Korrelation der optischen und der Magnetotransporteigenschaften von AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

dem

Fachbereich Physik

der

Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

Lars Gottwaldt

aus Celle

Marburg/Lahn 2002

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg als Dissertation angenommen am 8.5.2002

Erstgutachter: Prof. Dr. E. O. Göbel

Zweitgutachter: Dr. habil. W. Stolz

Tag der mündlichen Prüfung: 22.5.2002

Inhaltsverzeichnis

1 EINLEITUNG 1

2 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN 5

2.1 III/V-Halbleiter 5

2.2 Materialsystem: Aluminiumgalliumarsenid 6

2.3 Lumineszenz 8

2.3.1 Photolumineszenz- und Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie 8

2.3.2 Unordnungseffekte 9

2.3.3 Burstein-Moss-Verschiebung 11

2.4 Magnetotransport 14

2.4.1 Ladungsquantisierung im Magnetfeld 15

2.4.2 Lokalisierungsmodell 16

2.4.3 Kantenstrommodell nach Büttiker 17

2.4.4 Erweitertes Kantenstrommodell 18

2.5 Streumechanismen 19

2.5.1 Streumechanismen allgemein 19

2.5.2 Streuzeiten 23

2.5.3 Grenzflächenrauhigkeits-Streuung 25

3 PROBEN 28

3.1 Epitaxie 29

3.2 Präparation von Quanten-Hall-Effekt Proben 31

4 EXPERIMENTELLE METHODEN 33

4.1 Lumineszenz-Spektroskopie 33

4.2 Magnetotransport 34

4.3 Strukturelle Untersuchung innerer Grenzflächen 35

5 GRUNDLEGENDE EXPERIMENTE 39

5.1 Lumineszenz 39

5.2 Magnetotransport 50

6 MEßERGEBNISSE 57

6.1 Abhängigkeit von der Wachstumsunterbrechung 57
6.1.1 Grenzflächenmorphologie 57
6.1.2 Lumineszenz-Messungen 62
6.1.3 Magnetotransport 69
6.1.4 Vergleich von Optik und Transport 74
6.2 Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur 75
6.2.1 Grenzflächenmorphologie 75
6.2.2 Lumineszenz-Messungen 81
6.2.3 Magnetotransport 84
6.2.4 Vergleich von Optik und Transport 88

7 QUANTEN-HALL-EFFEKT 89

8 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK 98

ANHANG A Tabellarische Zusammenstellung der Meßergebnisse 102

ANHANG B Berechnung der PL-Linienform 106

LITERATURVERZEICHNIS 111

DANKSAGUNG 119

1 Einleitung

Durch große Fortschritte auf dem Gebiet der Nanotechnologie ist in den letzten Jahren das Interesse an Halbleiterbauelementen stetig gestiegen. Das wohl bedeutendste Material ist der Elementarhalbleiter Silizium, der in elektronischen Bauelementen und Computern fast ausschließlich eingesetzt wird. Verbindungshalbleiter zeichnen sich im Gegensatz zu den Elementarhalbleitern insbesondere durch die Eigenschaft aus, elektrische Anregung in Licht umsetzen zu können. Der dadurch ermöglichten Integration von elektronischen und optischen Komponenten kommt in der Kommunikations- und Nachrichtentechnik eine immer größere Bedeutung zu.

Heutzutage findet man die Verbindungshalbleiter in zahlreichen technischen Anwendungen wie z.B. in Leuchtdioden (Displays, Beleuchtung), Halbleiterlasern (CD, DVD, optische Datenübertragung) und Heterobipolar-Transistoren (Mobiltelefone). Einen guten Überblick über die physikalische Entwicklung der Halbleiter und die damit verbundenen Anwendungen ermöglicht der Artikel von C. Weisbuch [Weis94].

Aufgrund der ständig wachsenden Nachfrage an leistungsfähigen und komplexen integrierten Schaltkreisen geht man zu immer kleineren Strukturen über, was sowohl die laterale Struktur als auch die Dicke der einzelnen Schichten betrifft. Neben der Möglichkeit, Strukturen auf kleinerem Raum unterzubringen, führen die geringen Schichtabmessungen zu neuen Quanteneffekten. Bei Schichtdicken im Bereich der de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen wird die Bewegung der Ladungsträger in einer Raumrichtung eingeschränkt, wodurch sich die elektronischen Eigenschaften der Halbleiterstruktur grundlegend ändern. Man spricht in diesem Fall von dimensionsreduzierten Systemen.

Als ein Beispiel für neuartige physikalische Effekte in den dimensionsreduzierten Systemen läßt sich der von K. v. Klitzing 1980 an einem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) entdeckte quantisierte Hall-Effekt nennen [Kli80]. Im Hall-Widerstand eines 2DEGs treten bei ausreichend tiefen Temperaturen und genügend hohen Magnetfeldern quantisierte Stufen auf [Coh95].

Mit der zunehmenden Miniaturisierung der Strukturen steigen die Anforderungen an die Herstellung und die laterale Strukturierung der Proben. Für die präzise Herstellung von Halbleiterheterostrukturen werden sogenannte Epitaxieverfahren eingesetzt. Die beiden wohl gebräuchlichsten Verfahren sind die Molekularstrahlepitaxie und die metallorganische Gasphasenepitaxie, wobei die Schichtstrukturen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, ausschließlich mit der Molekularstrahlepitaxie hergestellt werden. Durch die anhaltende Verbesserung der epitaktischen Verfahren und mit zunehmendem Verständnis der Wachstumsmecha

nismen wird die Herstellung immer reinerer Schichten mit immer höherer Schichtqualität möglich.

Die Untersuchung der Struktur von epitaktischen Schichten erfolgt im allgemeinen nur an den Oberflächen, wobei deren Morphologie mit Hilfe zahlreicher mikroskopischer Methoden (Rastertunnel-, Rasterkraft-, Transmissionselektronenmikroskop) mit atomarer Auflösung dargestellt werden kann. Die Oberflächen unterscheiden sich aber von den schwer zugänglichen inneren Grenzflächen. Die Größe und die Art der Rauhigkeit der inneren Grenzflächen bestimmen im wesentlichen die optischen, elektronischen und Transporteigenschaften der Halbleiterstrukturen. So findet man in den optischen Spektren bei tiefen Temperaturen mit zunehmender Rauhigkeit eine inhomogene Verbreiterung der exzitonischen Übergänge, und in den Transportexperimenten zeigt sich die Unordnung als zusätzlicher Streuprozeß z.B. in Form von Legierungs- und Grenzflächenrauhigkeits-Streuung, was im Extremfall zur vollständigen Lokalisierung der elektronischen Zustände führen kann.

Bisher gibt es keine systematischen Untersuchungen über die Korrelation und die quantitativen Zusammenhänge der optischen und der Transporteigenschaften. Dies bedeutet insbesondere, daß noch ungeklärt ist, ob die gleichen Aspekte der Unordnung die Optik und den Magnetotransport beeinflussen. Ziel dieser Arbeit ist es, durch Variation der Wachstumsparameter diese Korrelation systematisch und quantitativ zu studieren und dabei die Topographie der entscheidenden inneren Grenzflächen zu berücksichtigen.

Die hierfür benutzten Untersuchungsmethoden sind in der Optik die Photolumineszenz und die Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie und im Magnetotransport der Quanten-Hall-Effekt und die Shubnikov-de Haas-Messungen. Eine Kombination aus hochselektivem Ätzen und anschließender Rasterkraftmikroskopie wird zusätzlich für die strukturelle Untersuchung der inneren Grenzflächen eingesetzt. Diese neue Untersuchungsmethode erlaubt die Darstellung von inneren Grenzflächen über einen großen lateralen Bereich von einigen Mikrometern mit einer Höhenauflösung im Angstrom-Bereich [Ret98a], [Ret98b]. Sie wird in dieser Arbeit das erste Mal zur systematischen Untersuchung von Molekularstrahlepitaxie-Proben eingesetzt.

Für das Vorhaben werden Strukturen benötigt, an denen optische und Transportuntersuchungen gleichermaßen durchgeführt werden können. Während optische Experimente im Hinblick auf die strukturelle Charakterisierung im allgemeinen undotierte Schichten verlangen, erfordern Transportuntersuchungen eine hinreichende Dotierung. Es muß somit eine Struktur realisiert werden, bei der die Ladungsträgerdichte im betrachteten Quantenfilm gesteuert werden kann, um optische Messungen im exzitonischen Bereich und Magnetotransportmessungen an ein und derselben Probe durchführen zu können. Erreicht wird die Steuerung der Ladungsträgerkonzentration in einer modulationsdotierten Quantenfilmstruk

tur über eine metallische Gate-Elektrode. Durch die Wahl der sogenannten invertierten Dotierung wird die Möglichkeit der vollständigen Entleerung des oberflächennahen Quantenfilms verwirklicht.

Die Einflüsse der Grenzflächenkonfiguration als Funktion der unterschiedlichen Wachstumsparameter auf die physikalischen Eigenschaften des Quantenfilms werden untersucht. Bei den Parametern handelt es sich um die Wachstumstemperatur und um die Wachstumsunterbrechung nach den entscheidenden Schichten. Durch die Korrelation der optischen und der Transporteigenschaften soll ein besseres Verständnis der Wachstumsmechanismen und der Einflüsse der einzelnen Wachstumsparameter ermöglicht werden. Durch eine Verkürzung der Zeiten für die anfallenden Prozeßoptimierungen hätte diese Erkenntnis ebenfalls positive Auswirkungen auf die industrielle Herstellung der Halbleiterbauelemente.

Desweiteren erlauben die Strukturen das Studium zahlreicher physikalischer Effekte in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration. Aufgrund der gezielt einstellbaren Dichtewerte lassen sich gesicherte Aussagen z.B. für den Quantum Confined Stark Effekt in der Optik und für die richtungsabhängige Anisotropie der Beweglichkeit im Magnetotransport machen.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist das bessere Verständnis der Mechanismen beim Quanten-Hall-Effekt. Hier erlauben die zahlreichen Proben mit gleichem Schichtaufbau, die sich nur durch die Grenzflächenqualität und die beim Wachstum herrschende Reinheit der Epitaxieanlage unterscheiden, eine statistische Auswertung des Zusammenhangs von der Streuzeit und der Breite der Quanten-Hall-Plateaus. Es soll gezeigt werden, wie sich bei einer festen Ladungsträgerdichte und bei gegebenen Streuzeiten der Verlauf der Magnetotransportkurven vorhersagen läßt.

Die vorliegende Arbeit läßt sich wie folgt gliedern:

Das 2. Kapitel dient zunächst der Einführung in die Physik der Halbleiter. Es werden die Grundlagen der Lumineszenz und des Magnetotransports dargelegt und die zum Verständnis dieser Arbeit erforderlichen physikalische Effekte beschrieben.

Kapitel 3 legt die für die Variation der Ladungsträger notwendige Probenstruktur dar. Das eingesetzte epitaktische Herstellungsverfahren von Halbleiterstrukturen und die Probenpräparation, die sowohl für die Magnetotransportmessungen als auch zur Steuerung der Ladungsträgerdichte benötigt wird, werden erläutert.

In Kapitel 4 wird auf die experimentellen Aspekte der Arbeit eingegangen, wobei die Methode zur direkten Untersuchung der Morphologie der inneren Grenzflächen ausführlich dargestellt wird.

Die grundlegenden Meßergebnisse an der gewählten Probenstruktur sind Inhalt des Kapitels 5. In der Optik wird die charakteristische Lumineszenz und ihre Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte erklärt. Die hierfür verantwortlichen physikalische Effekte werden aufgedeckt und deren Größenordnung abgeschätzt.

Für den Magnetotransport wird anhand typischer Messungen die Bestimmung der Ladungsträgerdichte und der Elektronenbeweglichkeit vorgenommen. Die zur Beweglichkeit proportionale Streuzeit unterscheidet sich teilweise deutlich von der Relaxationszeit, die als weiteres Gütekriterium eingeführt wird.

Im 6. Kapitel werden die Ergebnisse der drei Meßverfahren bei systematisch veränderten Wachstumsparametern aufgezeigt und diskutiert. Anschließend findet die Korrelation der optischen und Transporteigenschaften statt. Die sich ergebenden Rückschlüsse für das Verständnis der Wachstumsmechanismen werden dargelegt und die Frage geklärt, ob eine Probenoptimierung für Optik und Magnetotransport andere Wachstumsbedingungen erfordert.

Das Kapitel 7 dient dem besseren Verständnis des Quanten-Hall-Effektes. Es wird gezeigt, wie sich die Transportstreuzeiten in den Breiten der Quanten-Hall-Plateaus niederschlagen.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein kurzer Ausblick schließt die Arbeit mit Kapitel 8 ab.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 III/V-Halbleiter

Die III/V-Halbleiter unterscheiden sich sowohl in ihren elektrischen als auch in ihren optischen Eigenschaften von den klassischen Elementarhalbleitern Silizium und Germanium. Die III/V-Halbleiter gehören zur Gruppe der Verbindungshalbleiter und sind aus zwei oder mehr Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems aufgebaut. Nach Anzahl der unterschiedlichen Elemente differenziert man zwischen binären, ternären und quaternären Verbindungshalbleitern.

Die meisten III/V-Halbleiter kristallisieren in der Zinkblendestruktur. Diese besteht aus zwei kubischflächenzentrierten Untergittern, die um ein Viertel der Raumdiagonale gegeneinander in der Hauptdiagonalen verschoben sind. Dabei wird das eine Untergitter von den Gruppe-III-Atomen und das andere Untergitter von den Gruppe-V-Atomen besetzt. Bei ternären und quaternären Systemen erfolgt eine statistische Verteilung auf den zugehörigen Gitterplätzen.

Aufgrund der Kopplung der Atome im Kristall mittels starker Atombindungen und der regelmäßigen Atomanordnung im Kristall bilden sich aus den diskreten Energieniveaus der Einzelatome quasikontinuierliche Energiebänder. Die elektronischen Eigenschaften eines Halbleiters werden in erster Linie von seiner Bandstruktur bestimmt. Es bilden sich ein mit Elektronen voll besetztes oberstes Band (Valenzband) und ein unterstes unbesetztes Band (Leitungsband) aus. Die Energiedifferenz zwischen diesen beiden Bändern wird als Bandlückenenergie E_g bezeichnet. Die realisierbaren Bandlücken der III/V-Halbleiter umfassen das sichtbare Spektrum und einen weiten Bereich im Infraroten. Mit dem Fortschritt auf dem Gebiet der nitridhaltigen Halbleiter ist in den letzten Jahren die Erweiterung für den ultravioletten Spektralbereich gelungen.

Bei fast allen III/V-Halbleitern handelt es sich um direkte Halbleiter. Beim direkten Halbleiter haben das Valenz- und das Leitungsband beim sogenannten Γ-Punkt den geringsten energetischen Abstand. Ein generiertes Elektron-Loch-Paar kann direkt unter Aussendung eines Photons rekombinieren. Im Gegensatz hierzu haben die Elementarhalbleiter eine indirekte Bandlücke, d.h. das Minimum des Leitungsbandes liegt nicht beim gleichen elektronischen Kristallimpuls wie das Maximum des Valenzbandes. Aufgrund der Impulserhaltung findet Rekombination nur unter Beteiligung eines Phonons statt, was die Wahrscheinlichkeit für optische Übergänge erheblich reduziert. Aufgrund dieser Eigenschaft bieten sich die direkten Halbleiter für optoelektronische Anwendungen an.

Bei dimensionsreduzierten Strukturen wird die Bewegung der Ladungsträger in einer oder mehreren Raumrichtungen eingeschränkt, was zusätzliche Quantisierungseffekte zur Folge hat. Im einfachsten Fall, der Einschränkung in einer Richtung, wird eine dünne Schicht eines Halbleiters mit kleiner Bandlücke in ein Material mit größerer Bandlücke eingebettet. Für Schichtdicken, die kleiner als die zugehörige de-Broglie-Wellenlänge sind, bewegen sich Ladungsträger in der dünneren Schicht in einem quasi zweidimensionalen System, d.h. die freie Bewegung der Ladungsträger senkrecht zur Schicht wird eingeschränkt. Bei der dünnen Schicht handelt es sich um einen sogenannten Quantenfilm. Durch die Quantisierung wird der niedrigste elektronische Zustand des Systems um die Quantisierungsenergie angehoben. Die Quantisierungsenergie steigt mit abnehmender Breite des Quantenfilms an und ist abhängig von den effektiven Massen der Elektronen und Löcher. Die Entartung von leichtem und schwerem Lochband wird aufgehoben und das leichte Lochband energisch abgesenkt.

Die optischen Eigenschaften von Halbleitern werden durch die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern beeinflußt. Zwischen einem angeregten Elektron im Leitungsband und dem zurückbleibenden Loch im Valenzband besteht eine anziehende Coulomb-Wechselwirkung, so daß ein zum Wasserstoffatom formal analoges System vorliegt [Iba90]. Die gebundenen Elektron-Loch-Paare bezeichnet man als Exzitonen. Exzitonen sind gegenüber dem Kontinuumsgrenzfall freier Ladungsträger energetisch begünstigt. Dementsprechend ist Absorption unterhalb der Bandkante möglich, und die Emission erfolgt bei kleineren Energien als für freie Ladungsträger erwartet. Der energetische Abstand entspricht der Bindungsenergie des Exzitons. Optisch aktiv sind nur Exzitonen mit verschwindendem Impuls und dementsprechend verschwindender kinetischer Energie, was zur Ausbildung diskreter Absorptionslinien führt[1].

Exzitonen besitzen in Volumenkristallen Bindungsenergien von wenigen meV und Exzitonen-Bohrradien von ca. 10 nm. In einem Quantenfilmsystem verstärken sich die exzitonischen Effekte, was sich in einer höheren Bindungsenergie[2] und einer Zunahme der Oszillatorstärke äußert. Die erhöhte Bindungsenergie bedingt eine Zunahme der thermischen Stabilität der Exzitonen, so daß diese teilweise bis zur Raumtemperatur beobachtet werden können.

2.2 Materialsystem: Aluminiumgalliumarsenid

Alle in dieser Arbeit untersuchten Proben bestehen aus Schichtenfolgen aus Galliumarsenid und Aluminiumgalliumarsenid. Unter den III/V-Halbleitern hat das Materialsystem $(Al_xGa_{1-x})As$ einen besonderen Stellenwert. Die Gitterkonstante ändert sich bei allen Zusammensetzungen nur unwesentlich, so daß die maximale

---

[1] Die Linien können im Experiment durch vorhandene Unordnung verbreitert werden.

[2] Der Wert ist theoretisch 4 mal und experimentell 2.5 mal so hoch [Sin95].

Differenz der Gitterkonstanten zwischen den beiden binären Verbindungen nur 0.12% beträgt. Es lassen sich beliebige (AlGa)As-Schichten nahezu ohne Verspannung und daraus gegebenenfalls resultierenden Versetzungen aufeinander aufwachsen. Die Bandlücke hingegen ändert sich von 1.519 eV für GaAs bis hin zu ca. 3.1 eV für AlAs (bei Heliumtemperatur [Bos88]), und es lassen sich aufgrund der eben beschriebenen Gitterfehlanpassung alle Zwischenwerte realisieren.

Bei $(Al_xGa_{1-x})As$ handelte es sich für einen Aluminiumgehalt von $x \leq 45\%$ um einen direkten Halbleiter. Die Bandkanten verschieben sich soweit, daß ein Übergang bei höheren Aluminiumgehalten zu einem indirekten Halbleiter stattfindet. Die Bandlücke von (AlGa)As bei einem Aluminiumgehalt von 45% beträgt 2.176 eV. Die sich ausbildende Banddiskontinuität bei einer GaAs-Schicht, die zwischen zwei (AlGa)As-Schichten eingebettet ist, ist vom Typ I, d.h. sowohl für Elektronen als auch für Löcher bildet sich der Quantentopf in der GaAs-Schicht. 60% der sich ergebenden Bandlückendifferenz entfällt als Diskontinuität auf die Leitungsbandkanten [Mil84a], [Mil84b]. Das Buch von Sado Adachi [Ada93] gibt einen ausführlichen Überblick über die physikalischen Eigenschaften von (AlGa)As.

Aufgrund der beschriebenen Eigenschaften und der Herstellbarkeit der Proben in exzellenter Qualität handelt es sich bei (AlGa)As um ein äußerst geeignetes Materialsystem für die Grundlagenforschung an dimensionsreduzierten Halbleitern. Experimentelle Untersuchungen mit den unterschiedlichsten Meßmethoden wurden bereits durchgeführt. Ferner besteht großes Interesse an diesem Materialsystem für technologische Anwendungen. Sowohl optoelektronische Bauelemente wie Laser, HEMTs (*high electron mobility transistor*) und Solarzellen [Str89], als auch Anwendungen in der integrierenden Optik werden mit (AlGa)As realisiert.

Beim Wachstum mit der metallorganischen Gasphasenepitaxie treten allerdings Probleme durch den Einbau von Kohlenstoff und Sauerstoff auf. Der Kohlenstoff fungiert als Akzeptor und sorgt für eine unvermeidbare p-Dotierung der (AlGa)As-Schichten, was zu einer Art Modulationsdotierung führt. Durch eine Erhöhung des V/III-Verhältnisses beim Wachstum kann dieser Effekt zwar minimiert, aber nicht vollständig ausgeschlossen werden. Der Sauerstoff sorgt für tiefe Störstellen im System, die aufgrund der hohen Affinität von Aluminium an Sauerstoff einen erheblichen Einfluß auf die Eigenschaften der Strukturen haben. Ähnliche Probleme treten beim MBE-Wachstum (Molekularstrahlepitaxie, Kapitel 3.1) nicht auf, was die Herstellung von modulationsdotierten Proben mit Beweglichkeiten von über 10 Millionen cm^2/Vs ermöglicht [Coo99], [Bur00].

2.3 Lumineszenz

Zur Charakterisierung von Halbleitern setzt man häufig die Photolumineszenz-Spektroskopie (PL) und die Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie (PLE: *Photoluminescence Excitation*) ein [Gow98].

2.3.1 Photolumineszenz- und Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie

Bei der Photolumineszenz-Spektroskopie wird die zu untersuchende Probe mit einem Laser optisch angeregt. Die Photonen, die aufgrund des kurzwelligen Laserlichtes eine größere Energie besitzen als die der Bandlücke der jeweiligen Materialien, werden von der Probe absorbiert. Innerhalb der Eindringtiefe des Lichtes generieren sie unter Impulserhaltung Elektron-Loch-Paare.

Die so entstandenen Überschußladungsträger diffundieren anschließend von der Oberfläche ins Materialinnere, um das Konzentrationsgefälle auszugleichen [Beb72]. Im Falle nichtresonanter Anregung besitzen die Ladungsträger zusätzliche kinetische Energie. Sie relaxieren durch verschiedene Streumechanismen und Wechselwirkungsprozesse in sehr kurzer Zeit (einige 10 Pikosekunden) bis in die Nähe der Bandkante und nehmen dabei eine thermische Verteilung an. Diesen Vorgang bezeichnet man als Thermalisierung.

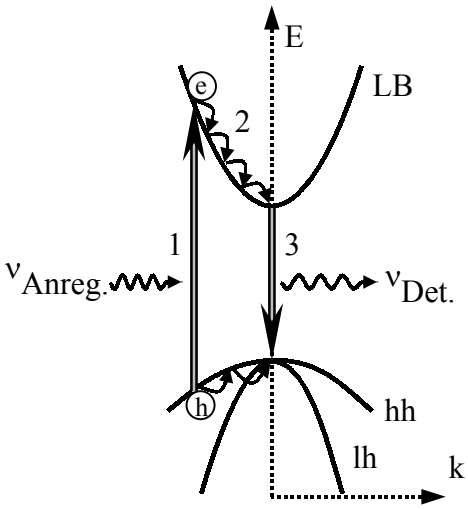

Abb. 2.1: Generations- (1), Relaxations- (2) und Rekombinationsprozesse (3) bei der Photolumineszenz-Spektroskopie

Anschließend rekombinieren die Ladungsträger. Das im Falle strahlender Rekombination emittierte Licht kann mit Hilfe eines Monochromators spektral zerlegt und dann detektiert werden. Die so ermittelten Wellenlängen entsprechen den Energien der optischen Übergänge.

Die strahlende Rekombination erfolgt nicht nur von Bandkante zu Bandkante, sondern auch durch Sprünge von bzw. zu diskreten Energieniveaus innerhalb der

verbotenen Zone (Störstellen, Kristalldefekte [Hac94], [Spi94]). Hieraus resultiert die Emission von Licht unterschiedlicher Wellenlänge. Die Zuordnung der einzelnen Übergänge erfolgt über die Emissionswellenlänge und die Halbwertsbreite des Signals (HWB[3]) sowie über die charakteristischen Änderungen des Spektrums bei Variation der eingestrahlten Intensität, der Probentemperatur und der Polarisation. Die Berechnung der PL-Linienform zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte wird im Anhang vorgenommen.

Bei PLE-Messungen wird bei einer festen Wellenlänge detektiert und statt dessen die Anregungswellenlänge durchgestimmt. Die Detektionswellenlänge ergibt sich aus der exzitonischen Lumineszenz, deren Intensität man somit in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge mißt. Dabei wird ausgenutzt, daß die strahlende Lebensdauer der Elektronen im Leitungsband, d.h. die Zeit von der Anregung bis zur strahlenden Rekombination, um einige Größenordnungen länger ist als die Zeit, die zur Thermalisierung benötigt wird. Vorausgesetzt, die Relaxationskanäle sind unabhängig von der Anregungsenergie, spiegelt die Intensität der Lumineszenz bei der Detektionsenergie den energetischen Verlauf der Absorption wieder, da die Anzahl der generierten Elektron-Loch-Paare diesem Verlauf folgt.

2.3.2 Unordnungseffekte

Die experimentell ermittelten exzitonischen Absorptions- und Emissionslinien besitzen aufgrund homogener und inhomogener Verbreiterung eine gewisse endliche Linienbreite, die häufig als Qualitätsmerkmal für die morphologische Güte der Schichten herangezogen wird. Da die systematische Untersuchung von Schichtqualitäten ein Ziel dieser Arbeit ist, wird in diesem Abschnitt etwas ausführlicher auf die Grundlagen der zu beobachtenden Verbreiterungen der Spektren eingegangen. Um eine einfache und anschauliche Darstellung zu gewährleisten, beschränke ich mich bei den Ausführungen auf den in dieser Arbeit vorliegenden Fall eines Quantenfilms. Dies ist ohne Probleme auf weitere dimensionsreduzierte Systeme übertragbar.

In einem Quantenfilmsystem werden die Energieniveaus näherungsweise mit dem Modell eines endlich hohen Potentialtopfes berechnet. Die Breite des Topfes entspricht der Dicke des Quantenfilms und beeinflußt direkt den Wert der Quantisierungsenergie. Eine ungeordnete Morphologie der Grenzflächen führt zu einer Schwankung der Topfbreite. Man erhält nicht mehr eine einzige Energie, sondern ein inhomogen verbreitertes Energiespektrum [Baa78]. Je stärker die Schwankung, desto breiter ist das Energiespektrum [Wei81]. Anstatt einer Verbreiterung der exzitonischen Linienbreite wird bei einigen Proben eine Aufspaltung der exzitonischen Spektren in diskrete Peaks beobachtet. Diese Aufspaltung wird auf eine Fluktuation der Schichtdicken um jeweils eine Monolage zurückgeführt. Sie

[3] oft auch abgekürzt mit FWHM: *full width at half maximum*

tritt auf, wenn der laterale Maßstab der Wachstumsflächen wesentlich größer als der Exzitonenradius ist. Die Monolagenaufspaltung läßt somit ebenfalls Rückschlüsse über die Rauhigkeit der Grenzflächen zu. Es handelt sich nicht mehr um eine Mikrorauhigkeit der Grenzflächen, sondern um makroskopisch ausgedehnte Inseln. Entscheidend für den Übergang zwischen diesen beiden Fällen ist die minimale Inselgröße, bei der ein Exziton lateral lokalisiert werden kann [Cas98]. Beide Situationen sind in der Abb. 2.2 einander gegenübergestellt.

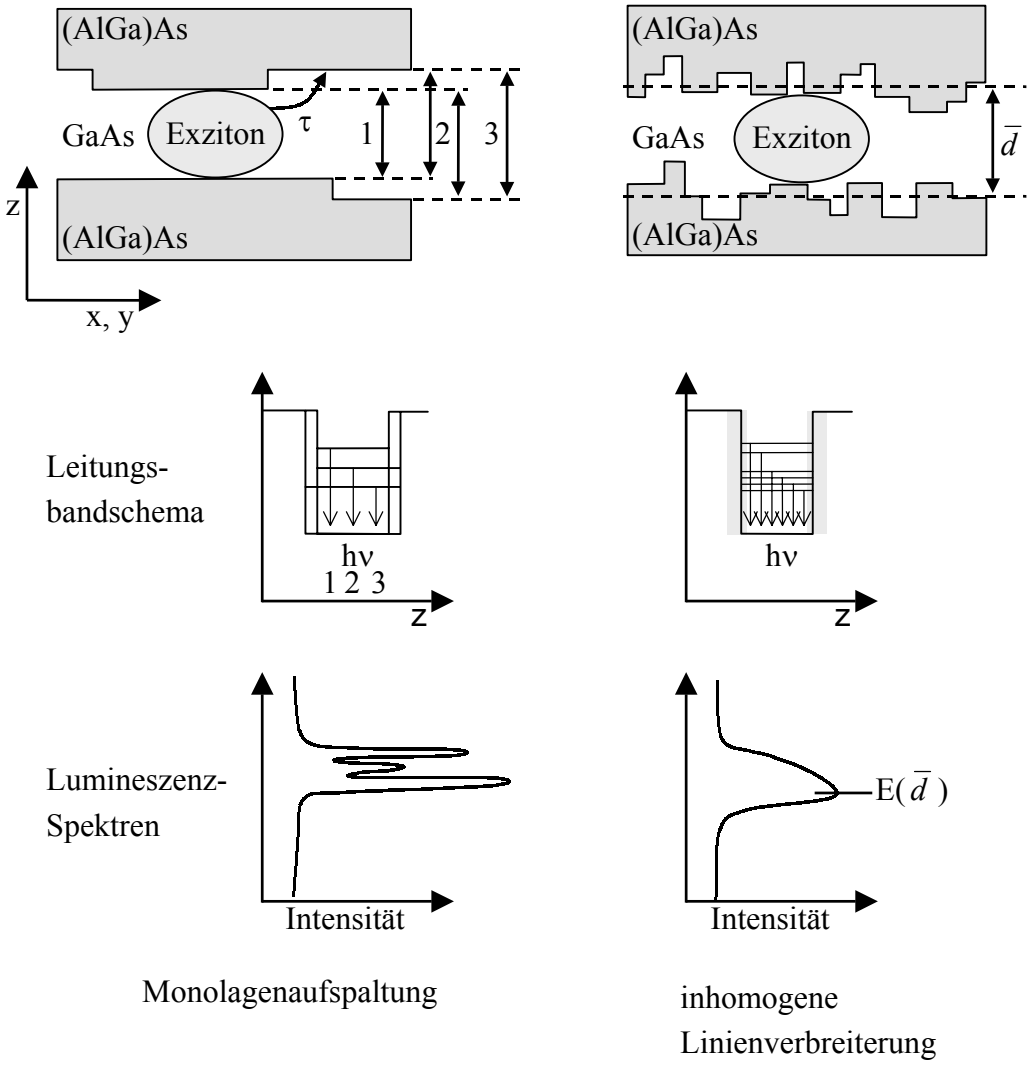

Abb. 2.2: Modellsystem zur Darstellung der Ursache und Wirkung von Unordnung in Halbleiterheterostrukturen [Göb90], [Pro97]

Eine weitere Art der Unordnung in ternären oder quaternären Halbleiterheterostrukturen stellt die Legierungsunordnung dar, die in ihrer Wirkung auf die Lumineszenzspektren nicht von der Grenzflächenrauhigkeit zu unterscheiden ist [Sin85]. Unter Legierungsunordnung versteht man statistische Schwankungen in der Zusammensetzung der Mischkristalle. Verknüpft hiermit ist eine Schwankung

der Bandlückenenergie, die ebenfalls zu einer inhomogenen Verbreiterung der Lumineszenzspektren führt.

Bei der Betrachtung der Linienbreiten ist zwischen Absorptions- (PLE) und Emissionsmessungen (PL) zu unterscheiden. Die Absorption findet im gesamten Bereich der durch die Unordnung entstandenen Potentiallandschaft statt und ist somit direkt mit der ungeordneten Morphologie der Grenzflächen verbunden. Bei genügend tiefer Temperatur kann es nach der Generation der Ladungsträger zu einer Lokalisierung der gebildeten Exzitonen in den lokalen Minima der Potentialverteilung kommen[4]. Die Rekombination findet hauptsächlich in den niederenergetischsten Zuständen statt und spiegelt nicht direkt die Zustandsdichte aufgrund der Rauhigkeit der Grenzflächen wieder [Ols93]. Für die Beurteilung der Grenzflächenqualität bzw. -morphologie ist daher die PLE-Linienbreite geeigneter als die Linienbreite der PL.

Der eben beschriebene Grund für das unterschiedliche Zustandekommen der Linienbreite in Absorption und Emission sorgt außerdem für eine Rotverschiebung[5] der Emission gegenüber der exzitonischen Absorption. Der Abstand der beiden Peakmaxima wird als Stokes-Verschiebung bezeichnet. Die Stokes-Verschiebung kann wie die PLE-Linienbreite zur Überprüfung der morphologischen Güte der Schichten herangezogen werden.

Ein theoretisches Modell von Yang und Wilkinson [Wil92], [Yan93] führt sowohl die Absorptions-Linienbreite als auch die Stokes-Verschiebung auf die Dichteverteilung der lokalen Minima in dem System zurück. Das Problem wird auf einen rein geometrischen Aspekt reduziert, wobei für die Unordnung eine Gauß-Verteilung angenommen wird. Sie finden einen proportionalen Zusammenhang zwischen der Stokes-Verschiebung und der Linienbreite der Absorption mit einem Proportionalitätsfaktor von 0.553. Zur Festigung des Modells bestätigen sie den theoretischen Verlauf mit zahlreichen Meßergebnissen unterschiedlicher Arbeitsgruppen.

2.3.3 Burstein-Moss-Verschiebung

Unter der Burstein-Moss-Verschiebung versteht man den energetischen Unterschied zwischen dem PL- und dem Absorptions- bzw. PLE-Signal aufgrund der Bandfüllung durch die bereits vorhandenen Ladungsträger. Bei der PL stehen wegen der schnellen Relaxation nur Löcher bei $k = 0$ im ersten schweren Lochband (hh) zur Rekombination zur Verfügung. Man detektiert dementsprechend den niederenergetischsten Übergang vom Leitungsbandminimum zum Valenzbandmaximum. Bei tiefen Temperaturen sind alle Zustände vom Leitungsband (LB) bis zur Fermienergie E_F bzw. dem entsprechenden Fermivektor k_F besetzt.

---

[4] Dies gilt für den Fall, daß die Relaxation uneingeschränkt möglich ist.

[5] Rotverschiebung: Verschiebung zu kleineren Energien

Die Absorption in das erste Elektronensubband, wie sie in der PLE beobachtet wird, kann daher erst für $k \geq k_F$ einsetzen und schiebt somit zu größeren Energien. Die so entstandene energetische Aufspaltung zwischen Absorption und Emission wird als Burstein-Moss-Verschiebung bezeichnet und hängt direkt mit der Ladungsträgerdichte zusammen. Dieser Sachverhalt ist schematisch in Abb. 2.3 dargestellt.

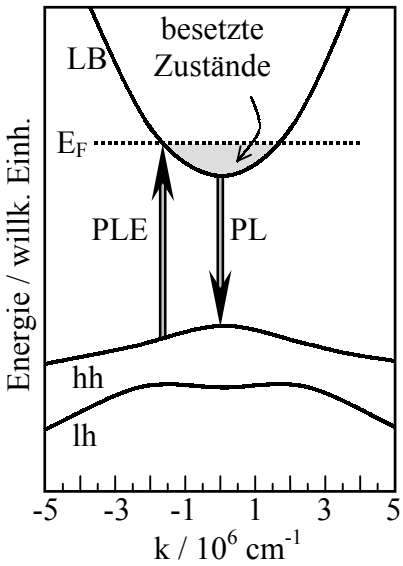

Abb. 2.3: Berechneter Energieverlauf der Subbänder für einen GaAs/(AlGa)As-Quantenfilm [Gol95]

Die Burstein-Moss-Verschiebung setzt sich zusammen aus einem Leitungs- (ΔE_L) und einem Valenzbandanteil (ΔE_V):

$$\Delta E = \Delta E_L + \Delta E_V \tag{2-1}$$

$$\Delta E_L = \frac{\pi \hbar^2}{m_{e,eff}} n_e = \frac{n_e(10^{10} cm^{-2})}{2.794} \text{ (für T = 0 K)} \tag{2-2}$$

Der Valenzbandanteil ergibt sich durch die notwendige k-Erhaltung aus der Dispersion des schweren Lochs. Die Berechnung wird mit der 4x4 k·p-Methode vorgenommen, und das Ergebnis ist qualitativ in Abb. 2.3 dargestellt. Die Formel 2-2 liefert für eine Auswahl von Ladungsträgerdichten die Energieverschiebung ΔE_L bei einer Ladungsträgertemperatur von 0 K. Der Vergleich zwischen diesen Näherungswerten und den temperaturabhängigen Berechnungen zeigt für Ladungsträgertemperaturen unterhalb von 20 K eine gute Übereinstimmung, was die Anwendung der Näherung rechtfertigt (Abb. 2.4).

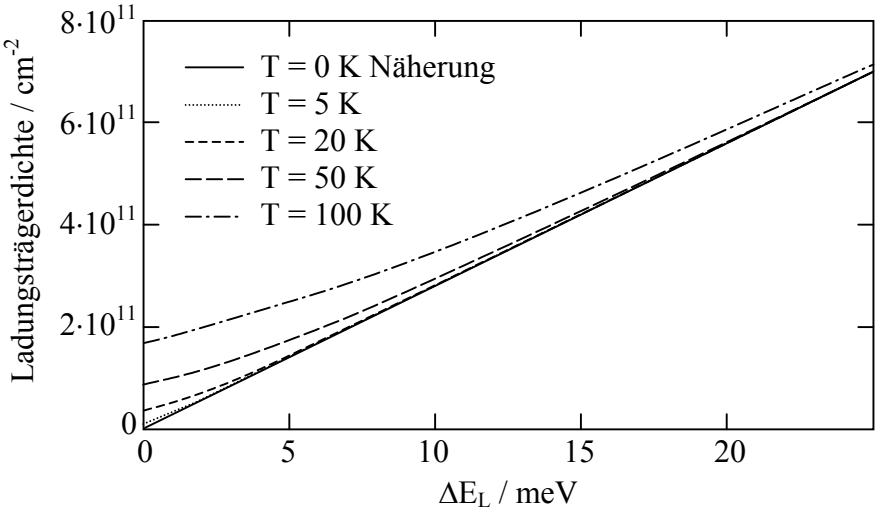

Abb. 2.4: Berechnete Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der Fermienergie

ΔE_V kann für die gleichen Ladungsträgerdichtewerte aus dem Energieverlauf des schweren Lochbandes bzw. der zugehörigen Rechnung entnommen werden. Mit Hilfe der Formel 2-1 erhält man eine Zuordnung der Energieaufspaltungen zu den Ladungsträgerdichten (Abb. 2.5).

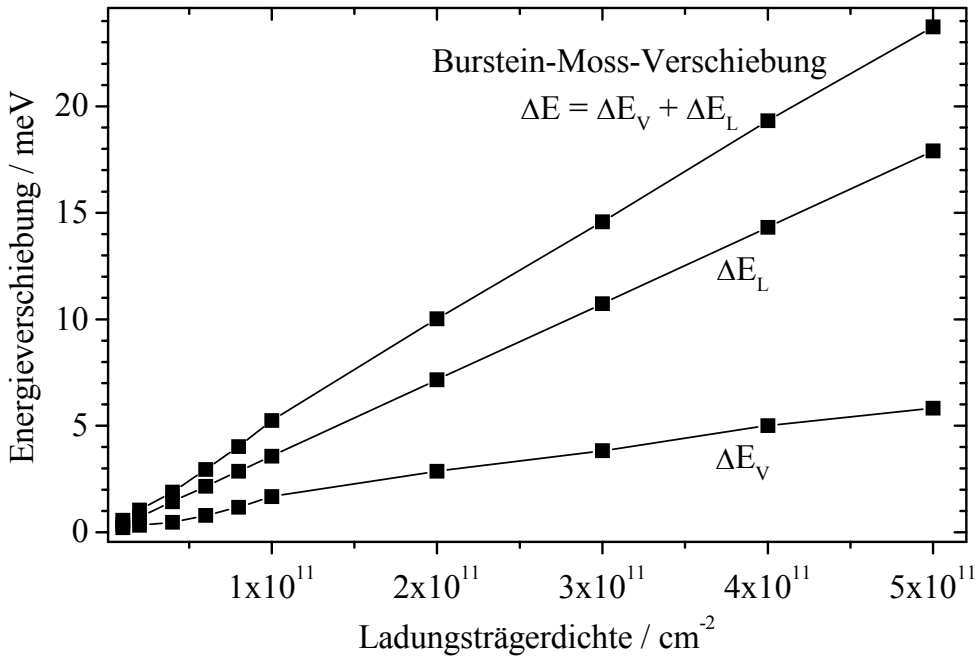

Abb. 2.5: Theoretische Abhängigkeit der Energieverschiebung von der Ladungsträgerdichte

Die sich ergebende Abhängigkeit läßt sich mit einer Funktion 2. Grades anpassen, so daß sich folgende Formel für die Ladungsträgerdichte ergibt:

$$n_e = 4.724 \cdot 10^8 + 1.928 \cdot 10^{10} \cdot \Delta E + 7.478 \cdot 10^7 \cdot \Delta E^2 \qquad (2\text{-}3)$$

2.4 Magnetotransport

Beim klassischen Hall-Effekt in dreidimensionalen Systemen fließt ein Strom I_x durch ein leitendes Plättchen und senkrecht hierzu herrscht ein Magnetfeld B_z. Die Hall-Spannung kann aus dem Gleichgewicht der Lorentzkraft und der Gegenkraft aus dem sich aufbauenden elektrischen Feld berechnet werden und ergibt sich zu:

$$U_{H,y} = \frac{1}{n_e \cdot e} \frac{I_x \cdot B_z}{d} \qquad (2\text{-}4)$$

Dabei ist n_e die Anzahl der Elektronen und d die Dicke der leitenden Schicht. Die Hall-Spannung steht senkrecht zum Strom und zum Magnetfeld.

In zweidimensionalen Elektronensystemen (2DEG) beobachtet man bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern eine Quantisierung des Hall-Widerstandes ρ_{xy}. Diese als Quanten-Hall-Effekt (QHE) bezeichnete Erscheinung ist im Jahre 1980 von K. v. Klitzing bei Magnetotransportmessungen an 2DEGs entdeckt worden [Kli80]. Der Hall-Widerstand bleibt in bestimmten Magnetfeldbereichen konstant mit quantisierten Werten von:

$$\rho_{xy} = \frac{1}{i} \frac{h}{e^2} = \frac{1}{i} R_K \qquad (2\text{-}5)$$

i ist eine natürliche Zahl und R_k die von Klitzing-Konstante, die den Wert $R_k = 25812.8461(16)\ \Omega$ besitzt [Coh95]. Die Unsicherheit der Reproduzierbarkeit beträgt einige 10^{-10} [Bra97]. Die Quantisierung des Hall-Widerstandes ist weitgehend unabhängig von den Probenparametern und der Temperatur. Die Einheit des elektrischen Widerstandes wird seit dem 1.1.1990 durch den QHE realisiert [Bra92].

Die meisten experimentellen Ergebnisse des Quanten-Hall-Effektes sind theoretisch abgesichert. Es gibt aber bisher keine Theorie, die alle auftretenden Phänomene vollständig zu beschreiben vermag. Deshalb wird im nächsten Abschnitt zunächst allgemein der Einfluß eines Magnetfeldes auf ein 2DEG beschrieben, bevor in den Kapiteln 2.4.2 bis 2.4.4 drei Modelle zur Erklärung des Quanten-Hall-Effektes vorgestellt werden. Für detaillierte Darstellungen des QHE sei auf folgende Bücher verwiesen: [Pra87], [Jan94], [Cha95].

Neben den Plateaus im Querwiderstand treten in den Magnetotransportmessungen Oszillationen im Längswiderstand auf, die sogenannten Shubnikov-de Haas-Oszillationen (SdH). Diese Oszillationen wurden erstmals von Shubnikov und de

Haas im Jahr 1930 im Magnetowiderstand von Metallen beobachtet [Shu30]. Bei 2DEGs verschwindet im Bereich der Quanten-Hall-Plateaus der Längswiderstand ($\rho_{xx} = 0$). Die Erklärung für diesen Effekt erfolgt analog zum QHE.

2.4.1 Ladungsquantisierung im Magnetfeld

Der Einfluß eines zum 2DEG senkrecht orientierten, stationären Magnetfeldes wird mit Hilfe des Hamiltonoperators und der zugehörigen Schrödingergleichung berechnet [Sch95]. Das sich ergebende Energiespektrum des ungestörten 2DEG im Magnetfeld setzt sich zusammen aus den Energieeigenwerten der elektrischen Subbänder E_i und den Oszillatoreigenwerten E_N der Bewegung parallel zur Grenzfläche. Es ergeben sich diskrete Energieeigenwerte, die zu den sogenannten Landauniveaus führen [Lad30]:

$$E_{i,N} = E_i + E_N = E_i + \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \tag{2-6}$$

Die im realen 2DEG immer vorhandenen Störpotentiale führen zur energetischen Verbreiterung der im idealen Fall diskreten Landauniveaus [And74].

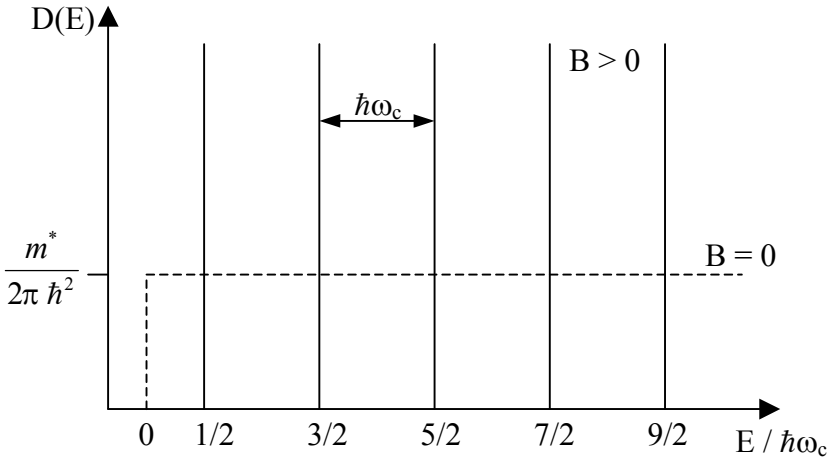

Abb. 2.6: Zustandsdichte eines elektrischen Subbandes eines idealen 2DEG mit und ohne Magnetfeld

Beim Einbeziehen des Spins der Elektronen spalten die ursprünglichen Landauniveaus aufgrund der Zeeman-Energie E_S in jeweils zwei Niveaus auf:

$$E_S = s \cdot g^* \cdot \mu_B \cdot B \tag{2-7}$$

Hierbei ist s die Spinquantenzahl der Elektronen ($s = \pm$ ½), μ_B das Bohrsche Magneton und g^* der effektive Landé-Faktor, der sich aus dem Landé-Faktor und der Austauschwechselwirkung im zweidimensionalen Elektronengas zusammensetzt. Auf die Austauschwechselwirkung wird ausführlicher im Kapitel 7 eingegangen.

2.4.2 Lokalisierungsmodell

Dieser Erklärungsansatz wurde bereits von K. von Klitzing in seiner Originalarbeit vorgeschlagen [Kli80]. Durch eine Änderung der Ladungsträgerkonzentration n_e oder des Magnetfeldes B wird der Füllfaktor ν_L variiert:

$$\nu_L = \frac{n_e h}{eB} \tag{2-8}$$

Ist eine ganze Zahl von Landauniveaus besetzt, d.h. ist $\nu_L = i$, so ergibt sich für den Hall-Widerstand:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{en_e} = \frac{1}{i}\frac{h}{e^2} \tag{2-9}$$

Für den Querwiderstand wurde mit der Boltzmanntheorie für das entartete 2DEG in Relaxationsnäherung ein klassischer Ansatz gewählt.

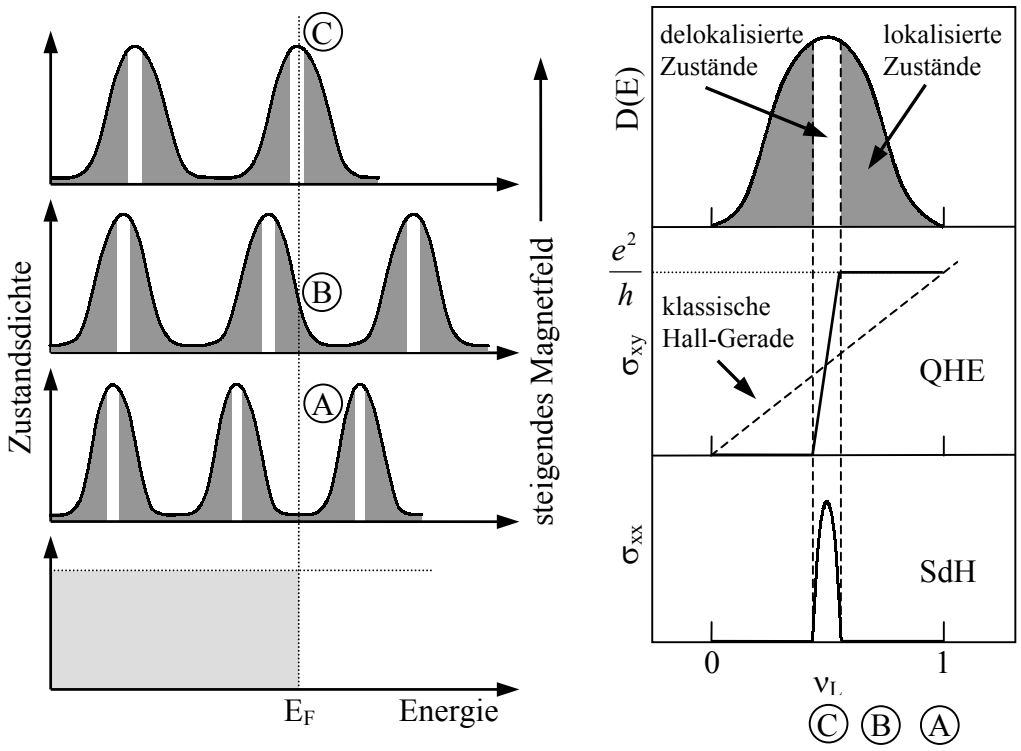

Abb. 2.7: Erklärung des Quanten-Hall-Effektes im Lokalisierungsmodell

Die Quantisierung ist nicht nur bei exakt ganzzahligen Füllfaktoren, sondern in einem endlichen Intervall des Füllfaktors zu beobachten. Die Erklärung für das Zustandekommen solcher Intervalle erfolgt bei diesem Modell mit lokalisierten Elektronenzuständen. Die Elektronenzustände sind in den Ausläufern der Landauniveaus lokalisiert und können nicht zum Stromtransport beitragen. Ausschließlich im Zentrum der Bänder befinden sich ausgedehnte stromtragende Zustände.

Im Regime der Quanten-Hall-Plateaus ($\nu_L \approx i$) liegt das chemische Potential im Bereich der lokalisierten Zustände, wodurch keine dissipativen Streuprozesse zwischen ausgedehnten Elektronenzuständen an der Fermikante möglich sind. In diesem Bereich ist der Längswiderstand Null und der Hallwiderstand konstant, was zu der Ausbildung der Quanten-Hall-Plateaus führt.

Eine Änderung der Grenzflächenstruktur in den zu untersuchenden Proben sollte sich auf die Anzahl der lokalisierten Zustände und auf die Breite der Landauniveaus auswirken. Daher wird in dieser Arbeit, um den Einfluß unterschiedlicher Wachstumsparameter zu veranschaulichen, dieses relativ einfache Modell herangezogen. Da in dem Modell einige Einschränkungen gemacht werden, möchte ich der vollständigkeitshalber noch auf zwei weiterführende Modelle zu sprechen kommen, die bei der von uns betrachteten Problematik allerdings keine weiteren Aufschlüsse liefern.

2.4.3 Kantenstrommodell nach Büttiker

Im Lokalisierungsmodell wird nicht berücksichtigt, daß reale Proben endliche Abmessungen besitzen. Aus diesem Grund wählte Büttiker zur Erklärung des QHE 1986 einen anderen Ausgangspunkt [Büt86]. Er kombinierte das quasieindimensionale "Kantenstrommodell" mit einem erweiterten Landauer-Formalismus zur Beschreibung phasenkohärenter Vierpunktleitwerte [Büt88]. Einen umfassenden Einblick in dieses Modell liefert der Übersichtsartikel von R. J. Haug [Hau93].

Der Strom im Quanten-Hall-Regime fließt hierbei ausschließlich in eindimensionalen Randkanälen. Die Elektronen werden durch Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zu einem 2DEG durch die Lorentzkraft auf eine Kreisbahn gezwungen (klassisches Bild). Sie reflektieren am Begrenzungspotential des Probenrandes und bewegen sich auf Zykloidenbahnen entlang des Probenrandes (Abb. 2.8, rechts: "skipping orbits").

Im Magnetfeldbereich der Quanten-Hall-Plateaus fließt der Strom ausschließlich in der Nähe des Probenrandes, da zum Stromtransport nur Elektronen beitragen, die sich in der Nähe des Ferminiveaus befinden. Es bilden sich eindimensionale Randkanäle, die eine quasi freie Bewegung der Elektronen in nur einer Richtung ermöglichen. Wegen des unterschiedlichen Vorzeichens in der Steigung der Landauniveaus bewegen sich die Elektronen an den gegenüberliegenden Probenrändern in entgegengesetzte Richtungen. Die Zustände im Inneren der Probe sind lokalisiert und können nicht zum Stromtransport beitragen.

Für die Berechnung der Quantisierung sei auf die Literatur [Lan70], [Lan75], [Büt87] verwiesen Das Kantenstrommodell liefert allerdings nur Aussagen für den Fall ganzzahliger Füllfaktoren. Im Bereich nichtganzzahliger Füllfaktoren kennt man die Magnetfeldabhängigkeit der Transmissions- und Rückstreukoeffizienten nicht, so daß für diesen Bereich das Modell keine Aussagen zuläßt.

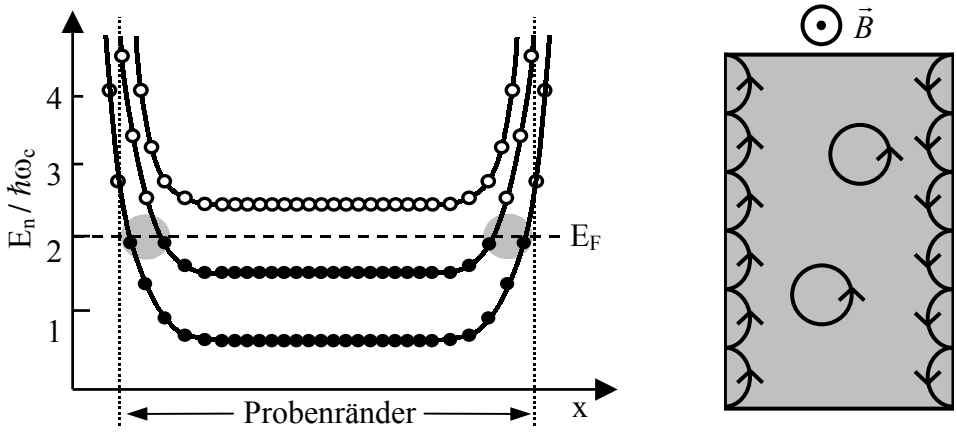

Abb. 2.8: Erhöhung der Energieeigenwerte der Landauniveaus am Probenrand (links), die gefüllten (offenen) Punkte symbolisieren besetzte (freie) Zustände. Rechts sind schematisch die Zykloidenbahnen der Elektronen entlang des Probenrandes dargestellt.

2.4.4 Erweitertes Kantenstrommodell

Bei dem Kantenstrommodell von Büttiker wird angenommen, daß zwischen den Elektronen keine Austauschwechselwirkung besteht. Es handelt sich somit um ein Ein-Elektronen-Modell mit einem verschwindenden Überlapp der Wellenfunktionen der elektronischen Zustände in den verschiedenen Randkanälen. Die Relaxationsrate zwischen den Randkanälen wird reduziert, so daß die elektronische Ausgleichslänge[6] die Probengröße übersteigt.

Das Mehr-Elektronen-Modell von Chklovski, Shklovski und Glazman beschreibt die realen Verhältnisse der Proben besser als das Ein-Elektronen-Modell, da es zusätzlich die Abschirmungseffekte der Elektronen untereinander berücksichtigt, um die Randkanäle zu beschreiben [Chk92].

Die Abschirmung ist in hohen Magnetfeldern abhängig vom Füllfaktor, und es kommt zur Ausbildung von kompressiblen und inkompressiblen Streifen. Die Abschirmung der Elektronen in den kompressiblen Streifen ist so groß, daß das elektrostatische Potential konstant bleibt. Es liegt eine gewisse Analogie zu dem Verhalten von Metallen vor. In den inkompressiblen Streifen hingegen wird das elektrische Feld nicht abgeschirmt (wie im Isolator).

---

[6] Die elektronische Ausgleichslänge stellt den Bereich dar, der den Übergang vom Rand zum inneren Hauptbereich (bulk) der Probe beschreibt.

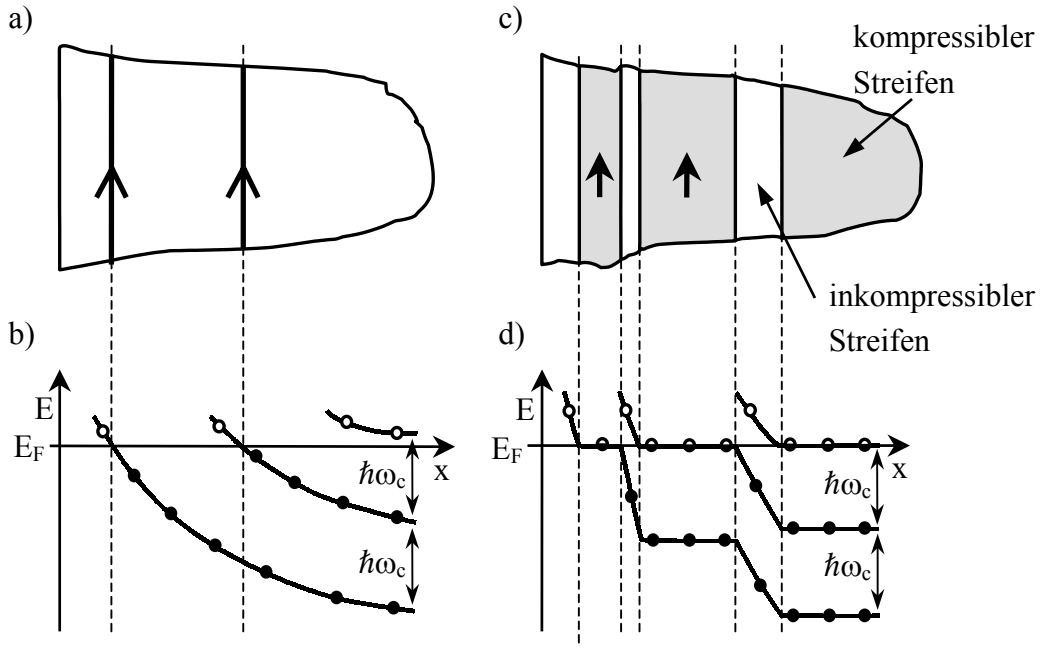

Abb. 2.9: a) Lage der Randkanäle im Ein-Elektronen-Modell
b) Verlauf der Landauniveaus im Ein-Elektronen-Modell
c) kompressible und inkompressible Streifen im Mehr-Elektronen-Modell
d) Verlauf der Landauniveaus im Mehr-Elektronen-Modell [Cha95]

2.5 Streumechanismen

Die Streuung von Ladungsträgern kann durch eine Vielzahl von Prozessen verursacht werden und hat maßgeblichen Einfluß auf deren Beweglichkeit (2.5.1). Aufgrund der Größe der charakteristischen Streuzeiten sind Rückschlüsse auf die Güte der Schichten möglich (2.5.2).

2.5.1 Streumechanismen allgemein

Die Streuprozesse in Halbleitern können extrinsischer oder intrinsischer Natur sein. Intrinsische Streuprozesse werden vor allem durch Phononenanregung verursacht, welche in Form von Kompressions- oder Scherwellen Abweichungen von der idealen Kristallstruktur bewirken (Gitterstreuung). Es lassen sich folgende intrinsische Streumechanismen unterscheiden:

- akustische Phononen: Eine Kompressionswelle erzeugt kleine, synchron zur Welle laufende Bandkantenänderungen (akustische Deformationspotential-Wechselwirkung), an der eine Bragg-Streuung der Ladungsträger auftritt. Als weitere Möglichkeit für akustische Phononen existiert die Streuung über das piezoelektronische Potential.

- optische Phononen: Für die Streuung mit optischen Phononen liegen ebenfalls zwei Mechanismen vor, wobei in polaren Halbleitern die polare Wechselwirkung (Fröhlich-Wechselwirkung) im Vergleich zur optischen Deformationspotential-Streuung überwiegt.
  Sowohl die optischen als auch die akustischen Phononen sind in longitudinale und transversale Phononen unterteilt, wobei die Deformationspotential-Streuung jeweils von den longitudinalen Phononen bestimmt wird.
- Legierungsstreuung: Die Legierungsstreuung tritt nur bei ternären und quaternären Halbleitermaterialien auf. Für eine vorgegebene stöchiometrische Zusammensetzung (z.B. (AlGa)As) existieren viele mikroskopische Realisierungsmöglichkeiten, da die Atome Al und Ga auf jedem zweiten Gitterplatz gleichberechtigt eingebaut werden können. Diese statistisch bedingte Unbestimmtheit hat eine als Streupotential wirkende Bandkantenfluktuation zur Folge.
  Bei binären Quantenfilmstrukturen bestimmt die Eindringtiefe der Elektron- und Lochwellenfunktionen in die ternäre oder quaternäre Barriere die Effizienz der Streuung. Die Eindringtiefe hängt von der Potentialtopfbreite und der Barrierenhöhe ab. Mit abnehmender Potentialtopfbreite dringt ein immer größerer Anteil der Wellenfunktion in die Barriere ein, so daß der Einfluß der Barrieren-Legierungsstreuung wächst. Mit zunehmender Barrierenhöhe dringen die Wellenfunktionen nicht mehr so tief in die Barriere ein und die Streurate nimmt ab.
- Vielteilchen-Wechselwirkungen, wie sie die Streuung der Ladungsträger untereinander darstellt.

Die extrinsischen Streuprozesse hingegen sind durch gezielt oder ungewollt eingebaute Defekte bedingt (Defektstreuung). Unter extrinsischen Streuprozessen versteht man:

- Störstellenstreuung: In dreidimensionalen Materialien läßt sich diese Streuung nicht vermeiden, wenn Donatoren und Akzeptoren zur Einstellung einer bestimmten Ladungsträgerkonzentration bewußt eingebracht werden. Die Ladungsträger werden hierbei an dem langreichweitigen Coulomb-Potential gestreut. Zur Reduzierung dieser Streuung bietet sich bei Potentialtopfstrukturen die Modulationsdotierung an.
  Bei den Störstellen lassen sich zwei Arten unterscheiden:
  1) Die Reststörstellen (background impurity), die unbeabsichtigt durch die Dotierung des zweidimensionalen Kanals entstehen (relativ klein).
  2) Die fernen Störstellen (remote impurity), die sich in der Dotierschicht befinden. Bei der Modulationsdotierung werden die fernen Störstellen durch eine undotierte Zwischenschicht (Spacer) vom zweidimensionalen Kanal getrennt. Mit der Dicke der Spacerschicht nimmt der Einfluß der Störstellen ab [Sto78], [Ave95], was allerdings auch eine Abnahme des Elektronentransfers und somit eine Reduzierung der Beweglichkeit bewirkt. Für die

Minimierung dieses Streuprozesses existiert daher eine optimale Spacerdicke.

- Grenzflächenrauhigkeits-Streuung: Die Grenzflächen von Halbleiterschichten weisen trotz der modernen Epitaxieverfahren eine gewisse Rauhigkeit auf. Die daraus resultierende Schichtdickenfluktuation ist mit einer energetischen Variation der Quantisierungsenergie in lateraler Richtung verknüpft. Für den Ladungsträgertransport bedeutet diese Variation wiederum ein örtlich variierendes Streupotential.
  Der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung wird bei hochbeweglichen 2DEGs nur eine geringe Bedeutung beigemessen. Bei einem 2DEG handelt es sich um einen aus Bandverbiegungen resultierenden dreieckigen Potentialtopf, der nur auf der einen Seite durch eine Wachstumsgrenzfläche definiert wird. Dementsprechend geht auch nur die Streuung an einer Grenzfläche in die Beweglichkeit ein. Desweiteren steigt der Einfluß der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung mit abnehmender Dicke der leitenden Schicht überproportional an. Im Gegensatz zu den hochbeweglichen 2DEGs handelt es sich bei unseren Proben um einen 10 nm dünnen Quantenfilm, so daß der Einfluß der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung zunimmt. Im nächsten Abschnitt wird ausführlicher auf die Streuung an Grenzflächenrauhigkeiten eingegangen.

Eine Zusammenfassung der in Halbleitern auftretenden Streumechanismen ist in Abb. 2.10 gegeben. Die unterschiedlichen Streuprozesse lassen sich durch die jeweiligen mittleren Streuzeiten[7] τ_i charakterisieren. Die Gesamtstreuzeit τ ergibt sich nach der Matthiesen-Regel näherungsweise zu [Ste80] :

$$\tau^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1} \tag{2-10}$$

Beim Übergang vom Volumenmaterial zum 2DEG treten einige Veränderungen in den Transportprozessen auf, wie z.B. eine andere Form der Abschirmung, Aufhebung der Impulserhaltung in z-Richtung und neue, dem 2DEG eigene Streumechanismen. Für den in der Literatur häufig betrachteten Fall ohne Grenzflächenrauhigkeits-Streuung und minimaler Störstellenstreuung (Modulationsdotierung) ergibt sich der in Abb. 2.11 dargestellte Temperaturverlauf der Beweglichkeit [Wal84]. In der gleichen Arbeit wird auch die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerdichte diskutiert, wobei die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung erneut vernachlässigt wird (siehe auch [Lee83], [Lej83], [Tro88]).

[7] Streuzeit: siehe Kapitel 2.5.2

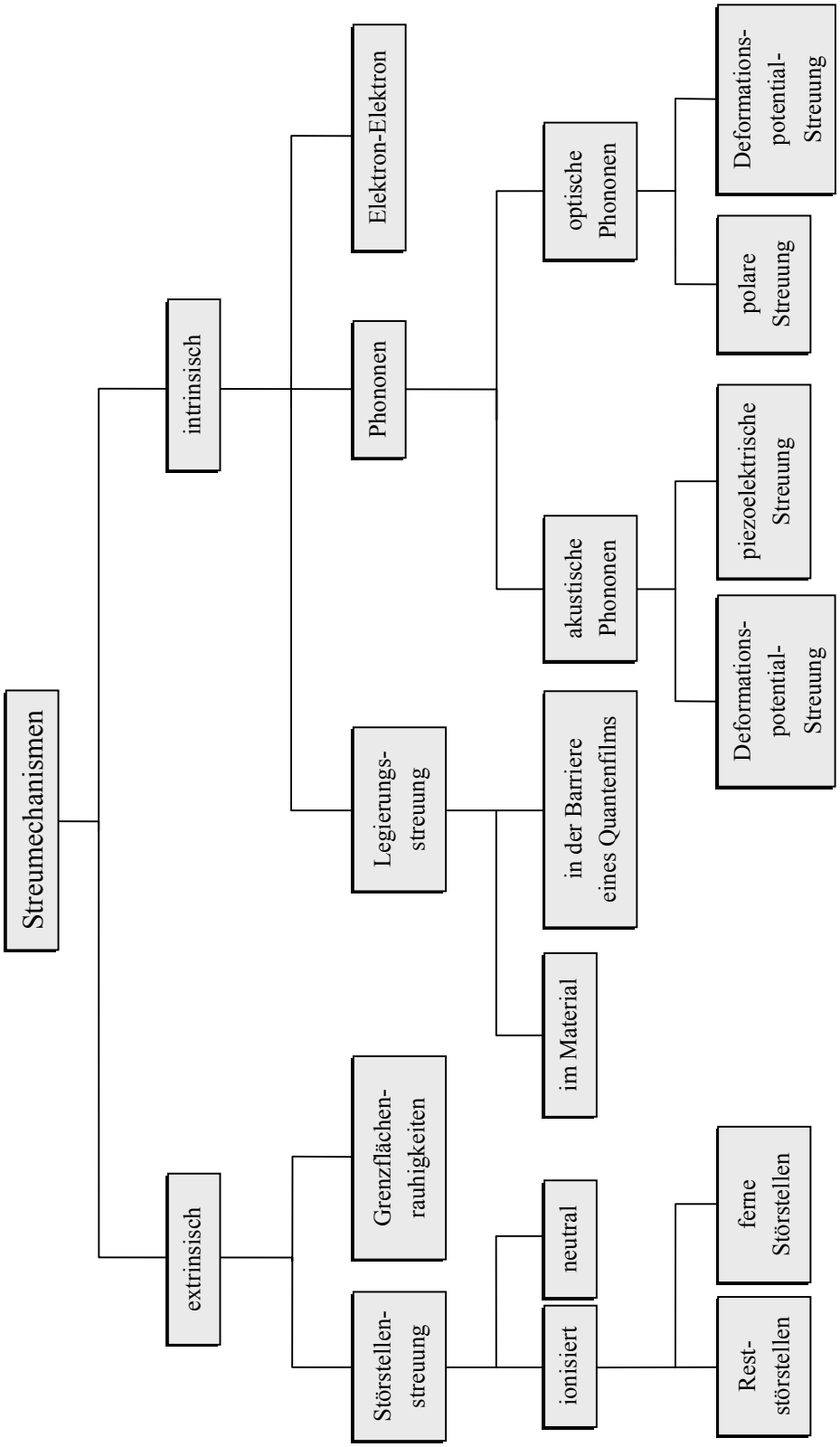

Abb. 2.10: Überblick über die wichtigsten Streumechanismen in Halbleitern [Hil89], [Klo93], [Nag80]

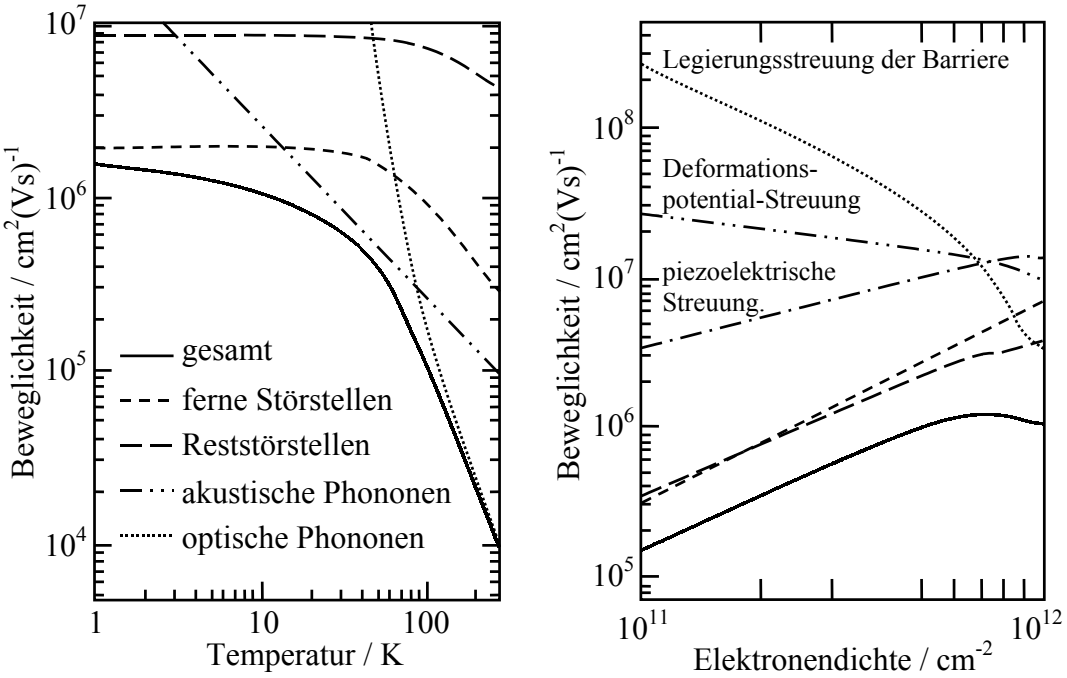

Abb. 2.11: Temperaturabhängigkeit der Streumechanismen für eine GaAs/$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$-Struktur mit einer 20 nm dicken Spacerschicht (links) und die Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte bei einer 10 nm dicken Spacerschicht (rechts); die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung wurde in beiden Fällen vernachlässigt.

2.5.2 Streuzeiten

Die stationäre Driftgeschwindigkeit v_d der Elektronen in einem zeitlich konstanten elektrischen Feld ist proportional zur Feldstärke E_0. Die zugehörige Proportionalitätskonstante ist die Beweglichkeit μ:

$$\mu = \frac{e}{m}\tau_S \quad (\tau_S\text{: Streuzeit}) \tag{2-11}$$

Zusammen mit dem Ohmschen Gesetz $j = \sigma \cdot E_0$ (σ: elektrische Leitfähigkeit, j: Stromdichte) und der Abhängigkeit der Stromdichte von der Driftgeschwindigkeit $j = -e \cdot n_e \cdot v_d$ erhält man eine Verknüpfung der elektrischen Leitfähigkeit bzw. des elektrischen Widerstandes mit der Beweglichkeit:

$$\mu = \frac{1}{e \cdot n_e \cdot \rho_x} \tag{2-12}$$

ρ_x ist hierbei der spezifische Längswiderstand ohne Magnetfeld (B = 0 T). Eine Bestimmung der Beweglichkeit ist zusammen mit der Ladungsträgerdichte aus den SdH-Messungen möglich.

Zur Beweglichkeit proportional ist die Streuzeit τ_S (Formel 2-11). Neben der Streuzeit existiert noch eine zweite charakteristische Zeit, die Relaxationszeit τ_R, auch Quantenstreuzeit genannt [God88], [Hau88]. Die Relaxationszeit ist ein Maß für die Zeit, innerhalb derer ein Impulseigenzustand definiert werden kann.

Durch den Übergang von der Einteilchenzustandsdichte zu einer effektiven Zustandsdichte wird der Einfluß sämtlicher Vielteilcheneffekte in dem angewandten Einteilchenmodell berücksichtigt. Die Verbreiterung dieser effektiven Zustandsdichte Γ_R ist durch folgende Gleichung direkt mit der Relaxationszeit verknüpft [Das85]:

$$\Gamma_R = \frac{\hbar}{2\tau_R} \tag{2-13}$$

Während die Streuzeit hauptsächlich von Streuprozessen mit einem großen Streuwinkel beeinflußt wird, wichtet die Relaxationszeit die Streuprozesse aller Winkel gleich. Das Verhältnis der beiden Streuzeiten gibt somit Auskunft über die Winkeleigenschaften der beteiligten Streuprozesse. Je kleiner der Ablenkungswinkel des dominierenden Streuprozesses ist, desto größer wird das Verhältnis τ_S/τ_R.

Diese Abhängigkeit läßt sich durch den Vergleich von Si-MOSFETs[8] mit hochbeweglichen GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen veranschaulichen [Har85]. Der dominierende Streumechanismus beim Si-MOSFET ist die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung, die für Ablenkungen mit großen Winkeln sorgt[9]. Die beiden Streuzeiten sind daher ungefähr gleich ($\tau_S \approx \tau_R$). Bei sehr hochbeweglichen Heterostrukturen hingegen wurde ein Verhältnis τ_S/τ_R zwischen 5 und 20 gemessen. Die Grenzflächenstruktur spielt in diesem System eine untergeordnete Rolle, so daß die Streuung an abgeschirmten Störstellen überwiegt. Es handelt sich aufgrund des Coulomb-Potentials um einen langreichweitigen Streuprozeß. Der Abstand des Elektrons vom Streuzentrum bestimmt den Winkel der Ablenkung (Rutherford-Streuung). Durch die räumliche Trennung der Störstellen vom leitenden Kanal aufgrund der Modulationsdotierung stellt die Streuung an ionisierten Störstellen eine Kleinwinkelstreuung dar. Diese reduziert hauptsächlich die Relaxationszeit, so daß das Verhältnis τ_S/τ_R ansteigt. Mit steigender Spacerdicke wird der Abstand der entscheidenden Streuzentren vom leitenden Kanal immer größer, der Streuwinkel kleiner und dementsprechend nimmt das Verhältnis τ_S/τ_R zu [Das85]. Das Verhältnis der beiden Streuzeiten liefert somit den in den Messungen dominierenden Streumechanismus.

---

[8] MOSFET: *metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor*

[9] Im Extremfall ist das die Rückwärts-Streuung.

2.5.3 Grenzflächenrauhigkeits-Streuung

Bei dünnen Quantenfilmen, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, kommt der Rauhigkeit der Heterogrenzflächen eine besondere Bedeutung zu [Hil89]. Die Rauhigkeit führt zu einer lokalen Schwankung der Potentialtopfbreite und somit zu einer Fluktuation der Quantisierungsenergie, die die Beweglichkeit der Ladungsträger beeinflußt.

Die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung zeigt von allen Streumechanismen die stärkste Abhängigkeit von der Schichtdicke. Die Beweglichkeit μ_{ro} steigt dabei mit wachsender Schichtdicke an, d.h. der Einfluß der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung läßt nach. Dies ist darauf zurückzuführen, daß eine Fluktuation der Schichtdicke um einen festen Betrag bei dünnen Potentialtöpfen zu wesentlich stärkeren Fluktuationen in der Quantisierungsenergie führt und damit eine effizientere Streuung verursacht als in dickeren Töpfen.

Der Einfluß der Barrierenhöhe ist ebenfalls anschaulich zu erklären. Mit wachsender Barrierenhöhe nimmt die durch die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung begrenzte Beweglichkeit ab. Bei kleinen Barrierenhöhen erstrecken sich die Wellenfunktionen weit in die Barriere hinein, wodurch die Rauhigkeiten innerhalb einer zweidimensionalen Schicht schwach und im dreidimensionalen Grenzfall gar nicht mehr registriert werden. Mit steigender Barrierenhöhe werden die Elektronen und Löcher immer mehr auf den Potentialtopf beschränkt, was eine Verstärkung der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung zur Folge hat. Entscheidend für den Einfluß der Barrierenhöhe ist also die Eindringtiefe der Wellenfunktionen der Elektronen und Löcher in die Barriere.

Im Grenzfall des unendlich hohen Potentialtopfes hängt die Beweglichkeit μ_{ro} mit L^6 von der Topfbreite ab. Mit abnehmender Barrierenhöhe schwächt sich diese Abhängigkeit monoton ab. Bei endlich hohen Barrieren läßt sich näherungsweise ein Potenzgesetz formulieren: $\mu_{ro} \sim L^{\gamma}$. [10]

Die Veranschaulichung der Ladungsträgerdichte- und der Temperaturabhängigkeit erfordert ein Modell zur Berechnung der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung. Ausgangspunkt dieses Modells ist ein rechteckiger Potentialtopf mit endlicher Barriere. Die Rechnung beschränkt sich auf das erste Elektronensubband und das schwere Lochband, was durch die zu betrachtenden Ladungsträgerdichten gerechtfertigt ist. Die GaAs/(AlGa)As- und die (AlGa)As/GaAs-Grenzflächen weisen dabei unabhängig voneinander eine stufenförmige Rauhigkeit auf. Die einzelnen Terrassen werden durch die Stufenhöhe Δ und die Stufenlänge (Terrassenlänge) Λ charakterisiert.

---

[10] z.B. $\mu_{ro} \sim L^{3.4}$ für GaAs/$Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ in einem Schichtdickenbereich von 4 nm – 6 nm für T = 4 K [Got88]

Eine lokale Abweichung der Heterogrenzflächen von einer Ebene wird durch folgende Autokorrelationsfunktion beschrieben [Pra68], [And82]:

$$\left\langle \delta(r)\delta(r')\right\rangle_{\varepsilon} = \Delta^2 \exp\left(-\frac{|r-r'|^2}{\Lambda^2}\right) \tag{2-14}$$

Diese gaußförmige Verteilung der Terrassenlängen führt zu einer Potentialfluktuation, die sich in Form eines Zufallspotentials formulieren läßt [And82], [Got88], [Tok92], [Yag94]:

$$\left\langle U_{ro}(\bar{q})^2\right\rangle \sim \Delta^2\Lambda^2(0.5\cdot n_e + n_{depl})^2 L^{-\gamma} \exp\left(-\frac{q^2\Lambda^2}{4}\right) \tag{2-15}$$

$\langle\ \rangle$ bedeutet eine Ensemblemittelung und $\bar{q}$ ist der Streuvektor $(\bar{k}-\bar{k}')$ mit $|\bar{q}| = q$. n_{depl} stellt die Konzentration der festen Raumladung in der GaAs-Schicht dar. Aus dem Zufallspotential läßt sich die Impulsrelaxationszeit ableiten:

$$\tau_{ro}^{-1}(E) = \frac{2\pi}{\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} d\bar{k}' \left\langle U_{ro}(\bar{q})^2\right\rangle \delta\left(E_{\bar{k}} - E_{\bar{k}'}\right). \tag{2-16}$$

Die Deltafunktion sorgt dabei für die Energieerhaltung des Streuprozesses zwischen den Energiezuständen des Anfangszustandes E_k und des Endzustandes $E_{k'}$. Für die Elektronenstreurate ergibt sich durch Mittelung über der Energie:

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{ro}(E)}\right\rangle_E = \frac{\int_{E_L}^{\infty} \frac{1}{\tau(E)} f(E)D(E)dE}{\int_{E_L}^{\infty} f(E)D(E)dE} \tag{2-17}$$

Dabei fließen die zweidimensionale Zustandsdichte D(E) des ersten Subbandes und die Fermiverteilungsfunktion der Elektronen f(E) ein [Sak87]. Die Fermiverteilungsfunktion enthält das Quasi-Ferminiveau E_F.

$$D(E) = \frac{m_e}{\pi\hbar} \tag{2-18}$$

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right)+1} \tag{2-19}$$

Die Integration erstreckt sich jeweils von der Leitungsbandkante E_L bis unendlich. Die Beweglichkeit aufgrund der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung ergibt sich zu:

$$\mu_{ro} = \frac{e}{m}\left\langle \tau_{ro}\right\rangle_E \sim \frac{L^{\gamma}}{\Delta^2\Lambda^2(0.5\cdot n_e + n_{depl})^2} \exp\left(\frac{q^2\Lambda^2}{4}\right) \tag{2-20}$$

Die Beweglichkeit nimmt mit zunehmender Stufenhöhe kontinuierlich ab ($\mu \sim 1/\Delta^2$). Komplizierter ist der Verlauf der Beweglichkeit in Abhängigkeit von der Terrassenlänge. Bei einer Verlängerung der Terrassenkanten durchläuft die Beweglichkeit ein Minimum. Die Länge, bei der die Beweglichkeit minimal wird, hängt von der Ladungsträgerdichte ab:

$$\Lambda_{\min} = \frac{2}{q} \cong \frac{1}{k_F} = \frac{\lambda_F}{2\pi} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot n_e}} \tag{2-21}$$

mit dem Fermiwellenvektor k_F und der Fermiwellenlänge λ_F. Die Näherung $q = 2k_F$ gilt strenggenommen nur bei T = 0 K.[11]

n_e / 10^{11} cm^{-2}	λ_F / nm	Λ_{min} / nm
0.5	112.1	17.8
1.0	79.3	12.6
2.0	56.0	8.9
3.0	45.8	7.3
4.0	39.6	6.3

Tabelle 2.1: Berechnete Fermiwellenvektoren und Fermiwellenlängen für verschiedene Ladungsträgerdichten

Die Ladungsträgerdichte geht über den Term $(0.5 \cdot n_e + n_{depl})^{-2}$ und über den Streuvektor q in der Exponentialfunktion in die Beweglichkeit ein. Der Verlauf ähnelt somit dem der Terrassenlängenabhängigkeit.

Die anschauliche Erklärung der Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung erfolgt ähnlich der der Streuung an geladenen Störstellen. Die Temperatur bestimmt die Geschwindigkeit der Elektronen: je höher die Temperatur desto größer ist die Geschwindigkeit der Elektronen. Bei "hohen" Elektronengeschwindigkeiten findet kaum Streuung an den kleinen Grenzflächenrauhigkeiten statt. Die rauhe Grenzfläche wirkt für die Elektronen wie eine glatte Grenzfläche. Bei "niedrigen" Geschwindigkeiten haben die Elektronen genügend Zeit sich den Unebenheiten anzupassen und an den Inseln zu streuen. Der Einfluß der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung nimmt mit abnehmender Temperatur daher zu.

Es bleibt festzuhalten, daß bei tiefen Temperaturen (< 50 K) die Beweglichkeit in dünnen Quantenfilmen mit abnehmender Temperatur aufgrund der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung kleiner wird.

[11] Bei T = 0 K weist die Fermiverteilungsfunktion einen Stufenverlauf auf.

3 Proben

In diesem Kapitel sollen die allgemeinen Anforderungen an die Probenstruktur dargelegt werden. In Abschnitt 3.1 wird das für die Herstellung von Halbleiterproben hoher Qualität erforderliche epitaktische Wachstum beschrieben. Das Kapitel 3.2 beschäftigt sich mit der lithographischen Probenstrukturierung, die sowohl für die Magnetotransportmessungen als auch für die Steuerung der Ladungsträgerdichte benötigt wird.

Optische Experimente verlangen im Hinblick auf die strukturelle Charakterisierung im allgemeinen undotierte Schichten, Transportuntersuchungen hingegen eine hinreichende Dotierung. Es muß eine Struktur realisiert werden, bei der die Ladungsträgerdichte im Quantenfilm gesteuert werden kann, um optische Messungen im exzitonischen Bereich und Magnetotransportmessungen an ein und derselben Probe durchführen zu können.

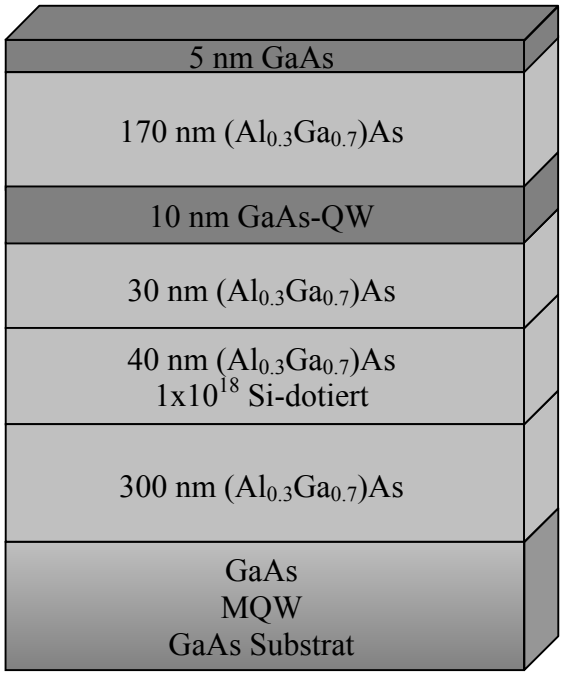

Abb. 3.1: Schichtstruktur der GaAs/(AlGa)As-Proben

Die gewählte Schichtstruktur, die diesen Anforderungen entspricht, ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt. Es handelt sich um einen 10 nm dicken, modulationsdotierten Quantenfilm. Bei der Modulationsdotierung werden die Donatoren in der Spenderschicht ionisiert, und ein Teil der Elektronen gelangt in den energetisch tiefer liegenden Quantenfilmkanal. Die Konzentration der Ladungsträger im Quantenfilm kann über eine metallische Gate-Elektrode durch Anlegen einer Spannung gesteuert werden. Durch die Wahl der sogenannten invertierten Dotie

rung, bei der die Dotierschicht von der Oberfläche aus gesehen unterhalb des Quantenfilms liegt, ist die Möglichkeit der vollständigen Entleerung gewährleistet. Die Wirkung der Gate-Spannung läßt sich in dem berechneten Banddiagramm leicht erkennen (Abb. 3.2). Hierbei wird deutlich, daß im Quantenfilm immer ein elektrisches Feld vorhanden ist, dessen Feldstärke mit zunehmender Gate-Spannung abnimmt.

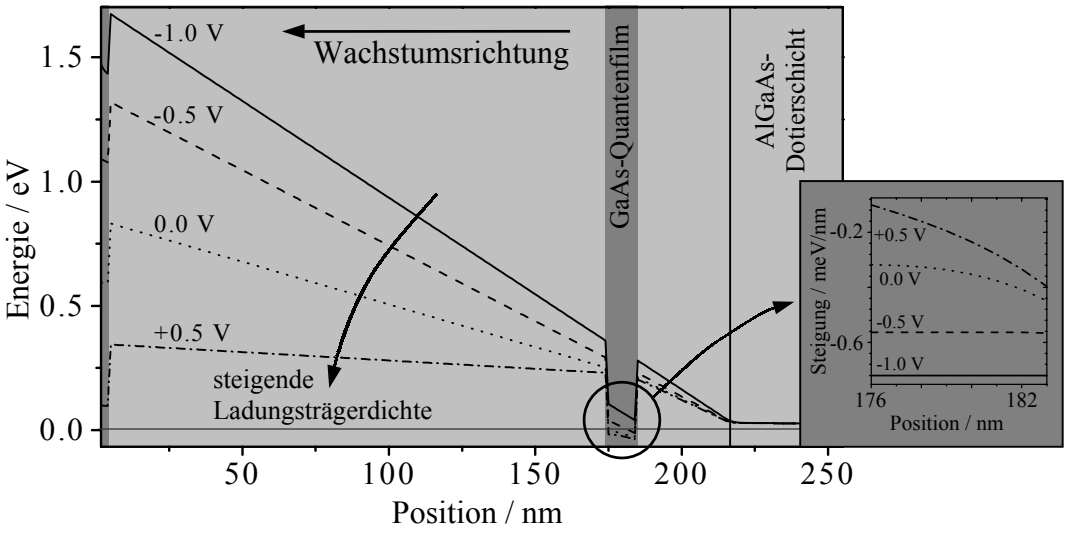

Abb. 3.2: Bandverlauf der GaAs/(AlGa)As-Proben; berechnet mit dem Programm "1D Poisson/Schrödinger" von Greg Snider von der Universität in Notre Dame; im rechten Diagramm ist die Ableitung der Energie im Quantenfilmbereich dargestellt.

3.1 Epitaxie

Die Herstellung von kristallinen Halbleiterheterostrukturen hoher Perfektion geschieht epitaktisch. Das Wort Epitaxie stammt aus dem Griechischen (*epi*: auf, *taxis*: Ordnung) und bedeutet, daß die aufwachsende Schicht die Ordnung des kristallinen Substrats annimmt. Die Epitaxie bietet die Möglichkeit, großflächige, einkristalline Halbleiterflächen herzustellen. Die wichtigsten Epitaxieverfahren sind die MOVPE (*metalorganic vapour phase epitaxie*, metallorganische Gasphasenepitaxie), die MBE (*molecular beam epitaxie*, Molekularstrahlepitaxie) und die LPE (*liquid phase epitaxie*, Flüssigphasenepitaxie). Mit der MOVPE und der MBE ist es möglich, sehr dünne Filme mit abrupten Materialübergängen in hervorragender Kristallqualität herzustellen. Im folgenden wird die Funktionsweise der MBE erklärt, mit der Schichtstrukturen dieser Arbeit hergestellt werden.

Das MBE-Verfahren wurde in den späten sechziger Jahren von Arthur [Art68] und Cho [Cho71] eingeführt. Einen umfassenden Überblick über diese Technik erhält man in den Arbeiten von Ploog [Plo88] und Davies [Dav85].

Unter dem MBE-Wachstum versteht man das Abscheiden ungeladener Atome oder Moleküle aus einem Molekularstrahl im Ultrahochvakuum. Den Molekularstrahl erzeugt man durch Verdampfen der Elemente in sogenannten Effusionszellen. Der Dampfdruck des Elements bestimmt den Teilchenfluß und kann über die Temperatur der Zellen geregelt werden. Die Auswirkungen unterschiedlicher Wachstumstemperaturen werden in dieser Arbeit analysiert. Die Wachstumsrate beträgt ungefähr eine Monolage pro Sekunde, was eine Realisierung komplizierter Schichtstrukturen mit kontrollierter Zusammensetzung und Dotierung auf atomarer Skala ermöglicht. Das schnelle Ein- und Ausschalten des Molekularstrahls wird durch mechanische Blenden (Shutter) vor den Austrittsöffnungen der Effusionszellen erreicht. Das Substrat befindet sich gegenüber den Diffusionszellen auf einem beheizbaren Manipulator. Die auftreffenden Moleküle reagieren miteinander auf der Substratoberfläche, und die dabei entstehenden Atome diffundieren an die energetisch günstigsten Gitterplätze. Die Zeit, die den Schichten zur Bildung von Defekten bleibt, ist aufgrund des raschen Einbaus der Atome minimal. Das Substrat rotiert während des Wachstums zur Verbesserung der Schichthomogenität.

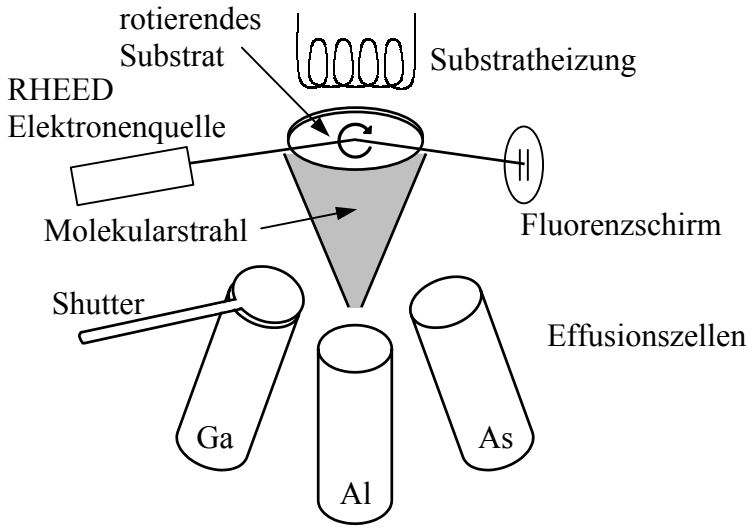

Abb. 3.3: Schematische Darstellung des Aufbaus einer MBE-Anlage

Die in dieser Arbeit untersuchten MBE-Proben wurden in der PTB in Braunschweig mit einer Varian Gen II Modular Anlage für 2 Zoll Substrate hergestellt. Der Druck in der Wachstumskammer beträgt ungefähr 10^{-9} Pa. Die Anlage verfügt über Effusionszellen für die Gruppe-III-Elemente Gallium, Aluminium und Indium sowie für das Gruppe-V-Element Arsen. Als Dotierstoff wird für unsere Strukturen Silizium benutzt (n-Dotierung). Eine in-situ-Wachstumskontrolle findet mittels RHEED (*reflection high energy electron diffraction* [Cho75]) statt. Die Temperaturmessung erfolgt mit einem Thermoelement auf der Rückseite des Substrates.

Bei einem gegebenem Schichtaufbau wird die Qualität der entstehenden Kristalle durch die Reinheit der Epitaxieanlage und die einzustellenden Wachstumsparameter bestimmt. Der in dieser Arbeit systematisch untersuchte Parameter neben der Wachstumstemperatur ist die Wachstumsunterbrechung am Ende einer Schicht. Durch die Wachstumsunterbrechung hat die Grenzfläche Zeit, durch die Reduzierung der Oberflächenenergie die für sie günstigste Struktur anzunehmen.

3.2 Präparation von Quanten-Hall-Effekt Proben

Abb. 3.4 zeigt die Geometrie der im Reinraum der PTB präparierten Strukturen. Man erkennt die Mesa mit zwei Stromkontakten und je drei Spannungskontakten pro Seite, jeweils mit den überlappenden Kontaktflächen. Der Hall-Barren wird von einem zusätzlichen Chrom-Gate überdeckt. Das Chrom-Gate besitzt keine eigenen Kontaktflächen und wird direkt gebondet. Die Strukturierung der Proben gliedert sich in drei Abschnitte: das Ätzen der Mesa, die Herstellung der ohmschen Kontakte und das Aufbringen des Chrom-Gates. Die Photolithographie ist der grundlegende Prozeß bei der lateralen Strukturierung und wird in allen drei Präparationsabschnitten eingesetzt.

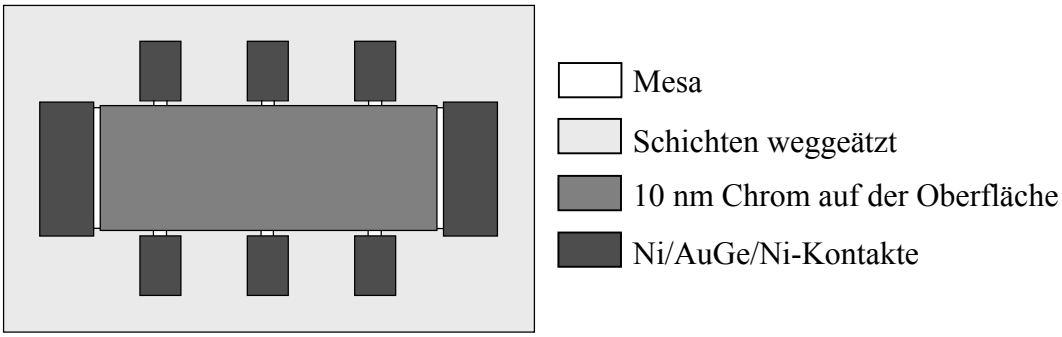

Abb. 3.4: Geometrie der Hall-Strukturen mit einem zusätzlichen Chrom-Gate; die Probengröße beträgt 4 mm x 2.5 mm

Bei der Mesa-Ätzung werden die leitfähigen epitaktischen Schichten außerhalb der gewünschten Hall-Struktur durch eine tiefe Ätzung bis hinunter auf das semiisolierende GaAs-Basismaterial entfernt. Dadurch wird die Form der Struktur definiert, die sogenannte Mesa[12] und eine Isolation zwischen den Kontakten erreicht. Als erstes wird mittels Photolithographie die Mesa-Struktur als positives Photolackmuster auf der Probenoberfläche abgebildet. Die Mesa-Ätze besteht aus 85%iger Phosphorsäure (H_3PO_4), 30%igem Wasserstoffperoxid (H_2O_2) und Ethanol im Verhältnis 1:1:3 [Mor78]. Die Ätzdauer beträgt für eine hinreichende Ätztiefe 23 Sekunden (entspricht ca. 825 nm). Für die genauen Vorgänge bei der Mesa-Ätzung sei auf die Literatur verwiesen [Muk85], [Löw90].

[12] Die Mesa stellt den Bereich dar, in dem das 2DEG erhalten bleibt.

Die ohmschen Strom- und Spannungskontakte werden durch Aufdampfen einer Ni/AuGe/Ni-Schichtenfolge und anschließendem Einlegieren hergestellt. Bei der Aufdampfanlage handelt es sich um einen thermischen Verdampfer. Die Kontrolle der Schichtdicke erfolgt mit einem Quarz-Schichtdickenmeßgerät. Zur Verbesserung der Anhaftung des nachfolgenden Gold/Germanium wird als erstes 5 nm Nickel aufgedampft. Anschließend werden 420 mg einer eutektischen Gold/Germanium-Legierung komplett verdampft. Die im Anschluß aufgebrachte 25 nm dicke Ni-Schicht dient zum einen der Vermeidung der ohne Ni-Bedeckung auftretenden anisotropen Verteilung des Gold/Germaniums nach dem Legieren, was mit deutlich schlechteren Kontakteigenschaften verbunden wäre [Hei74], und zum anderen der Reduktion des Kontaktwiderstandes infolge der Verringerung von Oberflächenungleichmäßigkeiten [Rob75].

Die Kontakte werden einlegiert, um einen ohmschen Kontakt mit dem 2DEG herzustellen. Hierbei dringt das Kontaktmaterial durch Diffusion bis zum tieferliegenden 2DEG vor. Das Germanium erzeugt nach der Diffusion in GaAs bzw. (AlGa)As im Kontaktbereich eine hochangereicherte n^+-Schicht, indem es an die Oberfläche abwanderndes Gallium ersetzt. Das Germanium ist somit für die Funktionalität der Kontakte von entscheidender Bedeutung [Brs81]. Der verwendete Legierofen arbeitet unter einer stationären Schutzgasfüllung. Dies hat im Vergleich zu einem Ofen mit fließendem Schutzgas den Vorteil, daß die Abkühlung des Kontaktmaterials durch fließendes, vergleichsweise kühles Gas während der Aufheizphase vermieden wird, und man die Zieltemperatur schneller erreicht. Bei der Heizplatte handelt es sich um eine pyrolytische Bor-Nitridplatte mit pyrolytischem Graphit als Widerstandsmaterial zur Heizung. Die Probe wird beim Legieren schnell auf 420°C aufgeheizt und diese Temperatur 30 Sekunden gehalten. Der anschließende, rasche Abkühlvorgang sorgt für eine wohl definierte Diffusionszeit.

Das Aufdampfen der zusätzlichen Chromschicht erfolgt wie bei den ohmschen Kontakten. Die gewählte Schichtdicke von 10 nm läßt weiterhin optische Versuche zu[13]. Die Chromschicht formt einen Schottky-Kontakt mit der Halbleiteroberfläche.

Das Ansteuern der Kontakte geschieht mittels Aluminiumdrähten, die mit einem Ultraschall-Bonder angebracht werden.

[13] Das Chrom-Gate ist semitransparent und bedingt einen Verlust von ungefähr einer Größenordnung an Signalintensität bei den optischen Messungen.

4 Experimentelle Methoden

Ziel dieser Arbeit ist die Korrelation optischer und Transporteigenschaften von ungeordneten Heterostrukturen unter Berücksichtigung der Topographie der entscheidenden inneren Grenzflächen. Die eingesetzten Untersuchungsmethoden sind in diesem Kapitel beschrieben. Das sind in der Optik die Photolumineszenz und die Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie (4.1), im Magnetotransport der Quanten-Hall-Effekt und die Shubnikov-de Haas-Messungen (4.2) und eine Kombination aus hochselektivem Ätzen und anschließender Rasterkraftmikroskopie zur strukturellen Untersuchung der inneren Grenzflächen (4.3).

4.1 Lumineszenz-Spektroskopie

Die physikalischen Grundlagen der Lumineszenz wurden bereits ausführlich in Kapitel 2.3 erläutert. In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Aspekte der Durchführung der optischen Messungen herausgestellt und die verwendete Meßapparatur beschrieben.

Die Anregung der Proben erfolgt sowohl bei der PLE als auch bei der PL mit einem Titan-Saphir-Laser (Spectra Physics). Die Emissionswellenlänge des Titan-Saphir-Lasers läßt sich in einem Bereich zwischen 700 nm und 1000 nm einstellen. Ein Argon-Ionen-Laser (Spectra Physics, BeamLok 2060) dient zum Pumpen des Titan-Saphir-Lasers.

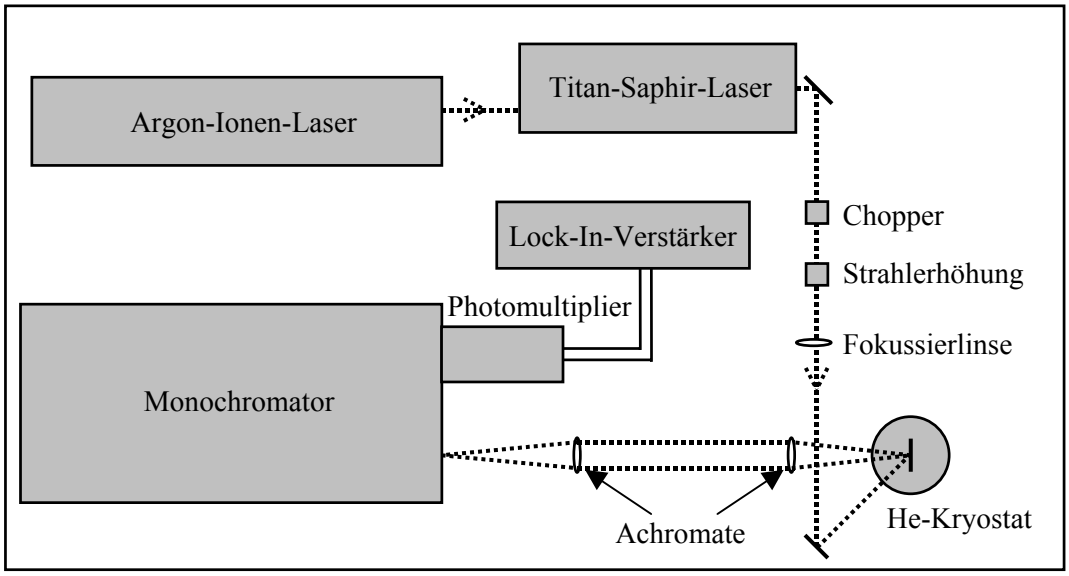

Abb. 4.1: Schematischer Aufbau der Photolumineszenz-Apparatur

Der Kryostat wurde in der Universität Marburg gebaut und funktioniert nach dem Prinzip eines Durchflußkryostaten. Durch thermischen Kontakt zum Helium (Kühlfingerprinzip) werden Probentemperaturen bis 8 K erreicht.

Das fokussierte Lumineszenzlicht trifft auf den variablen Eintrittsspalt eines 1 m-Einfachmonochromators (Jobin Yvon, THR1000), wobei das unerwünschte Laserlicht zuvor möglichst gut herausgefiltert wird. Als Detektor wird ein Photomultiplier mit einer gekühlten GaAs-Photokathode (Hamamatsu) eingesetzt. Dieser liefert einen Strom proportional zur Intensität der einfallenden Strahlung. Das Signal des Detektors wird einem Lock-In-Verstärker (Stanford Research Systems, SR530) zugeführt, um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen.

Bei der Durchführung der beiden Meßmethoden an einer Probe ist darauf zu achten, daß die Position des Laserstrahls zwischen den Messungen nicht verändert wird. Die Interpretation kann sonst durch lokale Unordnungseffekte erschwert werden. Thermische Effekte lassen sich durch die Wahl einer möglichst niedrigen Anregungsleistung vermeiden (ca. 20 mW/cm^2).

4.2 Magnetotransport

Im Magnetotransport wird außer der tiefen Temperatur noch ein Magnet benötigt, der Feldstärken bis zu 10 Tesla ermöglicht. Der Meßaufbau für die optischen Messungen ermöglicht diese Magnetfeldstärken nicht, weshalb die Transportmessungen in einem zweiten Meßaufbau stattfinden müssen. Die Vergleichbarkeit der Meßdaten ist trotz dieses Wechsels gegeben, da die jeweiligen Probenhalter und die zugehörigen Chip-Carrier den Einbau derselben Probe in beiden Systemen erlauben. Die bei den optischen Messungen wichtige Wahl der Laserstrahlposition auf der Probe entfällt bei den Transportmessungen. Der zu messende Bereich ist eindeutig durch die Hall-Barren vorgegeben und somit von der Positionierung der Probe unabhängig.

Die Transportmessungen werden in einem $^3He/^4He$-Mischungskryostat durchgeführt, mit dem man eine Basistemperatur von ca. 25 mK erreicht (Hersteller: Oxford Instruments; Top Loading Mode; für Funktionsweise siehe [Sch95]). Der Kryostat kann in Kombination mit einem supraleitenden Magneten betrieben werden, der ein maximales Magnetfeld von 16 Tesla ermöglicht.

Der Probe wird bei der Messung ein Strom von 2 μA aufgeprägt und die Längs- und die Querkomponente der zwischen zwei Potentialkontakten abfallenden Spannung in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen. Als Stromquelle dient ein Adret 103 A, das ebenfalls zum Anlegen der zur Ladungsträgervariation notwendigen Gate-Spannung benutzt wird. Die Spannungssignale werden mit zwei schnell integrierenden Hewlett Packard 3458A Multimetern detektiert.

4.3 Strukturelle Untersuchung innerer Grenzflächen

Für die direkte topographische Untersuchung von Halbleiteroberflächen stehen eine Reihe mikroskopischer Methoden zur Verfügung. Das Transmissionselektronenmikroskop (TEM) liefert Informationen über die chemische Zusammensetzung von Probenquerschnitten und über laterale Abmessungen von Grenzflächenstrukturen. Allerdings handelt es sich hierbei um ein integrierendes Verfahren, das nur Aufnahmen eines kleinen Bildausschnittes zuläßt. Die Aufnahme eines größeren lateralen Bereichs ist mit dem Rastertunnelmikroskop (STM: s*canning tunneling microscope*) möglich. Mit dem STM lassen sich Oberflächen mit atomarer Auflösung im Ortsraum topographisch darstellen und deren chemische Zusammensetzung klären. Als Nachteil dieses Verfahrens ist die Beschränkung auf leitfähige Proben zu erwähnen. Mit dem Rasterkraftmikroskop (AFM: *atomic force microscope*) lassen sich aufgrund der ausgenutzten Kraftwirkungen auch nichtleitende Proben untersuchen. Allerdings werden beim AFM nur Höhenunterschiede und keine Materialkontraste gemessen. Das AFM bietet sich aufgrund seines großen lateralen Arbeitsbereiches von einigen hundert Nanometern bis zu hundert Mikrometern bei einer Höhenauflösung im subatomaren Bereich für die Untersuchung der Topographie von epitaktischen Halbleiteroberflächen an. Das laterale Auflösungsvermögen der Mikroskope wird durch den Krümmungsradius der Spitze festgelegt und beträgt etwa 10 nm.

Die Transport- und die optischen Eigenschaften einer Probe werden im wesentlichen von den inneren Grenzflächen geprägt. Innere Grenzflächen weisen im allgemeinen eine andere Struktur auf als Oberflächen, da die Oberfläche einen zusätzlichen Abkühlungsprozeß durchläuft [Kik94]. In der dafür erforderlichen Zeit verändert sich die Struktur der Flächen durch Diffusion. Für die Darstellung von inneren Grenzflächen ist bei allen erwähnten Methoden ein zusätzlicher Präparationsschritt erforderlich. Beim TEM wird ein Querschnitt der Probe präpariert, der Informationen über die Längenskalen von Inseln an den Grenzflächen liefert (z.B. [Our89], [Ika92]). Beim STM wird die Heterostruktur im UHV gespalten und die entstandene Spaltkante betrachtet. Die Kante besteht aus unterschiedlichen Materialien, so daß man ein Querschnittsbild der Heterostruktur erhält, wobei im Gegensatz zum TEM nur die obersten Atomlagen beteiligt sind [Fee94]], [Smi95]. Ein ähnliches Vorgehen zur Darstellung innerer Grenzflächen kann auch beim AFM angewendet werden [Bar95], [Dwi95]. Alle erwähnten Methoden liefern allerdings kein lateral ausgedehntes Abbild der inneren Grenzfläche.

Eine neue Methode zur direkten Untersuchung der Morphologie innerer Grenzflächen mit dem AFM wird im folgenden näher erläutert. Hierbei werden die einzelnen Materialien der Heterostruktur mit Hilfe hochselektiver Ätzen entfernt, so daß die innere Grenzfläche quasi zu einer Oberfläche wird. Die Methode geht auf R. Rettig [Ret98a, Ret98b] zurück, der sie auf das Materialsystem

(GaIn)As/InP anwandte. G. Bernatz erweiterte die Untersuchungen auf (GaIn)P/GaAs und (GaIn)As/GaAs [Ber99, Ber00]. Eine detaillierte Untersuchung für das Materialsystem GaAs/(AlGa)As fand in der Diplomarbeit von S. Nau [Nau99] statt.

Die Methode läßt sich in drei Abschnitte einteilen, was am Beispiel einer freizulegenden GaAs-Grenzfläche veranschaulicht werden soll.

1) Fixieren der inneren Grenzfläche
   Das selektive Abätzen einer (AlGa)As-Schicht mit 30% Aluminiumgehalt, wie sie bei unseren Strukturen benutzt wird, von einer reinen GaAs-Schicht ist mit den bekannten Ätzen nicht möglich. Spezielle Referenzproben für die Untersuchung der inneren Grenzflächen sind erforderlich. Dabei wird die zu untersuchende Grenzfläche ohne zeitliche Verzögerung mit AlAs überwachsen und so innerhalb einer Sekunde fixiert. Die anschließende 10 nm dicke GaAs-Schicht dient als Oxidationsschutz.

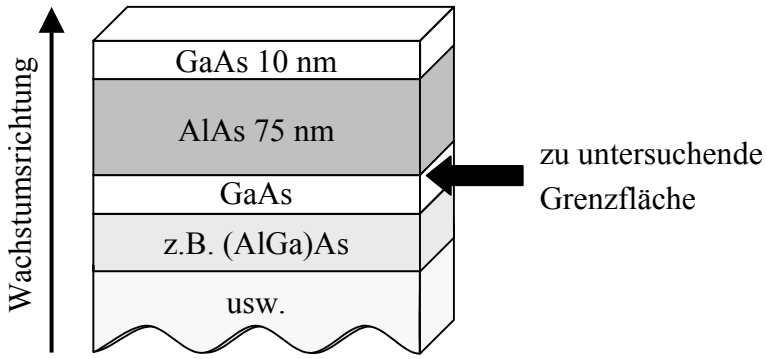

Abb. 4.2: Aufbau der Proben für das selektive Ätzen

2) Freilegen der inneren Grenzfläche
   An die zu benutzenden Ätzlösungen sind bestimmte Anforderungen gestellt. Zum einem muß eine extrem hohe Selektivität auf atomarer Skala gewährleistet werden, so daß das eine Material entfernt werden kann, ohne die nächste Materialschicht anzugreifen. Zum anderen muß es sich um Ätzen handeln, die eine Ätzrate im nm/s-Bereich besitzen und deren Ausgangsstoffe in hoher Reinheit verfügbar sind.

   Das Freilegen der inneren Grenzfläche erfolgt in zwei Ätzschritten:
   a) Der GaAs-Caplayer wird selektiv entfernt. Als Ätzlösung dient eine 31%ige Wasserstoffperoxidlösung (H_2O_2), die mit Ammoniak auf einen pH-Wert von 7.0 gepuffert ist. Die Ätzrate beträgt bei diesem pH-Wert einige Nanometer pro Sekunde. Die Selektivität der Ätzlösung ist durch die Ausbildung einer Passivierungsschicht auf der AlAs-Schicht gegeben [Nau99], wobei die Größe der Passivierungsschicht mit steigender Ätzzeit zunimmt. Der erste Ätzschritt stellt den problematischeren Ätzschritt für die Freilegung

der inneren Grenzfläche dar, da eine zu dicke Passivierungsschicht den zweiten Ätzschritt verhindern würde.

b) Die AlAs-Schicht wird hochselektiv mit 1.5%iger HF abgeätzt. Die stattfindenden Reaktionen laufen mit GaAs ca. 10^5fach langsamer ab als mit AlAs, was eine extrem hohe Selektivität gewährleistet. Diese reicht aus, um (AlGa)As-Grenzflächen bis zu einem Aluminiumgehalt von 62% freizulegen.

   Die bei den Proben gewählte AlAs-Schichtdicke von 75 nm ist innerhalb von 1 bis 2 Sekunden abgelöst. Durch die hohe Selektivität ist eine Ätzzeit von 10 Sekunden unkritisch, wodurch die Probe möglicherweise noch von vereinzelten Krümeln gereinigt werden kann.

Es handelt sich bei beiden Ätzschritten um naßchemische Prozesse. Die innere Grenzfläche wird mit atomarer Auflösung freigelegt und quasi zur Oberfläche.

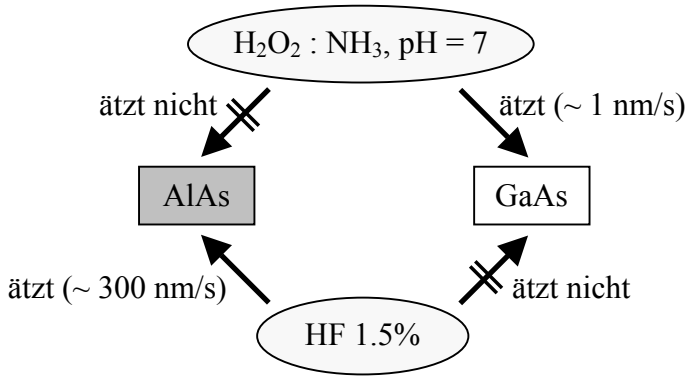

Abb. 4.3: Funktionsweise der benutzten Ätzlösungen für das Materialsystem GaAs/AlAs

3) Aufnahme der inneren Grenzfläche mit dem AFM

   Die so freigelegte innere Grenzfläche kann anschließend mit einem AFM untersucht werden. Das AFM ist ein Nanosondenmikroskop mit einer sehr scharfen Spitze als Nanosonde, die in mechanische Wechselwirkung mit den Oberflächenatomen der zu untersuchenden Probe tritt. Die Probe wird rasterförmig unter der fest montierten Spitze bewegt und die topographischen Höheninformationen ortsabhängig aufgenommen.

   Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden im „Tapping-Mode“ durchgeführt. Beim „Tapping-Mode“ handelt es sich um eine Resonanzmethode mit schwingender Spitze, die berührungsfrei arbeitet und so Probleme mit dem adsorbierten Wasserfilm auf der Oberfläche vermeidet.[14] Die Schwingungs

[14] Bei Untersuchungen an Luft sind die Oberflächen der Proben immer mit einem dünnen Wasserfilm überzogen.

amplitude stellt ein empfindliches Maß für die Wechselwirkung und damit für den Abstand zwischen Probe und Spitze dar.

Für die AFM-Messungen in Marburg wird ein kommerzielles Mikroskop der Firma Digital Instruments (Typ Multimode IIIa) mit Standard-Siliziumspitzen (Nanoprobe) verwendet. Die Messungen finden auf einem aktiv schwingungsgedämpften Tisch statt (Firma IDE).

Es handelt sich bei den freigelegten Flächen tatsächlich um innere Grenzflächen. Dies wird ausführlich in den bereits zitierten Doktor- und Diplomarbeiten gezeigt (durch Bestimmung des Grades der Selektivität der Ätzen, Vergleich der Struktur von inneren Grenzflächen und Oberflächen, Analyse der Zusammensetzung der obersten Atomlagen mittels Auger-Elektronen-Spektroskopie).

5 Grundlegende Experimente

In diesem Kapitel werden die an der gewählten Probenstruktur gemessenen optischen Spektren und die Magnetotransportergebnisse in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte erläutert. Diesen grundlegenden Meßergebnissen wird ein eigenes Kapitel gewidmet, da sie für die angestrebte Korrelation zwischen optischen und Transporteigenschaften zwar nicht erforderlich, aber aus physikalischer Sicht sehr interessant sind.

5.1 Lumineszenz

In den Lumineszenzspektren der Abb. 5.1 sind statt der Werte für die angelegte Gate-Spannung die daraus resultierenden Ladungsträgerdichten angegeben. Die aus der Burstein-Moss-Verschiebung zwischen PL- und PLE-Signal berechneten Ladungsträgerdichten stimmen mit den Werten aus der Anpassung der PL-Linienform überein (Kapitel 2.3.3 und Anhang B). Aufgrund der einfacheren Automatisierung der Auswertung wird im folgenden nur die Burstein-Moss-Verschiebung zur Bestimmung der Ladungsträgerwerte herangezogen.

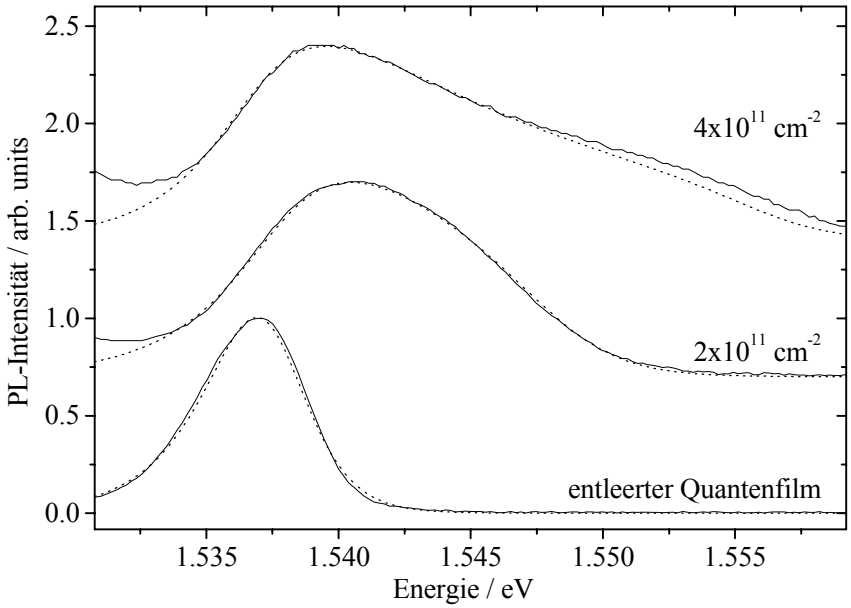

Abb. 5.1: Typische PL-Spektren der invertierten GaAs/(AlGa)As-Proben für drei verschiedene Ladungsträgerdichten; zur besseren Vergleichbarkeit sind die Spektren auf der Intensitätsachse gegeneinander verschoben; der berechnete Kurvenverlauf ist gestrichelt eingezeichnet

Beim vollständig entleerten Quantenfilm ist ein Signal bei ca. 1.537 eV zu detektieren. Die Energie ist durch das Materialsystem und die Quantenfilmbreite bestimmt. Die Halbwertsbreite des Signals in diesem exzitonischen Fall erlaubt Aussagen über die Struktur und die Rauhigkeit der entscheidenden Grenzflächen und wird daher in den folgenden Kapiteln als Qualitätskriterium für die Proben berücksichtigt[15]. Mit zunehmender Ladungsträgerdichte schiebt das Lumineszenzsignal zuerst zu höheren Energien und bleibt dann über einen relativ großen Dichtebereich nahezu konstant. Bei hohen Dichten ist teilweise eine Rotverschiebung[16] des PL-Signals zu beobachten. Die hierfür verantwortlichen physikalischen Effekte sind die Bandkantenrenormierung, die eine Rotverschiebung des Signals mit steigender Ladungsträgerdichte bedingt, die Bandfüllung (Blauverschiebung) und der Quantum Confined Stark Effekt (QCSE) [Yos88]. Aufgrund der invertierten Dotierung nimmt das elektrische Feld mit zunehmender Dichte ab und der QCSE sorgt für eine Blauverschiebung mit steigender Dichte. Der Verlauf der energetischen Lage des PL-Peaks läßt sich mit der unterschiedlichen Abhängigkeit der Effekte von der Ladungsträgerdichte erklären. Eine Abschätzung der Größenordnung dieser Effekte in Abhängigkeit von der Konzentration der Ladungsträger erfolgt am Ende dieses Kapitels.

Die Halbwertsbreite des Signals nimmt mit steigender Ladungsträgerdichte aufgrund der Bandfüllung zu. Allerdings beobachtet man bei ca. 11 meV eine Sättigung (Abb. 5.2). Die Löcher im Valenzband besitzen eine feste Verteilungsfunktion, so daß das Valenzband bis zu einem bestimmten k-Wert besetzt ist. Die Halbwertsbreite der Lumineszenz nimmt so lange zu, bis Elektronen das Leitungsband bis zu diesem k-Wert auffüllen. Eine Rekombination von Elektronen mit größeren k-Werten kann aufgrund der Impulserhaltung nicht stattfinden. Die Lochverteilung hängt von der Temperatur ab, d.h. eine weitere Verbreiterung der Lumineszenz ist nur bei höheren Temperaturen zu beobachten. Um diesen Ansatz zu überprüfen, wurden Messungen bei 50 K durchgeführt. Bis zu der Ladungsträgerdichte, bei der die Halbwertsbreite des PL-Signals bei Heliumtemperatur sättigt, verläuft die Halbwertsbreite nahezu parallel zu der bei den Tiefsttemperaturmessungen, allerdings mit einem etwas höheren Absolutwert (1 – 2 meV). Eine Sättigung der Halbwertsbreite findet anschließend jedoch nicht statt, was den gewählten Interpretationsansatz bestätigt. Das PL-Signal bei hohen Ladungsträgerdichten weicht auf der hochenergetischen Seite von dem berechneten Verlauf ab, was auf Grenzflächenrauhigkeiten hinweisen könnte (Fermi-Edge Singularity[17], [Zha98]). Aller

---

[15] In Kapitel 6.1.2 wird gezeigt, daß dieses Vorgehen trotz des vorhandenen elektrischen Feldes erlaubt ist.

[16] Verschiebung zu kleineren Energien; Blauverschiebung: Verschiebung zu größeren Energien

[17] Die Fermi-Edge Singularität wird aufgrund der vernachlässigten exzitonischen Effekte in der Berechnung nicht angepaßt.

dings zeigen sich bei der Auswertung der kompletten Probenreihen keine systematischen Veränderungen, die mit den Grenzflächenrauhigkeiten korrelieren.

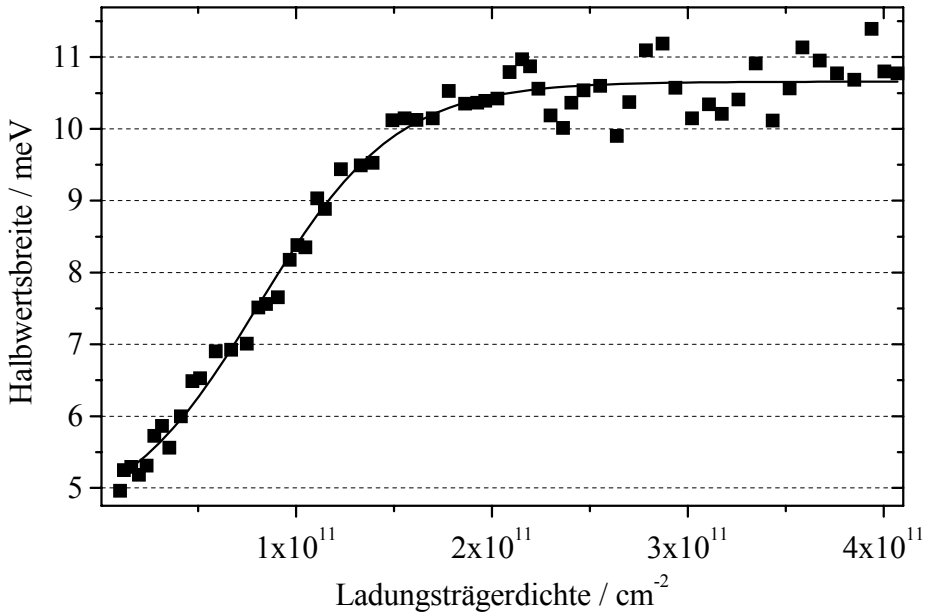

Abb. 5.2: Halbwertsbreite des PL-Signals von einem GaAs-Quantenfilm in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte; jeder Punkt stellt das Ergebnis eines PL-Spektrums dar

Die PLE-Spektren zeigen im Unterschied zu den PL-Resultaten neben dem dominanten ersten schweren Lochübergang weitere Peaks (Abb. 5.3). Von den zusätzlichen Niveaus erfolgt aufgrund der äußerst effizienten Relaxation keine strahlende Rekombination und sie führen somit zu keinem PL-Signal.

Bei der PLE schiebt der niederenergetische Einsatz des Signals mit steigender Ladungsträgerdichte kontinuierlich zu höheren Energien. Der physikalische Effekt, der diese zusätzliche Blauverschiebung bewirkt, ist die Bandfüllung. Die Rekombination erfolgt in der Regel aus dem niederenergetischsten Zustand[18]. Bei der PLE hingegen ist die Absorption entscheidend. Wenn das Leitungsband bereits bis zum Ferminiveau E_F mit Ladungsträgern gefüllt ist, kann die Absorption nur bei Energien stattfinden, die größer sind als die zugehörige Fermienergie. Diese durch die Bandfüllung bewirkte Energieverschiebung dient zur Berechnung der Ladungsträgerdichte, wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben. Bei den invertierten Proben liegt bei negativer Gate-Spannung ein entleerter Quantenfilm vor. Anschließend steigt die Ladungsträgerdichte bis ca. 1 V linear mit der Gate-Spannung bis zu einem Wert von $4 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} bis $5 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} an (Abb. 5.4).

[18] Dies liegt in der Verteilung der freien Lochzustände begründet.

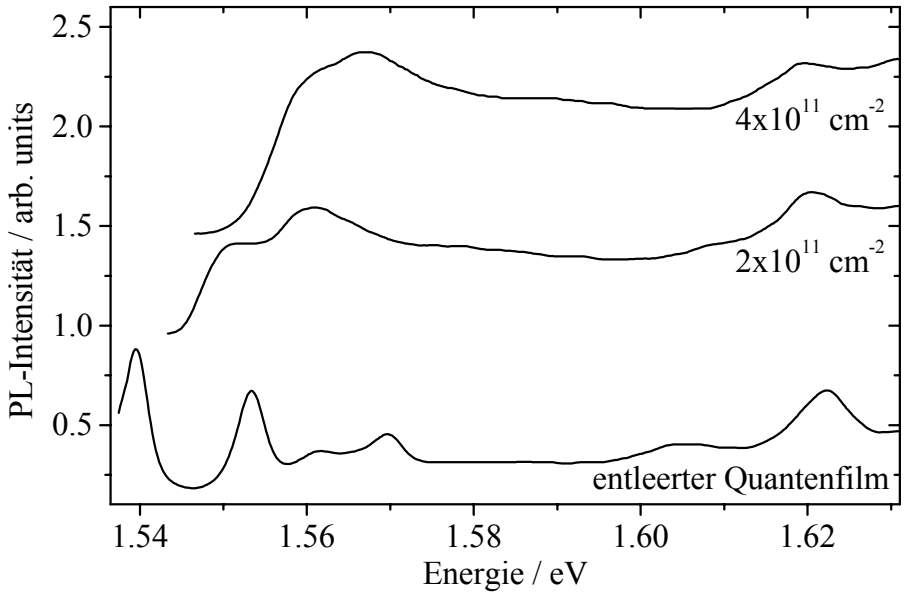

Abb. 5.3: Typische PLE-Spektren der invertierten GaAs/(AlGa)As-Proben für drei verschiedene Ladungsträgerdichten; die Spektren sind auf der Intensitätsachse gegeneinander verschoben

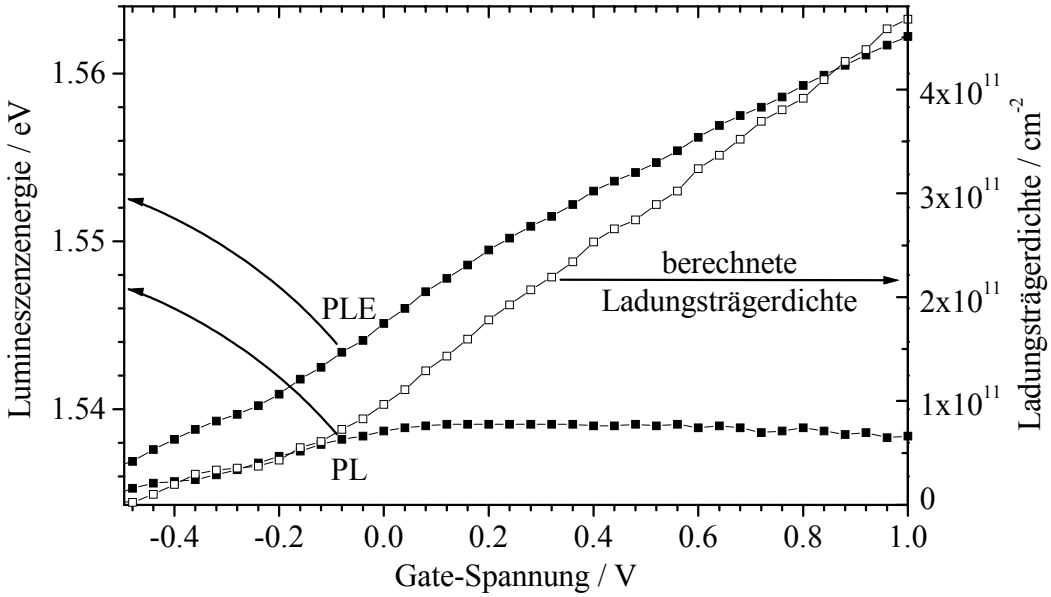

Abb. 5.4: Energetische Lage der PL- und PLE-Peaks aufgetragen über der Gate-Spannung und die daraus berechnete Ladungsträgerkonzentration

Die Absorption findet im gesamten Bereich der durch die Unordnung entstandenen Potentiallandschaft statt. Die PLE-Halbwertsbreite ist daher direkt mit der ungeordneten Morphologie der Grenzflächen verbunden und als Merkmal für die Güte einer Grenzfläche besser geeignet als die Halbwertsbreite der PL [Ols93]. Mit steigender Ladungsträgerdichte nimmt auch bei der PLE die Halbwertsbreite zu. Eine Auswertung ist allerdings aufgrund der Überlagerung von leichtem und schwerem Loch ab einer gewissen Dichte nicht mehr möglich. Entscheidend ist die Halbwertsbreite für den exzitonischen Fall eines entleerten Quantenfilms.

Die unterschiedlichen Ursachen für das Zustandekommen der Linienbreiten in Absorption und Emission sorgen außerdem für die Stokes-Verschiebung zwischen PL und PLE. Aus diesem Grund ist auch der Wert der Stokes-Verschiebung ein Zeichen für die Qualität einer Schicht. Auf den in Kapitel 2.3.2 beschriebenen direkten Zusammenhang zwischen diesen drei Größen wird in Kapitel 6.1.2 genauer eingegangen.

Außerdem ändert sich in den PLE-Spektren die Anzahl und Form der detektierten Übergänge. Beim entleerten Quantenfilm sind eine Vielzahl von Peaks gut ausgebildet. Diese ändern mit zunehmender Spannung ihre energetische Lage und verlieren an Struktur (Abb. 5.3). Eine Erklärung ist mit Hilfe der Bandverkippung aufgrund des QCSE, der in der Abb. 5.5 schematisch dargestellt ist, möglich. Bei der invertierten Struktur liegt bei hohen Ladungsträgerdichten nahezu ein Flachbandverlauf vor (siehe Abb. 3.2 rechts). Mit abnehmender Gate-Spannung, d.h. bei kleineren Ladungsträgerdichten, nimmt das elektrische Feld zu und sorgt für eine Verkippung der Bänder. Im Fall des Flachbandverlaufes sind nur wenige optische Übergänge erlaubt bzw. wahrscheinlich (e_1hh_1, e_1lh_1, e_2hh_2, e_2lh_2). Die Oszillatorstärke hängt vom Überlapp der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern ab und liefert beim Flachbandverlauf für die übrigen, optisch verbotenen Übergänge (e_1hh_2, e_1lh_2...) einen vernachlässigbaren Beitrag. Diese Übergänge finden daher bei hohen Ladungsträgerdichten nicht statt.

Mit abnehmender Ladungsträgerdichte nimmt die Verkippung der Bänder zu und die Wellenfunktionen der einzelnen Niveaus ändern ihre Form und Lage. Diese Veränderung führt zu einem stärkeren Überlapp der Wellenfunktionen der optisch verbotenen Übergänge, die somit immer mehr an Oszillatorstärke gewinnen. Bei geringen Ladungsträgerdichten werden auch diese Übergänge detektiert.

Die Wellenfunktion dringt beim leichten Loch aufgrund der kleineren Masse tiefer in die Barriere ein als beim schweren Loch, wodurch die Signalintensität der leichten Lochübergänge mit steigendem Feld (d.h. mit abnehmender Ladungsträgerdichte) relativ gesehen abnimmt. Dieses Verhalten ist bei den ersten beiden Übergängen in Abb. 5.3 zu erkennen. Während im entleerten Fall der niederenergetische Übergang intensiver ist, dominiert bei den höheren Ladungsträgerdichten der hochenergetische Übergang. Eine Zuordnung von schwerem und leichtem

Loch ist somit möglich. Dieses Verhalten kann bei der Zuordnung von Übergängen aus höheren Niveaus genutzt werden (z.B. bei e_2hh_2 und e_2lh_2).

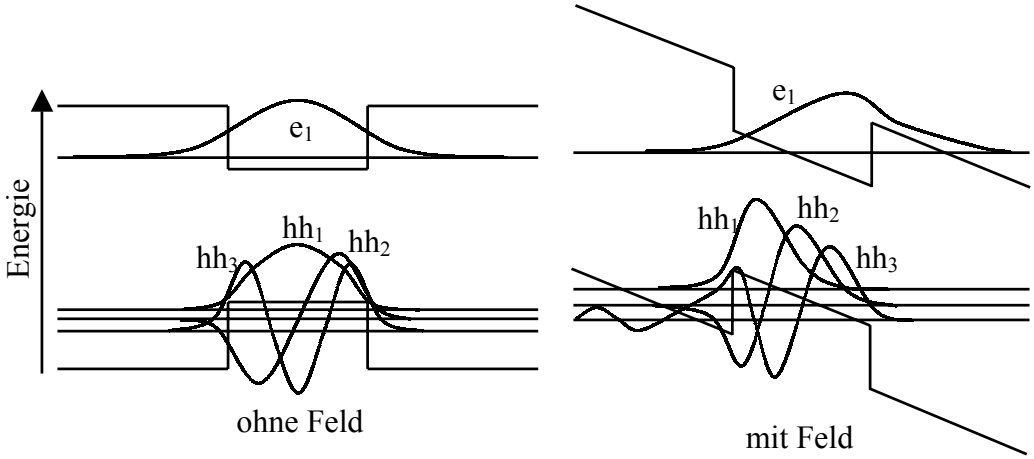

Abb. 5.5: Änderung des Bandverlaufes und der zugehörigen Wellenfunktionen mit dem elektrischen Feld (QCSE)

Die Zuordnung der einzelnen Übergänge kann aufgrund dieser Tatsachen und gestützt durch Berechnungen[19] der Feldabhängigkeit der Übergänge vorgenommen werden, wie in Abb. 5.6 gezeigt. Die im Experiment zu beobachtende Abstoßung zwischen lh- und hh-Übergängen wird in den Berechnungen nicht berücksichtigt. Die bei steigendem Feld zusätzlich auftretenden Übergänge werden der Reihe nach weiteren schweren Löcherniveaus zugeordnet. "Verbotene" Übergänge mit leichten Löchern werden nicht detektiert.

Die Auswertung der energetischen Lage der einzelnen Übergänge in Abhängigkeit von der Gate-Spannung ist in Abb. 5.7 dargestellt. Der niederenergetische Übergang (e_1hh_1) schiebt am stärksten mit steigendem elektrischen Feld zu niedrigen Energien. Der Grund hierfür liegt in der Wechselwirkung der einzelnen Subbänder untereinander. Nur bei dem ersten schweren Lochband ist zu beobachten, daß eine energetische Verschiebung nicht von anderen Subbändern beeinflußt wird. Die übrigen Niveaus werden in ihrer Verschiebung immer von den umgebenden Subbändern behindert, wodurch die energetische Verschiebung verringert wird. Dieses Verhalten erklärt auch den relativ kleinen energetischen Unterschied bei hohen Feldstärken zwischen dem e_1hh_2- und dem e_1hh_3-Übergang. Die Differenz ist im Gegensatz zum feldfreien Fall kleiner als der Unterschied zwischen dem e_1hh_1- und dem e_1hh_2-Übergang.

[19] Die Berechnungen wurden in Zusammenarbeit mit Herrn Dr. H.-J. Kolbe durchgeführt.

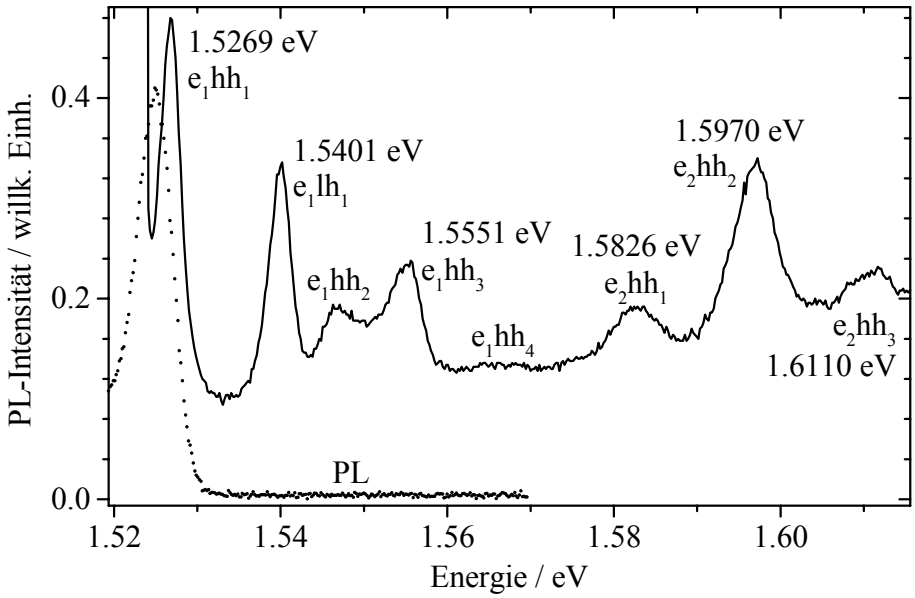

Abb. 5.6: PLE-Spektrum eines entleerten GaAs-Quantenfilms; aufgrund des QCSE sind auch die normalerweise optisch verbotenen Übergänge zu beobachten; gestrichelt ist das entsprechende PL-Spektrum eingezeichnet

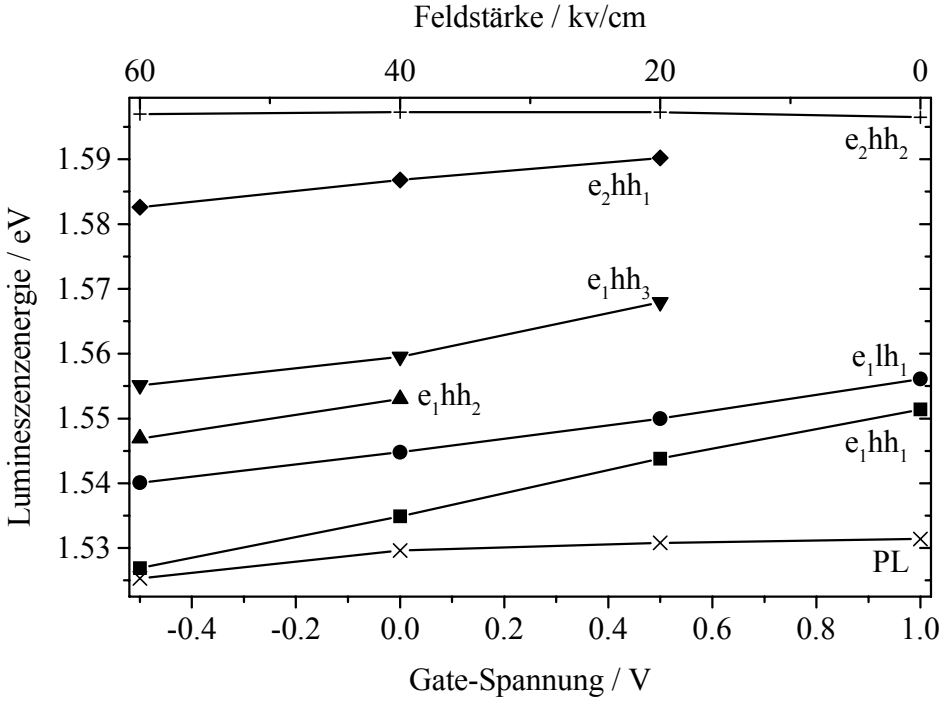

Abb. 5.7: Energetische Lage der optischen Übergänge der PLE in Abhängigkeit von der Gate-Spannung

Als weitere Charakterisierungsmöglichkeit bietet sich die Elektroreflexion (ER) an [Gol94], [Gol95]. Bei der ER handelt es sich um ein empfindliches, differentielles Meßverfahren, bei dem die Bias-Spannung[20] U_{Bias} mit einer kleinen periodischen Modulations-Spannung U_{Mod} überlagert wird. Man mißt die statische Reflexion I_R und die Reflexionsänderung ΔI_R zwischen den beiden Spannungszuständen und berechnet mittels Kramers-Kronig-Transformation die Absorption. Absorptionsänderungen der Größenordnung 10^{-6} lassen sich mit der ER detektieren. Die Ergebnisse sollten mit denen der PLE vergleichbar sein, wobei der störende Absorptionsuntergrund entfällt und nur Signale im Bereich der Übergangsenergien auftreten. Die ER-Messungen dieser Arbeit wurden von Herrn Dr. Kolbe an der Universität in Marburg durchgeführt (Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Weiser).

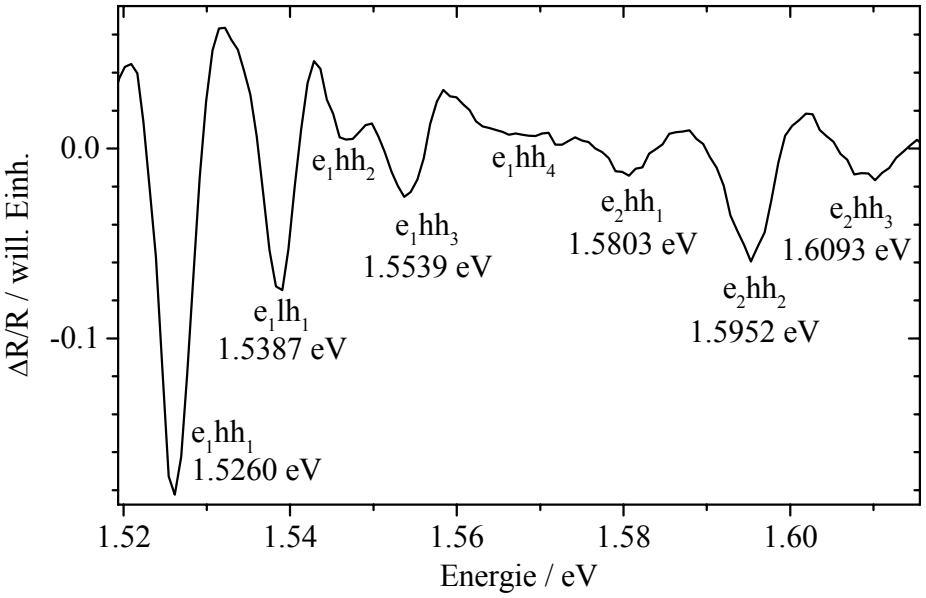

Abb. 5.8: ER-Spektrum eines entleerten GaAs-Quantenfilms; Anzahl, Form, Intensität und energetische Lage der Übergänge stimmen mit den Ergebnissen der PLE-Messungen überein

In den ER-Spektren zeigen sich neben den Signalen vom GaAs- und (AlGa)As-Volumenmaterial zwischen 1.52 eV und 1.62 eV die Quantenfilmübergänge. Die Anzahl der beobachteten Peaks und deren Abhängigkeit von der Bias-Spannung stimmt mit den Ergebnissen der entsprechenden PLE-Messungen überein. Ein direkter Vergleich ergibt, daß sowohl die Signalentwicklung in Abhängigkeit von der angelegten Spannung[21] als auch die energetische Lage der Signale[22] bei

[20] entspricht der Gate-Spannung

[21] d.h. wenig Struktur bei hoher Spannung und mehr Struktur bei negativer Spannung

beiden Methoden übereinstimmen. Die Zuordnung von Übergängen zu den jeweiligen ER-Signalen kann analog zu den PLE-Messungen erfolgen, was für den entleerten Quantenfilm in Abb. 5.8 vorgenommen wurde. Ein Vergleich der Spannungswerte, bei denen die charakteristischen Merkmale auftreten, liefert ebenfalls eine Übereinstimmung. Sogar das in der PLE beobachtete Intensitätsverhältnis einzelner Übergänge wird in der ER wiedergegeben.

Anhand der Franz-Keldysch-Oszillationen im AlGaAs-Bereich eines ER-Spektrums sind Aussagen über die Feldstärke an der Oberfläche der Probe möglich. Die Feldstärke steigt von nahezu 0 kV/cm bei einer Gate-Spannung von 1 V auf ca. 60 kV/cm im entleerten Fall bei -0.5 V linear an. Die Feldstärke ist die entscheidende Größe, wenn man den Einfluß des QCSE ermitteln will.

Es bleibt festzuhalten, daß die ER-Messungen die PLE-Ergebnisse bestätigen, allerdings keine weiteren Informationen bezüglich der Quantenfilmenergien enthalten. Aus diesem Grund wird in der Arbeit auf weitere ER-Messungen verzichtet.

Zum Abschluß dieses Kapitels werden die Größenordnungen der auftretenden physikalischen Effekte in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte abgeschätzt. In den PL-Spektren sind das die Bandkantenrenormierung mit einer Rotverschiebung, sowie die Bandfüllung und der QCSE jeweils mit einer Blauverschiebung mit zunehmender Ladungsträgerdichte[23].

Das PL-Signal hängt von der kombinierten Zustandsdichte und den Besetzungswahrscheinlichkeiten im Valenz- und Leitungsband ab, wie im Anhang bei der Berechnung der PL-Linienform gezeigt. Mit steigender Ladungsträgerdichte sorgt die Bandfüllung daher für eine Blauverschiebung. Der maximale Wert dieser Verschiebung ist begrenzt durch die Verteilungsfunktion der Löcher im Valenzband, die von der Temperatur, nicht aber von der Ladungsträgerdichte abhängt[24]. Der Einfluß der Bandfüllung läßt sich direkt aus den berechneten PL-Spektren entnehmen.

Bei der Renormierung der Bandkante handelt es sich um einen Vielteilchen-Effekt, wobei man die Rotverschiebung der Bandkantenenergie mit steigender Ladungsträgerdichte durch Coulomb-Korrelations- und Austausch-Effekte erklärt. Für zweidimensionale Strukturen ist die Bandkantenrenormierung in erster Nähe

---

[22] Verschiebung und absolute Lage

[23] Der QCSE sorgt für eine Rotverschiebung mit zunehmendem elektrischem Feld. Die Ladungsträger bewirken eine Abschirmung des QCSE, so daß das PL-Signal mit steigender Ladungsträgerdichte aufgrund einer Abnahme des QCSE zu höheren Energien schiebt.

[24] gleicher Grund, wie bei der endlichen Linienbreite der PL

rung unabhängig von der Quantenfilmbreite [Trä87]. Hierbei liegt eine Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte gemäß $n_e^{1/3}$ vor [Scm85], [Del87].

Beim QCSE werden die Elektronen und Löcher durch ein elektrisches Feld zu gegenüberliegenden Seiten des Quantenfilms gezogen, wodurch sich die Energie der Elektron-Loch-Paare verringert. Es kommt zu einer feldabhängigen Verschiebung der exzitonischen Absorption [Mie84], [Mie85]. Die entscheidende Größe beim QCSE stellt somit nicht die Ladungsträgerdichte, sondern die Feldstärke dar.

Die energetische Verschiebung des PL-Signals in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte ist in Abb. 5.9 dargestellt. Der energetische Nullpunkt in der Auftragung ist durch den theoretischen Wert für einen 10 nm dünnen GaAs-Quantenfilm in einer AlGaAs-Barriere definiert (ohne Ladungsträger und ohne Bandverkippung).

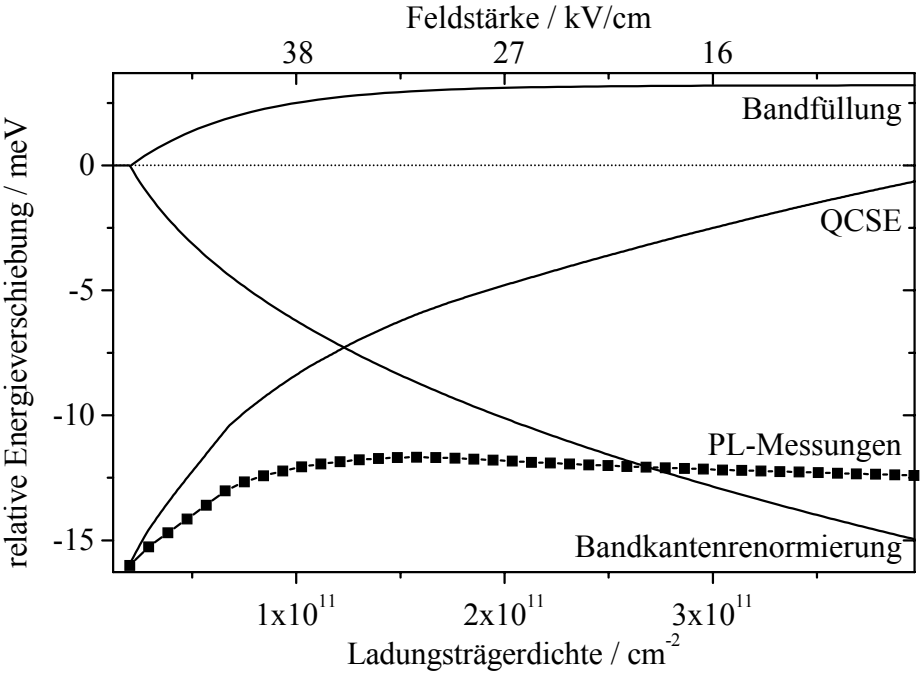

Abb. 5.9: Die Verschiebung der PL-Peaklage mit der Ladungsträgerdichte setzt sich zusammen aus der Bandkantenrenormierung [Scm85], der Bandfüllung und dem QCSE

Im Bereich niedriger Ladungsträgerkonzentration ($< 5 \cdot 10^{10}$ cm^{-2}) ist die Bestimmung der Dichtewerte relativ ungenau, da nur schwer zwischen der durch Ladungsträger hervorgerufenen Burstein-Moss-Verschiebung und der auf Grenzflächenrauhigkeiten beruhenden Stokes-Verschiebung unterschieden werden kann. Die Verschiebung mit der Gate-Spannung ist für Werte kleiner -0.5 V bei PL und PLE nahezu identisch, so daß die Aufspaltung in diesem Spannungsbereich kaum eine Änderung zeigt. Es läßt sich daraus schließen, daß der Fall eines vollständig entleerten Quantenfilms vorliegt. Die auftretende energetische Diffe

renz zwischen PL- und PLE-Peak muß bei der Berechnung der Ladungsträgerdichte als Stokes-Verschiebung von der gemessenen Aufspaltung abgezogen werden, um die benötigte Burstein-Moss-Verschiebung zu erhalten. Durch eine Spannungserhöhung nimmt das elektrische Feld und die daraus resultierende Bandverkippung zwar ab, das Leitungsband ist aber weiterhin vollständig entleert. Die Lage des PL-Signals vor der Bandfüllung läßt direkt auf die Verschiebung aufgrund des QCSE schließen, die kurz vor dem Einsatz der Bandfüllung ca. 16 meV beträgt.

Erst in dem folgenden Spannungsbereich kann man von endlichen Ladungsträgerdichten ausgehen. Die Bandkantenrenormierung kommt zum Tragen und sorgt für eine Rotverschiebung mit $n_e^{1/3}$. Die Bandfüllung wirkt dieser Verschiebung bis zu einer Ladungsträgerdichte von ca. $1.5 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} entgegen und erreicht eine maximale Energieänderung von 3 meV (beides theoretisch berechnet).

Das elektrische Feld und dementsprechend die Bandverkippung nimmt weiter ab. Die Größenordnung der Verschiebung aufgrund des QCSE beträgt im Dichtebereich um $1 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} ca. 5 meV pro 10^{11} Ladungsträger. Bei kleinen elektrischen Feldern wird die relative Verschiebung mit den Ladungsträgern immer geringer [Bru85a], [Bru85b]. Bei einer Dichte von $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} beträgt sie noch ca. 2 meV pro 10^{11} Ladungsträger. Der Einfluß der Bandkantenrenormierung liegt in der gleichen Größenordnung, was dazu führt, daß die energetische Lage des resultierenden PL-Signals nahezu konstant bleibt.[25]

Bei der PLE schiebt die energetische Lage des Signals mit steigender Ladungsträgerdichte kontinuierlich zu höheren Energien, da die energetische Verschiebung durch die Bandfüllung nicht mehr durch die Lochverteilung im Valenzband begrenzt ist. Die Größenordnung der Verschiebung durch die Bandfüllung ist der Berechnung der Ladungsträgerdichten zu entnehmen (Kapitel 2.3.3). Die Verschiebung ist näherungsweise linear zur Dichte und beträgt ca. 4.8 meV pro 10^{11} Ladungsträger.

[25] Bei kleinen Ladungsträgerdichten ist der Einfluß der Bandkantenrenormierung etwas geringer als der des QCSE und bei höheren Dichten leicht dominierend.

5.2 Magnetotransport

Bei den Transportmessungen wird der Probe ein Strom von 2 µA aufgeprägt und die Längs- und die Querkomponente der zwischen zwei Potentialkontakten abfallenden Spannung in Abhängigkeit von einem senkrecht dazu angelegten Magnetfeld gemessen. Die Messungen finden bei einer Temperatur von ca. 30 mK statt. Die Ladungsträgerdichte wird wie bei den optischen Messungen durch Anlegen einer Gate-Spannung gesteuert.

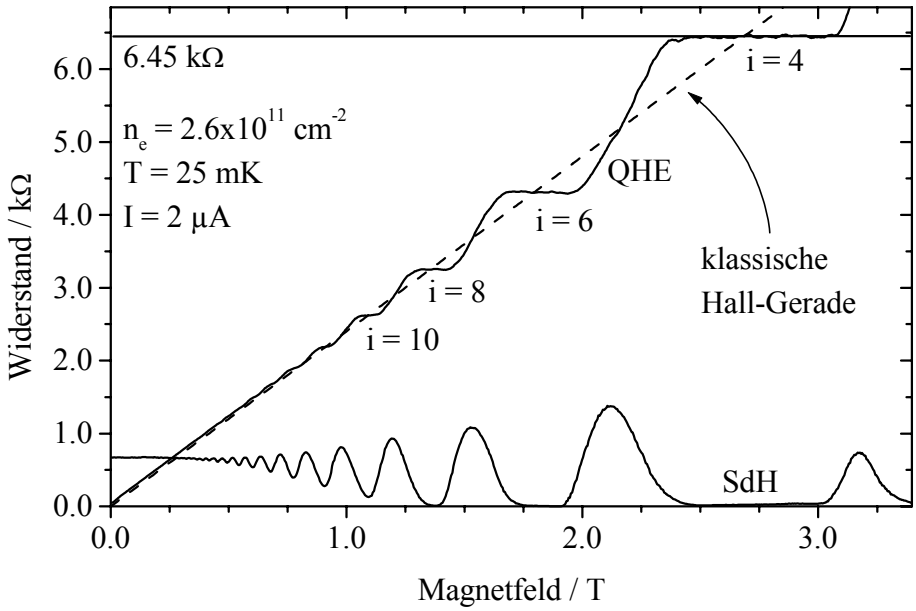

Abb. 5.10: Typische Transportmessung an den GaAs/(AlGa)As-Proben bei einer Ladungsträgerdichte von $2.7 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}

Abb. 5.10 zeigt eine typische Transportmessung, bei der die Shubnikov-de Haas-Oszillationen im Längswiderstand und eine Abweichung vom linearen Verlauf im Querwiderstand zu erkennen sind. Der Einsatzpunkt der SdH-Oszillationen hängt von der Beweglichkeit der Ladungsträger ab und liegt bei dieser Probe bei einem Magnetfeld von ca. 0.3 T. Der Hall-Widerstand bleibt in bestimmten Magnetfeldbereichen konstant, wobei der entsprechende Widerstandswert quantisiert ist. Der Magnetfeldbereich, in dem die Plateaus auftreten, korreliert mit der Lage der Minima im Längswiderstand.

Weder die Oszillationen im Längs- noch die Plateaus im Querwiderstand sind bei negativen Gate-Spannungen aufgrund einer zu geringen Ladungsträgerdichte zu beobachten. Mit steigender Ladungsträgerdichte verschieben die Plateaus zu höheren Magnetfeldern. Im positiven Spannungsbereich treten im Durchlaßbereich

des Chrom-Gates[26] keine flachen Plateaus mehr auf. Der zugehörige Widerstand weicht vom quantisierten Wert ab und schiebt zu höheren Widerständen, so daß eine Messung des QHE nicht mehr möglich ist. Der Querwiderstand liefert allerdings weiterhin brauchbare Resultate, was anhand der durchzuführenden Auswertung bezüglich der Ladungsträgerdichte und der Ladungsträgerbeweglichkeit deutlich wird.

Als Kriterien zur Bewertung der Güte der Schichten werden in diesem Kapitel zum einen die Ladungsträgerbeweglichkeit und die damit verbundene Streuzeit und zum anderen die Relaxations- bzw. Quantenstreuzeit diskutiert. Die Breite der Quanten-Hall-Plateaus als Bewertungsmerkmal hat sich als äußerst komplex herausgestellt und wird daher in einem separaten Kapitel (7) erläutert.

Zunächst wird auf die notwendige Berechnung der Ladungsträgerdichte und deren Abhängigkeit von der Gate-Spannung eingegangen. Drei unterschiedliche Größen werden bei der Auswertung der Transportmessungen bezüglich der Ladungsträgerdichte berücksichtigt, und zwar die Steigung des Hall-Widerstandes bei kleinen Magnetfeldern (a), die Periode der SdH-Oszillationen (b) und die zum i=4-Plateau gehörende magnetische Flußdichte (c).

a) Der Hall-Widerstand zeigt bei kleinen Magnetfeldern noch keine Quantisierungseffekte, was eine klassische Behandlung dieses Bereiches erlaubt. Man erhält über den Hall-Koeffizienten R_H, für den der Wert der Widerstandssteigung in Ohm pro Tesla eingesetzt wird, direkt die zugehörige Ladungsträgerdichte:

$$n_e\,[cm^{-2}] = \frac{1}{R_H \cdot e} \cdot 10^{-4} \tag{5-1}$$

b) Die Frequenz der SdH-Oszillationen ist unabhängig vom Füllfaktor. Im Magnetfeldbereich ohne Spinaufspaltung läßt sich die Ladungsträgerdichte mit folgender Formel bestimmen:

$$n_e = \frac{2e}{h}\frac{1}{\Delta\left(1/B\right)} = \frac{f_{Osz.}\left(1/B\right)\cdot e}{\pi \cdot \hbar} \tag{5-2}$$

c) Das Magnetfeld des i=4-Plateaus im Hall-Widerstand bzw. die Lage des entsprechenden SdH-Minimums in Tesla ergibt ungefähr die Ladungsträgerdichte in 10^{11} Ladungen pro cm^2.

[26] Der Einsatz des Durchlaßbereiches liegt je nach Probe zwischen 0.5 V und 1 V.

Diese Abhängigkeit erhält man aus dem Zusammenhang der magnetischen Flußdichte mit der Ladungsträgerdichte:

$$n_e = i \cdot B_i \frac{e}{h} \tag{5-3}$$

$$\Rightarrow n_e = i \cdot B_i \cdot 0.24 \cdot 10^{11} cm^{-2} \tag{5-4}$$

Die Auswertung ist für alle drei Fälle automatisiert und liefert übereinstimmende Ergebnisse. Beim Erreichen des Durchlaßbereiches der Diode sind die Messungen des Hall-Widerstandes nicht mehr für die Bestimmung der Ladungsträgerdichte heranzuziehen, so daß ausschließlich die SdH-Resultate zu berücksichtigen sind. Im positiven Gate-Spannungsbereich steigt die Ladungsträgerdichte linear mit der Gate-Spannung an. Unterhalb von $5 \cdot 10^{10}$ Ladungsträger pro cm^2 treten noch keine auswertbaren Plateaus oder Oszillationen auf.

Ein Vergleich der aus den optischen Spektren resultierenden Ladungsträgerdichten mit den sich aus den Transportmessungen ergebenden Werten in Abhängigkeit von der Gate-Spannung ist in der Abb. 5.11 dargestellt. Die ermittelten Ladungsträgerdichten stimmen für Optik und Transport im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. Bis zu einer Ladungsträgerdichte von $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} treten nur minimale Unterschiede auf ($< 3 \cdot 10^{10}$ cm^{-2}), wobei die Lumineszenzwerte systematisch etwas größer sind. Diese mit der Ladungsträgerdichte leicht steigende Abweichung kann in der Vernachlässigung der Bandfüllung bei der Auswertung der PL-Peaklage begründet sein. Wie im vorigen Abschnitt diskutiert, sorgt die Bandfüllung für eine Blauverschiebung des Lumineszenzsignals. Wenn dieser Einfluß bei der Berechnung der Ladungsträgerdichte über die Burstein-Moss-Verschiebung berücksichtigt wird, erhalten wir um bis zu $4 \cdot 10^{10}$ cm^{-2} kleinere Dichten. Der Einfluß der Bandfüllung wird bei der Berechnung des Fehlerbalkens in Abb. 5.11 vernachlässigt.

Bei höheren Ladungsträgerdichten ($> 3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}) laufen die Werte zum Teil weiter auseinander, was in dem Erreichen des Durchlaßbereiches der Diode begründet liegt. Diese Tatsache schlägt sich auch im dargestellten Fehlerbalken der Transportmessungen nieder. Die Genauigkeit der optischen Werte hängt von der Bestimmung der Lumineszenzmaxima ab. Die Ermittlung der Maxima verliert mit zunehmender Ladungsträgerdichte aufgrund der Bandfüllung und der dadurch bedingten Verbreiterung der Spektren an Präzision. Weiterhin wird bei der Berechnung der optischen Werte eine Gittertemperatur von 0 K angenommen. Eine Korrektur auf einen im Experiment herrschenden endlichen Temperaturwert ist für präzisere Dichtewerte erforderlich. Da diese Genauigkeit in unserem Vorhaben allerdings nur eine untergeordnete Rolle spielt, wird auf diese Korrektur verzichtet. Durch Lumineszenzmessungen in Abhängigkeit von der Anregungsleistung kann eine Verfälschung der Werte durch optisch generierte Ladungsträger ausgeschlossen werden.

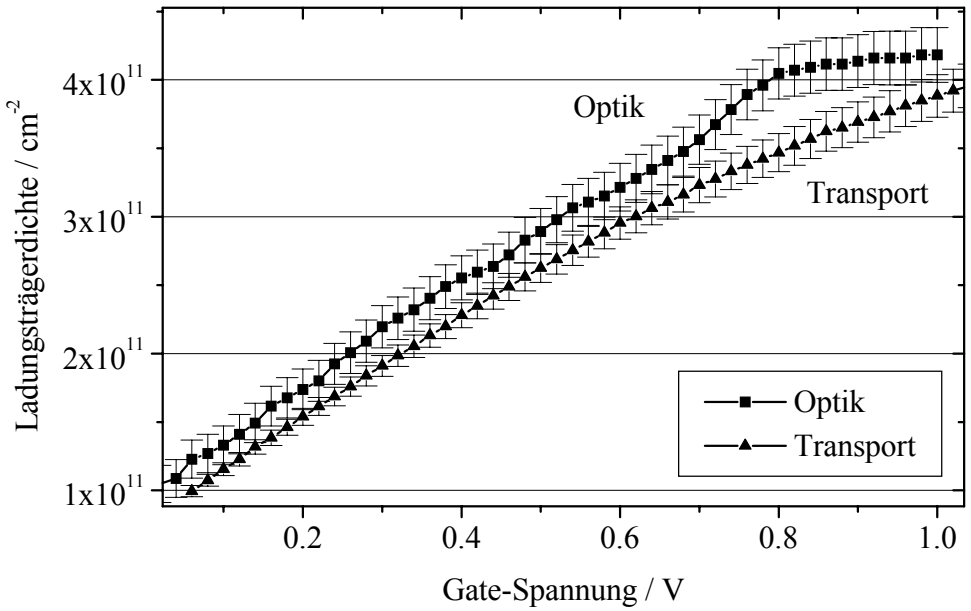

Abb. 5.11: Vergleich der aus der Optik und dem Transport ermittelten Ladungsträgerdichten in Abhängigkeit von der Gate-Spannung

Es bleibt festzuhalten, daß bei allen Proben eine Steuerung der Ladungsträgerdichte bis zu Werten von ca. $4 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} möglich ist und diese Dichte sowohl mit optischen als auch mit Transportmessungen bestimmt werden kann.

Die Güte der Schichten äußert sich in den Magnetotransportmessungen in der Beweglichkeit der Ladungsträger bzw. in der dazu proportionalen Streuzeit τ_S. Eine Bestimmung der Beweglichkeit ist zusammen mit den zuvor ermittelten Ladungsträgerdichten aus den SdH-Messungen möglich. Die sich ergebenden Werte für die Beweglichkeit in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte sind in Abb. 5.12 aufgetragen. Bei geringen Ladungsträgerdichten steigt die Beweglichkeit mit zunehmender Dichte, da durch freie Ladungsträger das Coulomb-Potential der ionisierten Störstellen abgeschirmt wird. Es gilt für die Elektronenbeweglichkeit und die Ladungsträgerdichte folgendes Potenzgesetz [Hir86]:

$$\mu \propto n_e^{\gamma} \quad \text{, mit } \gamma > 1 \tag{5-5}$$

Ab einer gewissen Ladungsträgerdichte nimmt die Beweglichkeit wieder ab. Die Kurve durchläuft ein Maximum, welches durch den Einsatzbereich der Durchlaßrichtung der Diode vorgegeben wird. Für den Vergleich mehrerer Proben im Hinblick auf die Güte der Schichten darf dieser Bereich nicht berücksichtigt werden. Der Vergleich muß bei einer festen, kleineren Ladungsträgerdichte stattfinden.

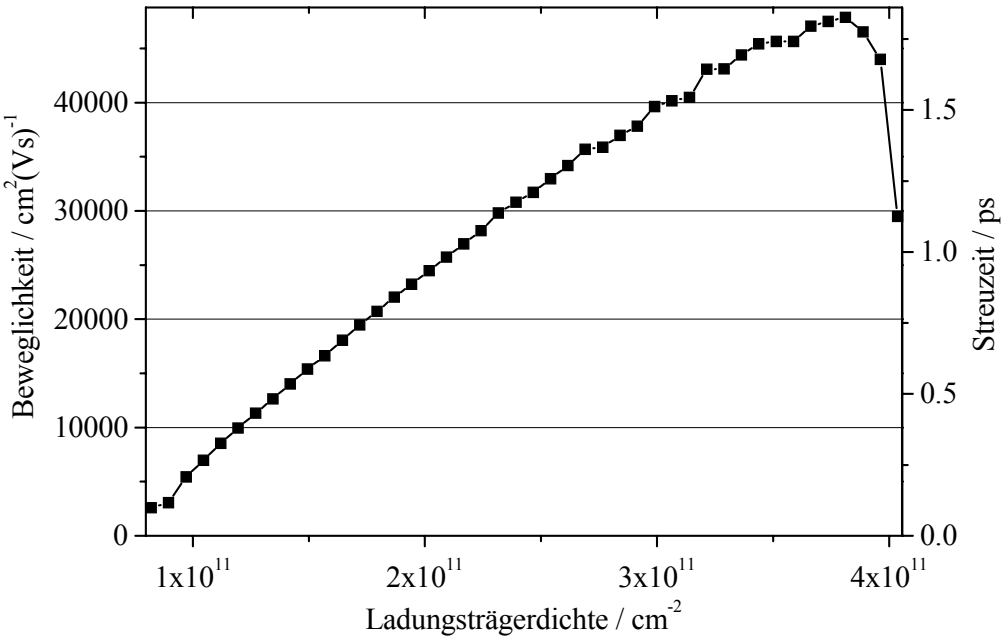

Abb. 5.12: Aus den SdH-Messungen ermittelte Beweglichkeit bzw. Streuzeit in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte

Neben der Streuzeit τ_S existiert als weitere charakteristische Zeit die Relaxationszeit τ_R. Die Relaxationszeit ergibt sich experimentell aus dem Anstieg der Amplitude der SdH-Oszillationen. Ein nichtlinearer Monotonanteil, der die SdH-Oszillationen überlagert, wird mit Hilfe eines Polynoms möglichst kleiner Ordnung angepaßt und vor der Auswertung von den Meßwerten abgezogen.

Die korrigierten Oszillationen werden mit folgender Formel beschrieben [Kla99]:

$$\frac{\delta\rho(B,T)}{\rho_0} = 2\sum_{i=1}^{\infty} e^{-\frac{i\cdot\pi}{\omega_c\cdot\tau_S}} \cdot \frac{2i\cdot\pi^2\frac{k_B\cdot T}{\hbar\cdot\omega_c}}{\sinh\left(2i\cdot\pi^2\frac{k_B\cdot T}{\hbar\cdot\omega_c}\right)} \cdot \cos\left(\frac{2i\cdot\pi\cdot E_f}{\hbar\cdot\omega_c} - i\cdot\pi\right) \qquad (5\text{-}6)$$

Die Relaxationszeit hängt von der Wahl des auszuwertenden Magnetfeldbereiches ab, was zu einem relativ ungenauen absoluten Wert führt. Für den angestrebten Vergleich von mehreren Proben wird daher jeweils der Bereich der Messungen gewählt, in dem das SdH-Signal anfängt zu oszillieren. Da sich die Auswertung nicht automatisieren läßt, wird der Vergleich der beiden Streuzeiten für zwei feste Ladungsträgerdichten vorgenommen ($2\cdot10^{11}$ cm^{-2} und $3\cdot10^{11}$ cm^{-2}).

Das Verhältnis der beiden Streuzeiten gibt Aufschluß über den in den Messungen dominierenden Streumechanismus. Die Relaxationszeit ist für alle untersuchten Proben kleiner als die Streuzeit, wobei das Verhältnis τ_S/τ_R zwischen den beiden Grenzwerten für die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung und für die Streuung an ionisierten Störstellen liegt. Dies läßt darauf schließen, daß beide Streumechanismen den Magnetotransport beeinflussen. Auf das Verhältnis der beiden Zeiten zueinander wird in den folgenden Kapiteln ausführlich eingegangen.

Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit werden zusätzlich van der Pauw-Messungen in einem ^{4}He-Durchflußkryostaten durchgeführt, der Messungen bei stabilisierten Temperaturen zwischen 1.5 K und 300 K ermöglicht. Das Verfahren beruht auf den Hall- und Leitfähigkeitsmessungen nach van der Pauw (vdP; [Pau58]), wobei Schichtwiderstände in einer Vierpunktanordnung gemessen werden und daraus die Ladungsträgerdichte und die zugehörige Beweglichkeit berechnet wird. Die Beweglichkeit wird dabei über alle Kristallrichtungen gemittelt. Die vdP-Proben verfügen über kein zusätzliches Chrom-Gate, was eine gezielte Einstellung der Ladungsträgerdichte verhindert. Trotzdem sind aufgrund der unterschiedlichen Temperaturabhängigkeit der Streuprozesse und dem daraus resultierenden Temperaturverlauf der Beweglichkeit Aussagen über die Art der beteiligten Streuprozesse und somit indirekt über die Schichtqualität möglich.

Für die gewählte Probenstruktur und bei für unsere MBE-Anlage typischen Wachstumsbedingungen beträgt die Ladungsträgerdichte bei Raumtemperatur zwischen $3\cdot10^{11}$ cm^{-2} und $5\cdot10^{11}$ cm^{-2}. Die Ladungsträgerdichte nimmt bei einer Reduzierung der Temperatur durch das Ausfrieren der Ladungsträger zunächst ab. Unterhalb von 100 K bleibt die Dichte mit ca. $1\cdot10^{11}$ cm^{-2} annähernd konstant. Die Konzentration der vorhandenen Si-Donatoren bestimmt die Ladungsträgerdichte bei tiefen Temperaturen. Oberhalb von 100 K wird die Dichte durch thermische Ionisierung von tiefen Störstellen erhöht [Scu85], [Hau88]. In dem betrachteten Dichtebereich steigt die Beweglichkeit mit zunehmender Ladungsträgerkonzentration stetig an (Abb. 2.11, rechts).

Ausgehend von einer geringen Beweglichkeit bei Raumtemperatur nimmt diese bis zu einer Temperatur von 50 K um einen Faktor von ungefähr acht zu, obwohl dem Anstieg der Beweglichkeit die gleichzeitige Abnahme der Ladungsträgerdichte entgegenwirkt. Der dominierende Streumechanismus für Temperaturen über 100 K ist die Streuung an polar optischen Phononen. Unterhalb von 50 K nimmt die Beweglichkeit wieder ab. Dieses Verhalten steht im Widerspruch zu dem in Abb. 2.11 im linken Diagramm gezeigten, stetig ansteigenden Verlauf der Beweglichkeit bis zur Heliumtemperatur. Die Abweichung läßt sich mit der in der Grafik nicht berücksichtigten Grenzflächenrauhigkeits-Streuung erklären (Kapitel 2.5.2). Die Streuung an ionisierten Störstellen kann bei einer Reduzierung der effektiven Spacerdicke zwar ebenfalls für eine Abnahme der Beweglichkeit mit

sinkender Temperatur sorgen, würde aber allein nicht ausreichen, um die Abweichung in unseren Messungen zu erklären.[27]

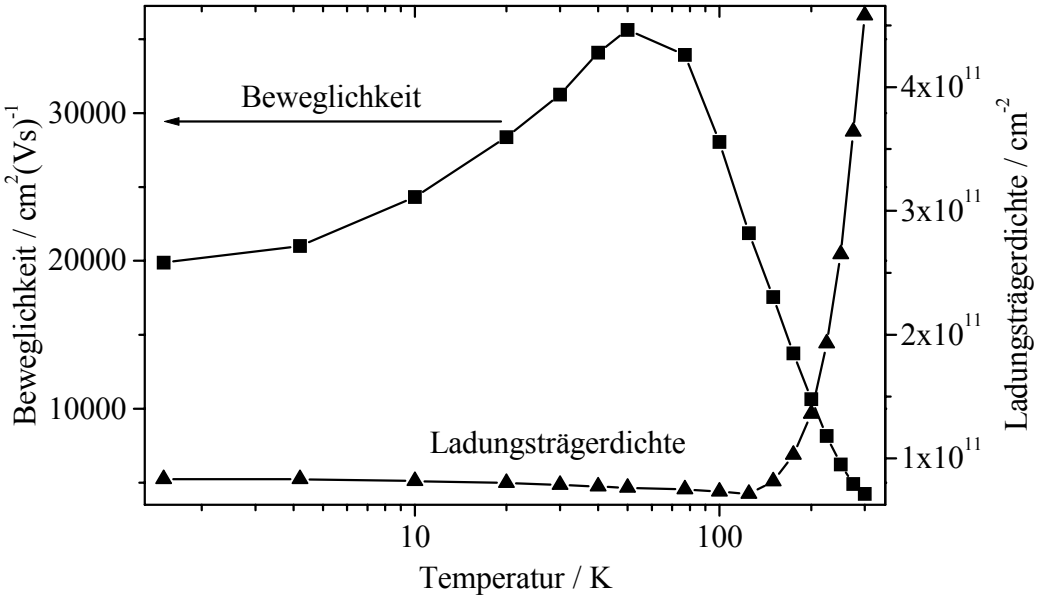

Abb. 5.13: Aus den vdP-Messungen ermittelte Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte und der Elektronenbeweglichkeit

Als Ergebnis dieser grundlegenden Betrachtungen des Magnetotransports bleibt festzuhalten, daß die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung in unseren Proben die Beweglichkeit der Ladungsträger beeinflußt. Durch Unterschiede in der Beweglichkeit beim Vergleich von Proben, die außer ihrer Grenzflächenstruktur identisch sind, läßt sich somit auf die Topographie der Flächen schließen. Im Kapitel 7 wird gezeigt, daß die Topographie über die Streuung auch in den Quanten-Hall-Effekt eingeht.

[27] Um überhaupt eine solche Abnahme der Beweglichkeit zu beobachten, sind effektive Spacerdicken von weniger als 20 nm notwendig. Die nominelle Spacerdicke bei unseren Proben beträgt 30 nm. Dieser Wert kann durch Verschleppungseffekte reduziert werden, was zu einer kleineren effektiven Spacerdicke führt.

6 Meßergebnisse

Die physikalischen Eigenschaften von Halbleiterproben, insbesondere die strukturellen Eigenschaften der Grenzflächen von Heterostrukturen, lassen sich durch zahlreiche Wachstumsparameter beeinflussen (Kapitel 3.1). Zwei dieser Parameter werden in dieser Arbeit untersucht. Im Abschnitt 6.1 wird der Einfluß der Wachstumsunterbrechung (WU) systematisch analysiert, und anschließend wird auf die Veränderungen bei Erhöhung der Wachstumstemperatur eingegangen (Kapitel 6.2).

6.1 Abhängigkeit von der Wachstumsunterbrechung

Die Proben wurden bei einer nominellen Temperatur von 620 °C mit der MBE hergestellt. Die Wachstumsunterbrechung auf den Grenzflächen betrug jeweils 30 Sekunden. Als Referenz dient eine Probe ohne jegliche Wachstumsunterbrechung (Probe 1). Der Einfluß einer Wachstumsunterbrechung nach der AlGaAs-Spacerschicht (Unterseite des Quantenfilms, 2) und nach dem GaAs-Quantenfilm (Oberseite, 3) wird untersucht. Die Probe 4 mit Wachstumsunterbrechungen an beiden Grenzflächen vervollständigt die Probenserie. Von den Proben 1 - 3 wurden über insgesamt drei Jahre verteilt mehrere Serien hergestellt, so daß Aussagen über die Abhängigkeit von unterschiedlichen MBE-Hintergrundbedingungen (z.B. Druck und Restverunreinigungen in der Wachstumskammer) möglich sind.

Probe	WU nach AlGaAs-Spacer	WU nach GaAs-QW
1	nein	nein
2	ja	nein
3	nein	ja
4	ja	ja

Tabelle 6.1: Zur Verfügung stehende Proben; die Wachstumsunterbrechung (WU) beträgt jeweils 30 Sekunden

6.1.1 Grenzflächenmorphologie

Wichtig für die physikalischen Eigenschaften eines Quantenfilms sind beide beteiligten Grenzflächen. Aus diesem Grund betrachte ich die AlGaAs-Unterseite und die GaAs-Oberseite eines Quantenfilms zusammenhängend. Der laterale Maßstab aller Grenzflächenaufnahmen beträgt 2.5 µm und der grauskalierte Höhenmaßstab 2 nm.

Bei der ersten Probe zeigt sich für beide Grenzflächen eine sehr feingliedrige Inselstruktur (Abb. 6.1). Die Inseln sind in der [0-11]-Richtung länglich ausge

dehnt mit einer durchschnittlichen Kantenlänge von 200 nm für die längere und 40 nm für die kürzere Seite. Verantwortlich für die längliche Inselstruktur ist die anisotrope Oberfläche von GaAs und AlGaAs, die durch die Kristallstruktur und die jeweilige Oberflächenrekonstruktion[28] bestimmt wird. Die Anisotropie sorgt für einen viermal so großen Diffusionskoeffizienten von Gallium in [0-11]-Richtung im Vergleich zur [011]-Richtung [Oha89].

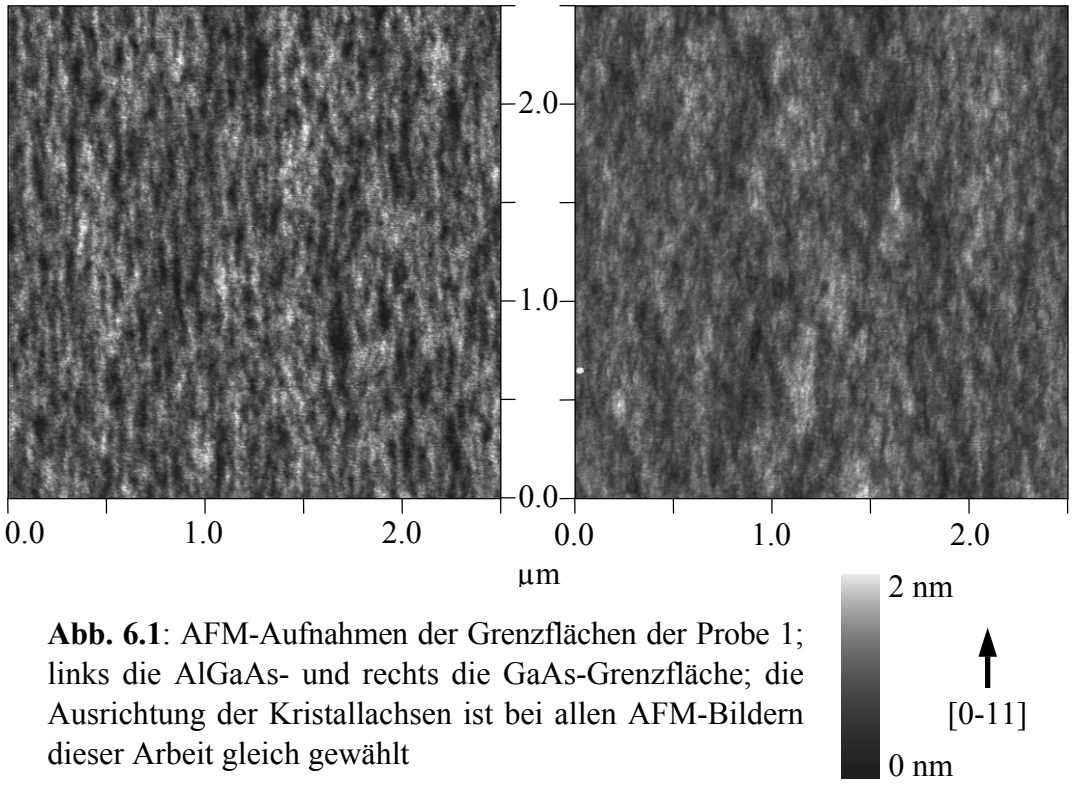

Abb. 6.1: AFM-Aufnahmen der Grenzflächen der Probe 1; links die AlGaAs- und rechts die GaAs-Grenzfläche; die Ausrichtung der Kristallachsen ist bei allen AFM-Bildern dieser Arbeit gleich gewählt

Eine Erklärung für die relativ großen Höhenfluktuationen und die feingliedrige Struktur der Probe könnte eine Art Insel-auf-Insel-Wachstum sein. Ausgedehnte Terrassenflächen als Unterlage für die Inseln sind nur andeutungsweise zu erkennen und scheinen ebenfalls länglich in [0-11]-Richtung zu verlaufen mit einem Abstand von ca. 500 nm zwischen den einzelnen Terrassenstufen.

Während der laterale Maßstab der Inseln für beide Grenzflächen nahezu gleich ist, tritt ein Unterschied in der Höhenfluktuation auf. Als geeignetes Beschreibungsmaß für die Höhenfluktuation bietet sich die RMS-Rauhigkeit (r*oot mean square*) an, die eine Standardabweichung der Höhenwerte der AFM-Aufnahmen wiedergibt. Während die RMS-Rauhigkeit für die AlGaAs-Grenzfläche 0.34 nm beträgt, nimmt sie bei der GaAs-Fläche auf einen Wert von 0.25 nm ab. Die Ausglättung des GaAs findet aufgrund einer erhöhten Diffusionsgeschwindigkeit statt.

[28] Die MBE-Proben weisen bei den gewählten Wachstumsbedingungen eine arsenstabilisierte (2x4) rekonstruierte Oberfläche auf.

Trotz des Ausglättens bleibt festzuhalten, daß die GaAs-Grenzfläche in erster Näherung ein direktes Abbild der zugrunde liegenden AlGaAs-Fläche darstellt. Die beiden Grenzflächen sind miteinander korreliert. Bei ähnlichen Untersuchungen an MOVPE-Proben wurde hingegen festgestellt, daß die Korrelation der Grenzflächen bereits nach einem Aufwachsen von 5 nm GaAs verloren geht [Nau99]. Ob es sich hierbei um einen anlagenspezifischen Unterschied handelt, ist nicht klar, da mit den unterschiedlichen Basisschichten der Proben und einer größeren absoluten Höhenfluktuation bei den MBE-Proben zwei weitere Erklärungsmöglichkeiten zur Verfügung stehen.

Auch bei der zweiten Probe mit der Wachstumsunterbrechung nach der AlGaAs-Schicht liegt eine Korrelation der beiden Grenzflächen vor (Abb. 6.2). Allerdings sind die wiederum länglichen Inseln lateral wesentlich ausgedehnter als bei der ersten Probe (2 µm x 200 nm). Das Verhältnis der beiden Inselseiten zueinander hat sich um einen Faktor zwei zugunsten der längeren Seite verändert. Durch die Wachstumsunterbrechung hat die AlGaAs-Grenzfläche die Möglichkeit, eine energetisch günstigere Struktur anzunehmen. Die Ausbildung von größeren Inseln führt zu einer Reduzierung der Anzahl der Stufen, was eine Vergrößerung der Fläche zusammenhängender (100)-Ebenen bedeutet. Die Oberflächenenergie wird auf diese Art reduziert.

Die Dynamik der Ausglättung ist relativ langsam, so daß die volle Strukturentwicklung nach 30 Sekunden noch nicht abgeschlossen ist. Monolagenstufen sind daher noch nicht zu erkennen.

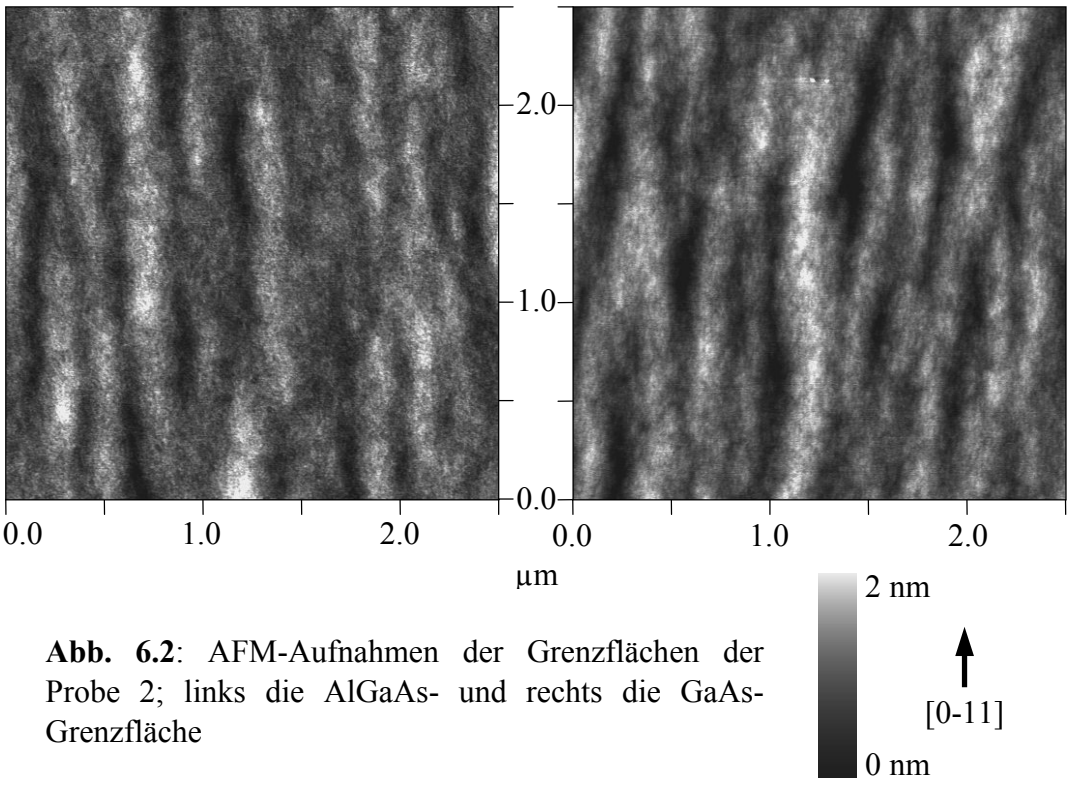

Abb. 6.2: AFM-Aufnahmen der Grenzflächen der Probe 2; links die AlGaAs- und rechts die GaAs-Grenzfläche

Die RMS-Rauhigkeit der AlGaAs-Grenzfläche ist bei der Probe 2 leicht verbessert (0.31 nm zu 0.34 nm bei der Probe 1). Hingegen weist die GaAs-Grenzfläche mit 0.34 nm sowohl im Vergleich zur entsprechenden Grenzfläche der ersten Probe als auch zur AlGaAs-Fläche der gleichen Probe einen erhöhten Wert auf. Bei lateral ausgedehnten Inseln führt die höhere Diffusionsgeschwindigkeit der Ga-Atome offensichtlich nicht zum Ausglätten der Grenzfläche.

Bei der dritten Probe wächst das GaAs auf einer nicht wachstumsunterbrochenen AlGaAs-Fläche auf. Die feingliedrige Morphologie der AlGaAs-Grenzfläche entspricht somit der der ersten Probe (Abb. 6.3 links). Die Wachstumsunterbrechung nach der GaAs-Schicht führt zu einer Ausglättung der Grenzfläche. Es entstehen lateral ausgedehnte Inseln, wobei die einzelnen Monolagenstufen zwischen den Inselflächen gut zu erkennen sind (Abb. 6.3 rechts). Das Auftreten von ausgeglätteten Monolagenstufen nach einer Wachstumsunterbrechung auf einer GaAs-Schicht ist bereits von MOVPE-Proben bekannt [Nau99]. Die RMS-Rauhigkeit nimmt von 0.25 nm für die nicht wachstumsunterbrochene GaAs-Grenzfläche auf 0.20 nm ab.

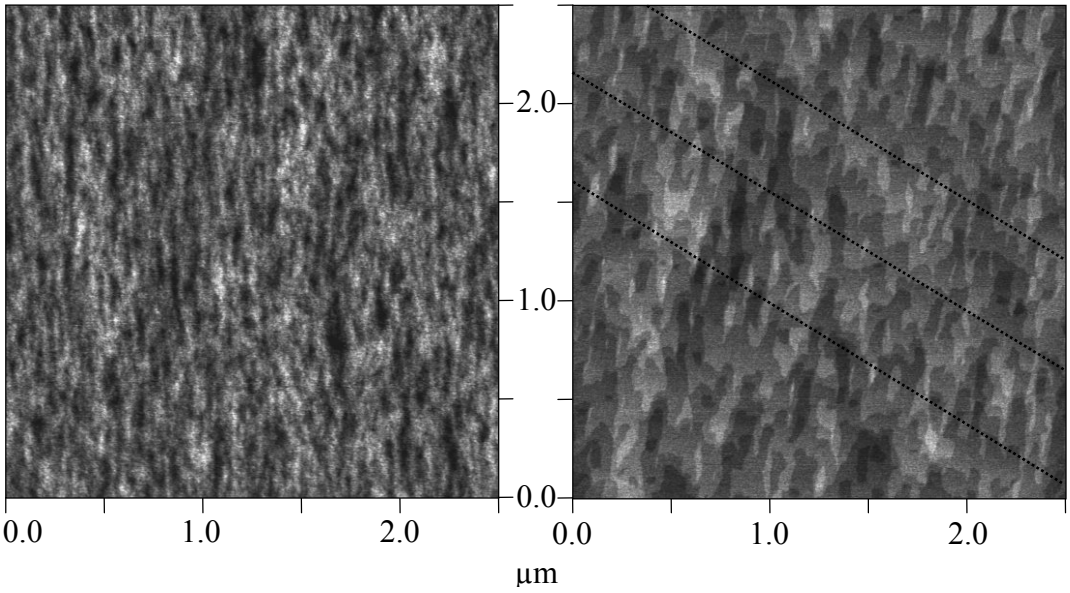

Abb. 6.3: AFM-Aufnahmen der Grenzflächen der Probe 3; links die AlGaAs- und rechts die wachstumsunterbrochene GaAs-Grenzfläche; die AlGaAs-Grenzfläche stimmt mit der der Probe 1 überein (Abb. 6.1 links); der Verlauf einiger Terrassenkanten ist zur Veranschaulichung im rechten Bild gestrichelt eingezeichnet

Ebenfalls auszumachen ist eine Terrassenstruktur aufgrund der lokalen Fehlorientierung des Substrates. Die Terrassenkanten verlaufen entlang der [100]-Richtung. Die Terrassenflächen und die aufgrund der Kristallstruktur länglichen Wachs

tumsinseln stehen in einem Winkel von ungefähr 45° aufeinander, wodurch der relativ zergliederte Eindruck der GaAs-Grenzfläche entsteht. Ein entsprechendes Wachstumsmodell wurde bereits zur Deutung von Magnetotransportmessungen an Proben herangezogen, die auf fehlorientiertem Substrat gewachsen wurden [Sau96]. Eine Bestätigung durch die zugehörigen Grenzflächenaufnahmen war damals nicht möglich.

Die vierte Probe besitzt ebenfalls eine wachstumsunterbrochene GaAs-Grenzfläche. Allerdings wurde diesmal auch nach der AlGaAs-Schicht das Wachstum unterbrochen, so daß man wie bei der zweiten Probe eine Basisstruktur mit lateral ausgedehnten, länglichen Inseln zur Verfügung hat (Abb. 6.4 links).

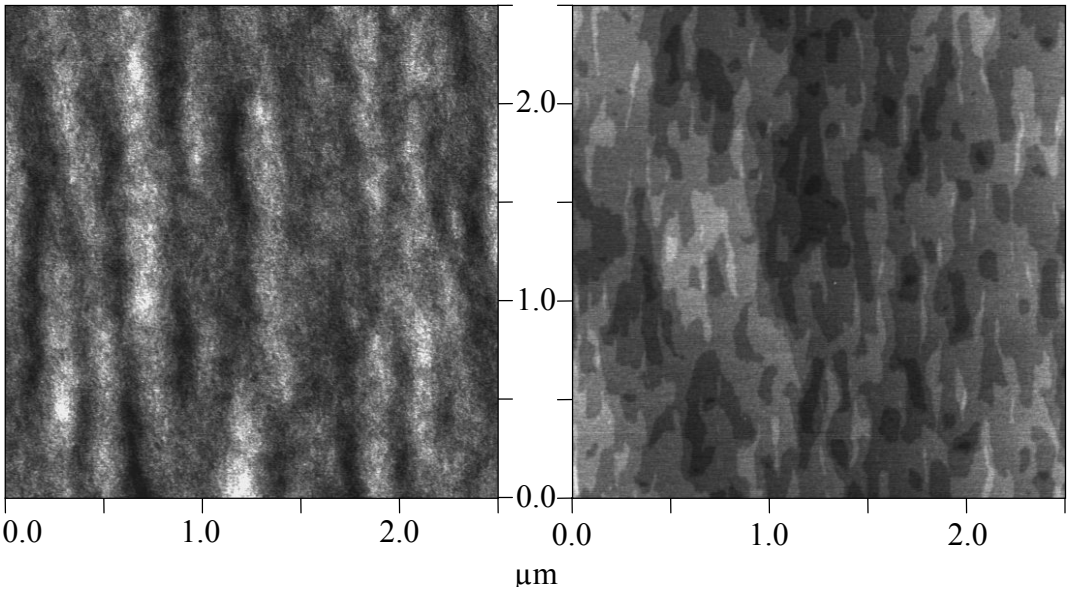

Abb. 6.4: AFM-Aufnahmen der Grenzflächen der Probe 4; links die AlGaAs- und rechts die GaAs-Grenzfläche; nach beiden Grenzflächen wurde das Wachstum unterbrochen; die AlGaAs-Grenzfläche stimmt mit der von Probe 2 überein (Abb. 6.2 links)

Die zugehörige GaAs-Grenzfläche weist eine Inselstruktur mit scharfen Monolagenstufen auf (Abb. 6.4 rechts), wobei die Strukturen im Vergleich zur Probe 3 lateral ausgedehnter sind. Bei den Grenzflächen ist eine Unterscheidung zwischen Terrassen- und Inselflächen erforderlich. Die Breite der Terrassenflächen wird durch die lokale Fehlorientierung bestimmt und läßt keine Rückschlüsse auf den Einfluß der Wachstumsunterbrechung zu. Neben den Terrassenflächen sind längliche Inseln in [0-11]-Richtung zu erkennen. Die Länge der Inseln ist zwar durch die Terrassenkanten beschränkt, ansonsten aber unabhängig von der lokalen Fehlorientierung und somit charakteristisch für die jeweiligen Wachstumsbedingungen. Die lateral ausgedehnteren Inseln weisen bei den wachstumsunter

brochenen GaAs-Grenzflächen erneut die größere RMS-Rauhigkeit auf (0.26 nm im Vergleich zu 0.20 nm bei der Probe 3).

Eine zusätzliche Wachstumsunterbrechung an der Oberseite des Quantenfilms führt in beiden Fällen (3 und 4) zu einem Ausglätten der Strukturen und scharfen Monolagenstufen. Die Korrelation der beiden Grenzflächen des Quantenfilms wird folglich zerstört.

Durch den Vergleich von Grenzflächenaufnahmen der Proben aus unterschiedlichen Wachstumsserien kann die Reproduzierbarkeit der Grenzflächenmorphologie gewährleistet werden. Die Beeinflussung der in der Optik und im Transport gemessenen Größen durch die Grenzflächenmorphologie sollte daher für die hergestellten Probenserien gleich bzw. ähnlich sein.

Größe	RMS-Rauhigkeit / nm				Strukturform			
Probe	1	2	3	4	1	2	3	4
AlGaAs-GF	0.34	0.31	0.34	0.31	feingliedrig	groß	feingliedrig	groß
GaAs-GF	0.25	0.34	0.20	0.26	feingliedrig	groß	Monolagen	Monolagen

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Ergebnisse der AFM-Aufnahmen der inneren Grenzflächen

6.1.2 Lumineszenz-Messungen

Nachdem im Kapitel 5.1 die grundlegenden physikalischen Eigenschaften der gewählten Probenstruktur in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte diskutiert wurde, beschränke ich mich in diesem Abschnitt auf die für die Optik charakteristischen Größen der PL- und PLE-Linienbreite sowie der Stokes-Verschiebung für einen entleerten Quantenfilm. Diese Größen werden sowohl für die vier Proben untereinander als auch für verschiedene Wachstumsserien miteinander verglichen. Eine Zusammenstellung aller in diesem Kapitel erwähnten, optischen Ergebnisse befindet sich im Anhang. Dort wird ein Überblick über alle für unser Vorhaben gewachsenen Probenserien gegeben.

Zwei der Probenserien wurden innerhalb eines Monates hergestellt (Serien A und B, März / April 2001). Die Proben zur Untersuchung der Grenzflächenmorphologie (Kapitel 6.1.1) wurden direkt im Anschluß an diese Serien gewachsen. Die sich ergebenden Werte für die beiden Serien stimmen für die zusammengehörigen Proben gut überein. Leichte Unterschiede lassen sich durch lokale Schwankungen der Rauhigkeiten und durch eine leicht veränderte Reinheit der Epitaxieanlage erklären. Im folgenden Diagramm sind die aus der Lumineszenz ermittelten Werte der ersten drei Proben als Mittelwerte der beiden Serien dargestellt (Abb. 6.5). Die Genauigkeit bei der Bestimmung der Linienbreiten wird durch das Rauschen der Signale bestimmt, das bei der Anregung mit möglichst kleiner Laserintensität

nicht vernachlässigt werden darf. Bei der Stokes-Verschiebung addieren sich die Unsicherheiten für die Bestimmung der Peakpositionen von PL und PLE.

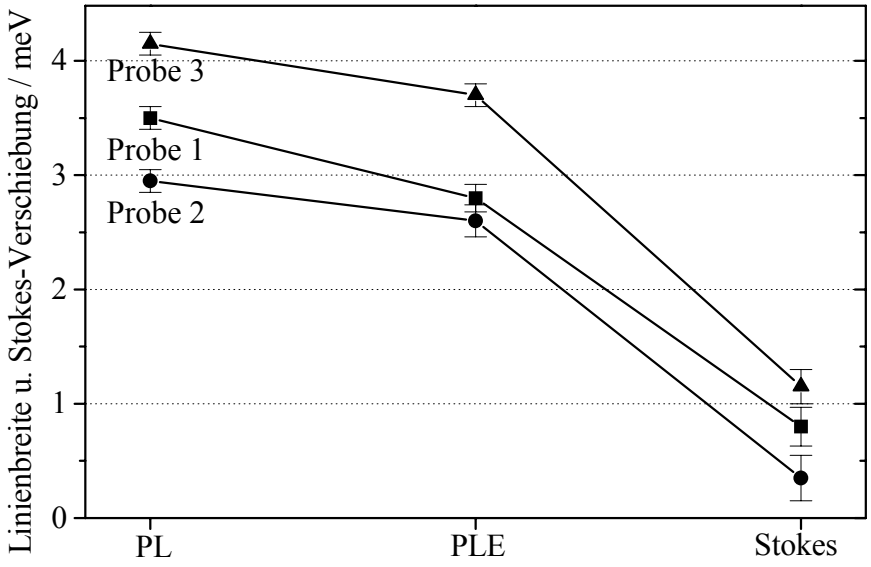

Abb. 6.5: Optische Charakteristika der dotierten Proben 1-3 als Mittelwerte der Wachstumsserien A und B

Die kleinsten Werte weist für alle charakteristischen Größen die zweite Probe auf. Etwas größer sind die Werte für die Probe 1 ohne jegliche Wachstumsunterbrechung. Hierbei ist der Unterschied in der PLE-Linienbreite mit 0.2 meV minimal (8%). Die größten Werte liefert die dritte Probe, obwohl die Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm für ausgeglättete Monolagenstufen gesorgt hat. Die RMS-Rauhigkeit für die zugehörige GaAs-Grenzfläche weist für die dritte Probe einen minimalen Wert auf, was eher kleine Linienbreiten hätte erwarten lassen. Anhand der absoluten Rauhigkeit der Grenzflächen scheinen noch keine Rückschlüsse auf die zu erwartende Linienbreite möglich zu sein.

Durch das Ausglätten der GaAs-Grenzfläche geht bei der dritten Probe allerdings die Korrelation mit der zugehörigen AlGaAs-Grenzfläche verloren. Während bei den ersten beiden Proben die GaAs-Grenzfläche in erster Näherung ein direktes Abbild der zugrunde liegenden AlGaAs-Fläche darstellt, unterscheiden sich die beiden Quantenfilm-Grenzflächen für die dritte Probe merklich.[29]

[29] Die AFM-Bilder zeigen für die dritte Probe eine feingliedrige AlGaAs-Grenzfläche und eine ausglättete GaAs-Grenzfläche mit Monolagenstufen zwischen den lateral ausgedehnten Inseln.

Anhand der Abb. 6.6 soll modellhaft veranschaulicht werden, daß für die optischen Spektren beide Grenzflächen eines Quantenfilms bzw. die Korrelation der Morphologie der beiden Grenzflächen entscheidend ist. Obwohl die Grenzflächen der linken Struktur relativ große Höhenfluktuationen aufweisen, läßt sich aufgrund der Korrelation der lokalen Schwankungen eine relativ schmale exzitonische Lumineszenz erwarten. Die Korrelation der beiden Grenzflächen sorgt bei lateral ausgedehnten Inseln[30] dafür, daß das Exziton nicht von den Inselkanten beeinflußt wird. Für das Exziton wirkt die Struktur, die auf der linken Seite der Abb. 6.6 dargestellt ist, wie ein glatter Quantenfilm mit einer einheitlichen Schichtdicke.

Die absolute Höhenfluktuation bei der zweiten Struktur (rechts) ist zwar geringer, führt aber aufgrund der mangelnden Korrelation zwischen den Grenzflächen und der kleinen lateralen Ausdehnung der Rauhigkeiten zu einer größeren Linienbreite. Die ungeordnete Morphologie der Grenzflächen führt zu einer Schwankung der Topfbreite und man erhält nicht mehr eine einzige Energie, sondern ein inhomogen verbreitertes Energiespektrum. Bestimmt wird die Linienbreite im wesentlichen durch die Korrelation und die laterale Ausdehnung der beiden Grenzflächen.

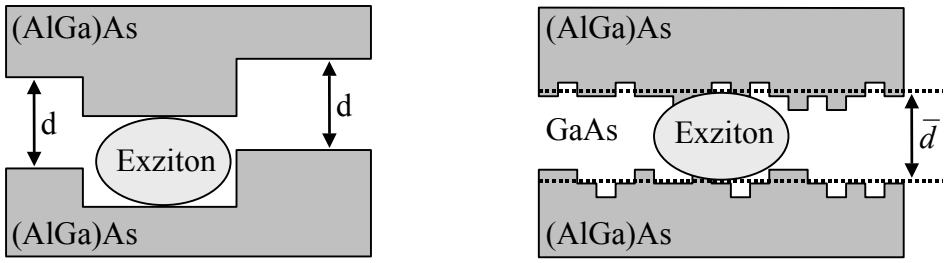

Abb. 6.6: Zwei Extremfälle der Grenzflächenrauhigkeit: zum einen eine ausgeprägte, korrelierte Höhenfluktuation der beiden Flächen und zum anderen eine geringe, nicht korrelierte Unordnung

Die mit dem Ausglätten der GaAs-Grenzfläche verbundene Aufhebung der Korrelation der beiden Grenzflächen ist bei der dritten Probe für deren große Linienbreiten in der Optik verantwortlich.

Die gemessenen Differenzen der ersten beiden Proben lassen sich mit der unterschiedlichen lateralen Ausdehnung der Grenzflächenstrukturen erklären. Die Inseln der zweiten Probe sind mit über 200 nm Kantenlänge wesentlich größer als der Exzitonenradius (~ 10 nm), und somit ist der Einfluß der Inselkanten auf die Breite der Lumineszenzlinien minimal. Mit einer durchschnittlichen Breite von 40 nm sind zwar auch die Inseln der ersten Probe größer als die Exzitonen, befinden sich aber in einer ähnlichen Größenordnung, was zu einer leichten

[30] ausgedehnt im Vergleich zum Exzitonenradius

Verbreiterung der Spektren führt. Lateral ausgedehntere Strukturen sind für optische Proben günstiger. Monolagenaufspaltungen sind sowohl in der PL als auch in der PLE nicht zu detektieren, was bei den Linienbreiten von minimal 3 meV und bei der Korrelation der beiden Grenzflächen auch nicht zu erwarten ist.

Der Erklärungsansatz, daß im wesentlichen die Korrelation der beiden Quantenfilm-Grenzflächen die Linienbreiten in der Optik beeinflußt, läßt sich mit Hilfe der vierten Probe überprüfen. Bei den bisher betrachteten Probenserien wurde diese jedoch nicht mitgewachsen. Um die Vergleichbarkeit mit den vorherigen Probenserien zu gewährleisten, wurde die Probe 2 zusätzlich zur Probe 4 als Referenzstruktur erneut hergestellt (Serie C, November 2001).

Die charakteristischen Größen fallen für die Probe 2 der Serie C etwas größer aus, befinden sich aber in der gleichen Größenordnung wie bei den Serien A und B. Die geringfügige Abweichung überrascht nicht, da zwischen den Serien die MBE zum Nachfüllen des Bedampfungsmaterials kurzfristig geöffnet wurde. Die Eingliederung der vierten Probe in das Gesamtbild der vorherigen Serien ist trotzdem möglich.

Die charakteristischen Linienbreiten in der Lumineszenz sind bei der vierten Probe um bis zu 50% größer als bei der zweiten Probe (siehe Anhang). Die Unterseite des Quantenfilms ist für beide Proben gleich. Während bei der zweiten Probe die Oberseite des Quantenfilms die Unterseite nahezu direkt abbildet, führt die zweite Wachstumsunterbrechung der vierten Probe zu glatten Monolagenterrassen auf Kosten der Korrelation der beiden Grenzflächen. Die großen Linienbreiten und die erhöhte Stokes-Verschiebung bei der vierte Probe bestätigen somit die Annahme, daß die Lumineszenz im wesentlichen durch die Korrelation der Grenzflächen bestimmt wird.

Bei den gesamten bisherigen Messungen fällt auf, daß die Linienbreite der PL größer ist als die der PLE. Nach der Generation der Ladungsträger kann es zu einer Lokalisierung der gebildeten Exzitonen in den lokalen Minima der Potentialverteilung kommen, so daß die Rekombination hauptsächlich in den niederenergetischsten Zuständen stattfindet und daher nicht die gesamte ungeordnete Morphologie der Grenzflächen widerspiegelt. In diesem Fall wären die PL-Spektren immer schmaler als die zugehörigen PLE-Linien. Ebenso ist das Verhältnis zwischen Stokes-Verschiebung und PLE-Linienbreite nicht 0.553, wie im Modell von Yang und Wilkinson vorhergesagt (Abschnitt 2.3.2), sondern mit Werten zwischen 0.14 und 0.31 wesentlich kleiner und nicht konstant.

Zur Klärung dieses Sachverhaltes und um die Beeinflussung der Ergebnisse durch die bei den Proben aufgrund der Dotierung immer vorhandene Bandverkippung auszuschließen, wurde eine Probenserie mit dem gleichen Schichtaufbau aber ohne Dotierung gewachsen (Serie D, Oktober 2001).

In Abb. 6.7 sind die gemessenen optischen Charakteristika der vier Proben miteinander verglichen. Die beiden Proben mit den korrelierten Grenzflächen (Probe 1 und 2) liefern erneut die kleineren Werte. Vor allem die PLE-Linienbreiten der Proben 3 und 4 sind wesentlich größer als die der ersten beiden Proben. Die etwas kleineren Werte der Probe 4 im Vergleich zur dritten Probe lassen sich mit der größeren lateralen Ausdehnung der Grenzflächenstrukturen erklären.[31] Die sich aus den charakteristischen Größen ergebende "Qualitätsreihenfolge" hängt folglich nicht von der Bandverkippung aufgrund des QCSE ab. Aussagen aufgrund der Grenzflächenmorphologie über die zu erwartenden Größen der optischen Charakteristika sind auch in den dotierten Proben erlaubt.

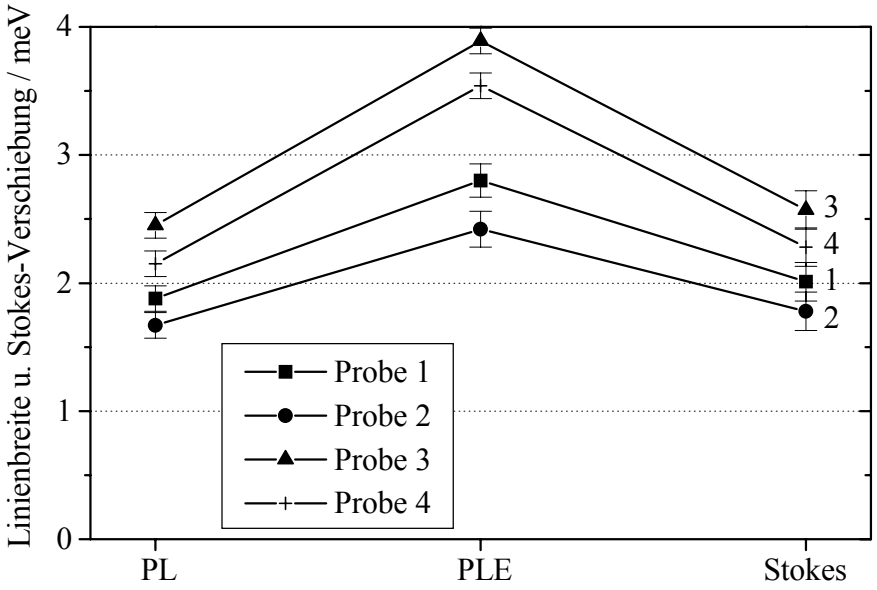

Abb. 6.7: Optische Charakteristika der undotierten Proben 1-4 (Serie D)

Die absoluten Werte der charakteristischen Größen hingegen unterscheiden sich für den dotierten und den undotierten Fall.[32] Während die PLE-Linienbreiten ungefähr gleich sind, treten bei der PL-Linienbreite und der Stokes-Verschiebung deutliche Abweichungen auf. Die Stokes-Verschiebung ist bei den undotierten Proben etwas größer und die PL-Linienbreite kleiner. Weiterhin ist ein Vergleich zwischen den Proben mit der wachstumsunterbrochenen AlGaAs-Grenzfläche[33] für die Serien C und D möglich, die innerhalb eines Monates hergestellt wurden. Hier treten die größten Unterschiede in der PL-Linienbreite auf, wobei die Werte für die dotierten Proben um mehr als den Faktor 2 größer sind.

---

[31] wie beim vorherigen Vergleich der dotierten Proben 1 und 2

[32] Vergleich der Serien A und B mit der Serie C

[33] Die Proben 2 und 4 besitzen eine wachstumsunterbrochene AlGaAs-Grenzfläche.

Als Ursache für die unterschiedlichen Linienbreiten kommt der QCSE in Frage. Eine Übersicht über die diskutierten Möglichkeiten der Linienverbreiterung mit zunehmendem elektrischen Feld wird im Artikel von Schmitt-Rink et al. gegeben [Scm89]. Der QCSE bzw. das elektrische Feld sorgt, wie im Abschnitt 5.1 bereits erwähnt, für eine energetische Verschiebung der Elektronen- und Lochniveaus und damit für eine Abnahme des Überlapps der zugehörigen Wellenfunktionen. Mit dem reduzierten Überlapp ist ein Anstieg der Lebensdauer verbunden, der zu schmaleren Linienbreiten führen würde. Allerdings wirkt ein zweiter Mechanismus dieser Tendenz entgegen. Mit zunehmendem elektrischem Feld nimmt die Tunnelwahrscheinlichkeit der Ladungsträger aus dem Quantenfilm zu und folglich deren Lebensdauer ab. Der Tunnelprozeß bestimmt die Lebensdauer der Ladungsträger im Quantenfilm und ist somit verantwortlich für die beobachtete Linienverbreiterung der PL-Spektren [Pol85]. Desweiteren nimmt der Exzitonenradius mit steigendem Feld zu, so daß die Verbreiterungsmechanismen an Effizienz gewinnen [Mie85]. Zu vernachlässigen ist die Ionisation von Exzitonen durch das elektrische Feld, wie sie im dreidimensionalen Fall beobachtet wird [Scl87].

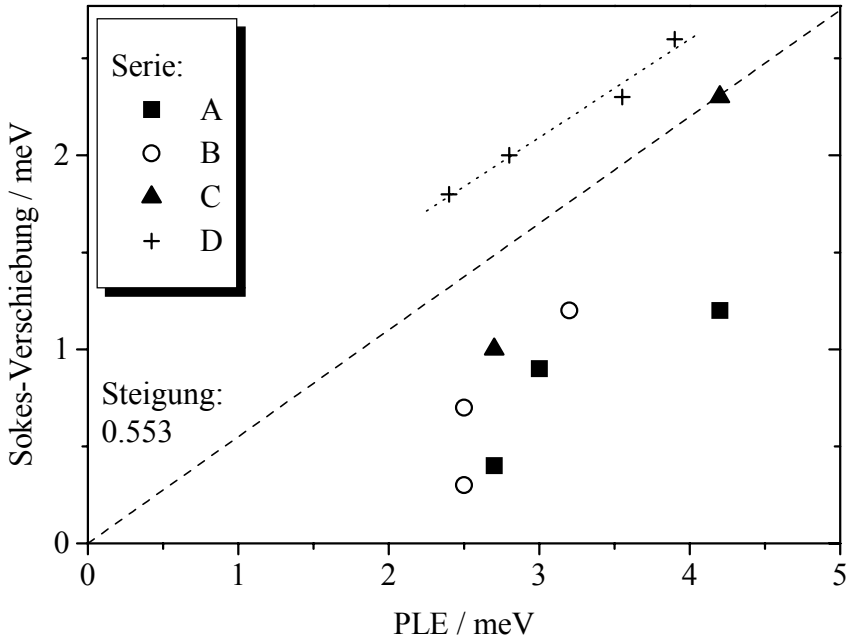

Abb. 6.8: Auftragung von Stokes-Verschiebung gegen PLE-Linienbreite; die untere Gerade gibt den theoretischen Verlauf nach Yang wieder und bei der oberen Gerade handelt es sich um einen linearen Fit für die Daten der Probenserie D

Bei den undotierten Proben hat sich außerdem das Verhältnis der Stokes-Verschiebung zur PLE-Linienbreite erhöht (Abb. 6.8). Mit Werten zwischen 0.64 und 0.74 liegt dieses über dem theoretisch vorhergesagten Wert von 0.553 und dem in der gleichen Arbeit als experimentellen Wert angegebenen 0.6 [Yan93]. Die Abhängigkeit der Stokes-Verschiebung von der PLE-Linienbreite ist zusammen

mit dem von Yang erwarteten Verlauf in der Abb. 6.8 dargestellt. Es zeigt sich bei den undotierten Proben eine lineare Abhängigkeit mit einer Steigung von 0.51, die allerdings um 0.47 meV gegenüber der theoretischen Gerade verschoben ist. Bei den dotierten Proben tritt eine größere Streuung mit wesentlich kleineren Werten auf. Die Erklärung hierfür liefert die Abnahme der Stokes-Verschiebung mit dem elektrischen Feld. Die erwähnte PL-Linienverbreiterung geht einher mit einer Blauverschiebung des PL-Maximums (bzw. einer kleineren Rotverschiebung als erwartet [Pol85]), was direkt zu einer Reduzierung der Stokes-Verschiebung führt.

Bestätigt werden die in diesem Abschnitt erhaltenen Ergebnisse und deren Interpretation durch eine weitere Probenserie, die in Berlin von Herrn Dr. Hey ebenfalls mit einer MBE gewachsen wurden. Die optischen Charakteristika liefern die gleiche "Qualitätsreihenfolge" der Proben. Die absoluten Werte der Linienbreiten liegen bis zu 1 meV unter den Ergebnissen der übrigen Probenserien und der Unterschied zwischen den Proben scheint abgenommen zu haben (Werte siehe Anhang). Da keine AFM-Bilder der zugehörigen Grenzflächen vorliegen, kann man zur Erklärung dieser Beobachtungen nur Vermutungen anstellen. Die wahrscheinlichste möchte ich kurz erwähnen: Die Höhenfluktuationen der Grenzflächen sind bei den Berliner Proben insgesamt geringer. Die Wachstumsunterbrechung liefert die gleichen Veränderungen bezüglich der Ausglättung und der Art der Strukturen. Die Korrelation der Grenzflächen ist erneut nur für die ersten beiden Proben gegeben. Der Einfluß der Korrelation hängt von der absoluten Höhe der Grenzflächenrauhigkeiten ab. Im Grenzfall der glatten Unterseite spielt die Korrelation keine Rolle mehr und die Rauhigkeit der Oberseite würde alleine die optischen Werte bestimmen. Mit den aufgestellten Annahmen bezüglich der Grenzflächen ließen sich sowohl die absoluten Werte als auch die Unterschiede zwischen den Proben erklären.

Die allererste Probenserie wurde im November 1999 auf ganzen 2 Zoll Wafern gewachsen und nicht wie später auf Viertel-Wafern. Die nominelle Wachstumstemperatur ist für beide Substratgrößen gleich. Allerdings unterscheidet sich bei den beiden Substratgrößen die Wärmeankopplung zum Waferhalter, was eine niedrigere Heizleistung beim ganzen Wafer bedingt. Folglich nimmt die Temperatur des Gesamtsystems ab. Die Proben, die auf ganzen Wafern gewachsen werden, scheinen eine um 10 °C bis 20 °C geringere effektive Wachstumstemperatur zu haben. Daher wird auf diese Serie erst im Kapitel 6.2 eingegangen.

Als Ergebnis dieses Kapitels bleibt festzuhalten, daß die charakteristischen Größen der optischen Spektren im wesentlichen durch die Korrelation der Grenzflächen und der lateralen Ausdehnung der Grenzflächenstrukturen bestimmt werden.

6.1.3 Magnetotransport

Die Magnetotransportmessungen werden an denselben Probenserien durchgeführt wie die optischen Messungen. Allerdings sind an der Serie D mit den undotierten Proben keine Transportmessungen möglich. Bei der Probenserie E aus Berlin ist die über die Gate-Spannung maximal einstellbare Ladungsträgerdichte zu gering[34], um Plateaus bzw. Oszillationen im Widerstand zu messen. Erst bei zusätzlicher Beleuchtung der Proben mit einer Leuchtdiode zeigt sich der erwartete Verlauf. Das Problem der geringen Ladungsträgerkonzentration bei den Berliner Proben läßt sich durch eine Reduzierung der Spacerdicke von 30 nm auf 15 nm beheben. Allerdings wurde von dieser modifizierten Probenstruktur keine komplette Wachstumsserie hergestellt, so daß in diesem Abschnitt auf einen Vergleich mit Proben einer zweiten MBE-Anlage verzichtet wird. Eine tabellarische Übersicht über die Ergebnisse der Transportmessungen bei den Ladungsträgerdichten $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} und $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} für alle gemessenen Proben befindet sich im Anhang. Gemessen wird der Transport jeweils entlang der beiden Kristallrichtungen [011] und [0-11].

Die Beweglichkeit[35] zeigt für alle Proben den bereits in Kapitel 5.2 diskutierten Anstieg mit der Ladungsträgerdichte aufgrund der Abschirmung des Coulomb-Potentials der ionisierten Störstellen. In dem betrachteten Ladungsträgerdichtebereich zwischen $1 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} und $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} ergibt sich ein näherungsweise linearer Zusammenhang.

Die Beweglichkeit weist für die beiden Orientierungen Unterschiede von weniger als 15% auf, wobei bei den Serien A und B bis auf eine Ausnahme die [0-11]-Richtung die größeren Werte liefert. Bei der Interpretation muß berücksichtigt werden, daß die Messungen in den beiden Richtungen nicht an dem gleichen Probenstück durchgeführt werden, sondern an zwei Hall-Barren und somit an unterschiedlichen Positionen auf dem Wafer. Lokale Schwankungen der Grenzflächenrauhigkeit können daher für die unterschiedlichen Beweglichkeiten verantwortlich sein.

Da die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung von den Inselabmessungen abhängt, könnte auch eine Anisotropie in der Beweglichkeit aufgrund der länglichen Inselstrukturen der Grenzflächen vorliegen (Kapitel 2.5.3). Die Anisotropie müßte mit zunehmender Ladungsträgerdichte ansteigen, was nur bei einigen Proben ansatzweise beobachtet wird. Die unterschiedlichen Beweglichkeiten in den beiden Meßrichtungen werden bei dieser Wachstumstemperatur geringfügig durch die Anisotropie der beiden Kristallrichtungen und hauptsächlich durch lokale Schwankungen der Grenzflächenrauhigkeit auf dem Wafer bestimmt. Für den

---

[34] Die maximale Ladungsträgerdichte ist kleiner als $5 \cdot 10^{10}$ cm^{-2}.

[35] Die Beweglichkeit ist gleichzusetzen mit der dazu proportionalen Streuzeit.

Vergleich der Proben wird daher jeweils der Mittelwert der Beweglichkeiten für die beiden Kristallrichtungen gebildet. Der dichteabhängige Verlauf der gemittelten Beweglichkeiten für die Proben der Serie B ist in Abb. 6.9 dargestellt.

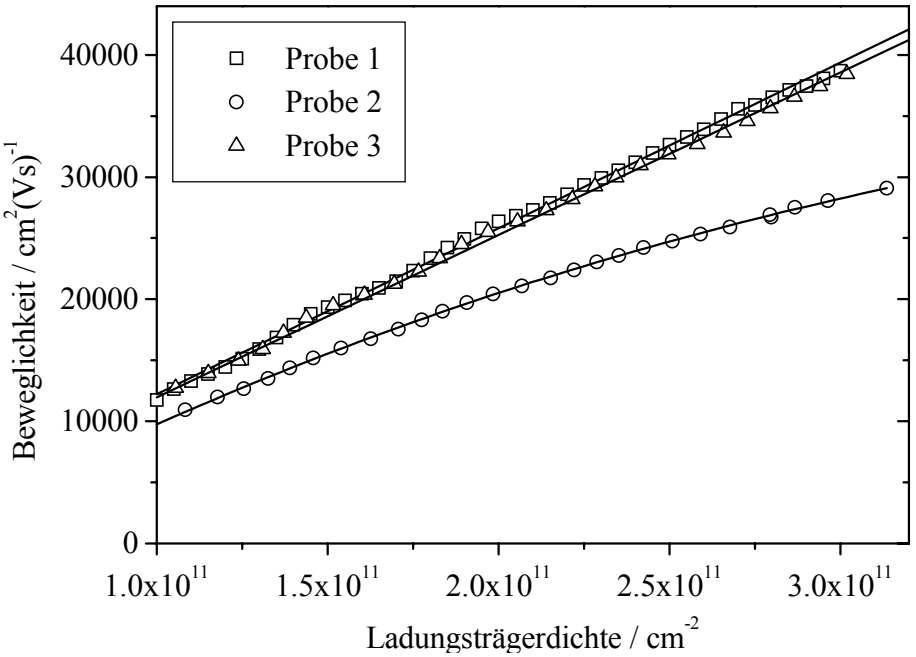

Abb. 6.9: Über die beiden Kristallrichtungen gemittelte Beweglichkeit der Probenserie B in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte

Die Beweglichkeiten bei der Serie B sind für die Proben 1 und 3 nahezu identisch, wobei die Werte der ersten Probe minimal größer sind. Mit Abstand am schlechtesten ist die 2. Probe mit einer bis zu 25% geringeren Beweglichkeit.

Zunächst soll geklärt werden, welche Grenzflächen Einfluß auf die Beweglichkeit haben. Der Potentialverlauf im Quantenfilm wird durch die Gate-Spannung bestimmt (Abb. 3.2). Hierbei sorgt der QCSE für eine Verkippung der Bänder, die mit steigender Ladungsträgerdichte zwar abnimmt, aber bei allen betrachteten Gate-Spannungen noch vorhanden ist. Für den Transport verantwortlich sind daher beide Grenzflächen, wobei der Einfluß der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche dominiert. Sowohl die Struktur als auch die RMS-Rauhigkeit dieser Grenzfläche ist für alle drei Proben unterschiedlich (Tabelle 6.2). Die kleinsten RMS-Werte besitzt die 3. Probe und mit Abstand die größten Werte die Probe 2. Die erste und die dritte Probe haben die gleiche untere Quantenfilm-Grenzfläche, die RMS-Rauhigkeit der oberen Grenzfläche ist für die Probe 1 um 25% erhöht (0.25 nm statt 0.20 nm bei Probe 3). Trotzdem weist die Probe eine etwas bessere Beweglichkeit auf.

Durch die Wachstumsunterbrechung wird der Grenzfläche nicht nur Zeit gegeben, die für sie energetisch günstigere Grenzflächenstruktur anzunehmen, sondern auch um Verunreinigungen wie Kohlenstoff, Sauerstoff oder Wasserstoff

einzubauen. Obwohl das Wachstum bei der MBE im Ultrahochvakuum stattfindet, liegt immer eine Restverunreinigung in der Wachstumskammer vor. Entscheidend hierbei dürfte die Rolle des Kohlenstoffs sein, der als Akzeptor fungiert und aufgrund der Bandverbiegung der Quantenfilmstruktur ionisiert. Durch die Wachstumsunterbrechung erhöht sich somit die Streuung an ionisierten Störstellen, und aus diesem Grund besitzt die 1. Probe die höchste Beweglichkeit.

Auch beim Vergleich der beiden Probenserien A und B wird deutlich, daß die Streuung an ionisierten Störstellen maßgeblichen Einfluß auf die Beweglichkeit hat (Abb. 6.10). Die höheren Beweglichkeiten liefert die Probenserie B, die vier Wochen nach der Serie A hergestellt wurde. Die Verunreinigungen in der Wachstumskammer wurden durch die zeitliche Verzögerung reduziert und erlauben somit höhere Beweglichkeiten. Je mehr Schichten mit der MBE gewachsen werden, ohne die Anlage zwischenzeitlich zu öffnen, desto sauberer wird die Wachstumskammer und dementsprechend höher ist die erreichbare Beweglichkeit.

Allerdings fällt bei den Ergebnissen der Serie A auf, daß sich die aus der Beweglichkeit ergebende "Qualitätsreihenfolge" der Proben geändert hat: die Beweglichkeit der 3. Probe ist diesmal größer als die der 1. Probe. Die Probe 2 weist erneut die geringste Beweglichkeit auf, wobei die absoluten Unterschiede relativ klein sind. Nach den vorherigen Ausführungen würde das darauf hindeuten, daß der Einfluß der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung bei der Serie A größer ist als bei der Serie B. Dies steht im Widerspruch zu den eben dargelegten Betrachtungen zur veränderten Reinheit der Epitaxieanlage.

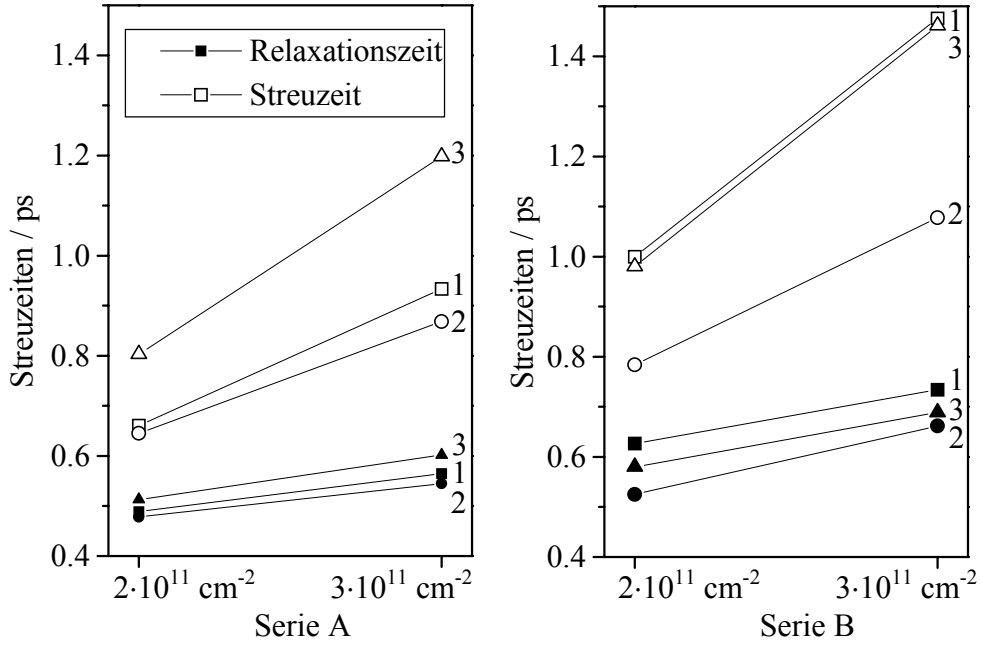

Abb. 6.10: Die Streu- und Relaxationszeiten für die Probenserien A und B bei zwei festen Ladungsträgerdichten; die angegebenen Zahlen entsprechen den jeweiligen Probennummern

Zusammen mit der Streuzeit ist die Relaxationszeit für die beiden Probenserien in der Abb. 6.10 dargestellt. Die sich aus der Relaxationszeit ergebende "Qualitätsreihenfolge" stimmt mit der aus den Streuzeiten ermittelten Reihenfolge überein, wobei die Relaxationszeit für alle Proben kleiner ist als die zugehörige Streuzeit.

Um der Ursache für die Unterschiede der beiden Serien auf den Grund zu gehen, sind in Abb. 6.11 die prozentualen Änderungen der charakteristischen Zeiten von Serie A nach Serie B für die drei Proben aufgetragen. Die Proben 2 und 3 zeigen ähnliche Veränderungen. Hingegen weist die erste Probe einen überdurchschnittlichen Anstieg der beiden Zeiten auf. Die Veränderungen sind insgesamt bei der Relaxationszeit geringer als bei der Streuzeit. Auf diese Tatsache wird bei der Interpretation des Verhältnisses der beiden Zeiten τ_S/τ_R eingegangen.

Neben der veränderten Reihenfolge der Proben 1 und 3 hat sich die Differenz der Beweglichkeiten der ersten beiden Proben reduziert. Die 1. Probe weist nur eine geringfügig bessere Streu- bzw. Relaxationszeit auf als die 2. Probe. Es liegt die Vermutung nahe, daß beim Wachstum der 1. Probe der Serie A entweder rauhere Grenzflächen entstanden sind oder mehr Verunreinigungen eingebaut wurden, als es die eingestellten Wachstumsparameter bedingen würden. Man muß beim Einbeziehen der Grenzflächenstruktur immer berücksichtigen, daß die AFM-Bilder nicht an den Grenzflächen bzw. der Probe gemacht werden können, an denen Transport und Optik gemessen wird. An der Gültigkeit der Aussagen bezüglich der Bedeutung von Grenzflächen und vom Einbau von Verunreinigungen bei der Durchführung von Wachstumsunterbrechung ändert sich durch den "Ausreißer" der Serie A allerdings nichts.

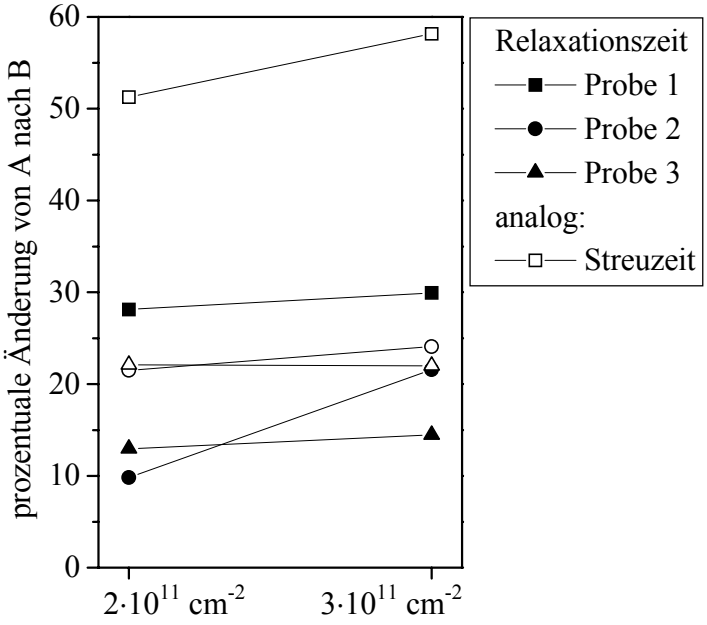

Abb. 6.11: Prozentuale Änderungen der charakteristischen Zeiten von Serie A nach Serie B für die drei Proben

Aussagen über eine sich ändernde Gewichtung der Streumechanismen anhand des Verhältnisses der beiden Zeiten τ_S/τ_R sind bei der Untersuchung der Wachstumsunterbrechung nicht möglich. Die Wachstumsunterbrechung ist für den Einbau von Störstellen direkt an der Grenzfläche des leitenden Kanals verantwortlich, wodurch es sich sowohl bei der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung als auch bei der Streuung an den durch die Wachstumsunterbrechung entstandenen Störstellen um eine Großwinkelstreuung handelt. Das Verhältnis τ_S/τ_R erlaubt nur Aussagen über die Winkelabhängigkeit, so daß keine Rückschlüsse auf den im System dominierenden Streumechanismus möglich sind.

Im folgenden werden die Ergebnisse der Wachstumsserie C erläutert. Die Proben 2 und 4 zeigen beide keine Anisotropie in der Beweglichkeit, was für eine geringe Höhenfluktuation der Inseln spricht. Die Beweglichkeit und somit die Streuzeit ist für beide Proben fast identisch und zeigt die gleiche Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte. Beim Vergleich der 2. Probe mit den entsprechenden Proben der Serien A und B fällt auf, daß die Streuzeit der Serie C zwischen den beiden Werten der anderen Serien liegt, sie befindet sich also in der gleichen Größenordnung. Die Relaxationszeit hingegen nimmt deutlich kleinere Werte an. Das Verhältnis der beiden Zeiten τ_S/τ_R nimmt somit zu, was auf eine erhöhte Streuung an ionisierten Störstellen hindeutet. Anscheinend wurden beim Wachsen der Dotierschicht der Serie C mehr Störstellen eingebaut.

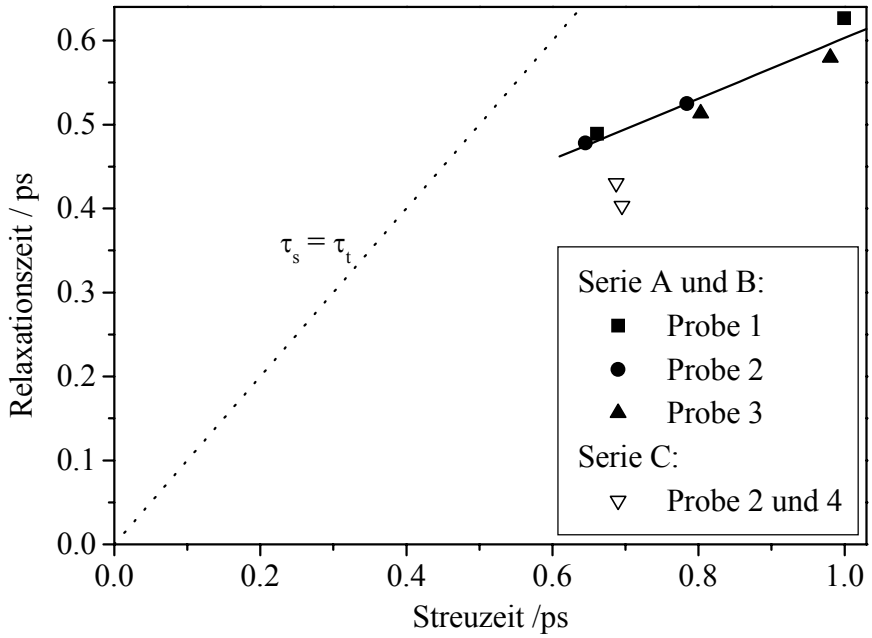

Abb. 6.12: Vergleich von Streu- und Relaxationszeit für alle Proben dieses Kapitels

Ein Vergleich der Relaxationszeit mit der Streuzeit wird für die drei Probenserien dieses Abschnittes in der Abb. 6.12 vorgenommen. Trotz gewisser Schwankungen ist bei den Proben der Serie A und B die Tendenz zu erkennen, daß die Streuzeit mit verbesserter Probenqualität stärker ansteigt als die Relaxationszeit. Die Proben der Serie C fallen aufgrund ihrer äußerst geringen Relaxationszeiten aus der Reihe.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß die Beweglichkeit bzw. die Streuzeit und die Relaxationszeit sowohl durch die Grenzflächenrauhigkeit als auch durch die Streuung an ionisierten Störstellen beeinflußt wird. Durch Wachstumsunterbrechung kann sich sowohl die Grenzflächenmorphologie ändern, als auch eine erhöhte Anzahl von Verunreinigungen eingebaut werden. Um zu der bestmöglichen Probe zu gelangen, müssen daher die Vor- und Nachteile der einzelnen Veränderungen gegeneinander abgewogen werden. Je nach Reinheit der Epitaxieanlage kann dementsprechend eine Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm die Transportbeweglichkeit erhöhen oder reduzieren.

6.1.4 Vergleich von Optik und Transport

In den vorherigen Abschnitten dieses Kapitels wurde der Einfluß von Wachstumsunterbrechungen auf die optischen und die Transporteigenschaften untersucht. Die Interpretation wird gestützt durch AFM-Aufnahmen der inneren Grenzflächen. Im folgenden sollen die Ergebnisse zusammenfassend gegenübergestellt werden.

Die sich aufgrund der jeweiligen charakteristischen Größen ergebende "Qualitätsreihenfolge" ist für die Optik und den Transport unterschiedlich. Eine Wachstumsunterbrechung nach der AlGaAs-Spacerschicht liefert für die Optik die besten Proben, aber die geringste Transportbeweglichkeit. Die Bedingungen für eine optimierte Transportprobe sind nicht eindeutig festzulegen, da neben der Grenzflächenrauhigkeit noch weitere Faktoren wie z.B. die Reinheit der Epitaxieanlage die Beweglichkeit beeinflussen.

In der Lumineszenz wird die Linienbreite der Spektren hauptsächlich durch die Korrelation der beiden Grenzflächen bestimmt, deren Einfluß wiederum von der absoluten Höhenfluktuation der Grenzflächen abhängt. Durch eine Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm geht die Korrelation mit der zugehörigen AlGaAs-Grenzfläche verloren, und trotz der Ausglättung der Grenzfläche steigen die Linienbreiten an. Desweiteren hat sich gezeigt, daß lateral ausgedehnte Strukturen mit Inselabmessungen größer als der Exzitonenradius, wie sie bei einer wachstumsunterbrochenen AlGaAs-Schicht entstehen, für die Optik von Vorteil sind.

Für die "optischen Proben" läßt sich für eine nominelle Wachstumstemperatur von 620 °C eindeutig eine optimierte Struktur angeben. Der Quantenfilm mit einer Wachstumsunterbrechung auf der Unterseite des Quantenfilms liefert die besten

optischen Daten, da die lateral ausgedehnten Strukturen der beiden Grenzflächen miteinander korrelieren.

Im Transport spielt die Korrelation der Grenzflächen keine Rolle, sondern ausschließlich deren Morphologie und Rauhigkeit. Die Streuung wird bei den Proben, die bei einer Wachstumstemperatur von 620 °C hergestellt wurden, von ionisierten Störstellen dominiert. Durch Wachstumsunterbrechung nimmt der Einbau von Störstellen an der Grenzfläche des leitenden Kanals zu und dementsprechend auch die Streuung an diesen. Die Anzahl der zusätzlichen Störstellen hängt im wesentlichen von der Reinheit der Epitaxieanlage ab, die sich mit der Laufzeit der Anlage verbessert. Es ist daher nicht eindeutig zu sagen, ob die Verbesserungen durch das Ausglätten der Grenzfläche oder der gleichzeitig erhöhte Einbau von Störstellen die Beweglichkeit einer Struktur erhöht oder reduziert. Bei den Wachstumsbedingungen, die bei der Herstellung der Proben für diese Arbeit herrschten, scheinen die Nachteile der Wachstumsunterbrechung zu überwiegen. Bei der gewählten invertierten Struktur bietet sich für den Transport wenn überhaupt nur eine Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm an.

Eine sowohl für den Transport als auch für die Optik optimierte Probenstruktur bezüglich der eingesetzten Wachstumsunterbrechung gibt es bei einer nominellen Wachstumstemperatur von 620 °C nicht!

6.2 Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur

In diesem Abschnitt wird der Einfluß der Wachstumstemperatur untersucht. Die Proben der hierfür hergestellten Wachstumsserie C weisen alle eine Wachstumsunterbrechung von 30 Sekunden nach der AlGaAs-Spacerschicht auf und entsprechen somit der zweiten Probe aus dem vorherigen Kapitel 6.1. Ausgehend von den bisherigen 620 °C wird die Wachstumstemperatur in zwei 20 Grad-Schritten auf 660 °C erhöht.

Zusätzlich zur Serie C wird auf die erste MBE-Probenserie F eingegangen. Diese wurde bei einer nominellen Temperatur von 620 °C gewachsen, aber auf einem ganzen 2 Zoll Wafer und nicht, wie bei den übrigen Proben, auf einem Viertel eines Wafers, was eine niedrigere effektive Wachstumstemperatur zur Folge hat (Ende Abschnitt 6.1.2). Durch den Vergleich mit den Meßergebnissen der Serie C läßt sich die effektive Wachstumstemperatur der Serie F abschätzen.

6.2.1 Grenzflächenmorphologie

Die im vorherigen Kapitel beobachtete Korrelation der beiden Quantenfilm-Grenzflächen bei der Probe mit der Wachstumsunterbrechung nach der AlGaAs-Schicht bleibt bei den Schichten mit höheren Wachstumstemperaturen bestehen. Aus diesem Grund beschränkt sich die Darstellung und Diskussion der Grenzflächen auf die experimentell einfacher zugängliche GaAs-Fläche. Die 620 °C-Probe der Serie C weist die gleichen Strukturen und eine ähnliche RMS-Rauhigkeit auf

wie die entsprechende Referenzprobe (Abb. 6.2). Geringfügige Unterschiede in der RMS-Rauhigkeit lassen sich auf lokale Schwankungen der Unordnung zurückführen. Bei höheren Wachstumstemperaturen glätten die Grenzflächen makroskopisch aus, was sich in der Reduzierung der RMS-Rauhigkeit niederschlägt (Tabelle 6.3 am Ende dieses Abschnittes).

Weiterhin ändert sich die Art der Grenzflächenstrukturen. Bei den 620 °C-Proben liegt ein Insel-auf-Insel-Wachstum vor, was zu einer großen Höhenmodulation der Strukturen führt. Dieser Mechanismus geht mit zunehmender Wachstumstemperatur über in ein Terrassenwachstum, wobei geschlossene, streifenförmige Flächen entstehen, die senkrecht zur Richtung der Fehlorientierung ausgerichtet sind. Die Fehlorientierung bestimmt auch die laterale Ausdehnung der Terrassenflächen, die bei höheren Wachstumstemperaturen ausglätten.[36] Bedingt wird dieses Verhalten durch die thermisch erhöhte Diffusionsgeschwindigkeit.

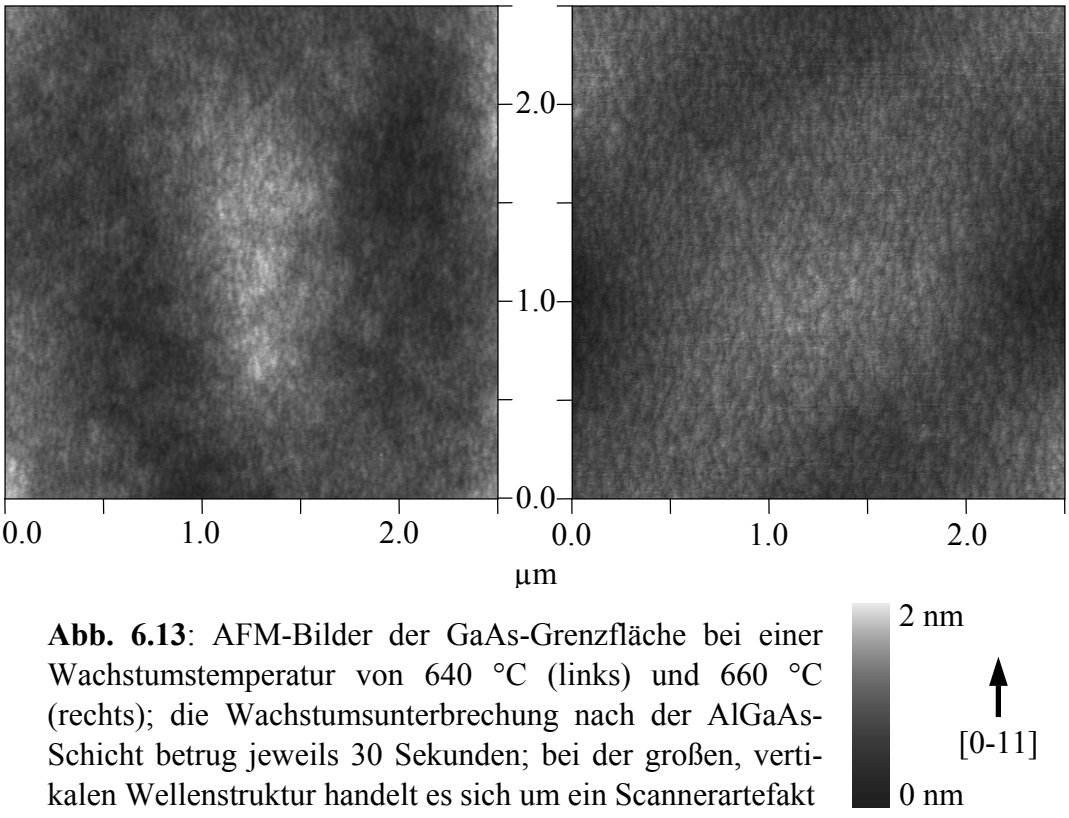

Abb. 6.13: AFM-Bilder der GaAs-Grenzfläche bei einer Wachstumstemperatur von 640 °C (links) und 660 °C (rechts); die Wachstumsunterbrechung nach der AlGaAs-Schicht betrug jeweils 30 Sekunden; bei der großen, vertikalen Wellenstruktur handelt es sich um ein Scannerartefakt

Insgesamt ähnelt das Grenzflächenverhalten dem der MOVPE-Proben [Ber00]. Allerdings wurde die entsprechende Veränderung bei den MOVPE-Proben bei ca. 50 °C niedrigeren Wachstumstemperaturen festgestellt. Ob diese Differenz

[36] Dies ist vergleichbar mit dem Übergang von einer Art dreidimensionalem Inselwachstum zum Step-flow-Wachstum.

aufgrund der unterschiedlichen Wachstumsmechanismen der beiden Anlagen zustande kommt oder in einer ungenauen bzw. fehlerhaften absoluten Temperaturmessung begründet liegt, ist ungeklärt.

GaAs/AlGaAs-Proben, die mit der MOVPE hergestellt werden, zeigen bei hohen Wachstumstemperaturen auf den ausgeglätteten Terrassenflächen eine zusätzliche, mesoskopische Inselstruktur, die die komplette Grenzfläche überzieht. Die kleinen Inseln haben bei einer Wachstumstemperatur von 625 °C einen mittleren Durchmesser von 20 nm und eine Höhe von ca. 1 Monolage. Der Abstand zwischen den mesoskopischen Inseln beträgt 30 nm bei einem minimalen Abstand von 60 nm vom Stufenrand. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Anzahl der Inseln ab, und die Inseln werden größer.

Unabhängig von der Dauer der Wachstumsunterbrechung sind die mesoskopischen Inseln auf allen wachstumsunterbrochenen, exakt orientierten GaAs-Grenzflächen zu finden. Auf AlGaAs-Grenzflächen hingegen werden die mesoskopischen Inseln nicht beobachtet. Das hat zwei Gründe: Das Auflösungsvermögen der Methode für die strukturelle Untersuchung der inneren Grenzfläche ist für AlGaAs auf ca. 40 nm erhöht im Vergleich zu 20 nm für GaAs.[37] Außerdem sind die Strukturen auf AlGaAs-Grenzflächen aufgrund einer reduzierten Diffusionsgeschwindigkeit in der Regel kleiner als bei typischen GaAs-Grenzflächen. Demzufolge könnte man bei den untersuchten MBE-Proben in den AFM-Bildern eventuell vorhandene mesoskopische Inseln gar nicht nachweisen.

Um zu klären, ob es sich bei der mesoskopischen Inselstruktur um eine material- oder eine anlagenspezifische Eigenschaft handelt, wurde eine weitere 660 °C-Probe gewachsen, die es ermöglicht, eine wachstumsunterbrochene GaAs-Grenzfläche selektiv freizulegen.[38] Die zugehörigen AFM-Bilder der wachstumsunterbrochenen GaAs-Grenzfläche sind in Abb. 6.14 dargestellt.

In dem AFM-Bild mit einem lateralen Maßstab von 2.5 μm sind die Terrassenkanten gut zu erkennen, wobei die Terrassenbreiten auf eine ausgeprägte lokale Fehlorientierung des Substrats hindeuten. Die Terrassenflächen glätten auf makroskopischer Skala aus, was sich in einer RMS-Rauhigkeit von nur 0.12 nm niederschlägt.[39]

---

[37] Das schlechtere Auflösungsvermögen wird bedingt durch die unverzügliche Oxidation der AlGaAs-Fläche beim Kontakt mit Luft und eine geringere Selektivität der Ätzen für AlGaAs.

[38] Die gewachsene Probe entspricht der Probe 4, d.h. beide Quantenfilm-Grenzflächen sind wachstumsunterbrochen.

[39] Bei allen vorherigen Proben liegt die RMS-Rauhigkeit über 0.2 nm.

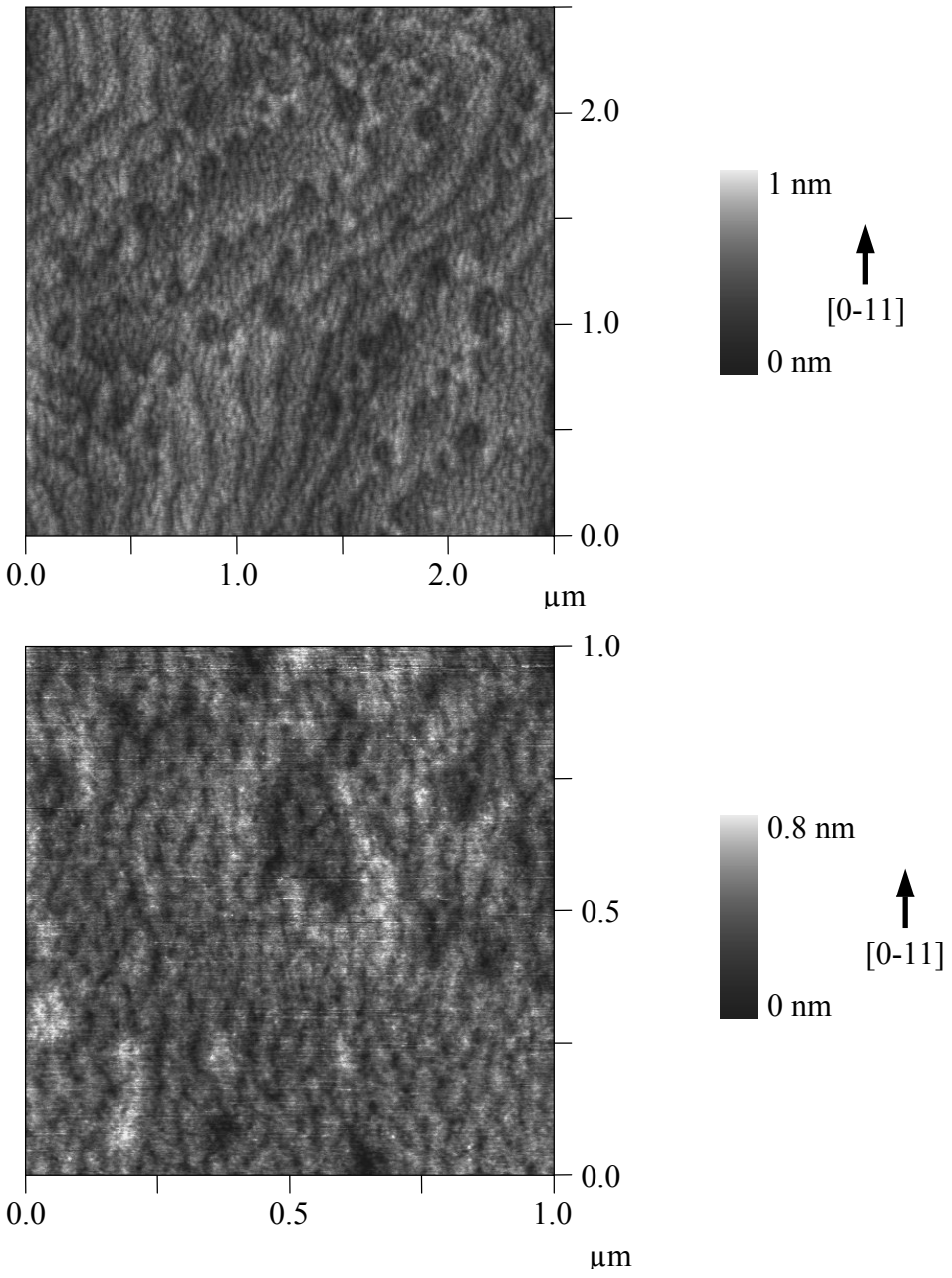

Abb. 6.14: AFM-Bilder einer wachstumsunterbrochenen GaAs-Grenzfläche bei einer Wachstumstemperatur von 660 °C; zu beachten ist die im Vergleich zu den übrigen Bildern reduzierte Höhenskala

Auf den ausgeglätteten Terrassenflächen befindet sich wie bei den MOVPE-Proben eine zusätzliche, mesoskopische Inselstruktur. Die Inseln sind ungefähr eine Monolage hoch und in der [0-11]-Richtung länglich ausgedehnt mit einer durchschnittlichen Kantenlänge von 60 nm für die längere und 20 nm für die kürzere Seite. Die längliche Struktur der Inseln ist wiederum auf die anisotrope

Oberfläche zurückzuführen.[40] Es scheint sich bei der mesoskopischen Inselstruktur somit um eine universelle Materialeigenschaft zu handeln.

Insgesamt stimmt das Grenzflächenverhalten der MBE-Proben qualitativ mit dem der MOVPE-Proben überein. Allerdings ist bei der MBE eine ca. 50 °C höhere nominelle Wachstumstemperatur erforderlich, um vergleichbare Strukturen zu erhalten.

Ein Modell, was die Entstehung der mesoskopischen Inseln beschreibt, existiert bisher nicht. An MOVPE-Proben wurde bereits gezeigt, daß das Auftreten der mesoskopischen Inseln durch Aufheizen und Abkühlen der Probe beim Wachstum reversibel gesteuert werden kann. Die Größe der Inseln hängt nur von der Temperatur und nicht von der Dauer der Wachstumsunterbrechung ab. Für die Deutung der mesoskopischen Inseln muß daher ein thermodynamischer Ansatz gewählt werden. Das makroskopische Ausglätten der Terrassenflächen durch eine Temperaturerhöhung und der damit verbundenen Erhöhung der Diffusionsgeschwindigkeit hingegen ist energetisch aktiviert und somit irreversibel.

Im folgenden wird überprüft, inwiefern die Probenserie F in das Bild der makroskopisch ausglättenden Grenzflächen paßt. Aus dieser Serie stehen insgesamt zwei AFM-Proben zur Verfügung, die die Untersuchung der wachstumsunterbrochenen Grenzflächen von GaAs und von AlGaAs ermöglichen (Abb. 6.15). Die Aufnahmen sind mit denen der 620 °C- Referenzprobe zu vergleichen (die AlGaAs-Fläche mit der Abb. 6.2 links und die GaAs-Fläche mit der Abb. 6.3 rechts).

Auf der GaAs-Grenzfläche der Serie F sind ebenfalls Monolagenstufen zu erkennen. Die zugehörigen Inseln besitzen einen kleineren lateralen Maßstab und eine größere Höhenfluktuation, was für eine kleinere effektive Wachstumstemperatur spricht. Die AlGaAs-Grenzfläche besteht aus feingliedrigen, länglichen Inseln. Die AFM-Aufnahme erinnert eher an die nicht wachstumsunterbrochene AlGaAs-Grenzfläche der Referenzprobe (Abb. 6.1 links), da sich bei der zugehörigen wachstumsunterbrochenen AlGaAs-Grenzfläche der Referenzserie lateral ausgedehntere Strukturen zeigen. Auch diese Beobachtungen passen in das Gesamtbild der Veränderungen mit der Wachstumstemperatur, wenn die effektive Temperatur beim Wachstum der Serie F 600 °C bis 610 °C entspricht. Für die Serie F muß beim Vergleich mit den übrigen Proben eine um ca. 15 °C niedrigere effektive Wachstumstemperatur angenommen werden.

Die Untersuchung der inneren Grenzflächen hat gezeigt, daß eine erhöhte Wachstumstemperatur zu einer makroskopischen Ausglättung der Flächen führt. Man geht vom Insel-auf-Insel-Wachstum über zur Anordnung entlang von Terrassen

---

[40] Aufgrund einer (4x4)-Oberflächenrekonstruktion (bei der MBE liegt eine (2x4)-Rekonstruktion vor) entstehen beim MOVPE-Wachstum Terrassenflächen mit runden Inseln.

kanten, die senkrecht zur lokalen Fehlorientierung ausgerichtet sind. An einer wachstumsunterbrochenen GaAs-Grenzfläche, die bei 660 °C gewachsen wurde, konnte eine zusätzliche, mesoskopische Inselstruktur auf den Terrassenflächen nachgewiesen werden.

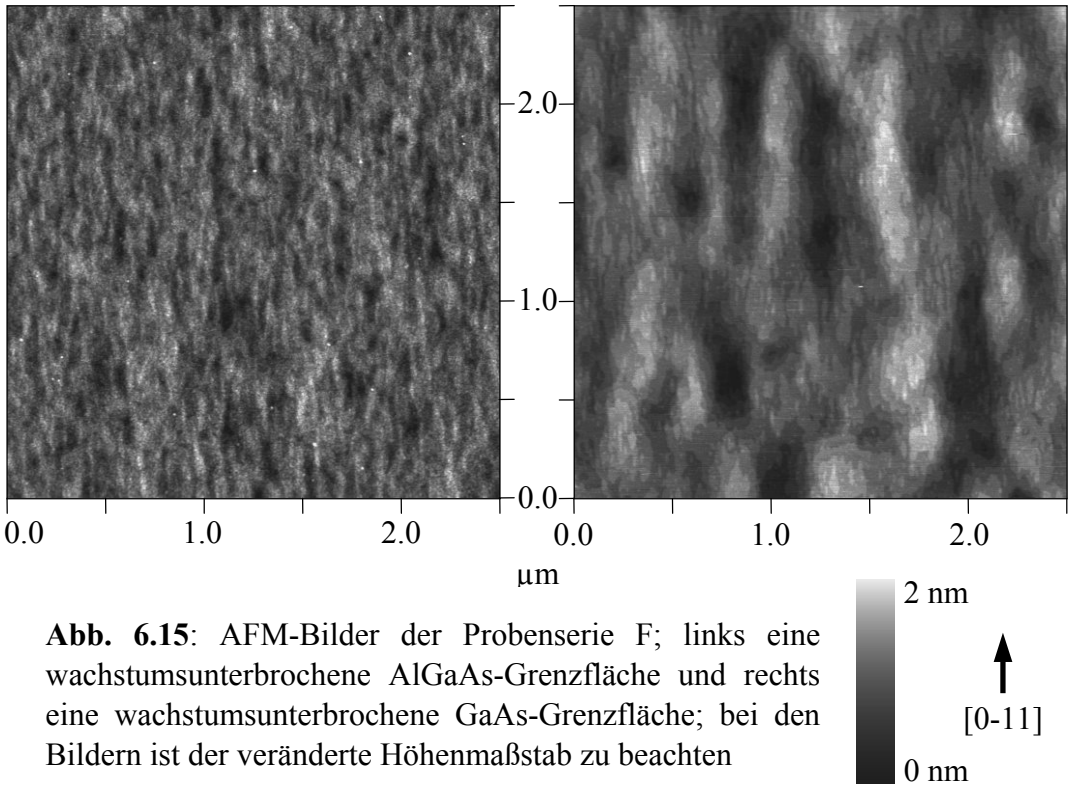

Abb. 6.15: AFM-Bilder der Probenserie F; links eine wachstumsunterbrochene AlGaAs-Grenzfläche und rechts eine wachstumsunterbrochene GaAs-Grenzfläche; bei den Bildern ist der veränderte Höhenmaßstab zu beachten

Probe	C2	C2a	C2b	F2	F3
W-Temp.	620 °C	640 °C	660 °C	"605 °C"	"605 °C"
	RMS-Rauhigkeit / nm				
AlGaAs-GF	0.33	0.28	0.26	0.37	--
GaAs-GF	0.32	0.25	0.21	--	0.45

Tabelle 6.3: Zusammenfassung der RMS-Rauhigkeiten der inneren Grenzflächen von Proben mit unterschiedlichen Wachstumstemperaturen

6.2.2 Lumineszenz-Messungen

Die Lumineszenz-Messungen beschränken sich zunächst auf die Probenserie C. Bei den drei Proben dieser Serie nimmt sowohl die Linienbreite der PL und PLE als auch die Stokes-Verschiebung kontinuierlich mit höheren Wachstumstemperaturen zu (Abb. 6.17). So steigt z.B. die Stokes-Verschiebung von 1 meV bei der 620 °C-Probe auf 4 meV bei der 660 °C-Probe um 300% an. Diese Tatsache überrascht nach der im vorherigen Abschnitt festgestellten, gleichzeitigen Ausglättung der Grenzflächen. Die Korrelation der beiden Quantenfilm-Grenzflächen könnte zwar aufgrund der geringeren Höhenmodulation der Basisfläche etwas abgenommen haben, würde den gemessenen Unterschied allein aber nicht erklären.

Bei relativ großen Linienbreiten, wie sie die 660 °C-Probe aufweist, ist es schwer zu unterscheiden, ob der Quantenfilm vollständig entleert ist oder eine Verbreiterung aufgrund einer endlichen Ladungsträgerdichte vorliegt. Der zweite Fall kann aufgrund des konstanten Abstandes zwischen dem PL- und dem PLE-Peak bei hohen negativen Gate-Spannungen ausgeschlossen werden. Dieses Phänomen dürfte bei einer endlichen Ladungsträgerdichte und einem sich ändernden elektrischen Feld nicht auftreten. Der Quantenfilm ist somit bei allen ausgewerteten Spektren vollständig entleert.

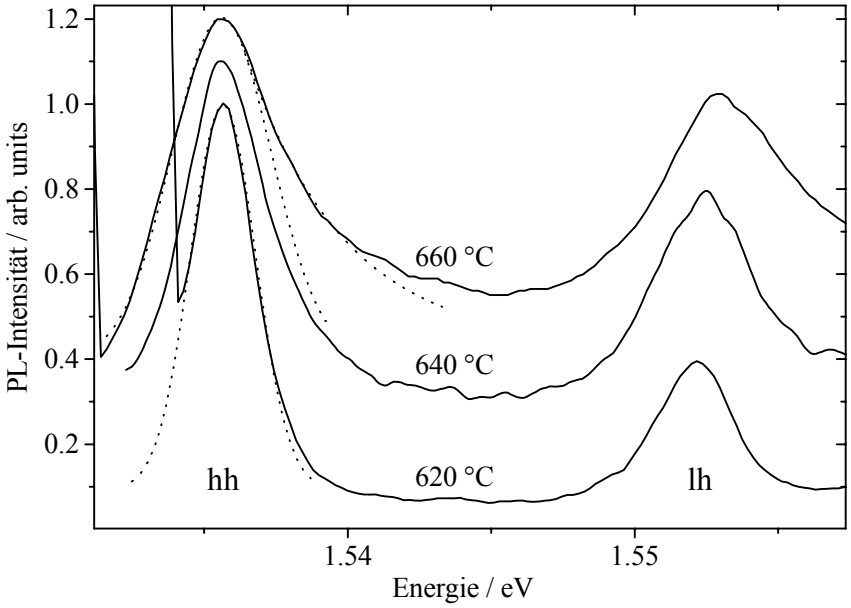

Abb. 6.16: PLE-Spektren jeweils vom entleerten Quantenfilm; die unterschiedliche Stokes-Verschiebung wurde zur besseren Vergleichbarkeit korrigiert; gestrichelt eingezeichnet sind Gauß-Fits für die Spektren der 620 °C- und der 660 °C-Probe und eine exponentielle Anpassung der hochenergetischen PLE-Flanke der 660 °C-Probe

Während für den entleerten Quantenfilm in den PL-Messungen keine Veränderungen bezüglich der Linienform auftreten, zeigen die PLE-Spektren der Hoch

temperaturproben eine Abweichung vom erwarteten Gauß-Verlauf. In der Abb. 6.16 wurden zur besseren Vergleichbarkeit der Linienformen die PLE-Spektren auf der Intensitätsachse gegeneinander verschoben und die Stokes-Verschiebung von den jeweiligen Spektren abgezogen, so daß der erste schwere Loch-Peak der Meßkurven bei der gleichen Energie liegt.

Während das PLE-Spektrum der 620 °C-Probe durch eine Gauß-Kurve angepaßt werden kann, funktioniert dieses Vorhaben bei der 660 °C-Probe und auch bei der 640 °C-Probe nur auf der niederenergetischen Seite. Auf der hochenergetischen Flanke zeigt sich ein stark ausgeprägtes exponentielles Profil, was durch den Versuch der Kurvenanpassung in Abb. 6.16 verdeutlicht wird.

Als mögliche Ursache für einen solchen PLE-Verlauf wird in der Literatur eine kleinskalige Unordnung mit einer lateralen Ausdehnung unterhalb des Exzitonenradius diskutiert [Scn92], [Zim94]. Die Arbeitsgruppen berechnen bei einer solchen Unordnung eine Abweichung vom Gauß-Profil in der Absorption, die den Verlauf der gemessenen PLE-Spektren wiedergibt. Schnabel et al. begründen den exponentiellen Ausläufer auf der hochenergetischen Flanke mit einer teilweisen Lokalisierung der Exzitonen, wodurch deren Schwerpunktbewegung innerhalb der kleinskaligen Potentiallandschaft begrenzt wird. Ein Impulsaustausch über das Lokalisierungspotential ist möglich, so daß auch Exzitonen mit einem Schwerpunktimpuls $k \neq 0$ optisch angeregt werden können.

Als kleinskalige Unordnung kommen sowohl Mikrorauhigkeiten der Grenzflächen als auch eine Legierungsunordnung in Frage, wobei sich die Legierungsunordnung nicht mit Hilfe von AFM-Aufnahmen der inneren Grenzflächen nachweisen läßt.

Eine Mikrorauhigkeit der Grenzfläche ist bei den Proben der Serie C nicht zu beobachten. Allerdings weist eine wachstumsunterbrochene GaAs-Grenzfläche, die bei 660 °C hergestellt wurde, eine solche Mikrorauhigkeit in Form von mesoskopischen Inseln auf. Bei AlGaAs-Schichten würde die laterale Ausdehnung der Inseln aufgrund der reduzierten Diffusionsgeschwindigkeit geringer sein. Diese beiden Tatsachen lassen vermuten, daß auch die Grenzflächen der Proben mit einer Wachstumsunterbrechung nach der AlGaAs-Schicht mesoskopische Inseln besitzen, die lateralen Ausdehnungen der Strukturen jedoch unter der Nachweisgrenze der angewandten Methode liegen.

Als Fazit der Messungen bleibt festzuhalten, daß trotz der scheinbaren Ausglättung der Grenzflächen mit höheren Wachstumstemperaturen die "optischen Ergebnisse" schlechter werden. Die Linienbreiten werden im wesentlichen bestimmt durch die zusätzlichen, mesoskopischen Inseln, deren lateralen Abmessungen in der gleichen Größenordnung liegen wie der Exzitonenradius. Die optischen Proben weisen mit abnehmender Wachstumstemperatur kleinere Linienbreiten auf.

Im folgenden wird versucht, die 2. Probe der Wachstumsserie F in dieses Modell einzuordnen. Die effektive Wachstumstemperatur bei dieser Serie beträgt ca. 605 °C. Trotz dieser geringeren Wachstumstemperatur sind die charakteristischen

optischen Größen im Vergleich zur 620 °C-Probe leicht angestiegen (Abb. 6.17). Dieses Verhalten scheint der vorherigen Tendenz zu widersprechen. Zur Klärung bietet sich ein direkter Vergleich der beiden Tieftemperaturproben an. Die 620 °C-Proben besitzen mit Stokes-Verschiebungen von teilweise nur 0.3 meV sehr gute Werte, so daß neben der auf den AFM-Bildern zu sehenden Unordnung keine weiteren Grenzflächenstrukturen mehr vorhanden sein können. Eine zusätzliche kleinskalige Unordnung kann dementsprechend nicht wie bei den Hochtemperaturproben zur Deutung der optischen Daten herangezogen werden.

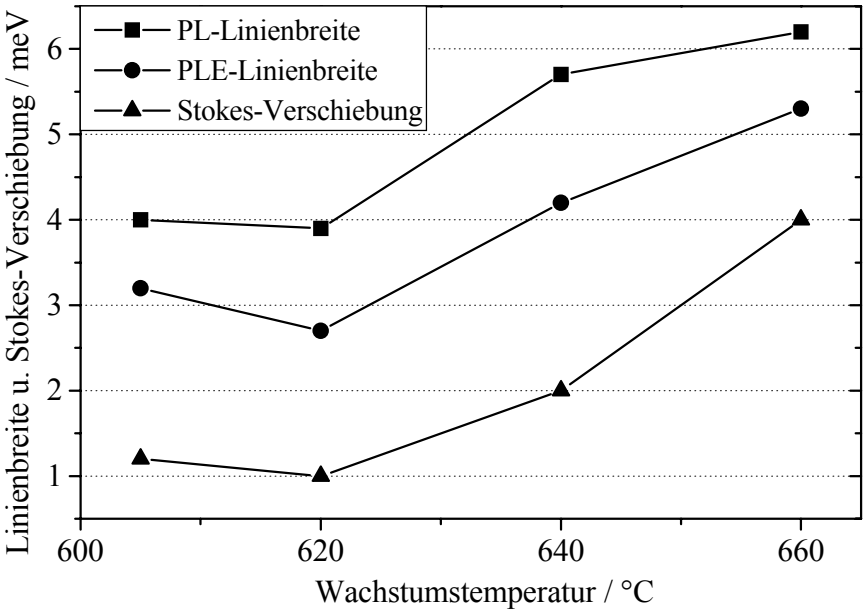

Abb. 6.17: Abhängigkeit der charakteristischen Optikgrößen von der Wachstumstemperatur; für die Serie F wird eine Wachstumstemperatur von 605 °C angenommen

Bei gleichbleibender Korrelation der beiden Grenzflächen bestimmen statt dessen die laterale Ausdehnung der Strukturen und deren Höhenmodulation die optischen Spektren und ihre Linienform. Die Strukturen der Grenzflächen werden mit abnehmender Wachstumstemperatur feiner zergliedert, und deren Höhenfluktuation nimmt zu, wodurch die schlechteren optischen Ergebnisse der Probenserie F erklärt werden.

Es gibt für die optischen Proben eine optimale Wachstumstemperatur. Bei dieser Temperatur tritt noch keine zusätzliche, kleinskalige Unordnung auf, und die Quantenfilm-Grenzflächen sind auf makroskopischer Skala möglichst glatt!

6.2.3 Magnetotransport

Bereits bei den VdP-Messungen an der Probenserie C sind zwei Effekte zu erkennen: die Ladungsträgerdichte im Quantenfilm nimmt mit höheren Wachstumstemperaturen zu, und gleichzeitig nimmt die Beweglichkeit der Ladungsträger ab.

Die ansteigende Ladungsträgerdichte zeigt sich bei den Messungen des Längs- und des Querwiderstandes an der zur Einstellung einer bestimmten Ladungsträgerdichte notwendigen geringeren Gate-Spannung für die Proben mit höherer Wachstumstemperatur (Abb. 6.18). Dies hat zur Folge, daß beim Vergleich der Proben bei einer konstanten Ladungsträgerdichte ein unterschiedliches elektrisches Feld zu berücksichtigen ist, wobei die auftretenden Felder mit höheren Wachstumstemperaturen ansteigen. Allerdings sind die beobachteten Beweglichkeitsveränderungen so groß, daß sie nicht auf das elektrische Feld zurückzuführen sind.

Vielmehr ändert sich mit der Wachstumstemperatur die Diffusion und die Segregation der Si-Dotieratome [Pfe91]. Bei den Proben dieser Arbeit wurde eine invertierte Schichtstruktur gewählt, um die Möglichkeit der vollständigen Entleerung des Quantenfilms zu gewährleisten. Dies bedeutet, daß der leitende Kanal erst nach der Dotierschicht gewachsen wird und somit die gezielt eingebauten Dotieratome beim Wachstum der Folgeschichten in diese diffundieren können. Bei einer Erhöhung der Wachstumstemperatur nimmt die Verschleppung der Dotieratome zu. Durch diesen Mechanismus wird die effektive Spacerdicke reduziert, was direkt zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte führt.

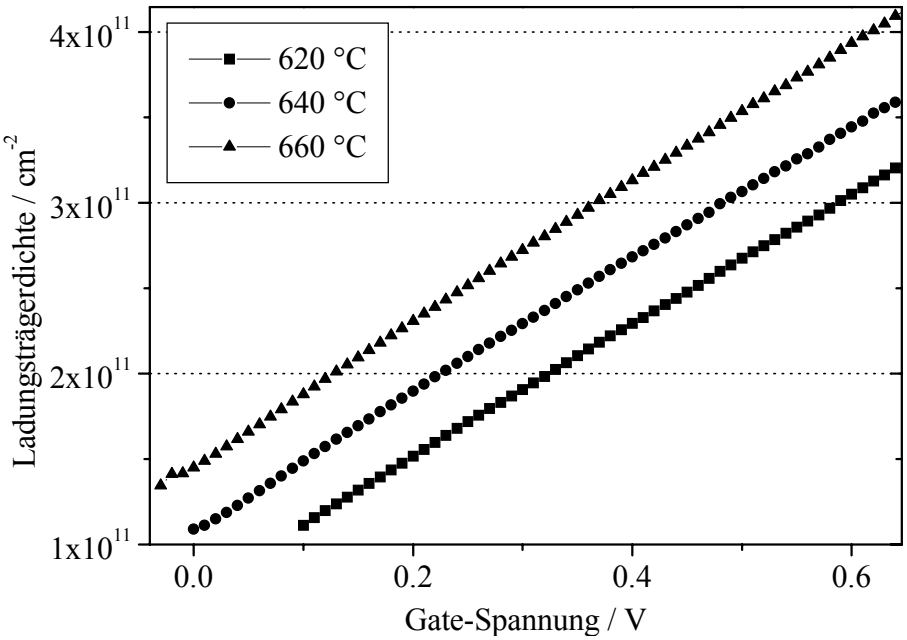

Abb. 6.18: Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der Gate-Spannung für die Probenserie C

Durch die reduzierte effektive Spacerdicke befinden sich die Elektronen bei der Streuung an den ionisierten Störstellen dichter an den Streuzentren, so daß der Streuwinkel zunimmt. In diesem Fall handelt es sich bei der Streuung an den ionisierten Störstellen wie bei der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung um eine Großwinkelstreuung. Eine Unterscheidung der beiden Streumechanismen anhand eines Vergleiches von Streu- und Relaxationszeit ist daher nicht möglich. Sowohl die Streu- als auch die Relaxationszeit nimmt mit einer reduzierten effektiven Spacerdicke ab. Die Bestimmung der Relaxationszeit ist bei den Hochtemperaturproben aufgrund der erst bei relativ hohen Magnetfeldern einsetzenden Oszillationen im Längswiderstand sehr ungenau, weshalb in diesem Abschnitt nicht weiter auf deren absolute Werte und den Vergleich mit den Streuzeiten eingegangen wird.

Der Einfluß der inneren Grenzflächen ist aufgrund der dominierenden Streuung an den ionisierten Störstellen nicht auszumachen. So läßt sich z.B. nicht klären, ob und inwiefern die lateral kleinskalige Unordnung die "Transportbeweglichkeit" beeinflußt.

Der negative Einfluß einer Wachstumsunterbrechung auf die Beweglichkeit dürfte durch einen erhöhten Einbau von Verunreinigung mit steigender Wachstumstemperatur noch zunehmen. Auf eine Wachstumsunterbrechung bei den Quantenfilm-Grenzflächen sollte bei der Herstellung von "Transportproben" daher verzichtet werden.

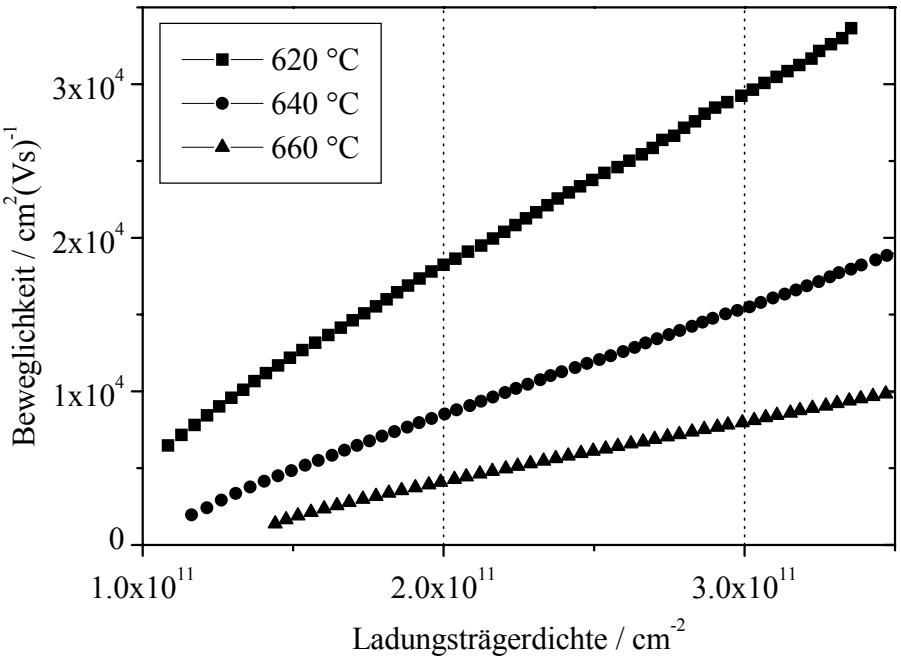

Abb. 6.19: Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerdichte für die Probenserie C

Als Ergebnis bleibt festzuhalten, daß bei höheren Wachstumstemperaturen die Diffusion und Segregation der Si-Atome aus der Dotierschicht zum leitenden Kanal hin zunimmt. Dieses Verhalten bedingt einen Anstieg der Ladungsträgerdichte im Quantenfilm und eine gleichzeitige Abnahme der Transportbeweglichkeit aufgrund der Streuung an ionisierten Störstellen. Die Verschleppung der Dotieratome ist verantwortlich für die kleinere erreichbare Beweglichkeit von invertierten Strukturen im Vergleich zu den normal dotierten Strukturen.

Abhilfe könnte hierbei durch ein Absenken der Wachstumstemperatur bei der Dotierschicht geschaffen werden. Allerdings werden dabei auch weitere für den Transport entscheidende Größen verändert, wie z.B. die Rauhigkeit der Grenzflächen. Zahlreiche Wachstumsreihen mit den zugehörigen AFM-Referenzproben wären für eine systematische Untersuchung notwendig, was über den Umfang der vorliegenden Arbeit hinausgehen würde.

Ein Vergleich der 2. Probe der Serie F mit den übrigen Temperaturproben fällt relativ schwer, weil das Wachstum der beiden Serien über zwei Jahre auseinander liegt und sich in dieser Zeit zahlreiche Randbedingungen in der MBE verändert haben dürften, die die Transportwerte beeinflussen. Daher werden nicht die absoluten Beweglichkeitswerte gegenübergestellt, sondern nur tendenzielle Aussagen getroffen. Die Proben der Serie F weisen von allen in dieser Arbeit untersuchten Proben die höchsten Beweglichkeiten und Relaxationszeiten auf. Die hierfür verantwortliche weitere Reduzierung der Streuung an ionisierten Störstellen führt außerdem dazu, daß die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung an Bedeutung gewinnt. Die Grenzflächen werden geprägt durch die länglichen Inselstrukturen mit relativ großen Höhenmodulationen, was zu einer meßbaren Anisotropie in der Beweglichkeit führt. Hierbei liefern die Messungen in [0 -11]-Richtung jeweils die größeren Beweglichkeiten (Abb. 6.20).

Die Werte der Anisotropie unterscheiden sich für die drei Proben, was sich durch die Höhe und die lateralen Abmessungen der jeweiligen Grenzflächen erklären läßt. Theoretisch berechnen kann man die Streuzeit der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung für beide Richtungen mit Hilfe der Formel 2-20. Die Anisotropie wird dabei ausschließlich durch die Terrassenlänge bestimmt, da die Terrassenhöhe für beide Richtungen einer Probe gleich ist. Es ist noch nicht geklärt, in welchem Verhältnis die beiden Quantenfilm-Grenzflächen in die Streuzeit eingehen, was für nicht korrelierte Grenzflächen von Bedeutung ist. Für diese Probenserie stehen nur die beiden in Abb. 6.15 gezeigten Grenzflächenbilder zur Verfügung, so daß für die nicht wachstumsunterbrochenen Grenzflächen keine Aussagen möglich sind. Dies und die lediglich statistische Auswertung der AFM-Bilder sorgen für eine große Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Grenzflächenrauhigkeits-Streuzeit.

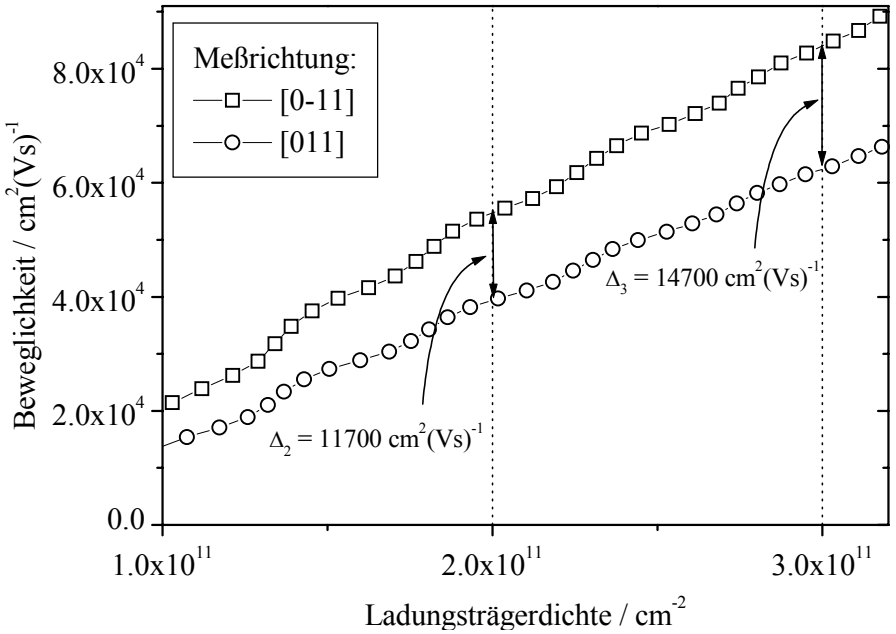

Abb. 6.20: Richtungsabhängige Beweglichkeitsmessungen der 3. Probe der Serie F

Weiterhin geht die Streuung an ionisierten Störstellen in die Beweglichkeit ein. Mit Hilfe der Matthiesen-Regel muß aus den Einzelstreuzeiten der beteiligten Streumechanismen eine Gesamtstreuzeit ermittelt werden (Formel 2-10). Hierbei geht die Streuung an ionisierten Störstellen als richtungsunabhängiger, konstanter Term ein, der allerdings nicht bekannt ist. Zusammen mit der relativ ungenauen Grenzflächenrauhigkeits-Streuzeit verhindert dies, einen quantitativen Zusammenhang zwischen der Anisotropie und den Inselabmessungen herzustellen.

Zur genaueren Untersuchung der Anisotropie und zur Überprüfung der zugehörigen Rechnung aus dem Kapitel 2.5.3 bietet es sich an, Proben mit definierter Grenzflächenstruktur zu wachsen. Dies ist mit der MOVPE möglich, wo sich auf fehlorientiertem Substrat Proben mit länglichen Terrassenflächen wachsen lassen, deren Stufenabstände gezielt einzustellen sind und die eine Höhe von einer Monolage besitzen. Die Berechnung der richtungsabhängigen Beweglichkeiten sollte an dieser Struktur wesentlich einfacher sein. Mit den gesammelten Erfahrungen müßte anschließend auch für komplizierte Grenzflächenstrukturen deren Einfluß auf die Beweglichkeit berechnet werden können.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß invertierte Transportproben mit konstanter Wachstumstemperatur und maximaler Beweglichkeit eine möglichst niedrige Wachstumstemperatur bedingen. Entscheidend hierfür ist die steigende Diffusion und Segregation der Si-Dotieratome bei höheren Wachstumstemperaturen. Bei niedrigen Wachstumstemperaturen sorgt die Grenzflächenrauhigkeits-Streuung für eine richtungsabhängige Anisotropie in der Beweglichkeit.

6.2.4 Vergleich von Optik und Transport

Wie im vorherigen Kapitel 6.1 sind auch bei der Untersuchung des Einflusses der Wachstumstemperatur unterschiedliche Abhängigkeiten für die Optik und den Magnetotransport zu beobachten.

Die "optischen Ergebnisse" werden trotz des scheinbaren Ausglättens der Grenzflächen mit höheren Wachstumstemperaturen schlechter, was durch eine zusätzliche Unordnung in Form von mesoskopischen Inseln zu erklären ist. Eine solche mesoskopische Inselstruktur konnte auf einer wachstumsunterbrochenen GaAs-Grenzfläche, die bei 660 °C gewachsen wurde, nachgewiesen werden.

Wenn keine kleinskalige Unordnung vorliegt, werden die optischen Spektren und ihre Linienform bei gleichbleibender Korrelation der beiden Grenzflächen durch die laterale Ausdehnung der Strukturen und deren Höhenmodulation bestimmt.

Es gibt für die optischen Proben eine optimale Wachstumstemperatur. Bei dieser Temperatur tritt noch keine zusätzliche, mesoskopische Unordnung auf und die Quantenfilm-Grenzflächen sind auf makroskopischer Skala möglichst glatt!

Der Transport wird in den hier verwendeten invertierten Strukturen bei höheren Wachstumstemperaturen durch die erhöhte Diffusion und Segregation der Si-Dotieratome zum leitenden Kanal hin bestimmt. Dies bedingt eine dünnere effektive Spacerdicke und somit eine erhöhte Ladungsträgerdichte im Quantenfilm. Die Transportbeweglichkeit nimmt aufgrund der steigenden Streuung an ionisierten Störstellen deutlich ab. Bei der invertierten Struktur muß für Transportproben die Wachstumstemperatur möglichst niedrig sein. Dies gilt auf jeden Fall für die Temperatur der Dotierschicht.

Als Ergebnis des sechsten Kapitels bleibt festzuhalten, daß sich die optimale Struktur von "Magnetotransportproben" und "Optikproben" unterscheidet!

7 Quanten-Hall-Effekt

In diesem Kapitel wird der Einfluß der Streu- und der Relaxationszeit auf den Quanten-Hall-Effekt untersucht. Zum Anfang sei noch eine weitere Probenserie erwähnt (Serie G), der beim Wachstum zu wenig Arsen zur Verfügung stand. In den zugehörigen AFM-Bildern der inneren Grenzflächen zeigen sich tiefe Löcher (> 5 nm), die auf Nukleationsprobleme hinweisen. Interessant ist diese Probenserie für die folgenden Betrachtungen, da das Verhältnis der Streuzeit zur Relaxationszeit größer ist als bei den übrigen Serien. Bei der in Abb. 7.1 dargestellten Abhängigkeit der Relaxationszeit von der Streuzeit fällt die Serie G aus dem sonst beobachteten Verlauf heraus. Für dieses Verhalten existieren zwei Erklärungsmöglichkeiten: Entweder könnte wie bei den 620 °C-Proben der Serie C eine erhöhte Streuung mit kleinerem Streuwinkel vorliegen[41], oder die Streuung ist insgesamt gleich geblieben, hat sich aber zugunsten der Kleinwinkelstreuung entwickelt.[42] Die zweite Variante ist aufgrund der Struktur der inneren Grenzflächen und der großen Linienbreiten in den optischen Messungen unwahrscheinlich.

Veränderungen in den Quanten-Hall-Messungen lassen sich mit Hilfe der Serie G eindeutig auf eine der beiden charakteristischen Zeiten zurückführen. Eine in diesem Kapitel ebenfalls ausgewertete Probe H wurde als Teststruktur ohne Wachstumsunterbrechung einen Monat vor der Serie A gewachsen. Im folgenden wird nicht mehr explizit auf das Probenwachstum und dessen Einflüsse eingegangen, sondern ausschließlich auf die daraus resultierenden Streu- und Relaxationszeiten.

Die in diesem Abschnitt betrachtete charakteristische Größe des Quanten-Hall-Effektes ist die Breite der Plateaus. Eine allgemeingültige Definition der Plateaubreite existiert nicht. In dieser Arbeit ist sie definiert als der Magnetfeldbereich, in dem der Widerstandswert des jeweiligen Plateaus ± 0.1 kΩ erreicht wird.

In der Literatur wurden bereits zahlreiche Abhängigkeiten der Plateaubreite untersucht, wie z.B. die lineare Abnahme der Breite mit steigender Temperatur [Pud84a], [Pud84b] und steigendem Magnetfeld [Stö82]. Es existierten kritische Werte für die Stromstärke, die Temperatur und das magnetische Feld, bei denen keine Plateaus mehr auftreten (breakdown). Ein analoges Verhalten wird bei sehr hohen Beweglichkeiten beobachtet. Auf der anderen Seite nimmt auch bei zu kleinen Beweglichkeiten die Plateaubreite ab [Fur84a], [Fur84b], so daß eine optimale Beweglichkeit existiert, bei der die Plateaus die maximale Breite haben.

---

[41] Das gilt, wenn die Streuzeit als unverändert betrachtet wird und die Relaxationszeit kleiner geworden ist.

[42] In diesem Fall wäre die Relaxationszeit unverändert geblieben und die Streuzeit größer geworden.

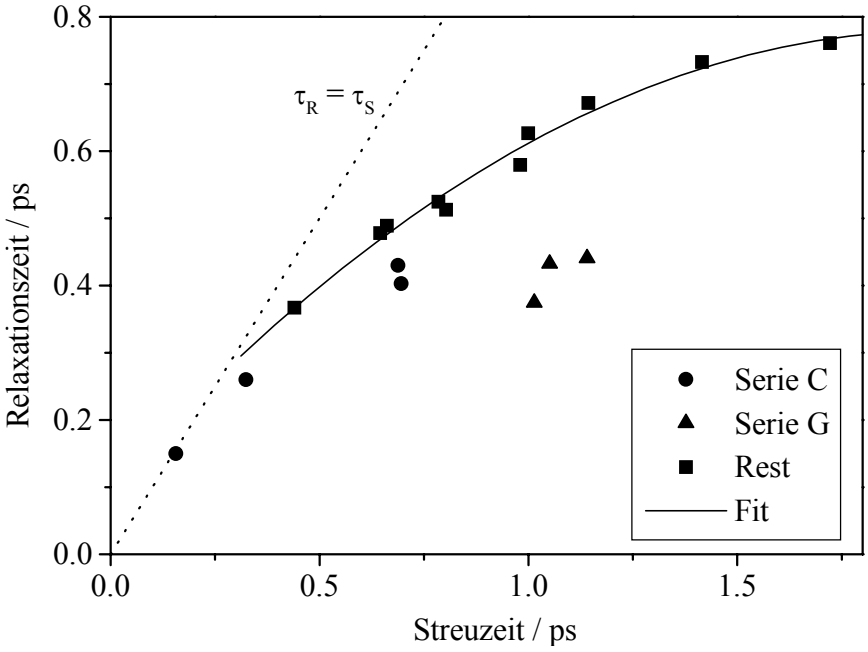

Abb. 7.1: Relaxationszeit in Abhängigkeit von der Streuzeit für alle gemessenen Proben bei einer Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}; da sich die Ergebnisse der Serien C und G von denen der übrigen Proben unterscheiden, sind diese Serien durch andere Symbole gekennzeichnet

Die Abhängigkeit der Plateaubreite von der Beweglichkeit bzw. der Streuzeit wird in diesem Kapitel genauer untersucht. Es soll geklärt werden, ob für die einzelnen Füllfaktoren unterschiedliche Abhängigkeiten existieren, d.h. ob sich die Veränderungen für die landau- und die spinaufgespaltenen Niveaus unterscheiden. Bisher gibt es hierzu kaum systematische Untersuchungen, da viele Proben mit einer einstellbaren Ladungsträgerdichte erforderlich sind. Die Plateaubreite hängt wie die Beweglichkeit von der Ladungsträgerkonzentration ab[43], so daß ein Vergleich nur bei identischer Ladungsträgerdichte sinnvoll ist.

Bei den folgenden Betrachtungen ist zwischen der Anzahl der delokalisierten Zustände und der Breite des delokalisierten Bereiches der Zustandsdichte zu unterscheiden. Dies ist wichtig, da eine Erhöhung der Beweglichkeit außer einer größeren Anzahl von delokalisierten Zuständen auch eine geringere Verbreiterung der Landauniveaus bedingt, wodurch die Breite des delokalisierten Bereiches der Zustandsdichte unter Umständen sogar abnehmen kann.

[43] Der Abstand zwischen den Füllfaktoren nimmt linear mit der Ladungsträgerdichte zu. Unter der Voraussetzung, daß die Steigung zwischen zwei benachbarten Plateaus in erster Näherung unabhängig von der Ladungsträgerdichte ist, führt dies zu der erwähnten Abhängigkeit der Plateaubreite.

Eine häufig aufgestellte Behauptung besagt, daß die Plateaubreite mit zunehmender Beweglichkeit aufgrund eines breiteren delokalisierten Bereiches der Zustandsdichte[44] abnimmt, was mit Hilfe der Bilder des Lokalisierungsmodells veranschaulicht wird (Abb. 2.7). Diese Behauptung und ihre Interpretation wird für das i=4-Plateau überprüft, wozu in der Abb. 7.2 die Abhängigkeit der Plateaubreite von der Streuzeit für die Ladungsträgerdichten von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} und $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} aufgetragen ist.

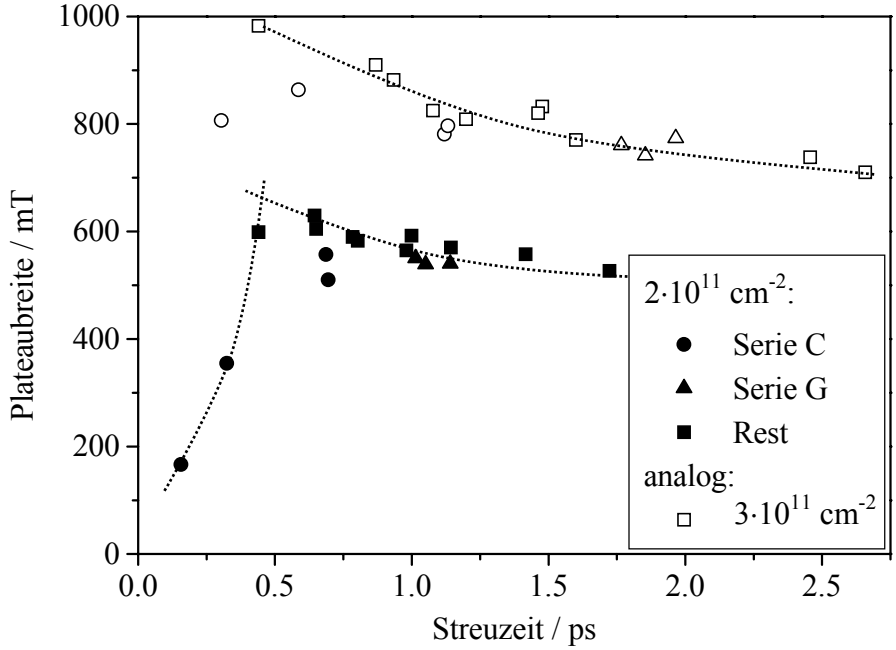

Abb. 7.2: Breite des i=4-Plateaus in Abhängigkeit von der Streuzeit für zwei unterschiedliche Ladungsträgerdichten

Es zeigt sich hierbei die vermutete Abhängigkeit der Plateaubreite von der Streuzeit, wobei die absoluten Werte eine relativ große Fluktuation aufweisen. Bei einer Dichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} sind die Streuzeiten in zwei Bereiche zu unterteilen. Ausgehend von einem 170 mT breiten i=4-Plateau bei 0.15 ps nimmt die Plateaubreite bis zu einer Streuzeit von ca. 0.5 ps um einen Faktor vier zu. Man befindet sich im Anfangsbereich des Quanten-Hall-Effektes, in dem sich die ersten Plateaus ausbilden und man von der klassischen Hall-Gerade abweicht.

Die Plateaubreite durchläuft ein Maximum und nimmt anschließend wieder langsam ab. Im Bereich großer Streuzeiten läßt sich mit der oben aufgestellten Behauptung die Abnahme der Plateaubreite durch eine Verbreiterung des delokalisierten Bereiches der Zustandsdichte begründen. Ein ähnlicher Verlauf zeigt sich bei einer Ladungsträgerdichte von $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}, wobei sich der Anstieg der Plateau

[44] und dementsprechend eines schmaleren lokalisierten Bereiches

breite bei kleinen Streuzeiten aufgrund der insgesamt höheren Streuzeiten nur andeutet.

Allerdings gelangt man zu einem Widerspruch, wenn zusätzlich die Steigung des Querwiderstandes zwischen den Plateaus in die Überlegungen einbezogen wird. Die Steigung vom i=4- zum i=3-Plateau ist in der Abb. 7.3 für eine Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} dargestellt. Die Steigung nimmt mit der Streuzeiten zu, was einer Reduzierung des Bereiches zwischen den Plateaus, d.h. des delokalisierten Bereiches der Zustandsdichte entspricht. Dies steht im Widerspruch zu den vorherigen Ergebnissen bezüglich der Breite des i=4-Plateaus. Der vorhergesagte Verlauf der Plateaubreite in Abhängigkeit von der Beweglichkeit wird zwar beobachtet, allerdings ist die aufgestellte Begründung für dieses Verhalten falsch.

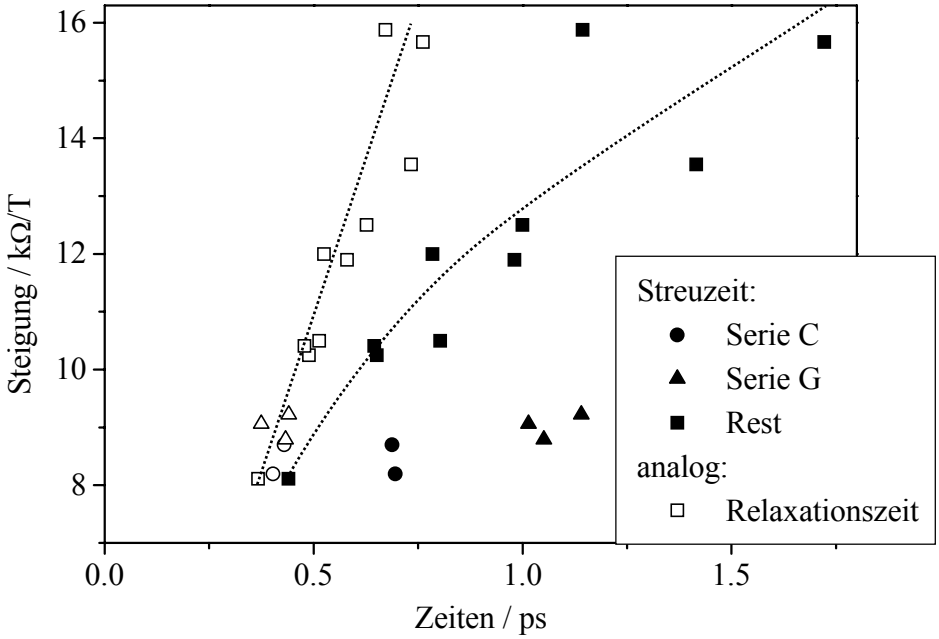

Abb. 7.3: Die maximale Steigung zwischen dem i=4- und dem i=3-Plateau in Abhängigkeit von der Streu- und der Relaxationszeit

Bei der Auftragung der Steigung des Hall-Widerstandes über der Streuzeit weichen die Werte für die beiden Serien C und G deutlich von der sich aus den übrigen Proben ergebenden Tendenz ab. Diese "Ausreißer" treten nicht auf, wenn statt der Streuzeit die Relaxationszeit als Bezugsgröße gewählt wird (Abb. 7.3). Es zeigt sich ohne Ausnahme ein linearer Anstieg der Steigung mit zunehmender Relaxationszeit. Es hat den Anschein, als wäre die Relaxationszeit die relevante Größe für den Magnetotransport und nicht die Streuzeit.

Eine gleichzeitige Reduzierung des lokalisierten und des zugehörigen delokalisierten Bereichs ist nur mit Hilfe der benachbarten Füllfaktoren zu erklären. Aus diesem Grund werden im folgenden die Veränderungen beim i=3-Plateau betrachtet. Das i=3-Plateau zeigt deutlich ausgeprägtere Unterschiede für die einzelnen

Proben als z.B. das i=2- oder das i=4-Plateau, was anhand einiger charakteristischer Quanten-Hall-Messungen in Abb. 7.4 veranschaulicht wird. Während die Probe H kein i=3-Plateau zeigt, weist die Probe F2 als anderes Extrem ein gut ausgebildetes und flaches i=3-Plateau auf. Die Veränderungen der Plateaus mit geradzahligen Füllfaktoren sind im Vergleich hierzu vernachlässigbar klein.

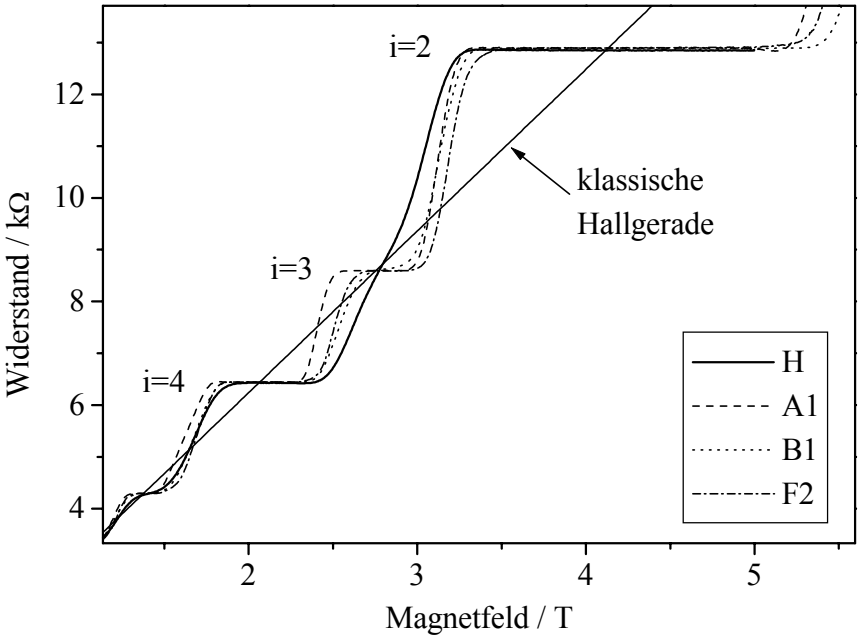

Abb. 7.4: Quanten-Hall-Spektren einiger Proben, die deutliche Unterschiede im Bereich des i=3-Plateaus zeigen

Die Auswertung aller Proben bezüglich der Breite des i=3-Plateaus ist in der Abb. 7.5 in Abhängigkeit von der Streuzeit dargestellt. Bei einer Dichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} ist bis zu einer Streuzeit von 0.4 ps kein i=3-Plateau zu erkennen. Anschließend bildet sich das Plateau immer deutlicher heraus, und seine Breite nimmt kontinuierlich zu. Bei Streuzeiten größer als 1 ps nähert man sich einer Sättigung der Plateaubreite. Eine entsprechende Abhängigkeit kann auch für eine Ladungsträgerdichte von $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} beobachtet werden. Die Veränderungen sind am größten in dem Streuzeitbereich, in dem es zur Ausbildung des i=3-Plateaus kommt, und sind im Vergleich zum i=4-Plateau wesentlich ausgeprägter.

Die Veränderungen der Plateaubreiten mit der Streuzeit werden für das i=3- und das i=4-Plateau in der Abb. 7.6 miteinander verglichen. Die experimentell zugänglichen Streuzeiten lassen sich in einen Bereich kleiner Streuzeiten und in einen zweiten Bereich mit Streuzeiten über 0.5 ps einteilen. Die Verbreiterung des i=4-Plateaus findet ausschließlich in dem Bereich kleiner Streuzeiten statt, in dem noch kein i=3-Plateau zu messen ist.

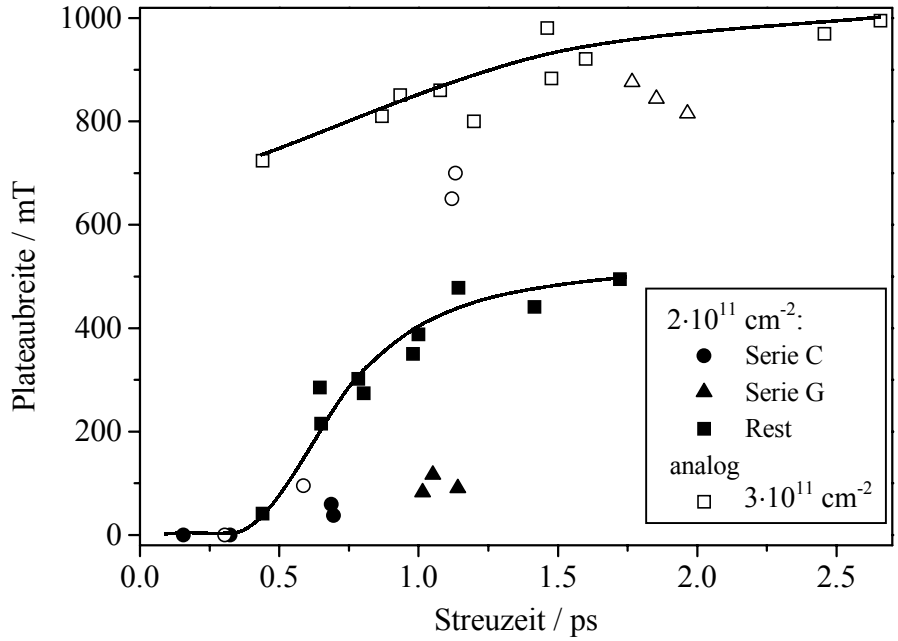

Abb. 7.5: Breite des i=3-Plateaus in Abhängigkeit von der Streuzeit für zwei unterschiedliche Ladungsträgerdichten

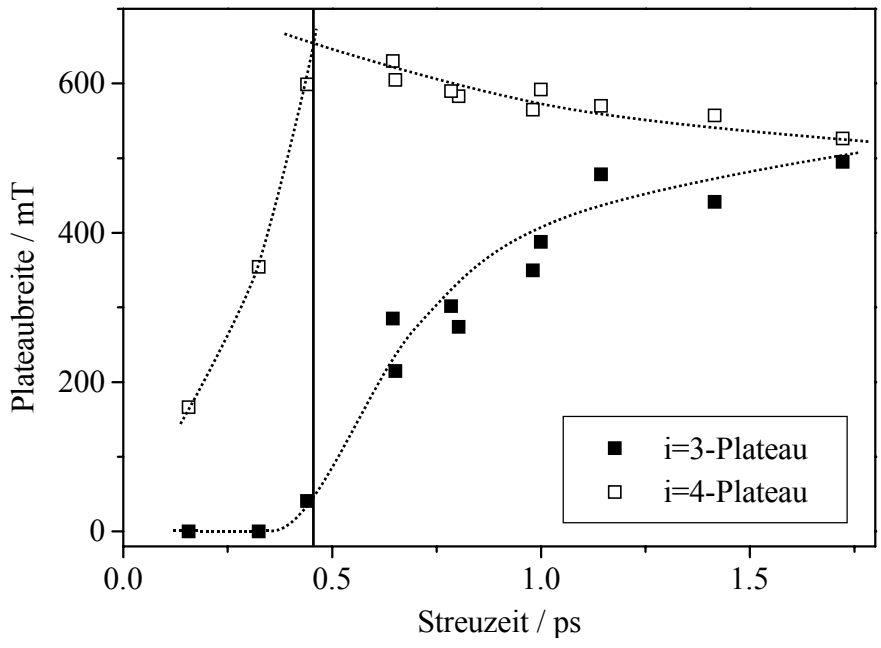

Abb. 7.6: Vergleich der Breiten des i=3-Plateaus mit denen des i=4-Plateaus in Abhängigkeit von der Streuzeit bei einer Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}

In dem zweiten Streuzeitbereich zeigen die Breiten der beiden Plateaus einen entgegengesetzten Verlauf. Der kontinuierlichen Zunahme der Breite des i=3-Plateaus steht die gleichzeitige Abnahme der Breite des i=4-Plateaus gegenüber. Durch die Verbreiterung des i=3-Plateaus steht für die benachbarten Füllfaktoren nur ein kleinerer Magnetfeldbereich zur Verfügung. Da sich der Magnetfeldbereich zwischen den Plateaus im Vergleich zu der Breite des i=3-Plateaus mit der Streuzeit nur unwesentlich verändert, stellt die Abnahme der Breite des i=4-Plateau die logische Konsequenz aus dem Anstieg der i=3-Plateaubreite dar.

Wenn man das i=4-Plateau als charakteristische Größe heranziehen will, bietet sich eine Auswertung der relativen Plateaubreite an. Diese ist definiert als prozentualer Anteil der Plateaubreite von dem Magnetfeldbereich, der zur Verfügung steht und durch die SdH-Maxima vorgegeben wird. Die relative Breite des i=4-Plateaus nimmt im Gegensatz zur absoluten Breite mit steigender Streuzeit zu.

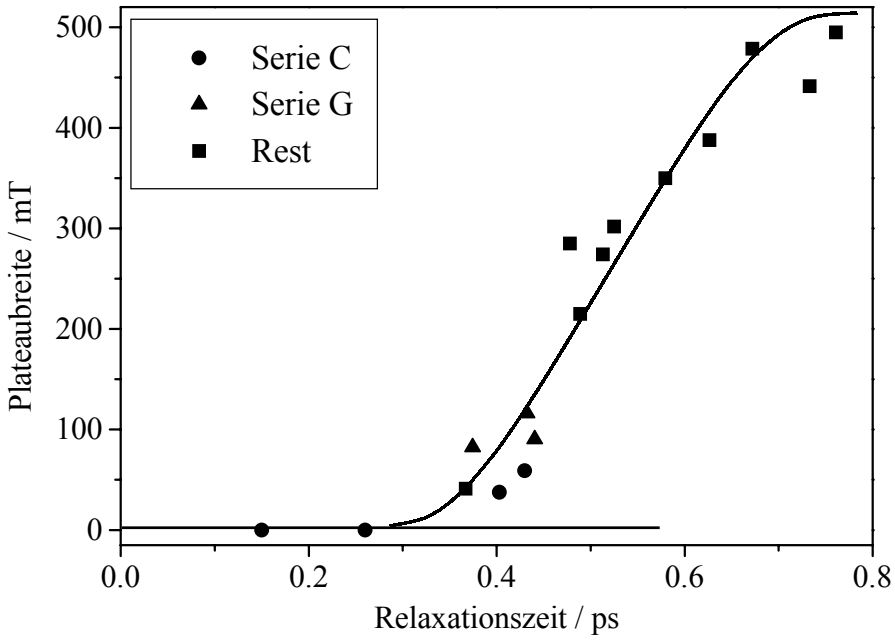

Abb. 7.7: Breite des i=3-Plateaus in Abhängigkeit von der Relaxationszeit bei einer Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}

Mit der Streuzeit als Bezugsgröße stimmen die Ergebnisse der Probenserien G und C wiederum nicht mit der sonst beobachteten Tendenz überein. Dies ändert sich bei der Auftragung der Plateaubreite über der Relaxationszeit und es zeigt sich ein kontinuierlicher Verlauf ohne größere "Ausreißer", was in der Abb. 7.7 für eine Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} deutlich zu erkennen ist. Für Vorhersagen bezüglich der Breite der Quanten-Hall-Plateaus ist daher die Relaxationszeit die entscheidende Größe. Bei Vorgabe der Relaxationszeit und der Ladungsträgerdichte sind somit Aussagen über die Breite des i=3-Plateaus und folglich

über das gesamte Spektrum[45] möglich. Eine solche Vorhersage erlaubt die Streuzeit alleine nicht.

Abschließend werden die physikalischen Ursachen für das Verhalten des i=3-Plateaus aufgezeigt und diskutiert. Beim i=3-Plateau handelt es sich um ein spinaufgespaltenes Niveau. Die Aufspaltung wird bestimmt durch die Zeeman-Energie:

$$E_S = s \cdot g^* \cdot \mu_B \cdot B \tag{7-1}$$

g^* ist der effektive Landé-Faktor, der sich aus dem Landé-Faktor g und der Austauschwechselwirkung E_{ex} im zweidimensionalen Elektronengas zusammensetzt:

$$g^* \cdot \mu_B \cdot B = g \cdot \mu_B \cdot B + E_{ex} \tag{7-2}$$

Die Spinaufspaltung aufgrund des Landé-Faktors g wäre bei allen Magnetfeldstärken so gering, daß kein i=3-Plateau gemessen werden könnte (g < 1). Dies wird erst durch die Wechselwirkung der Elektronen in den beiden Niveaus möglich, wodurch der effektive Landé-Faktor g^* vergrößert wird [Eng82]. Die Größe der Austauschwechselwirkung bestimmt somit den maximalen Magnetfeldbereich, in dem sich ein spinaufgespaltenes Quanten-Hall-Plateau ausbilden kann.

Bestimmt wird die Größe der Austauschwechselwirkung durch die Differenz der Besetzungszahlen der beiden Spinniveaus [And74]:

$$E_{ex} \propto n_{N\uparrow} - n_{N\downarrow} \tag{7-3}$$

Es ergibt sich als Funktion des Füllfaktors ein oszillierender effektiver Landé-Faktor, der zwischen zwei spinaufgespaltenen Niveaus maximal und zwischen zwei landauaufgespaltenen Niveaus minimal wird [Eng82].

Die Besetzungsdifferenz der Spinniveaus hängt von der Breite der effektiven Zustandsdichte[46] bzw. der effektiven Landauniveaus ab, wobei die maximale Besetzungsdifferenz zwischen zwei Spinniveaus für schmale effektive Zustandsdichten größer ist als für verbreiterte.

Im Idealfall ohne Streuung und ohne Unordnung würden diskrete Landauniveaus vorliegen. Mit zunehmender Streuung verbreitern die effektiven Niveaus, und die realisierbare Besetzungsdifferenz nimmt ab. Zusammen mit der Besetzungsdifferenz verringert sich die Austauschwechselwirkung der Elektronen und dement

---

[45] Anhand der Veränderungen beim i=3-Plateaus sind zunächst nur Aussagen über die beiden benachbarten Füllfaktoren 2 und 4 möglich. Weitere spinaufgespaltene Plateaus sind bei den untersuchten Proben aufgrund der relativ geringen Beweglichkeit bei einer Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} nicht zu beobachten.

[46] Durch die Einführung einer effektiven Zustandsdichte werden die im Einteilchenbild ansonsten vernachlässigten Wechselwirkungseffekte der Elektronen berücksichtigt (Kapitel 2.5.2).

sprechend der effektive Landé-Faktor. Aufgrund der dadurch reduzierten Spinaufspaltung der beiden effektiven Niveaus verkleinert sich der Magnetfeldbereich, in dem sich das spinaufgespaltene Quanten-Hall-Plateau ausbilden kann, und zusammen mit der nur geringfügigen Veränderung der Steigung zwischen den Plateaus auch die Breite des spinaufgespaltenen Plateaus. Dessen Breite ist somit direkt mit der Verbreiterung des effektiven Landauniveaus verknüpft.

Bei hohen Magnetfeldern[47] nimmt die Aufspaltung aufgrund des Landé-Faktors g zu (Formel 7-2). Es ist daher nur eine geringere Besetzungsdifferenz möglich, und die Austauschwechselwirkung wird reduziert. In diesem Fall ist eine Sättigung der Plateaubreite bzw. eine Zunahme der Plateaubreite ausschließlich aufgrund des Landé-Faktors g zu beobachten.

Als Ergebnis dieses Kapitels bleibt festzuhalten, daß die charakteristische Größe der Quanten-Hall-Messungen für unsere Proben die Breite des i=3-Plateaus ist, die mit steigender Relaxationszeit kontinuierlich zunimmt. Die Veränderungen beim i=3-Plateau bedingen die Abhängigkeiten der Plateaus der benachbarten Füllfaktoren.

Die Breite des i=3-Plateaus läßt sich über die Austauschwechselwirkung der Elektronen der beiden Spinniveaus auf die Verbreiterung der effektiven Landauniveaus zurückführen. Die effektive Verbreiterung der Landauniveaus ist direkt verknüpft mit der Relaxationszeit, die aus diesem Grund detailliertere Vorhersagen bezüglich des Quanten-Hall-Effekts erlaubt als die Streuzeit. Bei Vorgabe der Relaxationszeit und der Ladungsträgerdichte sind Aussagen über die Plateaubreiten für i=3 und die benachbarten Füllfaktoren möglich.

[47] z.B. bedingt durch hohe Ladungsträgerdichten

8 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit liefert neue Erkenntnisse über die Auswirkungen der Grenzflächentopographie auf die physikalischen Eigenschaften in Transport und Optik. Die erforderlichen Messungen erfolgen an einer Probenstruktur, die sowohl optische Messungen im exzitonischem Regime als auch Magnetotransportmessungen bei gezielt einstellbaren Ladungsträgerdichten erlaubt. Es handelt sich hierbei um einen invertiert dotierten, 10 nm dicken GaAs-Quantenfilm. Die Steuerung der Ladungsträgerdichte erfolgt über das Anlegen einer Spannung an einem Chrom-Gate. Neben dem Vergleich von Optik und Magnetotransport ermöglicht die Struktur das Studium zahlreicher physikalischer Effekte in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration, was für den Quantum Confined Stark Effekt, die Bandkantenrenormierung und die Bandfüllung in den optischen Messungen durchgeführt wurde (Kapitel 5.1).

Die eingesetzten Untersuchungsmethoden sind in der Optik die Photolumineszenz und die Photolumineszenz-Anregungs-Spektroskopie und im Magnetotransport der Quanten-Hall-Effekt und die Shubnikov-de Haas-Messungen. Eine Kombination aus hochselektivem Ätzen und anschließender Rasterkraftmikroskopie wird für die direkte strukturelle Untersuchung der inneren Grenzflächen eingesetzt. Diese neue Untersuchungsmethode erlaubt die Darstellung von inneren Grenzflächen über einen großen lateralen Bereich von einigen Mikrometern mit einer Höhenauflösung im Angstrom-Bereich und wird in dieser Arbeit das erste Mal zur systematischen Untersuchung von Molekularstrahlepitaxie-Proben eingesetzt.

Die Grenzflächenmorphologie kann durch die Wachstumsparameter beeinflußt werden. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Parametern handelt es sich um die Wachstumstemperatur der kompletten Struktur und die Wachstumsunterbrechung nach den entscheidenden Schichten.

Die Untersuchung des Einflusses der Wachstumsunterbrechung erfolgt bei einer nominellen Wachstumstemperatur von 620 °C. Bei den Proben ohne Wachstumsunterbrechung nach dem Quantenfilm sind die beiden Grenzflächen des Quantenfilms miteinander korreliert, d.h. die GaAs-Grenzfläche stellt ein direktes Abbild der AlGaAs-Grenzfläche dar. Ohne jegliche Wachstumsunterbrechung erhält man eine sehr feingliedrige Inselstruktur, wobei die Inseln länglich in [0-11]-Richtung ausgedehnt sind (40 nm x 200 nm). Durch die Wachstumsunterbrechung nach der AlGaAs-Schicht hat die Grenzfläche Zeit, eine energetisch günstigere Form einzunehmen und die Oberflächenenergie zu reduzieren. Dies macht sich durch lateral ausgedehntere Inseln bemerkbar (200 nm x 2 μm). In beiden Fällen handelt es sich um ein Insel-auf-Insel-Wachstum. Durch die Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm wird die Korrelation der beiden Grenzflächen aufgehoben.

Die wachstumsunterbrochenen GaAs-Grenzflächen weisen ausgeglättete Monolagenstufen auf und unterscheiden sich somit von der AlGaAs-Unterseite.

Die Korrelation der beiden Grenzflächen bestimmt entscheidend die optischen Eigenschaften, so daß die Proben ohne Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm die kleinsten Linienbreiten zeigen. Nur sekundären Einfluß haben die absoluten Höhen der Grenzflächenfluktuationen und deren laterale Abmessungen. Auf eine Wachstumsunterbrechung auf der Oberseite eines dünnen Quantenfilms sollte für optische Messungen daher verzichtet werden.

Im Magnetotransport spielt die Korrelation der beiden Grenzflächen keine Rolle. Die Unordnung geht ausschließlich durch die Höhe und die laterale Ausdehnung der Inseln in die Beweglichkeit ein, wobei die Rauhigkeit mit der Wachstumsunterbrechung abnimmt. Dominiert wird die Beweglichkeit durch die Streuung an ionisierten Störstellen, die durch einen zunehmenden Einbau von Verunreinigungen während der Wachstumsunterbrechung erhöht wird. Um zu der bestmöglichen Probe zu gelangen, müssen daher die Vor- und Nachteile der einzelnen Veränderungen gegeneinander abgewogen werden. Je nach Reinheit der Epitaxieanlage kann dementsprechend eine Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm die Transportbeweglichkeit erhöhen oder reduzieren.

Ausgehend vom Insel-auf-Insel-Wachstum bei einer nominellen Wachstumstemperatur von 620 °C geht man bei steigender Temperatur über zum Terrassenwachstum, wobei die Terrassenflächen ausglätten. Die Anordnung erfolgt entlang von Terrassenkanten, die senkrecht zur lokalen Fehlorientierung ausgerichtet sind. Auf den ausgeglätteten Terrassenflächen zeigt sich bei hohen Wachstumstemperaturen eine zusätzliche, mesoskopische Inselstruktur, die die komplette Grenzfläche überzieht. Diese Unordnung ist bereits für MOVPE-Proben bekannt und konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals auch für MBE-Proben nachgewiesen werden. Die zugehörigen Proben liefern sowohl in der Optik als auch im Magnetotransport schlechtere Ergebnisse.

In der Optik spielt bei hohen Wachstumstemperaturen die zusätzliche, mesoskopische Unordnung die entscheidende Rolle. Es gibt in der Optik daher eine optimale Wachstumstemperatur, die so gering ist, daß noch keine mesoskopische Unordnung auftritt, und bei der die Quantenfilm-Grenzflächen makroskopisch möglichst glatt sind.

Außerdem nimmt mit steigender Wachstumstemperatur die Diffusion und Segregation der Si-Dotieratome zu. Aufgrund der invertierten Probenstruktur erhöht sich hierdurch die Störstellenstreuung, und die Beweglichkeit nimmt ab. Die maximale Beweglichkeit wird somit bei möglichst kleinen Wachstumstemperaturen erreicht. Die Ursachen für die schlechten Werte in der Optik und im Magnetotransport bei den Proben mit hoher Wachstumstemperatur sind dementsprechend nicht gleich.

Es bleibt festzuhalten, daß nur eine geringe Korrelation zwischen der Optik und dem Magnetotransport besteht und verschiedene Aspekte der Unordnung der inneren Grenzflächen die jeweiligen Messungen beeinflussen. Die Optimierung des Wachstums erfordert für "Optikproben" und für "Transportproben" unterschiedliche Bedingungen!

Zum ersten Mal wurde in der vorliegenden Arbeit eine Anisotropie in der Beweglichkeit an Proben gemessen, die auf exakt orientiertem Substrat gewachsen wurden. Infolge der Asymmetrie der Oberfläche, die durch die (2x4)-Oberflächenrekonstruktion und die Kristallstruktur hervorgerufen wird, entstehen beim Wachstum längliche Inseln in der [0-11]-Richtung, die für eine Anisotropie in der Beweglichkeit aufgrund der Grenzflächenrauhigkeits-Streuung sorgen. Die Anisotropie wurde ausschließlich an den bei niedrigen Temperaturen gewachsenen Proben gemessen, da hier die Streuung an ionisierten Störstellen minimal ist und die inneren Grenzflächen eine relativ große Höhenfluktuation aufweisen. Überlagert werden die Inseln aufgrund der lokalen Fehlorientierung des Substrates von Terrassenflächen, was zu einer Aufhebung der Anisotropie führen kann. Eine quantitative Auswertung unter Berücksichtigung der AFM-Bilder der inneren Grenzflächen ist daher äußerst schwierig und bedarf einiger Vorversuche an Strukturen mit gezielt einstellbaren Abmessungen der Terrassenflächen. Solche Strukturen lassen sich mit der MOVPE auf fehlorientiertem Substrat gezielt wachsen.

Ausgehend von den in der Arbeit gewonnenen Erkenntnissen bieten sich weitere Untersuchungen an. Der Einfluß der Wachstumsunterbrechung sollte auch für höhere Wachstumstemperaturen untersucht werden.[48] Außerdem bleibt zu klären, inwiefern die höheren Wachstumstemperaturen bei normal, d.h. nicht invertiert dotierten Proben in den Magnetotransport eingehen, da hier die Diffusion und die Segregation der Si-Dotieratome keine Rolle spielt. Mit den normal dotierten Proben kann somit der Einfluß der mesoskopischen Inseln auf die charakteristischen Größen im Magnetotransport aufgezeigt werden.

Weiterhin kann versucht werden, die Diffusion und die Segregation der Si-Dotieratome durch ein Absenken der Wachstumstemperatur bei der Dotierschicht zu reduzieren. Allerdings werden dabei auch weitere für den Transport entscheidende Größen verändert, wie z.B. die Rauhigkeit der Grenzflächen, so daß zahlreiche Wachstumsreihen mit den zugehörigen AFM-Referenzproben für eine systematische Untersuchung notwendig sind. Eventuell könnte auch eine größere Spacerdicke Abhilfe bei dem Problem der Diffusion und Segregation schaffen.

---

[48] Wenn man vollständig auf Wachstumsunterbrechung verzichtet, sind die Grenzflächen vermutlich glatt und weisen keine kleinskalige Unordnung auf, wodurch eventuell die optimale Wachstumstemperatur der optischen Proben erhöht wird.

Ein Vergleich zwischen normal und invertiert dotierten Proben bietet sich ebenfalls bei Wachstumstemperaturen von 620 °C an. Hierdurch kann geklärt werden, ob die Diffusion und Segregation der Si-Dotieratome bei diesen Temperaturen bereits zu vernachlässigen ist.[49]

Ein direkter Vergleich von Proben der beiden gebräuchlichsten Epitaxieverfahren[50] wäre wünschenswert. Aufgrund einiger Probleme beim MOVPE-Wachstum von AlGaAs-Strukturen bietet sich dieses Materialsystem nicht für dieses Vorhaben an. Statt dessen könnte man zu (GaIn)As/GaAs-Strukturen wechseln. Die ersten Messungen an diesem System wurden bereits erfolgreich durchgeführt.

Neben der Korrelation von Optik und Magnetotransport stellen die Untersuchungen zum Quanten-Hall-Effekt einen weiteren Schwerpunkt der Arbeit dar. Die charakteristische Größe der Quanten-Hall-Messungen ist für unsere Proben die Breite des i=3-Plateaus, die mit steigender Relaxationszeit kontinuierlich zunimmt. Die Veränderungen beim i=3-Plateau bedingen die Abhängigkeiten der Plateaus der benachbarten Füllfaktoren.

Die Breite des i=3-Plateaus läßt sich über die Austauschwechselwirkung der Elektronen der beiden Spinniveaus auf die Verbreiterung der Landauniveaus zurückführen. Die effektive Verbreiterung der Landauniveaus ist direkt verknüpft mit der Relaxationszeit, die aus diesem Grund detailliertere Vorhersagen bezüglich des Quanten-Hall-Effekts erlaubt als die Streuzeit. Bei Vorgabe der Relaxationszeit und der Ladungsträgerdichte sind somit aufgrund der hier vorgestellten Arbeiten Aussagen über den Verlauf der Quanten-Hall-Messungen möglich geworden.

---

[49] Am günstigsten wäre ein Vergleich zwischen einer normal und einer invertiert dotierten Probe mit einer Wachstumsunterbrechung nach dem GaAs-Quantenfilm, da diese ein sehr glatte Grenzfläche erzeugt und somit die Sensitivität für die Diffusions- und Segregationseffekte erhöht wird.

[50] metallorganische Gasphasenepitaxie und Molekularstrahlepitaxie

Anhang A Tabellarische Zusammenstellung der Meßergebnisse

Übersicht und Ergebnisse der optischen Proben für den Fall eines entleerten Quantenfilms:

Serie	A			B		
Probennummer	1	2	3	1	2	3
Probenname	P471	P473	P472	P484	P486	P485
Wachstumsdatum	13.3.01	14.3.01	13.3.01	2.4.01	3.4.01	2.4.01
Wafergröße	viertel	viertel	viertel	viertel	viertel	viertel
Wachstumstemp.	620 °C	620 °C	620 °C	620 °C	620 °C	620 °C
FWHM PL / meV	3.7	2.9	4.3	3.3	3.0	4.0
FWHM PLE / meV	3.0	2.7	4.2	2.5	2.5	3.2
Stokes / meV	0.9	0.4	1.2	0.7	0.3	1.2

Serie	C			
Probennummer	2	4	2a	2b
Probenname	P556	P557	P558	P559
Wachstumsdatum	6.11.01	7.11.01	8.11.01	8.11.01
Wafergröße	viertel	viertel	viertel	viertel
Wachstumstemp.	620 °C	620 °C	640 °C	660 °C
FWHM PL / meV	3.9	5.6	5.7	6.2
FWHM PLE / meV	2.7	4.2	4.2	5.3
Stokes / meV	1.0	2.3	2.0	4.0

Serie	D (undotiert)			
Probennummer	1	2	3	4
Probenname	P536	P537	P538	P539
Wachstumsdatum	16.10.01	16.10.01	17.10.01	17.10.01
Wafergröße	viertel	viertel	viertel	viertel
Wachstumstemp.	620 °C	620 °C	620 °C	620 °C
FWHM PL / meV	1.9	1.7	2.45	2.15
FWHM PLE / meV	2.8	2.4	3.9	3.55
Stokes / meV	2.0	1.8	2.6	2.3

Serie	E (Berlin)			F		
Probennummer	1	2	3	1	2	3
Probenname	M4.1300	M4.1299	M4.1298	P329	P367	P365
Wachstumsdatum	8.12.00	7.12.00	7.12.00	24.6.99	29.9.99	28.9.99
Wafergröße	viertel	viertel	viertel	ganz	ganz	ganz
Wachstumstemp.	620 °C	620 °C	620 °C	620 °C	620 °C	620 °C
FWHM PL / meV	2.3	1.8	3.5	4.6	4.0	6.2
FWHM PLE / meV	2.6	1.7	2.5	4.4	3.2	5.0
Stokes / meV	0.4	0.2	0.95	2.1	1.2	6.2

Serie	G (Arsen)		
Probennummer	1	2	3
Probenname	P413	P415	P414
Wachstumsdatum	15.5.00	16.5.00	15.5.00
Wafergröße	ganz	ganz	ganz
Wachstumstemp.	620 °C	620 °C	620 °C
FWHM PL / meV	5.8	6.0	11.0
FWHM PLE / meV	4.4	3.6	7.0
Stokes / meV	1.8	2.3	8.8

Übersicht der Ergebnisse der Magnetotransportmessungen bei einer Ladungsträgerdichte von $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}:

Name	Probe	τ_R / 10^{-13}	τ_R / 10^{-13}	μ / cm^2/Vs	τ_S / 10^{-13} s	τ_S / 10^{-13} s	τ_S/τ_R
A1	P471-	4.91	4.89	19550	7.46	6.61	1.35
	P471+	4.87		15090	5.76		
A2	P473-	4.73	4.78	16430	6.27	6.45	1.35
	P473+	4.83		17400	6.64		
A3	P472-	5.26	5.13	23000	8.77	8.03	1.56
	P472+	5.00		19100	7.29		
B1	P484-	6.10	6.26	28200	10.76	9.99	1.52
	P484+	6.43		24200	9.23		
B2	P486-	5.15	5.25	21400	8.16	7.84	1.49
	P486+	5.35		19700	7.52		
B3	P485-	5.42	5.79	27800	10.60	9.80	1.69
	P485+	6.17		23600	9.00		
C2	P556-	4.09	4.03	17300	6.60	6.95	1.72
	P556+	3.97		19150	7.31		
C4	P557-	4.11	4.30	18090	6.90	6.87	1.59
	P557+	4.49		17950	6.85		
C2a	P558-	2.47	2.60	8110	3.09	3.24	1.25
	P558+	2.73		8880	3.39		
C2b	P559-	< 1.5	< 1.5	4380	1.67	1.56	--
	P559+	< 1.5		3820	1.46		
F1	P329-	6.72	6.72	31800	12.13	11.43	1.69
	P329+	6.72		28130	10.73		
F2	P367-	7.31	7.61	51000	19.46	17.22	2.27
	P367+	7.91		39300	14.99		
F3	P365-	7.33	7.33	41700	15.91	14.15	1.92
	P365+	7.33		32500	12.40		
G1	P413-	4.35	4.32	27800	10.61	10.51	2.44
	P413+	4.30		27300	10.41		
G2	P415-	4.37	4.40	32200	12.28	11.41	2.56
	P415+	4.44		27600	10.53		
G3	P414-	3.94	3.74	26480	10.10	10.14	2.70
	P414+	3.55		26700	10.19		

"-" kennzeichnet Messung in [0-11]-Richtung und "+" in [011]-Richtung

Übersicht der Ergebnisse der Magnetotransportmessungen bei einer Ladungsträgerdichte von $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}:

Name	Probe	τ_R / 10^{-13}	τ_R / 10^{-13}	μ / cm^2/Vs	τ_S / 10^{-13} s	τ_S / 10^{-13} s	τ_S/τ_R
A1	P471-	5.69	5.64	27740	10.58	9.34	1.67
	P471+	5.60		21200	8.09		
A2	P473-	5.42	5.45	21900	8.35	8.68	1.59
	P473+	5.48		23630	9.01		
A3	P472-	6.23	6.01	33800	12.89	11.98	2.00
	P472+	5.80		29000	11.06		
B1	P484-	7.09	7.33	40000	15.26	14.76	2.00
	P484+	7.58		37400	14.27		
B2	P486-	5.98	6.62	29000	11.06	10.78	1.64
	P486+	7.27		27500	10.49		
B3	P485-	6.19	6.88	41000	15.64	14.61	2.13
	P485+	7.27		35600	13.58		
C2	P556-	5.00	4.88	28350	10.82	11.20	2.27
	P556+	4.76		30350	11.58		
C4	P557-	5.05	5.27	29300	11.18	11.33	2.13
	P557+	5.50		30100	11.48		
C2a	P558-	3.25	3.34	14910	5.69	5.87	1.75
	P558+	3.44		15840	6.04		
C2b	P559-	2.33	2.26	8320	3.17	3.04	1.35
	P559+	2.20		7620	2.91		
F1	P329-	7.72	7.73	45400	17.32	15.99	2.08
	P329+	7.74		38450	14.67		
F2	P367-	9.00	9.29	77000	29.38	26.57	2.86
	P367+	9.58		62300	23.77		
F3	P365-	9.30	9.07	71400	27.24	24.57	2.70
	P365+	8.84		57400	21.90		
G1	P413-	5.62	5.51	49250	18.79	18.53	3.33
	P413+	5.39		47900	18.27		
G2	P415-	5.52	5.61	56600	21.59	19.65	3.45
	P415+	5.70		46400	17.70		
G3	P414-	5.38	5.00	47450	18.10	17.65	3.57
	P414+	4.63		45100	17.21		

Anhang B Berechnung der PL-Linienform

Die im folgenden aufgezeigte Berechnung der PL-Linienform dient der Überprüfung der anhand der Burstein-Moss-Verschiebung ermittelten Ladungsträgerdichten in den optischen Experimenten. Hierbei werden die exzitonischen Effekte vernachlässigt, was durch die Übereinstimmung der Ladungsträgerdichtewerte der beiden Auswertemethoden gerechtfertigt scheint.[51] Die Berücksichtigung von Vielteilcheneffekten würde sich bei der Verbreiterung der Spektren auswirken[52] und die Anpassung von exzitonischen Effekten wie der Fermi-Edge Singularität ermöglichen.

Unter der Voraussetzung der schnellen Relaxation der Ladungsträger und einer vernachlässigbaren nichtstrahlenden Rekombination läßt sich bei einem teilweise mit Ladungsträgern gefüllten Quantenfilm die vorhandene Ladungsträgerdichte anhand der Linienform des PL-Signals bestimmen. Die für die Herleitung der Formel der PL-Linienform benötigten Abkürzungen werden in der Abb. A.1 eingeführt.

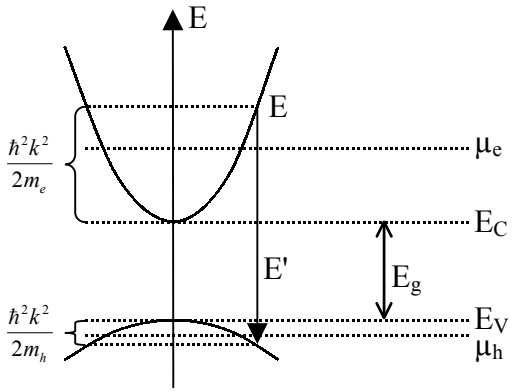

Abb. A.1: Die entscheidenden Größen bei der Berechnung der PL-Linienform; m_e und m_h sind hierbei die effektiven Massen des leichten und des schweren Lochs und μ_e und μ_h die jeweiligen chemischen Potentiale

[51] Die Anpassung der PL-Linienform wurde für eine Probe bei unterschiedlichen Gate-Spannungen vorgenommen und liefert ähnliche Ladungsträgerdichten wie die Auswertung der Burstein-Moss-Verschiebung (Unterschied kleiner $3 \cdot 10^{10}$ cm^{-2}).

[52] Die bei der Herleitung eingeführte Lebensdauerverbreiterung (Formel A-20) wäre somit nicht erforderlich.

Bei direkten Übergängen ist die Zahl der mit der Energie E' strahlend rekombinierenden Elektron-Loch-Paare $I_{PL}(E')$ proportional zur kombinierten Zustandsdichte bei der Energie E' ($D_j(E')$), zur Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustandes mit der Energie E ($f_e(E)$) und zur Wahrscheinlichkeit, einen unbesetzten Zustand mit der Energie E-E' zu finden ($1\text{-}f_h(E\text{-}E')$):

$$I_{PL}(E') \propto D_j(E') \cdot f_e(E) \cdot \left(1 - f_h(E - E')\right) \tag{A-1}$$

Im folgenden werden die drei aufgeführten Terme zunächst getrennt betrachtet und anschließend zur Formel für die PL-Linienform zusammengesetzt.

1) Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustandes mit der Energie E ($f_e(E)$)

Für direkte Übergänge gilt unter der Voraussetzung $\frac{E - E_C}{E_g} << 1$:

$$E' \approx E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}\left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right) \tag{A-2}$$

$$\Leftrightarrow E' \approx E_g + \left(E - E_C\right)\left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right) \tag{A-3}$$

$$\Leftrightarrow E = E_C + \left(E' - E_g\right)\frac{m_h}{m_h + m_e} \tag{A-4}$$

Damit ergibt sich die Besetzungswahrscheinlichkeit zu:

$$f_e(E) = \frac{1}{1 + \exp\dfrac{E - \mu_e}{kT}} = \frac{1}{1 + \exp\dfrac{\left(E_C + \left(E' - E_g\right)\dfrac{m_h}{m_h + m_e}\right) - \mu_e}{kT}} \tag{A-5}$$

$$\Leftrightarrow f_e(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\dfrac{E_C - \mu_e}{kT} + \dfrac{E' - E_g}{kT}\dfrac{m_h}{m_h + m_e}\right)} \tag{A-6}$$

2) Wahrscheinlichkeit für unbesetzten Zustand mit der Energie E-E' ($1\text{-}f_h(E\text{-}E')$):

$$1 - f_h(E - E') = \frac{1}{1 + \exp\dfrac{-\left(E - E'\right) + \mu_h}{kT}} \tag{A-7}$$

$$\text{(aus A-2)}\quad E = E_C + \left(E' - E_g\right)\frac{m_h}{m_h + m_e} = \left(E' - E_g\right)\left(\frac{m_h}{m_h + m_e}\right) + E_V + E_g \tag{A-8}$$

$$\Rightarrow \mu_h - E + E' = \mu_h + E' - \left(\left(E' - E_g\right)\left(\frac{m_h}{m_h + m_e}\right) + E_V + E_g\right) \tag{A-9}$$

$$= \mu_h + E' - \left(\left(E' - E_g\right)\left(\frac{m_h}{m_h + m_e} \right) + E_V + E_g \right) \tag{A-10}$$

$$= \mu_h - E_V + \frac{\left(E' - E_g\right)\left(m_h + m_e\right)}{m_h + m_e} - \left(E' - E_g\right)\left(\frac{m_h}{m_h + m_e} \right) \tag{A-11}$$

$$= \mu_h - E_V + \frac{E' m_e - E_g m_e}{m_h + m_e} \tag{A-12}$$

$$= \mu_h - E_V + \left(E' - E_g\right)\frac{m_e}{m_h + m_e} \tag{A-13}$$

$$\Rightarrow 1 - f_h(E - E') = \frac{1}{1 + \exp\dfrac{\mu_h - E + E'}{kT}} = \frac{1}{1 + \exp\left(\dfrac{\mu_h - E_V}{kT} + \dfrac{E' - E_g}{kT}\dfrac{m_e}{m_h + m_e} \right)} \tag{A-14}$$

Da es sich bei den Löchern um Minoritätsladungsträger handelt, ist die Lage des chemischen Potentials für Löcher μ_h durch die Anregungsdichte bestimmt. Bei den verwendeten Anregungsdichten des Lasers von unter 50 mW/cm^2 erreicht die Löcherkonzentration p_n Werte um $3 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}. Sie ist somit deutlich geringer als die effektive Bandkantenzustandsdichte im Valenzband (für GaAs: $N_V = 8.2 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} bei 300 K bzw. $N_V = 1.1 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} bei 77 K). Der Zusammenhang zwischen p_n und μ_h läßt sich daher mit der Boltzmannstatistik beschreiben [Hum90].

$$p_n = N_V \exp\left(\frac{E_V - \mu_h}{kT} \right) \Rightarrow \frac{N_V}{p_n} = \exp\left(\frac{\mu_h - E_V}{kT} \right) \tag{A-15}$$

$$\Rightarrow 1 - f_h(E - E') = \frac{1}{1 + \exp\left(\dfrac{\mu_h - E_V}{kT} \right) \cdot \exp\left(\dfrac{E' - E_g}{kT}\dfrac{m_e}{m_h + m_e} \right)} \tag{A-16}$$

$$= \frac{1}{1 + \underbrace{\dfrac{N_V}{p_n}}_{>>1} \cdot \underbrace{\exp\left(\dfrac{E' - E_g}{kT}\dfrac{m_e}{m_h + m_e} \right)}_{>1}} \tag{A-17}$$

$$\approx \frac{1}{\dfrac{N_V}{p_n} \cdot \exp\left(\dfrac{E' - E_g}{kT}\dfrac{m_e}{m_h + m_e} \right)} \tag{A-18}$$

Im Fall nicht zu hoher Anregungsdichte ($p_n << N_V$) ist die PL-Linienform unabhängig von der Laserintensität, da p_n in der Gleichung A-18 nur als Proportionalitätskonstante vorkommt.

3) kombinierte Zustandsdichte bei der Energie E' ($D_j(E')$):

Für die kombinierte Zustandsdichte gilt in erster Näherung:

$$D_j(E') = \frac{m_r}{\pi\,\hbar^2}\cdot\theta(E') \tag{A-19}$$

mit der Heaviside-Funktion θ(E') und der reduzierten Masse m_r. Die endliche Lebensdauer der Endzustände sorgt allerdings für eine Verbreiterung der Zustandsdichte. Eine optimale Anpassung erreicht man mit einer Hyperbelsecans-Verbreiterung [Cho94]:

$$\theta(E') = m_r \int \sec h\left(\frac{E'-E^*}{\hbar\gamma}\right) dE^* \tag{A-20}$$

mit: $\gamma = \frac{1}{T_2}$ (T_2: Lebensdauer; typische Zeiten: $T_2 = 10^{-13}$ s $\Rightarrow \hbar\gamma \approx 6.5\,meV$)

Für den Fall das nicht mit E_g = 0 meV gerechnet wird, muß diese Formel erweitert werden zu:

$$\theta(E') = m_r \int \sec h\left(\frac{E'-E_g-E^*}{\hbar\gamma}\right) dE^* \tag{A-21}$$

$$D_j(E') = \frac{m_r^{\,2}}{\pi\,\hbar^2}\cdot\int \sec h\left(\frac{E'-E_g-E^*}{\hbar\gamma}\right) dE^* \tag{A-22}$$

Zusammenfassend folgt für die PL-Linienform:

$$I_{PL}(E') \propto D_j(E')\cdot f_e(E)\cdot\left(1-f_h(E-E')\right) \tag{A-23}$$

$$\Leftrightarrow I_{PL}(E') \propto \frac{m_r}{\pi\,\hbar^2}\cdot\theta(E')\cdot\frac{1}{1+\exp\dfrac{E-\mu_e}{kT}}\cdot\frac{1}{1+\exp\dfrac{\mu_h-E+E'}{kT}} \tag{A-24}$$

$$\Leftrightarrow I_{PL}(E') \propto \frac{m_r^{\,2}}{\pi\,\hbar^2}\cdot\int \sec h\left(\frac{E'-E_g-E^*}{\hbar\gamma}\right) dE^*\cdot\frac{1}{1+\exp\left(\dfrac{E_C-\mu_e}{kT}+\dfrac{E'-E_g}{kT}\dfrac{m_h}{m_h+m_e}\right)}$$

$$\cdot\frac{1}{\dfrac{p_n}{N_V}\exp\left(\dfrac{E'-E_g}{kT}\dfrac{m_e}{m_h+m_e}\right)} \tag{A-25}$$

Die Lage des Quasi-Ferminiveaus (chemisches Potential) für Elektronen als Majoritätsladungsträger ist durch die vorhandene Elektronenkonzentration bestimmt. Die effektive Bandkantenzustandsdichte im Leitungsband für GaAs beträgt $N_C = 4.4 \cdot 10^{17}$ cm^{-3} bei 300 K bzw. $N_C = 5.7 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} bei 77 K [Hum90]. Somit ist für die Berechnung des Ferminiveaus die Fermi-Dirac-Statistik erforderlich. Eine Änderung in der Elektronenkonzentration wirkt sich auf die Spektralform aus.

Die Ladungsträgerdichte ergibt sich aus den Quasi-Ferminiveaus wie folgt:

$$n = \int_{0/E_g}^{\infty} D_e(E) \cdot f(E) dE \tag{A-26}$$

$$= \frac{m_e}{\pi \cdot \hbar^2} \int_0^{\infty} \frac{1}{1 + \exp \dfrac{E - \mu_e}{kT}} dE \tag{A-27}$$

Näherung für $T \rightarrow 0$ K: $$n = \frac{m_e}{\pi \cdot \hbar^2} \mu_e \tag{A-28}$$

Der Vergleich zwischen den Näherungswert und den temperaturabhängigen Berechnungen zeigt für Ladungsträgertemperaturen unterhalb von 20 K eine gute Übereinstimmung, was die Anwendung der Näherung rechtfertigt (Abb. A.2).

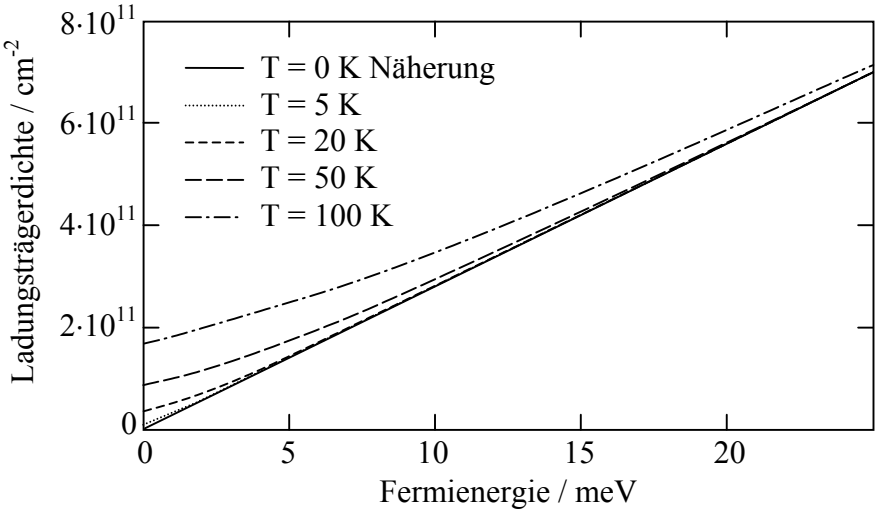

Abb. A.2: Berechnete Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von der Fermienergie

Literaturverzeichnis

Ada93 S. Adachi
EMIS Datareviews Series No. 7 , 1993 (ISBN 0-85296-558-3)

And74 T. Ando, Y. Uemura
J. of the Phys. Society of Japan, Vol. 37, S. 1044 (1974)

And82 T. Ando
J. of the Phys. Society of Japan, Vol. 51, S. 3900 (1982)

Art88 J. R. Arthur
J. Appl. Phys. 39, S. 4032 (1968)

Baa78 S. Baranovski
Sov. Phys.-Semiconductors 12, S. 1081 (1978)

Bar95 M. Barrett, D. Tiffin, Y. Li, C.K. S.
IEEE Electr. Device Lett. 16, S. 118 (1995)

Beb72 H. B. Bebb, E. W. Williams
Photolumineszenz: Theorie
Semiconductors and Semimetals Vol. 8, S. 182, New York 1972

Ber99 G. Bernatz, S. Nau, R. Rettig, H. Jänsch, W. Stolz
J. Appl. Phys. 86, S. 6752 (1999)

Ber00 G. Bernatz
Dissertation, Marburg 2000

Bha93 P. Bhattacharya
Properties of Indium Gallium Arsenide
EMIS Datareviews Series No. 8 , 1993 (ISBN 0-85296-865-5)

Bim98 D. Bimberg, M. Grundmann, N. N. Ledentsov
Quantum Dot Heterostructures
John Wiley & Sons Ltd., 1998 (ISBN 0-471-97388-2)

Bos88 C. Bosio, J. L. Staehli, M. Guzzi, G. Burri, R. A. Logan
Phys. Rev. B 38, S. 3263 (1988)

Bra92 E. Braun
The quantum Hall effect
Proceedings of the International School of Physics <Enrico Fermi>, Villa Marigola, Italien (1989), North-Holland (1992)

Bra97 E. Braun, B. Schumacher, P. Warnecke
G. Landwehr, W. Ossau (Hrsg.), World Scientific, S. 1005 (1997)

Brs81 N. Braslau
J. Vac. Sci. Technol. 19, S. 803 (198)

Bru85a J. A. Brum, G. Bastard
Phys. Rev. B 31, S. 3893 (1985)

Bru85b J. A. Brum, C. Priester, G. Allan
Phys. Rev. B 32, S. 2378 (1985)

Bur00 P. J. Burke, I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West
Appl. Phys. Lett. 76, S. 745 (2000)

Büt86 M. Büttiker
Phys. Rev. Lett. 57, S. 1761 (1986)

Büt87 M. Büttiker
Phys. Rev. B 35, S. 4123 (1987)

Büt88 M. Büttiker
Phys. Rev. B 38, S. 9375 (1988)

Cas98 H. Castella, J. D. Wilkins
Phys. Rev. B 58, S. 16186 (1998)

Cha95 T. Chakraborty, P. Pietiläinen
The Quantum Hall Effects
Springer Verlag, 1995 (ISBN 3-540-58515-X)

Chk92 D. B. Chklovskii, B. I. Shklovkii, L. I. Glazman
Phys. Rev. B 46, S. 4026 (1992)

Cho70 A. Y. Cho
J. Appl. Phys. 41, S. 2780 (1970)

Cho71 A. Y. Cho
J. Vac. Sci. Technol. 8, S. 31 (1971)

Cho75 A. Y. Cho, J. R. Arthur
Prog. Solid Stat. Chem. 10, S. 157 (1975)

Cho94 W. W. Chow, S. W. Koch, M. Sargent
Semiconductor-Laser Physics
Springer-Verlag Berlin, 1994 (ISBN 3-540-57614)

Coh95 E. R. Cohen, B. N. Taylor
Codata Bulletin 95 (1995)

Coo99 K. B. Cooper, M. P. Lilly, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, K. W. West
Phys. Rev. B 60, S. R11285 (1999)

Das85 S. Das Sarma, F. Stern
Phys. Rev. B 32 (Rapid Communications), S. 8442 (1985)

Dav85 G. J. Davies
III-V MBE growth systems
E. H. C. Parker, Editor, The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxie, Plenum Press, New York, S. 15 (1985)

Del87 C. Delalande, G. Bastard, J. Orgonsai, J. A. Brum, H. W. Liu, M. Voos, G. Weimann, W. Schlapp
Phys. Rev. Lett. 59, S. 2690 (1987)

Dwi95 B. Dwir, E. K.
J. Appl. Phys. 78, S. 4838 (1995)

Eng82 T. Englert, D. C. Tsui, A. C. Gossard, C. Uihlein
Surface Science 113, S. 295 (1982)

Fee94 R. M. Feenstra
Semicond. Sci. Technol. 8, S. 2157 (1994)

Fur84a J. E. Furneaux, T. L. Reinecke
Surface Science 142, S. 186 (1984)

Fur84b J.E. Furneaux, T. L. Reinecke
Phys. Rev. B 29, S. 4792 (1984)

Göb90 E. O. Göbel, K. Ploog
Fabrication and optical properties of semiconductor quantum wells and superlattices
Prog. Quant. Electr. 1990, Vol. 14

God88 A. Gold
Phys. Rev. B 38, S. 10798 (1988)

Gol95 R. Goldhahn, V. Nakov, G. Gobsch, J. M. Chamberlain, T. S. Cheng, M. Henini, M. Pate
Optische Eigenschaften von modulationsdotierten GaAs/AlGaAs Quantum-Well-Strukturen
Bericht

Got88 R. Gottinger, A. Gold, G. Abstreiter, G. Weimann, W. Schlapp
Europhys. Lett. 6, S. 183 (1988)

Gow98 L. Gottwaldt
Diplomarbeit, Braunschweig 1998

Hac94 T. Hackbarth
Dissertation, Braunschweig 1994

Har85 J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviron, P. Delescluse
Phys. Rev. B 32, S. 8126 (1985)

Hau88 R. J. Haug
Dissertation, Stuttgart 1988

Hau89 R. J. Haug, K. v. Klitzing
Europhys. Lett. 10, S. 489 (1989)

Hau93 R. J. Haug
Semicond. Sci. Technol. 8, S. 131 (1993)

Hei74 K. Heime, U. König, E. Kohn, A. Wortmann
Solid State Electr., S. 835 (1974)

Hil89 H. Hillmer
Dissertation, Stuttgart 1989

Hir86 K. Hirakawa, H. Sakaki, J. Yoshino
Surface Science 170, 1986

Hum90 T. Humer-Hager
Dissertation, München 1990

Iba90 H. Ibach, H. Lüth
Festkörper-Physik
Springer Verlag Berlin, 1990

Ika92 N. Ikarashi, M. Tanaka, H. Sakaki, K. Ishida
Appl. Phys. Lett. 60, S. 1360 (1992)

Jan94 M. Janßen, O. Vieweger, U. Fastenrath, J. Hajdu
Introduction to the Theory of the Integer Quantum Hall Effect
VCH, 1995 (ISBN 3-527-29209-8)

Kik94 T. Kikkawa, H. Ochimizu, K. Kansai
J. of Crystal Growth 145, S. 799 (1994)

Kla99 T. Klaffs
Diplomarbeit, Braunschweig 1999

Kli80 K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper
Phys. Rev. Lett. 45, S. 494 (1980)

Klo93 T. Klocke
Diplomarbeit, Jülich 1993

Lad30 L. Landau
Z. Phys. 64, S. 629 (1930)

Lan70 R. Landauer
Phil. Mag. 21, S. 863 (1970)

Lan75 R. Landauer
Z. Phys. B 21, S. 247 (1975)

Lee83 K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, H. Morkoc
J. Appl. Phys. 54, S. 6432 (1983)

Lej83 J. Lee, H. N. Spector, V. K. Arora
Appl. Phys. Lett. 42, S. 363 (1983)

Löw90 H. Löwe, P. Keppel, D. Zach
Halbleiterätzverfahren
Akademie-Verlag, Berlin 1990

Man68 H. Manasevit
Appl. Phys. Lett. 12, S. 156 (1968)

Mar95 T. Marschner
Dissertation, Marburg 1995

Mie84 D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard,
W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus
Phys. Rev. Lett. 53, S. 2173 (1984)

Mie85 D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard,
W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus
Phys. Rev. B 32, S. 1043 (1985)

Mil84a R. C. Miller, A. C. Gossard, D. A. Kleinman, O. Munteanu
Phys. Rev. B 29, S. 3740 (1984)

Mil84b R. C. Miller, D. A. Kleinman, A. C. Gossard
Phys. Rev. B 29, S. 7085 (1984)

Mor78 Y. Mori, N. Watanabe
J. Electrochem. Soc. 125, S. 1510 (1978)

Muk85 S. D. Mukherjee, D. W. Woodard
Etching and Surface Preparation of GaAs for Device Favrication
in Gallium Arsenide, Kapitel 4, John Wiley & Sons Ltd., 1985

Nag80 R. Nag,
Electron Transport in Compound Semiconductors
Vol. 11 of Springer Series in Solid-State Sciences, Springer Verlag, 1980

Nau99 S. Nau
Diplomarbeit, Marburg 1999

Oha89 K. Ohta, T. Kojima, T. Nakagawa
J. of Crystal Growth 95, S. 71 (1989)

Oht88 T. Ohtsuki, Y. Ono,
Solid State Com. 65, S. 403 (1988)

Ols93 S. M. Olsthoorn, F. A. J. M. Driessen, A. P. A. M. Eijkelenboom,
L. J.Giling
J. Appl. Phys. 73, S. 7798 (1993)

Ore89 K. P. O'Reilly
Surface Sci. and Technol. 4, S. 121 (1989)

Our89 A. Ourmazd
J. of Crystal Growth 98, S. 72 (1989)

Pau58 L. J. van der Pauw
Philips Research Reports 13, S. 1 (1958)

Pfe91 L. Pfeifer, E. F. Schubert, K. W. West, C. W. Magee
Appl. Phys. Lett. 58, S. 2258 (1991)

Plo88 K. Ploog
Angewandte Chemie 100, S. 611 (1988)

Pol85 H.-J. Polland, L. Schultheis, J. Kuhl, E. O. Göbel, C. W. Tu
Phys. Rev. Lett. 55, S. 2610 (1985)

Pra68 R. E. Prange, T. W. Nee
Phys. Rev. 168, S. 779 (1968)

Pra87 R. E. Prange, S. M. Girvin
The Quantum Hall Effect
Springer Verlag, 1987 (ISBN 0-387-96286-7)

Pro97 W. Prost
Technologie der III/V-Halbleiter
Springer Verlag, 1997

Pud84a V. M. Pudalov, S. G. Semenchinskii
Sov. Phys. JETP 59, S. 838 (1984)

Pud84b V. M. Pudalov, S. G. Semenchinskii
Solid State Com. 51, S. 19 (1984)

Rob75 G. Y. Robinson
Solid State Electr. 18, S. 331 (1975)

Ret98a R. Rettig, W. Stolz
Physica E 2, S. 277 (1998)

Ret98b R. Rettig
Dissertation, Marburg 1998

Sak87 H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Matsusue
Appl. Phys. Lett. 51, S. 1934 (1987)

Sau96 T. Saku, Y. Horikoshi, Y. Tokura
Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 35, S. 34 (1996)

Sch95 H. Scherer
Dissertation, Braunschweig 1995

Scl87 L. Schultheis, K. Köhler, C. W. Tu
Phys. Rev. B 36, S. 6609 (1987)

Scm85 S. Schmitt-Rink, C. Ell
J. Lumin. 30, S. 585 (1985)

Scm89 S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, D. A. B. Miller
Advances in Physics, Vol. 38, S. 114 (1989)

Scn92 R. F. Schnabel, D. Bimberg, H. Nickel, R. Lösch
Phys. Rev. B 46, S. 9873 (1992)

Scu85 E. F. Schubert
Dissertation, Stuttgart 1985

Shu30 L. Shubnikov und W. J. de Haas
Leiden Comm. 207a, c, d, 210a (1930)

Sin85 J. Singh, K. K. Bajaj
J. Appl. Phys. 57, S. 5433 (1985)

Sin95 J. Singh
Semicondutor Optoelectronics
McGraw-Hill Book Co., Singapore, 1995

Smi95 A. R. Smith, K.-J. Chao, C. K. Shih, Y. C. Shih, B. G. Streetman
Appl. Phys. Lett. 66, S. 478 (1995)

Spi94 B. Spill
Diplomarbeit, Marburg 1994

Ste80 F. Stern
Phys. Rev. Lett. 44, S.1469 (1980)

Stö82 H. L. Störmer, D. C. Tsui, A. C. Gossard
Surface Science 113, S. 32 (1982)

Str89 G. B. Stringfellow
Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice
Academic Press Inc., London (1989), ISBN 0-12-673840-8

Tok92 Y. Tokura, T. Saku, S. Tarucha, Y. Horikoshi
Phys. Rev. B 46, S. 15558 (1992)

Trä87 G. Tränkle, H. Leier, A. Forchel, H. Haug, C. Ell, G. Weimann
Phys. Rev. Lett. 58, S. 419 (1987)

Tro88 N. Van Trong, G. Mahler, A. Fourikis
Phys. Rev. B 38, S. 7674 (1988)

Wal84 W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski, H. C. Gatos
Phys. Rev. B 30, S. 4571 (1984)

Wei81 C. Weisbuch, A. C. Gossard
Solid State Com. 38, S. 709 (1981)

Wei94 C. Weisbuch
J. Vac. Sci. Technol. A 12, S. 1191 (1994)

Wil92 M. Wilkinson, F. Yang, E. J. Austin, K. P. O'Donnell
J. of Physics: Condensed Matter 4, S. 8863 (1992)

Yag94 B. Yang, Y. Cheng, Z. Wang, J. Liang, Q. Liao, L. Lin, Z. Zhu, B. Xu, W. Li
Appl. Phys. Lett. 65, S. 3329 (1994)

Yan93 F. Yang, E. J. Austin, K. P. O'Donnel
Phys. Rev. Lett. 70, S. 323 (1993)

Yos88 H. Yoshimura, G. E. W. Bauer, H. Sakaki
Phys. Rev. B 38, S. 10791 (1988)

Zha98 J.-P. Zhang, D.-Z. Sun, X.-L. Wang, M.-Y. Kong, Y.-P. Zeng, J.-M. Li, L.-Y. Lin
Appl. Phys. Lett. 73, S. 2471 (1998)

Zim94 R. Zimmermann
Journal of Luminescence 60 & 61, S. 320 (1994)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt vor allem Herrn Prof. Dr. E. O. Göbel für sein Interesse und die vielfältige Förderung meiner Arbeit. Trotz seines gut gefüllten Terminkalenders hat er sich stets die Zeit genommen, mir mit Anregungen und Hilfestellungen zur Seite zu stehen.

Weiter gilt ein besonderer Dank Herrn Dr. habil. W. Stolz, dessen Erfahrungen meine Arbeit in zahlreichen Diskussionen entscheidend voran gebracht haben und der mir die Arbeit im WZMW ermöglicht hat.

Herrn Dr. F.-J. Ahlers danke ich für die Möglichkeit, den Großteil der Arbeit in seinem Labor durchzuführen, sowie für wertvolle Ratschläge, Hinweise und Diskussionen.

Herrn Dr. Klaus Pierz und Herrn Holger Marx sei für die Herstellung hochwertiger MBE-Proben gedankt. Sie und die übrigen Mitarbeitern des Labors 2.41 haben stets für eine sehr nette Arbeitsatmosphäre gesorgt und mir bei den alltäglichen Problemen geholfen.

Frau Simone Leu und Herrn Stefan Reinhard danke ich für ihre unermüdlichen Versuche, meine Vorstellung mit der MOVPE umzusetzen.

Bei Herrn Siegfried Nau und Herrn Torsten Torunski bedanke ich mich für die Durchführung bzw. die Hilfe beim Freilegen der inneren Grenzflächen und den zugehörigen AFM-Aufnahmen. Durch ihre Gastfreundschaft ließ sich meine Zeit in Marburg sehr angenehm gestalten.

Den übrigen Mitarbeitern in der Gruppe von Herrn Dr. habil. W. Stolz danke ich für die stets angenehme und persönliche Atmosphäre bei meinen Marburgaufenthalten und den Einblick in das dortige Uni-Leben.

Herrn Prof. Dr. R. Haug (Uni Hannover), Herrn Dr. L. Schweitzer und Herrn Dr. Günter Hein sei für ihre Diskussionsbereitschaft beim Thema Quanten-Hall-Effekt gedankt.

Herr Dr. Hans-Jörg Kolbe und Herr Prof. Dr. G. Weiser führten die Elektroreflexionsmessungen durch und haben so die Ergebnisse meiner PLE-Experimente abgesichert.

Herrn Eckhard Finger und Herrn Dr. Martin Hofmann danke ich für die Versuche, mit kurzen Laserpulsen weitere Informationen über meine Proben zu erhalten.

Herr Dr. R. Hey (PDI Berlin) hat mit seinen Proben den Vergleich zweier MBE-Anlagen ermöglicht. Mit Herrn Dr. R. Goldhahn (TU Ilmenau) konnte ich grund

legende Diskussionen bezüglich der optischen Spektren führen. Beide haben dadurch zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Meiner Freundin Astrid Riedmiller gebührt ein besonderer Dank für den moralischen Beistand, die aufmerksamen Beiträge beim Schreiben der Arbeit und ihr Verständnis für meine etwas längeren Arbeitszeiten.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern dafür, daß sie mich während meiner gesamten Ausbildung mit aller Kraft unterstützt haben.

Finanziell ermöglicht wurde die Arbeit durch das Graduiertenkolleg "Optoelektronik mesoskopischer Halbleiter" und den Sonderforschungsbereich 383 "Unordnung in Festkörpern auf mesoskopischen Skalen".

Lebenslauf

28.8.1972	geboren in Celle, Eltern: Margrit Gottwaldt (geb. Wißmer) und Kurt Gottwaldt
1979 - 1983	Grundschule Westercelle
1983 - 1985	Orientierungsstufe Westercelle
1985 - 1992	Hermann-Billung-Gymnasium Celle
20.5.1992	Allgemeine Hochschulreife
1992 - 1993	Grundwehrdienst bei der Bundeswehr in Scheuen, Celle
1993 - 1998	Studium der Physik an der Technischen Universität Braunschweig
18.10. 1995	Vordiplom in Physik
Okt. 1996 - März 1998	Diplomarbeit an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig, Thema: "Aufbau einer Photolumineszenz-Apparatur und die optische Charakterisierung von Quantenstrukturen"
25.6.1998	Diplomabschluß in Physik
seit 1.8.1998	Wissenschaftlicher Angestellter und Doktorand an der Philipps-Universität Marburg
seit 1.4.2000	Wirtschaftswissenschaftliches Zusatzstudium an der Fernuniversität Hagen
seit 1.8.2000	Wissenschaftlicher Angestellter an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig