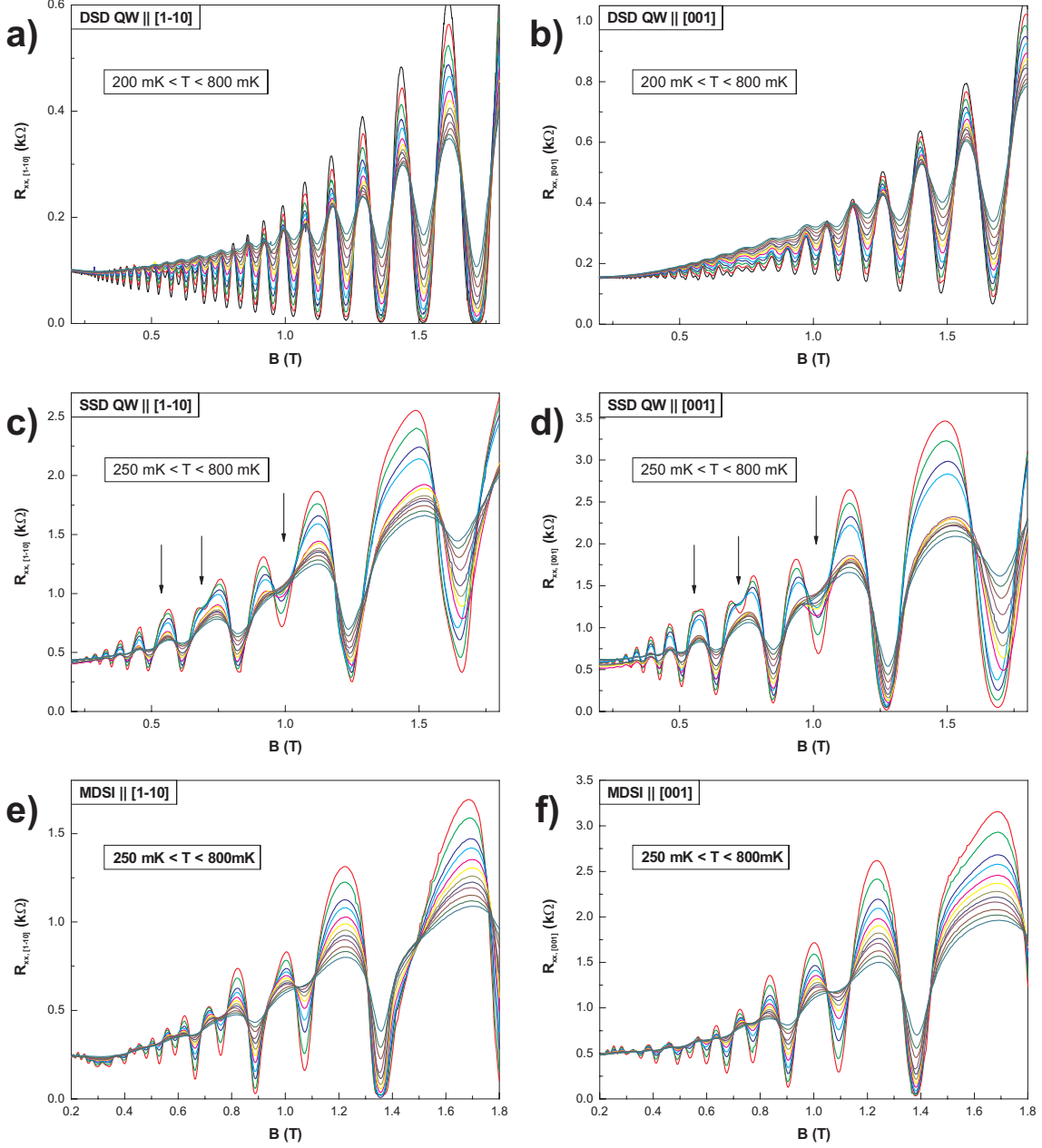
**Abbildung 6.1:** a) Temperaturabhängige Entwicklung der Beweglichkeit  $\mu$  für die Strukturen dsd QW (schwarz), ssd QW (rot) und MDSI (blau). Die gefüllten Symbole bezeichnen jeweils die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung, die ungefüllten Symbole die  $[001]$ -Richtung. b) Beweglichkeitsanisotropie  $\mu_{[1\bar{1}0]}/\mu_{[001]}$  zwischen den beiden Haupttransportrichtungen in Abhängigkeit von der Temperatur für dsd QW (schwarz), ssd QW (rot) und MDSI (blau).

orientierten 2DHGs wurden bereits anhand der identischen MDSI-Struktur in Kapitel 4.3 besprochen. Struktur- und Transportdaten bei  $T = 200 \text{ mK}$  der Proben sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die dsd-QW Probe zeigt die mit  $p = 3.16 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  die höchste Dichte aller bisher vorgestellten 2DHGs auf und schließt aufgrund ihrer beidseitigen Dotierung das Einschlusspotential mit der höchsten Symmetrie dieser Probenserie ein. Ssd-QW und MDSI-Struktur vergleichen sich aufgrund ihrer annähernd identischen Ladungsträgerdichte besonders gut, wobei die MDSI- gegenüber der ssd-QW Struktur die stärkere Asymmetrie des Einschlusspotentials aufweist. Auffallend ist, dass beide QW-Strukturen eine deutlich geringere Beweglichkeits-Anisotropie als die MDSI-Struktur aufweisen. In Abbildung 6.1a)

ist die Beweglichkeit der Strukturen jeweils getrennt nach den zu unterscheidenden Transportachsen über die Temperatur aufgetragen. Die Beweglichkeiten der dsd-QW Struktur (schwarz) verändert sich kaum mit sinkender der Temperatur, wohingegen die MDSI-Struktur (blau) eine schwache, aber deutliche Steigerung der Mobilität bei tieferen Temperaturen aufweist. Als außergewöhnlich darf die Beweglichkeits-Entwicklung der ssd-QW Probe (rot) angesehen werden. Eine leichte Zunahme mit sinkender Temperatur geht einher mit einem deutlich nicht monotonen Verhalten. Während die Mobilität bei  $T = 600$  mK zunächst fast sprunghaft und für weiter sinkende Temperaturen kontinuierlich leicht ansteigt, springt sie bei  $T = 450$  mK ebenso abrupt annähernd auf ihren Ausgangswert zurück um sich im weiteren Verlauf nur noch leicht steigend zu entwickeln. Dieses Verhalten ist entlang beider Transportrichtung in ähnlich starker Ausprägung zu beobachten, was sich in der inhomogenen temperaturabhängigen Entwicklung der Beweglichkeitsanisotropie widerspiegelt, wie in Abbildung 6.1b) gegenübergestellt ist. Der temperaturabhängigen Verläufe der Längswiderstände bei kleinen  $B$ -Feldern ist für die einzelnen Proben abhängig von der jeweiligen Transportrichtung in den Abbildungen 6.2 (a-f) aufgetragen. Der Verlauf von  $R_{xx}$  der dsd-QW Probe (Abbildung 6.2a) und b)) zeigt zunächst keine ungewöhnlichen Merkmale. Wie erwartet steigt die Amplitude der SdH-Oszillationen mit fallender Temperatur kontinuierlich an. Auffällig ist jedoch, die Asymmetrie dieser Entwicklung. Mit sinkender Temperatur nimmt die Ausprägung der Minima deutlich stärker zu als jene der Maxima. Dieser Effekt ist besonders gut für die  $[001]$ -Transportrichtung (Abbildung 6.2b)) zu beobachten, tritt aber auch in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung (Abbildung 6.2a)) deutlich zu Tage. Ferner ist zu beobachten, dass die Oszillations-Minima trotz der verstärkten Entwicklung gegenüber den Maxima im Verlauf der  $[001]$ -Richtung im für alle Proben identischen Intervall des  $B$ -Feldes nicht den Wert  $R_{xx} = 0$  erreichen. Der oszillatorische Anteil ist vom einen positiven Magnetowiderstand überlagert, wie auch schon von anderen Gruppen an 2DHGs gezeigt wurde [109]. Die vermehrte Anzahl der SdH-

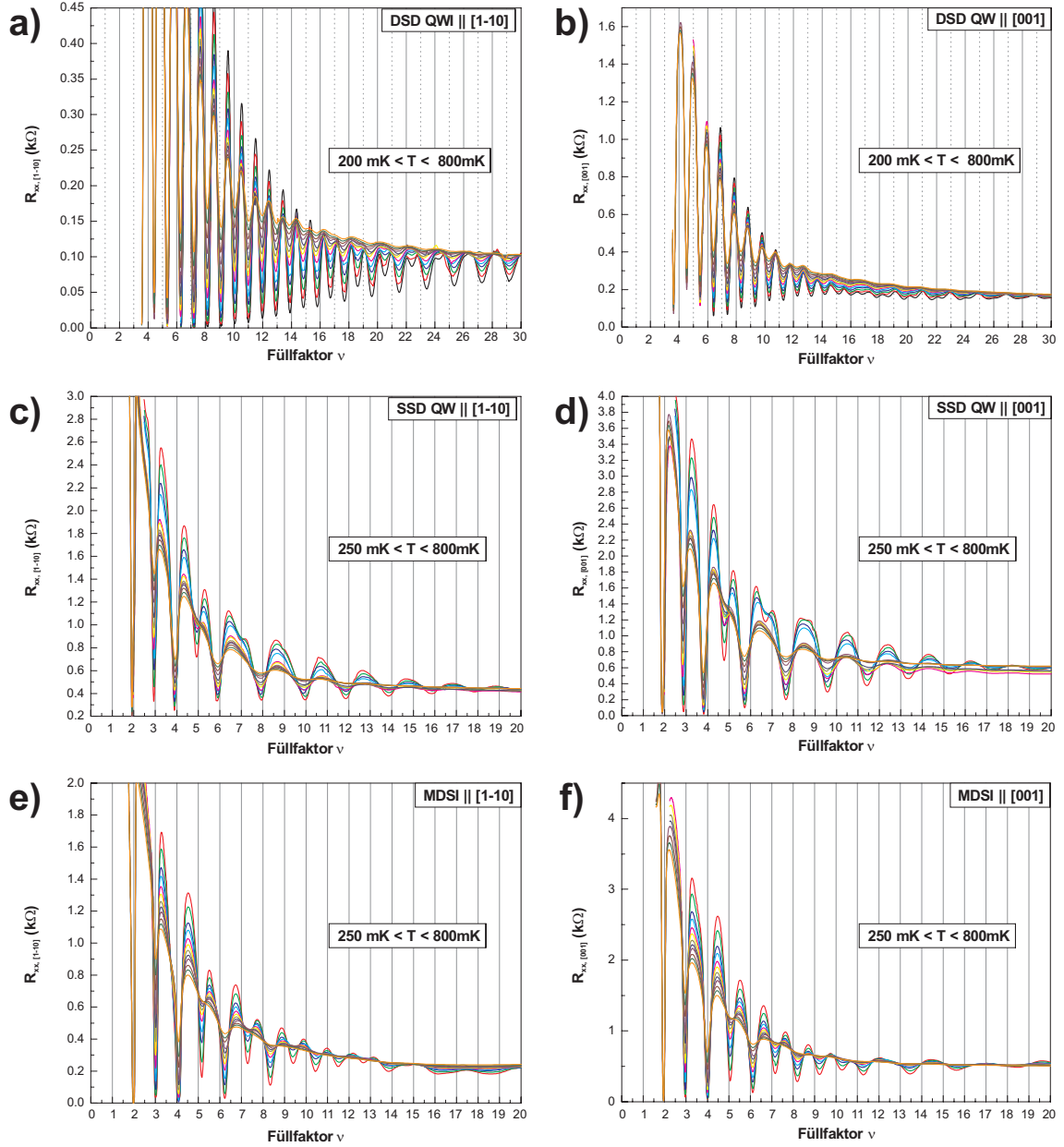
Struktur	Richtung	Spacer (nm)	QW (nm)	$p$ ( $10^{11}\text{cm}^{-2}$ )	$\mu_{200\text{mK}}$ ( $10^6\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$\mu_{[1\bar{1}1]}\mu_{[001]}$
dsd QW	$[1\bar{1}0]$ $[001]$	60	15	3.16	0.93 0.65	1.43
ssd QW	$[1\bar{1}0]$ $[001]$	60	15	1.17	0.61 0.42	1.45
MDSI	$[1\bar{1}0]$ $[001]$	50	-	1.25	1.03 0.54	1.91

**Tabelle 6.1:** Struktur- und Transportdaten für  $(110)$ -orientierte MDSI-, ssd-QW und dsd-QW Strukturen bei  $T = 200$  mK, jeweils für die  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Richtung.



**Abbildung 6.2:** Magnetowiderstand  $R_{xx}$  aufgetragen gegen  $(\nu)$  für dsd QW entlang  $[1\bar{1}0]$  (a) und  $[001]$  (b), ssd QW entlang  $[1\bar{1}0]$  (c) und  $[001]$  (d) und MDSI entlang  $[1\bar{1}0]$  (e) und  $[001]$  (f). Besonderheiten in der Temperaturabhängigen Entwicklung beim ssd QW entlang beider Haupttransportrichtungen sind mit Pfeilen markiert.

Oszillationen im Verlauf der dsd-QW Struktur gegenüber den beiden anderen Proben ist auf die deutlich größere Ladungsträgerdichte der Struktur zurückzuführen. Die



**Abbildung 6.3:** Magnetowiderstand  $R_{xx}$  aufgetragen gegen über ( $\nu$ ) für dsd QW entlang  $[1\bar{1}0]$  (a) und  $[001]$  (b), ssd QW entlang  $[1\bar{1}0]$  (c) und  $[001]$  (d) und MDSI entlang  $[1\bar{1}0]$  (e) und  $[001]$  (f). Die vertikalen Linien zeigen die erwarteten Positionen der Minima der SdH-Oszillationen für die aus den Steigungen der Hallgeraden ermittelten zweidimensionalen Ladungsträgerdichten  $p$ . Bei allem Strukturen ergeben sich insbesondere für große Füllfaktoren deutliche Abweichungen von den erwarteten Positionen. Aus diesen Daten können sowohl effektive Massen  $m^*$ , als auch Quantenstreuzeiten  $\tau_q$  ermittelt werden.

Absenz jeglicher Schwebungseffekte der Oszillationen lässt eine außerordentlich hohe Symmetrie des QWs vermuten. In den Abbildungen 6.2c) und d) sind die Verläufe von  $R_{xx}$  beider Transportachsen der ssd-QW Struktur angetragen, wobei auffällt, dass in dieser Probe die Minima der  $[1\bar{1}0]$ -Transportachse sich wesentlich langsamer hin zu verschwindenden Widerstandswerten entwickeln. Ferner sind deutliche Schwebungseffekte entlang beider Hauptrichtungen für die Oszillationen tiefer Temperaturen zu erkennen. Besondere Beachtung ist der Entwicklung der Maxima im Temperaturverlauf zu schenken. Während sich für die beiden anderen Strukturen die Ausprägung der Amplituden mit sinkender Temperatur, wenn auch zum Teil asymmetrisch, stets kontinuierlich entwickelt, ist bei der ssd-QW Probe eine deutlich sprunghafte Ausprägung der SdH-Minima bei den in Abbildung 6.2c)-d) mit Pfeilen markierten ungeraden Füllfaktoren  $\nu = 5, 7, 9$  von  $T = 400$  mK nach  $T = 450$  mK zu sehen. Diese Temperaturen korrespondieren mit dem abrupten Anstieg der Beweglichkeit zu höheren Temperaturen entlang beider untersuchten Transportrichtungen, wie in Abbildung 6.1a) (rote Kurven) gezeigt. Diese Phänome treten entlang beider Transportachsen auf, sind aber entlang der  $[001]$ -Richtung deutlich ausgeprägter.

Aufgrund der nahezu identischen Dichte von ssd-QW und MDSI-Struktur ist die Lage der Extrema im Verlauf der Längswiderstände beider Proben bei ähnlichen Magnetfeldwerten zu beobachten. Die Daten für die unterschiedlichen Transportrichtungen der MDSI-Struktur sind Abbildung 6.2e) und 6.2f) zu entnehmen. Deutlich unterschiedlich scheint jedoch die Entwicklung der SdH-Oszillationen bei kleinen Magnetfeldern und deren Temperaturabhängigkeit. Bei der MDSI-Struktur bilden sich die SdH Oszillationen schon bei deutlich höheren Temperaturen aus und zeigen sich hin zu tiefen Temperaturen als wesentlich ausgeprägter im Vergleich zur ssd-QW Probe. Weiterhin ist auffallend, dass sich für beide Hauptachsen der MDSI-Struktur die Minima annähernd gleich schnell hin zu verschwindenden Widerstandswerten entwickeln. Insgesamt weisen die SdH-Oszillationen entlang der  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Richtungen der MDSI-Struktur von allen Proben die größte Symmetrie zueinander auf, obwohl gerade für diese Struktur die höchste Beweglichkeits-Anisotropie zu beobachten ist (siehe Tabelle 6.1).

Zur Auswertung der Dichte des Schwerlochbandes oder dessen Spin-aufgespalteten Subbändern wurde bereits in den Kapiteln 4.1 und 4.3 sowie in Kapitel 5.2 die Methode der Fourieranalyse herangezogen. Die Methode beruht auf dem äquidistanten Abstand der Minima in den SdH-Oszillationen in ihrer Auftragung über inverse  $B$ -Felder. Mit der Fourieranalyse wird dann die Frequenz der periodischen Schwingung ermittelt, die in eine Ladungsträgerdichte umgerechnet werden kann. Treten Schwebungseffekte im Verlauf der Oszillationen auf, resultieren diese aus der Überlagerung zweier oder mehrerer Frequenzen, die als Einzeldichten unterscheidende Subbänder interpretiert werden können. Eine stark vereinfachte Form dieser Methodik wurde schon 1983 bei der Analyse der ersten verfügbaren 2DHGs von H. L. Störmer



[50] angewendet. Den Minima der SdH-Oszillationen können Werte für Füllfaktoren  $\nu$  durch einfaches Abzählen, oder durch Auswertung des Widerstandes der korrespondierenden Hall-Plateaus zugeordnet werden (siehe Gleichung 2.15 bzw. 2.28). Die Auftragung dieser Füllfaktoren über das inverse  $B$ -Feld ihrer Position folgt einem linearen Zusammenhang. Die Dichte kann aus der Steigung einer angefitteten Gerade ermittelt werden. Im Fall Spin-aufgespalteter Subbänder zeichnet sich der Verlauf von  $\nu$  durch ein Abknicken des linearen Zusammenhangs aus, wobei durch die Anpassung mehrerer Geraden die Ladungsträgerdichten der Subbänder und des Gesamtsystems aufgelöst werden kann. In allen Fällen zeichnet sich die Lage der Minima im Verlauf des inversen  $B$ -Feldes durch ihre äquidistanten Abstände aus. Die Fourier-Spektren der in Abbildung 6.2 (a-f) vorgestellten Magnetotransportdaten zeichnet sich trotz aller in Kapitel 3.4 aufgezeigten Maßnahmen zur Rauschunterdrückung durch eine Vielzahl kaum oder teilweise nicht aufzulösender Frequenzen aus (nicht gezeigt). Deshalb wurde zur Darstellung der im Folgenden zu erklärenden Zusammenhänge die Auftragung der SdH-Oszillationen über das inverse  $B$ -Feld gewählt und zum besseren Vergleich den entsprechenden Füllfaktoren zugeordnet. In Abbildung 6.3 (a - f) ist die Auftragung der SdH-Oszillationen aus Abbildung 6.2 (a - f) über ihre Füllfaktoren abgebildet, welche als vertikale Linien äquidistanten Abstandes zur besseren Orientierung eingezeichnet sind. Die Zuordnung errechnet sich über Gleichung 2.14 eingesetzt in Gleichung 2.15 aus der gemessenen Hall-Dichte der jeweiligen Strukturen. Die Auftragung über die Füllfaktoren entspricht somit dem Äquivalent einer Auftragung über ein inverses  $B$ -Feld. Am Beispiel der  $[1\bar{1}0]$ -Transportrichtung der dsd-QW Struktur in Abbildung 6.3a) ist zu erkennen, dass die Lage der SdH-Minima mit den berechneten Positionen nicht für alle Füllfaktoren  $\nu$  übereinstimmt. Während die berechnete und gemessene Lage des Füllfaktor  $\nu = 12$  sehr gut korrespondiert, weicht die Position der Minima hin zu größeren Füllfaktoren zunehmend vom Sollwert ab. Besonders gut ist dies für die Position des Minima  $\nu = 28$  zu sehen, welches wesentlich näher an der berechneten Position  $\nu = 27$  liegt als an seiner nach Auszählung erwarteten Position ( $\nu = 28$ ). Ausgehend von  $\nu = 12$  verschieben sich die Minima für steigende Füllfaktoren in der Messung somit hin zu kleineren Werten im Vergleich zu den berechneten  $\nu$ . Der exakt spiegelgleiche Effekt ist ausgehend von  $\nu = 12$  für die Minima hin zu kleineren Füllfaktoren zu beobachten. Diese verschieben sich in der Messung hin zu größeren Werten als die Berechnungen ergeben haben. Eine Variation<sup>1</sup> der zur Berechnung der Lage der Füllfaktoren  $\nu$  verwendeten gemessenen Halldichte, verändert die zu beobachtenden Verschiebungs-Effekte nicht grundlegend, sonder ändert lediglich den Wert  $\nu$  für das Symmetriezentrum (hier  $\nu = 12$ ). Es ist keine Hall-Dichte in Gleichung 2.15

<sup>1</sup>Eine Variation der Halldichte aufgrund von Messungenauigkeiten bei allen gemessenen Temperaturen erscheint sehr unwahrscheinlich. Die Remanez des Kryomagnetens wurde bei allen Messungen berücksichtigt. Ein systematischer Fehler hätte zudem bei der Analyse der SdH-Oszillationen mittels Fouriertransformation einen eindeutigen Wert für die Dichte ergeben müssen.

einsetzbar, die eine größere Übereinstimmung der Lagen von berechneten und gemessenen Füllfaktoren beobachten lässt. Abbildung 6.3b) zeigt die Auftragung für die [001]-orientierte Transportrichtung der dsd-QW Struktur. Aufgrund der deutlich geringeren Beweglichkeit ist die Amplitude der Oszillationen dieser Richtung wesentlich kleiner und erschwert die Abschätzung der Lage großer Füllfaktoren. Als Symmetriezentrum ist hier  $\nu = 16$  auszuwählen. Die Verschiebung der gemessenen relativ zu den berechneten Werten folgt jener für die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung (Abbildung 6.3a)) bereits beschriebenen. Das gemessene Minimum  $\nu = 3$  ist hier annähernd auf den errechneten Wert für  $\nu = 4$  verschoben. Die gleiche Tendenz ist für die Minima hin zu grossen  $\nu$  zumindest zu erahnen. Sowohl für die  $[1\bar{1}0]$ - als auch für die [001]-Transportrichtung scheinen die gemessenen Minima gegenüber deren Sollwerten in der Auftragung über inverse  $B$ -Felder bezüglich ihres Symmetriezentrums als komprimiert.

Die Auftragung der SdH-Oszillationen der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung für die ssd-QW Struktur in Abbildung 6.3c) zeigt trotz anderer Ausgangsbedingungen ein ähnliches Verhalten. Die Dichte dieser Struktur ist gegenüber jener der dsd-QW Struktur deutlich reduziert, weshalb die Ausprägung der SdH-Oszillationen bei gleicher Messtemperatur erst für wesentlich kleinere Füllfaktoren einsetzt. Auffallend ist, dass die Minima in Abbildung 6.3c) kein wie in Abbildung 6.3a) und 6.3b) zu beobachtetes Symmetriezentrum aufweisen, sondern relativ zu einem Fixpunkt bei  $\nu = 2$  ein kompressibles Verhalten zeigen, wenn auch stark abgeschwächt. Dieses kompressible Verhalten ist für die [001]-Richtung dieser Struktur (Abbildung 6.3d)) ebenfalls relativ zum Fixpunkt  $\nu = 2$  wesentlich stärker ausgeprägt.

Für die in Abbildung 6.3e) und 6.3f) gezeigten Verläufe der  $[1\bar{1}0]$ - und [001]-Richtung der MDSI-Struktur ist die Lage der Fixpunkte ebenso wie bei der ssd-QW Struktur für beide Achsen bei  $\nu = 2$  zu finden. Aufgrund der nahezu identischen Ladungsträgerdichten der beiden Proben gleichen sich die Ausprägung und die Anzahl der beobachtbaren Oszillationen stark. Jedoch ist für die MDSI-Struktur in keiner der beiden Transportachsen ein wie bisher beobachtetes kompressibles Verhalten der Minima zu erkennen. Vielmehr verschieben sich die gemessenen Minima in Richtung großer Füllfaktoren hin zu noch größeren Werten als den berechneten  $\nu$ . Dieses tensile Verhalten ist an der gemessenen Lage von  $\nu = 13$  gut zu illustrieren. Ausgehend von  $\nu = 2$  wird durch Abzählen der Minima ersichtlich, dass der gemessene Wert von  $\nu = 13$  für beide Transportachsen annähernd auf der Lage des berechneten Wertes für  $\nu = 14$  liegt. Dabei ist diese Verschiebung für  $[1\bar{1}0]$ -Achse noch deutlicher ausgeprägt als für die [001]-Transportrichtung. Aufgrund der über den gesamten ausgewerteten Bereich konstanten Steigung der Hallgeraden kann ausgeschlossen werden, dass sich die Dichte in den 2DHGs magnetfeldabhängig ändert. Ursachen dieser Abweichungen der SdH-Oszillationen von der  $1/B$ -Periodizität bei konstanter Ladungsträgerdichte sind somit unklar.

Ein derart aperiodisches Verhalten von SdH-Oszillationen wurde bisher in der Lite-

ratur nur in Zusammenhang mit magnetischen 2DEGs in Halbleiterheterostrukturen wie ZnCdMnSe diskutiert [110]. Es wird auf die Komplexität des Landaufächers für magnetische Strukturen zurückgeführt. Durch die Spinaufspaltung der Subbänder in magnetischen 2DEGs entwickeln sich die Bereiche ausgedehnter Zustände der Landauniveaus (LL) im veränderlichen Magnetfeld nicht linear wie in Abbildung 2.5 für eine idealisierte, nichtmagnetische Struktur dargestellt. Vielmehr unterliegen die LLs starken Wechselwirkungseffekten untereinander und weisen ein Krümmungsverhalten auf, welches jedes einzelne LL stark unterschiedlich aussehen lässt. Dadurch entstehen Kreuzungspunkte (Crossings) und Bereiche in denen eine starke Annäherung der LL stattfindet, jedoch eine Kreuzung der LL durch abstoßende WW verhindert wird (Anticrossing). Einhergehend mit dem Effekt des Anticrossings verändert sich die Krümmung der LL in diesen Bereichen besonders stark. In Magnetotransportmessungen bei tiefen Temperaturen durchwandert die Fermienergie mit steigendem  $B$ -Feld die Landauniveaus. Dabei bildet sich in den Bereichen ausgedehnter Zustände jeweils ein Minimum im Verlauf des Längswiderstandes aus. Sind die Bereiche ausgedehnter Zustände der LL nun aufgrund ihres starken Krümmungsverhaltens, oder aufgrund von Crossing- und Anticrossing-Effekten in der Umgebung der Fermikante nicht periodisch über  $1/B$  angeordnet, kann dies auch nicht für die Entwicklung der Minima in den SdH-Oszillationen vorausgesetzt werden.

Ein Crossing- und Anticrossing-Verhalten kann auch in nichtmagnetischen 2DEG-Strukturen der Materialsysteme InGaAs/InAlAs [111], Si/SiGe [112] sowie in AlAs/-AlGaAs [113] durch Anlegen verkippter (zur Normalen des Einschlusspotentials)  $B$ -Felder beobachtet werden. Die Aufspaltung der LLs ist sodann gegeben durch

$$E_{n,\sigma} = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + \sigma g^* \mu_B B \quad (6.1)$$

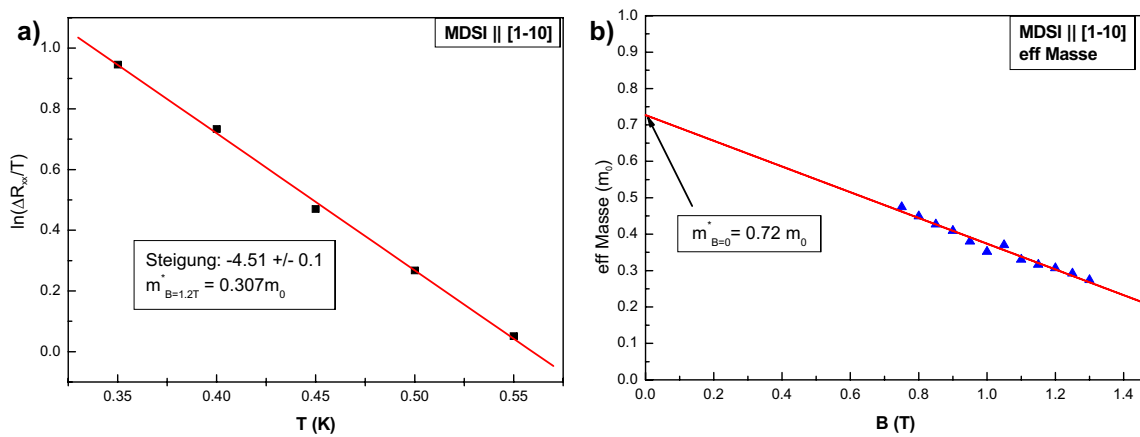
wobei  $n = 0$  eine natürliche Zahl,  $\sigma = \pm 1/2$  den Gesamtdrehimpuls der Elektronen,  $g^*$  den effektiven Lande Faktor und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton repräsentieren. Die Zyklotronfrequenz  $\omega_c = eB_{\text{perp}}/m^*$  ist nur von der senkrechten Komponente des  $B$ -Feldes abhängig, wohingegen der zweite Term nur vom Betrag des  $B$ -Feldes abhängt und somit die Zeeman-Energie der LLs beeinflusst und so bei geeigneten energetischen Abständen zwischen Landauaufspaltung und Spinaufspaltung Crossing- und Anticrossing-Effekte für LLs unterschiedlicher Quantenzahlen ( $n \neq \tilde{n}$  und  $\sigma \neq \tilde{\sigma}$ ) hervorrufen kann. Im Rahmen dieser Experimente wird die Beobachtung von sich unerwartet entwickelnden, zusätzlichen Erhebungen in den Minima der SdH-Oszillationen als Crossing- oder Anticrossing-Verhalten interpretiert. Diese Erhebungen wurden vereinzelt für kleine Füllfaktoren, also große  $B$ -Felder beobachtet, wo die energetische Separation der LL aufgrund ihrer Abhängigkeit von  $\hbar\omega_c$  schon weit fortgeschritten ist. Im Valenzband von GaAs/AlGaAs 2D-Strukturen wechselwirken das Schwer- ( $J_z = \pm 3/2$ ) und Leichtlochband ( $J_z = \pm 1/2$ ), sowie deren Spin aufgespalteten Subbänder sehr stark miteinander, weshalb sich der energeti-

sche Abstand der LLs für Löcher nichtlinear mit variierendem  $B$ -Feld entwickelt [114] [115]. Crossing- und Anticrossing-Phänomene werden dadurch selbst für senkrechte  $B$ -Felder sichtbar [116], [35]. Gerade für große Füllfaktoren sind die LLs sehr dicht gepackt, wodurch diese Effekte eine besondere Rolle in der Entwicklung der SdH-Oszillationen bei kleinen  $B$ -Feldern spielen. Dies wird durch mit numerischen Simulationen berechnete Landaufächer für 2DHGs im GaAs/AlGaAs-System deutlich [43], [35] und konnte bisher überwiegend durch Zyklotron-Resonanz Experimente [117], [52], auch an im Rahmen dieser Arbeit hergestellten [001]-orientierten ssd-QW Proben bestätigt werden [44].

Das aperiodische Verhalten der SdH-Oszillationen in den in Abbildung 6.2 und 6.3 vorgestellten Magnetotransportdaten gibt keinen direkten Aufschluss über die Lage oder Art der Crossing- oder Anticrossing-Bereiche. Das sprunghafte Verhalten der Amplitudenentwicklung der ssd-QW Struktur bei  $T = 450\text{mK}$  kann ein Hinweis darauf sein, dass ab diesen Temperaturen die Lagen zweier sehr eng beieinander liegender LLs auflösbar werden. Der energetische Abstand dieser LLs würde unter dieser Annahme wenige  $\mu\text{eV}$  betragen. Bei höheren Temperaturen sind durch die thermische Anregung von Löchern die Magnetotransporteigenschaften dieser nahe gelegenen LLs nicht unterscheidbar. Eine Unterschreitung der kritischen Temperatur verringert die Kopplung. Für den Fall stark unterschiedlicher Magnetotransporteigenschaften der so charakterisierten LLs könnte auch die abnorme Beweglichkeitssteigerung für diese Struktur bei  $T = 450\text{ mK}$  erklärt werden (siehe Abbildung 6.1a)). Warum die Beweglichkeit für  $T < 400\text{ mK}$  annähernd auf deren Ausgangswert zurückgeht, kann direkt aus den Transportmessungen nicht erklärt werden.

## 6.2 Effektive Massen $m^*$

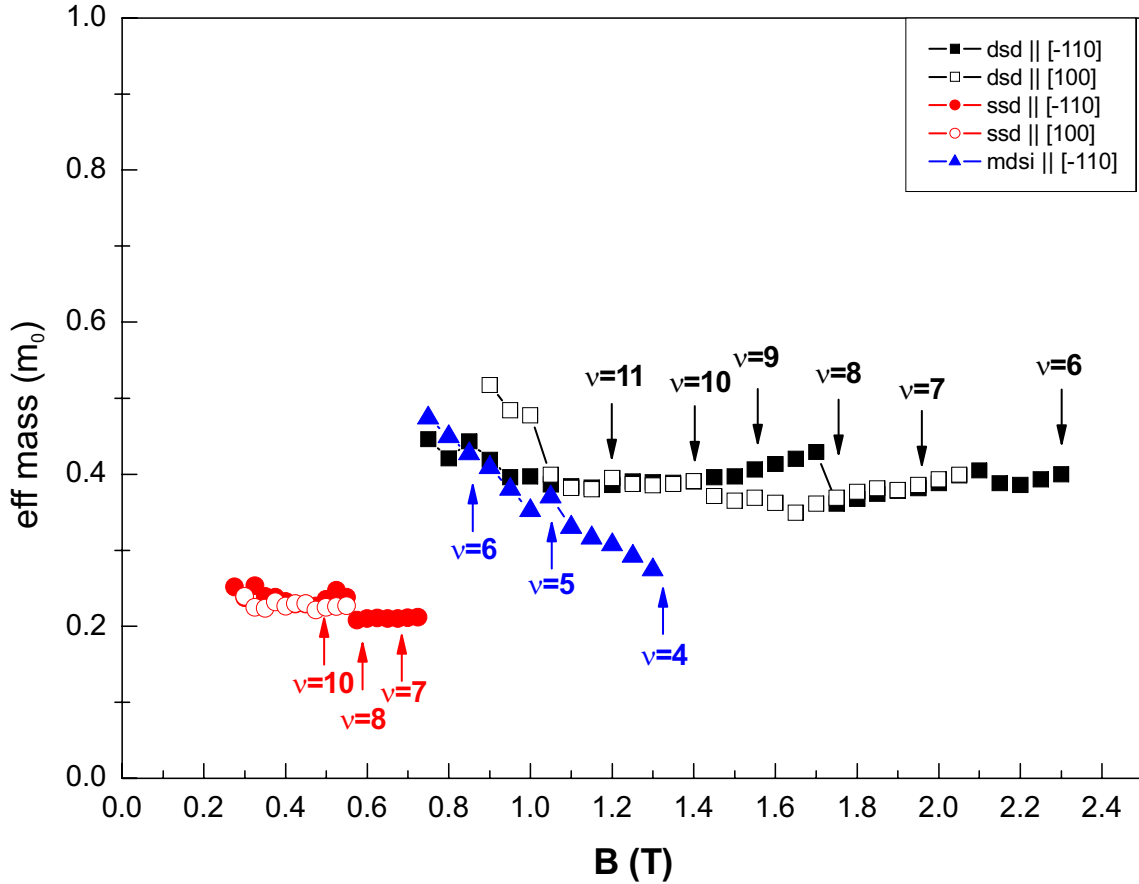
Mit Hilfe der in Kapitel 2.5 aufgezeigten Methode können aus den eben vorgestellten temperaturabhängig gemessenen Magnetotransportdaten Werte für die jeweiligen effektiven Massen  $m^*$  ermittelt werden. Dazu wird die halbe Amplitude  $\Delta R_{xx}$  einer Schwingung bei festem  $B$ -Feld für verschiedene Temperaturen vermessen um dann den  $\ln(\Delta R_{xx}/T)$  über die Temperatur  $T$  aufzutragen (siehe Abbildung 6.4a)).



**Abbildung 6.4:** a) Bestimmung der effektiven Masse aus der Steigung von  $\ln(\Delta R_{xx}/T)$ , aufgetragen gegen die Temperatur  $T$  am Beispiel der MDSI Struktur entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung bei  $B = 1.2$  T. b) Bestimmung der effektiven Masse bei  $B = 0$  T durch lineare Regression der magnetfeldabhängigen effektiven Masse und Extrapolation auf den Wert  $B = 0$  T am Beispiel der MDSI Struktur entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung.

Aus der Steigung der linearen Entwicklung kann nach Gleichung 2.34 die effektive Masse  $m^*$  für ein festes  $B$ -Feld ermittelt werden. Wiederholung der Prozedur für Schwingungsamplituden bei unterschiedlichen  $B$ -Feldern lässt die Auftragung  $B$ -Feld abhängiger Werte für  $m^*$  zu. Dies ist in Abbildung 6.4b) am Beispiel der hier vorgestellten MDSI-Struktur für die  $[1\bar{1}0]$ -Transportrichtung zu sehen. Da sich SdH-Oszillationen erst ab einer gewissen  $B$ -Feldstärke entwickeln, können für den klassischen Drude-Bereich keine Werte für  $m^*$  ermittelt werden. Eine Abschätzung für  $m^*$  bei  $B_0$  ( $B = 0$  T) kann durch lineare Regression der ermittelten Werte und Extrapolation auf  $B = 0$  gewonnen werden. Durch das unvorhersehbare, variable Krümmungsverhalten der Landauniveaus für das Valenzband von 2D-GaAs/AlGaAs Heterostrukturen müssen die Werte für  $m^*$  nicht notwendig konstant über  $B$  sein. Besonders ausgeprägt ist die Magnetfeldabhängigkeit der effektiven Masse  $m^*$  bei der MDSI-Struktur zu sehen. Während die Auswertung in Abbildung 6.4a) für ein  $B$ -Feld von 1.2 T einen Wert  $m^* = 0.307m_0$  ergibt, führt die Extrapolation (Abbildung 6.4b) für  $B_0$  zu einem wesentlich höheren Wert von  $m^* = 0.72m_0$ .

Es ist zu beachten, dass die so ermittelte effektive Masse im Gegensatz zu  $m_{DOS}^*$  (density of states) keine Gleichgewichtsmasse darstellt. Durch die Ermittlung von  $m^*$  bei endlichen  $B$ -Feldern ist diese eher mit  $m_{CR}^*$ , den aus Zyklotron-Resonanz Experimenten gewonnenen Werten für die effektiven Masse zu vergleichen. Jedoch müssen



**Abbildung 6.5:** Magnetfeldabhängige Entwicklung der effektiven Massen  $m^*$  für die Strukturen dsd QW (schwarz), ssd QW (rot) und MDSI (blau). Die gefüllten Symbole bezeichnen jeweils die  $[1\bar{1}0]$  Richtung, die ungefüllten Symbole die  $[001]$ -Richtung. Die zu Füllfaktoren  $\nu$  korrespondierenden Magnetfeldwerte sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

diese aufgrund der unterschiedlichen Anregungsarten (Mikrowellen- oder Ferninfrarotstrahlung bei CR, Messstrom bei Transportuntersuchungen) nicht zwangsweise identisch sein. Da jedoch im Rahmen dieser Arbeit  $m^*$  zur Interpretation von Magnetotransporteigenschaften herangezogen werden soll, ist es als Vorteil zu sehen, dass die für  $m^*$  ermittelten Werte in identischen Messungen ermittelt wurden. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass durch die aperiodische Entwicklung der SdH-Oszillationen eine Auflösung und Trennung der Subbänder des Schwerlochbandes für diese Strukturen bei Messtemperaturen über 200 mK nicht möglich ist. Deshalb

stellen die Werte für  $m^*$  einen gewichteten Summe der Massen aus beiden Subbändern dar. Wobei nicht unterschieden werden kann ob beide Subbänder gleichmäßig, oder eines der beiden aufgrund eines deutlich höheren Wertes von  $k_{\parallel}$  dominant zum Transport beitragen.

In Abbildung 6.5 ist die  $B$ -Feld abhängige Masse für die dsd-QW (schwarz), ssd-QW (rot) und die MDSI-Struktur (blau) eingezeichnet, wobei ungefüllte Symbole den Verlauf entlang der  $[001]$ - und gefüllte den Verlauf entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Transportrichtung bezeichnen. Für die MDSI-Struktur werden nur Werte von  $m^*$  für die  $[1\bar{1}0]$ -Orientierung angegeben, da bei der Auswertung der Daten in der  $[001]$ -Richtung der Fehler deutlich über 20 % liegt. Die effektive Masse der ssd-QW Struktur zeigt mit Abstand die niedrigsten Werte. Ferner ist deren Verlauf bei veränderlichen  $B$ -Feld nahezu konstant und zeigt auch kaum Unterschiede im Vergleich der beiden Transportachsen. Die geringe Dichte der ssd-QW Struktur lässt vermuten, dass Anisotropie-Effekte der Valenz-Subbänder für diese Bereiche von  $k_{\parallel}$  keine große Rolle spielen. Zwischen  $\nu = 10$  und  $\nu = 8$  im Verlauf der  $[1\bar{1}0]$ -Achse ist eine sprunghafte Änderung von  $m^*$  zu beobachten. Es ist jedoch nicht auszuschließen, dass dieses Merkmal rein auf Auswertungsartefakte zurückzuführen ist. Extrapolation der Werte auf  $B_0$  ergibt eine effektive Masse von  $0.22 m_0$  für beide Transportrichtungen.

Der Verlauf von  $m^*$  über  $B$  der dsd-QW Struktur erscheint zunächst ungleich komplexer, obwohl  $m^*$  der unterschiedlichen Transportrichtungen für weite Bereiche von  $B$  übereinstimmen. Führt man das Sprungverhalten in der  $[1\bar{1}0]$ -Achse bei  $\nu = 8$  nicht auf physikalische Effekte sondern auf Auswertungsartefakte zurück, kann für  $B > 1.05$  T eine gute Übereinstimmung der Verläufe beobachtet werden. Für  $B < 1.05$  T ist ein Anstieg von  $m^*$  zu sehen, welcher für die  $[001]$ -Richtung stärker ausgeprägt ist. Im Bild des Landaufäichers werden die Landaulevels (LL) hin zu großen Füllfaktoren zunehmend dichter gepackt, wodurch von einem vermehrten Auftreten von Crossing- und Anticrossing-Bereichen ausgegangen werden kann. Durch die damit einhergehende verstärkte Wechselwirkung zwischen den ausgedehnten Zuständen der LLs müssen Vielteilchen-Effekte für diese Bereiche in Betracht gezogen werden. Die angewendeten Methoden zur Auswertung verlieren jedoch unter Anwesenheit von Vielteilchen-Effekten ihre Gültigkeit. Deshalb werden die Werte von  $m^*$  für  $B < 1.05$  T in der dsd-QW Struktur aufgrund ihrer Unzuverlässigkeit nicht in die lineare Regression, und somit nicht in die Extrapolation auf  $B_0$  mit einbezogen. Die effektive Masse kann unter Berücksichtigung dieser Annahme für beide Transportrichtungen mit  $m^*(B_0) = 0.38 m_0$  angegeben werden.

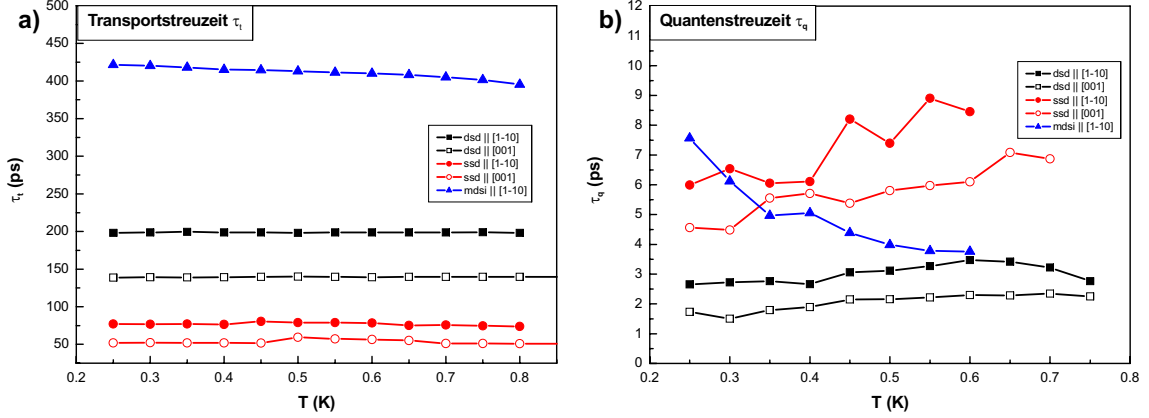
Die effektive Masse der MDSI-Struktur entlang der  $[1\bar{1}0]$ -Transportrichtung zeigt eine sehr starke und lineare Abhängigkeit von magnetischen Feldern. Die ausgeprägte Steigung des Verlaufs könnte den Schluss nahe legen, dass aufgrund der starken Asymmetrie des Einschlusspotenzials in Kombination mit der geringen Ladungsträgerdichte der Struktur, auch bei relativ kleinen Füllfaktoren schon starke Wechsel-

wirkungen unter den ausgedehnten Zuständen verschiedener LLs auftreten. Somit würde das Auftreten von Vielteilchen-Effekten die Zuverlässigkeit der Methode zur Auswertung der effektiven Masse für diese Struktur in Frage stellen. Die extrem hohe Beweglichkeit und die starke Ausprägung des fQHEs der MDSI-Struktur (siehe Kapitel 4.3) lässt jedoch das Auftreten derart stark ausgeprägte Wechselwirkungseffekte als eher unwahrscheinlich erscheinen. Erachtet man die magnetfeldabhängigen Werte von  $m^*$  als vertrauenswürdig, erhält man durch Extrapolation den für alle Strukturen höchsten Wert von  $m^*(B_0) = 0.72 m_0$ . Eine effektive Masse für das Schwerlochband von dieser Größenordnung ist durchaus nicht ungewöhnlich vergleicht man diese mit den in [107] präsentierten Werte von  $m_{hh+}^* = 0.9 m_0$  und  $m_{hh-}^* = 0.2 m_0$  in einem (001)-orientierten MDSI-2DHG, wobei  $m_{hh+}^*$  für das Spin  $+3/2$  und  $m_{hh-}^*$  für das Spin  $-3/2$  Schwerloch-Subband stehen. Ferner zeigen auch in dieser Auswertung unter Verwendung der identischen Methode (siehe Kap. 2.5) die Verläufe von  $m^*$  bei der Subbänder eine ausgeprägte Steigung in linearer Abhängigkeit von  $B$ . Dies kann durchaus als Hinweis auf die Gültigkeit der angewendeten Methode gelten. Die von Habib *et al.* gemessene Struktur zeigt eine wesentlich geringere Beweglichkeit von  $\mu = 7.7 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $p = 2.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Diese ist bedingt durch eine hohes Maß an Streuprozessen mit großen Winkeln, welcher von der Diffusion des als Akzeptor verwendeten Berylliums herrühren. Eine so verminderte Probenqualität unterdrückt die detaillierte Auflösung der LLs großer Füllfaktoren in Magnetotransportuntersuchungen vollständig. Eine Trennung der Spin-aufgespalteten Subbänder war somit durch die Abwesenheit von Überlagerungseffekten in diesen Experimenten möglich.

### 6.3 Streuzeiten

Aus den in Abbildung 6.1 gezeigten temperaturabhängig gemessenen Beweglichkeiten der 2DHG-Strukturen lässt sich unter Anwendung von Gleichung 2.8 und Einsetzen der zuvor ermittelten effektiven Massen  $m^*(B_0)$  die Transportstreuzeit  $\tau_t$  extrahieren. Dieser Verlauf von  $\tau_t$  ist für die drei in diesen Kapiteln besprochenen Strukturen unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Transportrichtungen in Abbildung 6.6a) aufgetragen. Es ist zu sehen, dass  $\tau_t$  für die  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Richtung der ssd-QW Struktur relativ gering ist und für sinkende Temperaturen nicht weiter steigt. Der Verlauf ist als konstant zu betrachten mit Ausnahme der Bereiche  $450 \text{ mK} < T < 600 \text{ mK}$ , für welche leicht erhöhte Werte von  $\tau_t$  beobachtet werden können. Dies spiegelt die im Verlauf der temperaturabhängigen Beweglichkeiten beobachtbaren Bereiche sprunghaften Anstiegs und Abfalls der Mobilität wieder und bringt keinen zusätzlichen Informationsgewinn. Die konstanten Verläufe von  $\tau_t$  über  $T$  der unterschiedlich orientierten Transportrichtungen der dsd-QW Struktur ist augenscheinlich, liegen aber mit Werten von  $\tau_{t,[1\bar{1}0]} = 200 \text{ ps}$  und  $\tau_{t,[001]}$



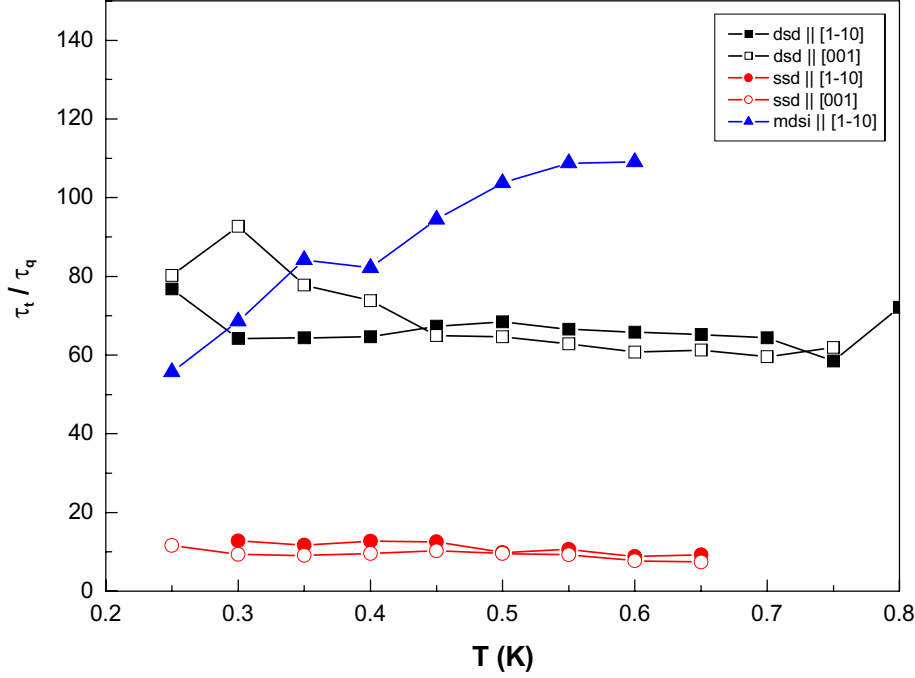


**Abbildung 6.6:** Temperaturabhängige Entwicklung von Transportstreuzeit  $\tau_t$  (a) und Quantenstreuzeit  $\tau_q$  (b) für die Strukturen dsd QW (schwarz), ssd QW (rot) und MDSI (blau). Die gefüllten Symbole bezeichnen jeweils die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung und die ungefüllten Symbole die  $[001]$ -Richtung.

= 139 ps um den Faktor 2.6 bzw. 2.7 deutlich höher als die entsprechenden Werte der ssd-QW Struktur. Mit  $\tau_{t,[1\bar{1}0]} = 421$  ps weist die MDSI-Struktur durch die hohe  $m^*$  den mit Abstand größten Wert auf. Ferner ist zu beobachten, dass  $\tau_t$  nur für die MDSI-Struktur mit sinkender Temperatur zunimmt. Die außerordentlich hohe Mobilität der Probe, vor allem in Kombination mit ihrer hohen effektiven Masse von  $m^* = 0.72 m_0$  bedingt, dass ein Großteil der Streuprozesse für große Winkel eliminiert sind. Verbleibende Kleinwinkel-Streuprozesse scheinen deutlich stärker von der Temperatur beeinflusst zu sein, was in der folgenden Betrachtung der Quantenstreuzeit  $\tau_q$  und in der Gegenüberstellung von  $\tau_t$  und  $\tau_q$  deutlich wird.

Die in Kapitel 2.5 vorgestellte Methode zur Berechnung von  $\tau_q$  lässt unter Verwendung der oben ermittelten effektiven Masse eine Auftragung der Werte über die Temperatur zu (siehe Abbildung 6.6b)). Die Quantenstreuzeit  $\tau_q$  beschreibt aufgrund des fehlenden Gewichtungsfaktors für den Streuwinkel (Gl. 2.22) das Auftreten winkelunabhängiger Streuprozesse. Am Verlauf von  $\tau_q$  der MDSI-Struktur wird deutlich, dass die zuvor getroffene Annahme der Temperaturabhängigkeit von Streuprozessen allgemein erfüllt ist. Die Streuzeit  $\tau_q$  nimmt ausgehend von  $\tau_q(600 \text{ mK}) = 3.8$  ps um den Faktor 2 auf  $\tau_q(250 \text{ mK}) = 7.6$  ps zu. Für die Verläufe der beiden anderen Strukturen ist ein derartiger Anstieg nicht zu erkennen. Im Rahmen der Messgenauigkeit können diese als annähernd konstant betrachtet werden. Auffallend ist jedoch, dass  $\tau_{q,[1\bar{1}0]} = 6$  ps bzw.  $\tau_{q,[001]} = 4.6$  ps für die ssd-QW Struktur für beide Transportrichtungen deutlich höher ist als  $\tau_{q,[1\bar{1}0]} = 2.6$  ps bzw.  $\tau_{q,[001]} = 1.7$  ps der dsd-QW Struktur. Dies ist ein inverses Verhalten zu den Werten der Transportstreuzeiten.

Aus dem Verhältnis  $\tau_t/\tau_q$  können Aussagen bezüglich der Art bzw. der Lage der Streupotentiale getroffen werden. In der Literatur werden Werte von  $\tau_t/\tau_q < 10$  als



**Abbildung 6.7:** Temperaturabhängiges Verhältnis  $\tau_t/\tau_q$  von Transport- zu Quantenstreuzeit für die Strukturen dsd QW (schwarz), ssd QW (rot) und MDSI (blau). Die gefüllten Symbole bezeichnen jeweils die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung und die ungefüllten Symbole die  $[001]$ -Richtung.

kurzreichweitige Streuphänomene, also Quellen für Streuphänomene in der unmittelbaren Umgebung des leitenden Kanals beschrieben [59], [118]. Die für hochbewegliche 2DHG-Strukturen typischen langreichweitigen Streupotentiale werden mit Werten  $\tau_t/\tau_q \sim 50$  oder größer angegeben [25] und weisen auf deren vom Transportkanal entfernte Lage hin. Wie in Abbildung 6.7 zu sehen, sind die Verhältnisse von  $\tau_t/\tau_q$  für die MDSI- und dsd-QW Struktur mit Werten zwischen 55 und 80 deutlich im Regime hochbeweglicher 2D-Strukturen. Während  $\tau_t/\tau_q$  für die beiden QW-Strukturen konstant bleibt, verringert sich das Verhältnis der MDSI-Struktur mit sinkender Temperatur. Es erweckt den Anschein, als würden gerade sehr langreichweitige Streupotentiale zu tiefen Temperaturen hin zunehmend unterdrückt. Die Tatsache, dass sich  $\tau_t/\tau_q$  für die ssd-QW Struktur mit Werten nur leicht größer als 10 bestimmt, lässt auf die Anwesenheit, sehr kurzreichweitiger Streupotentiale in der unmittelbaren Umgebung des Ladungstransports schließen. Die ssd-QW Struktur wurde unter identischen Bedingungen wie die beiden anderen untersuchten Strukturen gewachsen. Dominante Effekte an QW-nahen Streupotentiale wie der Grenzfläche des Heteroübergangs können deshalb ausgeschlossen werden. Als möglicher Effekt kann eine starke Intersubband-Wechselwirkung für den untersuchten Bereich von  $k_F$  in

Erwägung gezogen werden. Diese ist besonders stark in den mit diesen Messungen nicht vorhersagbaren Crossing- und Anticrossing-Bereichen der Dispersionsrelation ausgeprägt. Die Annahme starker bzw. veränderlicher Intersubband-Streuung wird unterstützt durch das sprunghafte Verhalten der Beweglichkeit bei  $T = 450$  mK bzw.  $T = 600$  mK (Abbildung 6.1), sowie dem ebenfalls sprunghaften Anstieg in der Amplitude in den SdH-Oszillationen bei  $T = 450$  mK (Abbildung 6.2c, d)). Scheinbar können die Spin-aufgespalteten Schwerlochbänder dieser Struktur aufgrund der thermischen Anregung der Löcher für  $T > 600$  mK nicht aufgelöst werden. Dies ist ein starker Hinweis auf eine energetisch besonders geringen Separation welche auf  $\Delta E = 0.05$  meV abgeschätzt werden kann. Liegen Subbänder in der Dispersionsrelation besonders nahe zusammen, geht dies einher mit verstärkter Intersubbandwechselwirkung, welche als Streupotential kurzer Reichweite interpretiert werden kann.

## 6.4 Diskussion

Die in den Vorkapiteln gewonnen Strukturdaten sind in Abhängigkeit ihrer Transportrichtungen in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Eine Ausnahme bildet die MDSI-Struktur für welche entlang der  $[001]$ -Richtung aufgrund der zu grossen Ungenauigkeit  $m^*$  nicht angegeben wird. Dadurch konnten auch keine Werte für  $\tau_t$  und  $\tau_q$  ermittelt werden. Zusätzlich wurde für alle Strukturen die mittlere freie Weglänge  $l$  der Löcher berechnet, bei der MDSI-Struktur unter Annahme isotroper Werte für  $m^*$  und Verwendung gemessener anisotroper Werte von  $\tau_t$ . Mit Hilfe von  $m^*$  der ver-

Struktur	Richtung	$p$ ( $10^{11}\text{cm}^{-2}$ )	$\mu$ ( $10^6\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$m^*$ ( $m_0$ )	$l$ ( $\mu\text{m}$ )	$\tau_t$ (ps)	$\tau_q$ (ps)	$\tau_t/\tau_q$
dsd	$[\bar{1}\bar{1}0]$	3.16	0.91	0.38	8.5	194	2.6	76.8
QW	$[001]$		0.64	0.38	6.0	134	1.74	80
ssd	$[\bar{1}\bar{1}0]$	1.17	0.62	0.22	3.5	77	6	12.8
QW	$[001]$		0.42	0.22	2.35	52	4.6	11.6
MDSI	$[\bar{1}\bar{1}0]$	1.25	1.03	0.72	6.0	421	7.6	55.7
	$[001]$		0.54	-	3.2	-	-	-

**Tabelle 6.2:** Struktur und Bandparameter wie Ladungsträgerdichte  $p$ , Beweglichkeit  $\mu$ , effektive Masse  $m^*$ , mittlere freie Weglänge ( $l$ ), Transport- und Quantenstreuzeit  $\tau_t$  und  $\tau_q$  und deren Quotient  $\tau_t/\tau_q$  außer  $m^*$  für beide Haupttransportrichtungen ermittelt bei  $T = 250$  mK.

schiedenen 2DHGs lässt sich ferner eine Fülle weiterer Strukturparameter berechnen. Der Fermi-Wellenvektor  $k_F$ , die Fermi-Geschwindigkeit  $v_F$ , sowie die Fermi-Energie

$E_F$  scheinen aufgrund isotrop gemessener bzw. im Fall der MDSI-Struktur angenommener Werte für  $m^*$  richtungsunabhängig in Tabelle 6.3 aufgelistet. Ferner wird der dimensionslose Wechselwirkungsparameter

$$r_s = \frac{(2\pi)^2 e^2 m^*}{\sqrt{p} \hbar^2 \varepsilon_{GaAs} \sqrt{p}} \quad (6.2)$$

berechnet, der ein Maß für die Stärke der Coulomb-WW in 2D-Systemen darstellt. Aus den in den Tabellen 6.2 und 6.3 aufgelisteten Strukturdaten geht hervor, dass die Beweglichkeit  $\mu$  in enger Abhängigkeit von Transportstreuzeit  $\tau_t$  und somit auch der mittlerer freier Weglänge  $l$  zur ersten Einschätzung der Probenqualität verwendet werden kann, diese jedoch keinen vollständigen Satz an Parametern darstellen, die zur Beschreibung der charakteristischen Eigenschaften von 2DHGs in Magnetotransportuntersuchungen ausreichend sind. So zeigt die MDSI-Struktur die höchste gemessene Beweglichkeit der Ladungsträger, gleichzeitig aber auch die größte Anisotropie und Temperaturabhängigkeit von  $\mu$  und den höchsten Wert vom  $m^*$  aller hier untersuchten Strukturen. Die dsd-QW Struktur zeigt nur minimal kleinere Werte

Struktur	$m^*$ ( $m_0$ )	$r_s$	$k_F$ ( $10^7 \text{m}^{-1}$ )	$v_F$ ( $10^3 \text{m/s}$ )	$E_F$ (meV)
dsd QW	0.38	5.6	14.1	43.0	1.99
ssd QW	0.22	5.3	8.6	45.1	1.27
MDSI	0.72	16.8	8.86	14.2	0.42

**Tabelle 6.3:** Charakteristische Größen der 2DHG wie die dimensionslose Wechselwirkungsstärke  $r_s$ , der Fermiwellenvektor  $k_F$ , die Fermigeschwindigkeit  $v_F$  und die Fermienergie  $E_F$  ermittelt mit Hilfe von Ladungsträgerdichte und effektiver Masse und Beweglichkeit bei  $T = 250 \text{ mK}$ . Aufgrund der nicht unterscheidbaren effektiven Massen entlang der  $[1\bar{1}0]$  und der  $[001]$  Richtung wird hier bei den charakteristischen Größen, die lediglich von der effektiven Masse  $m^*$ , der Ladungsträgerdichte und Naturkonstanten abhängen auf eine richtungsabhängige Darstellung verzichtet.

von  $\mu$ , jedoch eine erheblich geringere Anisotropie von  $\mu$  zusammen mit einer wesentlich geringeren  $m^*$ , die sich gut mit  $m^*$  der ssd-QW Struktur vergleichen lässt. Ferner zeigen die beiden QW-Strukturen eine annähernd verschwindende Abhängigkeit der effektiven Masse  $m^*$  von  $B$ -Feldern, während dieses Verhalten in der MDSI-Struktur besonders stark ausgeprägt ist. Ähnlich verhält es sich mit  $\tau_q$  bzw.  $\tau_t/\tau_q$ , welche für die MDSI-Struktur eine starke Temperaturabhängigkeit aufweisen, für die QW-Strukturen hingegen als annähernd konstant betrachtet werden können. Es ist zu sehen, dass  $\tau_q$  für die MDSI-Struktur mit  $7.6 \text{ ps}$  einen nur leicht erhöhten Wert gegenüber der ssd-QW Struktur ( $\tau_{q,[1\bar{1}0]} = 6 \text{ ps}$ ) aufzeigt, sich aber deutlich von  $\tau_{q,[1\bar{1}0]} = 2.6 \text{ ps}$  der dsd-QW Struktur unterscheidet. Trotzdem zeigt die dsd-QW

Struktur die stärkste Ausprägung in den SdH-Oszillationen, während die Verläufe für MDSI- und ssd-QW Struktur eine deutlich schwächere, aber zueinander sehr ähnliche Ausprägungsstärke aufweisen. Die Interpretation dieser Probenparameter lässt keine allgemeine Aussage zu, welche Struktur die qualitativ beste ist. Vielmehr sind diese in Hinblick auf durchzuführende Experimente zu bewerten, für welche gerade durch die Komplexität des Valenzbandes in GaAs und die damit verbundenen Abhängigkeiten ein erweitertes Struktur-Design zwingend nötig ist.

Die effektive Masse kann durch geeignete Wahl der Ladungsträgerdichte und Kristallrichtung sowie Stärke und Geometrie des Einschlusspotentials auf Werte zwischen  $0.15 m_0$  [119] und  $0.9 m_0$  [85] gezielt eingestellt werden. Vor allem QW-Strukturen zeigen in Zyklotron-Resonanz (CR) Experimenten eine besonders starke Abhängigkeit von  $m^*$  und der Dichte  $p$  [44], [54] und [119]. MDSI-Strukturen weisen laut Ref. [119] kaum eine Abhängigkeit von  $m^*$  und  $p$  auf. Es ist jedoch zu beachten, dass die hierbei für verschiedene (001)-orientierte MDSI-Strukturen ermittelten Werte von  $m^* \sim 0.5 m_0$  im Dichtebereich  $p \sim 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  gewonnen wurden. Habib *et al.* [85] beobachten im Rahmen von Magnetotransportuntersuchungen Werte bis zu  $m^* = 0.9 m_0$  für eine MDSI-Strukturen mit  $p = 2.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Die von uns vorgestellte MDSI-Struktur zeigt entlang den (001)- und (110)-Kristallorientierungen gemeinsamen  $[1\bar{1}0]$ -Transportrichtung eine  $m^* = 0.72 m_0$  bei  $p = 1.25 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Dadurch wird gezeigt, dass MDSI-Strukturen entweder über einen vergrößerten Dichtebereich durchaus eine Abhängigkeit von  $m^*$  und  $p$  aufweisen, oder dass die aus CR- und Magnetotransportmessungen gewonnen Wert von  $m^*$  aufgrund der unterschiedlichen Anregungsarten der Löcher nicht gleichzusetzen sind. Es soll darauf hingewiesen werden, dass die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Werte von  $m^*$  kein anisotropes Verhalten erkennen lassen. Die für eine QW-Struktur errechnete Dispersionsrelation [35] in Abbildung 2.7c) lässt erkennen, dass die Schwerlochbänder entlang der  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Transportrichtung für kleine Werte von  $k_{\parallel}$  nicht notwendigerweise starke Unterschiede in der Krümmung aufweisen müssen. Da im Rahmen dieser Untersuchungen trotzdem starke Anisotropien in  $\mu$ ,  $\tau_t$  und  $\tau_q$  beobachtet werden konnten, drängt sich die Vermutung auf, dass der Transport von Löcher entlang Achsen unterschiedlicher Polaritäten stark durch nicht isotrop verteilte Streupotentiale beeinflusst ist. Die Tatsache, dass die QW-Strukturen, trotz Einfluss einer zweiten Grenzfläche eine geringere Beweglichkeitsanisotropie aufzeigen, lässt darauf schließen, dass es sich dabei nicht wie aus  $[311]\text{A}$ -orientierten Lochgasen um eine anisotropes Wachstum der Grenzflächen handelt. Vielmehr lassen die annähernd gleichen Werte für  $\tau_q$  von MDSI- (7.6 ps) und ssd-QW Struktur (6 ps bzw 4.6 ps) im Gegensatz zur dsd-QW Struktur (2.6 ps bzw. 1.7 ps) den Schluss vermuten, dass dieses Phänomen von der Akzeptoren-Dichte abhängig ist. Wie bereits in den Kapiteln 4.2 und 5.1 gezeigt, ist das Einbauverhalten von Kohlenstoff als Akzeptor durchaus als komplex anzusehen. Ein anisotropes Einbauverhalten entlang der  $[1\bar{1}0]$ - und  $[001]$ -Kristallachsen kann durchaus als mögliche ergänzende Ursache anisotro-

per Beweglichkeiten und Streuzeiten vermutet werden.

CR-Experimente dienen nicht nur dem Zweck der Bestimmung von  $m^*$  in 2DHGs, sondern geben Einblicke in die komplexe Struktur von Landaufächern. So wurde von Rachor *et al.* [44] an einer im Rahmen dieser Arbeit hergestellten (001-orientierten ssd-QW Struktur erstmalig gezeigt werden, dass bei kleinen  $B$ -Feldern neben der Hauptresonanz von  $m^*$  bis zu drei Nebenresonanzen beobachtet werden können. Numerische Berechnungen lassen die Zuordnung einer der Nebenresonanzen auf die WW von sich kreuzender LLs zu und legen diese Interpretation für weitere Resonanzen nahe. Bereiche sich kreuzender LLs konnten im Rahmen von Magnetotransportexperimenten auch von Fischer *et al.* [116] an Si-dotierten (110)-2DHGs, sowie von Desrat *et al.* [120] unter dem Einfluss verkippter  $B$ -Felder in InGaAs/InAlAs 2DEGs beobachtet werden. Ein Aufzeigen des Zusammenhangs von sich kreuzenden LLs und dem aperiodischen Verhalten von SdH-Oszillationen im inversen  $B$ -Feld gelang Knobbel *et al.* [110] in Arbeiten an magnetischen ZnCdMnSe-Halbleiterheterostrukturen. Aperiodische SdH-Oszillationen konnten wie in Kapitel 4.1 beschrieben hier erstmalig an hochbeweglichen 2DHG-Strukturen beobachtet werden, wobei verringerte Ladungsträgerdichten (MDSI und ssd-QW) den Effekt zu verstärken scheinen. Zusätzlich konnte gezeigt werden, dass ein kompressives Verhalten der Aperiodizität in QW-Strukturen ein tensiles Verhalten in MDSI-Strukturen gegenübersteht. Die Geometrie des Einschlusspotentials zeigt damit einen deutlichen Einfluss auf die Ausprägung des Effekts und muss im Bandstrukturdesign für maßgeschneiderte Proben zur Untersuchung von LL-Kreuzungs Effekten neben Dichte und Kristallorientierung berücksichtigt werden. Die Beweglichkeit der Löcher scheinen ebenso wenig wie das Verhältnis aus  $\tau_t/\tau_q$  oder die Stärke der Coulombwechselwirkung ( $r_s$ ) direkten Einfluss auf die Beobachtbarkeit des Phänomens zu haben, sofern diese Parameter in der Größenordnung hochbeweglicher 2DHGs liegen. Besondere Beachtung soll jedoch der sprunghaften Entwicklung der SdH-Amplituden bei  $T = 450$  mK in der ssd-QW Struktur geschenkt werden, die ein starker Hinweis auf Transport in der unmittelbaren Umgebung eines LL-Kreuzungspunktes ist.

Die Stärke auftretender Coulomb-WW zwischen Ladungsträgern ist jedoch für Experimente zum Metal-Isolator Übergangs (MIT) eine entscheidende Struktureigenschaft. 2DEGs mit hohen Ladungsträgerdichten zeigen in Abhängigkeit der Temperatur ein metallisches Verhalten ( $dR_{xx}/dT > 0$ ). Für große Werte ab  $r_s \sim 37$  wird nach [121] ein Übergang in eine Isolierende Phase ( $dR_{xx}/dT < 0$ ) für GaAs vorausgesagt. Für Systeme sehr geringer Unordnung kann der Phasenübergang bereits für  $r_s > 7.5$  beobachtbar werden [122]. Der dimensionslose Wechselwirkungsparameter  $r_s$  ist proportional zu  $r_s \propto m^*/\sqrt{p}$ , wodurch in 2DHGs aufgrund ihrer großen  $m^*$  leichter als in 2DEGs hohe Werte für  $r_s$  erzielt werden können. Die inverse Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte ( $1/\sqrt{p}$ ) bedingt, dass Strukturen zur Untersuchung des MIT besonders geringe Dichten ( $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) aufweisen. Daher wurden in den letzten zwei Dekaden viele Arbeiten zum MIT an verdünnt (311)A-orientierten

2DHGs durchgeführt, wobei Werte bis zu  $r_s = 80$  zugänglich waren [123], [124] und [125]. In Tabelle 6.2 ist zu sehen, dass selbst in Strukturen mit Dichten von  $p \sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  Werte von  $r_s = 16.8$  (MDSI) erzielt werden können. Aufgrund der starken Abhängigkeit der effektiven Masse von der Geometrie des Einschlusspotentials wird klar, dass QW-Strukturen kleinere  $r_s$  (hier  $r_s \sim 5.5$ ) aufweisen müssen. Die deutlich verstärkte Ausprägung der metallischen Phase in der MDSI-Struktur erklärt, warum im Gegensatz zu den QW-Strukturen die Beweglichkeit der Löcher mit sinkender Temperatur deutlich ansteigt. Ferner scheint die mit zunehmender Coulombwechselwirkung einhergehende zunehmende Ordnung in der Struktur maßgeblich die Kleinwinkelstreuung im System zu reduzieren, was an der Zunahme von  $\tau_q$  bzw. der Verringerung von  $\tau_t/\tau_q$  für abnehmende Temperaturen zu beobachten ist. Somit ist in Hinblick auf ein optimiertes Bandstruktur-Design von 2DHGs für MIT-Experimente neben einer Dichte-Reduktion auf den Bereich  $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2}$  der besondere Einfluss des Einschlusspotentials auf  $m^*$  zu berücksichtigen. Besondere Beachtung verdient in diesem Zusammenhang der Arbeit von Clarke *et al.* [126], die den Einfluss von Unordnung in 2DHG-Strukturen auf deren metallisches Verhalten untersucht. Bei den Proben wurden die Bandstruktur-Geometrien auf identische Werte von  $r_s$  maßgeschneidert.

Wie schon in den Kapiteln 4 und 5 gezeigt, haben Dichte und Einschlusspotential erheblichen Einfluss auf die Ausprägung der Rashba-induzierten Spin-Aufspaltung der Valenz-Subbänder in GaAs-basierten 2D-Systemen. Die daraus resultierenden beobachtbaren oder theoretisch vorhergesagten Effekte verbinden in Hinblick auf Bandstrukturdesign, dass eine Verstärkung der energetischen Separation der Subbänder die Beobachtung der im Blickfeld befindlicher Effekte stark vereinfacht. So wurde der Einfluss der Spin-Aufspaltung auf das metallische Verhalten von Lochgasen von Papadakis *et al.* [96] an dsd-QW Strukturen hoher Dichte untersucht. Ebenfalls für dsd-QW Strukturen mit  $p \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  wurde von Gvozdic *et al.* [127] das auftreten einer  $E$ -Feld induzierten *supereffizienten* Spin-Bahn Aufspaltung in (001)-orientierten 2DHGs vorhergesagt. Untersuchungen zum Auftreten eines negativen differentiellen Rashba-Effekts von Habib *et al.* [107] sowie Arbeiten zum Spin-Hall Effekt von Wunderlich *et al.* [128] greifen auf das dreiecksförmige Einschlusspotential von ssd-QW Strukturen zurück. Das Bandstruktur-Design für derartige Experimente unterliegt der Anforderung eine hinreichende Spin-Separation bei gleichzeitig hohen Beweglichkeiten und Quantenstreuzeiten für die Subbänder zu gewährleisten.

Anhand der genannten Beispiele wird ersichtlich, dass es nicht ausreichend ist alleinig die Beweglichkeit  $\mu$  zur Beurteilung der Qualität von 2DHGs heranzuziehen. Vielmehr muss auf die Bedürfnisse von weiterführenden Experimenten mit einem erweiterten Bandstrukturdesign reagiert werden. Da diese Arbeit ein besonderes Augenmerk auf die Ausbildung fraktionaler Zustände im QHE-Regime legt, wurde den dabei stark Einfluss nehmenden Parametern wie  $\tau_q$  und  $m^*$  vermehrt Aufmerk-

samkeit geschenkt. Es ist jedoch zu beachten, dass durch den Grad der Ordnung in einer 2D-Struktur das Verhalten von Ladungsträgern im QHE-Regime überaus stark beeinflusst wird. Dies wird sehr deutlich in der erst kürzlich veröffentlichten Arbeit von Umansky *et al.* [129], die mit Hilfe eines neuartigen Bandstrukturdesigns, das auf dem Prinzip der SPSL-Dotierung (short-period superlattice) basiert, die Unabhängigkeit der Ausprägung bei  $\nu = 5/2$ ,  $\nu = 7/3$  und  $\nu = 8/3$  Zustände von  $\mu$  und  $\tau_q$  für ultra-hochbewegliche 2DEGs zeigen konnten. SPSL-Dotierungen erlauben eine starke Überdotierung ohne parallele Kanäle auszubilden. Diese so in einer größeren Dichte in den Kristall eingebauten Donatoren erhöhen durch ihre verstärkte Wechselwirkung die Ordnung der durch die Dotier-Ionen erzeugten Coulomb-Potentiallandschaft. Diese Zunahme der Ordnung steht in direktem Zusammenhang mit der Ausprägung genannter fraktionaler QHE-Zustände. Dies ist ein weiteres Beispiel für die Notwendigkeit eines erweiterten Bandstruktur-Designs. Das SPSL-Dotier Verfahren wurde bisher an 2DHG-Strukturen noch nicht getestet. Es sind aber keine offensichtlichen Gründe ersichtlich, welche der prinzipiellen Übertragbarkeit auf Akzeptoren widersprechen.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit mit ihrem Fokus auf das GaAs/AlGaAs Halbleiter-Heterosystem versucht mit einem Brückenschlag die Lücke in der Literatur zwischen zahlloser Veröffentlichung zu den Eigenschaften hochbeweglicher 2D-Systeme in Halbleiterstrukturen und kaum explizit veröffentlichter Methoden zu deren Herstellung zu schließen. Wie Molekularstrahlepitaxie prinzipiell funktioniert, ebenso wie 2D-Elektronen- oder Loch-Gase mittels des MBE Verfahrens herzustellen sind, kann mit Hilfe von Lehrbüchern zum entsprechenden Thema leicht eruiert werden. Das spezielle Wissen bezüglich des Wachstums hochbeweglicher 2DEGs mit Elektronenbeweglichkeiten von mehr als  $10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  ist weltweit jedoch nur einer Hand voll Arbeitsgruppen vorbehalten. Das Wissen um die Methoden zur Herstellung hochbeweglicher 2DHGs beschränkt sich auf einen noch engeren Kreis. Alle bisher veröffentlichten Tieftemperatur-Beweglichkeits-Rekorde in 2DEG-Strukturen wurden im GaAs/AlGaAs Halbleitersystem bei Transport in der (001)-orientierten Kristall-Ebene beobachtet. Für 2DHGs war dies bis heute nicht der Fall.

Seit der ersten erfolgreichen Herstellung eines 2DHGs im GaAs/AlGaAs-Heterosystem durch Störmer und Tsang im Jahre 1980 wurde bis heute überwiegend Beryllium zur p-Dotierung hochbeweglicher Lochgase in der (001)- und (110)-Wachstumsebene eingesetzt. Die Steigerung der Qualität derart dotierter Proben verlief über die Jahre aufgrund des sehr diffusiven und segregierenden Verhaltens von Beryllium in GaAs nur mäßig. Die das Wachstum von 2DHGs bestimmende Innovation der 90er Jahre war es, Silizium als Akzeptor in (311)A-orientierten Heterostrukturen einzusetzen. Dies führte zwar zu einer deutlichen Zunahme der Beweglichkeiten in 2DHGs, war jedoch explizit auf diese eine, exotische Kristallrichtung beschränkt, welche ein grosses Maß an wachstumsbedingten Anisotropie-Effekten aufweist. Kohlenstoff wurde seit langem als geeignetes Akzeptor-Element in GaAs/AlGaAs Strukturen eingesetzt, und ist bekannt für die hohen erzielbaren Dotierkonzentrationen. Zur Bereitstellung von Kohlenstoff sind jedoch so genannte Trägergase wie  $\text{CBr}_4$  erforderlich, welche in der MBE thermisch gecrackt werden müssen, um atomaren Kohlenstoff für den

Einbau in den Kristall zur Verfügung stellen zu können. Aufgrund der damit verbundenen Verunreinigung ist dieses Verfahren nicht geeignet hochbeweglichen 2D-Systemen in MBE-Anlagen herzustellen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich erstmalig in diesem Umfang mit der Implementierung einer geeigneten Kohlenstoffquelle in eine hochbeweglichkeits-MBE Anlage und zeigt Methoden zum erfolgreich Wachstum hochbeweglicher 2DHG-Strukturen in den (001)- und (110)-orientierten Kristallebenen. Mit Mobilitäts-Werten größer  $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  in beiden Transportebenen der hergestellten Strukturen konnten sämtliche bisher veröffentlichte Rekordwerte zur Leitung von Löchern um ein Vielfaches überboten werden.

Diese Arbeit gibt keine auf anderen MBE-Systeme einfach übertragbare Bauanleitung für das Wachstum hochbeweglicher 2DHGs, sondern zeigt systematisch die notwendigen Experimente auf, welche für eine erfolgreiche Optimierung von 2D-Lochgasen durchgeführt werden müssen, um derartige Qualitätssteigerungen zu erzielen. Dabei ist die Art der durchzuführenden Untersuchungen für die Optimierung von 2DHG- und 2DEG-Strukturen prinzipiell nicht unterschiedlich. Die stark ausgeprägten Effekte der Spin-Bahn Wechselwirkung im Valenzband von GaAs/AlGaAs-Heterosystemen wurden jedoch als zusätzliche Möglichkeiten zur Analyse der Transporteigenschaften von Löchern in Hinblick auf die Qualität hochbeweglicher 2DHGs verwendet.

Für das Wachstum auf (001)-orientierten GaAs-Substraten konnte eine optimiertes Bandstruktur-Design mit einer QW-Breite von 15 nm und Spacer Dicke von 80 nm entwickelt werden, welche bei einer Temperatur von  $T = 30 \text{ mK}$  eine Beweglichkeit  $\mu = 1.2 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei einer Löcherdichte von  $p = 2.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  aufzeigt und bisher veröffentlichte Mobilitäten von Be-dotierten Lochgasen in dieser Kristallorientierung um den Faktor 3 überbietet. Ebenso gelang es in dieser Struktur die fraktionalen QHE-Zustände  $\nu = 2/3, 3/5, 4/7$  und  $5/9$ , sowie  $\nu = 4/3, 5/3, 5/2$  und  $7/2$  zu beobachten. Mit Hilfe der stark ausgeprägten SdH-Oszillationen schon bei kleinen  $B$ -Feldern konnte die Schwebung, verursacht durch die Überlagerung unterschiedlicher Dichten Spin-aufgespalteter Schwerlochbänder beobachtet werden. Deren Analyse bestätigt die hohe Symmetrie des Einschlosspotentials der beidseitig-dotierten QW-Struktur. Die Variation von Wachstumsparametern führte nicht nur zu einer Beweglichkeitssteigerung von einseitig-dotierten QW-Strukturen auf  $\mu = 1.1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $p = 1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $T = 1.2 \text{ K}$ , sondern gibt auch Einblicke in das Einbauverhalten von Kohlenstoff in die Kristallstruktur. Die Einbaueffizienz kann sowohl durch eine Anpassung des Arsenangebots als auch durch Adaption der Substrattemperatur während des Dotiervorgangs gesteigert werden. Beleuchtungs-Experimente geben weiterhin einen Hinweis auf den Einbau von Kohlenstoff als tiefe Störstelle.

Die Übertragung des Wachstum auf (110)-orientierte GaAs-Substrate erlaubt die Herstellung von 2DHGs mit  $\mu = 1.1 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  entlang der  $[1\bar{1}0]$ - und  $\mu = 0.5 \times 10^6$

$\text{cm}^2/\text{Vs}$  entlang der [001]-Transportachsen bei  $p = 1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  und  $T = 30 \text{ mK}$ . Dies stellt in Bezug auf bisherige Veröffentlichungen eine Steigerung der Mobilität um den Faktor 6.5 in der (110)-Ebene dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden weiterhin erstmalig (110)-orientierte 2DHGs mit einer maximalen Beweglichkeit von  $\mu = 0.6 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  bei  $p = 1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  auf den Spaltkanten ex-situ präparierter (001)- und (110)-Substrate (precleave) gewachsen. Der Vergleich identischer Substrat- und Precleave-Strukturen lässt kaum Unterschiede in der Ausprägung fraktionaler Zustände erkennen. Es können die fQHE-Zustände  $\nu = 5/3, 4/3, 2/3$  sowie  $\nu = 3/5, 1/2, 2/5$  und  $1/3$  bestätigt werden. Ferner zeigt sich durch Analyse der für kleine  $B$ -Felder beobachtbaren Schwebungen eine identische Aufspaltung der Schwerloch-Subbänder, was die Gleichförmigkeit der in diesem Fall asymmetrischen Einschlusspotentiale bestätigt.

Mittels Gate-Experimenten an optimierten (001)-orientierten QW-Strukturen konnte ein auftretendes Hysterese-Verhalten der Lochdichte in Bezug auf Gate-Spannungen beobachtet und detailliert beschrieben werden. Die Ursache für ein Auftreten des Effekts konnte auf den Einbau von Kohlenstoff als tiefe Störstelle eingegrenzt werden. Die Kontrollierbarkeit der Hysterese erlaubt Magnetotransportmessungen einer Probe bei unterschiedlichen Dichten mit der Gate-Elektrode auf Massenpotential und somit unter völliger Abwesenheit etwaiger Leckströme. Ferner zeigen vergleichende Messungen die Äquivalenz des Einflusses interner oder externer elektrischer Felder auf die Ausprägung des Rashba-Effekts. Mittels Gate-Experimente konnte außerdem der für die Limitierung der Beweglichkeit verantwortliche Streuprozess als *background impurity scattering* bestimmt werden, was einen Beweis für die Optimierung der Strukturparameter darstellt.

Temperaturabhängige Magnetotransportuntersuchungen an (110)-orientierten 2DHGs mit unterschiedlicher Geometrie des Einschlusspotentials erlauben erstmalig die transportrichtungsabhängige Bestimmung von effektiver Masse  $m^*$  und Quantenstreuzeit  $\tau_q$  in dieser Kristallorientierung. Abhängig vom Struktur-Design konnten isotrope Werte  $0.22m_0 < m^* < 0.72m_0$  und deren starke Abhängigkeit von der Lochdichte gemessen werden. Ferner konnten stark anisotrope Quantenstreuzeiten bis zu  $\tau_q = 7.6 \text{ ps}$  beobachtet werden, deren Vergleich mit Transportstreuzeiten  $\tau_t$  ( $\tau_{t,max} = 421 \text{ ps}$ ) die Feststellung der Dominanz langreichweitiger Kleinwinkel-Streuprozesse in mindestens zwei der gemessenen Strukturen erlaubt. Das abweichende Verhalten einer dritten 2DHG-Struktur wird auf die Lage der Fermienergie in der unmittelbaren Umgebung eines *Anti-Crossing*-Bereichs der Schwerlochsubbänder zurückgeführt. Diese These wird gestützt durch die Beobachtung einer sprunghaften Amplitudenentwicklung der SdH-Oszillationen bei  $T = 450 \text{ mK}$ . Ferner konnte ein aperiodisches Verhalten der Minima von SdH-Oszillationen im inversen  $B$ -Feld im Valenzband nichtmagnetischer Halbleiterstrukturen beobachtet werden und ursächlich auf das Auflösen sehr vieler *Crossing*-Bereichen im Bereich großer Füllfaktoren im komplexen Landaufächer von 2DHGs zurückgeführt werden. Im Weiteren wur-

de der dimensionslose Wechselwirkungsparameter  $r_s$  für die verschiedenen Strukturgeometrien berechnet und dessen Abhängigkeit von den Symmetrieeigenschaften der 2DHGs festgestellt. Es wurde gezeigt, dass mit Hilfe temperaturabhängiger Magnetotransportuntersuchungen eine Vielzahl von Probenparameter bestimmt werden können, welche für ein erweitertes Struktur-Design, das für die Herstellung maßgeschneiderter, auf die Anforderungen weiterführender Experimente zugeschnittener 2DHGs zwingend notwendig sind.

Die Optimierung von 2DHG-Strukturen ist durch die vorliegende Arbeit keinesfalls als abgeschlossen zu betrachten. Es ist sehr wahrscheinlich, dass durch Optimierung des Einbauverhaltens von Kohlenstoff in die Kristallstruktur und durch die Übertragung der von Umansky *et al.* [129] vorgestellten SPSL-(*short-period-superlattice*) Dotierung auf 2DHG-Strukturen eine weitere Beweglichkeitssteigerung von Löchern erzielt werden kann. Ferner ist zu erwarten, dass die Ausprägung fraktionaler QHE-Zustände durch erhöhte Ordnung der Coulomb-Potentiallandschaft in 2DHGs weiter zunimmt. Die aus temperaturabhängigen Magnetotransportuntersuchungen gewonnen Einblicke in 2DHG-Eigenschaften können für ein erweitertes Bandstruktur-Design eingesetzt werden. Dieses erlaubt die Herstellung maßgeschneiderter Proben z.B. für Experimente zum Metall-Isolator Übergang [125] mit großem  $r_s$ , für Spintronik-Applikationen [127] mit stark ausgeprägtem Rashba Spin-Splitting bei gleichzeitiger Gewährleistung hinreichend hoher Ladungsträgermobilitäten, oder die Herstellung geeigneter 2DHGs zur Bestätigung des Spin-Hall Effekts [128], sowie für die zur Beobachtung der Wechselwirkung sich kreuzender, ausgedehnter Zustände unterschiedlicher Landauniveaus notwendigen Strukturen in Zyklotron-Resonanzexperimente [44]. Ferner kann die Ergänzung des erweiterten Bandstruktur-Designs durch numerischen Simulationen zu einem vertiefenden Verständnis der komplexen Abhängigkeiten von Struktureigenschaften im Valenzband von 2D-Systemen in GaAs/AlGaAs Heterostrukturen beitragen.

# Literaturverzeichnis

- [1] Konrad Wagner: Transportuntersuchungen von Quanteninterferenzeffekten in ferromagnetischen (Ga,Mn)As Nanostrukturen, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [2] Jr. J. R. Arthur: Interaction of Ga and As<sub>2</sub> Molecular Beams with GaAs Surfaces, Journal of Applied Physics **39**(8), 4032–4034 (1968).
- [3] A. Y. Cho: Morphology of Epitaxial Growth of GaAs by a Molecular Beam Method: The Observation of Surface Structures, Journal of Applied Physics **41**(7), 2780–2786 (1970).
- [4] D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard: Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit, Phys. Rev. Lett. **48**(22), 1559–1562 May 1982.
- [5] Loren Pfeiffer, K. W. West: The role of MBE in recent quantum Hall effect physics discoveries, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **20**(1-2), 57 – 64 (2003), Proceedings of the International Symposium 'Quantum Hall Effect: Past, Present and Future.
- [6] J. H. English, A. C. Gossard, H. L. Störmer, K. W. Baldwin: GaAs structures with electron mobility of  $5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , Applied Physics Letters **50**(25), 1826–1828 (1987).
- [7] Ramesh G. Mani, Jurgen H. Smet, Klaus von Klitzing, Venkatesh Narayana-murti, William B. Johnson, Vladimir Umansky: Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures, Nature **420**, 646–650 December 2002.
- [8] J. P. Eisenstein, H. L. Stormer: The Fractional Quantum Hall Effect, Science **248**(4962), 1510–1516 (1990).
- [9] M. P. Lilly, K. B. Cooper, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West: Evidence for an Anisotropic State of Two-Dimensional Electrons in High Landau Levels, Phys. Rev. Lett. **82**(2), 394–397 Jan 1999.

- [10] W. Pan, J.-S. Xia, V. Shvarts, D. E. Adams, H. L. Stormer, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West: Exact Quantization of the Even-Denominator Fractional Quantum Hall State at  $\nu = 5/2$  Landau Level Filling Factor, *Phys. Rev. Lett.* **83**(17), 3530–3533 Oct 1999.
- [11] H. L. Störmer, W.-T. Tsang: Two-dimensional hole gas at a semiconductor heterojunction interface, *Applied Physics Letters* **36**(8), 685–687 (1980).
- [12] M. Henini, P. J. Rodgers, P. A. Crump, B. L. Gallagher, R. K. Hayden, L. Eaves: Growth and characterization of p-type GaAs/(AlGa) As heterostructures grown on high-index GaAs surfaces, *Thin Solid Films* **267**(1-2), 106 – 113 (1995), Workshop on molecular beam epitaxy-growth physics and technology.
- [13] H. C. Manoharan, M. Shayegan: Wigner crystal versus Hall insulator, *Phys. Rev. B* **50**(23), 17662–17665 Dec 1994.
- [14] M. Shayegan, H. C. Manoharan, S. J. Papadakis, E. P. De Poortere: Anisotropic transport of two-dimensional holes in high Landau levels, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **6**(1-4), 40 – 42 (2000).
- [15] E. Tutuc, M. Shayegan, D. A. Huse: Counterflow Measurements in Strongly Correlated GaAs Hole Bilayers: Evidence for Electron-Hole Pairing, *Phys. Rev. Lett.* **93**(3), 036802 Jul 2004.
- [16] K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper: New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance, *Phys. Rev. Lett.* **45**(6), 494–497 Aug 1980.
- [17] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan: Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, *Journal of Applied Physics* **89**(11), 5815–5875 (2001).
- [18] H. L. Stormer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Inst. Conf. Ser.* **43**, 557 (1978).
- [19] J. Bauer: Transporteigenschaften Zweidimensionaler Lochsysteme, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006, Diplomarbeit.
- [20] J. H. Davies: The Physics of Low- Dimensional Semiconductors: an introduction, Cambridge University Press, 1998.
- [21] W. Wegscheider, D. Weiss: Vorlesungsskript Halbleiterphysik, 2006.

- [22] J. Batey, S. L. Wright: Energy band alignment in GaAs:(Al,Ga)As heterostructures: The dependence on alloy composition, *Journal of Applied Physics* **59**(1), 200–209 (1986).
- [23] L. J. van der Pauw: A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape, *Philips Research Reports* **13**(1), 1–9 February 1958.
- [24] P. Silberhorn: Anleitung zum Fortgeschrittenen-Praktikum - der Quanten-Hall-Effekt, Universität Regensburg - Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Dezember 2000, Zulassungsarbeit.
- [25] C. Mitzkus: Transportuntersuchungen an dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronensystemen, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2005.
- [26] S. Datta: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, 1995.
- [27] U. Wurstbauer: Herstellung und Charakterisierung von Mangan dotierten III-V Halbleiterheterostrukturen, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2008.
- [28] R. Willett, J. P. Eisenstein, H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard, J. H. English: Observation of an even-denominator quantum number in the fractional quantum Hall effect, *Phys. Rev. Lett.* **59**(15), 1776–1779 Oct 1987.
- [29] J. P. Eisenstein, K. B. Cooper, L. N. Pfeiffer, K. W. West: Insulating and Fractional Quantum Hall States in the First Excited Landau Level, *Phys. Rev. Lett.* **88**(7), 076801 Jan 2002.
- [30] J. P. Eisenstein, M. P. Lilly, K. B. Cooper, L. N. Pfeiffer, K. W. West: New physics in high Landau levels, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **6**(1-4), 29 – 35 (2000).
- [31] K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, H. Morkoc: Low field mobility of 2-d electron gas in modulation doped AlGaAs/GaAs layers, *Journal of Applied Physics* **54**(11), 6432–6438 (1983).
- [32] V. Umansky, R. de Picciotto, M. Heiblum: Extremely high-mobility two dimensional electron gas: Evaluation of scattering mechanisms, *Applied Physics Letters* **71**(5), 683–685 (1997).
- [33] P. T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher: Low-field transport coefficients in GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As heterostructures, *Phys. Rev. B* **39**(2), 1120–1124 Jan 1989.

- [34] James R. Chelikowsky, Marvin L. Cohen: Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors, *Phys. Rev. B* **14**(2), 556–582 Jul 1976.
- [35] R. Winkler: Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems, Springer Verlag Berlin, 2003.
- [36] S. Adachi: GaAs and Related Materials: Bulk Semiconducting and Superlattice Properties, World Scientific Publishing Company, September 1994.
- [37] W. Pan, K. Lai, S. P. Bayrakci, N. P. Ong, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. West: Cyclotron resonance at microwave frequencies in two-dimensional hole system in AlGaAs/GaAs quantum wells, *Applied Physics Letters* **83**(17), 3519–3521 (2003).
- [38] G. Dresselhaus: Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures, *Phys. Rev.* **100**(2), 580–586 Oct 1955.
- [39] E. I. Rashba, *Fiz. Tverd. Tela* **2**, 1224 (1960), [Engl. Übersetzung: *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960)].
- [40] Yu A Bychkov, E I Rashba: Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers, *Journal of Physics C: Solid State Physics* **17**(33), 6039–6045 (1984).
- [41] S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl: Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells, *Phys. Rev. Lett.* **92**(25), 256601 Jun 2004.
- [42] John Schliemann, Daniel Loss: Spin-Hall transport of heavy holes in III-V semiconductor quantum wells, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **71**(8), 085308 (2005).
- [43] T. E. Raab: Selbstkonsistente Rechnungen und Experimente an nanostrukturierten Löchersystemen, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2008, Diplomarbeit.
- [44] K. Rachor, T. E. Raab, D. Heitmann, C. Gerl, W. Wegscheider: Cyclotron resonance of carbon-doped two-dimensional hole systems: from the magnetic quantum limit to low magnetic fields, *Phys. Rev. B* **79**, 125417 (2009).
- [45] M. O. Manasreh, D. W. Fischer, K. R. Evans, C. E. Stutz: Anomalous behavior of cyclotron resonance in GaAs/Al<sub>0.28</sub>Ga<sub>0.72</sub>As high-electron-mobility transistor structures, *Phys. Rev. B* **43**(12), 9772–9776 Apr 1991.



- [46] B. C. Cavenett, E. J. Pakulis: Optically detected cyclotron resonance in a GaAs/Ga<sub>0.67</sub>Al<sub>0.33</sub>As superlattice, *Phys. Rev. B* **32**(12), 8449–8451 Dec 1985.
- [47] D. C. Tsui, Th. Englert, A. Y. Cho, A. C. Gossard: Observation of Magnetophonon Resonances in a Two-Dimensional Electronic System, *Phys. Rev. Lett.* **44**(5), 341–344 Feb 1980.
- [48] C. Constantinescu, S. Nan: Faraday effect investigation on concentration and temperature dependence of effective electron mass in n-type GaAs, *Physica Status Solidi (a)* **18**(1), 277–282 (1973).
- [49] R A Stradling, R A Wood: The temperature dependence of the band-edge effective masses of InSb, InAs and GaAs as deduced from magnetophonon magnetoresistance measurements, *Journal of Physics C: Solid State Physics* **3**(5), L94–L99 (1970).
- [50] H. L. Stormer, Z. Schlesinger, A. Chang, D. C. Tsui, A. C. Gossard, W. Wiegmann: Energy Structure and Quantized Hall Effect of Two-Dimensional Holes, *Phys. Rev. Lett.* **51**(2), 126–129 Jul 1983.
- [51] Z. Schlesinger, S. J. Allen, Y. Yafet, A. C. Gossard, W. Wiegmann: Cyclotron resonance in the two-dimensional hole gas in (Ga,Al)As/GaAs heterostructures, *Phys. Rev. B* **32**(8), 5231–5236 Oct 1985.
- [52] B. E. Cole, J. M. Chamberlain, M. Henini, T. Cheng, W. Batty, A. Wittlin, J. A. A. J. Perenboom, A. Ardavan, A. Polisski, J. Singleton: Cyclotron resonance in ultra-low-hole-density narrow p-type GaAs/(Al,Ga)As quantum wells, *Phys. Rev. B* **55**(4), 2503–2511 Jan 1997.
- [53] M. J. Manfra, L. N. Pfeiffer, K. W. West, R. de Picciotto, K. W. Baldwin: High mobility two-dimensional hole system in GaAs/AlGaAs quantum wells grown on (100) GaAs substrates, *Applied Physics Letters* **86**(16), 162106 (2005).
- [54] M. N. Khannanov, I. V. Kukushkin, S. I. Gubarev, J. Smet, K. von Klitzing, W. Wegscheider, C. Gerl: Hole-Density Dependence of the Cyclotron Mass of 2D Holes in a GaAs(001) Quantum Well, *JETP Letters* **85**(5), 294–297 March 2007.
- [55] H. Zhu, K. Lai, D.C. Tsui, S.P. Bayrakci, N.P. Ong, M. Manfra, L. Pfeiffer, K. West: Density and well width dependences of the effective mass of two-dimensional holes in (100) GaAs quantum wells measured using cyclotron resonance at microwave frequencies, *Solid State Communications* **141**(9), 510 – 513 (2007).

- [56] A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, P. J. Stiles: Magneto-Oscillatory Conductance in Silicon Surfaces, *Phys. Rev. Lett.* **16**(20), 901–903 May 1966.
- [57] F. F. Fang, A. B. Fowler, A. Hartstein: Effective mass and collision time of (100) Si surface electrons, *Phys. Rev. B* **16**(10), 4446–4454 Nov 1977.
- [58] W. Hansen, T. P. Smith III, J. Piao, R. Beresford, W. I. Wang: Magnetoresistance measurements of doping symmetry and strain effects in GaSb-AlSb quantum wells, *Applied Physics Letters* **56**(1), 81–83 (1990).
- [59] S. Elhamri, R. S. Newrock, D. B. Mast, M. Ahoujja, W. C. Mitchel, J. M. Redwing, M. A. Tischler, J. S. Flynn:  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}/\text{GaN}$  heterostructures: Effective mass and scattering times, *Phys. Rev. B* **57**(3), 1374–1377 Jan 1998.
- [60] P.T. Coleridge, M. Hayne, P. Zawadzki, A.S. Sachrajda: Effective masses in high-mobility 2D electron gas structures, *Surface Science* **361-362**, 560 – 563 (1996), Proceedings of the Eleventh International Conference on the Electronic Properties of Two-Dimensional Systems.
- [61] K. G. Günther, *Zeitschrift für Naturforschung* **13A**, 1081 (1958).
- [62] D. L. Smith: *Thin-Film Deposition: Principles and Practice*, international edition Aufl., McGraw - Hill, New York, 1995.
- [63] M. Reinwald: Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischen (Ga,Mn)As auf der GaAs(001)- und (311)A-Oberfläche, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2005.
- [64] Loren Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, K. W. Baldwin: Electron mobilities exceeding  $10^7\text{cm}^2/\text{Vs}$  in modulation-doped GaAs, *Applied Physics Letters* **55**(18), 1888–1890 (1989).
- [65] F. A. Chambers, P. E. Chumbley, J. M. Meese, B. A. Vojak, G. W. Zajac, T. H. Fleisch: The influence of gallium ingot cleaning procedures on the carbon impurity level in molecular beam epitaxy GaAs, *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* **4**(3), 806–807 (1986).
- [66] Firma Veeco: *MBE Components 2005 Product Guide*, St. Paul, 2004.
- [67] G. Biasiol, L. Sorba: Molecular Beam Epitaxy: Principles and Applications, in R. Fornari, L. Sorba (Hrsg.): *Crystal growth of materials for energy production and energy-saving applications* page 66, Pisa: ETS Ed, 2001.
- [68] D 71263 Weil der Stadt DR. EBERL MBE-KOMPONENTEN GMBH.

- [69] Q. F. Huang, S. F. Yoon, K. H. Tan, Z. Z. Sun, R. Zhang, J. Jiang, L. H. Lee: Carbon doping in GaAs using carbon tetrabromide in solid source molecular beam epitaxy, *Journal of Crystal Growth* **252**(1-3), 37 – 43 (2003).
- [70] M. Pessa, K. Tappura, A. Ovtchinnikov: GaInAsP gas-source MBE technology, *Thin Solid Films* **267**(1-2), 99 – 105 (1995), Workshop on molecular beam epitaxy-growth physics and technology.
- [71] D. Reuter, A. D. Wieck, A. Fischer: A compact electron beam evaporator for carbon doping in solid source molecular beam epitaxy, *Review of Scientific Instruments* **70**(8), 3435–3438 (1999).
- [72] J. H. Neave, B. A. Joyce: Temperature range for growth of autoepitaxial GaAs films by MBE, *Journal of Crystal Growth* **43**(2), 204 – 208 (1978).
- [73] J. H. Neave, B. A. Joyce: Structure and stoichiometry of 100 GaAs surfaces during molecular beam epitaxy, *Journal of Crystal Growth* **44**(4), 387 – 397 (1978).
- [74] H. Morkoç, T. J. Drummond, R. Fischer: Interfacial properties of (Al,Ga)As/GaAs structures: Effect of substrate temperature during growth by molecular beam epitaxy, *Journal of Applied Physics* **53**(2), 1030–1033 (1982).
- [75] Loren Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, J. P. Eisenstein, K. W. Baldwin, D. Gershoni, J. Spector: Formation of a high quality two-dimensional electron gas on cleaved GaAs, *Applied Physics Letters* **56**(17), 1697–1699 (1990).
- [76] Zhou Junming, Huang Yi, Li Yongkang, Jia Wei Yi: Growth and properties of AlGaAs/GaAs heterostructures on GaAs (110) surface, *Journal of Crystal Growth* **81**(1-4), 221 – 223 (1987).
- [77] L. J. van der Pauw: A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape, *Philips Technical Review* **20**(8), 220–224 (1958/59).
- [78] R. Held, T. Vancura, T. Heinzel, K. Ensslin, M. Holland, W. Wegscheider: In-plane gates and nanostructures fabricated by direct oxidation of semiconductor heterostructures with an atomic force microscope, *Applied Physics Letters* **73**(2), 262–264 (1998).
- [79] F. Fischer, M. Grayson: Influence of voltmeter impedance on quantum Hall measurements, *Journal of Applied Physics* **98**(1), 013710 (2005).

- [80] M. Grayson, F. Fischer: Measuring carrier density in parallel conduction layers of quantum Hall systems, *Journal of Applied Physics* **98**(1), 013709 (2005).
- [81] J. Jo, Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan: Quantum Hall effect in a triple-layer electron system, *Phys. Rev. B* **46**(15), 9776–9779 Oct 1992.
- [82] L. Onsager, *Philos. Mag.* **43**, 1006 (1952).
- [83] B. Grbić, C. Ellenberger, T. Ihn, K. Ensslin, D. Reuter, A. D. Wieck: Magnetotransport in C-doped AlGaAs heterostructures, *Applied Physics Letters* **85**(12), 2277–2279 (2004).
- [84] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, R. Neumann, M. Bichler: (110) oriented quantum wells and modulation-doped heterostructures for cleaved edge overgrowth, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **2**(1-4), 131 – 136 (1998).
- [85] B. Habib, E. Tutuc, S. Melinte, M. Shayegan, D. Wasserman, S. A. Lyon, R. Winkler: Spin splitting in GaAs (100) two-dimensional holes, *Phys. Rev. B* **69**(11), 113311 Mar 2004.
- [86] E. F. Schubert: *Doping in III-V Semiconductors*, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1993.
- [87] J. J. Heremans, M. B. Santos, M. Shayegan: Observation of magnetic focusing in two-dimensional hole systems, *Applied Physics Letters* **61**(14), 1652–1654 (1992).
- [88] J. J. Heremans, M. B. Santos, K. Hirakawa, M. Shayegan: Mobility anisotropy of two-dimensional hole systems in (311)A GaAs/AlGaAs heterojunctions, *Journal of Applied Physics* **76**(3), 1980–1982 (1994).
- [89] L. Däweritz, R. Hey: Reconstruction and defect structure of vicinal GaAs(001) and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (001) surfaces during MBE growth, *Surface Science* **236**(1-2), 15 – 22 (1990).
- [90] T. Saku, Y. Hirayama, Y. Horikoshi: High electron mobility in AlGaAs/GaAs modulation-doped structures, *Japanese Journal of Applied Physics* **30**, 902–905 May 1991.
- [91] F. Fischer, D. Schuh, M. Bichler, G. Abstreiter, M. Grayson, K. Neumair: Modulating the growth conditions: Si as an acceptor in (110) GaAs for high mobility p-type heterostructures, *Applied Physics Letters* **86**(19), 192106 (2005).

- [92] Christian Köpf: Modellierung des Elektronentransports in Verbindungshalbleiterlegierungen, Doktorarbeit, Technische Universität Wien Fakultät für Elektrotechnik, 1997.
- [93] H. Stöcker: Taschenbuch der Physik, Verlag Harri Deutsch, 1998.
- [94] C. Gerl, S. Schmult, H.-P. Tranitz, C. Mitzkus, W. Wegscheider: Carbon-doped symmetric GaAs/AlGaAs quantum wells with hole mobilities beyond  $10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$ , *Applied Physics Letters* **86**(25), 252105 (2005).
- [95] J. P. Lu, J. B. Yau, S. P. Shukla, M. Shayegan, L. Wissinger, U. Rössler, R. Winkler: Tunable Spin-Splitting and Spin-Resolved Ballistic Transport in GaAs/AlGaAs Two-Dimensional Holes, *Phys. Rev. Lett.* **81**(6), 1282–1285 Aug 1998.
- [96] S. J. Papadakis, E. P. De Poortere, H. C. Manoharan, M. Shayegan, R. Winkler: The Effect of Spin Splitting on the Metallic Behavior of a Two-Dimensional System, *Science* **283**(5410), 2056–2058 (1999).
- [97] S. J. Papadakis, E. P. De Poortere, H. C. Manoharan, J. B. Yau, M. Shayegan, S. A. Lyon: Low-field magnetoresistance in GaAs two-dimensional holes, *Phys. Rev. B* **65**(24), 245312 Jun 2002.
- [98] R. Winkler, S. J. Papadakis, E. P. De Poortere, M. Shayegan: Anomalous Magneto-Oscillations in Two-Dimensional Systems, *Phys. Rev. Lett.* **84**(4), 713–716 Jan 2000.
- [99] M. Henini, P. A. Crump, P. J. Rodgers, B. L. Gallagher, A. J. Vickers, G. Hill: Molecular beam epitaxy growth and properties of GaAs/(AlGa)As p-type heterostructures on (100), (011), (111)B, (211)B, (311)B, and (311)A oriented GaAs, *Journal of Crystal Growth* **150**(1-4), 446 – 450 (1995).
- [100] M. Henini, P. J. Rodgers, P. A. Crump, B. L. Gallagher, G. Hill: The growth and physics of ultra-high-mobility two-dimensional hole gas on (311)A GaAs surface, *Journal of Crystal Growth* **150**(1-4), 451 – 454 (1995).
- [101] Y. Iye, E. E. Mendez, W. I. Wang, L. Esaki: Magnetotransport properties and subband structure of the two-dimensional hole gas in GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As heterostructures, *Phys. Rev. B* **33**(8), 5854–5857 Apr 1986.
- [102] E. H. C. Parker: *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, Plenum Press, New York, 1985.
- [103] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, H. Ohno: Spin Relaxation in GaAs(110) Quantum Wells, *Phys. Rev. Lett.* **83**(20), 4196–4199 Nov 1999.

- [104] R. de Picciotto, H. L. Stormer, A. Yacoby, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West: Transport in cleaved-edge overgrowth wires, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **9**(1), 17 – 21 (2001).
- [105] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, G. Abstreiter, M. Rother, M. Bichler: Atomically Precise GaAs/AlGaAs Quantum Dots Fabricated by Twofold Cleaved Edge Overgrowth, *Phys. Rev. Lett.* **79**(10), 1917–1920 Sep 1997.
- [106] S. Schmult, C. Gerl, U. Wurstbauer, C. Mitzkus, W. Wegscheider: Carbon-doped high-mobility two-dimensional hole gases on (110) faced GaAs, *Applied Physics Letters* **86**(20), 202105 (2005).
- [107] B. Habib, E. Tutuc, S. Melinte, M. Shayegan, D. Wasserman, S. A. Lyon, R. Winkler: Negative differential Rashba effect in two-dimensional hole systems, *Applied Physics Letters* **85**(15), 3151–3153 (2004).
- [108] Boris Grbić, Renaud Leturcq, Klaus Ensslin, Dirk Reuter, Andreas D. Wieck: Single-hole transistor in p-type GaAs/AlGaAs heterostructures, *Applied Physics Letters* **87**(23), 232108 (2005).
- [109] B. Grbić: Hole transport and spin- orbit coupling in p-type GaAs nanostructures, Doktorarbeit, ETH Zürich, Mai 2007.
- [110] R. Knobel, N. Samarth, J. G. E. Harris, D. D. Awschalom: Measurements of Landau-level crossings and extended states in magnetic two-dimensional electron gases, *Phys. Rev. B* **65**(23), 235327 Jun 2002.
- [111] W. Desrat, F. Giazotto, V. Pellegrini, F. Beltram, F. Capotondi, G. Biasiol, L. Sorba, D. K. Maude: Magnetotransport in high-  $g$  -factor low-density two-dimensional electron systems confined in  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$  quantum wells, *Phys. Rev. B* **69**(24), 245324 Jun 2004.
- [112] U. Zeitler, H. W. Schumacher, A. G. M. Jansen, R. J. Haug: Magnetoresistance Anisotropy in Si/SiGe in Tilted Magnetic Fields: Experimental Evidence for a Stripe-Phase Formation, *Phys. Rev. Lett.* **86**(5), 866–869 Jan 2001.
- [113] E. P. De Poortere, E. Tutuc, S. J. Papadakis, M. Shayegan: Resistance Spikes at Transitions Between Quantum Hall Ferromagnets, *Science* **290**(5496), 1546–1549 (2000).
- [114] U. Ekenberg, M. Altarelli: Subbands and Landau levels in the two-dimensional hole gas at the GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  interface, *Phys. Rev. B* **32**(6), 3712–3722 Sep 1985.

- [115] D. A. Broido, L. J. Sham: Effective masses of holes at GaAs-AlGaAs heterojunctions, *Phys. Rev. B* **31**(2), 888–892 Jan 1985.
- [116] F. Fischer, R. Winkler, D. Schuh, M. Bichler, M. Grayson: Transport evidence of the lowest Landau-level spin-index anticrossing in (110) GaAs two-dimensional holes, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **75**(7), 073303 (2007).
- [117] Z. Schlesinger, W. I. Wang: Two-dimensional hole-gas cyclotron line splitting in the extreme quantum regime, *Phys. Rev. B* **33**(12), 8867–8869 Jun 1986.
- [118] C. Guillemot, M. Baudet, M. Gauneau, A. Regreny, J. C. Portal: Temperature dependence of electron mobility in GaAs/Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As modulation-doped quantum wells, *Phys. Rev. B* **35**(6), 2799–2807 Feb 1987.
- [119] T. M. Lu, Z. F. Li, D. C. Tsui, M. J. Manfra, L. N. Pfeiffer, K. W. West: Cyclotron mass of two-dimensional holes in (100) oriented GaAs/AlGaAs heterostructures, *Applied Physics Letters* **92**(1), 012109 (2008).
- [120] W. Desrat, F. Giazotto, V. Pellegrini, M. Governale, F. Beltram, F. Capotondi, G. Biasiol, L. Sorba: Anticrossings of spin-split Landau levels in an InAs two-dimensional electron gas with spin-orbit coupling, *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **71**(15), 153314 (2005).
- [121] B. Tanatar, D. M. Ceperley: Ground state of the two-dimensional electron gas, *Phys. Rev. B* **39**(8), 5005–5016 Mar 1989.
- [122] S. T. Chui, B. Tanatar: Impurity Effect on the Two-Dimensional-Electron Fluid-Solid Transition in Zero Field, *Phys. Rev. Lett.* **74**(3), 458–461 Jan 1995.
- [123] R. Leturcq, D. L'Hôte, R. Tourbot, C. J. Mellor, M. Henini: Resistance Noise Scaling in a Dilute Two-Dimensional Hole System in GaAs, *Phys. Rev. Lett.* **90**(7), 076402 Feb 2003.
- [124] Jongsoo Yoon, C. C. Li, D. Shahar, D. C. Tsui, M. Shayegan: Wigner Crystallization and Metal-Insulator Transition of Two-Dimensional Holes in GaAs at  $B = 0$ , *Phys. Rev. Lett.* **82**(8), 1744–1747 Feb 1999.
- [125] H. Noh, M. P. Lilly, D. C. Tsui, J. A. Simmons, E. H. Hwang, S. Das Sarma, L. N. Pfeiffer, K. W. West: Interaction corrections to two-dimensional hole transport in the large- $r_s$  limit, *Phys. Rev. B* **68**(16), 165308 Oct 2003.

- [126] W. R. Clarke, C. E. Yasin, , A. R. Hamilton, A. P. Micolich, M. Y. Simmons, K. Muraki, Y. Hirayama, M. Pepper, D. A. Ritchie: Impact of long- and short-range disorder on the metallic behaviour of two-dimensional systems, *Nature Physics* **4**, 55 – 59 November 2008.
- [127] D. M. Gvozdic, U. Ekenberg: Superefficient electric-field&ndash;induced spin-orbit splitting in strained p-type quantum wells, *EPL (Europhysics Letters)* **73**(6), 927–933 (2006).
- [128] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth: Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System, *Phys. Rev. Lett.* **94**(4), 047204 Feb 2005.
- [129] V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nübler, M. Dolev: MBE growth of ultra-low disorder 2DEG with mobility exceeding  $35 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , *Journal of Crystal Growth* **311**, 1658 (2009).
- [130] M. J. Manfra, E. H. Hwang, S. Das Sarma, L. N. Pfeiffer, K. W. West, A. M. Sergent: Transport and Percolation in a Low-Density High-Mobility Two-Dimensional Hole System, *Physical Review Letters* **99**(23), 236402 (2007).
- [131] K. Ploog: Microscopical Structuring of Solids by Molecular Beam Epitaxy - Spatially Resolved Materials Synthesis, *Angewandte Chemie* **27**(5), 593 – 621 (1988).
- [132] T. Takamasu, Y. Oikawa, G. Kido, A. Endo, M. Kato, S. Katsumoto, Y. Iye: Nonlinear transport properties of samples with inner current contacts in quantum Hall regime, *Physica B: Condensed Matter* **256-258**, 78 – 81 (1998).
- [133] S. Zitzlsperger: Kommensurabilitätsexperimente mit GaAs (311)A- Lochgasen, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2000.



# Publikationsliste

## Referierte Zeitschriftenbeiträge

### 2009

- K. Rachor, T. E. Raab, D. Heitmann, C. Gerl, W. Wegscheider, Cyclotron resonance of carbon- doped two- dimensional hole systems: from the magnetic quantum limit to low magnetic fields, Phys. Rev. B **79**, 125417, 2009
- M. Kugler, T. Andlauer, T. Korn, A. Wagner, S. Fehringer, R. Schulz, M. Kubová, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, P. Vogl, C. Schüller: Gate control of low-temperature spin dynamics in two-dimensional hole systems, Phys. Rev. B **80**, 035325, 2009
- C. Marchiori, D. J. Webb, C. Rossel, M. Richter, M. Sousa, C. Gerl, R. Germann, C. Andersson, J. Fompeyrine: H plasma cleaning and a-Si passivation of GaAs for surface channel device applications, J. Appl. Phys **106**, 114112, 2009

### 2007

- S. D. Ganichev, J. Kiermaier, W. Weber, S. N. Danilov, D. Schuh, C. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, Subnanosecond ellipticity detector for laser radiation, Appl. Phys. Lett. **91**, 091101, 2007
- H. Diehl, V. A. Shalygin, V. V. Bel'kov, C. Hoffmann, S. N. Danilov, T. Herle, S. A. Tarasenko, D. Schuh, C. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S. D. Ganichev, Spin photocurrents in (110)-grown quantum well structures, New Journal of Physics **9**, 349, 2007
- M. N. Khannanov, I. V. Kukushkin, S. I. Gubarev, J. Smat, K. von Klitzing, W. Wegscheider, C. Gerl, Hole-Density Dependence of the Cyclotron Mass of 2D Holes in GaAs(001) Quantum Well, JEPT Lett. **85** 242, 2007

- T. Feil, K. Vyborny, L. Smrcka, C. Gerl, W. Wegscheider, Vanishing cyclotron gaps in a two-dimensional electron system with a strong short-period modulation, *Phys. Rev. B* **75**, 75303, 2007
- S. Giglberger, I. E. Golub, V. V. Bel'kov, S. N. Danilov, D. Schuh, C. Gerl, F. Roling, J. Stahl, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl, S. D. Ganichev, Rashba and Dresselhaus spin splittings in semiconductor quantum wells measured by spin photocurrents, *Phys. Rev. B* **75**, 035327, 2007
- C. Gerl, J. Bauer, W. Wegscheider, Growth and subband structure determination of high mobility hole gases on (001) and (110) GaAs, *J. Cryst. Growth*, **301-302**, 145-147, 2007

## 2006

- Sergey D. Ganichev, Vasily V. Bel'kov, Sergey A. Tarasenko, Sergey N. Danilov, Stephan Giglberger, Christoph Hoffmann, Eougenious L. Ivchenko, Dieter Weiss, Werner Wegscheider, Christian Gerl, Dieter Schuh, Joachim Stahl, Joan De Boeck, Gustaaf Borghs, Wilhelm Prettl, Zero-bias spin separation, *Nature Physics* **2**, 609, 2006
- V. A. Shalygin, H. Diehl, C. Hoffmann, S. N. Danilov, T. Herrle, S. A. Tarasenko, D. Schuh, C. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, and S. D. Ganichev, Spin photocurrents and circular photon drag effect in (110)-grown quantum well structures, *JETP Lett.* **84**, 666, 2006
- C. Gerl, S. Schmult, U. Wurstbauer, H. P. Tranitz, C. Mitzkus, W. Wegscheider, Carbon-doped high-mobility hole gases on (001) and (110) GaAs, *J. Vac. Sci. Tech.*, **24** (3), 1630, 2006
- J. Moser, M. Zenger, C. Gerl, D. Schuh, R. Meier, P. Chen, G. Bayreuther, W. Wegscheider, D. Weiss, C. H. Lai, R. T. Huang, M. Kosuth, H. Ebert, Bias dependent inversion of tunneling magnetoresistance in Fe/GaAs/Fe tunnel junctions, *Appl. Phys. Lett.* **89** (16), 162106, 2006
- T. Feil, C. Gerl, W. Wegscheider, Transport properties of a shunted surface superlattice in an external magnetic field, *Phys. Rev. B* **73**(12), 125301, 2006
- C. Gerl, S. Schmult, U. Wurstbauer, H. P. Tranitz, C. Mitzkus, W. Wegscheider, Carbon-doped high-mobility hole gases on (001) and (110) GaAs, *Physica E*, **32**, 258, 2006
- T. Feil, H. P. Tranitz, C. Gerl, W. Wegscheider, Transport in a shunted surface superlattice with a perpendicular magnetic field, *Physica E*, **32**, 301, 2006

## 2005

- C. Gerl, S. Schmult, H.-P. Tranitz, C. Mitzkus and W. Wegscheider, Carbon-doped symmetric GaAs/AlGaAs quantum wells with hole mobilities beyond  $10^6$  cm<sup>2</sup>/Vs, Appl. Phys. Lett. **86** (25), 252105, 2005
- S. Schmult, C. Gerl, U. Wurstbauer, C. Mitzkus and W. Wegscheider, Carbon-doped high-mobility two-dimensional hole gases on (110) faced GaAs, Appl. Phys. Lett. **86** (20), 202105, 2005

# Danksagung

Im Folgenden möchte ich all denjenigen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. Werner Wegscheider möchte ich besonders danken für die Stellung des spannenden Themas sowie der Rahmenbedingungen, welche es möglich machten mit viel Motivation und Freude bei der Arbeit zu sein. Ich möchte mich auch bedanken für das Vertrauen, dass ich am MBE-System Hand anlegen durfte und für die Unterstützung und Freiheit meinen Ideen folgen zu können.

Besonderer Dank gilt auch Dr. Stefan Schmult und Dr. Ursula Wurstbauer für viele gemeinsame Projekte, Diskussionen und Arbeitsstunden im Labor. Diese waren nicht nur äußerst produktiv, sondern haben auch sehr viel Spaß gemacht.

Mein Dank gilt auch Dr. Christian Mitzkus und Prof. Dr. Dieter Weiss für den einfachen Zugang und den Crashkurs am Mischkryostaten.

Meinem ehemaligen Diplomanten Johannes Bauer möchte ich danken für seine gewissenhafte Arbeit, die fruchtbaren Diskussionen und die gute Stimmung im Labor morgens um Sieben.

Zu danken habe ich allen Mitgliedern des Lehrstuhls Wegscheider für die Hilfsbereitschaft in kleinen und grossen Dingen, die freundliche Aufnahme und die Gespräche über die Physik und darüber hinaus. Besonders bedanken möchte ich hierbei bei Klaus Wagenhuber für die Büro-WG und Thomas Herrle für meinen ersten Rollcontainer.

Mein Dank gilt unseren Technikern Siegfried Heider für all die genialen Basteleien, die das Leben im Labor vereinfachten, Peter Müller für die Chemie mit einem Lächeln und Imke Gronwald für das schleusen von tausend Probenhaltern, oder waren es mehr?

Mein Dank geht auch an Annemarie Dinkel, Renate Creuzburg und Ulla Turba für die Unterstützung bei allen Verwaltungsangelegenheiten und den Jungs von der Tieftemperatur fürs flüssige Helium und für das stets gut gekühlt Notbier.

Das Graduiertenkolleg *“Nichtlinearität und Nichtgleichgewicht in kondensierter Materie”* sei für die Finanzielle Unterstützung dankend erwähnt. Allen Mitgliedern des Kollegs danke ich für die gute Atmosphäre und die vielen interessanten Diskussionen.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen lieben Korrekturlesern Ursula und Uli Wurstbauer sowie Lorenz Kampschulte für die aufgebrachte Geduld mit meiner etwas eigenwilligen Orthographie.

Danke möchte ich auch meiner Mutter und meiner ganzen Familie sagen für die fortwährende Unterstützung.

Meiner Frau Sonja gilt ein besonderer Dank für ihr Vertrauen. Sie ist mein stetiger Quell an Inspiration und Freude. Dank auch unserem lieben Sohn Phileas für die vier Tage über Termin.

Merci vielmals.