

# **Wachstum und Charakterisierung von Halbleiternanostrukturen auf vorstrukturiertem Substrat**

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur Erlangung des  
akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von  
Diplom-Physiker

Axel Schwarz

aus Krefeld

Berichter: Universitätsprofessor Dr. H. Lüth  
apl. Professor Dr. S. Mantl

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Juli 2001

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.



## Wachstum und Charakterisierung von Halbleiternanostrukturen auf vorstrukturiertem Substrat

Seit mehreren Jahren besteht ein besonderes Interesse an niedrigdimensionalen Halbleiterstrukturen, denen man schon zu Beginn der achtziger Jahre einzigartige elektronische und optische Eigenschaften prophezeite. So erwartete man für eindimensionale Strukturen - für so genannte Quantendrähte - aufgrund des reduzierten Phasenraumes für Elektronenstreuung eine drastisch verbesserte Elektronenbeweglichkeit gegenüber zweidimensionalen Elektronengasen. Durch eine besondere Elektron-Elektron-Wechselwirkung vermutete man zudem einen Übergang von den Eigenschaften einer Fermi- zu denen einer Luttinger-Flüssigkeit und die besondere Elektronen-Loch-Korrelation sollte anhand außergewöhnlicher Fermikantensingularitäten im Photolumineszenzspektren erkennbar werden. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß durch epitaktisches Wachstum auf nicht-planaren Substraten niedrigdimensionale Strukturen von besonderer Güte hergestellt werden können. Nach einer Diskussion der zugrunde liegenden Wachstumsmechanismen wird anhand von orts aufgelösten Bandstrukturberechnungen motiviert, daß trotz einer komplexen Anordnung verschieden-dimensionaler Bereiche die Ausbildung von Quantendrähten mit hohem Einschlußpotential und Subbandabstand zu erwarten ist. Der experimentelle Nachweis erfolgt mit Hilfe von Kathodo- und Photolumineszenzuntersuchungen, in denen auch die Existenz der Fermikantensingularität in modulationsdotierten Proben verifiziert wird. Obwohl reine Magneto-Transportmessungen keinen eindeutigen Hinweis auf eindimensionalen elektrischen Transport geben, wird in einem besonderen Experiment nachgewiesen, daß die stromtragenden Elektronen auf den Quantendraht beschränkt werden können, solange die Fermikante nicht wesentlich gestört wird.

## Growth and Characterization of Semiconductor Nanostructures on non-planar Substrates

Over the last two decades there has been intense theoretical and experimental interest in the physics of low-dimensional electron systems which are predicted to exhibit unique electronic and optical properties. The reduced phase space available for electron scattering in one-dimensional systems - so called quantum wires - is expected to lead to a greatly enhanced mobility. Furthermore Fermi liquid behavior is predicted to give way to Luttinger liquid behavior due to strong electron correlation while electron-hole interaction should manifest in Fermi edge singularities to be observed in photoluminescence spectra. This thesis reports the successful preparation of high quality quantum wires by epitaxially overgrowing non-planar substrates. After discussing the basic growth mechanisms on such special surfaces, bandstructure calculations are used to help understanding the quantization properties of the resulting complex structures of interconnected three-, two- and one-dimensional areas. Cathodo- and photoluminescence experiments prove the formation of high-quality quantum wires with strong confinement potential and large subband spacing. Even the existence of Fermi edge singularities in modulation doped systems can be revealed. While magneto-transport does not show clear evidence of one-dimensional electron transport, special experiments indicate a restriction of current to the quantum wire as long the Fermi edge stays undisturbed.





# Inhaltsverzeichnis

|            |                                                                                                       |           |
|------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>I</b>   | <b>Vorwort</b>                                                                                        | <b>1</b>  |
| <b>II</b>  | <b>Niedrigdimensionale Halbleitersysteme</b>                                                          | <b>5</b>  |
| <b>1</b>   | <b>Einleitung</b>                                                                                     | <b>5</b>  |
| <b>2</b>   | <b>Der Halbleiter-Hetero-Übergang</b>                                                                 | <b>6</b>  |
| 2.1        | Bandstruktur . . . . .                                                                                | 6         |
| 2.2        | Modulationsdotierung . . . . .                                                                        | 7         |
| <b>3</b>   | <b>Herstellung von Halbleiterquantendrähten</b>                                                       | <b>7</b>  |
| 3.1        | Geätzte Quantendrähte . . . . .                                                                       | 7         |
| 3.2        | Überwachsene Spaltflächen . . . . .                                                                   | 8         |
| 3.3        | Wachstum auf nicht-planarem Substrat . . . . .                                                        | 8         |
| 3.3.1      | Gestufte Oberflächen . . . . .                                                                        | 8         |
| 3.3.2      | V-förmige Oberflächen . . . . .                                                                       | 9         |
| <b>III</b> | <b>Wachstum von V-Graben-Quantendrähten</b>                                                           | <b>11</b> |
| <b>4</b>   | <b>Wachstum auf strukturiertem Substrat: Theorie</b>                                                  | <b>11</b> |
| 4.1        | Borgstrom-Konstruktion . . . . .                                                                      | 11        |
| 4.2        | Selbstlimitierendes Wachstum nach Biasiol . . . . .                                                   | 12        |
| <b>5</b>   | <b>Wachstum auf strukturiertem Substrat: Experiment</b>                                               | <b>16</b> |
| 5.1        | Vorstrukturierung . . . . .                                                                           | 16        |
| 5.2        | Wachstum in der metallorganischen Gasphasenepitaxie . . . . .                                         | 18        |
| 5.3        | Analyse der $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - und $\text{GaAs}$ -Wachstumsprofile . . . . . | 19        |
| 5.3.1      | $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ Wachstum . . . . .                                          | 20        |
| 5.3.2      | $\text{GaAs}$ Wachstum . . . . .                                                                      | 21        |
| 5.3.3      | Der vertikale Quantentopf . . . . .                                                                   | 24        |
| 5.4        | Diskussion . . . . .                                                                                  | 25        |
| <b>IV</b>  | <b>Bandstrukturberechnungen in Quantendrähten</b>                                                     | <b>27</b> |
| <b>6</b>   | <b>Grundlagen quantisierter elektronischer Systeme</b>                                                | <b>27</b> |
| 6.1        | Ladungsträgerwellenfunktionen im Quantendraht . . . . .                                               | 27        |
| 6.2        | Schrödingergleichung in zwei Dimensionen . . . . .                                                    | 27        |
| 6.3        | Dotierte Systeme . . . . .                                                                            | 28        |
| 6.3.1      | Poissongleichung in zwei Dimensionen . . . . .                                                        | 29        |

|           |                                                                               |           |
|-----------|-------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 6.3.2     | Bestimmung der Ladungsträgerverteilung und der Fermienergie                   | 29        |
| <b>7</b>  | <b>Berechnung quantisierter Zustände</b>                                      | <b>29</b> |
| 7.1       | Ablauf der Implementation                                                     | 30        |
| 7.2       | Grenzen der Implementation                                                    | 30        |
| 7.3       | Idealisierte V-Graben-Profile                                                 | 32        |
| 7.4       | Undotierte Quantendrähte                                                      | 33        |
| 7.4.1     | Einfluß der deponierten GaAs-Schichtdicke                                     | 33        |
| 7.4.2     | Einfluß des unteren Rundungsradius                                            | 36        |
| 7.4.3     | Einfluß der Seitenfacettenorientierung                                        | 38        |
| 7.4.4     | Einfluß der Abschnürung                                                       | 39        |
| 7.4.5     | Einfluß der vertikalen $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Entmischung | 41        |
| 7.5       | Dotierte Quantendrähte                                                        | 43        |
| 7.5.1     | Qualität der Selbstkonsistenz                                                 | 44        |
| 7.5.2     | Verschiebung der Quantisierungsenergien                                       | 44        |
| <b>8</b>  | <b>Diskussion und Zusammenfassung</b>                                         | <b>46</b> |
| <b>V</b>  | <b>Visualisierung quantisierter Zustände</b>                                  | <b>49</b> |
| <b>9</b>  | <b>Kathodolumineszenz an Oberflächen</b>                                      | <b>49</b> |
| 9.1       | Probenbeschreibung                                                            | 49        |
| 9.2       | Ortsaufgelöste Lumineszenz                                                    | 50        |
| <b>10</b> | <b>Kathodolumineszenz an Spaltflächen</b>                                     | <b>51</b> |
| 10.1      | Probenbeschreibung                                                            | 51        |
| 10.1.1    | Ortsaufgelöste Lumineszenz                                                    | 52        |
| 10.1.2    | Einfluß gestapelter Quantendrähte                                             | 52        |
| <b>11</b> | <b>Optische Nahfeldmikroskopie an Spaltflächen</b>                            | <b>54</b> |
| 11.1      | Ortsaufgelöste Lumineszenz                                                    | 55        |
| 11.2      | Ladungsträgerdiffusion in den Quantendraht                                    | 56        |
| <b>12</b> | <b>Zusammenfassung</b>                                                        | <b>56</b> |
| <b>VI</b> | <b>Photolumineszenzspektroskopie an Quantendrähten</b>                        | <b>59</b> |
| <b>13</b> | <b>Einführung und Grundlagen</b>                                              | <b>59</b> |
| <b>14</b> | <b>Undotierte Systeme</b>                                                     | <b>62</b> |
| 14.1      | Probenbeschreibung                                                            | 62        |
| 14.2      | Photolumineszenz                                                              | 62        |
| 14.3      | Vergleichende Bandstrukturberechnung                                          | 65        |

|             |                                                                    |            |
|-------------|--------------------------------------------------------------------|------------|
| 14.4        | Abhängigkeit von der eingestrahlten Leistung . . . . .             | 66         |
| 14.5        | Abhängigkeit von der Proben­temperatur . . . . .                   | 67         |
| 14.6        | Einfluß eines äußeren Magnetfeldes . . . . .                       | 68         |
| 14.7        | Abhängigkeit von der Anregungsenergie . . . . .                    | 70         |
| 14.8        | Diskussion . . . . .                                               | 72         |
| <b>15</b>   | <b>Dotierte Systeme</b>                                            | <b>73</b>  |
| 15.1        | Probenbeschreibung . . . . .                                       | 73         |
| 15.2        | Photolumineszenz . . . . .                                         | 74         |
| 15.3        | Fermikantensingularitäten in 1D . . . . .                          | 76         |
| 15.3.1      | Vielkörpereffekte in optischen Spektren dotierter Quantendrähte    | 76         |
| 15.3.2      | Abhängigkeit von der Proben- und Ladungsträgertemperatur .         | 78         |
| 15.3.3      | Einfluß eines äußeren Magnetfeldes . . . . .                       | 80         |
| 15.4        | Diskussion . . . . .                                               | 81         |
| <b>16</b>   | <b>Zusammenfassung</b>                                             | <b>82</b>  |
| <b>VII</b>  | <b>Ladungsträgertransport in V-Graben-Quantendrähten</b>           | <b>85</b>  |
| <b>17</b>   | <b>Grundlagen niedrigdimensionaler Elektronengase</b>              | <b>86</b>  |
| 17.1        | Das zweidimensionale Elektronengas . . . . .                       | 86         |
| 17.2        | Das zweidimensionale Elektronengas im äußeren Magnetfeld . . . . . | 86         |
| 17.3        | Das eindimensionale Elektronengas im äußeren Magnetfeld . . . . .  | 88         |
| <b>18</b>   | <b>Transportexperimente</b>                                        | <b>89</b>  |
| 18.1        | Experimentelle Anforderungen und Realisierung . . . . .            | 89         |
| 18.2        | Magnetotransport in V-Graben-Quantendrähten . . . . .              | 92         |
| 18.3        | Einfluß eines Schottkygates . . . . .                              | 95         |
| 18.4        | Heiße Ladungsträger und örtlicher Ladungsträgertransfer . . . . .  | 97         |
| 18.4.1      | Probenbeschreibung . . . . .                                       | 98         |
| 18.4.2      | Örtlicher Ladungsträgertransfer . . . . .                          | 98         |
| 18.4.3      | Energieverlustspektroskopie . . . . .                              | 100        |
| <b>19</b>   | <b>Diskussion und Zusammenfassung</b>                              | <b>101</b> |
| <b>VIII</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                                | <b>103</b> |
| <b>IX</b>   | <b>Anhang</b>                                                      | <b>107</b> |
| <b>A</b>    | <b>Experimentelle Methoden</b>                                     | <b>107</b> |
| A.1         | Metallorganische Gasphasenepitaxie . . . . .                       | 107        |
| A.2         | Kathodolumineszenz . . . . .                                       | 108        |

|          |                                      |            |
|----------|--------------------------------------|------------|
| A.3      | Photolumineszenz . . . . .           | 109        |
| A.4      | Magneto-Photolumineszenz . . . . .   | 110        |
| A.5      | Elektro-Photolumineszenz . . . . .   | 110        |
| A.6      | Anregungs-Photolumineszenz . . . . . | 111        |
| <b>B</b> | <b>Probendetails</b>                 | <b>113</b> |
| B.1      | Probe 3084 . . . . .                 | 113        |
| B.2      | Probe N64 . . . . .                  | 113        |
| B.3      | Probe N118, N119 und N120 . . . . .  | 114        |
| B.4      | Probe N574 . . . . .                 | 115        |
| B.5      | Probe N606 . . . . .                 | 115        |
| B.6      | Probe N681 . . . . .                 | 116        |

## Teil I

# Vorwort

Schon vor der Geburtsstunde der modernen Halbleitertechnologie in den siebziger und achtziger Jahren beschäftigte Physiker die Frage, welche Konsequenzen eine Reduzierung der räumlichen Ausdehnung eines Halbleiters auf seine elektrischen und optischen Eigenschaften haben würde. Mangels experimenteller Realisierungsmöglichkeiten wurde zunächst auf theoretischer Basis über die physikalischen Charakteristika sogenannter zwei-, ein- oder nulldimensionaler quantenmechanischer Systeme diskutiert, in denen die Ladungsträger, Elektronen und Löcher, in einer, zwei oder drei Raumrichtungen auf eine Breite eingeschlossen sind, die ihrer Ausdehnung im wellenmechanischen Bild entspricht.

Durch die konsequente Weiterentwicklung der technologischen Methoden, wie z.B. Lithographie- und Metallisierungstechniken, wurden die ersten Grundlagen zur Herstellung niedrigdimensionaler elektronischer Systeme geschaffen und führten so z.B. zu der Erfindung des Feldeffekttransistors an dessen zweidimensionalen Elektromengas K. v. Klitzing 1980 zum ersten mal den heute jedem Festkörperphysiker bekannten und mit dem Nobelpreis geehrten Quanten-Hall-Effekt beobachtete. Ein weiterer Meilenstein in der Präparation niedrigdimensionaler Halbleiterstrukturen sollte in der Mitte der achtziger Jahre durch die Erfindung der modernen Halbleiterheteroepitaxie folgen, der wir unter anderem den in Mobiltelefonen eingesetzten HEMT (*High Electron Mobility Transistor*) verdanken.

Zusammen mit der Erforschung zweidimensionaler Halbleitersysteme stieg auch das Interesse an der experimentellen Realisierung ein- und nulldimensional quantisierter elektronischer Strukturen, sogenannter Quantendrähte und Quanteninseln, da man sich neben den grundlegenden physikalischen auch einige interessante anwendungsorientierte Effekte versprach. Anders als bei der Herstellung zweidimensionaler Quantentöpfe ist die Präparation von Quantendrähten oder Quanteninseln hoher Qualität jedoch deutlich schwieriger. Daher suchte man nach geeigneten Methoden, ein- und nulldimensionale Systeme mit ähnlicher Qualität wie die auf wenige Monolagen exakten zweidimensionalen Heterostrukturen herzustellen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im Rahmen dieser Problemstellung mit dem epitaktischen Wachstum und der anschließenden Charakterisierung von Halbleiternanostrukturen auf vorstrukturierten, d.h. nicht-planaren Substraten. Diese im letzten Jahrzehnt etablierte Technik verspricht die Herstellung von niedrigdimensionalen Systemen, Quantendrähten und Quanteninseln, die aufgrund ihrer herausragenden Qualität einen experimentellen Zugang zu vielen theoretischen Vorhersagen bieten sollen. Aufgrund des umfangreichen Themenkomplexes beschränkt sich die folgende detaillierte Behandlung auf die Untersuchung von eindimensionalen Quantendrähten, die durch Wachstum in V-förmig vorstrukturierten Substraten entstehen.

Ziel dieser Dissertation ist die Erarbeitung eines möglichst umfassenden Verständnisses der elektrischen und optischen Eigenschaften von V-Graben-Quantendrähten. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung grundlegender physikalischer Ef-

fekte, während eine eventuelle Verwendung als Bauelement nicht diskutiert werden wird. In diesem Sinne gliedert sich die Arbeit wie folgt:

**Teil II - Niedrigdimensionale Halbleitersysteme** Einführend motiviert dieser erste Teil das besondere Interesse an niedrigdimensionalen elektronischen Systemen anhand der stark von der Dimensionalität des Halbleiters abhängigen Zustandsdichte. Aufbauend auf einen kurzen Überblick über modulationsdotierte zweidimensionale Halbleiterheterostrukturen wird dann eine abgrenzende Übersicht über einige übliche Methoden zu Herstellung von Halbleiterquantendrähten gegeben.

**Teil III - Wachstum von V-Graben-Quantendrähten** Vor einer eingehenden Charakterisierung von V-Graben-Quantendrähten steht zunächst ihre experimentelle Realisierung und vor allem ein physikalisches Verständnis der wesentlichen Mechanismen, die bei epitaktischem Wachstum auf V-förmig vorstrukturierten Substraten zu der Ausbildung von Strukturen verschiedener Dimensionalität führen. Somit stellt der erste theoretisch orientierte Abschnitt im wesentlichen ein entsprechendes Wachstumsmodell von Biasiol et al. [1] vor, bevor die in Rahmen dieser und parallel durchgeführter Arbeiten [2] gesammelten experimentellen Daten über V-Graben-Quantendrahtwachstum im zweiten Abschnitt mit den theoretischen Vorgaben verglichen werden.

**Teil IV - Bandstrukturberechnungen in Quantendrähten** Vorbereitend für die in Teil V, VI und VII nachfolgenden optischen und elektrischen Untersuchungen vermittelt Teil IV das notwendige Verständnis über quantisierte Zustände in V-Graben-Quantendrahtstrukturen. Aufgrund ihres komplexen Aufbaus muß dazu die Schrödinger- bzw. Poissongleichung auf einem realistisch nachempfundenen zweidimensionalen Probenquerschnitt gelöst werden. Anhand systematischer Variation einzelner, im Wachstumsexperiment indirekt zugänglicher geometrischer Parameter, wird diskutiert, welche Randbedingungen zu einem optimalen Strukturdesign führen sollten.

**Teil V - Visualisierung quantisierter Zustände** Anders als vielleicht zunächst erhofft, führt das epitaktische Wachstum auf V-förmig vorstrukturierten Substraten nicht ausschließlich zu der Bildung eines Quantendrahtes, sondern vielmehr zu einem komplexen System untereinander verbundener zwei- und eindimensionaler Strukturen, die in ein dreidimensional ausgedehntes Barrierenmaterial eingebettet sind. Teil V vermittelt dem Leser das für die in Teil VI folgenden Photolumineszenzuntersuchungen unverzichtbare Verständnis der verschiedenen Ursprungsorte von Lumineszenzlicht und erklärt damit die komplexen integralen Lumineszenzspektren. Sozusagen nebenher liefern die dazu verwendeten orts aufgelösten spektroskopischen Verfahren interessante Hinweise auf eventuell dominante Relaxationsmechanismen der Ladungsträger in den Quantendraht.

**Teil VI - Photolumineszenzspektroskopie an Quantendrähten** In einer intensiven bilateralen Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. J. F. Ryan (University of Oxford) werden anhand von Photolumineszenzuntersuchungen detaillierte Informationen über die optischen Charakteristika von V-Graben-Quantendrahtstrukturen gewonnen. Teil VI stellt nach einem kurzen Überblick der bisher bekannten und vermuteten Effekte in Quantendrähten zunächst die an einer undotierten Struktur gewonnenen Ergebnisse vor, die deutliche Hinweise auf frustrierte Ladungsträgerrelaxation sowie Lokalisierung von Exzitonen innerhalb der Quantendrahtes geben. In einem zweiten Abschnitt werden dann modulationsdotierte V-Graben-Quantendrähte diskutiert, deren außerordentliche Qualität zu der Beobachtung von sogenannten Fermikantensingularitäten führt. Es wird ein stark vereinfachter Erklärungsansatz zur Entstehungstheorie dieses Vielteilchen-Effektes gegeben und das Verhalten der Fermikantensingularität bei Störung der Fermikante genauer analysiert.

**Teil VII - Ladungsträgertransport in V-Graben-Quantendrähten** Aufgrund der schon erwähnten theoretischen Vorhersagen von z.B. Landauer und Sakaki besteht seit langer Zeit ein gesteigertes Interesse an der experimentellen Realisierung und Untersuchung von eindimensionalem Transport im extremen Quantenlimit. V-Graben-Quantendrähte sollten aufgrund ihrer hohen Qualität besonders für die Präparation eines idealen eindimensionalen Leiters geeignet sein. Nach einer kurzen Einführung in die Grundlagen niedrigdimensionaler Elektronengase berichtet Teil VII über die zu diesem Zeitpunkt erreichten Resultate des Ladungsträgertransport in V-Graben-Strukturen. Dabei wird ein Überblick über die vielfältigen technologischen Anforderungen zur Kontaktierung und Kontrolle der Besetzungsdichte gegeben. Während die Ergebnisse der Magnetotransportexperimente der ersten beiden experimentellen Kapitel keinen Beweis für reinen eindimensionalen Transport erbringen, zeigt das letzte Kapitel in Teil VII durch eine spektroskopische Analyse der stromdurchflossenen V-Gräben, daß eine Beschränkung des Transport auf den Quantendraht möglich ist. Zudem werden die dominanten Streuvorgänge der Elektronen mit den vorhandenen Gitterschwingungen anhand von Energieverlustspektroskopie analysiert.

**Anhang** Der Anhang gibt die notwendigen Hintergrundinformationen zu experimentellen Aufbauten und Probendesign.



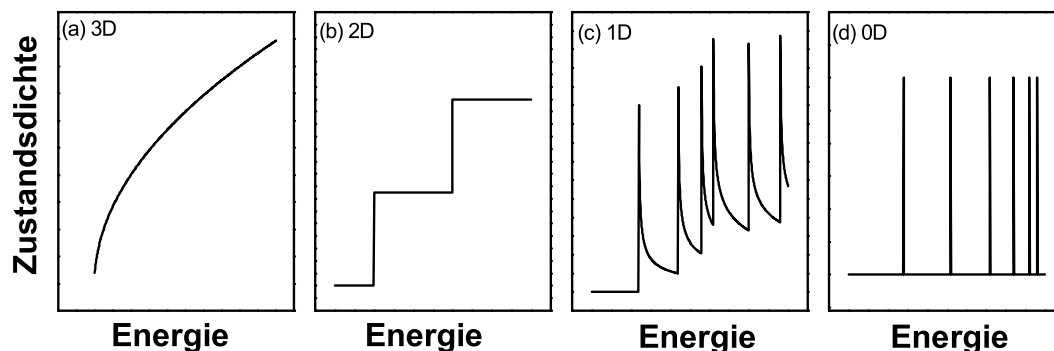


## Teil II

# Niedrigdimensionale Halbleitersysteme

## 1 Einleitung

Halbleiternanostrukturen, wie z.B. Quantentöpfe (engl. *quantum wells* - QWs)<sup>1</sup>, Quantendrähte (engl. *quantum wires* - QWRs) oder Quanteninseln (engl. *quantum dots* - QDs) sind aufgrund ihrer einzigartigen - manchmal bisher nur theoretisch vorhergesagten - Eigenschaften schon seit längerer Zeit Gegenstand der Grundlagenforschung und zunehmend werden auch anwendungsorientierte Bauelemente entwickelt. Eines der bestechenden Merkmale elektronischer Systeme mit reduzierter Dimensionalität ist die stark veränderte Zustandsdichte (engl. *density of states* - DOS) bei niedrigen Energien. Nahezu singuläre DOS, wie in Abb. 1.1 gezeigt, versprechen in ein- und null-dimensionalen (1D bzw. 0D) Strukturen z.B. geringe Einsatzströme und geringe Halbwertsbreiten in Quantendraht- bzw. Quantenpunktlasern. Aber auch verringerte Elektron-Phonon-Streuung sowie stärkere Exzitonbindungsenergien werden vorhergesagt und sollten die Funktionsweise solcher Bauelemente verbessern [3].



**Abbildung 1.1:** Zustandsdichte in Halbleiterstrukturen verschiedener Dimensionalität.

Oft gestaltet sich jedoch die Realisierung niedrigdimensionaler Strukturen schwierig und erfordert eine hervorragende Beherrschung der komplexen Herstellungstechniken, da schon geringe Störungen in Form und Größe die besonderen Qualitäten solcher System zunichte machen können. Im Verlaufe dieses Kapitels werden von den zahlreichen Methoden zur Präparation geeigneter Quantenstrukturen einige ausgewählte etablierte Verfahren vorgestellt, die sich mit der reproduzierbaren Herstellung von *Quantendrähten* beschäftigen.

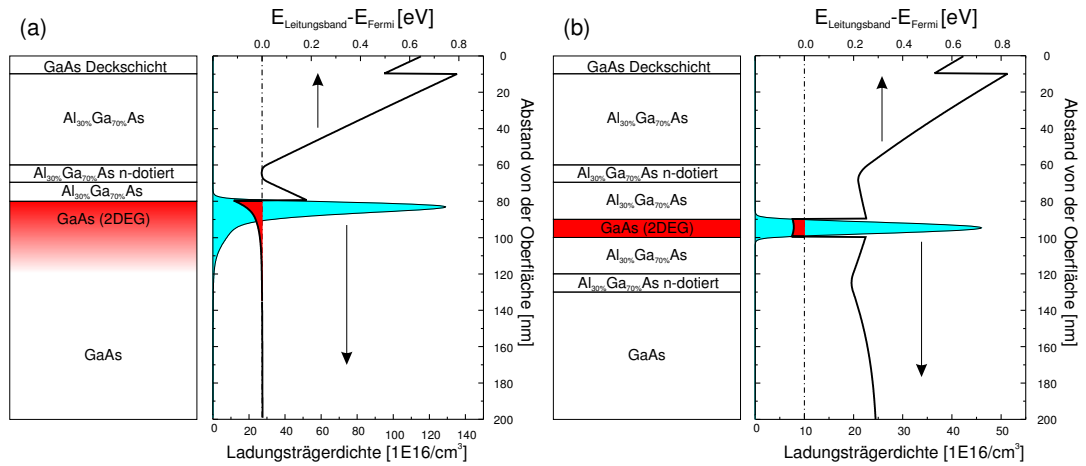
<sup>1</sup>Hinsichtlich der in der Physik inzwischen üblichen englischen Bezeichnungen werden auch in dieser Arbeit weitestgehend die englischen Abkürzungen verwendet.

## 2 Der Halbleiter-Hetero-Übergang

Der Übergang zwischen zwei verschiedenartigen Halbleitern ist die Basis für alle hier vorgestellten Typen von Quantendrähten. Da dieses Thema umfangreich in vielen Lehrbüchern [4, 5, 6] behandelt wird, soll hier nur ein kurzer Überblick gegeben werden.

### 2.1 Bandstruktur

An der hier betrachteten üblicherweise epitaktisch hergestellten Grenzfläche treffen im allgemeinen zwei Halbleiter mit unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften aufeinander. Unter geeigneten Bedingungen, wie z.B. im GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -System, ist der Unterschied der Gitterkonstante und damit auftretende Verspannungen vernachlässigbar, nicht jedoch die Abweichungen in der Bandstruktur. Eine Betrachtung der Bandlücken am  $\Gamma$ -Punkt zeigt, daß ihre Differenz monoton mit einer Erhöhung des Aluminiumanteils zunimmt. An der GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Heterogrenzfläche stellen sich dadurch jeweils für das Leitungs- bzw. Valenzband unterschiedliche Banddiskontinuitäten ein. Diese Größen, die z.B. experimentell mit Hilfe von Photoemissionsspektroskopie ermittelt werden können, werden theoretisch gut mit sogenannten Virtual Induced Gap States (VIGS) im Rahmen des Tersoff-Modells beschrieben. Für eine tiefergehende Betrachtung siehe [4]. Sind die Bandkantensprünge bekannt, lassen sich die resultierenden Bandverläufe durch iterative selbstkonsistente Verfahren, wie eines in Abschnitt IV beschrieben ist, simulieren. Abb. 2.1 zeigt den Verlauf der Leitungs-



**Abbildung 2.1:** Ortsabhängige Darstellung der Leitungsbandkante am  $\Gamma$ -Punkt für (a) einen ein- und (b) einen zweiseitigen  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$  Heteroübergang.

bandkante am  $\Gamma$ -Punkt für den Fall eines einseitigen  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$  und den eines sogenannten zweiseitigen  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Heteroübergangs. Letztere Variante birgt zwar den Nachteil einer zusätzlichen Grenzfläche, ermöglicht damit

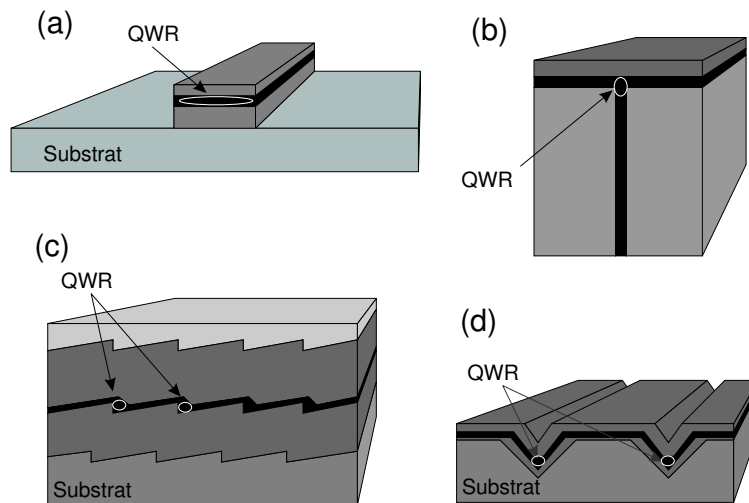
jedoch eine zusätzliche Kontrolle der Form des entstehenden Quantentopfes.

## 2.2 Modulationsdotierung

Oft verlangt die Problemstellung, z.B. einer Transportmessung, daß der am Heteroübergang vorhandene Quantentopf mit freien Ladungsträgern, typischerweise Elektronen, gefüllt ist. Dies ist in Abb. 2.1 durch das Einfügen einer bzw. zweier mit Silizium n-dotierten  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht(en) demonstriert. Durch die räumliche Trennung von ionisierten Donatoren und dem zweidimensionalen Elektronengas (2DEG) im Quantentopf verringert eine solche *Modulationsdotierung* Störstellenstreuung und erhöht so die Elektronenbeweglichkeit.

## 3 Herstellung von Halbleiterquantendrähten

Über die letzten Jahre wurde eine Vielzahl von Methoden zur Herstellung von Halbleiterquantendrähten entwickelt [7], deren vollständige Beschreibung über den inhaltlichen Rahmen dieser Arbeit hinausgeht. Deshalb beschränkt sich dieses Kapitel auf vier zur Zeit sehr aktuelle Methoden, die in Abb. 3.1 dargestellt sind.



**Abbildung 3.1:** Querschnitte verschiedener Quantendrahttypen: (a) Geätzte 2DEG's, (b) Überwachsene Stirnfläche eines 2DEG, (c) Wachstum auf {311} gestuften Oberflächen, (d) Wachstum in V-förmigen Gräben.

### 3.1 Geätzte Quantendrähte

Die vermutlich einfachste Form, ein 2DEG auf quasi eine Dimension zu reduzieren, ist, es in einen langen Streifen zu 'schneiden'. Experimentell wird mit Hilfe von Elektronenstrahl-Lithographie und durch naß- oder trockenchemisches Ätzen ein dünner Streifen des 2DEG freigelegt, wie es Abb. 3.1(a) zeigt. Die dadurch entstehenden,

zusätzlichen lateralen Barrieren (meist zur Luft) führen zu einer weiteren Quantisierung senkrecht zur Heterogrenzfläche. Leider ist mit einem Ätzprozeß auch eine Schädigung der freigelegten Grenzflächen unvermeidlich. Die damit resultierenden Grenzflächenrauhigkeiten führen typischerweise zu schlechten Transporteigenschaften, nicht-strahlender Rekombination und inhomogener Linienverbreiterung in optischen Anwendungen [8, 9, 10].

### 3.2 Überwachsene Spaltflächen

Eine weitere, zumindest auf den ersten Blick naheliegende, Methode ist die Herstellung eines Quantendrahtes durch Überwachsen der Spaltkante eines doppelseitigen Heteroübergangs. Die resultierende T-förmige Struktur zeigt Abb. 3.1(b). Sie hat einen an der Kreuzung der QWs lokalisierten 1D Zustand. In der Praxis ist die Herstellung nur durch Spalten und Überwachsen im Ultrahochvakuum (UHV) einer Molekularstrahlepitaxie (MBE) möglich und birgt viele technische Raffinessen. Die resultierenden Quantendrähte sind allerdings von hoher Qualität und haben eine herausragende Stellung in der Grundlagenforschung eindimensionaler Systeme eingenommen [11, 12, 13, 14]. Für praktische Anwendungen sind sie eher nicht geeignet.

### 3.3 Wachstum auf nicht-planarem Substrat

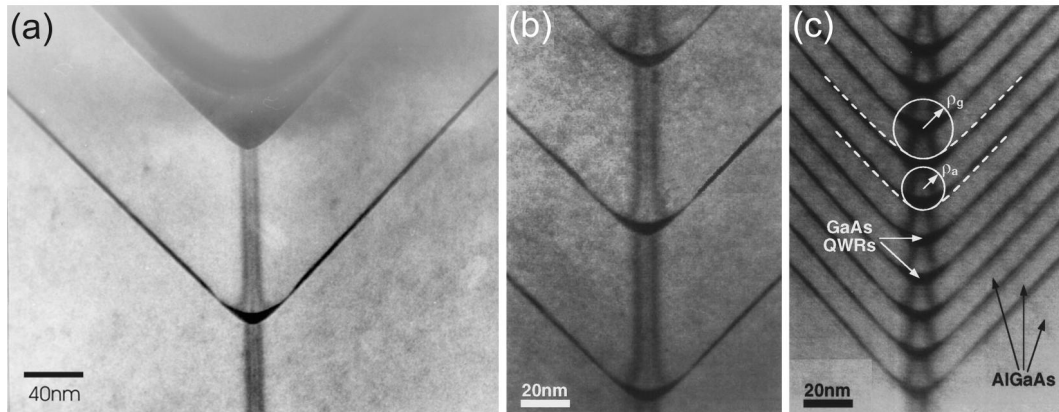
Eine der vielversprechenden und gleichzeitig experimentell einfach zu realisierenden Methoden ist das Abscheiden von doppelseitigen Heteroübergängen auf nicht-planaren Substraten. Unter geeigneten Bedingungen führt dies zu Dickenvariationen in der Schicht mit der geringeren Bandlücke und so zu Schwankungen in den 2D Quantisierungsenergien des Quantentopfes. Die entstehenden Potentialbarrieren sind epitaktisch definiert und daher von hoher Güte. Da die Variationen der verwendeten Oberflächen fast beliebig sind, beschränkt sich dieses Kapitel auf gestufte und V-förmige Oberflächen.

#### 3.3.1 Gestufte Oberflächen

In verschiedenen Arbeiten [15, 16, 17, 18] wurde bisher nachgewiesen, daß durch Epitaxie auf verkippten oder hochindizierten Oberflächen qualitativ hochwertige Quantendrahtstrukturen, wie sie in Abb. 3.1(c) dargestellt sind, in MBE und der metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOVPE) hergestellt werden können. Diese Technik nutzt die Ausbildung hoher Stufenbündel an deren Kante dann eine Verdickung des Halbleiters mit der kleineren Bandlücke den Quantendraht formt. Derartige und ähnliche Quantendrähte auf stufenförmig geätzten (311) Substraten [19], die auch gestapelt gewachsen werden können, haben oft eine laterale Ausdehnung von mehr als 50 nm und geringe Abstände der Subband-Quantisierungsenergien, liegen jedoch nah an der Halbleiteroberfläche und sind somit z.B. sehr gut für optische Nahfeldmikroskopie geeignet.

### 3.3.2 V-förmige Oberflächen

Die Verwendung von V-förmig vorstrukturierten Substraten, geht auf Arbeiten von E. Kapon [20, 21, 22, 23] zurück. Die Ausbildung einer Verdickung der GaAs-Schicht in der V-Spitze beruht auf den für GaAs und  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  unterschiedlichen selbstorganisierten Wachstumsprofilen und führt so zu Quantendrähten mit einer lateralen Ausdehnung kleiner 40 nm. Wie in den Transmissions-Elektronenmikroskop-Aufnahmen (TEM) der Abb. 3.2 zu sehen ist, können einzelne, aber auch vertikal gestapelte Strukturen hergestellt werden. Aufgrund ihres vermutet hohen Einschlußpotentials und der



**Abbildung 3.2:** V-Graben-Quantendrähte können einzeln (a), oder als Stapel (b,c aus [1]) hergestellt werden.

erwarteten großen Subbandabstände wurde diese Form der Quantendrahtherstellung als Basis der vorliegenden Arbeit gewählt.



## Teil III

# Wachstum von V-Graben-Quantendrähten

In Kapitel 3.3 wurde angedeutet, daß die Vielfalt der Methoden zur Herstellung von Nanostrukturen auf nicht-planaren Substraten eine Auswahl anhand der vorhandenen experimentellen Ausstattung notwendig macht. Im Rahmen des schon am Institut erarbeiteten Wissens [24, 25, 26] und aufgrund einer engen Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. J. F. Ryan an der Universität Oxford beschränkt sich diese Arbeit daher auf die Untersuchung von V-Graben-Quantendrähten, wie sie in Kapitel 3.3.2 vorgestellt wurden. Das vorliegende Kapitel behandelt daher zunächst die Herstellung solcher Systeme: Der erste Teil befaßt sich kurz mit den theoretischen Grundlagen des Wachstums auf nicht-planaren Substraten, bevor im zweiten Abschnitt die für die weiteren Untersuchungen notwendigen Erkenntnisse der experimentellen Realisierung qualitativ hochwertiger Quantendrähte erörtert werden.

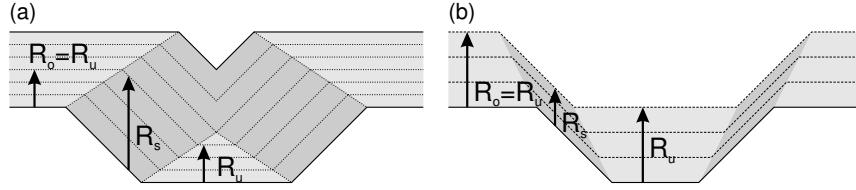
## 4 Wachstum auf strukturiertem Substrat: Theorie

Ein Studium der verschiedenen Veröffentlichungen, die sich mit selbstorganisiertem Wachstum beschäftigen, führt schnell zu der Erkenntnis, daß trotz experimentell umfangreicher Untersuchungen nur wenig über das theoretische Verständnis der Wachstumsprozesse berichtet wurde. Der folgende Abschnitt über die Theorie des Wachstums auf V-förmig vorstrukturiertem Substrat behandelt daher zuerst die oft verwendete Borgstrom-Konstruktion, bevor ein deutlich verbesserter Ansatz von Biasiol et al. [27, 28, 1, 29, 30] vorgestellt wird.

### 4.1 Borgstrom-Konstruktion

Ein einfaches Modell, das die Entwicklung konkav oder konvex facettierter Oberflächen beschreibt, ist die Borgstrom-Konstruktion in Abb. 4.1. Ausgehend von festen Wachstumsraten  $R_f$  in Wachstumsrichtung  $z$ , ist die neue Oberfläche nach einer Wachstumszeit  $t$  aus den um den Abstand  $R_f t \sin \theta$  parallel zu den ursprünglichen eingezeichneten neuen Facetten zusammengesetzt. Als Konsequenz werden langsam wachsende Facetten bei konvexen Profilen länger und bei konkaven Oberflächen kürzer.

Die Einfachheit dieser Konstruktionsvorschrift bedingt ihre Einschränkungen: Befindet sich zwischen zwei betrachteten Facetten eine Orientierung, deren Wachstumsrate nicht zwischen den der angrenzenden Kristallebenen liegt, bilden sich im Laufe des Wachstums zusätzliche Oberflächenorientierungen, die durch die Borgstrom-Konstruktion nicht erfaßt werden. Dieser Fehler kann nur vermieden werden, wenn für alle zusätzlich auftretenden Zwischenorientierungen die Wachstumsraten als Funkti-



**Abbildung 4.1:** Borgstrom-Konstruktion für eine (a) mit  $R_s > R_{o,u}$  schnell wachsende und (b) eine mit  $R_s < R_{o,u}$  langsam wachsende Seitenfläche in einem konkaven V-Graben-Profil.

on  $R(\theta)$  bekannt sind, und das zugehörige Oberflächenintegral ähnlich zur Wulff-Konstruktion minimal bzw. maximal wird [31, 32].

Fragwürdig erscheint zudem auch die Annahme konstanter Wachstumsraten. Abb. 4.1(a) zeigt, daß sich das V bei schnell wachsenden Seitenflächen langsam schließt und bedingt dadurch die Ausdehnung der Oberfläche abnimmt. In der für V-Graben-Quantendrähte benutzten Gasphasenepitaxie arbeitet man jedoch typisch im diffusionskontrollierten Modus, bei dem die Menge des deponierten Materials von der Nachlieferung aus der Gasphase abhängt. Eine Verkleinerung der Oberfläche führt somit auch zu einer proportionalen Zunahme der Wachstumsraten und es bleiben nur die relativen Wachstumsraten zweier Facetten konstant.

## 4.2 Selbstlimitierendes Wachstum nach Biasiol

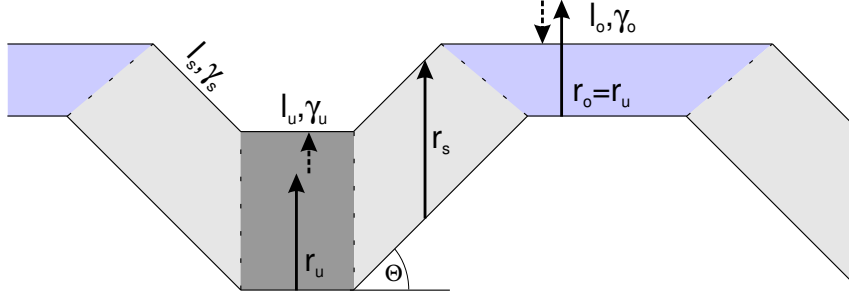
Einfache Wachstumsmodelle [33, 34], wie auch die Borgstrom-Konstruktion, lassen sich nur unter der Beschränkung konstanter Wachstumsraten anwenden, die nicht von der Ausdehnung der typischerweise einige Mikrometer langen Facetten abhängen. Das Wachstum in V-Gräben weist dagegen Facetten auf der Skala weniger 10 nm auf und muß somit durch ein Modell beschrieben werden, das die Wachstumsraten in Abhängigkeit der auftretenden Facettenlängen berücksichtigt. Biasiol et al. [1] haben diese Idee in einem grundlegenden Ansatz durch Betrachtung der unterschiedlichen chemischen Potentiale einzelner Facetten in vereinfachten V-Graben-Strukturen verfolgt und gelangen mit diesem verhältnismäßig einfachen Ansatz zu bemerkenswerten Übereinstimmungen mit ihren Experimenten. Das chemische Potential  $\mu$  an dem Ort  $\xi$  beschreibt man für die Teilkomponente  $i$  einer Legierung mit dem molaren Anteil  $x_i$  als

$$\mu_i = \mu_0 + \frac{\Omega_0 \sigma_\tau^2(\xi)}{2E} + \Omega_0 [\gamma(\theta) + \gamma''(\theta)] \kappa(\xi) + k_B T \ln x_i(\xi). \quad (4.1)$$

Dabei ist  $\sigma_\tau$  eine mögliche tangentielle Oberflächenspannung,  $E$  das zugehörige Elastizitätsmodul,  $\Omega_0$  das atomare Volumen,  $\gamma(\theta)$  die freie Oberflächenenergie und  $\kappa(\xi)$  die Oberflächenkrümmung am Punkt  $\xi$ . Offensichtlich berücksichtigt der zweite Term in Gl. (4.1) eine Verspannung der Oberfläche, die in dem gut gitterangepaßten  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -System in erster Ordnung vernachlässigt werden kann. Der dritte



Term berücksichtigt den Einfluß der Oberflächenkrümmung [35] und der letzte Summand addiert den Einfluß einer Mischungsentropie, die nur im Falle eines ternären Materials interessant ist.



**Abbildung 4.2:** Vereinfachtes Modell eines V-Graben-Wachstumsprofils. Jede Facette wird durch die Oberflächenenergie  $\gamma$ , ihre Länge  $l$  und ihre zu einem planaren Substrat relativen Wachstumsrate  $r$  beschrieben. Die V-Spitze wird in erster Näherung durch eine planare (100) Bodenfacette ersetzt, die ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen chemischen Potentiale die gleiche Wachstumsrate wie die obere (100) Facette hat. Erst die Kapillaritätsflüsse führen zu einem Netto-Materialfluß zugunsten der Bodenfacette (gestrichelter Pfeil).

Im einfachsten Fall eines binären Materials, wie z.B. GaAs, und einer facettierten Oberfläche, wie sie in Abb. 4.2 dargestellt ist, kann Gl. (4.1) auf

$$\mu_{o,u} = \mu_0 \pm \underbrace{\frac{2\Omega_0(\gamma_s \csc \theta - \gamma_u \cot \theta)}{l_{o,u}}}_{>0} \quad \mu_s = \mu_0 \quad (4.2)$$

reduziert werden [35, 36]. + (–) bezieht sich dabei auf die obere (untere) (100)-Facette. Offensichtlich ist das chemische Potential in der Bodenfacette kleiner als auf der Seitenfläche und dieses wiederum kleiner als das der oberen (100) Facette. Die Gradienten im chemischen Potential führen zu Kapillaritätsflüssen

$$j_\xi = -\frac{r_f R \tau_f}{\Omega_0} \frac{D_f}{k_B T} \frac{\partial \mu}{\partial \xi} \quad (4.3)$$

mit der aus der Diffusionskonstante  $D$  bestimmten 'Teilchenbeweglichkeit'  $D_f/k_B T$  und der Adatom-Konzentration  $r_f R \tau_f / \Omega_0$ .  $r_f$  bezeichnet die Wachstumsrate der Facette  $f = \{o, u, s\}$  in  $z$ -Richtung relativ zu einer Wachstumsrate  $R$  auf planarem (100) Substrat. Nähert man  $\partial \mu / \partial \xi$  durch die Differenz der chemischen Potentiale der angrenzenden Facetten an, erhält man die einfache Beziehung für die Wachstumsraten  $dz_{o,u}/dt$

$$\frac{dz_{o,u}}{dt} = R \left( r_u \mp r_s \frac{C}{l_{o,u}^3} \right), \quad \frac{dz_s}{dt} = R r_s, \quad C = \frac{2\Omega_0 D_s \tau_s \gamma}{k_B T}. \quad (4.4)$$

Hinreichendes Kriterium für die Bildung einer selbstlimitierten Facettenlänge  $l_u^{sl}$  in der V-Spitze, auf die sich die folgende Betrachtung beschränken wird, ist  $dz_u/dt =$

$dz_s/dt$ . In diesem Fall propagieren die Enden der unteren (100) Facette nur in die z-Wachstumsrichtung. Daraus folgt über die Definition der Wachstumsratenanisotropie  $\Delta r = r_s - r_b$  sofort die selbstlimitierte Länge

$$l_u^{sl} = \left( \frac{Cr_s}{\Delta r} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.5)$$

Diese Bedingung kann natürlich nur für  $\Delta r > 0$  erfüllt werden, also nur dann, wenn die Wachstumsrate ohne Berücksichtigung der Kapillaritätsflüsse auf den Seitenflächen größer ist als auf den (100) Facetten. In diesem Fall schnell wachsender vizinaler Facetten gleicht der Kapillarfluß auf die (100) Bodenfacette eben genau den nominalen Unterschied der Wachstumsraten aus. Da der Parameter  $C$  mehrere typischerweise unbekannte Größen enthält, ist die selbstlimitierte Facettenlänge schwer vorherzusagen. Experimentell können  $l_u^{sl}$  und die Wachstumsraten  $R_f$  dagegen leicht bestimmt werden, und man erhält so einen Wert für  $C$ , der in Gl. (4.4) eingesetzt werden kann. Berücksichtigt man zudem noch die leicht nachvollziehbare geometrische Beziehung  $dl_u = 2 \tan \theta (dz_u - dz_s)$  folgt die Differentialgleichung

$$\frac{dl_u}{dt} = 2R\Delta r \tan \theta \left[ \left( \frac{l_u^{sl}}{l_u} \right)^3 - 1 \right] \quad (4.6)$$

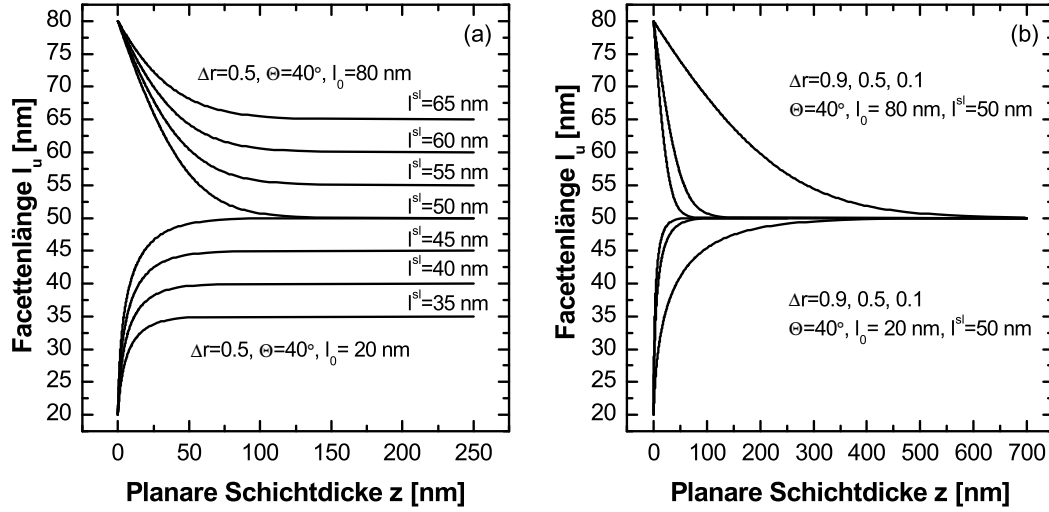
In dieser Darstellung zeigt sich also, daß  $l_u$  kürzer (länger) wird wenn  $l_u > l_u^{sl}$  ( $l_u < l_u^{sl}$ ). Substituiert man nun noch die Wachstumsrate auf planarem Substrat  $R = dz/dt$ , dann läßt sich die Lösung als Funktion der planaren Schichtdicke implizit angeben als

$$12z\Delta r \tan \theta + 6l_u + 2l_u^{sl} \ln(|l_u^{sl} - l_u|) - l_u^{sl} \ln \left( \left( \frac{l_u^{sl}}{l_u} \right)^2 + l_u^{sl} l_u + l_u^2 \right) - 2l_u^{sl} \sqrt{3} \arctan \left( \frac{(l_u^{sl} + 2l_u)}{\sqrt{3}l_u^{sl}} \right) + 12K\Delta r \tan \theta = 0 \quad (4.7)$$

Der Parameter  $K$  ist aus der anfänglichen Länge  $l_u(z = 0) = l_0$ , die sich im Experiment z.B. aus der Vorstrukturierung ergibt. Berechnungen der Gl. (4.7) für verschiedene  $l_u^{sl}$  sind in Abb. 4.3(a) dargestellt. Offensichtlich wird im Falle  $l_u < l_u^{sl}$  die selbstlimitierte Länge schneller erreicht als im Falle  $l_u > l_u^{sl}$ . Dieses Verhalten ist aufgrund der reziproken Längenabhängigkeit des chemischen Potentials in Gl. (4.2) nicht weiter erstaunlich. Betrachtet man die Abhängigkeit von der Wachstumsratenanisotropie in Abb. 4.3(b), wird das selbstlimitierende Profil für größere  $\Delta r$  erwartungsgemäß schneller erreicht.

Anhand der bisherigen Betrachtung binärer Materialien läge für ein ternäres Material wie  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  der verallgemeinernde Ansatz

$$\begin{aligned} \frac{dz_u}{dt} &= x \frac{dz_u^A}{dt} + (1-x) \frac{dz_u^G}{dt} \\ &= xR \left( r_u^A + \Delta r^A \left( \frac{l_u^{sl,A}}{l_u^A} \right)^3 \right) + (1-x)R \left( r_u^G + \Delta r^G \left( \frac{l_u^{sl,G}}{l_u^G} \right)^3 \right) \end{aligned} \quad (4.8)$$



**Abbildung 4.3:** Entwicklung der unteren (100) Facettenlänge  $l_u$  als Funktion der planaren Schichtdicke (a) für verschiedene selbstlimitierte Längen  $l_u^{sl}$  und (b) für verschiedene Wachstumsratenanisotropien  $\Delta r$ . Die Annäherung an  $l_u^{sl}$  unterscheidet sich für eine anfängliche Länge  $l_0 > l_u^{sl}$  qualitativ von  $l_0 < l_u^{sl}$ . Je kleiner  $\Delta r$  ist, desto langsamer wird die selbstlimitierte Länge erreicht.

einer Summation der Wachstumsraten der zugehörigen binären Materialien GaAs (G) und AlAs (A) nahe. Dieser Ansatz ist allerdings nur im Falle einer homogenen  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Komposition zulässig, die im V-Graben-Wachstum nicht vorliegt. Betrachtet man die TEM Aufnahmen in Abb. 3.2 genauer, erkennt man entlang der Spitze des V's im  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  einen dunklen Kontrast, der auf eine lokale Abnahme der Aluminiumkonzentration zurückzuführen ist. Somit ist der Entropieterm aus Gl. (4.1) nicht mehr vernachlässigbar und muß im Rahmen einer ortsabhängigen Aluminiumkonzentration berücksichtigt werden. Biasiol et al. [1] geben den empirisch vermutlich in Experimenten ähnlich zu Kapiteln 5.3.3 ermittelten Zusammenhang  $x_u = x/[x(1-k) + k]$  an, in dem  $x$  die Konzentration auf den Seitenflächen und  $k = 1.81 \pm 0.05$  bei 700°C MOVPE Wachstum ist. Man erhält dann analog zu der vorherigen Herleitung eine Differentialgleichung der selbstlimitierten Facettenlänge

$$\frac{dl_u}{dt} = 2R \tan \theta \left[ \Delta r(x) \left( \left( \frac{l_u^{sl}}{l_u} \right)^3 - 1 \right) + \frac{b}{l_u^3} (l_u - l_u^{sl}) \right] \quad (4.9)$$

mit

$$b = 2 \left[ x \left( L_s^{Al} \right)^2 \ln [x(1-k) + k] + (1-x) \left( L_s^{Ga} \right)^2 \ln \left( \frac{x(1-k) + k}{k} \right) \right]$$

und

$$\Delta r(x) = x\Delta r^A + (1-x)\Delta r^G.$$

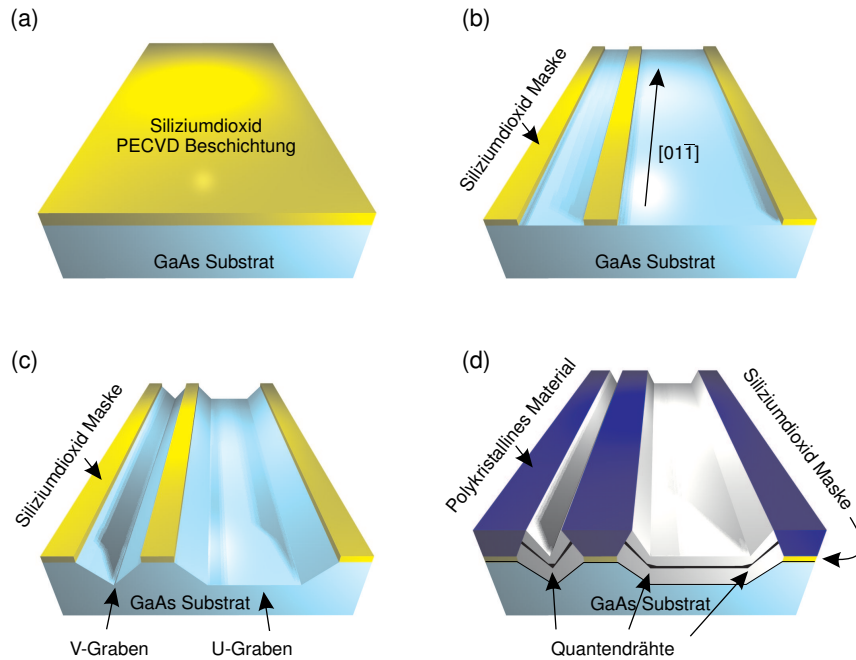
Dabei bezeichnen  $L_s^{Ga,Al} = (\tau_s^{Ga,Al} D_s^{Ga,Al})^{1/2}$ , und es wurde angenommen, daß die Diffusionslängen von Aluminium sehr viel kürzer als die des Galliums sind [37], also  $(L_s^{Ga})^2 \gg (L_s^{Al})^2$ . Gl. (4.9) berücksichtigt in der Bildung einer selbstlimitierten Facette also nicht nur Wachstumsratenanisotropie und Kapillarflüsse, sondern auch den Einfluß der Mischungsentropie.

## 5 Wachstum auf strukturiertem Substrat: Experiment

Während sich das vorangehende Kapitel 4 mit einer Erklärung der Wachstumsmechanismen befaßt, beschreiben die anschließenden Abschnitte das experimentelle Herstellungsverfahren und geben einen kurzen Überblick über das Parameterfenster, in dessen Grenzen qualitativ hochwertige Quantendrähte gewachsen werden können.

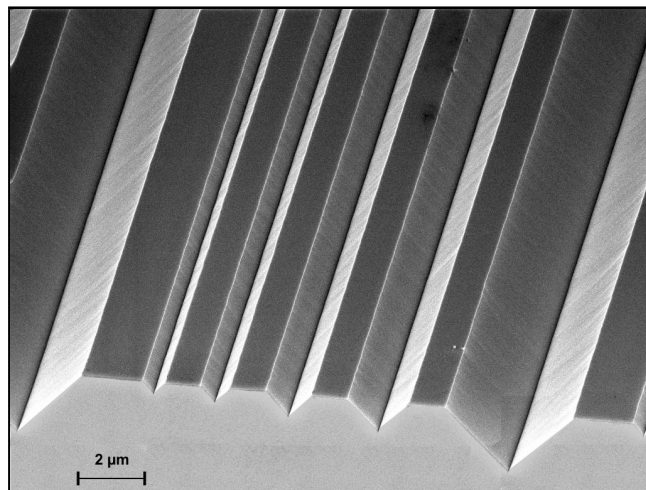
### 5.1 Vorstrukturierung

Es ist direkt einsichtig, daß die Qualität der Vorstrukturierung das Wachstum der Quantendrähte entscheidend beeinflusst. Das notwendige Kriterium zur Bildung eines selbstorganisierten Wachstumsprofils, nämlich die Existenz vizinaler Flächen hoher



**Abbildung 5.1:** Vorstrukturierungsprozess: (a) Substrat mit einer dünnen PECVD  $\text{SiO}_2$ -Schicht. (b) Öffnung von Streifen entlang der  $[01\bar{1}]$ -Richtung. (c) Naßchemische Ätzung von V- und U-förmigen Vertiefungen. (d) Wachstum in der metallorganischen Gasphasenepitaxie führt zu der Ausbildung von Quantendrähten.

Wachstumsraten, wird zunächst experimentell verhältnismäßig leicht durch die Ätzung von V-Gräben entlang der  $[01\bar{1}]$ -Richtung erfüllt. Dafür werden GaAs-Substrate exakter (100)-Oberflächenorientierung mit einer 30 nm  $\text{SiO}_2$ -Schicht bedampft. Mit Hilfe optischer Lithographie und naß- oder trockenchemischen Ätztechniken werden dann geeignet ausgerichtete Strukturen in die  $\text{SiO}_2$ -Schicht übertragen. Diese Ätzmaske dient in dem anschließenden naßchemischen Ätzprozeß mit einer  $\text{Br}:\text{CH}_3\text{OH}$  Lösung zur Definition der vorstrukturierten Bereiche. Da die gewählte Ätzlösung eine hohe Selektivität gegenüber (111)A Flächen hat, entstehen, wie in Abb. 5.1(c) links dargestellt, V-förmige Ätzprofile mit (111)A Seitenflächen. Das  $\text{SiO}_2$  wird nur unwesentlich unterätzt und verhindert so eine kontinuierliche Vergrößerung bzw. Vertiefung des V's. Stoppt man die Ätzung, bevor die vizinalen (111)A Flächen ausgebildet sind, entstehen sogenannte U- oder W-förmige Profile, wie sie in Abb. 5.1(c) rechts zu sehen sind. Ein Raster-Elektronenmikroskop (REM) Bild eines vorbereiteten Substrates in Abb. 5.2 zeigt, daß im Laufe des komplexen Vorstrukturierungsprozesses Lithogra-

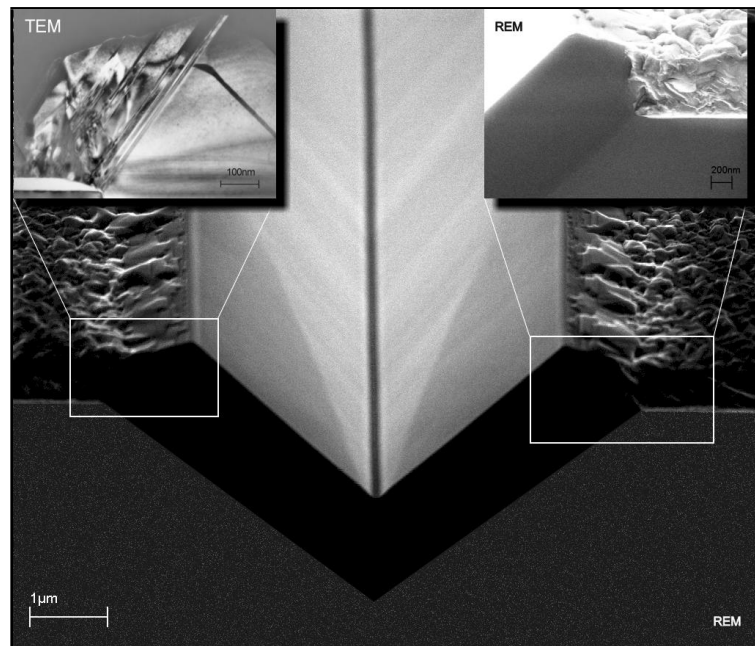


**Abbildung 5.2:** Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahme eines vorstrukturierten Substrates. Verschiedene Öffnungsweiten der  $\text{SiO}_2$ -Ätzmaske führen zu V-Gräben unterschiedlicher Tiefe.

phiefehler, Ätzverfahren und auch die Qualität des  $\text{SiO}_2$  zu lateralen Fluktuationen in der geätzten Oberfläche führen können, die sich im allgemeinen auch in der epitaxiierten Schicht abbilden. Während solche Defekte in Untersuchungen der Epitaxieschicht mit dem Transmissions-Elektronenmikroskop (TEM) aufgrund ihrer geringen Dichte meistens nicht wahrnehmbar sind, führen sie in den Lumineszenzspektren der Kapitel V und VI zu Linienverbreiterungen. Besonders kritisch wirken sie sich natürlich auf Transportuntersuchungen aus, da der Quantendraht an solchen Stellen gestört oder sogar unterbrochen sein kann. Nach Bedarf (vgl. Kapitel 5.2) kann die bisher noch vorhandene  $\text{SiO}_2$ -Schicht mit Flußsäure entfernt werden, ohne dabei den Halbleiter zu beschädigen.

## 5.2 Wachstum in der metallorganischen Gasphasenepitaxie

Epitaktisches Wachstum in der metallorganischen Gasphasenepitaxie (MOVPE) ist ein komplexer Prozeß, bei dem eine Vielzahl von Parametern, wie Temperatur, Flußgeschwindigkeiten und nicht zuletzt natürlich die verwendeten Quellgase eine entscheidende Rolle spielen. Anhang A.1 kann daher nur einen kleinen Einblick in die Funktionsweise geben, verschiedene tiefergehende Behandlungen der ineinandergreifenden chemischen und physikalischen Abläufe findet man aber z.B. in [38, 39, 40]. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden typischerweise unter Verwendung von Stickstoff als Trägergas bei 20 hPa und in einem Temperaturbereich zwischen 600° C und 700° C gewachsen. Dabei kamen neben den üblichen Quellgasen Trimethylgallium (TMGa) für Gallium und Trimethylaluminium (TMAI) für Aluminium auch die alternativ verwendbaren Metallorganika Triethylgallium (TEGa) und Dimethylethylaluminan (DMEAAI), auch Alan genannt, zum Einsatz.

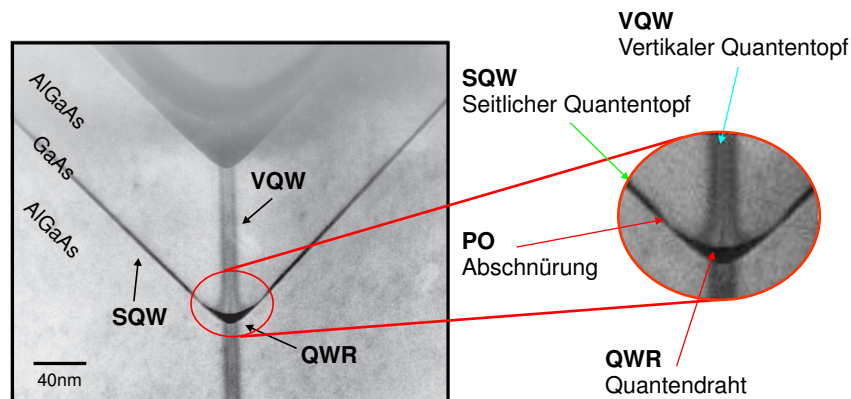


**Abbildung 5.3:** Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahme eines fertig gewachsenen V-Grabens. Die Ausschnittsvergrößerungen zeigen TEM- und REM-Aufnahmen des Übergangs in das elektrisch isolierende, polykristalline Material, das durch die Verwendung von TEGa und Alan in den ersten 50 nm des Wachstums auf den SiO<sub>2</sub> bedeckten Flächen induziert wird.

Nach der in Kapitel 5.1 beschriebenen Vorstrukturierung kann das Substrat in der MOVPE bewachsen werden. Dabei ist zunächst zu berücksichtigen, daß die noch vorhandene SiO<sub>2</sub>-Schicht bei der Verwendung der Standardquellen für Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As (TMGa/TMAI) bekannterweise zu selektivem Wachstum führt. Da in diesem Fall das aus der Gasphase verfügbare Material ausschließlich in den SiO<sub>2</sub>-freien Bereichen



deponiert wird, ist die Wachstumsrate eine Funktion der Strukturierungsdichte und damit im allgemeinen über die Gesamtfläche des Wafers nicht konstant. Es kommt zu örtlich stark variierenden und zudem gegenüber planarem Substrat stark überhöhten Wachstumsraten, dem sog. Loading-Effekt [25]. Verwendet man jedoch TEGa/Alan in einer ca. 50 nm dicken Anwachsschicht, initiiert dies polykristallines Wachstum auf den  $\text{SiO}_2$  bedeckten Flächen, das sich auch in nachfolgenden TMGa/TMAI Schichten fortsetzt und Loading-Effekte vermeidet. Dieses Material ist elektrisch isolierend und erlaubt auf elegante Art, einzelne V-Gräben elektrisch voneinander zu trennen. Abb. 5.3(a) zeigt die schräge REM-Aufsicht auf die Spaltfläche einer entsprechend gewachsenen Probe. Die Ausschnittsvergrößerungen verdeutlichen dabei den polykristallinen Charakter. Abb. 5.4 ist eine TEM-Aufnahme aus der Spitze des V-Grabens einer vergleichbaren Probe. Eingebettet in zwei dicke  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barrieren (hellgrau) liegt die GaAs-Schicht, die den Quantendraht formt. Sie zeigt repräsentativ alle Strukturen, die typisch in einer V-Graben-Struktur zu erwarten sind.  $\{433\}$  Seitenflä-



**Abbildung 5.4:** Transmissions-Elektronenmikroskop-Aufnahme aus der Spitze eines V-Grabens. Die relevante GaAs-Schicht, die ca. 100 nm unterhalb der Probenoberfläche in  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barrierenmaterial eingebettet ist, ist im Bereich der V-Spitze zu einem halbmondförmigen Quantendraht verdickt.

chen (engl. *side quantum wells* - SQWs) gehen über eine Abschnürung (engl. *pinch-off* - PO) in den etwa doppelt so dicken Quantendraht über. Die  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barrieren zeigen die für V-Graben Wachstum typische Ausbildung einer lokalen Entmischung entlang der Spitze des V's [41, 30, 42]. Dieser dreifach aufgespaltene vertikale Quantentopf (engl. *vertical quantum well* - VQW) wird näher in Abschnitt 5.3.3 untersucht.

### 5.3 Analyse der $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - und GaAs-Wachstumsprofile

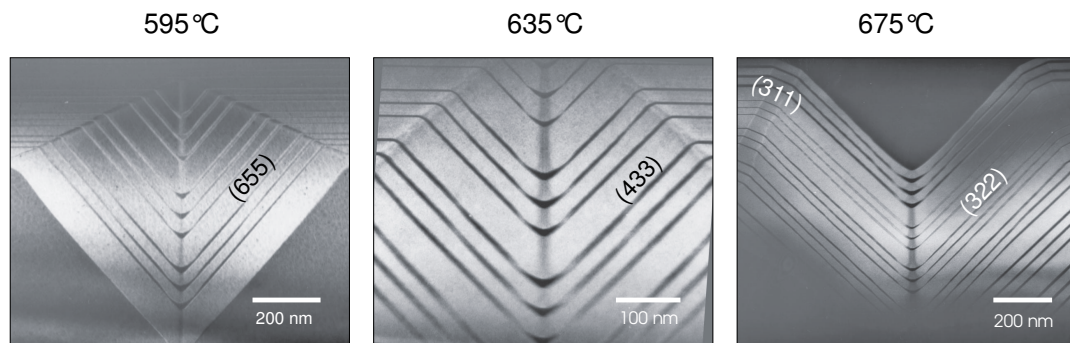
Anhand von Abb. 5.4 wird deutlich, daß die Ausbildung selbstorganisierter Wachstumsprofile über die Form der QWR-Ebene entscheidet. Zu unterscheiden ist das  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Profil der unteren Barrierenschicht, auch Buffer genannt, das die untere Begrenzung der GaAs-Schicht definiert, und das GaAs Profil, das im wesentlichen die

relativen Dickenverhältnisse und die Qualität der Abschnürung bestimmt.

Grundlegende Informationen über die Ausbildung eines selbstorganisierten Profils erhält man also aus dem Wachstum dicker  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - oder GaAs-Schichten, die in vorgegebenen Abständen mit sehr dünnen GaAs- bzw. AlAs-Schichten markiert sind. Diese Marker beeinflussen u.U. das Wachstum der dicken Schicht und müssen geeignet berücksichtigt werden. Die in den folgenden zwei Abschnitten dargestellten Untersuchungen wurden schon in [2] ausführlich behandelt. Daher soll hier nur der für diese Arbeit relevante Teil ausschnittsweise dargestellt werden, beschränkt auf das  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Wachstum mit TMAI/TMGa und GaAs mit TMGa.

### 5.3.1 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ Wachstum

Abb. 5.5 zeigt eine TEM-Wachstumsstudie der Entwicklung des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Profils für verschiedene Wachstumstemperaturen. Aufgrund des großen Abstandes der in diesen Versuchen verwendeten dicken GaAs-Marker<sup>2</sup> hat sich an jedem unteren GaAs-Profil das selbstlimitierte  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Profil der entsprechenden Temperatur eingestellt. Betrachtet man die Bereiche zwischen den GaAs-Markerschichten, ist deutlich zu sehen, daß die Kontrollschichten durch die Ausbildung der Verdickung in der Spitze die Entwicklung der  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht lokal stört. Dies erkennt man insbesondere



**Abbildung 5.5:** Transmissions-Elektronenmikroskop-Aufnahmen des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Wachstums bei verschiedenen Wachstumstemperaturen. Das selbstlimitierte  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Profil ist an jeder Unterkante einer GaAs-Markerschicht erkennbar und offensichtlich stark temperaturabhängig.

anhand des VQW, der schon angesprochenen lokalen Entmischung des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  entlang der Spitze des V-Grabens. Erst wenn die drei oberhalb der GaAs-Schicht stark aufgespaltenen Streifen niedriger Aluminiumkonzentration wieder im Gleichgewicht sind, ist das selbstorganisierte Profil wieder stabil.

Ganz offensichtlich hat eine Variation der Wachstumstemperatur starken Einfluß auf das selbstorganisierte Profil. Während das ursprüngliche V bei hohen Temperaturen auch an der Probenoberfläche vorhanden ist, führen niedrige Temperatu-

<sup>2</sup>Es wurden GaAs-Marker verwendet, da damit gleichzeitig der Temperatureinfluß auf dünne GaAs-Schichten untersucht werden konnte.

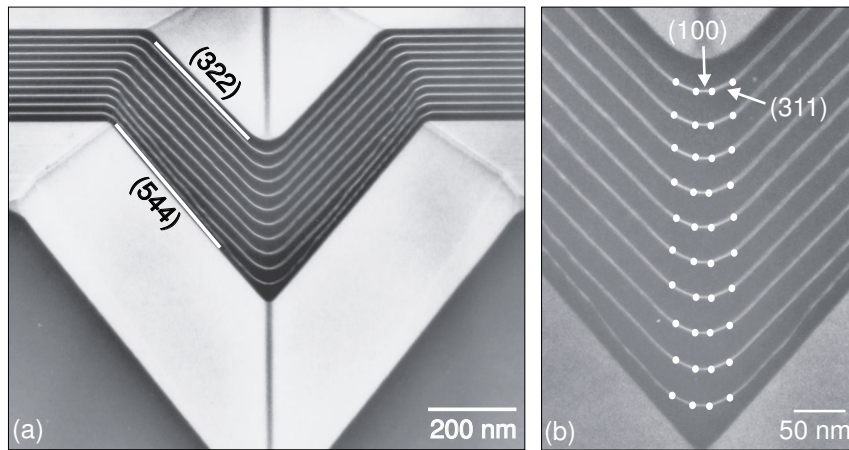


ren zu einem sukzessiven Schließen des V's und damit zu einer Planarisierung, wie an den zweidimensional eben ausgedehnten GaAs-Markern der  $595^\circ\text{C}$  Probe ersichtlich ist. Gleichzeitig nehmen mit abnehmender Temperatur der Rundungsradius (vgl. Gl. (5.1)) und der Öffnungswinkel ab. Die in diesen Experimenten exponentielle Abhängigkeit von der reziproken Temperatur [2] wird auch von anderen Gruppen beobachtet [41, 42] und leitet sich nach [2] direkt von exponentiell temperaturabhängigen Diffusionslängen der Adatome ab.

### 5.3.2 GaAs Wachstum

Die für das GaAs-Wachstum anders als im Kapitel 5.3.1 verwendeten, im TEM-Bild kontrastreichen, AlAs-Markerschichten sind so dünn realisierbar, daß sie einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Evolution des GaAs-Profils haben. Während die nominelle GaAs-Schichtdicke in den späteren QWR-Proben zwischen 1 nm und 10 nm liegt, dient die hier vorgestellte Analyse bis zu 500 nm dicker GaAs-Schichten dem generellen Verständnis der grundlegenden Wachstumsmechanismen.

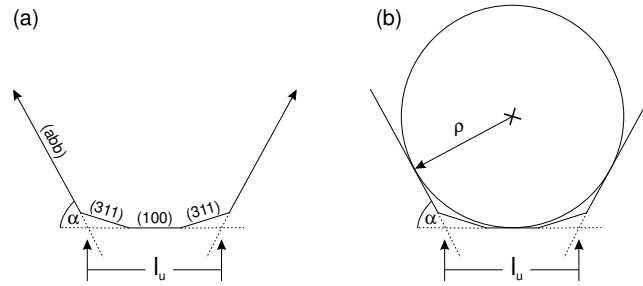
Ein Vergleich der relativen Wachstumsraten für die verschiedenen Seitenflächen-Facetten aus Abb. 5.6(a) läßt auf Diffusionslängen der Adatome schließen, die deutlich länger als die V-Graben-Facettenlängen sind. Dadurch bedingt sind die relativen Wachstumsraten konstant und die auftretenden Wachstumsratenanisotropien  $\Delta r_{322}$ ,  $\Delta r_{544}$  hauptsächlich durch die unterschiedlichen Inkooperationsraten der Facetten, respektive deren Stufendichte, gegeben. Es ist jedoch zu beachten, daß die



**Abbildung 5.6:** TEM-Wachstumsstudie einer ca. 500 nm dicken GaAs-Schicht mit dünnen AlAs-Markern. Mit fortschreitender Schichtdicke erkennt man in der Gesamtansicht (a), daß die zunächst durch das  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Profil vorgegebene  $\{544\}$  Facette zugunsten der finalen  $\{322\}$  Facette sukzessive kürzer wird. Während die Seitenfläche ihre selbstlimitierte Orientierung erst nach mindestens 250 nm erreicht hat, zeigt die Vergrößerung der V-Spitze in (b), daß die selbstlimitierten (100) und  $\{311\}$  Facettenlängen schon nach ca. 20 nm erreicht wurden.

absoluten Wachstumsraten unter diesen Bedingungen selber nicht konstant sein können, da sie im diffusionskontrollierten Wachstumsmodus der MOVPE direkt von der Nachlieferung des Materials aus der Gasphase abhängen. In dem vorliegenden Fall schließt sich das V langsam und verringert so die Gesamtoberfläche der Struktur. Das aus der Gasphase angebotene Material verteilt sich auf einer kleineren Oberfläche, womit sich die Wachstumsraten erhöhen.

Das Wachstum speziell in der V-Spitze gibt Abb. 5.6(b) wieder. Man erkennt eine von zwei  $\{311\}$  Facetten umgebene mittig liegende  $(100)$  Facette. Die durch Punkte gekennzeichneten Facettenenden ändern sich im wesentlichen nicht und lassen somit erkennen, daß in der Spitze unabhängig von der Entwicklung auf den Seitenflächen schon am ersten Marker, also nach nominell 20 nm, das selbstorganisierte Profil erreicht wurde. Für einen Vergleich mit den theoretischen Überlegungen von Biasiol et al. [1] aus Kapitel 4.2, in denen nur eine  $(100)$  Bodenfacette berücksichtigt wird, vernachlässigt man in erster Ordnung die Existenz der  $(311)$  Facette. Dafür verlängert man die  $(100)$  Facette bis zu den imaginären Schnittpunkten mit den Seitenflächen,

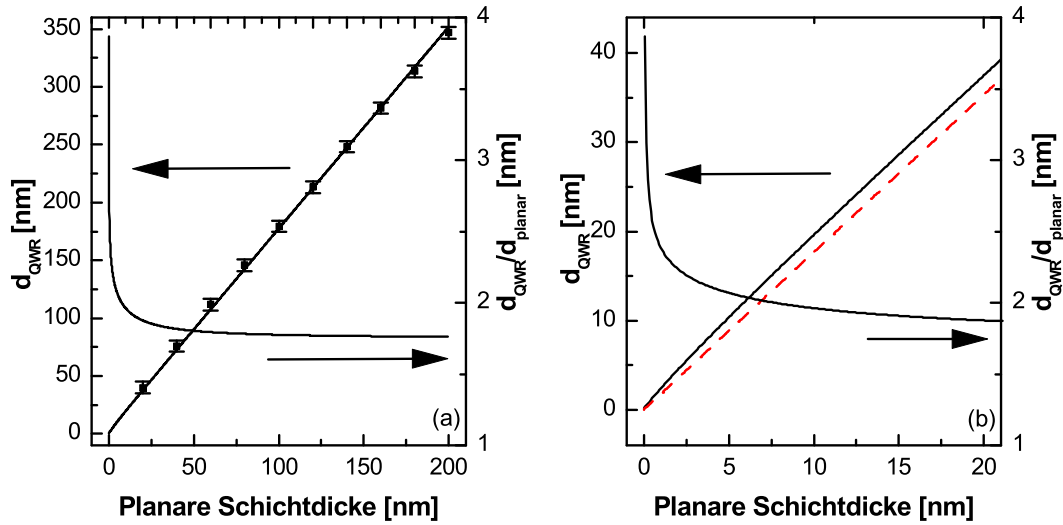


**Abbildung 5.7:** Konstruktion der Facettenlänge  $l_u$  und der Zusammenhang mit dem experimentell besser zugänglichen Rundungsradius  $\rho$ .

wie in Abb. 5.7(a) schematisch dargestellt. Diese Konstruktion ist natürlich entsprechend gültig für die Beschreibung des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Profils. Dort sind die Facetten aber oft so kurz, daß die in Abb. 5.7(b) dargestellte Beschreibung durch einen Rundungsradius sinnvoller erscheint. Es gilt

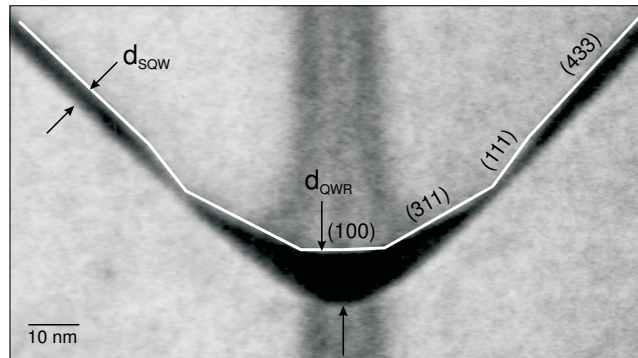
$$l_u = l_{(100)} + 2l_{(311)} \cos 25^\circ \left( 1 - \frac{\tan 25^\circ}{\tan \alpha} \right) \quad \text{und} \quad \rho = \frac{l_u \sin \alpha}{2(1 - \cos \alpha)} \quad (5.1)$$

Mit Hilfe der Gl. (4.4), den experimentell bestimmten Größen  $l_u^{sl} = 45 \pm 2$  nm,  $l_0 = 22.5$  nm und  $\Delta r = 0.6$  berechnet man die in Abb. 5.8(a) dargestellte Dicke in der V-Spitze in Abhängigkeit einer nominell gewachsenen Schichtdicke. Auf der gewählten Skala von 0 nm bis 200 nm erscheint der Zusammenhang zwischen planarer Schichtdicke und Dicke des Quantendrahtes zunächst linear. Bei genauerer Betrachtung der ersten 20 nm des Schichtwachstums in Abb. 5.8(b) erkennt man im Vergleich mit einer linearen Ursprungs-Interpolation des gesamten Datensatzes (im Bild gestrichelt dargestellt), daß die Schichtdicke im Quantendraht zunächst überproportional zunimmt, bevor sie linear mit der planaren Schichtdicke weiter wächst. Sehr interessant ist auch die in beiden Abbildungen (a) und (b) dargestellte relative Schichtdicke



**Abbildung 5.8:** (a) Berechnete (durchgezogene Linien) und gemessene Schichtdicke (Quadrate) im Quantendraht, bzw. das Verhältnis  $d_{\text{QWR}}/d_{\text{planar}}$  als Funktion der planaren Schichtdicke. (b) Ausschnittsvergrößerung von (a) für die ersten 20 nm des Wachstums, in denen für die betrachtete Probe keine experimentellen Werte verfügbar sind. Zur Verdeutlichung ist das lineare Verhalten für große  $d_{\text{planar}}$  als Ursprungsgerade gestrichelt dargestellt.

$d_{\text{QWR}}/d_{\text{planar}}$ . Offensichtlich ist die Wachstumsrate im Quantendraht auf den ersten ca. 5 nm um ein Vielfaches höher als auf planarem Substrat bzw. auf den Seitenflächen, die in dem vorliegenden Experiment eine ca. 20% erhöhte Wachstumsrate gegenüber planarem Substrat haben. Erst das Erreichen der selbstlimitierten Facetenlängen führt auch für die V-Spitze zu konstanten Wachstumsratenverhältnissen.



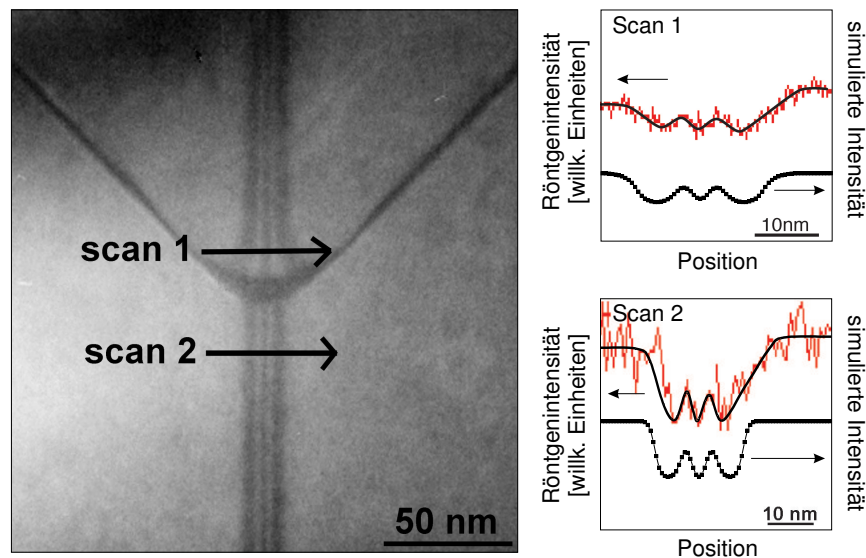
**Abbildung 5.9:** Detailvergrößerung des Quantendrahtes einer Probe mit dünner nomineller  $\text{GaAs}$ -Schichtdicke bei der aufgrund des anfänglich schnelleren Quantendrahtwachstums  $d_{\text{QWR}}/d_{\text{SQW}} \approx 3$  erreicht wird.

Der für die Herstellung von dünnen Quantendrähten interessante Bereich liegt damit im Anfangsbereich der ersten wenigen Nanometer des Wachstums, in dem der Quantendraht deutlich schneller wächst als alle zweidimensional ausgedehnten Flächen und so hohe relative Dickenverhältnisse  $d_{\text{QWR}}/d_{\text{SQW}}$  erreichbar sind.

Eine Detailvergrößerung einer relevanten QWR-Struktur in Abb. 5.9 verdeutlicht nochmal die vergleichsweise hohe Schichtdicke in der V-Spitze und die betonte Einschnürung an dem (111) Übergang zwischen (311) und (433) Facette. Während die relativen Dickenverhältnisse im Rahmen der bisherigen Beschreibung verständlich erscheinen und durch Variation der Temperatur sowie der GaAs-Schichtdicke selber in Grenzen manipulierbar sind, wurde die Entstehung der Abschnürung bisher nicht diskutiert. Kaluza [2] führt ihre Ausbildung auf eine Verdünnung der SQW-Schicht aufgrund von Diffusion zugunsten des QWR zurück.

### 5.3.3 Der vertikale Quantentopf

Die lokalen Entmischungen in der Spitze des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Wachstums stehen offensichtlich in direktem Zusammenhang mit der Existenz selbstlimitierender Facetten. Ursächlich dafür ist das geringere chemische Potential der V-Spitze, das zu einer Anreicherung des Materials mit längerer Diffusionslänge, eben Gallium, führt. Eine



**Abbildung 5.10:** Links: TEM-Aufnahme des vertikalen, dreifach aufgespaltenen Quantentopfes, der durch eine lokale Variation der Aluminiumkonzentration im  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  entsteht. Mit Pfeilen sind die beiden Scan-Linien eingezeichnet, entlang derer ein EDX-Messsignal aufgezeichnet wurde. Rechts: Die zu den beiden Scan-Linien zugehörigen EDX-Messsignale und die Ergebnisse einer Simulation, in die die Dicke der Gallium-reichen sowie der Gallium-armen Streifen, ihre Aluminiumkonzentrationen und die Probendicke eingeht.

| Scan | Al-Konzentration im VQW |             |           |
|------|-------------------------|-------------|-----------|
|      | Topf links/rechts       | Topf mittig | Barrieren |
| 1    | 23 %                    | 21 %        | 30 %      |
| 2    | 18 %                    | 17 %        | 25 %      |

| Scan | Dicke der Entmischung |             |           |
|------|-----------------------|-------------|-----------|
|      | Topf links/rechts     | Topf mittig | Barrieren |
| 1    | 6.0 nm                | 2.8 nm      | 2.5 nm    |
| 2    | 4.2 nm                | 2.8 nm      | 1.9 nm    |

**Tabelle 5.1:** Eingangsparameter der EDX-Simulation.

Störung der selbstlimitierenden Facetten wie z.B. durch GaAs-Marker führt somit auch zu einer Störung des VQW. Für die späteren Lumineszenzuntersuchungen ist es von Vorteil, wenn man die Charakteristika des VQW, d.h. seine Breite bzw. die Breite der einzelnen Linien und ihre Aluminiumgehalte kennt, da man dann die ungefähre Rekombinationswellenlänge abschätzen kann.

In Zusammenarbeit mit der Universität Kiel und der University of Manchester konnten solche Informationen mit Hilfe eines EDX (engl. *Energy Dispersive X-Ray*) Scans gewonnen werden. Abb. 5.10 zeigt in einer TEM-Aufnahme zwei experimentelle Scan-Positionen und nebenstehend die zugehörigen Meßsignale bei Detektion einer Al-Röntgenlinie. Die zusätzlich aufgetragenen Simulationsdaten wurden mit Hilfe einer an der University of Manchester entwickelten numerischen EDX-Modellierung gewonnen. Eine Simulation benötigt die Probendicke, die Breite der Ga-reichen (Topf) und Ga-armen (Barriere) Streifen sowie deren mittlere Aluminiumkonzentration als Eingangsdaten. In der Durchführung erwies sich die Simulation als extrem sensibel auf die Eingangsdaten [43], so daß die iterativ ermittelten Eingangsdaten der gezeigten Simulationen (Tab. 5.1) auch ohne Auswertung einer Korrelationsfunktion als ausreichend gesichert angenommen werden können. Man separiert somit drei vertikale Quantentöpfe mit Aluminiumkonzentrationen um ca. 20%. Die eingeschlossenen Barrieren scheinen insbesondere in dem selbstlimitierten VQW auch um einige Prozent erniedrigt. Es ist daher an dieser Stelle nicht ohne weiteres vorherzusagen, ob der VQW wirklich drei quasi-getrennte, unabhängige Systeme oder eher einen einzelnen quantisierten Topf darstellt.

## 5.4 Diskussion

Anhand der bisherigen Ergebnisse wird deutlich, daß man das Wachstum von V-Graben-Quantendrähten in einem engen Parameterfenster, dessen Grenzen sich hauptsächlich aus Gründen der hier nicht diskutierten Materialqualität definieren, beeinflussen kann. Zu den offensichtlichen Variablen, wie GaAs-Schichtdicke und V-Graben-Öffnung addieren sich Effekte des Öffnungswinkels, des  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Rundungsradius und der relativen Schichtdicken bei sehr dünnen GaAs-Schichten. Leider sind diese

Beschreibungen im wesentlichen phänomenologisch und geben wenig Informationen über die Qualität der resultierenden Quantendrähte. Ein Teil dieser Information wird in Kapitel [IV](#) durch Simulationen der quantisierten Zustände gewonnen.

Es soll natürlich nicht unerwähnt bleiben, daß die hier gelieferte Darstellung bei weitem nicht das breite Spektrum der Effekte des Wachstums auf vorstrukturiertem Substrat abdeckt. So führt die Verwendung alternativer Quellmaterialien u.U. zu Diffusionslängen die gleich oder kürzer als die auftretenden Facettenlängen sind. Es ist sofort klar, daß die bisherigen Beschreibungen fehlschlagen und andere Modelle, wie z.B. das Abschattungsmodell [[25](#), [2](#)], zur Erklärung herangezogen werden müssen.

## Teil IV

# Bandstrukturberechnungen in Quantendrähten

Die Wachstumsuntersuchungen aus Kapitel 5 haben gezeigt, daß durch geeignete Wahl der Epitaxieparameter kontrolliert Einfluß auf die Geometrie des Quantendrahtes genommen werden kann. Reine TEM-Analysen können jedoch prinzipiell keine Aussage über die 1D-Quantisierungsenergien oder 1D-Subbandabstände machen. Dies ist Ziel dieses Kapitels. Dazu wird zunächst verdeutlicht, welche theoretischen Grundlagen und numerischen Ansätze solchen Berechnungen zugrunde liegen, bevor im zweiten Teil die optimalen Epitaxieparameter anhand von real möglichen Quantendrahtprofilen ermittelt werden.

## 6 Grundlagen quantisierter elektronischer Systeme

Ein quantisiertes elektronisches System im Halbleiter, seien es Löcher oder Elektronen, läßt sich auch mit erheblichem Aufwand meistens nicht umfassend berechnen. In vielen Fällen lassen sich jedoch anhand vereinfachter Fragestellungen Näherungen angeben, die schon mit einfachen numerischen Mitteln zu erstaunlich guten Resultaten führen.

### 6.1 Ladungsträgerwellenfunktionen im Quantendraht

Die einfachste Beschreibung von Ladungsträgern im Halbleiter ist durch die Einteilchen-Hüllfunktion der Blochwelle in der Näherung des quasi-freien Teilchens gegeben. Dabei ist der Quantendraht per Definition translations-invariant entlang der Ausbreitungsrichtung, womit folgender einfacher Ansatz naheliegt:

$$\phi(\mathbf{r}) = \varphi(x, y) e^{ik_z z} \quad (6.1)$$

Da ebene Wellen Lösungen der zeitunabhängigen Schrödingergleichung sind, entwickelt man Gl. (6.1) für die einfachere numerische Behandlung unter Annahme periodischer Randbedingungen in eine endliche Fourierreihe:

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \sum_{-n_x}^{n_x} \sum_{-n_y}^{n_y} c_k(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} \quad k_x = n_x \frac{2\pi}{L_x}, \dots \quad (6.2)$$

### 6.2 Schrödingergleichung in zwei Dimensionen

Bei der Wahl des Ansatzes (6.1) separiert der relevante Teil der Schrödingergleichung. Die Darstellung unter Annahme einer effektiven Masse  $m^*$  und parabolischer Bänder lautet im Ortsraum:

$$\left[ -\frac{\hbar}{2m^*} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + V(x, y) \right] \varphi_i(x, y) = E_i \varphi_i(x, y) \quad (6.3)$$



Dabei bezeichnen  $\varphi_i$  und  $E_i$  den  $i$ -te Eigenzustand bzw. die  $i$ -te Eigenenergie. Der maßgebende Parameter ist offensichtlich der Potentialverlauf  $V(x, y)$ , der ohne Berücksichtigung zusätzlicher freier oder ortsfester Ladungen durch die relative Banddiskontinuität der Materialien gegeben ist. Diese hängt im allgemeinen vom betrachteten Ladungsträgertyp ab. Im folgenden wollen wir ohne wesentliche Beschränkung von Leitungsbändern und somit von Elektronenwellenfunktionen ausgehen. Unter Verwendung der Darstellung des Potentials analog zu Gl. (6.1) läßt sich die Schrödingergleichung leicht in den Fourierraum überführen:

$$\sum_{-n_x}^{n_x} \sum_{-n_y}^{n_y} \left[ \left( \frac{\hbar}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) - E_i \right) \delta_{k_x k'_x, k_y k'_y} + \tilde{V}_{kk'} \right] c_{k,i} = 0 \quad (6.4)$$

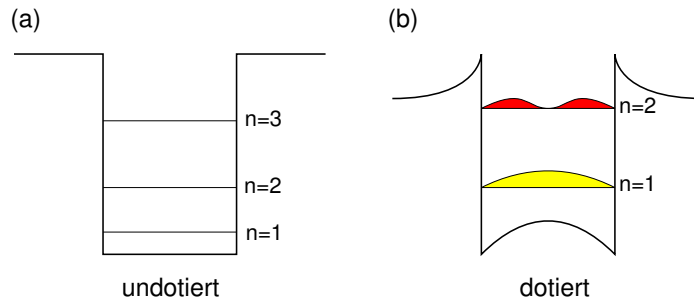
Dabei stellt  $V_{kk'}$  die Streumatrix aller möglichen Vektoren  $k \rightarrow k'$  dar und ist gegeben durch

$$\tilde{V}_{kk'} = \frac{1}{L_x L_y} \iint_{x,y} V(x, y) e^{i((k_x - k'_x)x + (k_y - k'_y)y)} dx dy \quad (6.5)$$

Durch geeignete Sortierung der  $n_i^{(r)}$  läßt sich (6.4) in Matrixform überführen und durch Verwendung geeigneter Eigenwertroutinen die Eigenwerte  $E_i$  mit den zugehörigen gebundenen Zuständen  $c_{k,i}$  berechnen.

### 6.3 Dotierte Systeme

In der obigen Betrachtung werden keine zusätzlichen Potentiale typischerweise vorhandener Ladungsträger berücksichtigt. Der anschauliche Fall eines Quantentopfes zeigt, daß das Coulombpotential freier Ladungsträger im Topf zu weiteren *Bandverbiegungen* führt, die wesentlichen Einfluß auf die Quantisierungszustände des Systems haben.



**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung des Leitungsbandes eines Quantentopfes (a) ohne und (b) mit freien Elektronen. Die Coulombwechselwirkung der zusätzlichen freien Ladungsträger und der ortsfesten außerhalb des Topfes gelegenen Dotieratome führt zu einer Bandverbiegung, die direkten Einfluß auf die Quantisierungsenergie des Grundzustandes und die Subbandabstände hat. Als Konsequenz kann die Anzahl der gebundenen Zustände im dotierten Fall kleiner als im undotierten Fall sein.



### 6.3.1 Poissongleichung in zwei Dimensionen

In Falle einer Dotierung muß das vorliegende Potential des Heteroübergangs um den Effekt des Coulombpotentials dervzusätzlich vorhandenen Ladungsträger erweitert werden. Dieses Potential bestimmt man mit Hilfe der zweidimensionalen Poissongleichung, der Ladungsträgerverteilung  $\rho(x, y)$  und der ortsabhängigen dielektrischen Funktion  $\epsilon(x, y)$ .

$$\frac{\partial}{\partial x} \epsilon(x, y) \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y) + \frac{\partial}{\partial y} \epsilon(x, y) \frac{\partial}{\partial y} \phi(x, y) = \frac{\rho(x, y)}{\epsilon_0} \quad (6.6)$$

Mit Hilfe der einfach abzuleitenden Relation

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon(x, y) \frac{\partial}{\partial x} \right) = \frac{\partial \epsilon(x, y)}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} + \epsilon(x, y) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \quad (6.7)$$

und der Streumatrix  $\epsilon_{kk'}$  (vgl. (6.5)) findet man leicht

$$\iint_{x, y} e^{-i(k'_x x + k'_y y)} \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon(x, y) \frac{\partial}{\partial x} \right) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy = -(k_x k'_x + k_y k'_y) \epsilon_{kk'}. \quad (6.8)$$

Die zu (6.1) analoge Entwicklung von  $\phi(x, y)$  überführt die Poissongleichung dann in

$$\sum_{-n_x}^{n_x} \sum_{-n_y}^{n_y} (k_x k'_x + k_y k'_y) \epsilon_{kk'} \phi(k'_x, k'_y) = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho_k(k_x, k_y) \quad (6.9)$$

und die so entstehende lineare Matrizengleichung läßt sich mit allgemein bekannten numerischen Methoden lösen.

### 6.3.2 Bestimmung der Ladungsträgerverteilung und der Fermienergie

Die Verteilungsfunktion  $\rho(x, y)$  ist durch die vorgegebene Verteilung der ionisierten Dotieratome  $\rho_{\text{ion}}(x, y)$  sowie der besetzten gebundenen Zustände  $\rho_{\varphi_i}(x, y) = \sum_i \gamma_i |\varphi_i \varphi_i^*|$  gegeben. Dabei ist  $\gamma_i$  die Besetzungsdichte des  $i$ -ten Subbandes und es gilt

$$\gamma_i = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \sqrt{E_F - E_i}. \quad (6.10)$$

Die dabei zunächst unbekannte Fermienergie  $E_F$  wird zunächst geschätzt und dann iterativ so angepaßt, daß die durch die Dotierung vorgegebene lineare Ladungsträgerdichte mit der Summe über die  $\gamma_i$  übereinstimmt.

## 7 Berechnung quantisierter Zustände

Alle oben aufgeführten Gleichungen lassen sich im Fourierraum leicht in Matrizenform und damit in eine numerisch einfach zu verarbeitende Form übersetzen. Standardbibliotheken wie z.B. LAPACK [44, 45] bieten dann die benötigten Routinen

für Eigenwertprobleme und lineare Gleichungssysteme. Im konkreten Fall wurde das Programm in Fortran auf der Codebasis von E. O'Sullivan [46] bzw. Ch. Kiener [47] optimiert und auf einer Cray J90 implementiert.

### 7.1 Ablauf der Implementation

Der Ablauf einer Berechnung wird übersichtlich in Abb. 7.1 wiedergegeben. Im ersten Schritt wird die Schrödingergleichung für das ladungsträgerfreie System gelöst. Anhand der resultierenden Eigenzustände und der iterativ angenäherten Lage des Fermi-niveaus werden die freien Elektronen dann auf die besetzten Quantisierungszustände verteilt. Die daraus gewonnene Ladungsträgerverteilung wird um die ortsfesten

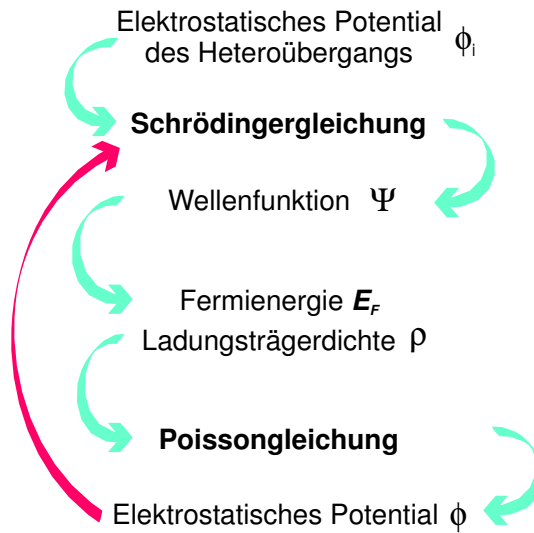


Abbildung 7.1: Iterativer Ablauf der Implementation

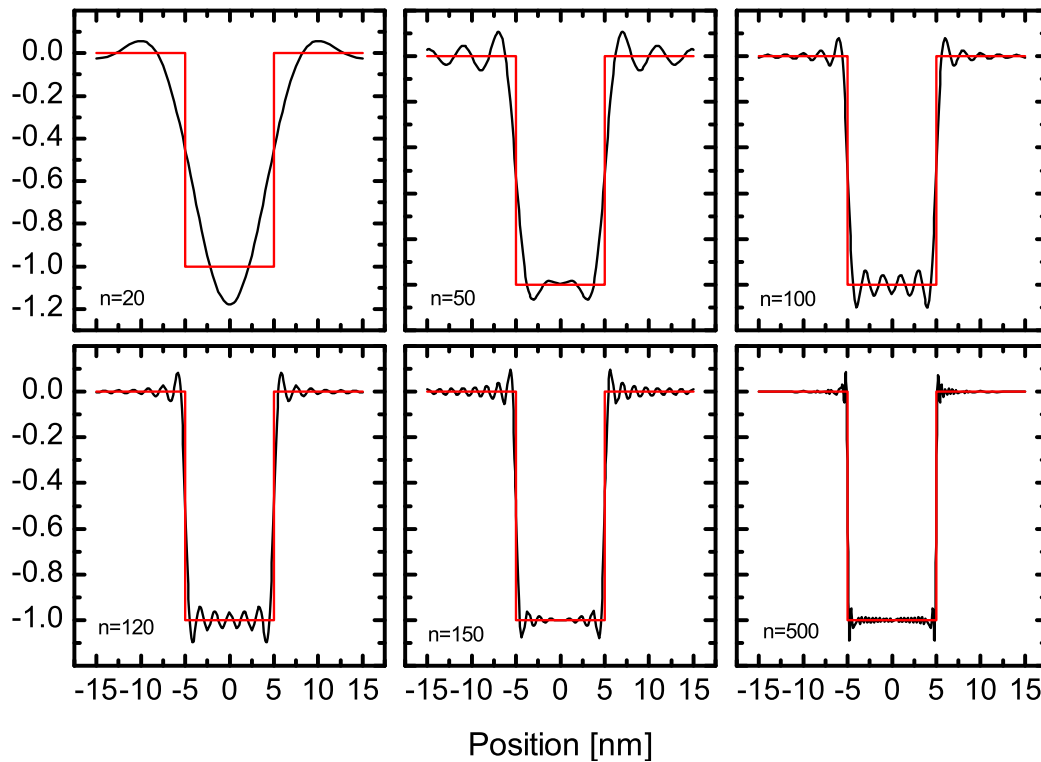
ionisierten Dotieratome ergänzt und mit Hilfe der Poissongleichung das zugehörige Potential ermittelt. Die Summe aus dem Eingangspotential des Heteroübergangs und dem Coulombpotential bildet dann den Startpunkt für einen neuen Iterationsschritt. Üblicherweise wird dieses Verfahren sogenannten selbstkonsistent, d.h. solange iteriert, bis die Änderungen des Systems unter einem vorgegebenen Schwellwert liegen.

### 7.2 Grenzen der Implementation

Wie schon zu Beginn dieses Kapitels angedeutet, ist der gewählte Ansatz auf eine der einfachsten Beschreibungen reduziert. Es handelt sich um einen Einteilchen-Ansatz, bei dem jegliche Vielkörper-Probleme vernachlässigt werden. Es können daher weder Wechselwirkungen zwischen Löchern und Elektronen, schwere und leichte Löcher oder Abschirmungseigenschaften berücksichtigt werden.

Die aber wohl grundlegende Einschränkung liegt in der gewählten Fourierdarstellung. Die daraus resultierenden periodischen Randbedingungen lassen weder eine

Berücksichtigung von Oberflächeneffekten, wie z.B. Fermilevelpinning, noch die Applikation äußerer elektrischer Felder, wie das eines Gates, zu. Weiterhin nachteilig ist der extrem hohe Speicherbedarf, der sich aus der Anzahl der beschreibenden ebenen Wellen erklärt. Die Relation von den kleinsten Strukturausdehnungen zur Größe des Berechnungsfensters bestimmt im wesentlichen die Anzahl der Entwicklungsglieder. Aus der Mathematik ist bekannt, daß schon die ersten fünf Glieder einer Fourierreihe mit  $k = \frac{2\pi}{l}$  ausreichen, um ein Kastenpotential der Breite  $l$  ausreichend zu beschreiben. Dem gegenüber steht die Größe  $L$  des numerischen Berechnungsfensters, das die Periodizität nach  $k = \frac{2\pi}{L}$  festlegt. Schon bei einem Verhältnis  $\frac{L}{l} = 100$  benötigt man also ca. 105 ebene Wellen wenn das Berechnungsfenster auf 100 nm beschränkt bleibt. In den in diesem Kapitel aufgeführten Berechnungen wurde typisch mit der durch den verfügbaren Hauptspeicher der Cray J90 beschränkten  $71 \times 71$  ebenen Wellen bei einem Fenster von  $200 \times 200 \text{ nm}^2$  gearbeitet. Dadurch ergibt sich notwendigerweise die

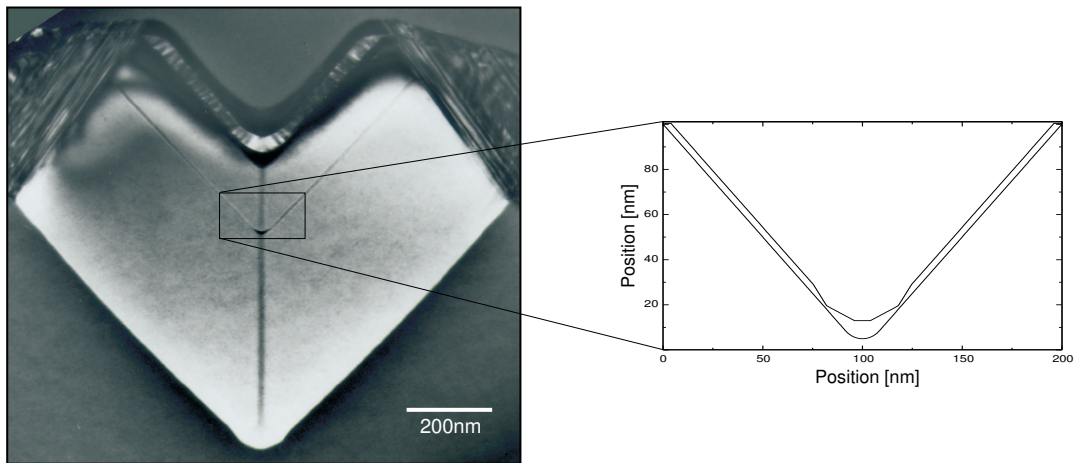


**Abbildung 7.2:** Fourierrücktransformationen eines 10 nm breiten Kastenpotentials, das zur Berücksichtigung der Periodizität des insgesamt 200 nm breiten Berechnungsfensters durch jeweils  $n$  ebene Wellen mit  $k_j = \frac{2\pi j}{200}$  beschrieben wurde. Man erkennt, daß erst ab  $n = 100$  eine gute Beschreibung des Kastenpotentials vorliegt.

Schlußfolgerung, daß Strukturen kleiner als ca. 2 nm nicht mehr ausreichend präzise beschrieben werden. In Abb. 7.2 ist die Diskrepanz zwischen Eingangspotential und

der rücktransformierten Fourierbeschreibung anhand eines einfachen Kastenpotentials dargestellt.

Anhand des REM-Bildes in Abb. 5.3 wird weiterhin deutlich, daß typische V-Grabenstrukturen eine laterale Ausdehnung von ca. 1-4  $\mu\text{m}$  haben. In einem wie in Abb. 7.3 dargestellten Ausschnitt für die numerisch Berechnung wird somit nicht der ganze SQW berücksichtigt. Die dadurch implizierte zusätzliche Quantisierung erhöht die Quantisierungsenergien für SQW-Zustände, bzw. die Besetzung des Quantendrahtes wird u.U. überbewertet. Leider ist es schwierig, diese Übervorteilung des QWR in einem konkreten Fehler auszudrücken.



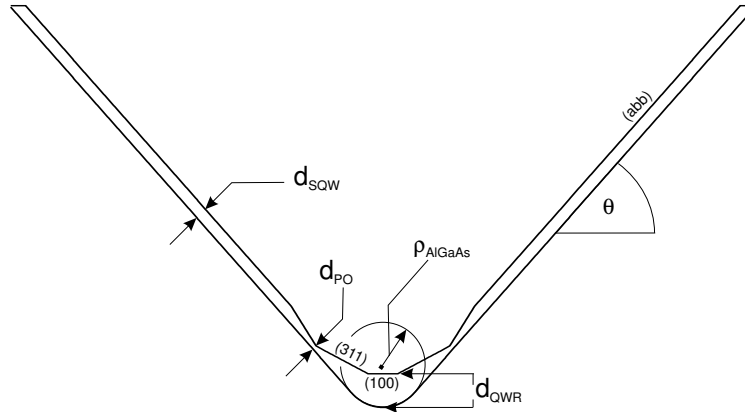
**Abbildung 7.3:** Vergleich der realen Strukturgröße anhand einer TEM-Aufnahme einer typischen Probe (links) mit dem in den Simulationen aufgrund des hohen Speicherbedarfs maximal möglichen Berechnungsfenster (rechts).

Schließlich führt der auch für einfache Strukturen hohe Speicherbedarf zu einer starken Auslastung der CPU-Zeit. Während Simulationen ohne freie Ladungsträger durch die Lösung der Schrödingergleichung beendet sind, wird in dotierten Systemen *Selbstkonsistenz* gefordert. Wie auch in Kapitel 7.5 noch an einem Beispiel dargelegt wird, ist diese Bedingung numerisch nur mit entsprechend langer Rechenzeit erfüllbar. Die dort vorgestellten Rechnungen dotierter V-Graben-Quantendrähte sind daher nicht anhand einer Selbstkonsistenzprüfung, sondern nach einer festen Anzahl Iterationen beendet worden. Die Ergebnisse sind dementsprechend erst nach geeigneter Prüfung der Selbstkonsistenz zu verwenden.

### 7.3 Idealisierte V-Graben-Profile

Der naheliegende Weg bei der Simulation von V-Graben-Quantendrähten ist natürlich eine direkte Übernahme des V-Graben-Profils anhand geeigneter TEM-Aufnahmen. Besser jedoch als die Verwendung qualitativ oft stark variierender Transmissions-Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen enthüllt die Verwendung idealisierter Profile die

den einzelnen Parametern zugrundeliegende Systematik. Abb. 7.4 zeigt die in diesem Kapitel gewählte Struktur. Die variierten Eingangsparameter sind: Öffnungswinkel des V's bzw. Orientierung  $\theta$  der Seitenfacetten, Rundungsradius  $\rho_{\text{AlGaAs}}$  des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Profils in der V-Graben-Spitze, Dicke des Quantendrahtes und der Seitenflächen, die Länge  $l_{(100)}$  der (100) GaAs-Facette und nicht zuletzt der Einfluß der Abschnürung  $d_{\text{PO}}$  zwischen SQWs und QWR.



**Abbildung 7.4:** Idealisiertes, künstlich erzeugtes Profil eines V-Graben-Quantendrahtes. Die Eingangsparameter sind: Seitenfacettenwinkel  $\theta$ , unterer Rundungsradius  $\rho_{\text{AlGaAs}}$ , Abschnürung  $d_{\text{PO}}$ , Länge der (100) Facette  $l_{(100)}$ , Dicke des Quantendrahtes  $d_{\text{QWR}}$  und Dicke der Seitenflächen  $d_{\text{SQW}}$ .

## 7.4 Undotierte Quantendrähte

Die Simulation undotierter Strukturen entbehrt auf den ersten Blick einer gewissen Logik. Selbstverständlich können experimentell in der MOVPE keine wirklich intrinsischen Materialien hergestellt werden. In den in dieser Arbeit verwendeten Schichten kann von einer n-artigen elektrisch aktiven Hintergrunddotierung kleiner  $10^{15}/\text{cm}^3$  ausgegangen werden. Für die Analyse der entscheidenden Abhängigkeiten wurde allerdings festgestellt, daß die Berücksichtigung einer derart niedrigen Dotierung nur unwesentlichen Einfluß auf das Gesamtergebnis nimmt.

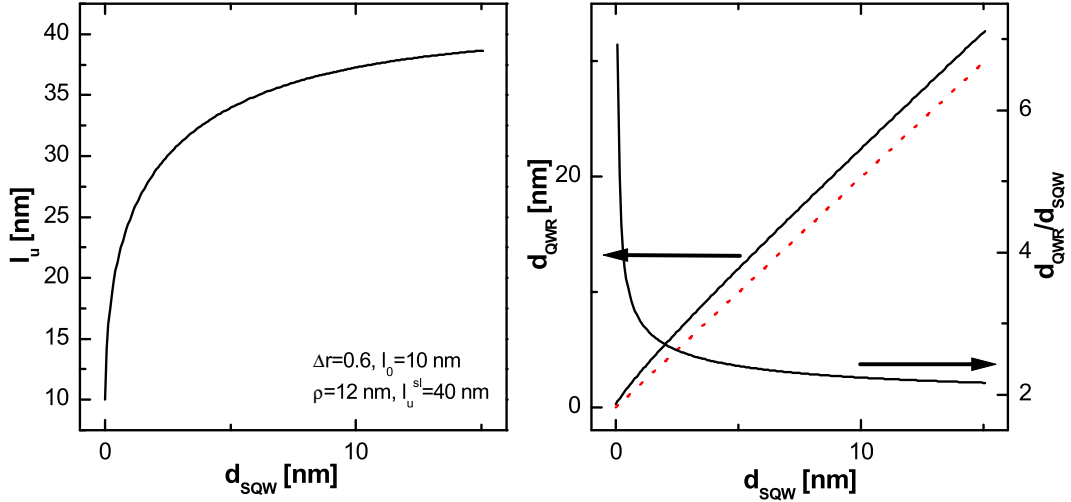
### 7.4.1 Einfluß der deponierten GaAs-Schichtdicke

Schon ohne nähere Simulationsergebnisse ist zu erwarten, daß die Dicke der den Quantendraht bildenden GaAs-Schicht einen entscheidenden Einfluß auf die Tiefe des Einschlupotentials und die Subbandabstände hat. Da z.Zt. leider noch keine TEM-Informationen von Proben mit systematisch variierten geeigneten GaAs-Schichtdicken vorliegen, soll in diesem wie in den folgenden Kapiteln für geeignete idealisierte Profile auf das theoretische Modell von Biasiol et al. [1] zurückgegriffen werden. Im konkreten Fall der GaAs-Schichtdicke geht, wie in Abb. 7.4 ersichtlich, dieser Parameter als

Dicke des SQW  $d_{\text{SQW}}$  bzw. des QWR  $d_{\text{QWR}}$  ein. Aus Kapitel 4 ist nun mit geeigneter Umformung der Gleichung (4.4) in

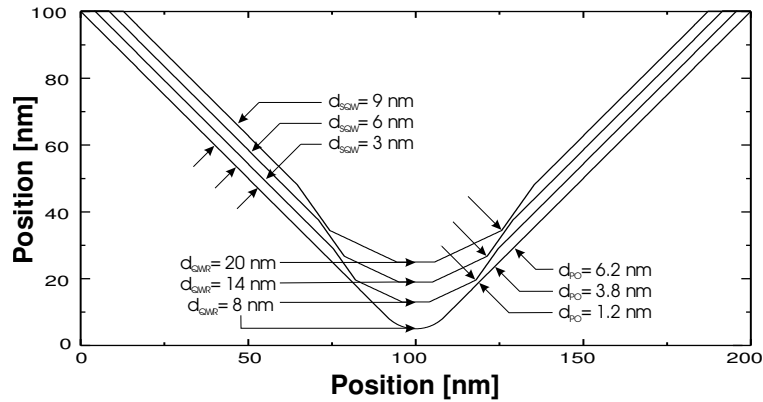
$$d_{\text{QWR}} = r_u z_s + \Delta r \int_0^{z_s} \left( \frac{l_u^{sl}}{l_u(z)} \right)^3 dz, \quad z_s = \frac{d_{\text{SQW}}}{\sin \theta} \quad (7.1)$$

der theoretische Zusammenhang zwischen diesen Dicken bekannt und muß entsprechend berücksichtigt werden. Für eine geeignete Abschätzung wurden die Eingangsparameter zur Berechnung der Entwicklung der GaAs-Facettenlänge  $l_u(z)$  entsprechend des Parameterfensters verschiedener experimenteller Ergebnisse zu  $\Delta r = 0.6$ ,  $l_0 = 10$  nm bzw.  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 12$  nm und  $l_u^{sl} = 40$  nm festgelegt. Zusätzlich wurde die durch die Strukturierung vergrößerte Oberfläche in  $r_u = 0.8$  berücksichtigt. Mit diesen Daten erhält man dann den in Abb. 7.5 gezeigten Verlauf von  $l_u$  und  $d_{\text{QWR}}$ .

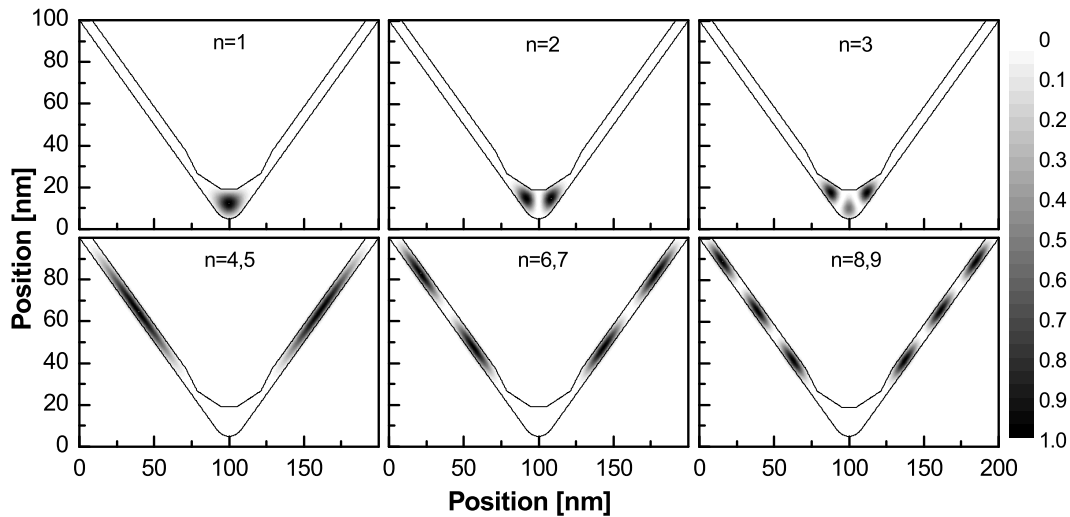


**Abbildung 7.5:** (a) Berechnungen der Länge  $l_u$  auf der Basis des Modells nach Biasiol et al. [1] für die angegebenen Eingangsparameter. (b) Aus (a) gewonnene Dicke des Quantendrahtes  $d_{\text{QWR}}$  als Funktion der Dicke des SQW. Die gestrichelte Linie entspricht der linearen Abhängigkeit von  $d_{\text{QWR}}$  für große  $d_{\text{SQW}}$ .

Problematischer zu ermitteln sind die Simulationsparameter  $d_{\text{PO}}$  und  $l_{(100)}$ , die effektiv in  $l_u$  enthalten sind. In den vorliegenden Simulationen ist vereinfachend  $l_{(311)}/l_{(100)} = 4/1$  angenommen und  $d_{\text{PO}}$  so variiert, daß  $l_u$  mit den Werten aus Abb. 7.5 übereinstimmt. Simulationen dieser Profile, die zur Veranschaulichung der Profilentwicklung in Abb. 7.6 abgebildet sind, beschränken sich mangels freier Elektronen auf die Lösung der Schrödingergleichung, wie es in Kapitel 6.2 diskutiert wurde. Dementsprechend erhält man die Wellenfunktionen der Eigenzustände  $\Psi_i$  und die zugehörigen Energieeigenwerte als Ergebnis. Betrachtet man zunächst die Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $|\Psi_i \Psi_i^*|$  für die verschiedenen Dicken der GaAs-Schicht findet man



**Abbildung 7.6:** Idealisierte V-Graben-Profil für eine Simulation unter Variation der GaAs-Schichtdicke. Die Parameter  $d_{QWR}$ ,  $d_{SQW}$  und  $d_{PO}$  wurden aus experimentellen Daten und dem Modell nach Biasiol et al. [1] extrapoliert.

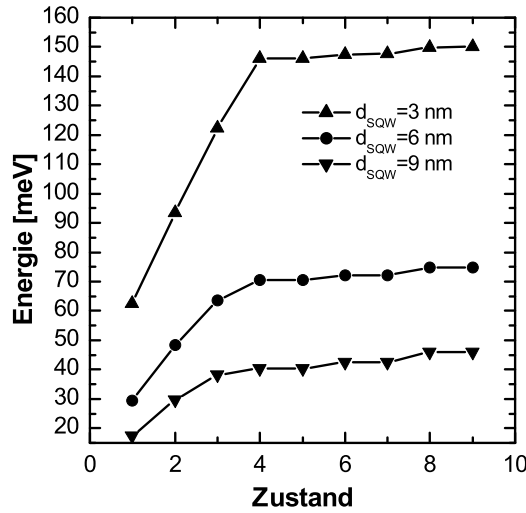


**Abbildung 7.7:** Normierte Elektron-Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Eigenzustände  $n = 1$  bis  $n = 9$  exemplarisch für  $d_{SQW} = 6$  nm. Für  $d_{SQW} = 3$  nm bzw. 9 nm ist das Verhalten qualitativ identisch.

ein qualitativ identisches Verhalten, das beispielhaft für  $d_{SQW} = 6$  nm in Abb. 7.7 für die Eigenzustände  $n = 1 \dots 6$  dargestellt ist.<sup>3</sup> Wie erhofft findet man den Grundzustand  $n = 1$  und auch die zwei weiteren angeregten Zustände im Quantendraht. Erst höhere Eigenzustände weichen auf den quasi-zweidimensionalen SQW aus und verblei-

<sup>3</sup>Mit den Bezeichnungen  $n = 4, 5$ ,  $n = 6, 7$  und  $n = 8, 9$  soll angedeutet werden, daß die zugehörigen Energieeigenwerte eines Paares sehr eng beieinander liegen und somit vermutlich ein energetisch entarteter Zustand vorliegt.

ben dort.<sup>4</sup> Einen markanten quantitativen Unterschied für die drei verschieden dicken Profile erkennt man allerdings in Abb. 7.8, die die zugehörigen Energieeigenwerte als Funktion von  $n$  wiedergibt. Wie erwartet findet man für die  $d_{\text{SQW}} = 3$  nm Struktur die höchste Grundzustandsenergie und auch die groten 1D-Subbandabstände, die mit ca. 30 meV deutlich groer als die 2D Subbandabstände im SQW sind. Vermutlich durch die bei dieser Schichtdicke betonte Abschnürung zwischen QWR und SQW findet man einen Subbandabstand von ca. 25 meV zwischen 1D und 2D Zuständen. Eine zunehmende GaAs-Schichtdicke reduziert nun wiederum erwartungsgemäß sowohl Grundzustandsenergie als auch die Subbandabstände, während zusätzlich der verringerte Einfluß der Abschnürung durch eine Abnahme der 1D-2D Subbandseparation erkennbar wird.



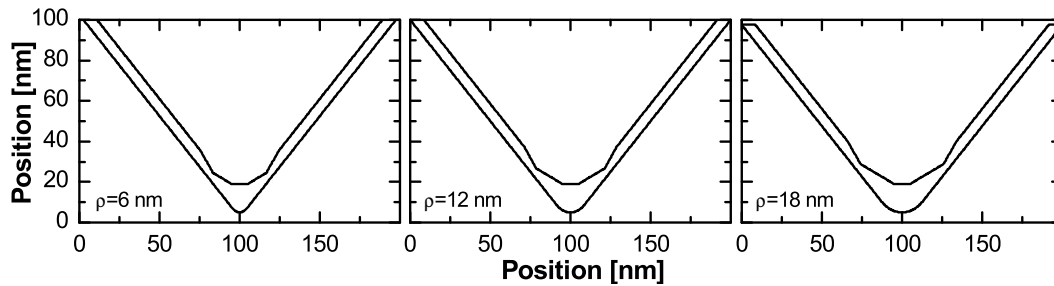
**Abbildung 7.8:** Energieeigenwerte der zugehörigen Eigenzustände für die in Abb. 7.6 gezeigten unterschiedlich dicken GaAs-Profile. Unabhängig von der Profildicke erkennt man bei allen Profilen verhältnismäßig große Subbandabstände für die eindimensionalen Zustände  $n = 1, 2, 3$  und energetisch eng benachbarte zweidimensionale Zustände ( $n > 3$ ). Quantitativ nehmen mit abnehmender Schichtdicke sowohl die Grundzustandsquantisierungen als auch die Subbandabstände ab.

#### 7.4.2 Einfluß des unteren Rundungsradius

Der untere Rundungsradius  $\rho_{\text{AlGaAs}}$  ist aufgrund der dicken  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Pufferschicht quivalent zu der selbstlimitierten Länge des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$   $l_u^{\text{sl, AlGaAs}}$  und somit, sieht man von alternativen Quellmaterialien ab, eine Funktion der Wachstumstempera-

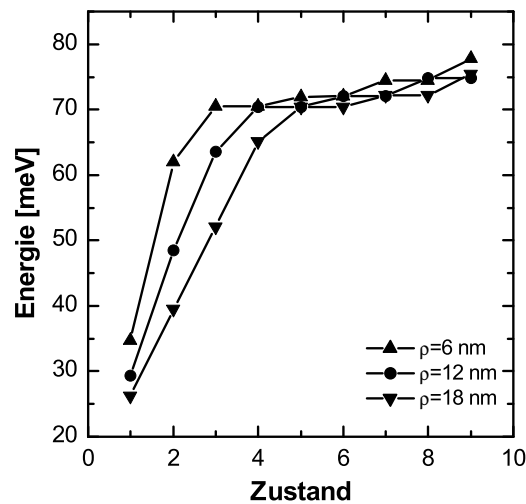
<sup>4</sup>Diese Aussage ist zumindest bis  $n = 9$ , der in der Simulation gewählten Darstellungsgrenze, richtig. Es ist aber davon auszugehen, daß höhere Eigenzustände durchaus auch wieder im QWR liegen können.





**Abbildung 7.9:** Idealisierte V-Graben-Profile für eine Simulation unter Variation des  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -Rundungsradius  $\rho_{\text{AlGaAs}}$ .

tur. Experimentell lässt sich die selbstlimitierte Länge zwar nicht unabhängig vom Öffnungswinkel variieren, der ebenfalls temperaturabhängig ist, trotzdem erscheint eine Simulation für verschiedene Rundungsradien bei ansonsten festen Parametern auch hinsichtlich der Veröffentlichung von Türck et al. [48], die mit kleineren Rundungsradien größere Subbandabstände vorhersagt, sinnvoll. Entsprechend wurde das Profil aus Abb. 7.6 mit  $d_{\text{SQW}} = 6 \text{ nm}$  mit Rundungsradien von  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 6, 12$  und  $18 \text{ nm}$  wie in Abb. 7.9 gezeigt, simuliert. Ein erster Blick auf die resultierenden Energieeigenwerte der Abb. 7.10 bestätigt eine Abnahme der Subbandabstände mit zunehmendem Rundungsradius. Die genauere Betrachtung insbesondere in Hin-

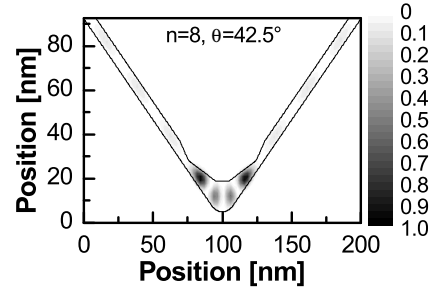


**Abbildung 7.10:** Energieeigenwerte der Eigenzustände für die in Abb. 7.9 gezeigten Strukturen verschiedener Rundungsradien. Neben abnehmenden Subbandabständen passen mit zunehmendem Rundungsradius mehr Zustände in den Quantendraht. Für  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 6 \text{ nm}$  finden zwei, für  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 12 \text{ nm}$  drei und für  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 18 \text{ nm}$  vier Zustände im Quantendraht Platz.

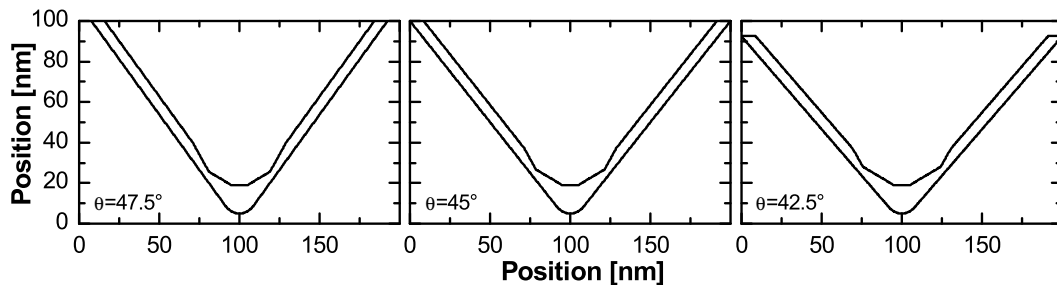
blick auf die Resultate für unterschiedliche GaAs-Schichtdicken, zeigt zudem, daß eine Variation des Rundungsradius trotz des vergleichsweise geringen Einflusses auf den Quantendraht-Querschnitt eine entscheidende Auswirkung auf die Anzahl der 1D Zustände im QWR hat. Die Analyse der Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeiten bestätigt die in Abb. 7.10 qualitativ zu entnehmende Analyse, daß für  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 6$  nm nur noch zwei und für  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 18$  nm allerdings vier Quantendrahtzustände möglich sind.

### 7.4.3 Einfluß der Seitenfacettenorientierung

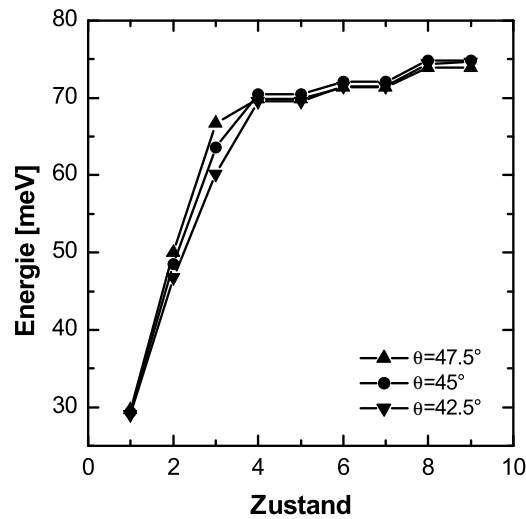
Analog zu den Überlegungen aus der vorangegangenen Diskussion verschiedener Rundungsradien läßt sich auch eine Variation der Seitenflächenorientierung bzw. des V-Öffnungswinkels experimentell nicht von einer Veränderung anderer Parameter trennen. Um jedoch den Einfluß der Seitenfacetten auf die quantisierten Zustände zu isolieren, wird in diesem Kapitel die Struktur  $d_{\text{SQW}} = 6$  nm aus Abb. 7.6 für  $\theta = 42.5^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $47.5^\circ$  simuliert. Die entsprechenden idealisierten Profile mit konstanten  $d_{\text{QWR}} = 14$  nm,  $d_{\text{PO}} = 3.8$  nm und  $\rho_{\text{AlGaAs}} = 12$  nm sind in Abb. 7.12 abgebildet. Die zugehörige Abhängigkeit der Energieeigenwerte in Abb. 7.13 zeigt ein Verhalten, das qualitativ einer Variation des Rundungsradius gleicht. Mit zunehmendem Öffnungswinkel (abnehmendes  $\theta$ ) sinkt der Subbandabstand und in geringem Maße auch der Grundzustandsquantisierung. Im quantitativen Vergleich könnte zunächst der Eindruck entstehen, daß das System prinzipiell sensibler auf die Variation des unteren Rundungsradius als auf eine Änderung des Öffnungswinkels reagiert. Insbesondere erscheinen die Zustände  $n \geq 4$  im SQW anders als bei einer Variation von  $\rho$  im wesentlichen unbeeinflusst. Eine solche Beurteilung ist jedoch eher willkürlich, solange kein quantitativer Zusammenhang zwischen  $\rho$  und  $\theta$  z.B. über die resultierende Querschnittsfläche des QWR angegeben wird.



**Abbildung 7.11:** Normierte Elektron-Aufenthaltswahrscheinlichkeit für den Eigenzustand  $n = 8$  mit  $\theta = 42.5$ .



**Abbildung 7.12:** Idealisierte V-Graben-Profile für eine Simulation unter Variation der Facettenorientierung der SQWs.

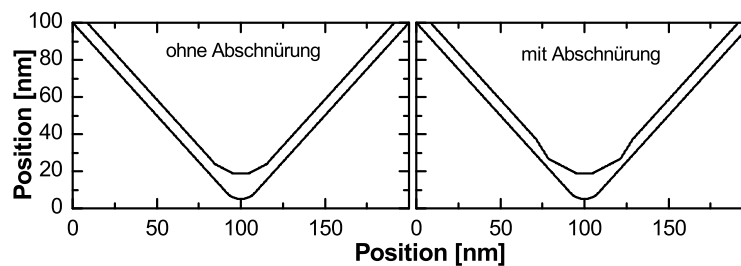


**Abbildung 7.13:** Energieeigenwerte der Eigenzustände für verschiedene Seitenflächenorientierungen  $\theta$ . Mit abnehmenden  $\theta$ , also zunehmendem Öffnungswinkel des V's, nehmen die Subbandabstände ab, während die Grundzustandsquantisierung weitestgehend unverändert und auch die Anzahl der 1D Quantendrahtzustände konstant bleibt.

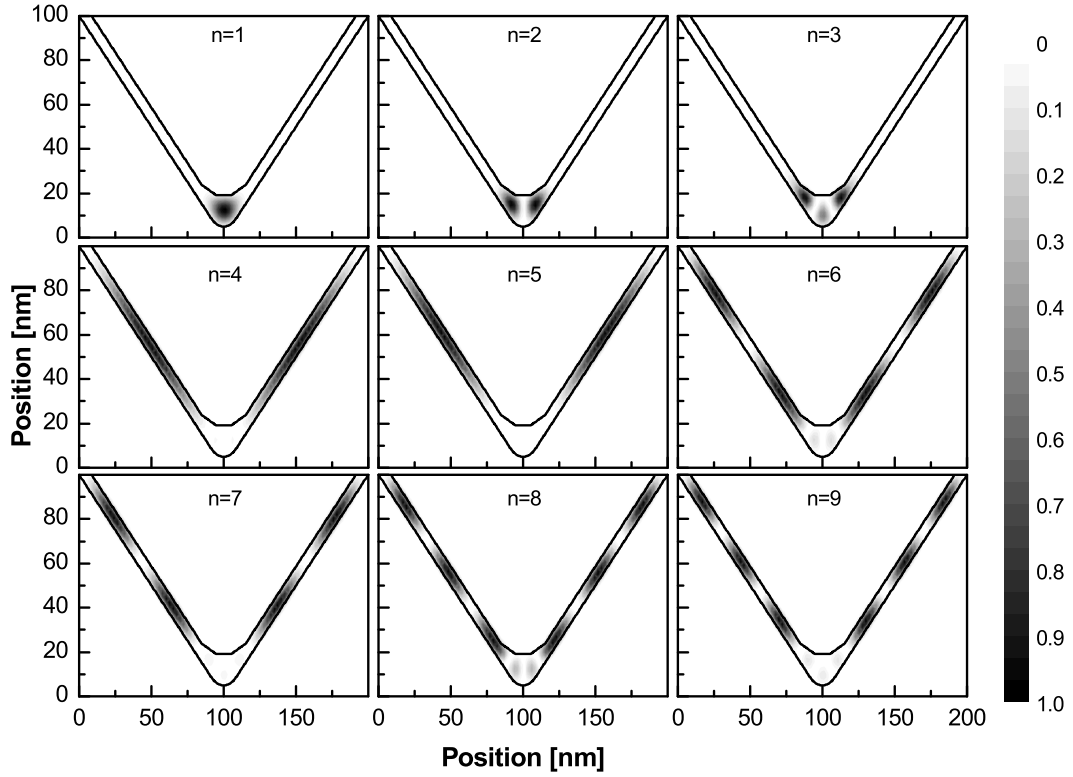
Eine Besonderheit findet man jedoch für den  $n = 8$  Zustand im  $\theta = 42.5$  Profil. Wie in Abb. 7.11 gezeigt, liegt  $n = 8$  abweichend von  $\theta = 45$  und  $\theta = 47.5$  nicht ausschließlich im SQW, sondern ist zum Großteil im QWR mit geringen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im SQW lokalisiert. Aufgrund der im Kapitel 7.2 diskutierten Einschränkungen der Simulationen, insbesondere hinsichtlich der reduzierten Länge der SQW, soll an dieser Stelle jedoch von einer Bewertung abgesehen werden.

#### 7.4.4 Einfluß der Abschnürung

Alle bisherigen Simulationen beinhalten entsprechend der experimentellen Realität eine durch  $\{311\}$  und  $\{111\}$  Facetten gebildete Abschnürung zwischen QWR und



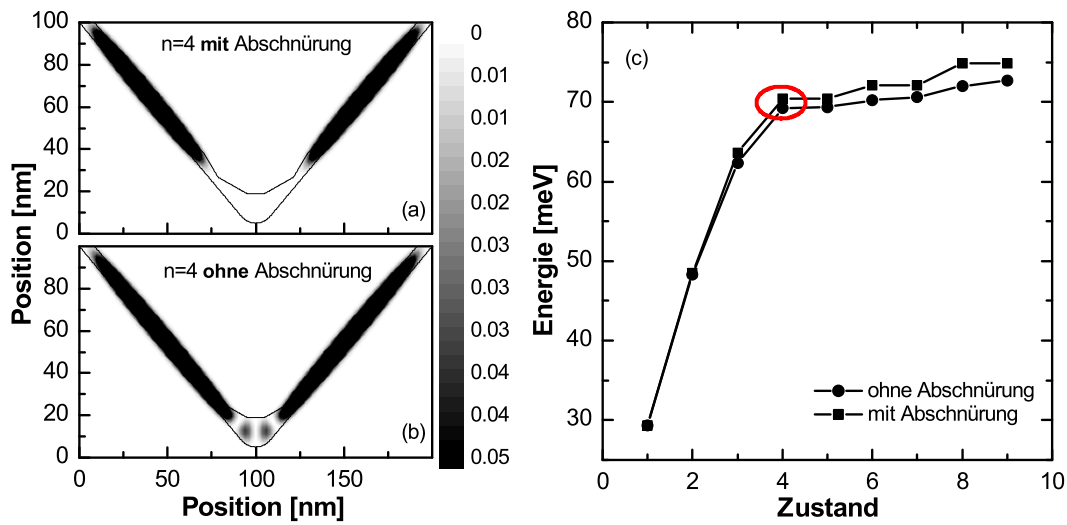
**Abbildung 7.14:** Idealisierte V-Graben-Profile für eine Simulation mit und ohne Abschnürung zwischen Quantendraht und Seitenflächen.



**Abbildung 7.15:** Normierte Elektron-Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Eigenzustände für  $d_{\text{SQW}} = 6$  nm *ohne* Abschnürung zwischen QWR und SQW. Anders als im Falle  $d_{\text{SQW}} = 6$  nm *mit* Abschnürung aus Abb. 7.7 sind hier die Ladungsträgerverteilung für  $n = 4, 5, 6, 7$  und  $8, 9$  qualitativ verschieden.

SQW. Die Dicke dieser Verengung ist, wie z.B. in Kapitel 7.4.1 erkennbar, unter anderem eine Funktion der deponierten GaAs-Schichtdicke, hängt aber auch von Wachstumstemperatur und verwendeter Galliumquelle ab. Eine qualitative Betrachtung der sehr effektiven Trennung von 2D und 1D Elektronen-Wellenfunktionen, die in Abschnitt VI für eine frustrierte 3D→2D→1D Relaxation optisch angeregter Ladungsträger verantwortlich gemacht wird, soll anhand eines Vergleiches einer realen Struktur und einer um die Abschnürung bereinigten Struktur, wie sie in Abb. 7.14 dargestellt sind, vorgenommen werden. Betrachtet man zunächst wieder die normierten Elektron-Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der einzelnen Eigenzustände des Profils ohne Abschnürung in Abb. 7.15 im Vergleich zu dem mit Abschnürung aus Abb. 7.7, erkennt man für  $n = 1$  und  $n = 2$  nur marginale Abweichungen und  $n = 3$  ragt in dem nicht abgeschnürten QWR nur wenig weiter in den SQW als seine eingeeengte Variante. Aber schon  $n = 4$  zeigt, daß ein Fehlen der Verengung zu einem deutlichen räumlichen Überlapp mit  $n = 1, 2, 3$  führt. Eine etwas modifizierte Darstellung des

$n = 4$  Zustandes in Abb. 7.16(a) und (b) offenbart für das nicht abgeschnürte Profil zudem eine auch im QWR nicht verschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit, die für zusätzlichen Überlapp mit den niedrigeren Eigenfunktionen führt. Dieses Verhalten setzt sich dann qualitativ auch für die höheren Quantisierungen fort. Quantitativ entnimmt man Abb. 7.16 eine analoge Interpretation. Da die Abschnürung keinen nennenswerten Einfluß auf  $n = 1$  und  $n = 2$  hat, sind die Energieeigenwerte für beide Profile identisch. Erst  $n = 3$  'fühlt' die Anwesenheit der Abschnürung und hat somit im eingegengten Profil eine höhere Quantisierungsenergie. Alle Zustände des SQW liegen in der nicht beschränkten Profilvariante aufgrund ihrer größeren Ausdehnung generell unterhalb ihrer verkürzten Pendants.<sup>5</sup>

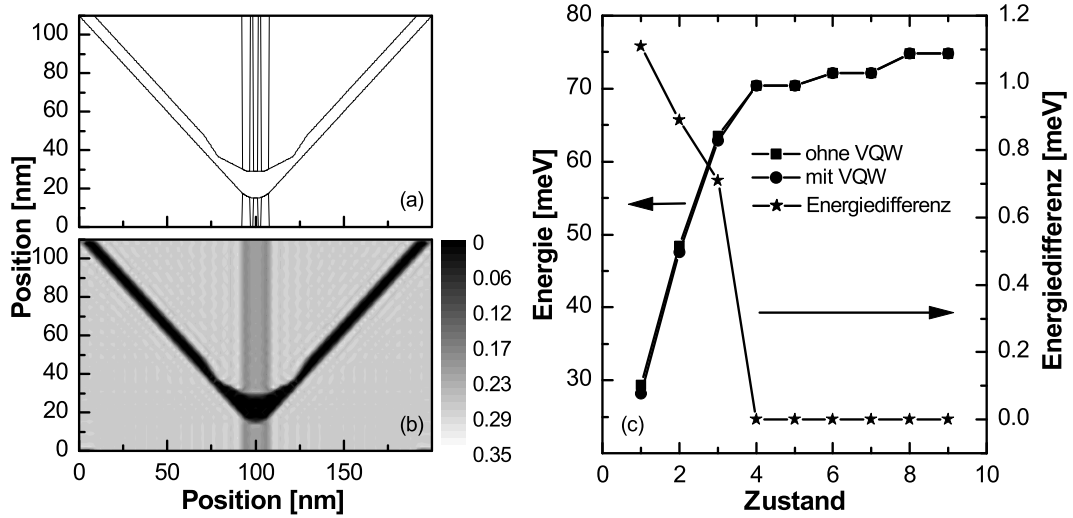


**Abbildung 7.16:** Links: Normierte Elektron-Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für den Eigenzustand  $n = 4$  für  $d_{\text{SQW}} = 6$  nm (a) mit und (b) ohne Abschnürung. Rechts: Energieeigenwerte der Eigenzustände für  $d_{\text{SQW}} = 6$  nm mit und ohne Abschnürung. Anscheinend ist der Einfluß auf Grundzustandsquantisierung und Subbandabstände trotz deutlich unterschiedlicher Wellenfunktionen marginal.

#### 7.4.5 Einfluß der vertikalen $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Entmischung

Abschließend in der Diskussion undotierter Strukturen soll nun der Frage nachgegangen werden, welchen Einfluß der, in bisherigen Simulationen vollständig vernachlässigte, vertikale Quantentopf, also die örtliche Variation der  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Konzentration, auf die Wellenfunktionen und die Eigenenergien der gebundenen Zustände hat. Entsprechend der Untersuchungen in Kapitel 5.3.3 wurde der VQW als dreifach aufgespaltene  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Struktur im Eingangsprofil Abb. 7.17(a) realisiert. Die notwendigen

<sup>5</sup>Es ist allerdings zu vermuten, daß in einer realen Struktur mit deutlich längeren SQWs die energetische Anhebung aufgrund der Abschnürung geringer ausfällt.



**Abbildung 7.17:** (a) Eingangsprofil mit  $d_{\text{SQW}} = 6$  nm erweitert um den vertikalen Quantentopf. (b) Aus (a) berechnetes Eingangspotential nach Rücktransformation aus der Fourier-Darstellung in einer endlichen Anzahl ebener Wellen. Man erkennt deutlich sowohl die GaAs-Schicht, als auch den nicht perfekt beschriebenen VQW. (c) Energieeigenwerte der Eigenzustände für das Potential in (b) im Vergleich zu denen der Struktur  $d_{\text{SQW}} = 6$  nm ohne VQW aus Abb. 7.8.

Dickeninformationen wurden Tabelle 5.1 entnommen. Vereinfachend wurde die Aluminiumkonzentration in allen drei Streifen zu ca. 20% festgelegt und die Aufweitung direkt oberhalb des Quantendrahtes vernachlässigt. Eine Rücktransformation der Entwicklung in ebene Wellen zeigt Abb. 7.17(b). Man erkennt deutlich, daß der, aufgrund der sehr dünnen Strukturen nicht perfekt beschriebene, vertikale Quantentopf energetisch zwischen GaAs und  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  liegt. Die Lösung der Schrödingergleichung auf diesem Potential führt zu Elektronen-Aufenthaltswahrscheinlichkeiten, die sich nur unwesentlich von denen der Struktur ohne VQW in Abb. 7.7 unterscheiden und daher hier nicht gesondert dargestellt werden. Erwartungsgemäß differieren auch die Energieeigenwerte im Quantendraht in Abb. 7.17(c) nur um maximal 1.1 meV, wobei die Quantendraht-Eigenzustände in der Struktur mit VQW trotz eines insgesamt um 10 nm *größeren* Berechnungsfensters energetisch konsequent *unterhalb* denen der Struktur ohne VQW liegen. Diese Beobachtung und die Tatsache, daß die Eigenenergien im SQW für beide Strukturen im Rahmen der Rechengenauigkeit sogar identisch sind, lassen den Schluß zu, daß die Energieabweichungen im Quantendraht kein numerisches Artefakt sind, insbesondere da man bei einer Vergrößerung des Berechnungsfensters und beibehaltener Anzahl ebener Wellen normalerweise einen Energieanstieg beobachtet. Die energetische Absenkung der Quantendrahtzustände erklärt sich qualitativ allerdings leicht mit der durch den VQW abgesenkten Höhe der Barriere.

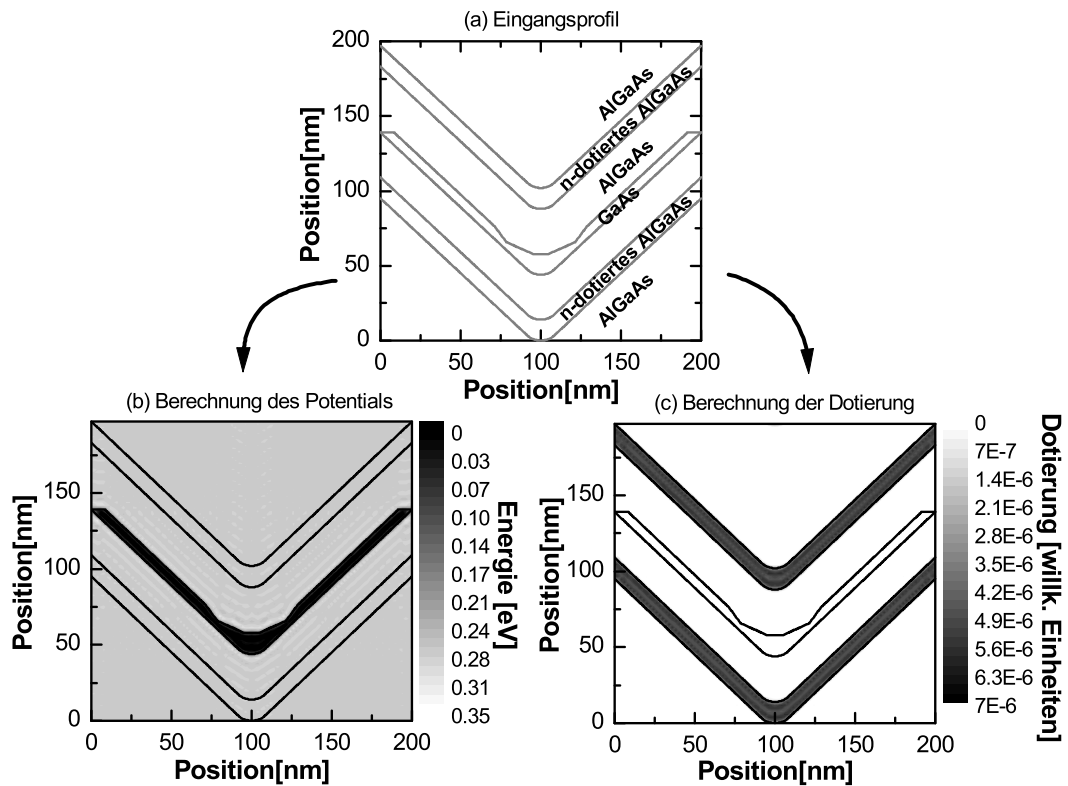
## 7.5 Dotierte Quantendrähte

Wie oben schon angedeutet, gestaltet sich die Simulation dotierter Strukturen aufgrund der geforderten Selbstkonsistenz deutlich schwieriger. Hinsichtlich einer akzeptablen Rechenzeit muß man entweder bei der Anzahl der Iterationen oder aber bei der Anzahl der ebenen Wellen einen Kompromiß eingehen. Aufgrund der dadurch ungesicherten Ergebnisse, soll hier nur exemplarisch dargestellt werden, welchen Einfluß eine mittlere Ladungsträgerdichte von  $l_{\text{den}} = 4 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$  im Quantendraht auf die Energieeigenwerte und Wellenfunktionen hat. Die Simulation wurde mit  $70 \times 70$  ebenen Wellen und 20 Iterationen durchgeführt.

Abb. 7.18(a) zeigt zunächst das Eingangsprofil der Simulation. Das aus Abb. 7.6 bekannte GaAs-Profil mit  $d_{\text{SQW}} = 6 \text{ nm}$  liegt nun mittig mit jeweils 30 nm Abstand zwischen zwei an den Seitenflächen 10 nm dicken n-dotierten Bereichen des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barrierenmaterials. Im realen Wachstumsexperiment ist aufgrund der relativ zum Kristallvolumen geringen Dotieratomkonzentration in der Größenordnung von  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  davon auszugehen, daß eine Dotierung mit Silizium keinen Einfluß auf das selbstorganisierte Profil des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  hat. Daher wurden die oberen und unteren Grenzen der Dotierung ohne Berücksichtigung von eventuell auftretenden Verschmierungen identisch zu der unteren Grenze der GaAs-Schicht gewählt. Mit Hilfe der Simulations-Eingangsdaten, die jedem Schichtbereich des Eingangsprofils die notwendigen physikalischen Daten wie Bandkantenoffset, dielektrische Konstante und Dotierung zuordnet, führt das Eingangsprofil aus Abb. 7.18(a) dann zu dem Eingangspotential der Schrödingergleichung in Abb. 7.18(b) und der entsprechenden Darstellung der ortsfesten Dotierung in Abb. 7.18(c). Da Abb. 7.18(b) und (c) aus der Rücktransformation der Entwicklung in eine endliche Anzahl ebener Wellen entstanden sind, sind sie nicht exakt deckungsgleich mit dem Eingangsprofil. Trotzdem kann auch bei den hier verwendeten  $70 \times 70$  ebenen Wellen noch von einer zumindest vernünftigen Beschreibung gesprochen werden.

Besonderes Augenmerk verdient an dieser Stelle nochmal die Funktion des Dotierprofils in Abb. 7.18(b). Es handelt sich hier um Bereiche *positiver* Raumladung, da in der Simulation (zugegeben etwas realitätsfremd) im ersten dotierten Iterationsschritt von einer vollständigen Ionisation aller Dotieratome ausgegangen wird und sich die zugehörigen freien Elektronen alle in der GaAs-Schicht befinden. Für die Simulation einer elektrisch neutralen Struktur ist demnach darauf zu achten, daß die in die Simulation als Eingangsparameter eingehende lineare Ladungsträgerdichte (vgl. Kapitel 6.3.2) in der Summe der Elektronen der Summe der Dotieratome entspricht.

Dem aufmerksamen Leser wird zudem nicht entgangen sein, daß das GaAs-Profil am rechten und linken Ende in einem Punkt zusammenläuft, die wahre Dicke der Seitenfläche also nicht bis zum Rand des Berechnungsfenster weitergeführt wird. Diese Wahl des Profilverlaufes wurde schon in Abb. 7.4 ohne besonderen Kommentar getroffen und ist bisher nicht besonders aufgefallen, da die Seitenfläche üblicherweise mit dem *oberen* Rand des Berechnungsfensters endeten. Im Falle der Eingangsprofils aus Abb. 7.18(a) würden analoge, bis zum *seitlichen* Rand des Berechnungsfensters konstante Dicken aufgrund der periodischen Randbedingungen zu der zunächst nicht



**Abbildung 7.18:** Das Eingangsprofil (a) der Simulation wird im Programm in das Startpotential der Schrödingergleichung (b) und in eine Verteilung der ortsfesten Ladungsträger (c) umgesetzt. Vereinfachend geht man von vollständig ionisierten, also positiv geladenen Dotierprofilen aus.

offensichtlichen Ausbildung eines Quantendrahtes führen, der häufig in zwei benachbarten Fenstern liegt.

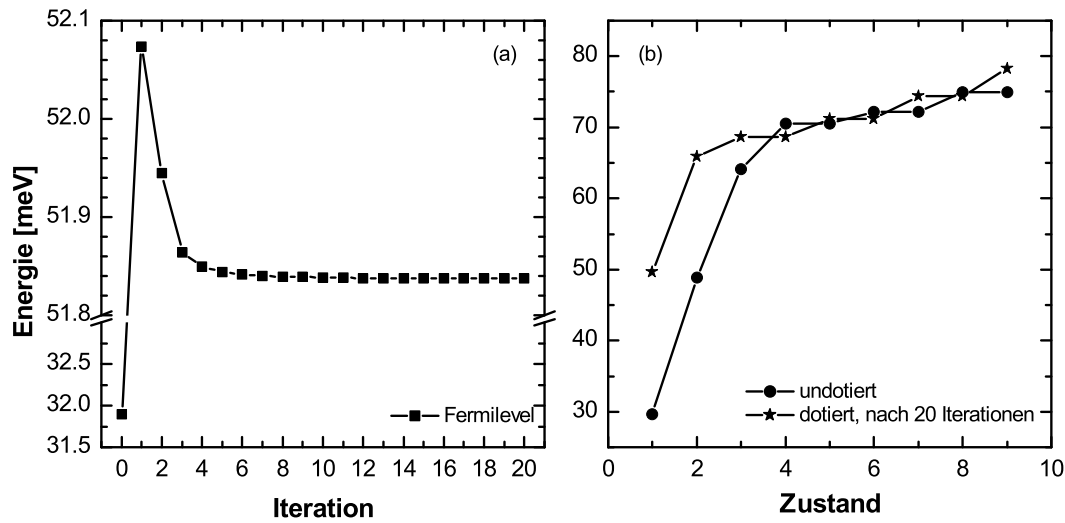
### 7.5.1 Qualität der Selbstkonsistenz

Vor einer Auswertung der Simulationsergebnisse steht zunächst die Frage der numerischen Qualität der Simulation und an dieser Stelle insbesondere die Untersuchung, ob die Simulation im Rahmen der festen Anzahl von Iterationen selbstkonsistent ist. Eine qualitative Auswertung kann dabei z.B. über die Änderung der Fermienergie von Iteration zu Iteration vorgenommen werden, wie sie in Abb. 7.19(a) dargestellt ist. Man erkennt deutlich, daß sich die Fermienergie schon nach wenigen Iterationen nur noch marginal ändert und kann daher von einer selbstkonsistenten Lösung ausgehen.

### 7.5.2 Verschiebung der Quantisierungsenergien

Vergleicht man in Abb. 7.19(b) die Energieeigenwerte der dotierten mit denen der undotierten Struktur, findet man entsprechend Abb. 6.1 eine durch die Coulombwech-

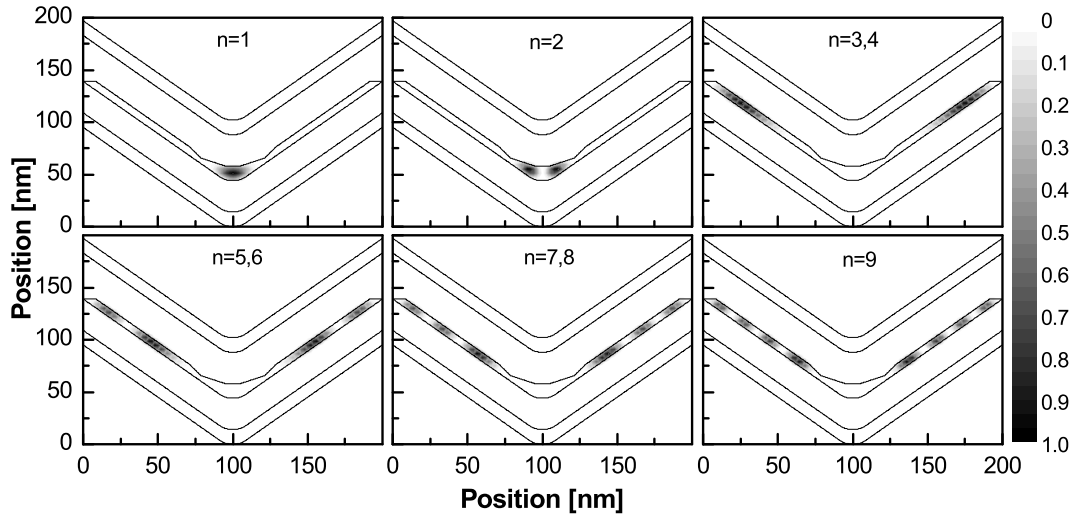




**Abbildung 7.19:** (a) Verlauf der Fermienergie mit zunehmender Anzahl von Iterationen. Der große Sprung zwischen der 0. und 1. Iteration erklärt sich mit der in der 0. Iteration noch vollständig fehlenden Coulombwechselwirkung. Ab der 8. Iteration ist das System hinreichend selbstkonsistent. (b) Vergleich der Energieeigenwerte für die undotierte (0. Iteration) und selbstkonsistent dotierte (20. Iteration) Struktur aus Abb. 7.18(a). Erwartungsgemäß steigt die Grundzustandsquantisierung stark an.

selwirkung energetisch um ca. 20 meV stark angehobene Grundzustandsquantisierung in der dotierten Struktur. Diese Verschiebung der Quantisierungsenergie ist auch für den zweiten Eigenzustand  $n = 2$  mit ca. 16 meV noch verhältnismäßig groß, während die nachfolgenden Zustände  $n > 2$  eng bei, und teilweise energetisch sogar unterhalb der undotierten liegen. Die für den Übergang von eindimensional zu zweidimensional ausgedehnten Wellenfunktionen typische, deutlich Abnahme der Subbandabstände legt dabei die Vermutung nahe, daß die dotierte Struktur im Gegensatz zu der undotierten nur noch zwei Quantendrahtzustände aufweist. Diese Annahme kann durch die Darstellung der Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeiten in Abb. 7.20 bestätigt werden.

Interessant ist allerdings auch eine Diskussion der Energieeigenwerte der in der Seitenfläche zweidimensional ausgedehnten Wellenfunktionen. Da die gewählte Dotierung, wie anhand Abb. 7.19(a) und (b) zu entnehmen ist, nur zur Besetzung Quantendraht-Grundzustandes führt, der räumlich gut von den SQW-Zuständen getrennt ist, wird man anders als im Falle eines einfachen Quantentopfes in Abb. 6.1 keine zusätzliche Coulombwechselwirkung und damit keine Anhebung der Quantisierungsenergien in der Seitenfläche erwarten. Daß hier die SQW-Energieeigenwerte im Vergleich mit der undotierten Simulation sogar abgesenkt sind, könnte mit dem Einfluß der positiv geladenen Dotierschichten erklärt werden, die u.U. zu einem stärkeren Eindringen der Wellenfunktionen in die Barriere führen.



**Abbildung 7.20:** Elektronenaufenthaltswahrscheinlichkeiten in einer dotierten Struktur mit einer linearen Ladungsträgerdichte von  $4 \times 10^7 \text{ cm}^{-1}$  im Quantendraht. Die zusätzliche Coulombwechselwirkung der freien Ladungsträger führt im Vergleich zu der undotierten Simulation in Abb. 7.7 zu einem Verlust eines eindimensionalen Quantendrahtzustandes.

## 8 Diskussion und Zusammenfassung

Die hier vorgestellten Simulationsergebnisse der quantisierten Zustände in einem System, das aus einer komplexen Anordnung untereinander verbundener Strukturen verschiedener Dimensionalität besteht, unterstreicht eindrucksvoll die Fähigkeiten eines stark vereinfachten Ansatzes. Er zeigt zunächst, daß in den betrachteten V-Gräben wirklich auf den QWR beschränkte (quasi-) eindimensionale Wellenfunktionen zu erwarten sind. Allein diese Aussage ist experimentell nur mit aufwendigen, orts aufgelösten oder zeitabhängigen Lumineszenzuntersuchungen zu erlangen. Zusätzlich können anders als in Berechnungsansätzen, die auf der Verwendung von speziellen Eigenfunktionen beruhen [49, 50], die Einflüsse der experimentell beeinflussbaren Strukturmerkmale in ihren Tendenzen verdeutlicht werden und somit ein optimiertes Design prognostiziert werden.

Nicht zu vernachlässigen sind jedoch die in Abschnitt 7.2 beschriebenen Einschränkungen des gewählten Modells, die eine quantitative Analyse der Simulationen und besonders den direkten Vergleich mit optischen Spektren in Kapitel 14.3 problematisch erscheinen lassen. Leider handelt es sich bei all diesen Problemen um dem Ansatz inhärente Eigenschaften, die nur durch Wahl einer besser angepassten Berechnungsmethode umgangen werden können. Der wohl typische Ansatz im Ortsraum basiert auf der Methode der Finiten Differenzen (FDM), aber auch die Finite Elemente Methode (FEM) findet in manchen Ansätzen Anwendung [51, 52]. Der Vorteil dieser Methoden liegt auf der Hand: Durch die Wahl geeigneter Randbedingungen können

leicht zusätzliche externe elektrische Felder (Gates) oder auch nicht vernachlässigbare Oberflächenzustände berücksichtigt werden. Insbesondere aber durch die Wahl eines geeignet angepassten Gitters, u.U. sogar durch ein selbstjustierendes Verfahren, kann die Rechengenauigkeit selektiv in den interessanten Bereichen erhöht werden und gleichzeitig der numerische Aufwand auf ein zu bewältigendes Maß beschränkt werden. Ein entsprechendes Projekt unter Kooperation mit Herrn Prof. Bungartz (Universität Augsburg) wurde in den letzten Monaten dieser Arbeit angedacht, konnte aber leider nicht mehr realisiert werden.



## Teil V

# Visualisierung quantisierter Zustände

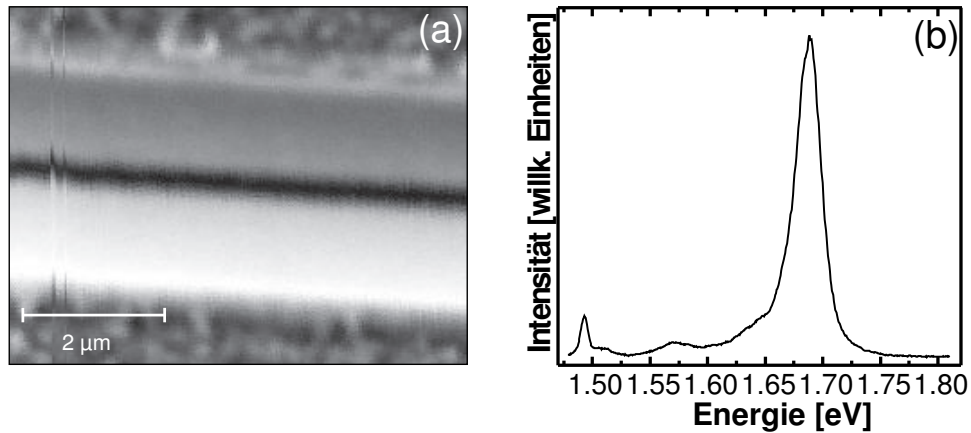
Die Abschnitte [III](#) und [IV](#) belegen, daß MOVPE Wachstum auf V-förmig vorstrukturierten Substraten zu der Bildung eines eindimensional quantisierten Systems für Elektronen wie für Löcher führen sollte. Üblicherweise charakterisiert man solche Proben zunächst mittels *Photolumineszenzuntersuchungen* (PL), d.h. durch Analyse photogenerierter, strahlend rekombinierender Elektronen-Loch Paare, wie sie noch ausführlich in Abschnitt [VI](#) behandelt werden. Die Existenz der verschiedenen, zum Teil miteinander verbundenen quantisierten Elemente in den hier betrachteten Strukturen macht eine zweifelsfreie Zuordnung zu den auftretenden Übergangsenergien allerdings oft sehr schwierig und setzt eine tiefgreifende Erfahrung im Studium optischer Spektren solcher Nanostrukturen voraus. Die beiden, aus diesem Grund im folgenden Kapitel zuerst vorgestellten, Methoden der orts aufgelösten spektralen Analyse visualisieren dagegen anschaulich die generelle Existenz eines Quantendrahtes und ermöglichen zusätzlich die eindeutige Zuordnung von Orten strahlender Rekombination zu den auftretenden Maxima in den integralen Lumineszenzspektren.

## 9 Kathodolumineszenz an Oberflächen

Die im Rahmen dieses Kapitels vorgestellten Kathodolumineszenz-Untersuchungen (CL) an V-Graben-Quantendrähten wurden in einer Kooperation mit der u.a. in der Untersuchung von Halbleiternanostrukturen erfahrenen [\[53, 54, 55, 56\]](#) Arbeitsgruppe von Prof. J. Christen an der Universität Magdeburg durchgeführt. Die experimentelle Durchführung verdanken wir T. Riemann [\[57\]](#).

### 9.1 Probenbeschreibung

Anhand der im Anhang [A.2](#) beschriebenen Anregungsmechanismen der Kathodolumineszenzspektroskopie ist verständlich, daß diese Methode nur Informationen aus einer im wesentlichen durch die Strahlenergie vorgegebene begrenzten Eindringtiefe vermitteln kann. Für Lumineszenzuntersuchungen senkrecht zur (001) Oberfläche muß aufgrund der vergrabenen GaAs-Schicht eine sinnvolle Abwägung zwischen Strahlenergie und Auflösung getroffen werden. Entsprechend dieser Vorgabe wurde die Probe N118/el gewählt, deren einzelne, den Quantendraht formende GaAs-Schicht ca. 100 nm unter der Oberfläche liegt. Den detaillierten Schichtaufbau findet man in Anhang [B.3](#). N118/el wurde, wie in Kapitel [5](#) beschrieben, mit induziertem polykristallinen Wachstum auf der nicht entfernten SiO<sub>2</sub>-Schicht hergestellt. Der untersuchte Ausschnittsbereich eines einzelnen V-Grabens ist in Abb. [9.1\(a\)](#) dargestellt und zeigt das epitaktische Wachstum im V umgeben von polykristallinem Material.



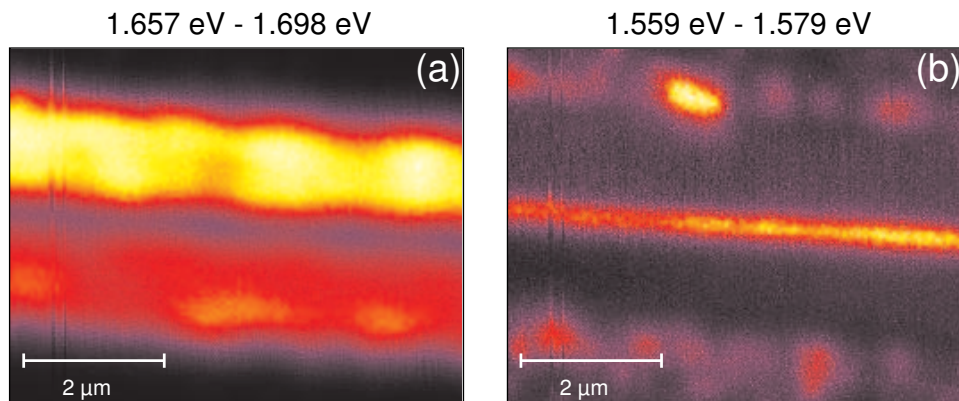
**Abbildung 9.1:** (a) REM-Aufsicht auf einen Ausschnitt eines V-Grabens der Probe N118/el. Der Quantendraht verläuft horizontal in der Mitte, parallel oben und unten ist jeweils das polykristalline Wachstum zu sehen. (b) Das über die in (a) gezeigte Oberfläche integrierte Lumineszenzspektrum der Probe N118/el.

## 9.2 Ortsaufgelöste Lumineszenz

Betrachtet man in Abb. 9.1(b) das über die gesamte in Abb. 9.1(a) gezeigte V-Graben-Oberfläche aufgenommene integrale Lumineszenzspektrum, lassen sich zunächst vier verschiedene Rekombinationsenergien unterscheiden. Während Rekombination bei 1.51 eV und 1.49 eV zweifellos aus der dreidimensionalen GaAs-Deckschicht bzw. dem Substrat und den darin enthaltenen Kohlenstoff-Störstellen stammt, müssen die beiden weiteren Maxima bei 1.57 eV und 1.68 eV aus quantisierten GaAs-Strukturen resultieren. Die korrespondierende, ortsaufgelöste Intensitätsdarstellung im Bereich von 1.67 eV bis 1.70 eV in Abb. 9.2(a) identifiziert den hochenergetischen Peak erwartungsgemäß mit den relativ zum Quantendraht sehr viel dünneren Seitenflächen. Die etwa um eine Größenordnung höhere Intensität erklärt sich ohne weitere Berücksichtigung von Ladungsträgerdynamik durch den großen Anteil der SQWs an der betrachteten Gesamtfläche und den geringeren Abstand zur Oberfläche.

Deutlich erkennbar ist sowohl die unterschiedlich starke Intensität des im Bild oben gelegenen SQW zum unteren SQW, sowie ausgeprägte laterale Fluktuationen entlang des oberen SQW. Während die Unterschiede in der SQW-Intensität vermutlich ein geometrisches Artefakt der Detektion in dem Kathodolumineszenzaufbau darstellen, wurden Hinweise auf Dickenfluktuationen entlang des SQW schon anhand der nur morphologische Aspekte berücksichtigenden REM Aufnahme in Abb. 5.3 in Kapitel 5.2 beobachtet. Allem Anschein nach führen geringste Variationen in der mittels optischer Lithographie definierten Ätzmaste schon zu Dickenvariationen der SQWs.

Anhand von Abb. 9.2(b) erkennt man, daß der Ursprung der Lumineszenz bei 1.57 eV in der Spitze des V-Grabens liegt. Da sich an dieser Stelle sowohl QWR als auch VQW befinden, ist eine indirekte Zuordnung zum Quantendraht nur un-



**Abbildung 9.2:** Ortsaufgelöste Intensitätsdarstellung des V-Graben-Ausschnittes in Abb. 9.1(a) für zwei ausgewählte Rekombinationsenergien. Es ist zu beachten, daß im Experiment nicht die Detektion, sondern die Anregung ortsaufgelöst ist.

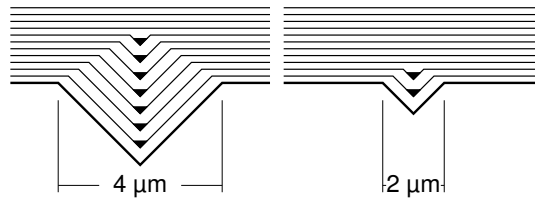
ter Berücksichtigung der EDX-Untersuchungen aus Kapitel 5.3.3 möglich, denn die dreigeteilte Struktur mit ca. 20% Aluminiumanteil läßt eine deutlich höhere Quantisierungsenergie vermuten. Die Homogenität des QWR scheint im Rahmen der Auflösung von ca. 250 nm sehr gut und erscheint insbesondere nicht offensichtlich von den Fluktuationen entlang der SQW's beeinträchtigt.

## 10 Kathodolumineszenz an Spaltflächen

Ganz offensichtlich geben Untersuchungen an der Probenoberfläche noch nicht alle Details einer V-Grabenstruktur preis, die man anhand der TEM-Aufnahmen vermuten würde. Daher befaßt sich der folgende Abschnitt mit der naheliegenden Untersuchung einer V-Graben-Spaltfläche mittels Kathodolumineszenz, anhand der eine Unterscheidung zwischen QWR und VQW vorgenommen werden kann.

### 10.1 Probenbeschreibung

Geeignete Oberflächen zur Untersuchung von V-Graben-Querschnitten können ohne großen Aufwand durch Spalten der Proben senkrecht zum Quantendraht entlang  $[0\bar{1}1]$  hergestellt werden. Dabei kann es sich sowohl um Einzeldrahtstrukturen des letzten Kapitels, als auch um in Wachstumsrichtung gestapelte Quantendrähte handeln. Hinsichtlich vergleichender Untersuchungen mittels optischer Nahfeldmikroskopie (SNOM) im folgenden Kapitel 11 wurde für die hier vorgestellten Untersuchungen mit der Probe N574/opt eine gestapelte Anordnung gewählt, die später entscheidende praktische Vorteile bei der SNOM-Analyse hat. Anhand der Detaildaten aus Anhang B.4 entnimmt man eine wiederkehrende Abfolge von 250 nm Barrierenmaterial und 3 nm GaAs, die abhängig von der Öffnungsweite des betrachteten V-Grabens schon nach einer bis ca. acht Wiederholungen zu einer Planarisierung der Oberfläche führen



**Abbildung 10.1:** Schematische Darstellung der planarisierten Probe N475/opt. Die Öffnungsweite des V's bestimmt die Anzahl der vorhandenen Quantendrähte.

sollte. Da die Probe N574/opt nach Entfernen der  $\text{SiO}_2$ -Maske gewachsen wurde, entstehen auf den oberen (100) Flächen zusätzliche, quasi-zweidimensional ausgedehnte Quantentöpfe, die nach Auffüllen des V's in ein einfaches 2DEG-Übergitter übergehen. Im folgenden sollen diese Strukturen mit dem Kürzel TQW (engl. *top quantum well*) bezeichnet werden. Eine Schemazeichnung der gewachsenen Struktur für 2  $\mu\text{m}$  und 4  $\mu\text{m}$  Öffnungsweiten zeigt Abbildung 10.1.

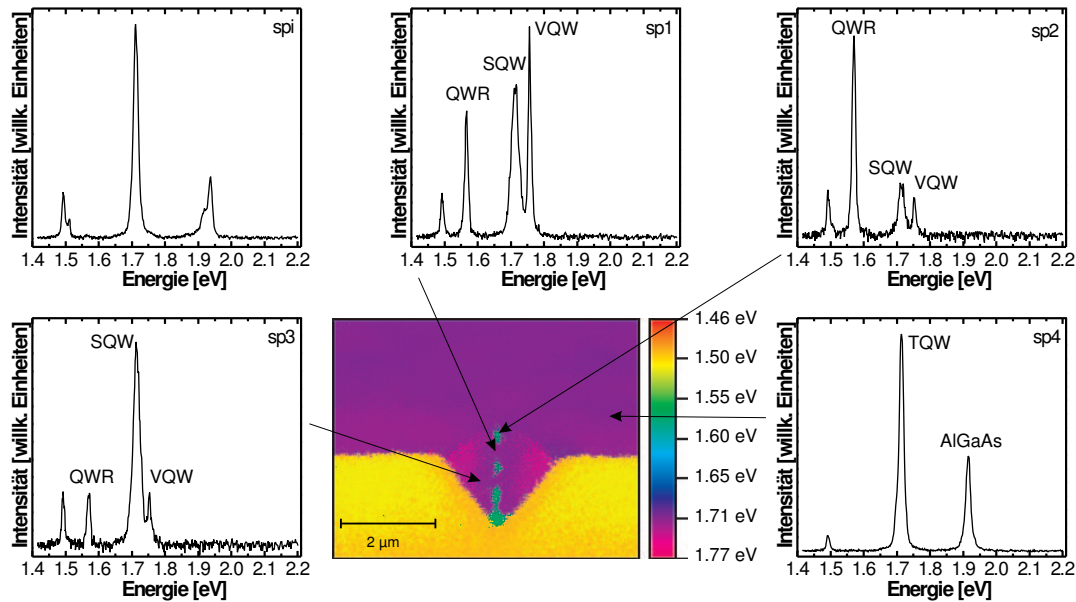
#### 10.1.1 Ortsaufgelöste Lumineszenz

Abb. 10.2 zeigt eine detaillierte Analyse der strahlend rekombinierenden Bereiche eines V-Graben-Querschnitts. Während das mittig angeordnete Falschfarbenbild zunächst einen Eindruck über die örtlich dominierenden Wellenlängen gibt, zeigen *sp1* bis *sp4* die Spektren an ausgewählten Anregungspunkten der Probe. Vergleicht man das integrale Spektrum *spi* mit Abb. 9.1(b) findet man ähnliche Intensitätsmaxima bei 1.71 eV, 1.56 eV und 1.49-1.51 eV. Zusätzlich erkennt man noch Rekombination in der dreidimensionalen AlGaAs-Barriere bei ca. 1.92 eV. Die wellenlängenabhängige Darstellung differenziert deutlich die geätzte Substratoberfläche von der Epitaxieschicht. Zudem findet man Andeutungen der Quantendrahtlumineszenz an vier Punkten auf einer Linie senkrecht zur V-Graben Spitze. Aufgrund der durch die Darstellungsform begrenzten Strukturauflösung ist eine zusätzliche Auswertung der Spektren *sp1* und *sp2* hilfreich bei der Unterscheidung von QWR und SQW. Das lokale Spektrum *sp1*, das bei Anregung zwischen der im Falschfarbenbild punktförmig erkennbaren Lumineszenzen (1.56 eV) entsteht, verdeutlicht eine im integralen Spektrum nur angedeutete Rekombination bei ca. 1.76 eV. Da diese Übergangsenergie deutlich oberhalb der des SQW (vgl. auch *sp3*) liegt, kann es sich hier nur um den VQW handeln, übereinstimmend mit seiner dreigeteilten Barrierenstruktur mit wechselnd hohem und niedrigem Aluminium-Anteil. Damit ist Lumineszenz bei 1.56 eV eindeutig den vertikal gestapelten Quantendrähten zuzuordnen.

#### 10.1.2 Einfluß gestapelter Quantendrähte

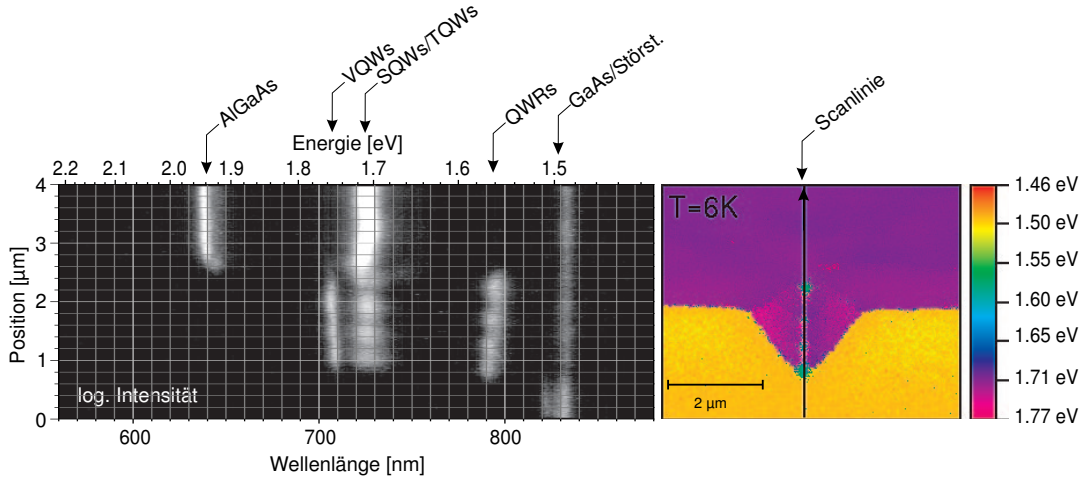
Ausgehend von den Ergebnissen aus Abschnitt III ist bekannt, daß die hier gewählte Quellenkombination und Wachstumstemperatur zu einem langsamen Füllen des V's, d.h. zu einer kontinuierlichen Reduktion der Oberfläche führt. Bei gleichbleibender





**Abbildung 10.2:** Kathodolumineszenz an der Spaltfläche der Probe N754/opt. Mitte: Auftragung der an einem Rasterpunkt der Anregung dominierenden Rekombinationsenergien in Falschfarbendarstellung. Deutlich zu unterscheiden sind das Substrat von der Epitaxieschicht und die vier, den Quantendrähten zuzuordnende Punkte entlang einer Linie senkrecht zur V-Graben-Spitze. (spi,sp1-sp4): Lumineszenzspektren bei ausschließlicher Anregung der ausgewählten Orte.

Materialzufuhr ist daher zu erwarten, daß die Wachstumsraten kontinuierlich zunehmen, relativ zueinander jedoch konstant bleiben. Dieses Verhalten kann überzeugend anhand einer spektral aufgelösten Intensitätsverteilung entlang einer vorgegebenen Linie dargestellt werden. In Abb. 10.3 liegt diese Linie, wie in der wellenlängenabhängigen Darstellung (rechts) angedeutet, senkrecht in der Spitze des V-Grabens. Die Analyse des Spektrums in Abhängigkeit der Strahlposition zeigt die im nicht-planaren Bereich erwartete Lumineszenz aus den VQWs bei ca. 1.76 eV und QWRs bei ca. 1.56 eV, die entsprechend der Auflösungsgrenze bei einem ungefähren Abstand von 300-400 nm noch als einzelne, gegeneinander versetzte, Maxima zu erkennen sind. Die gleichermaßen sichtbare und in einzelne Maxima unterteilte Lumineszenz bei 1.71 eV stammt aus den SQWs. Dies erscheint auf den ersten Blick verwunderlich, da die SQWs nicht im Bereich der in Abb. 10.3 markierten Linie liegen. Es ist an dieser Stelle deshalb wichtig, nochmal auf die Methode der Ortsauflösung in Kathodolumineszenzuntersuchungen hinzuweisen. Das in einem Rasterbild einem Punkt zugeordnete Lumineszenzspektrum stammt *nicht* selber exakt von diesem Punkt, sondern entsteht durch globale Kollektion bei *Anregung* dieses Punktes mit dem Elektronenstrahl. Folglich führen die unvermeidliche Strahlaufweitung, aber insbesondere auch Ladungsträgerdiffusion zu Lumineszenzsignalen aus Strukturen, die mehrere 100 nm vom Ort der



**Abbildung 10.3:** Kathodolumineszenzspektren (links) entlang der im Energie-Falschfarbenbild (rechts) senkrecht zu der Spitze des V-Grabens verlaufenden Anregungslinie.

Anregung entfernt sein können. Interessant erscheint in diesem Zusammenhang, daß die Maxima der SQWs in Abb. 10.3 parallel zu den Maxima der VQWs und nicht, wie vielleicht zu erwarten gewesen wäre, neben den Maxima der QWRs liegen. Es liegt damit die Vermutung nahe, daß die Strahlaufweitung einen untergeordneten Effekt spielt und Ladungsträgerdiffusion für das Auftreten von SQW-Lumineszenz verantwortlich ist. Während heiße, in den Quantendrähten erzeugte Elektronen-Loch-Paare anscheinend im GaAs der Drähte lokalisiert bleiben und dort an die Bandkante relaxieren, können die in den VQWs, also im  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  angeregte Ladungsträgerpaare bis in die Seitenflächen diffundieren und dort strahlend rekombinieren.

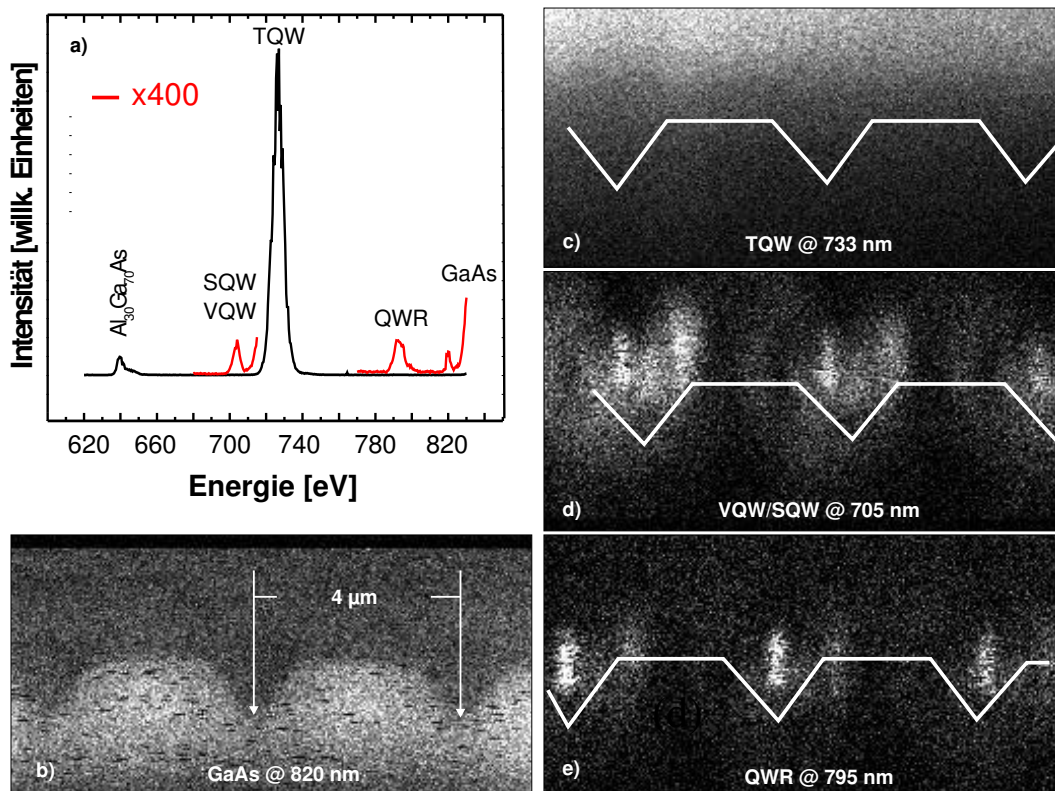
Besonders erstaunlich ist auch das Verhalten der  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Lumineszenz, die trotz logarithmischer Darstellung erst in den planarisierten Bereichen der TQWs detektierbar scheint. Offensichtlich ist  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Rekombination, in den V's stark unterdrückt. Ursächlich für dieses Verhalten kann zum einen eine reduzierte Materialqualität des auf hochindizierten Flächen gewachsenen Materials sein, aber auch Ladungsträgerdiffusion in Richtung des planaren  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  aufgrund leicht erhöhter Al-Konzentration scheint möglich [58]. Zusätzlich geht man aufgrund von zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen von einem sehr schnellen Ladungsträgereinfang in den VQW und von dort in den QWR aus [59, 60].

## 11 Optische Nahfeldmikroskopie an Spaltflächen

Während optische Nahfeldmikroskopie (SNOM) auf V-förmigen Oberflächen aufgrund der verhältnismäßig dicken Lichtleiterspitze nur begrenzt Informationen liefern kann [61, 62, 63], ist die Abtastung einer glatten Spaltfläche bei ausreichender Probendicke verhältnismäßig leicht. Wie oben schon angedeutet, wurde im Sinne einer vergleichen-

den Analyse mit der Probe N574/opt ein System gestapelter QWRs gewählt, die nach dem Auffüllen des V's vollständig planarisieren und somit einen ausreichenden Schutz vor dem 'Abstürzen' der SNOM-Spitze von der Probe bieten. Die hier untersuchten V's sind mit 2  $\mu\text{m}$  Öffnungsweite schmäler als die aus Kapitel 10.1.1, stammen jedoch aus der gleichen Epitaxie N574.

### 11.1 Ortsaufgelöste Lumineszenz



**Abbildung 11.1:** (a) Integrales Lumineszenzspektrum an der Spaltfläche der Probe N574/opt. Bei der Aufnahme ist die SNOM-Spitze mehrere 100 nm von der Spaltfläche entfernt und die Anregung daher im Fernfeld. (b-e) Ortsaufgelöste SNOM-Intensitätsdarstellung für ausgewählte Wellenlängen bei Nahfeldspektroskopie an 2  $\mu\text{m}$  breiten V's der Probe N574/opt.

Abb. 11.1 (a) zeigt das integrale Spektrum der untersuchten Spaltfläche. In diesem Fall ist die SNOM-Spitze mehrere 100 nm von der Probe entfernt und die Anregung geschieht im Fernfeld. Anhand der bekannten Energien ist eine Zuweisung analog zu Kapitel 10.1.1 möglich und ortsaufgelöste Messungen im Nahfeld an den entsprechenden Wellenlängen führen zu den Bildern (b) bis (f). Aufgrund eines leichten Driftverhaltens der Apparatur mußte die Integrationszeit kurz gewählt werden und führte so zu einem schlechten Signal-Rausch-Verhältnis. Das angedeutete V-Profil

wurde anhand des GaAs-Signals (f) ermittelt. Aufgrund der kleineren Öffnungsweite findet man in diese Probe nur zwei Quantendrähte, bevor das Wachstum planarisiert. Gleichzeitig verschmelzen die Lumineszenz der SQW und VQW und können nicht mehr getrennt detektiert werden.

## 11.2 Ladungsträgerdiffusion in den Quantendraht

Wie noch in Kapitel 13 genauer behandelt werden wird, ist der indirekte Transfer  $3D \rightarrow 2D \rightarrow 1D$  der bevorzugte Mechanismus für Ladungsträgertransfer vom Barrierenmaterial in den Quantendraht. Bei den in dieser Arbeit in optischen Experimenten vorgestellten Proben ist der Transfer über den SQW aufgrund der stark ausgebildeten Abschnürung jedoch vermutlich zugunsten des VQW verhindert. Diese Tatsache kann bei einer genaueren Betrachtung der QWR-Lumineszenz in Abb. 11.2 bestätigt werden. Während die örtliche Halbwertsbreite in horizontaler Richtung ungefähr iden-

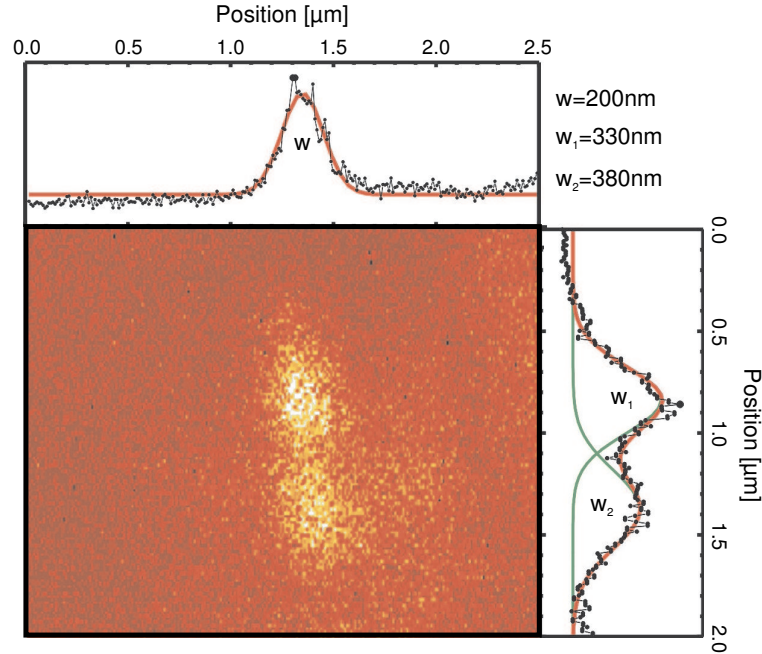


Abbildung 11.2: Detailvergrößerung der Quantendrahtlumineszenz.

tisch mit der angenommenen Spitzenapertur ist, erscheint sie in Ausbreitungsrichtung des VQW verbreitert. Hauert [63] ermittelt aus diesen Daten eine Abschätzung der Diffusionslänge zu  $L_{d1} \approx 260$  nm und  $L_{d2} \approx 320$  nm.

## 12 Zusammenfassung

Kathodolumineszenz und SNOM sind leistungsstarke Methoden, um in komplizierten Strukturen wie V-Graben-Quantendrähten den Ursprung der komplexen Lumines-

zenz zu klären. Ihre Stärke, die Auswertung von Ladungsträgerdiffusionsprozessen, konnte in diesem Kapitel mangels weiterführender Untersuchungen jedoch nur angerissen werden. Insbesondere SNOM bietet zusätzlich den zum Anregungsmodus komplementären Detektionsmodus, der aufgrund extrem niedriger Lumineszenzsignale in den vorgestellten Messungen leider nicht angewendet werden konnte.



## Teil VI

# Photolumineszenzspektroskopie an Quantendrähten

Als zerstörungsfreie Untersuchungsmethode ist Photolumineszenzspektroskopie *der* naheliegende Ansatz, die besonderen Eigenschaften eines Quantendrahtsystems zu analysieren. Mit zusätzlich variablen Parametern, wie Anregungsleistung, Proben-temperatur, Zeitauflösung oder äußeren Magnetfeldern ist das Spektrum der erfassbaren physikalisch interessanten Informationen vielfältig, in ihrer Deutung oft aber auch sehr komplex.

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Resultate wurden in enger Zusammenarbeit Jin Kim [64] und der Arbeitsgruppe von Prof. J. F. Ryan im Rahmen eines bilateralen ARC-Projektes gewonnen und in gemeinsamen Veröffentlichungen [65, 66, 67, 68, 69, 61, 70, 71] berichtet. Sie geben ein grundlegendes Verständnis eines ausgewählten Probensatzes, der aufgrund seiner Qualität und Eigenschaften einzigartig erscheint.

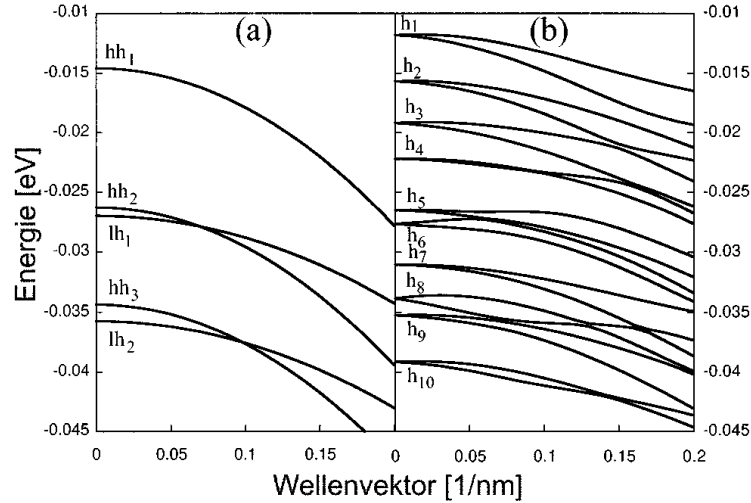
## 13 Einführung und Grundlagen

Mit den ersten experimentellen Realisierungen von V-Graben-Quantendrähten [21] wurde Photolumineszenz in einer Vielzahl von Veröffentlichungen zur Charakterisierung der zu diesem Zeitpunkt noch weitgehend unverstandenen Strukturen eingesetzt. Frühe Untersuchungen beschränkten sich zunächst auf eine Zuordnung von strahlenden Übergängen zu den ein- und zweidimensionalen quantisierten Strukturen unter der vereinfachten Beschreibung nicht untereinander verbundener rechteckiger Quantentöpfe und Quantendrähte. Die Berechnung der erwarteten Quantisierungsenergien geschah dabei auf der Basis des einfachen Ein-Teilchen-Modells für Elektronen bzw. Löcher und unter der Annahme von harmonischen Einschlußpotentialen. Zusammen mit einer fortlaufenden Verbesserung der Probenqualität richtete sich das Augenmerk von Photolumineszenzuntersuchungen dann schnell auf die besonderen, nur in eindimensionalen Systemen zu beobachtenden, Merkmale und ihre entscheidenden Unterschiede zu drei- oder zweidimensionalen Strukturen. Da eine umfassende Behandlung der damit zusammenhängenden Fragestellungen und Erkenntnisse über den Umfang dieser Arbeit hinaus geht, sollen hier nur exemplarisch einige interessante z.T. immer noch aktuelle Diskussionspunkte angerissen werden.

**Polarisationsanisotropie** Anders als im Leitungsband der Elektronen findet man im GaAs-Valenzband am  $\Gamma$ -Punkt der Brillouinzone zwei Bänder unterschiedlicher Krümmung. Man unterscheidet daher im Rahmen der effektiven Massennäherung im dreidimensional ausgedehnten GaAs-Kristall sogenannte schwere (engl. *heavy holes* - hh) und leichte (engl. *light holes* - lh) Löcher. Der Einfluß zusätzlicher Einschluß-



potentiale, d.h. die Reduktion auf zwei oder eine Dimension, führt nun zu einem *Mischen* dieser Löcherbänder am  $\Gamma$ -Punkt, also zu der Ausbildung neuer Bänder mit



**Abbildung 13.1:** Dispersion der Valenzband-Subbänder eines 2.5 nm dicken V-Graben-Quantendrahtes (a) ohne und (b) mit Berücksichtigung des Mischens von schweren und leichten Löchern (aus [72]). Wie in Quantentöpfen [73] führt das Einschlusspotential zu einer nicht-parabolischen Dispersion und einem 'Anti-Crossing' der Subbänder. Die Subbandaufspaltung außerhalb des Zonenzentrums der Brillouinzone ist auf die fehlende Inversionssymmetrie der Struktur zurückzuführen.

abweichenden Krümmungen. Dadurch entstehen Löcherzuständen mit neuen effektiven Massen (vgl. Abb 13.1), die zwischen denen von schwerem und leichtem Loch liegen. Da eine analytische Behandlung schon im zweidimensionalen Fall nicht mehr möglich ist, wurden für die verschiedensten Quantendrähte aufwendige Modelle zur Beschreibung der Löcherzustände entwickelt und mit Photolumineszenzexperimenten verglichen [74, 75, 76]. Eine der interessantesten Konsequenzen des Mischens von schweren und leichten Löchern ist allerdings eine in eindimensionalen Quantendrähten insbesondere für die wesentlichen Übergänge  $e_1$ - $h_1$ ,  $e_2$ - $h_2$ , etc. resultierende Polarisationsanisotropie [77, 72], die in verschiedenen Experimenten dieser Arbeit zur Identifikation der Quantendraht-Lumineszenz eingesetzt wurde [66].

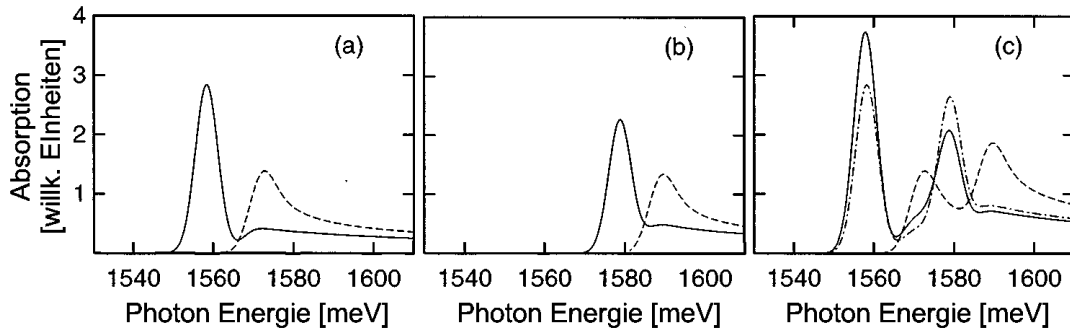
**Relaxation, Rekombination und Lokalisierung** Durch die besondere Qualität der scharfen, fast singulären elektronischen Zustandsdichte in Quantendrähten angeregt, wurden schon früh die ersten Erkenntnisse über Quantendrahtlaser [53, 78] mit niedrigen Einsatzströmen und hoher spektraler Güte veröffentlicht. Auch wenn die ersten Laser streng genommen keine Quantendrahtlaser waren, da sie aus einem hohen angeregten Zustand der Seitenflächen rekombinierten, führte die Frage nach Optimierung der Lichtausbeute zu interessanten grundlegenden Untersuchungen von Relaxationsmechanismen und Ladungsträgerlokalisierung in V-Graben-Quantendrähten.



Dabei wurde zunächst in einer Reihe von theoretischen und experimentellen Arbeiten [79, 80, 81, 82] der Ladungsträgertransfer aus dem Barrierenmaterial in den Quantendraht diskutiert, da eine schnelle Relaxation in den Grundzustand wesentlich für einen effizienten Laser ist. In einem theoretischen Ansatz erörtern Kiener et al. [59] die möglichen Mechanismen für Ladungsträgereinfang in den Quantendraht. Sie zeigen, daß der  $3D \rightarrow 2D \rightarrow 1D$  Transfer gegenüber direkter  $3D \rightarrow 1D$  Relaxation deutlich effektiver ist und somit Strukturen mit einer vertikalen  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Entmischung (vgl. Kapitel 5.3.3) besonders für Quantendrahtlaser geeignet sind, da in diesen zwei mögliche Wege für effizienten Ladungsträgereinfang vorhanden sind.

Neben der Frage der Ladungsträgerrelaxation in den Quantendrahtgrundzustand wurde auch der typischen Lebensdauer strahlender Übergänge besondere Beachtung gewidmet. Man fand, daß die Lebensdauer in den Quantentöpfen der Seitenfläche mit wenigen hundert Pikosekunden typisch für zweidimensional ausgedehnte Systeme hoher Qualität ist, die Lebensdauer im Quantendraht jedoch um eine Größenordnung verlängert ist. Abhängig von der Betrachtung dotierter oder undotierter Drähte wird für diesen Effekt entweder ein reduzierter Löchertransport in den Quantendraht [67] oder aber auch eine exzitonische Lokalisierung in den unvermeidlichen Monolagenfluktuationen des Quantendrahtes verantwortlich gemacht [83, 84, 85, 86, 87].

**Vielteilchenkorrekturen** Viele frühe theoretische Vorhersagen über die besondere Leistungsfähigkeit von niedrig-dimensionalen Quantenstrukturen basierten auf der Annahme der schon in Kapitel 1 vorgestellten scharfen 1D-Zustandsdichte und damit einer quasi-singulären Absorption an der Bandkante im Einteilchen-Bild. Die in weiterführenden Untersuchungen realistischere Berücksichtigung von mittleren oder hohen Ladungsträgerdichten im Quantendraht zeichnete dann jedoch ein anderes Bild: Anders als im Einteilchen-Bild findet man unter Einfluß der für niedrige bis mittlere Ladungsträgerdichten nicht zu vernachlässigenden Coulombwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern keine quasi-singuläre Absorption mehr. Rossi et al. [88, 89] berechnen aufbauend auf ein Modell von Ogawa et al. [90, 91] die optischen Absorptionsspektren in V-Graben-Quantendrähten, wie sie in Abb. 13.2 dargestellt sind. Anders als im Einteilchen-Modell (gestrichelte Linien) führt die Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung (durchgezogene Linien) zunächst erwartungsgemäß zu der Bildung eines starken exzitonischen Absorptionsmaximums, das entsprechend exzitonischen Bindungsenergie  $E_b$  12 meV (1. Subband) bzw. 9 meV (2. Subband) unterhalb der eigentlichen Bandkante liegt. Typisch arbeiten Quantendrahtlaser bis auf wenige Ausnahmen [92, 93] allerdings nicht mit dem exzitonischen Zustand, sondern an der Bandkante des Grundzustandes. Genau dort bewirkt nach Rossi et al. [89] die Coulombwechselwirkung eine starke Abnahme der Oszillatorstärke und damit eine deutliche Reduktion des im Ein-Teilchen-Modell vorhandenen Absorptionsmaximums. Es sei an dieser Stelle allerdings betont, daß nach Rossi et al. die Zustandsdichte selber auch unter Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung im wesentlichen unverändert singulär bleibt. Im Regime hoher Ladungsträgerdichten, also im üblichen Arbeitsbereich eines Lasers, nimmt der Effekt der Elektronen-Loch-Wechselwirkung



**Abbildung 13.2:** Berechnete Absorptionsspektren (aus [89]) in V-Graben-Quantendrähten unter Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern (durchgezogene Linie) oder im Ein-Teilchen-Modell (gestrichelte Linie) für (a) nur das erste Subband, (b) nur das zweite Subband und (c) erstes und zweites Subband. Zur Veranschaulichung ist in (c) die Summe aus (a) und (b) eingetragen (strichpunktierte Linie).

aufgrund von Abschirmung ab, und es wird eine Renormalisierung der fundamentalen Bandkante (engl. *bandgap renormalization* - BGR) zu niedrigeren Energien prognostiziert. Experimentell steht der unbestreitbare Beweis einer entsprechenden Renormalisierung allerdings noch aus, und es wird aufgrund widersprechender Resultate [94, 95, 96, 97, 98] weiterhin kontrovers diskutiert, ob BGR in Quantendrähten zu nennenswerten Änderungen des Bandabstandes führt.

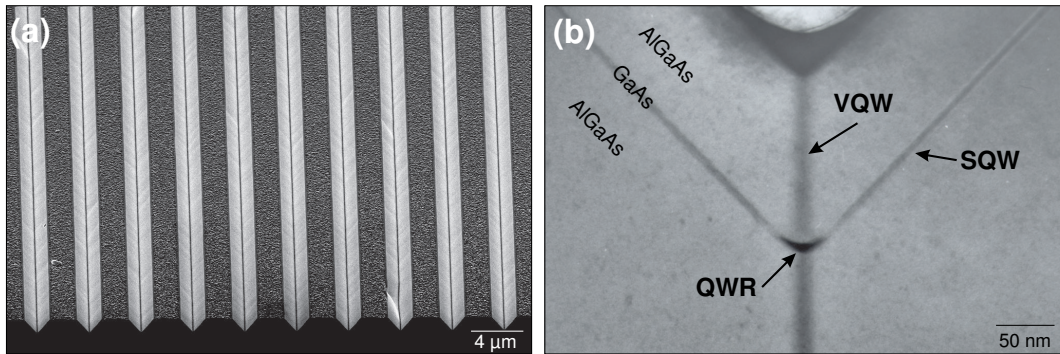
## 14 Undotierte Systeme

### 14.1 Probenbeschreibung

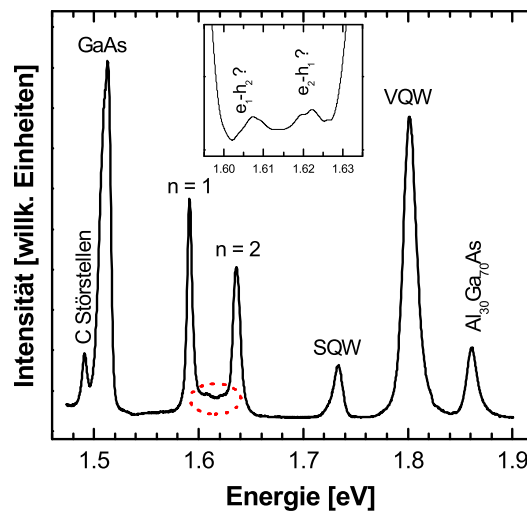
Die in diesem Kapitel beschriebene undotierte Probe N118/opt wurde entsprechend der Beschreibung in Kapitel 5 mit den Parametern aus Anhang B.3 hergestellt. Der für Lumineszenzuntersuchungen verwendete vorstrukturierte Substratbereich besteht, wie in Abb. 14.1(a) gezeigt, aus 2  $\mu\text{m}$  breiten V-Gräben, die durch einen ca. 1  $\mu\text{m}$  breiten polykristallinen Streifen voneinander getrennt sind. Anhand der TEM-Studie der Probe in Abb. 14.1(b) findet man ca. 2.8 nm dicke GaAs-Seitenflächen, die über jeweils ca. 1.4 nm dicke Abschnürungen in den 7.6 nm dicken Quantendraht übergehen. Die vertikale  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Entmischung ist gesamt etwa 13 nm breit.

### 14.2 Photolumineszenz

Bei schwacher ( $< 10 \text{ Wcm}^{-2}$ ) Anregung mit der 514 nm Linie eines Argon-Lasers, also weit oberhalb der Bandlücke des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ , zeigt die Probe N118/opt das Lumineszenzspektrum in Abb. 14.2. Darin identifiziert man zunächst leicht Lumineszenz durch Kohlenstoffverunreinigungen des GaAs bei 1.491 eV und den exzitonischen Übergang



**Abbildung 14.1:** (a) Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahme einer typischen PL-Probe. Der anregende Laser erfasst bei einem Durchmesser von ca. 100 µm etwa 40 der parallel verlaufenden V-Gräben. (b) Transmissions-Elektronenmikroskop-Studie der Probe N118/opt.



**Abbildung 14.2:** Lumineszenzspektrum der Probe N118/opt bei schwacher Argonlaser-Anregung. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt schwache Lumineszenz zwischen  $n = 1$  und  $n = 2$ .

im GaAs bei 1.512 eV. Analog zum Abschnitt V erkennt man Rekombination in der vertikalen  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Entmischung bei 1.804 eV und in den GaAs-Seitenflächen bei 1.735 eV. Diese Zuordnung wird zudem durch die rechnerisch in einem einfachen Quantentopfmodell ermittelten Lumineszenz-Energien von 1.71 eV für einen 2.8 nm dicken GaAs Quantentopf und 1.78 eV für einen 13 nm dicken homogenen  $\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$  Quantentopf unterstützt. Die verbleibenden Lumineszenzmaxima bei 1.591 eV und 1.636 eV liegen energetisch im Bereich einer Quantendrahtlumineszenz und können mit dem Wissen aus den Simulationen im Kapitel 7.4 zunächst den exzitonischen  $e_1$ -

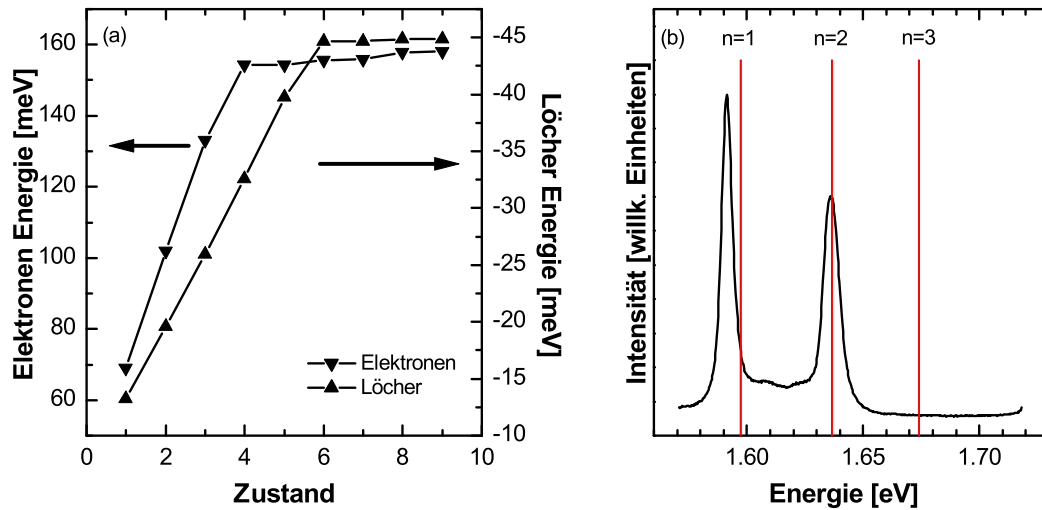
$h_1$  und  $e_2-h_2$  und entsprechend  $n = 1$  bzw.  $n = 2$  genannten Übergängen im QWR zugeordnet werden. Ihre geringe Halbwertsbreite spricht für eine hohe strukturelle Qualität der Probe.

Nach der somit erfolgten energetischen Zuordnung bieten insbesondere die relativen Energien der SQW-, VQW- und QWR-Lumineszenzen Grund zu einer weiteren Diskussion. Entsprechend der im Kapitel 13 vorgestellten theoretischen Überlegungen von Kiener et al. [59] ist bei einer schwachen Anregung im  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barrierenmaterial insbesondere von einer bevorzugten  $3\text{D} \rightarrow 2\text{D} \rightarrow 1\text{D}$  Relaxation in den Quantendraht auszugehen. Für diesen Vorgang stehen mit SQW und VQW zunächst zwei zweidimensionale Strukturen zur Verfügung. Anhand der Diskussionen in Kapitel 7.4.4 und experimenteller Daten aus Kapitel 14.7 kann nun davon ausgegangen werden, daß die Elektronen-Wellenfunktionen der GaAs-Seitenflächen aufgrund der Abschnürung nur geringen Überlapp mit den Quantendrahtzuständen haben und Ladungsträger primär über den VQW in den Quantendraht gelangen, wie es auch schon in Kapitel 11.2 an der Probe N574/opt experimentell bestätigt wurde. Entgegen dieser Annahme über effizienten Ladungsträgertransfer des VQW und verhinderte Relaxation aus den Seitenflächen ist in Abb. 14.2 die Lumineszenz des VQW trotz schwacher Anregungsintensität deutlich intensiver als die der SQWs oder des Quantendrahtes. Während die geringe Intensität des SQWs durch eine u.U. generell niedrigere Relaxationsrate von der Barriere in die Seitenflächen erklärt werden kann, läßt die hohe Rekombinationsrate im VQW den Eindruck entstehen, daß der Ladungsträgertransfer in den Quantendraht nicht so effizient wie vermutet ist. Andererseits ist das verfügbare Gesamtvolumen des VQW natürlich um ein Vielfaches größer als das des Quantendrahtes. Erstaunlich erscheint weiterhin, daß der  $n = 2$  Quantendrahtübergang trotz geringer Anregungsintensität vergleichsweise intensiv zum  $n = 1$  Grundzustand ist. Da bei einer Probentemperatur von ca. 8 K eine thermische Besetzung der 40 meV separierten Quantendrahtzustände nicht plausibel erscheint, und auch das Auffüllen des Grundzustandes durch Überschußladungsträger bei den verwendeten Anregungsleistungen auszuschließen ist, muß davon ausgegangen werden, daß die Intersubbandrelaxation zwischen  $n = 2$  und  $n = 1$  durch bisher unbekannte Gründe unterdrückt ist.

Zuletzt soll noch die bei genauerem Betrachten erkennbare, in der Detailvergrößerung in Abb. 14.2 gezeigte, Feinstruktur zwischen  $n = 1$  und  $n = 2$  diskutiert werden, die auf zusätzliche Übergänge geringer Rekombinationsrate hinweist. Bei einem Abstand von jeweils ca. 15 meV zu  $n = 1$  bzw.  $n = 2$  bieten sich als mögliche Erklärung die  $e_1-h_2$  und  $e_2-h_1$  Übergänge an, die aufgrund der Auswahlregeln eigentlich nicht erlaubt sein sollten. Es ist allerdings davon auszugehen, daß das Potential des Quantendrahtes nicht ideal symmetrisch ist und damit die für die o.g. Übergänge relevanten Matrixelemente nicht exakt verschwinden. Die Übergänge sind sozusagen schwach erlaubt.

### 14.3 Vergleichende Bandstrukturberechnung

In Kapitel 7.4 wurden umfangreiche Berechnungen der elektronischen Quantisierungszustände in undotierten V-Graben-Quantendrähten vorgestellt. Die dortige Behandlung wurde bewußt auf die Berechnung von Leitungsbandquantisierungen der Elektronen beschränkt, da die einfache Näherung eines quasifreien Teilchens mit parabolischer Energiedispersion nur für Elektronen sinnvoll vorzunehmen ist. Ein Vergleich von Simulation und Photolumineszenzexperiment ist jedoch nur unter Berücksichtigung der bisher nicht berechneten Löcherzustände möglich, die aufgrund des Mischens von schweren und leichten Löchern nur mit zusätzlichem programmtechnischen Aufwand näherungsweise korrekt behandelt werden können. Anhand von Berechnungen von Vouilloz et al. [72] in vergleichbaren V-Graben-Quantendrähten erscheint allerdings die Annahme berechtigt, daß in den hier betrachteten Strukturen zumindest die energetisch höchsten Löcherbänder hauptsächlich den Charakter von schweren Löchern haben.



**Abbildung 14.3:** (a) Berechnete Quantisierungsenergien der Elektronen- und Lochzustände relativ zur Leitungs- bzw. Valenzbandkante in einer Simulation der Probe N118/opt. (b) Vergleich der relativ zum exzitonischen GaAs-Übergang ( $\approx 1.512$  eV) aufgetragenen energetischen Elektronen-Loch-Abstände  $n = 1, 2, 3$  mit dem Lumineszenzspektrum der Probe N118/opt. Während  $n = 1$  und  $n = 2$  in diesem sehr einfachen Ansatz verhältnismäßig gut approximiert werden, ist  $n = 3$  im experimentellen PL-Spektrum nicht vorhanden.

Auf dieser Basis erscheint in 0. Näherung eine separate Berechnung von Elektron- und Löcherquantisierungen mit den geeigneten effektiven Massen und Bandoffsets für GaAs reizvoll [73, 99]. Die entsprechenden Energieeigenwerte, die mit Hilfe eines an die Struktur N118/opt angepaßten idealisierten Profils ermittelt wurden, sind in Abb. 14.3(a) dargestellt und lassen erkennen, daß die Energieeigenwerte der Löcher

im wesentlichen umgekehrt proportional mit ihrer höheren effektiven Masse skalieren. Damit findet man erwartungsgemäß mehr Löcher- als Elektronenzustände im Quantendraht. Trägt man nun, wie in Abb. 14.3(b) ersichtlich, die berechneten energetischen Elektronen-Loch-Abstände relativ zum exzitonischen GaAs-Übergang bei 1.512 eV auf, so zeigt sich erstaunlicherweise eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung des  $n = 1$  und des  $n = 2$  Übergangs. Der in der Simulation prognostizierte  $n = 3$  Übergang ist im Experiment dagegen auch bei hohen Anregungsleistungen nicht erkennbar.

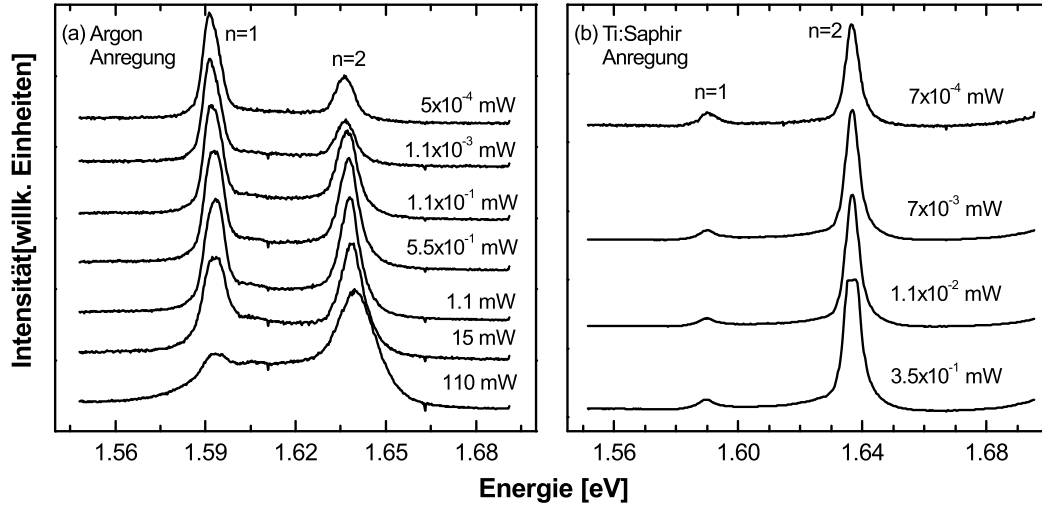
Es muß hier nochmal betont werden, daß die gute Übereinstimmung der Berechnung mit dem Experiment wohl eher zufälliger Natur ist, da weder ein Mischen der Löcherbänder, noch eine veränderte 1D-Exziton-Bindungsenergie oder eine im MOVPE-Wachstum nie vollkommen vermeidbare schwache n-Hintergrunddotierung berücksichtigt wird. Entscheidend ist jedoch, neben einer zumindest in der Größenordnung sinnvollen Übereinstimmung, die Vorhersage über die Existenz eines dritten Quantendrahtzustandes, der in der PL nicht zu sehen ist, in den Anregungs-Photolumineszenzexperimenten des Kapitels 14.7 allerdings als zusätzliche Struktur im Spektrum auftritt.

#### 14.4 Abhängigkeit von der eingestrahnten Leistung

Die Abhängigkeit der Quantendrahtlumineszenz in Abhängigkeit der eingestrahnten Laserleistung für Anregungen oberhalb der  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barriere und unterhalb der SQW Energie kann Abb. 14.4 entnommen werden. Während bei der Anregung mit der 514 nm Linie eines Argonlasers in Abb. 14.4(a) durch verhältnismäßig effizienten Ladungsträgereinfang über den VQW von einer hohen eindimensionalen Ladungsträgerdichte im Quantendraht ausgegangen werden kann, sollte eine alleinige Anregung des Quantendrahtes mit einem Ti:Saphir-Laser aufgrund des geringeren Volumenanteils zu deutlich geringeren Ladungsträgerdichten und damit hauptsächlich zu Lumineszenz aus  $n = 1$  führen. Betrachtet man nun Abb. 14.4(b), findet man entgegen aller Erwartungen im wesentlichen nur Signal aus  $n = 2$ , während  $n = 1$  fast verschwindet. Da diese Anomalie sogar unabhängig von der Anregungsleistung ist, liegt der Verdacht einer verhinderten Relaxation von  $n = 2$  nach  $n = 1$  nahe: Photogenerierte Elektronen-Loch-Paare relaxieren schnell in den exzitonischen  $n = 2$  Zustand, ihre Relaxation in  $n = 1$  ist jedoch so stark verlangsamt, daß der Großteil der Ladungsträger als  $n = 2$  Exzitonen strahlend rekombiniert.

Anders stellt sich das Bild bei Anregung oberhalb der Barrierenenergie dar. Hier scheint der  $3\text{D} \rightarrow 2\text{D} \rightarrow 1\text{D}$  Relaxationsmechanismus über den VQW sowohl  $n = 1$  als auch  $n = 2$  zu besetzen. Der in den Simulationen aus Kapitel 14.3 und auch in Anregungsspektroskopieexperimenten in Kapitel 14.7 vermutete  $n = 3$  Übergang kann allerdings auch bei Auffüllen der  $n = 1$  und  $n = 2$  Bänder durch hohe Anregungsleistungen nicht im Photolumineszenzspektrum nachgewiesen werden. Vielmehr erkennt man nur eine relative Zunahme des  $n = 2$  Übergangs, der mit der vollständigen Besetzung des  $n = 1$  Zustandes zu erklären ist, und eine Zunahme der Feinstrukturintensität zwischen  $n = 1$  und  $n = 2$ . Ist die Annahme aus Kapitel 14.2 zutreffend, läßt sich





**Abbildung 14.4:** Lumineszenzspektren der Probe N118/opt in Abhängigkeit der eingestrahlichten Leistung (bezogen auf einen fokussierten Laserstrahl mit ca. 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser). (a) Bei Anregung oberhalb der  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barriere mit einem Argon-Laser werden sowohl  $n = 1$  als auch  $n = 2$  durch Relaxation über den VQW besetzt. (b) Bei ausschließlicher Anregung des Quantendrahtes mit einem Titan:Saphir Laser, ist  $n = 2$  aufgrund einer frustrierten Relaxation für alle Anregungsleistungen deutlich intensiver als  $n = 1$ .

insbesondere die relative Zunahme der Lumineszenz bei 1.607 eV durch das Auffüllen der Löchersubbänder erklären, das zu einer verstärkten  $e_1$ - $h_2$  Rekombination führen sollte.

## 14.5 Abhängigkeit von der Probentemperatur

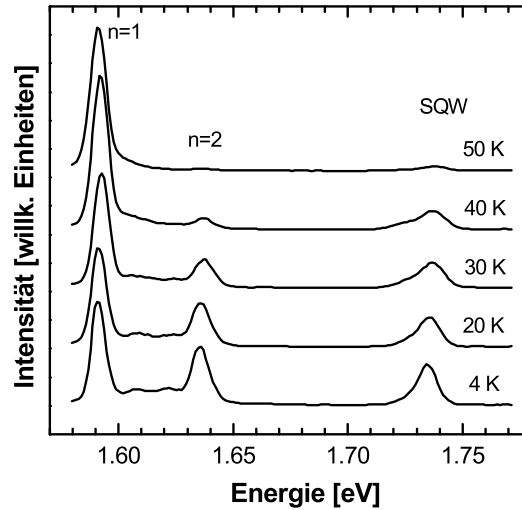
Abb. 14.5 zeigt die Lumineszenzspektren der Probe N118/opt bei verschiedenen Proben- bzw. Gittertemperaturen. Die Anregung geschieht hier wieder mit einem Argon-Laser bei schwacher Intensität. Sie wurden zur Klärung der in den vorherigen Kapiteln aufgeworfenen Fragen der Relaxation von  $n = 2$  in  $n = 1$  von M. Hauert [63] und R. Roshan an der University of Oxford durchgeführt. Es zeigt sich, daß mit zunehmender Temperatur die Intensität des  $n = 2$  Übergangs immer weiter abnimmt und bei ca. 50 K vollständig verschwindet. Gleichzeitig wird die Intensität des vermuteten  $e_2$ - $h_1$  Übergangs reduziert, während die des  $e_1$ - $h_2$  Übergangs nahezu konstant bleibt und dann in der hochenergetischen Schulter des  $n = 1$  Übergangs verschwindet. Anscheinend führt die Temperaturzunahme zu einer Aktivierung der Intersubbandrelaxation und damit zu einer Depopulation von  $e_2$  zugunsten von  $e_1$ . Damit einhergehend muss auch die  $e_2$ - $h_1$  Intensität verschwinden.

Interessant erscheint auch die zu  $n = 2$  parallel verlaufende Abnahme der SQW-Lumineszenz. Die zunächst naheliegende Annahme, daß trotz vorheriger Vermutungen

der SQW signifikant zum Ladungsträgertransport in den QWR beiträgt, kann durch Lumineszenzuntersuchungen bei Anregung unterhalb des SQW [100] oder, wie in Kapitel 14.7, anhand von Anregungs-Photolumineszenzspektren widerlegt werden. Es bleibt also zu vermuten, daß es sich entweder um eine zufällige Koinzidenz handelt, oder die Ursachen der  $n = 2$  nach  $n = 1$  und der SQW nach  $n = 2$  Blockade bei tiefen Temperaturen auf dem gleichen physikalischen Effekt beruhen. Vorstellbar wäre z.B., daß sowohl das  $n = 2$  Exziton als auch das SQW-Exziton bei tiefen Temperaturen in Potentialfluktuationen lokalisiert sind, aus denen sie erst durch Anhebung der Temperatur befreit werden können.

### 14.6 Einfluß eines äußeren Magnetfeldes

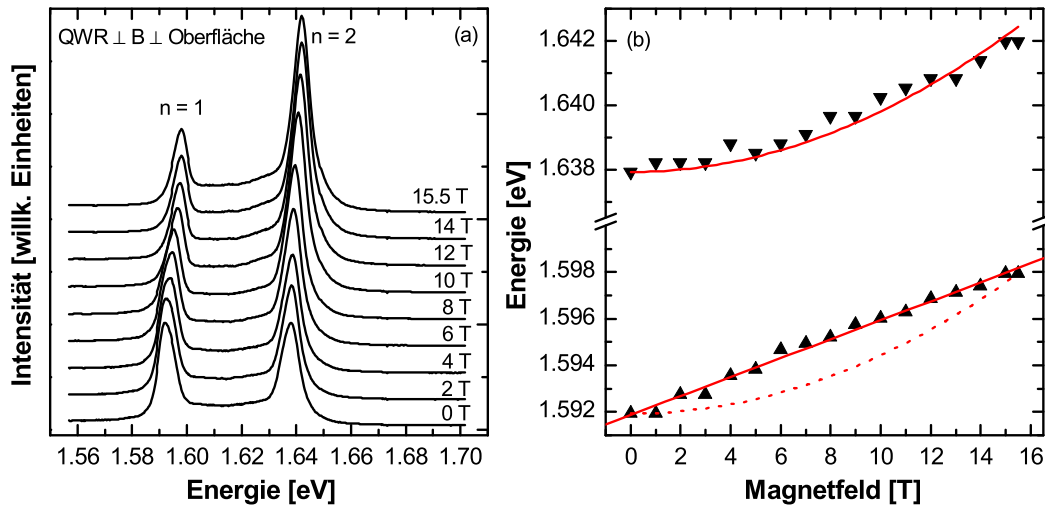
Magneto-Photolumineszenz, also Photolumineszenz unter Einfluß eines äußeren Magnetfeldes, wird insbesondere im Zusammenhang mit Quantendrähten zur Bestimmung der lateralen Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion verwendet [101]. Unter dem Einfluß geringer Magnetfelder, bei denen der Landauorbit groß im Vergleich zum Exzitondurchmesser ist, liefert Störungsrechnung zweiter Ordnung eine quadratische diamagnetische Verschiebung der Photolumineszenz mit  $\Delta E = \beta B^2$ . Im Falle eines Magnetfeldes  $B$  entlang der  $z$ -Achse und einer relativ dazu rotationssymmetrischen Exziton-Wellenfunktion kann man den quadratischen Koeffizient  $\beta$  durch einen diamagnetischen Koeffizient  $\beta = \langle e^2(x^2 + y^2)/8\mu \rangle$  angeben. Dabei ist  $\mu$  die reduzierte Exziton-Masse und  $x, y$  die relative Elektronen-Loch-Koordinate [102]. Mit Kennt-



**Abbildung 14.5:** Lumineszenzspektrum der Probe N118/opt in Abhängigkeit der Probertemperatur bei schwacher Anregung mit der 514 nm Argonlinie. Erst oberhalb von ca. 30 K findet nennenswerte Relaxation von  $n = 2$  in  $n = 1$  statt und führt zu der Reduktion von  $n = 2$  Lumineszenz. Ein ähnlicher Effekt ist für Lumineszenz aus dem SQW zu erkennen.



nis der diamagnetischen Verschiebung und der Exziton-Masse kann also der effektive Exzitonen-Durchmesser  $d = \sqrt{\langle x^2 + y^2 \rangle}$  bestimmt werden. Während die Beziehung in  $\beta$  für Grundzustands-Exzitonen in drei- und zweidimensionalen Halbleitern korrekt ist, spricht man im Rahmen von Quantendrähten von der sogenannten *diamagnetischen Näherung*, die nur dann erlaubt ist, wenn das laterale Einschluppotential senkrecht zu  $\mathcal{B}$  schwach ist.



**Abbildung 14.6:** (a) Lumineszenzspektrum der Probe N118/opt in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes, das senkrecht zu der (100) Probenoberfläche und damit auch senkrecht zum schwächsten Einschluppotential des Quantendrahtes liegt. (b) Energieverschiebung der  $n = 1, 2$  Quantendrahtlumineszenzen als Funktion des äußeren Magnetfeldes. Während  $n = 2$  der erwarteten quadratischen Abhängigkeit folgt, verläuft  $n = 1$  linear.

Abb. 14.6(a) zeigt eine Magneto-Photolumineszenzmessung im Bereich der Quantendrahtlumineszenz der Probe N118/opt in der das Magnetfeld senkrecht zur (100) Probenoberfläche und damit senkrecht zur Ebene des schwächsten Einschluppotentials liegt<sup>6</sup>. Die zugehörige Darstellung der Energieverschiebung für  $n = 1$  und  $n = 2$  zeigt Abb. 14.6(b). Während die Magnetfeldabhängigkeit von  $n = 1$  aus bisher unverstandenen Gründen linear verläuft, beschreibt  $n = 2$  eine quadratische Abhängigkeit mit  $\beta = 17 \text{ peVT}^{-2}$ . Mit  $\mu = 0.059m_0$  in GaAs ergibt sich damit einer mittlere Exzitonausdehnung von 6.6 nm, die unterhalb des in [101] berechneten 2D Quantenlimit von 7.3 nm liegt.

Abschließend sollten noch zwei interessante Punkte diskutiert werden. Zum einen ist, auch wenn der mittlere Exzitondurchmesser in der vorliegenden Probe für  $n = 2$  unterhalb des 2D Quantenlimits liegt, eine Reduktion von  $\beta$  oder  $d$  nicht

<sup>6</sup>Diese Tatsache wurde durch vergleichende Magneto-PL Untersuchungen mit den zwei verbleibenden Felddausrichtungen in der Probenebene, parallel und senkrecht zum Quantendraht bestätigt.

notwendigerweise der Beweis eines zum 2D Fall zusätzlichen lateralen Einschlußpotentials. Akiyama et al. [101] zeigen, daß dicke Quantendrähte durchaus größere diamagnetische Koeffizienten aufweisen als vergleichsweise dünne Quantentöpfe. Beide sind jedoch generell kleiner als die 3D Werte. Für eine sinnvolle Gegenüberstellung sind also Quantendrähte mit Quantentöpfen ähnlicher Ausdehnung zu vergleichen. Zweitens sollte betont werden, daß obige Betrachtung absichtlich nicht auf der Basis des Modells eines anisotrop verformten, wasserstoffartigen Exzitons [103] durchgeführt wurden. Solche Analysen verwenden die diamagnetische quadratische Näherung auch für die Ebenen starker Einschlußpotentiale und erhalten daraus die Beziehung

$$\Delta E = \frac{4\pi^2\hbar\epsilon^2}{e^2\mu\mu_j\mu_k}\mathcal{B}_i \quad i, j, k = x, y, z \quad (14.1)$$

als Energieverschiebung des Photolumineszenzspektrums. Die daraus bestimmten exzitonischen Bindungsenergien  $E_b$ , die für Quantendrähte im Bereich von ca. 10 meV liegen, führen die verringerte Ausdehnung des Exzitons allerdings ausschließlich auf eine vergrößerte Coulombwechselwirkung zurück und führen so zu einer Überbewertung von  $E_b$ .

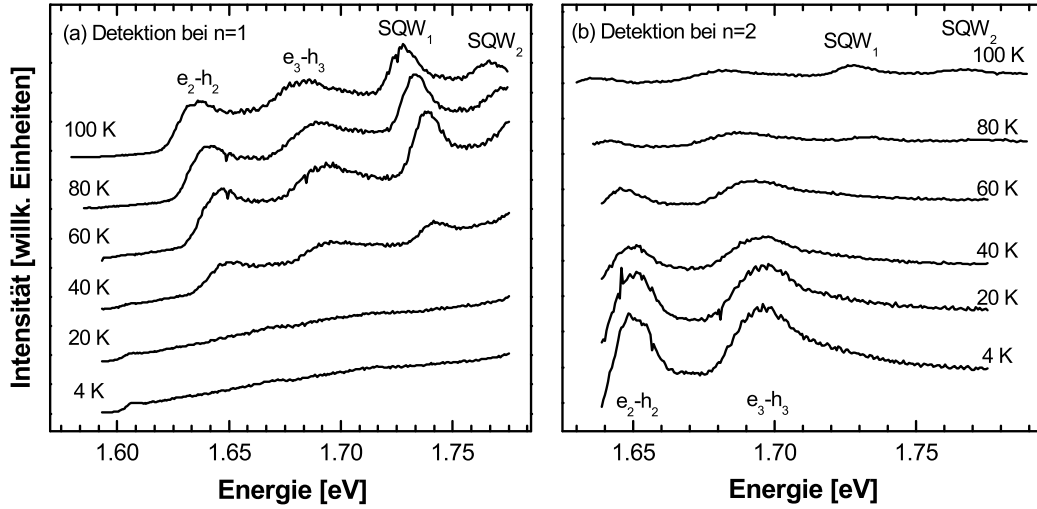
#### 14.7 Abhängigkeit von der Anregungsenergie

Die systematische Untersuchung der Lumineszenz in Abhängigkeit von der Anregungsenergie bezeichnet man als Anregungs-Photolumineszenzspektroskopie (PLE). Typischerweise beschränkt man sich bei der Detektion auf eine feste Wellenlänge die im hochenergetischen Anteil einer aus Photolumineszenzuntersuchungen bekannten Rekombinationsenergie liegt. Wie in Anhang A.6 beschrieben, ist die an dieser Energie emittierte und damit im PLE Spektrum detektierte Intensität  $I_{\text{em}}$  eine Funktion der Anregungsleistung  $I_{\text{ex}}$ , der Absorptionswahrscheinlichkeit  $P_{\text{abs}}$ , der Relaxationswahrscheinlichkeit  $P_{\text{rel}}$  und der Emissionswahrscheinlichkeit  $P_{\text{em}}$ .

$$I_{\text{em}} \propto I_{\text{ex}} \times P_{\text{abs}} \times P_{\text{rel}} \times P_{\text{em}} \quad (14.2)$$

In der vorliegenden Probe hoher struktureller als auch materieller Qualität könnte man nun davon ausgehen, daß PLE einer Absorptionsspektroskopie entspricht [73], in der der maßgebende und alleinig von der eingestrahltten Energie abhängige Parameter  $P_{\text{abs}}$  sein sollte. Andererseits zeigen die Ergebnisse aus den Abschnitten 14.2 bis 14.5, daß insbesondere die Lumineszenz des  $n = 1$  Zustandes stark mit der Anregungsenergie variiert, da eine Besetzung vornehmlich über Relaxation aus dem VQW stattfindet. Somit ist  $P_{\text{rel}}$  bei tiefen Temperaturen zumindest für den Quantendrahtgrundzustand eine Funktion der Anregungsenergie und kann nicht als Konstante vernachlässigt werden. Diese Vermutung wird durch temperaturabhängige PLE Messungen von M. Hauer und R. Roshan in Abb. 14.7 bestätigt. Abb. 14.7(a) zeigt zunächst die Intensität der  $n = 1$  Lumineszenz bei Anregung zwischen  $n = 1$  und VQW<sup>7</sup>. Entsprechend

<sup>7</sup>In diesem Fall kann eine Besetzung des Quantendrahtes über die vertikale Entmischung natürlich ausgeschlossen werden.



**Abbildung 14.7:** (a) Intensität der  $n = 1$  Lumineszenz der Probe N118/opt in Abhängigkeit der Anregungsenergie und der Proben-temperatur. Bis ca. 30 K zeigt  $n = 1$  keine nennenswerte Antwort auf resonante Anregung von  $e_2-h_2$  oder SQW, darüber werden allerdings auch zusätzliche Absorptionsmaxima deutlich. (b) Messung wie in (a) für Detektion der  $n = 2$  Lumineszenz. Nur unterhalb von 30 K führt die frustrierte Relaxation in  $n = 1$  zu einem entsprechend starken Signal aus  $n = 2$ .

der Vermutung über unvollständige Relaxation findet man bei Temperaturen unterhalb von 30 K keine Emissionsmaxima, die den Absorptionsenergien von  $n = 2$  oder SQW entsprechen würden. Da anhand der PL-Daten jedoch unzweifelhaft Absorption stattfinden muß, erreichen die entstandenen Elektronen-Loch-Paare wie vermutet  $n = 1$  nicht, sondern rekombinieren spätestens nach Relaxation in  $n = 2$ . Eine nähere Betrachtung der PLE unterhalb 30 K offenbart allerdings, ein schwaches Maximum bei 1.61 eV. Dieser Energie stimmt gut mit dem schon mehrfach diskutierten  $e_1-h_2$  Übergang bei 1.607 eV überein. Die Abwesenheit von Absorption bei der Energie des  $e_2-h_1$  Übergangs läßt somit vermuten, daß die unvollständige Relaxation wesentlich mit der lokalisierten exzitonischen Besetzung des  $e_2$  Zustandes verknüpft ist, der aufgrund seiner örtlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit stärkeren Potentialfluktuationen unterliegt, und daher die Relaxation in  $n = 1$  unterdrückt ist. Die aber auch für tiefe Temperaturen nichtsdestotrotz vorhandene Lumineszenz von  $n = 1$ , die sich in der PLE durch einen kontinuierlich ansteigenden Untergrund äußert, könnte in diesem Bild durch die Anregung freier Ladungsträger erklärt werden, deren Relaxation in  $n = 1$  nicht behindert ist, und die erst dort als Elektronen-Loch-Paare rekombinieren.

Oberhalb von 30 K wird nun auch Relaxation der Exzitonen in  $n = 1$  ermöglicht und die vermißten Strukturen erscheinen als Absorptions- bzw. Emissionsmaxima im Spektrum der PLE. Erstaunlicherweise findet man dann jedoch auch zusätzliche, signifikante Emission zwischen  $n = 2$  und dem SQW sowie oberhalb des SQW. Da für

konstante Temperaturen oberhalb 30 K  $P_{\text{rel}}$  anscheinend unabhängig von der Anregungsenergie ist, muß davon ausgegangen werden, daß für diese Übergangsenergien die Absorption aufgrund zusätzlicher, im PL-Spektrum nicht sichtbarer, quantisierter Zustände stattfindet. Das Maximum bei 1.695 eV entspricht dabei ungefähr dem in Abschnitt 14.3 vorhergesagten  $n = 3$  Zustand, während Absorption bei 1.785 eV vermutlich einem angeregten Zustand des SQW zuzuordnen ist.

Abb. 14.7(b) zeigt die PLE-Spektren verschiedener Probertemperaturen für Anregung zwischen  $n = 2$  und VQW bei Detektion der  $n = 2$  Lumineszenz. Hier erkennt man für Temperaturen unterhalb 30 K deutliche Emission bei  $n = 2$  durch Absorption in  $e_2-h_2$  und  $e_3-h_3$ , jedoch nicht durch den Grund- oder angeregten Zustand des SQW. Dies unterstützt die schon mehrfach geäußerte Vermutung, daß hier Relaxation von Exzitonen aus dem SQW in den Quantendraht aufgrund der in den TEM-Bildern klar erkennbaren Abschnürung zwischen diesen Strukturen unterdrückt ist (vgl. auch Kapitel 7.4.4). Mit Erhöhung der Temperatur über 30 K nimmt die Intensität der  $n = 2$  Lumineszenz erwartungsgemäß allgemein ab, da nun ein Großteil der Ladungsträger in  $n = 1$  relaxieren kann. Erst ab 80 K erkennt man jedoch die zur Absorption im SQW gehörenden Emissionsmaxima. Es erscheint naheliegend, daß dieses Verhalten mit einer typischerweise stark temperaturabhängigen Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Abschnürung zusammenhängt, kombiniert mit einer thermischen Delokalisierung aus Potentialfluktuationen.

## 14.8 Diskussion

Die in den Kapiteln 14.2 bis 14.7 untersuchte Probe N118/opt erbringt zunächst eindrucksvoll den Beweis, daß die in dieser Arbeit gewählte Herstellungsmethode des selbstorganisierten Wachstums in V-förmig vorstrukturierten Substraten zur Präparation von Quantendrähten hoher Qualität genutzt werden kann. Neben den geringen Halbwertsbreiten der Quantendrahtlumineszenz ist insbesondere der sehr große, zur Zeit der Probenherstellung in keiner uns bekannten Veröffentlichungen erwähnte, Subbandabstand im Quantendraht bestechend, da er mit 45 meV die Subbandquantisierungen in geätzten Quantendrähten um ein Vielfaches übersteigt.

Gleichzeitig zeigen die umfassend durchgeführten Photolumineszenzuntersuchungen jedoch auch, daß V-Graben-Quantendrähte aufgrund ihrer komplexen, untereinander verbundenen Bereiche ein- und zweidimensionaler Quantisierung, nicht das erhoffte, leicht zu verstehende Modellsystem sind. Besonders interessant ist in diesem Zusammenhang eine Diskussion der in Probe N118/opt dominanten Reduktion der Relaxation *innerhalb* des Quantendrahtes. Für ein Verständnis möglicher Ursachen muß man sich die wesentlichen Vorgänge nach einer photonischen Anregung verdeutlichen: Eine Laseranregung erzeugt zunächst heiße, also energetisch weit oberhalb der phononischen Besetzungsverteilung angesiedelte, Ladungsträger. Sowohl deren Streuung untereinander, insbesondere aber Interaktion mit LO-Phononen, führt dann zu einer Thermalisierung mit dem Gitter und damit in der Probe N118/opt bei Anregung unterhalb des VQW zunächst zu einer Besetzung des angeregten Quantendrahtzustandes. Eine weitere Relaxation kann nun aus zwei Gründen u.U. nur sehr langsam

ablaufen:

**Phononenblockade** Liegt der Subbandabstand (für Elektronen) unterhalb der LO-Phonon-Anregungsenergie von ca. 36 meV (vgl. insbesondere auch Kapitel 18.4.3), kann die Relaxation aus  $n = 2$  nur durch die deutlich langsamere Streuung mit anderen Ladungsträgern oder akustischen Phononen stattfinden. Ein Aufheizen des Gitters könnte bei nicht zu großer Differenz des Subbandabstandes zur benötigten Anregungsenergie zu einer thermischen Unterstützung der LO-Phonon-Relaxation und damit zu einer schnelleren Relaxation in  $n = 1$  führen.

**Lokalisierte Exzitonen** Wie schon in Kapitel 13 zitiert, führen die unvermeidbaren Fluktuationen des Einschlußpotentials im Quantendraht eventuell zu einer örtlichen Lokalisierung von Exzitonen mit deutlich verlängerter Lebensdauer. Obwohl kein experimenteller Beweis vorliegt, ist zu vermuten, daß auch in der Probe N118/opt signifikante Fluktuationen im Quantendrahtpotential vorliegen. Eine Anhebung der Gittertemperatur führt dann zu einer thermischen Delokalisierung und damit zu einer deutlich verringerten Lebensdauer der freien Exzitonen, da diese dann über Phononstreuung in  $n = 1$  relaxieren können.

## 15 Dotierte Systeme

Während die bisher betrachteten Proben schon zweifelsfrei die Existenz quasi-eindimensionaler Ladungsträgerzustände in den V-Graben-Quantendrähten nachweisen konnten, fehlt ihnen doch die intrinsische Eigenschaft eines eindimensionalen elektronischen Systems (1DEG), wie es schon für zweidimensionale Systeme in Kapitel 2.2 vorgestellt wurde. Der Schlüssel in der Besetzung der offensichtlich vorhandenen Quantisierungszustände liegt, wie auch schon beim 2DEG, in der *Modulationsdotierung*. Derartig hergestellte V-Graben-Quantendrähte sollten sich durch qualitativ hochwertige 1DEGs mit hohem Einschlußpotential und großen Subbandabständen auszeichnen. Erstaunlicherweise finden sich in der Literatur wenige experimentelle Untersuchungen solcher Systeme, was größtenteils wohl auf die generellen Herstellungsprobleme und die Problematik einer geeigneten Dotierung zurückzuführen ist. Diese ist so zu wählen, daß die Fermienergie im Quantendraht liegt und dadurch die Seitenflächen unbesetzt bleiben.

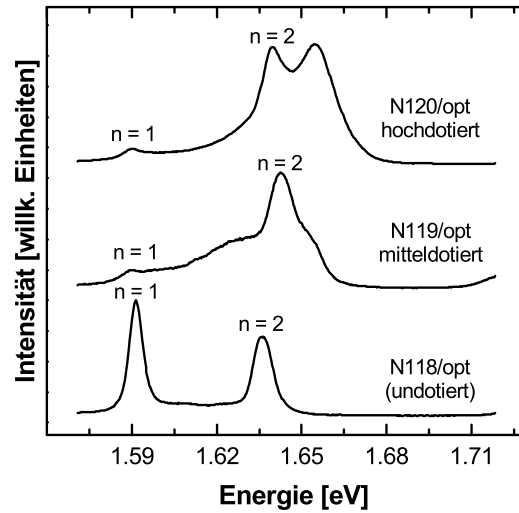
### 15.1 Probenbeschreibung

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Proben N119/opt und N120/opt sind im Sinne einer Vergleichbarkeit mit den gleichen strukturellen Parametern wie die undotierte Probe N118/opt hergestellt worden. Sie enthalten allerdings, wie in Anhang B.3 beschrieben, eine zusätzliche n-Dotierung symmetrisch unter- und oberhalb der GaAs-Quantendrahtebene, so daß N119/opt mittel und N120/opt hoch dotiert ist. Leider

ist bisher unklar, wie das selbstorganisierte Wachstumsprofil des mit Silizium dotierten  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  aussieht. Aufgrund des geringen Volumenanteils der Dotierung kann aber vermutlich davon ausgegangen werden, daß das Wachstum des  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  durch den zusätzlich vorhandenen Dotierstoff nur marginal beeinflusst wird und die Siliziumatome homogen über den dotierten Bereich verteilt sind.

## 15.2 Photolumineszenz

Abb. 15.1 zeigt die Quantendrahtlumineszenz der Proben N118/opt, N119/opt und N120/opt bei schwacher Argon-Laser-Anregung im Vergleich. Wie bei der Probe N118/opt findet man den  $n = 1$  Übergang in den Proben N119/opt und N120/opt bei der gleichen Energie, allerdings mit deutlich geringerer relativer Intensität als der

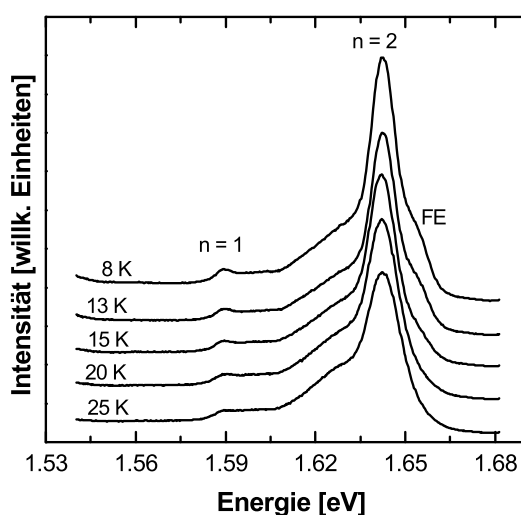


**Abbildung 15.1:** Lumineszenzspektren der Proben N118/opt, N119/opt und N120/opt bei vergleichbar schwacher Anregung mit einem Argon-Laser. Auffallend ist die in den modulationsdotierten Proben N119/opt und N120/opt deutlich reduzierte  $n = 1$  Lumineszenz, sowie die Ausbildung einer zusätzlichen Emissionsstruktur in der hochenergetischen Flanke des  $n = 2$  Übergangs.

ebenfalls vorhandene  $n = 2$  Übergang. Anhand der Simulation aus Kapitel 7.5 ist hier zu vermuten, daß die Existenz freier Ladungsträger zu Bandverbiegungen und damit zu einem verringerten räumlichen Überlapp der  $e_1$  und  $h_1$  Wellenfunktionen führt. Entgegen der Kenntnisse aus 2DEGs und den Simulationen aus Abschnitt IV erhöht sich jedoch weder die  $n = 1$  noch die  $n = 2$  Übergangsenergie monoton mit zunehmender Dotierung. Vielmehr liegt  $n = 2$  bei der Probe N120/opt leicht unterhalb der Probe N119/opt, beide liegen jedoch deutlich oberhalb der Probe N118/opt. Ursächlich hierfür könnte kompensierender Einbau der Dotieratome sein, der bei hohen Dotierungen auftreten kann und die effektive Dotierung wieder leicht erniedrigt.

Höchstwahrscheinlich sind aber auch Fluktuationen in der Probenherstellung für leicht unterschiedliche Wachstumsresultate verantwortlich. Die allen Proben dieser Serie energetische unveränderte Lage des  $n = 1$  Übergangs ist noch rätselhaft. Man könnte vermuten, daß BGR, trotz bisher gegenteiliger experimenteller Ergebnisse, doch zu einer fundamentalen Absenkung der Bandlücke und damit zu einer Kompensation der Anhebung der Grundzustandsenergie durch Dotierung führt. Diese Interpretation ist jedoch sehr spekulativ.

Besonders interessant erscheint allerdings die Ausbildung einer hochenergetischen Schulter im  $n = 2$  Übergang der Probe N119/opt, die in der Probe N120/opt sogar als distinktes Lumineszenzmaximum auftritt. Temperaturabhängige Untersuchungen, wie sie in Abb. 15.2 für N119/opt gezeigt sind, legen aufgrund der charakter-



**Abbildung 15.2:** Lumineszenzspektrum der Probe N119/opt in Abhängigkeit der Probentemperatur. Aufgrund ihrer sensiblen Temperaturabhängigkeit kann die hochenergetische Flanke in  $n = 2$  nur durch Rekombination an der Fermikante des dotierten Systems erklärt werden.

istischen Temperaturabhängigkeit als Ursache der zusätzlichen Lumineszenz die Rekombination von Elektronen und Löchern an der Fermikante des dotierten Systems nahe. Unter geeigneten Umständen, die anscheinend in der Probe N120/opt vorliegen, ist diese Rekombinationswahrscheinlichkeit aufgrund von Vielkörpereffekten stark erhöht und führt zu einem zusätzlichen separierten Lumineszenzmaximum. Dieser aus 2DEG's bekannte Effekt der Fermikantensingularität wird im folgenden Kapitel 15.3 detailliert diskutiert werden.

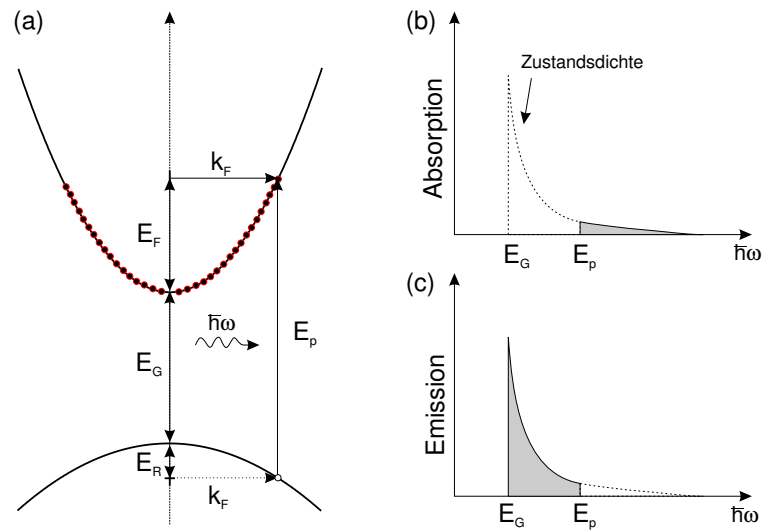
Zuletzt soll auch hier wieder auf die nicht verschwindende Lumineszenz zwischen  $n = 1$  und  $n = 2$  hingewiesen werden. Analog zu N118/opt kann auch hier vermutet werden, daß es sich um schwach erlaubte  $e_2-h_1$  und  $e_1-h_2$  Übergänge handelt.

### 15.3 Fermikantensingularitäten in 1D

Die folgenden Abschnitte befassen sich zunächst mit der Theorie von Fermikantensingularitäten und gehen dann auf experimentelle Hinweise durch Untersuchung der Temperaturabhängigkeiten und des Einflusses eines äußeren Magnetfeldes ein. Auch wenn schon die Probe N119/opt eine hochenergetische Schulter am  $n = 2$  Übergang aufzeigt, deren temperaturabhängiger Verlauf nicht durch eine Fermikante eines Ein-Teilchenmodells beschrieben werden kann, werden sich die folgenden Untersuchungen auf die deutlich signifikantere Probe N120/opt beschränken.

#### 15.3.1 Vielkörpereffekte in optischen Spektren dotierter Quantendrähte

Abb. 15.3(a) zeigt das stark vereinfachte Bänderschema eines n-dotierten Quantendrahtes im Quantenlimit eines einzelnen parabolischen Leitungs- bzw. Valenzbandes. Bei  $T=0$  K ist das Leitungsband aufgrund der durch die Dotierung vorhandenen freien Elektronen bis zur Fermienergie  $E_F$  respektive dem Wellenvektor  $k_F$  besetzt und bildet so das eindimensionale Elektronengas (1DEG), dessen Auswirkungen auf Absorption und Emission von Phononen hier im ersten Schritt im Ein-Teilchen-Modell nicht wechselwirkender Ladungsträger diskutiert werden soll.

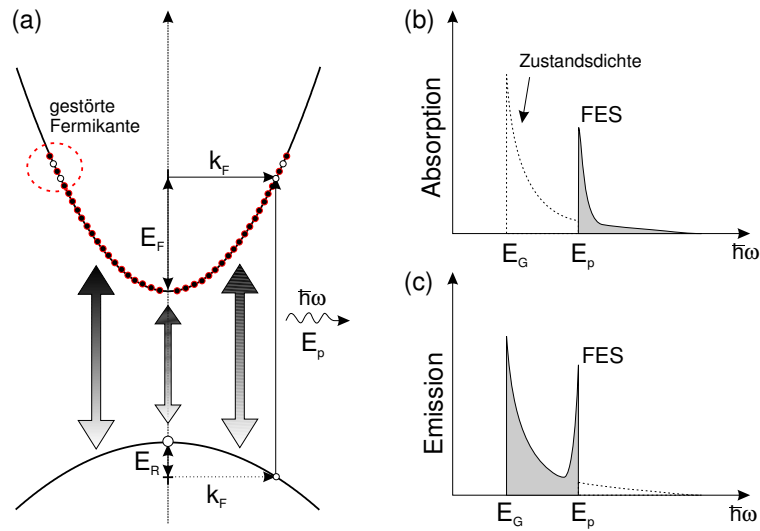


**Abbildung 15.3:** (a) Vereinfachtes Bänderschema eines n-dotierten Quantendrahtes im quantenmechanischen Limit eines einzelnen, bis zur Fermienergie  $E_F$  besetzten Subbandes. Absorption (Emission) ist im Bild des nicht wechselwirkenden quasi-freien Teilchens nur ab (bis) zur Photonenenergie  $E_p = E_F + E_G + E_R$  möglich.  $E_R$  ist die Rückstoßenergie des Loches, die für einen direkten Übergang notwendig ist. (b, c) Resultierendes Absorptions- bzw. Emissionsspektrum unter Berücksichtigung der kombinierten Elektronen-Loch-Zustandsdichte.

Betrachtet man zunächst die Absorption von Photonen, ist sofort einsichtig, daß Elektronen aus dem Valenzband nur in freie Zustände oberhalb  $E_F$  angehoben werden



können, d.h. Absorption ist prinzipiell nur für Energien  $E_P > E_G + E_F$  möglich. Dabei ist allerdings noch nicht berücksichtigt, daß, aufgrund des verschwindend geringen Impulsübertrages durch Photonen, nennenswerte Absorption erst für direkte Prozesse, d.h. für Löcher mit dem Wellenvektor  $k_F$ , auftreten wird. Im Rahmen der effektiven Massennäherung  $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$  setzt Absorption also, wie in Abb. 15.3(b) gezeigt, erst ab einer Photonenenergie  $E_P = E_G + (1 + m_e/m_h)E_F = E_G + \widetilde{E}_F$  ein und ist dann direkt proportional zur kombinierten Zustandsdichte von Elektronen und Löchern. Die Größe  $E_R = (m_e/m_h)E_F$  ist durch die Dispersion des Valenzbandes bestimmt und wird daher manchmal auch als Rückstoßenergie der Löcher bezeichnet.



**Abbildung 15.4:** (a) Vereinfachtes Bänderschema wie in Abb. 15.3, diesmal unter Berücksichtigung eines photogenerierten Loches. Die plötzlich auftretende Coulombwechselwirkung führt zu einer Reaktion des 1DEG. Da nur an der Fermikante der notwendige Phasenraum verfügbar ist, wird der Wirkungsquerschnitt für Absorption oder Emission für Zustände an der Fermikante stark erhöht. (b, c) Absorptions- bzw. Emissionsspektrum mit einer durch das Coulombpotential des photogenerierten Loches hervorgerufenen Fermikantensingularität (FES).

Im Emissionsspektrum können offensichtlich nur Photonen mit  $E_P > E_G$  auftreten. Anders als in undotierten Quantendrähten stehen nun aber auch Elektronen mit Energien bis zu der Fermienergie  $E_F$  zur Rekombination mit einem freien Loch zur Verfügung. Vernachlässigt man die in der Realität üblicherweise stattfindende schnelle Thermalisierung freier Löcher (d.h.  $k_h = 0$ ), so haben die emittierten Photonen, wie in Abb. 15.3(c) gezeigt, eine Energie von  $E_G < E_P < E_G + \widetilde{E}_F$ .

Die Charakteristika von Absorption und Emission ändern sich nun dramatisch mit der Berücksichtigung von Wechselwirkungen der Teilchen untereinander. Schon 1967 sagte Mahan in einer Theorie zu Röntgenabsorption in Metallen [104, 105] voraus, daß die Antwort eines eindimensionalen Elektronengases auf das durch Erzeu-

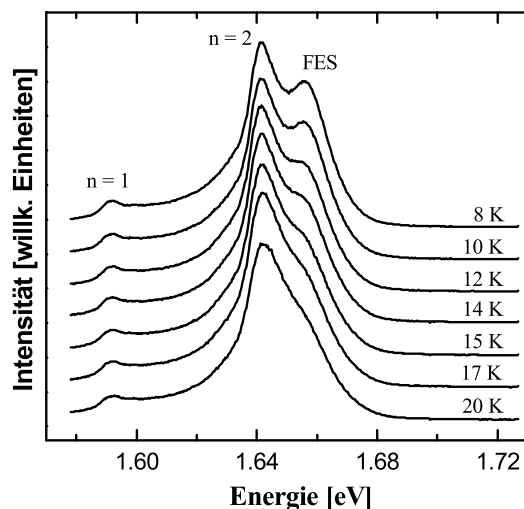
gung eines Loches plötzlich auftretende Coulombpotential in den optischen Spektren zu einer logarithmischen Divergenz nahe der Fermikante führen sollte. Auch ohne eine detaillierte Darlegung des theoretischen Hintergrundes ist intuitiv klar, daß das plötzlich neu entstandene Loch über die Coulombwechselwirkung zu einer Störung des 1DEG führen muss (Abb. 15.4(a)). Aufgrund des für eine energetische Umordnung nur an der Fermikante verfügbaren Phasenraumes haben Elektronen mit Wellenvektor  $k_F$  einen stark erhöhten Wirkungsquerschnitt für eine Wechselwirkung mit dem Loch. Als Konsequenz zeigen sowohl Absorptions- als auch Emissionsspektrum in Abb. 15.4(b,c) eine deutliche Anomalie nahe der Fermikante, die dementsprechend als Fermikantensingularität (engl. *Fermi edge singularity* - FES) bezeichnet wird.

Aktuellere theoretische Behandlungen zeigen, daß insbesondere Halbleiter-Quantendrähte aufgrund einer starken Coulombwechselwirkung bei gleichzeitig reduzierter Abschirmung potentiell gute Systeme zur Beobachtung von Fermikantensingularitäten sein sollten [106]. Kontrovers diskutiert ist allerdings nach wie vor die Frage, ob eine Lokalisierung der Löcher notwendige Bedingung ist. In der ursprünglichen Behandlung von Mahan [104, 105] wurde ein kernnahes Elektron durch Absorption von Röntgenstrahlung in das Valenzband des Metalls angeregt. Als Resultat ist das entstandene Loch stark lokalisiert und hat damit eine unendliche effektive Masse, so daß alle Übergänge zwischen Elektron und Loch prinzipiell direkter Natur sind. Diese Bedingung ist in einem Halbleiter mit Löchern endlicher Masse nicht notwendigerweise erfüllt und die zusätzlichen indirekten Übergänge verschmieren die Fermikantensingularität über den Bereich der Rückstoßenergie  $E_R = (m_e/m_h)E_F$  der Löcher. Nimmt man jedoch an, daß Löcher in Potentialfluktuationen lokalisiert und damit faktisch eine deutlich erhöhte effektive Masse haben, reduziert sich die energetische Unschärfe und die FES kann auch in Halbleiterquantendrähten beobachtet werden. Entsprechend vermuten Rodríguez et al. [107, 106], daß FES prinzipiell auch im Quantendraht mit frei beweglichen Löchern existieren, jedoch nur im Falle stark lokalisierter Löcher experimentell beobachtet werden können. Mueller et al. [108] und Ogawa [109] berichten dagegen, daß lokalisierte Löcher nicht notwendig sind, um FES in optischen Spektren beobachten zu können. Zu diesem Zeitpunkt ist eine gesicherte Aussage insbesondere aufgrund der geringen Anzahl experimenteller Berichte über die Beobachtung von FES in eindimensionalen Strukturen [110, 111, 65] wohl nicht möglich.

### 15.3.2 Abhängigkeit von der Proben- und Ladungsträgertemperatur

Anhand der theoretischen Überlegungen aus Kapitel 15.3.1 ist naheliegend, daß eine Aufweichung der bei tiefen Temperaturen scharfen Fermikante eine signifikante Auswirkung auf die Rekombinationsintensität haben sollte [106], da die kollektive Reaktion des 1DEG mit dem Coulombpotential des Loches gestört ist.

Eine Veränderung der Fermioberfläche kann im Experiment durch verschiedene Ansätze realisiert werden. Der naheliegende Versuch einer Variation der Probentemperatur in Abb. 15.5 bestätigt ähnliche Experimente an QWs [112]. Wird die Probentemperatur von ca. 8 K auf ca. 20 K erhöht, verschwindet die FES Lumineszenz fast vollständig, während die  $n = 1$  und  $n = 2$  Lumineszenz unverändert bleibt. Die

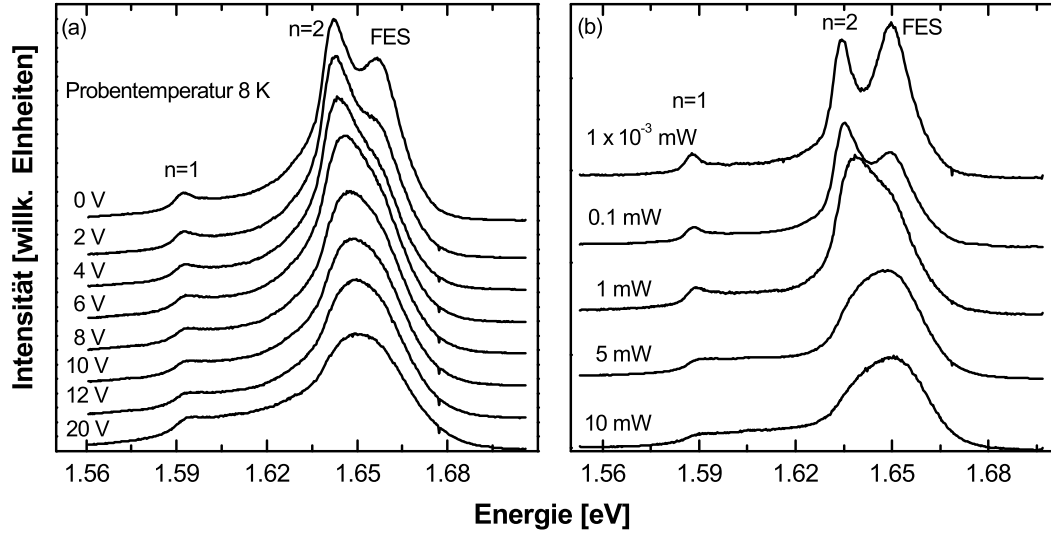


**Abbildung 15.5:** Einfluß der Probestemperatur auf Intensität der Fermikantensingularität in Probe N120/opt. Schon eine geringe Temperaturerhöhung von 12 K führt aufgrund der sensiblen Fermikante zu einer nahezu vollständigen Unterdrückung der FES, während die exzitonsche Lumineszenz aus  $n = 1, 2$  unverändert bleibt.

zunehmende Probestemperatur wird über Phononwechselwirkung an die Ladungsträger weitergegeben und führt so zu einer Aufweichung der Fermikante des 1DEGs. Geht man von der Theorie lokalisierter Löcher aus, muß zudem ihre Delokalisierung mit zunehmender Temperatur berücksichtigt werden.

Vorgreifend auf Kapitel 18.4 zeigt Abb. 15.6(a) eine weitere Möglichkeit, über eine angelegte Spannung entlang der Quantendrähte nur die Temperatur des 1DEGs zu variieren, während dabei gleichzeitig die Probestemperatur auf ca. 8 K gehalten wird. In diesem Fall ist die FES schon bei ca. 6 V stark unterdrückt. Diese Spannung entspricht laut Abb. 18.9 in Kapitel 18.4 in der vergleichbaren Probe N119/opt einer Gesamtdissipation von 5 mW und einer Ladungsträgertemperatur von ca. 45 K. Für höhere Spannungen, d.h. höhere Ladungsträgertemperaturen, führt LO-Phonon-Streuung zu einer starken lokalen Aufheizung des Kristallgitters und damit zu einer Blauverschiebung und Verschmierung der Lumineszenz.

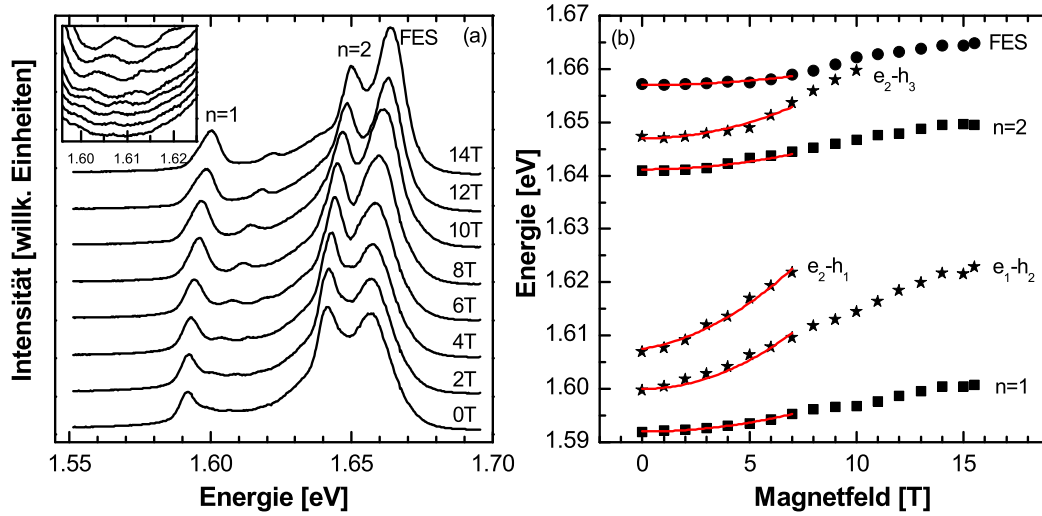
Zur Abrundung zeigt Abb. 15.6(b) noch die Änderung der Lumineszenz als Funktion der eingestrahlt Leistung eines Argon-Lasers. Die überall im System erzeugten Ladungsträger unterdrücken auch hier die FES schon bei mittleren Anregungsleistungen. Im Gegensatz zu den vorherigen Methoden liegt diesmal allerdings auch eine stark erhöhte Löcherkonzentration vor, die vermutlich zu einer, auch bei 5 mW, nach wie vor sichtbaren Fermikante führen.



**Abbildung 15.6:** (a) Änderung der Lumineszenz in Probe N120/opt durch Injektion heißer Elektronen in den Quantendraht bei einer Proben-temperatur von 8 K (Details des Experiments in Anhang A.5). Schon bei ca. 6 V, d.h. einer Elektronentemperatur von ca. 45 K, ist die FES unterdrückt. (b) Einfluß hoher Anregungsleistungen auf die Lumineszenz in Probe N120/opt. Die hohe Zahl heißer Ladungsträger führt über Streuung mit ihren Partnern zu einer thermischen Verschmierung der Fermikante und damit zu einer Reduktion der Fermikantensingularität. Anders als in (a) sind hier auch hohe Löcherdichten beteiligt.

### 15.3.3 Einfluß eines äußeren Magnetfeldes

Bringt man Probe N120/opt in ein senkrecht zur (100) Oberfläche angreifendes Magnetfeld, findet man in Abb. 15.7(a), wie schon in Kapitel 14.6 an Probe N118/opt gezeigt, eine diamagnetische Energieverschiebung der exzitonischen  $n = 1$  bzw.  $n = 2$  Übergänge und hier auch der FES. Die Ausschnittsvergrößerung läßt zudem erkennen, daß auch die Feinstruktur, die in Abschnitt 15.1 den schwach erlaubten  $e_1-h_2$  und  $e_2-h_1$  Übergängen zugeordnet wurde, mit steigendem Magnetfeld zu höheren Energien verschiebt. Eine Auftragung der Energiepositionen über dem angelegten Magnetfeld, die zudem noch die in (a) schwer erkennbare  $e_2-h_3$  Feinstruktur zwischen  $n = 2$  und FES auflöst, ist in Abb. 15.7(b) dargestellt. Obwohl auch bei der Probe N120/opt zumindest bis ca. 8 T parabolische Kurvennäherungen möglich sind, soll an dieser Stelle auf die wenig aussagekräftige quantitative Analyse zugunsten einer qualitativen Beschreibung verzichtet werden. Vergleicht man zunächst die Energieverschiebungen der schwach erlaubten Übergänge mit denen von  $n = 1$  und  $n = 2$ , ist deutlich erkennbar, daß erstere generell zu einer größeren Verschiebung führen. Die Annahme der diamagnetischen Näherung unter Verwendung einer für alle Übergänge unveränderten effektiven Exzitonmasse führt zu der Erkenntnis, daß die schwach erlaubten Übergän-



**Abbildung 15.7:** Magneto-Photolumineszenzstudie der dotierten Probe N120/opt. (a) Bei Anlegen eines senkrecht zur Probenoberfläche orientierten Magnetfeld verschieben die Lumineszenzmaxima des Quantendrahtes monoton zu höheren Rekombinationsenergien. Diese diamagnetische Verschiebung findet nicht nur für  $n = 1, 2$  und die Fermikantensingularität, sondern auch für die in der Detailvergrößerung gezeigte Feinstruktur statt. (b) Auftragung der Rekombinationsenergien über dem eingeprägten Magnetfeld. Eine parabolische Näherung im Rahmen der diamagnetischen Näherung ist nur bis ca. 8 T sinnvoll möglich. Zweifelsfrei erkennt man jedoch, daß die Energieverschiebung der Feinstruktur vermutlich aufgrund eines schwächeren Einschlußpotentials größer als die der dominanten Lumineszenzmaxima ist.

ge anscheinend generell ein schwächeres Einschlußpotential erfahren und damit weiter ausgedehnt sind als  $n = 1$  oder  $n = 2$ .

Zusätzlich zu der energetischen Verschiebung der Rekombinationsenergien bewirkt das äußere Magnetfeld eine signifikante relative Intensitätszunahme der FES gegenüber der Intensität des  $n = 2$  Übergangs. Dieser Effekt wurde experimentell ähnlich von Chen et al. [113] in Quantentöpfen mit zwei besetzten Subbändern gefunden und wird in verschiedenen theoretischen Betrachtungen [106, 114, 108] auf eine Kopplung der beiden besetzten Subbänder zurückgeführt. Die Stärke der Kopplung, die laut Rodriguez et al. [107] auf einer Asymmetrie des Einschlußpotentials beruht, kann experimentell durch ein äußeres, die Asymmetrie verstärkendes, Magnetfeld erhöht werden.

## 15.4 Diskussion

Die in den Kapiteln 15.1 bis 15.3.3 vorgestellten Proben N119/opt und N120/opt bestätigen die erfolgreiche Herstellung modulationsdotierter V-Gaben-Quantendrähte,

in denen durch geeignetes Design der Wachstumsparameter nur die im Quantendraht lokalisierten Zustände mit freien Elektronen besetzt sind. Diese Eigenschaft erscheint zunächst trivial, lässt sich experimentell jedoch aufgrund der vielfältigen Parameter nur schwer realisieren. Problematisch ist neben einer passenden Wahl der Spacerdicke und der Dotierkonzentration (vgl. Anhang B.3) eine zweifelsfreie experimentelle Information, welche Strukturbereiche mit freien Elektronen besetzt sind. Die besondere Qualität der Proben N119/opt und N120/opt führt in Kombination mit einer glücklichen Wahl der Dotierung zu der Existenz von Fermikantensingularitäten, die in diesem Fall eine eindeutige Bestimmung der Fermikante ermöglichen. Das an der Probe N120/opt erstmals beobachtete Verhalten der Fermikantensingularität in MOVPE-V-Graben-Quantendrähten ist dabei konsistent mit den Resultaten und Prognosen der wenigen experimentellen und theoretischen Abhandlungen, die z.Zt. für die verschiedenen anderen Formen von Quantendrähten verfügbar sind.

Ungeklärt bleibt die Frage, ob die Existenz lokalisierter Löcher eine wesentliche Voraussetzung für das Auftreten der Fermikantensingularität in Probe N120/opt ist, bzw. ob FES auch wie von Ogawa et al. [109] für frei bewegliche Löcher möglich sind. Insbesondere hinsichtlich der in der Quantendrahtregion auftretenden hochindizierten Facetten und unter Berücksichtigung der Berichte über lokalisierte Exzitonen [84, 86, 87] erscheint eine Lokalisierung von Löchern in den vorliegenden Proben nicht abwegig.

An dieser Stelle bleibt auch die Ursache für die starke Reduktion der  $n = 1$  Lumineszenz, die sowohl in N119/opt als auch in N120/opt zu beobachten ist, ungeklärt. Zwar gibt es Berichte über ähnliche Beobachtungen [115, 110], jedoch sind auch dortige Erklärungsversuche mit unendlich hohen Löchermassen oder Dickenfluktuationen des Quantendrahtes eher spekulativ.

## 16 Zusammenfassung

Die in diesem Abschnitt VI gesammelten Ergebnisse, die anhand verschiedener Photolumineszenzuntersuchungen über wesentliche und z.T. bisher unbekannte Eigenschaften von V-Graben-Quantendrähten berichten, können zur abschließenden Diskussion in zwei Kategorien unterteilt werden:

**Charakterisierung durch Photolumineszenz** Ohne Zweifel ist die Analyse strahlend rekombinierender Ladungsträger die wahrscheinlich leistungsfähigste Methode zur Untersuchung von Halbleiterquantendrähten. Schon ein verhältnismäßig einfacher experimenteller Aufbau erlaubt eine schnelle Aussage über Quantisierungsenergien und Qualität der untersuchten Probe. Diese meist eher oberflächlichen Resultate geben allerdings wenig Einblick in die dynamischen Prozesse, die besonders für optische Anwendungen von wesentlicher Bedeutung sind. Solche Untersuchungen, seien es temperatur-, zeit-<sup>8</sup> oder anregungsenergie-abhängige Methoden sind oft deutlich

<sup>8</sup>Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch verschiedene zeitaufgelöste Photolumineszenzuntersuchungen durchgeführt, die grundlegend zum Verständnis der Ladungsträgerrelaxation in V-Graben-

komplexer und ihre Resultate auch schwieriger zu interpretieren. Hier ist eine langjährige Erfahrung in der Interpretation von optischen Spektren niedrigdimensionaler Strukturen notwendig, besonders wenn man bisher nicht beobachtete Effekte studiert.

**Quantendrähte hoher Qualität** Es sollte nicht verschwiegen werden, daß die hier vorgestellten Proben keinen repräsentativen Charakter aller im Rahmen dieser Arbeit optisch untersuchten V-Graben-Quantendrähte haben. Berücksichtigt man die Vielzahl von oft schwer kontrollierbaren Einflüssen, sei es z.B. die Vorstrukturierung oder die Wachstumstemperatur, dann ist naheliegend, daß auch eine entsprechende Streuung in den Proben unvermeidlich ist. Trotzdem bleibt festzuhalten, daß die untersuchte Probenserie N118/opt, N119/opt und N120/opt den Beweis erbringt, daß die gewählte Methode der Quantendrahtherstellung zu Quantendrähten mit reproduzierbar hoher Qualität führen kann. Die vorgestellten Proben bestechen durch geringe Halbwertsbreiten und noch zum Zeitpunkt der ersten Untersuchungen unerreichten Subbandabständen von fast 50 meV. Die undotierte Probe N118/opt zeigt eine in der Literatur über V-Graben-Quantendrähte bisher unbeobachtete eingeschränkte Relaxation *innerhalb* des Quantendrahtes. Obwohl dies vermutlich auf lokalisierte Exzitonen zurückzuführen ist, läßt sich die Quantendrahtlumineszenz nicht wie in anderen Veröffentlichungen [116, 86, 85, 117] in einzelne sehr scharfe exzitonische Übergänge auflösen. Weitere Untersuchungen und insbesondere die Herstellung vergleichbarer Proben erfordern auch die Erkenntnisse, die anhand der dotierten Proben gewonnen werden konnten. Das Auftreten von Fermikantensingularitäten zeugt zwar für eine homogene Fermioberfläche und damit verbunden für eine sehr gute strukturelle Probenqualität, die meisten Effekte des eindimensionalen Vielteilchensystems sind jedoch noch weitestgehend unverstanden, erschwert durch die geringe Anzahl an verwertbaren Proben.

---

Quantendrähten beigetragen haben. Der interessierte Leser findet sie in [64]. Speziell für die Probe N118/opt wurden zusätzlich Messungen von M. Hauert [63] und R. Roshan durchgeführt, die die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse bestätigen.





## Teil VII

# Ladungsträgertransport in V-Graben-Quantendrähten

Anlehnend an die erfolgreiche Herstellung von modulationsdotierten und damit elektrisch leitenden Quantendrähten in Kapitel 15 liegt der Versuch nahe, die Transporteigenschaften eines eindimensionalen Elektronengases genauer zu untersuchen. Solche Experimente wurden schon früh durch Sakaki et al. [118] motiviert, die in einfachen Modellen die Auswirkung des stark reduzierten Phasenraumes<sup>9</sup> für die Streuung eines Elektron an einer Störstelle berechneten. Sie kamen zu dem erstaunlichen und für zukünftige Bauelemente sehr attraktiven Ergebnis, daß in Quantendrähten eine gegenüber 2DEGs deutlich erhöhte Elektronenbeweglichkeit vorliegen sollte. Motohisa et al. [119] beschränkte diese Prognosen im Rahmen einer zusätzlich berücksichtigten Grenzflächenrauigkeit auf Quantendrähte mit hohen Elektronendichten, wodurch alle auf elektrostatischer Verarmung, d.h. der Verwendung von Gates, beruhende Methoden experimentell ausscheiden. Obwohl Sakaki und Motohisa noch gerne zu Motivationszwecken zitiert werden, gibt es nach unserem Wissen bis heute keinen zweifelsfreien Nachweis über einer erhöhte Elektronenbeweglichkeit in Halbleiterquantendrähten. Neuere theoretische Veröffentlichungen von Moško und Vagner [120] lassen zudem vermuten, daß die Beweglichkeit ähnlich oder sogar niedriger als die in 2DEGs ist.

Neben der interessanten Frage der Elektronenbeweglichkeit, gibt es weitere theoretischen Vorhersagen über das Verhalten eines idealen eindimensionalen Leiters, die anhand von V-Graben-Quantendrähten untersucht werden könnten. Als besonders problematisch erweist sich dabei jedoch die experimentelle Realisierung der theoretischen Vorgaben. Anders als bei den im letzten Abschnitt vorgestellten Photolumineszenzexperimenten, verlangt der Vergleich mit den Theorien die Herstellung eines *einzelnen* Quantendrahtes im quantenmechanischen Limit, bei dem ausschließlich der Grundzustand mit freien Elektronen gefüllt ist. Entsprechend dieser Problematik ist der folgende Teil VII in eine theoretisch und eine experimentell orientierte Behandlung unterteilt: Zunächst werden die wesentlichen Eigenschaften eines 2DEGs bzw. 1DEGs im äußeren Magnetfeld dargestellt, die notwendig für ein grundlegendes Verständnis der im experimentellen Teil folgenden Magnetotransportexperimente sind. Im experimentellen Abschnitt wird dann ein Überblick über die besonderen Anforderungen bei der Herstellung geeigneter Quantendrahtproben gegeben, bevor die zugehörigen Resultate der Magnetotransport- und Gatemessungen vorgestellt werden. Den Schluß der Behandlung bildet die Kombination von elektrischem Transport und Photolumineszenzspektroskopie, anhand derer ein örtlicher Ladungsträgertransfer zwischen den komplex verbundenen niedrigdimensionalen Strukturen beobachtet werden kann.

<sup>9</sup>Anschaulich kann ein Elektron an der Fermikante eines idealen Quantendrahtes nur vorwärts also mit  $+k_F$ , oder rückwärts mit  $-k_F$  elastisch gestreut werden.

## 17 Grundlagen niedrigdimensionaler Elektronengase

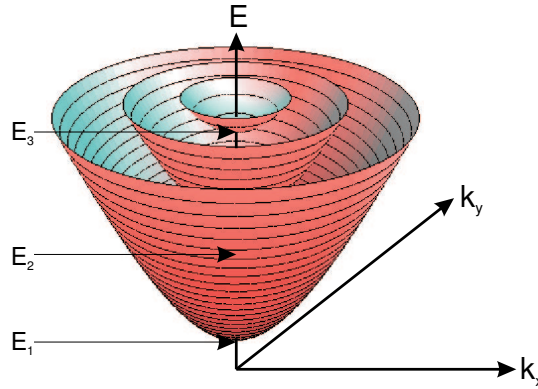
Da die Grundlagen niedrigdimensionalen Transports in verschiedenen Lehrbüchern umfangreich behandelt werden, soll hier mit dem Vermerk auf [121, 122] auf eine Behandlung der verschiedenen Transportregimes, schwachen Lokalisierung und Leitfähigkeitsfluktuationen verzichtet werden. Somit beschränkt sich die theoretische Beschreibung auf die für das Verständnis der experimentellen Daten notwendige Behandlung des zwei- bzw. eindimensionalen Elektronengases im äußeren Magnetfeld.

### 17.1 Das zweidimensionale Elektronengas

Zurückgreifend auf Kapitel 2.1 ist bekannt, daß mit Hilfe des sogenannten dotierten Heteroübergangs ein mit Elektronen gefüllter quasi-zweidimensionaler Quantentopf hergestellt werden kann. Unter Annahme nicht wechselwirkender quasi-freier Elektronen in einem parabolischen Leitungsband kann man die  $\mathbf{k}$ -abhängige Energiedispersion  $E_i(\mathbf{k}_{\parallel})$  des in  $x, y$ -Ebene frei beweglichen Teilchens sofort angeben zu

$$E_i(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar^2}{2m_x^*} k_x^2 + \frac{\hbar^2}{2m_y^*} k_y^2 + E_i \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (17.1)$$

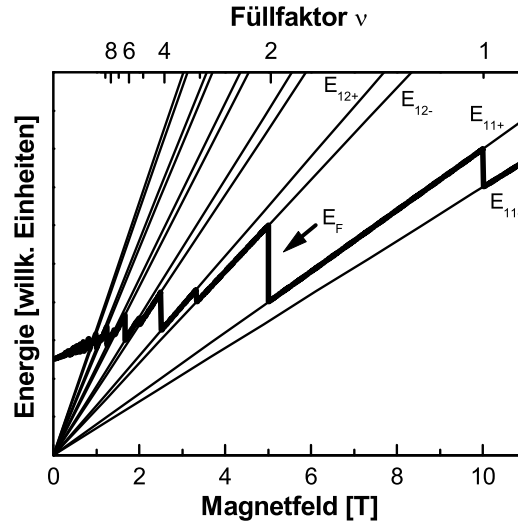
Hier bezeichnet  $m_{x,y}^*$  die effektive Masse in der jeweiligen Richtung der freien Beweglichkeit und  $E_i$  die aus der Quantisierung in  $z$ -Richtung entstehenden diskreten Energieeigenwerte, die abhängig von Form und Tiefe des Potentialtopfes sind. Die aus Gl. (17.1) entstehenden Energieparaboloide sind in Abb. 17.1 dargestellt.



**Abbildung 17.1:** Energieabhängigkeit  $E_i$  der ersten drei Energieparaboloide ( $i$ ) eines zweidimensionalen Elektronengases.

### 17.2 Das zweidimensionale Elektronengas im äußeren Magnetfeld

Bringt man ein 2DEG in ein äußeres Magnetfeld  $\mathcal{B}$ , das senkrecht zu der Ebene der freien Elektronenbeweglichkeit angreift, führt man eine zusätzliche Quantisierung ein. Im klassischen Bild beschreiben die Elektronen jetzt Kreisbahnen senkrecht zum



**Abbildung 17.2:** Energieabhängigkeit  $E_{ijs}$  der ersten sechs Landauniveaus ( $j$ ) unter Berücksichtigung der Spinaufspaltung ( $s$ ) für ein zweidimensionales Elektronengas in dem nur das erste Subband ( $i$ ) mit Elektronen besetzt ist. Da der Entartungsgrad jedes Landauniveaus linear mit dem Magnetfeld zunimmt und dadurch das oberste besetzte Niveau entleert wird, wechselt die Fermienergie  $E_F$  mit jedem ganzzahligen Füllfaktor  $\nu$  in ein energetisch tieferliegendes Niveau.

Magnetfeld und verlieren damit ihre freie Bewegung in  $x, y$ -Richtung. Quantenmechanisch betrachtet führt dies zu einer magnetfeldabhängigen Energiedispersion

$$E_{ijs} = E_i + \hbar\omega_c \left( j - \frac{1}{2} \right) + s \left( \frac{1}{2} g \mu_B \mathcal{B} \right) \propto \mathcal{B}, \quad i, j = 1, 2, 3, \dots \text{ und } s = \pm \frac{1}{2} \quad (17.2)$$

mit der Zyklotronfrequenz  $\omega_c = e\mathcal{B}/m^*$  und den diskreten Energieeigenwerten  $E_i$  aus Gl. (17.1). In dieser Darstellung wurde vereinfachend  $m_{x,y}^* = m^*$  angenommen. Der letzte Term in Gl. (17.2) berücksichtigt zusätzlich die beiden möglichen Spineinstellungen des Elektrons zum Magnetfeld. Daher ist  $s = \pm 1/2$ ,  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $g$  der Landé-Faktor des Elektrons. Da Gl. (17.2) für ein festes Magnetfeld  $\mathcal{B}$  nur noch diskrete Energieeigenwerte aufweist, muß die im magnetfeldfreien Fall pro Subband  $i$  mit  $m^*/\pi\hbar^2$  konstante Zustandsdichte in die diskreten Energieeigenwerte  $j$  'kondensieren'. Diese sogenannten Landauniveaus haben dann unter Berücksichtigung der zusätzlichen Aufhebung der Spinentartung einen Entartungsgrad von

$$N_{ijs} = \frac{1}{2} \frac{m^*}{\pi\hbar^2} \hbar\omega_c = \frac{e\mathcal{B}}{h}. \quad (17.3)$$

Offensichtlich wächst mit zunehmendem Magnetfeld  $\mathcal{B}$  auch der Entartungsgrad der Landauniveaus. Man definiert daher für das  $i$ -te Subband mit der Ladungsträgerkon-

zentration  $n_i$  den Füllfaktor  $\nu_i$  mit

$$\nu_i = \frac{n_i}{N_{ijs}} = \frac{h}{e\mathcal{B}} n_i, \quad (17.4)$$

der die Anzahl der besetzten Landauniveaus angibt.  $\nu_i$  ist proportional zu  $1/\mathcal{B}$  und entsprechend beschreibt die Fermienergie, die per Definition immer im obersten besetzten Landauniveau liegt, eine Art Sägezahnfunktion, wie sie für den Fall eines einzelnen besetzten Subbandes  $i = 1$  in Abb. 17.2 dargestellt ist. Die Frequenz dieser in  $1/\mathcal{B}$  linearen Funktion nennt man Shubnikov-de Haas-Frequenz  $F_{\text{SdH}}$ , die mit

$$F_{\text{SdH}} = \frac{n_i h}{2e} \quad (17.5)$$

getrennt für jeweils eine Spinausrichtung definiert ist. Es ist direkt einsichtig, daß eine derartig oszillierende Fermienergie in der Messung eines magnetfeldabhängigen Widerstandes beobachtbar sein muß. Der entsprechende Effekt ist als Shubnikov-de Haas-Oszillation (SdH-Oszillation) bekannt und äußert sich als in  $1/\mathcal{B}$ -periodischen Oszillation im longitudinalen Widerstand eines 2DEGs [123].

### 17.3 Das eindimensionale Elektronengas im äußeren Magnetfeld

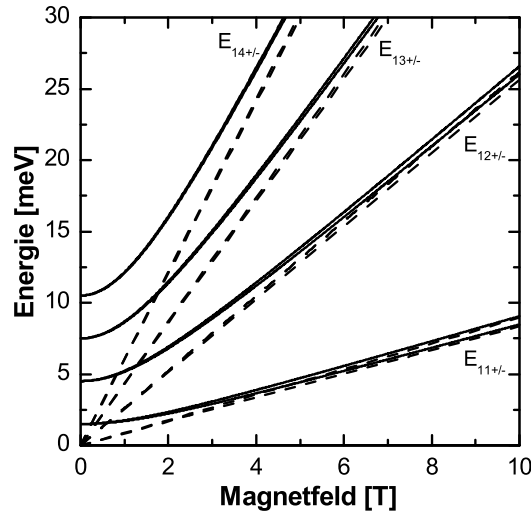
Der Übergang vom 2DEG zum 1DEG geschieht durch ein weiteres Einschlußpotential, daß die freie Bewegung der Elektronen auf eine Raumrichtung beschränkt. Im feldfreien Fall kann man daher die  $k$ -abhängige Energiedispersion analog zu Gl. (17.1) als

$$E_{ij}(k_x) = E_{ij} + \frac{\hbar^2}{2m_x^*} k_x^2 \quad n, m = 1, 2, 3, \dots \quad (17.6)$$

angeben. Dabei wurde angenommen, daß die Elektronen in  $x$ -Richtung frei beweglich sind, während die Beschränkung in  $y, z$ -Richtung zu dem diskreten Spektrum der Energieeigenwerte  $E_{ij}$  führt. Anders als im Falle des 2DEG führt ein senkrecht zur  $x, y$ -Ebene angreifendes äußeres Magnetfeld nun nicht zu einer freien Zyklotronbewegung, da diese durch das zusätzliche Einschlußpotential in  $y$ -Richtung behindert ist. Erst wenn der Zyklotronradius kleiner als die Ausdehnung des Quantendrahtes in  $y$ -Richtung ist, kann die Bewegung ungehindert stattfinden und die Magnetfeldabhängigkeit der Elektronenenergie wird dem zweidimensionalen Fall ähnlich werden. Es ist anschaulich also sofort klar, daß die magnetfeldabhängige Energiedispersion einen Übergang von einem ein- in ein zweidimensionales Verhalten beschreiben muß. Betrachtet man den einfachen und analytisch lösbaren Fall eines zusätzlichen parabolischen Einschlußpotentials  $V(y) = \frac{1}{2}m_y^*\omega_0^2 y^2$  in  $y$ -Richtung erhält man in erster Näherung die magnetfeldabhängige Dispersionsrelation

$$E_{ij} = E_i + \left(j - \frac{1}{2}\right) \hbar\omega + s \left(\frac{1}{2}g\mu_B\mathcal{B}\right) \quad (17.7)$$

mit  $\omega^2 = \omega_c^2 + \omega_0^2$ . Anders als im zweidimensionalen Fall der Abb. 17.2 entarten die Landaulevel eines Subbandes  $i$  für  $\mathcal{B} \rightarrow 0$  in Abb. 17.3 nun nicht mehr in der Energie



**Abbildung 17.3:** Magnetfeldabhängige Energiedispersion der ersten vier Landauniveaus im ersten Subband eines quasi-eindimensionalen Elektronengases (durchgezogene Kurven) unter Berücksichtigung der Spinaufspaltung. Anders als im Falle des zweidimensionalen Elektronengases (gestrichelte Kurven) führt das zusätzliche laterale Einschlusspotential zu einer Aufhebung der Entartung bei  $B \rightarrow 0$ . Für Magnetfelder  $B \gtrsim 2$  T verhalten sich 1DEG und 2DEG näherungsweise gleich. (Parameter dieser Berechnung:  $\hbar\omega_0 = 3$  meV und  $m^* = 0.067m_e$ .)

$E_i$ , sondern laufen getrennt in ihre 1D-Subbandenergien ein. Während das Verhalten für Magnetfelder  $B \gtrsim 2$  T wie erwartet dem des 2DEGs ähnelt, wird man experimentell insbesondere für kleine Magnetfelder eine Abweichung der SdH-Oszillationen von der  $1/B$ -Periodizität feststellen.

## 18 Transportexperimente

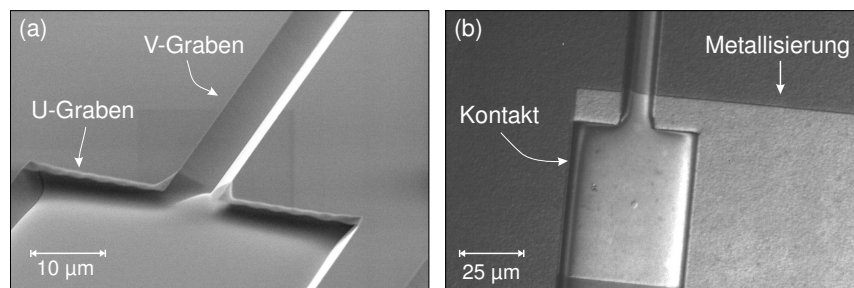
### 18.1 Experimentelle Anforderungen und Realisierung

Die in der Einleitung genannten theoretischen Arbeiten betonen das gesteigerte Interesse an Transportuntersuchungen in eindimensionalen quantenmechanischen Systemen, wie sie in V-Graben-Quantendrahtstrukturen mit besonderer Qualität zu finden sind. Ganz anders als in den optischen Experimenten im Abschnitt VI verlangen solche Studien jedoch deutlich höheren experimentellen Aufwand in der Probenpräparation, da das Hauptaugenmerk auf den quantenmechanischen Effekten in einem *einzelnen* möglichst eindimensionalen Quantendraht liegt.

**Elektrische Isolierung einzelner V-Gräben** Für die notwendige elektrische Isolierung benachbarter V-Gräben gibt es verschiedene experimentelle Verfahren unter-

schiedlicher Praktikabilität. Die naheliegende Methode, planare 2DEG-Bereiche zwischen den V's mittels naß- oder trockenchemischer Ätzung zu entfernen, kann ohne aufwendige Elektronenstrahlolithographie nur auf ca.  $1\text{ }\mu\text{m}$  genau realisiert werden und führt so meist zu einer unvollständigen Entfernung des 2DEGs oder zu einer Schädigung der V-Struktur. Selektives Wachstum, wie es bei der Verwendung der üblichen metallorganischen Quellen TMGa/TMAI auf den  $\text{SiO}_2$  bedeckten Bereichen zwischen den V-Gräben auftritt, führt, wie schon in Kapitel 5 beschrieben, zu Schichtdickeninhomogenitäten, die eine weitere Verwendung der Quantendrähte ausschließen. Verwendet man dagegen die alternativen MOVPE-Quellen TEGa/Alan in einer dünnen, die relevante Struktur nicht beeinflussenden Anwachsschicht, so wird auf den mit  $\text{SiO}_2$  bedeckten Bereichen polykristallines Wachstum induziert, das sich auch in den nachfolgenden Schichten fortsetzt (vgl. Abb. 5.3). Diese Schicht ist elektrisch isolierend und vermeidet das Auftreten der o.g. lokal variierenden Schichtdicken fast vollständig. Die in dieser Arbeit vorgestellten Proben basieren ausnahmslos auf dieser Herstellungstechnik.

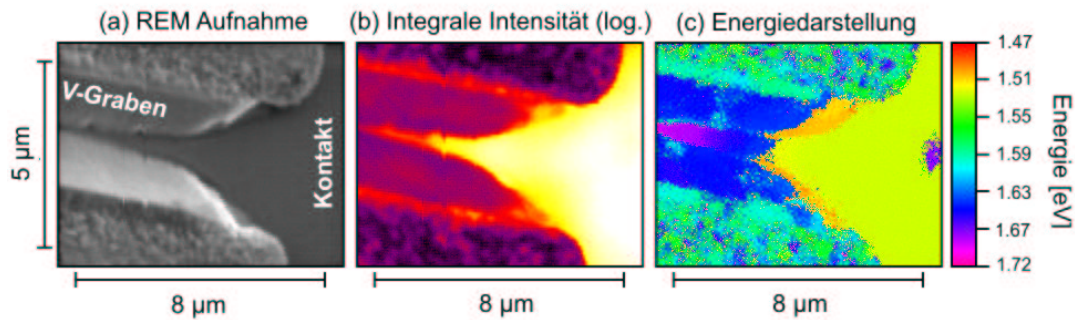
**Elektrische Kontaktierung** Für Transportuntersuchungen an Quantendrähten benötigt man selbstverständlich eine geeignete elektrische Kontaktierung der Drähte. Aufgrund der geringen Ausdehnung kann dies nur über den Umweg eines zweidimensional ausgedehnten Reservoirs geschehen. Kaufman et al. [124, 125] lösen dieses Problem durch die Verwendung der Seitenflächen, die einen intrinsischen 2DEG $\leftrightarrow$ 1DEG Übergang in den Quantendraht bereitstellen. Diese Methode hat allerdings wesentliche Nachteile: Zunächst muss durch eine ausreichend hohe Dotierung sichergestellt werden, daß die Seitenflächenzustände elektronisch besetzt sind und so überhaupt einen Transport in den Quantendraht gewährleisten können. Damit der Transport entlang des V-Grabens dann jedoch auf den Quantendraht beschränkt bleibt, müssen



**Abbildung 18.1:** Methode zur elektrischen Kontaktierung der Quantendrähte: (a) Die REM-Aufnahme der geätzten Substratoberfläche zeigt den Übergang von einem etwa  $4\text{ }\mu\text{m}$  breiten V-Graben in den etwa  $50\text{ }\mu\text{m}$  breiten und  $60\text{ }\mu\text{m}$  langen U-Graben, auf dessen nahezu planaren Bodenfläche während des nachfolgenden Wachstums ein zweidimensionales Elektronengas entsteht. (b) Der fertige metallisierte Kontakt im optischen Mikroskop. Die Metallisierung liegt überdeckt hier absichtlich auch den Übergangsbereich zwischen U- und V-Graben.

die Seitenflächen entweder durch eine Ätzung entfernt oder durch ein Gate elektrisch verarmt werden. Dies erfordert eine aufwendige Elektronenstrahlolithographie. Problematisch ist auch die im Verlaufe dieser Arbeit schon öfter diskutierte Tatsache eines geringen Überlapps zwischen den Elektronen-Wellenfunktionen in der Seitenfläche und denen im Quantendraht. Ganz offensichtlich ist nur für Strukturen mit einer verhältnismäßig geringen Abschnürung ein ungehinderter Ladungsträgertransfer von den Seitenflächen in den Quantendraht möglich, also nur für V-Graben-Quantendrähte mit einer dicken GaAs-Schicht. Die daraus resultierenden geringen Subbandabstände zwischen den Quantendrahtniveaus erschweren die Herstellung eines Quantendrahtes im Limit nur eines besetzten Subbandes und erhöhen den Einfluß unerwünschter Intersubbandstreuung.

Die in dieser Arbeit verwendete Kontaktierungstechnik wurde schon in früheren Arbeiten [25, 24, 26, 126] vorgestellt und beruht auf einem durch den naßchemischen Br:CH<sub>3</sub>OH Ätzprozeß vorgegebenen und damit quasi-selbstjustierenden Übergang von einer V-förmigen in eine U-förmige Struktur (vgl. Abb. 5.1(d)). Der Quantendraht läuft an beiden Enden in einen 60 µm langen und 50 µm breiten U-Graben ein, auf dessen leicht gerundeten (100) Bodenfacette ein zweidimensional ausgedehntes Elektronengas das gewünschte Reservoir zur Kontaktierung des Quantendrahtes bereitstellt. Abb. 18.1(a) zeigt in einer REM-Aufnahme eines entsprechend geätzten, noch unbewachsenen Substrates das Ende eines V-Grabens mit dem daran anschließenden Kontaktbereich. Nach der Epitaxie wird dann über dem U-Graben mit den üblichen Lithographie- und Bedampfungstechniken eine Ni/AuGe/Ni/Au Metallisierung aufgebracht und bei ca. 450° C einlegiert. Ein entsprechend gefertigter Kontakt ist in



**Abbildung 18.2:** (a) REM-Aufnahme des Übergangsbereiches zwischen U-förmiger Kontaktfläche und V-Graben anhand einer bis auf die fehlende Metallisierung fertigen Probe. (b) Ortsaufgelöste, spektral integrierte Kathodolumineszenz (T. Riemann, Universität Magdeburg) des in (a) gezeigten Probenbereiches. Im Einlaufbereich dominiert die Lumineszenz aus der oberen GaAs Deckschicht wie man anhand der spektral aufgelösten Darstellung der Rekombinationsenergien in (c) sieht.

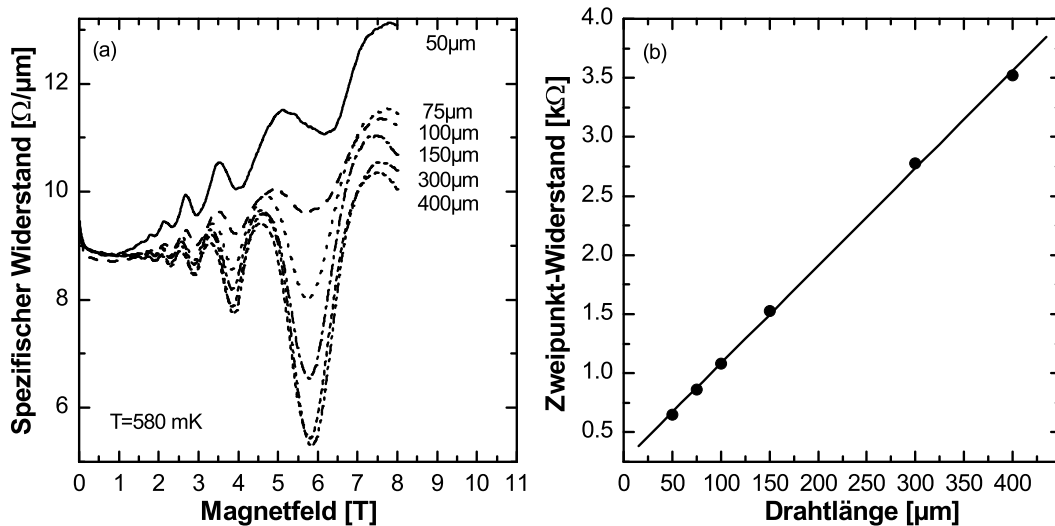
Abb. 18.1(b) zu sehen. Nachteilig bei dieser Art der Kontaktierung des Quantendrahtes ist die Unkenntnis über den wahren Verlauf der transportierenden Schicht. Da eine morphologische Analyse anhand mehrerer aufeinanderfolgender Querschnittsbil-



der mit den normalen TEM-Präparationstechniken nicht durchführbar ist, wurde im Rahmen der Kathodolumineszenzuntersuchungen aus Abschnitt V versucht Informationen über den Übergang von U- zu V-Graben zu gewinnen. Abb. 18.2 zeigt eine entsprechende Studie, aus der aufgrund der zu geringen Eindringtiefe jedoch keine Informationen über die vergrabene Transportschicht gewonnen werden kann. Trotzdem erkennt man anhand der Lumineszenz der obersten GaAs Deckschicht bei 1.52 eV in Abb. 18.2(b) und (c), daß der Übergang vom Kontaktbereich in den V-Graben verhältnismäßig adiabatisch verläuft und somit auch die vergrabene GaAs-Schicht ein ähnliches Verhalten zeigen sollte.

## 18.2 Magnetotransport in V-Graben-Quantendrähten

Abb. 18.3(a) zeigt Zweipunkt-Magnetotransportmessungen an V-Gräben der Probe N64, deren genauer Schichtaufbau Anhang B.2 zu entnehmen ist. Der magnetfeldabhängige Widerstand der 2  $\mu\text{m}$  breiten, und zwischen 50  $\mu\text{m}$  und 400  $\mu\text{m}$  langen V-Gräben wurde mit Lock-In-Technik bei einem Probenstrom von 10 nA durchge-

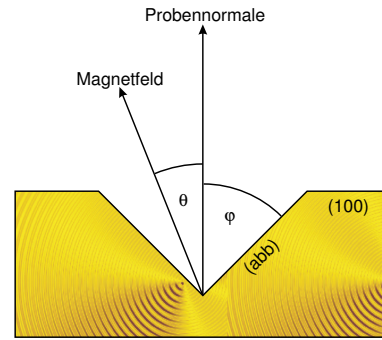


**Abbildung 18.3:** (a) Spezifische Zweipunkt-Widerstände von 2  $\mu\text{m}$  breiten, unterschiedlichen langen V-Graben-Strukturen der Probe N64/el unter Variation des senkrecht zur (100) Probenoberfläche angelegten Magnetfeldes (Probentemperatur 580 mK, Probenstrom 10 nA). Neben der schwachen Lokalisierung bei kleinen Magnetfeldern erkennt man mit den  $1/B$ -periodischen Shubnikov-de Haas-Oszillationen deutliche Hinweise auf niedrigdimensionalen Transport. Die größere Oszillationsamplitude für längere Drähte erklärt sich durch eine mit der Drahtlänge zunehmende longitudinale Widerstandscharakteristik [127]. (b) Auftragung der gemessenen Widerstandswerte bei 200 mT über der nominellen Drahtlänge. Aus der linearen Interpolation entnimmt man einen spezifischen Widerstand  $\rho = R/L$  von  $8.94 \Omega/\mu\text{m} \pm 0.1 \Omega/\mu\text{m}$  und einen Kontaktwiderstand von  $150 \Omega \pm 15 \Omega$ .



führt, während das senkrecht zur (100) Probenoberfläche orientierte Magnetfeld zwischen 0 T und 10 T variiert wurde. Man erkennt zunächst zwei Anzeichen für niedrig- jedoch nicht notwendigerweise eindimensionalen Transport: Für sehr kleine Magnetfelder  $B \approx 0$  T findet man eine Überhöhung der Probenwiderstände, typisch für Transport mit schwacher Lokalisierung. Für größere Magnetfelder  $B > 1.5$  T zeigt der Magnetowiderstand Oszillationen, deren Periodizität in  $1/B$  ein eindeutiges Zeichen für Shubnikov-de Haas-Oszillationen sind. Da die schwache Lokalisierung schon für kleine Magnetfelder unterdrückt wird, kann anhand einer in Abb. 18.3(b) gezeigten Auftragung der Drahtwiderstände bei 200 mT eine lineare Abhängigkeit von der Drahtlänge  $L$  festgestellt werden. Eine lineare Interpolation ergibt einen spezifischen Widerstand  $\rho = R/L$  von  $8.94 \, \Omega/\mu\text{m} \pm 0.1 \, \Omega/\mu\text{m}$  und anhand der Extrapolation  $L \rightarrow 0$  entnimmt man einen Widerstand von  $150 \, \Omega \pm 15 \, \Omega$  pro ohmschen Kontakt.

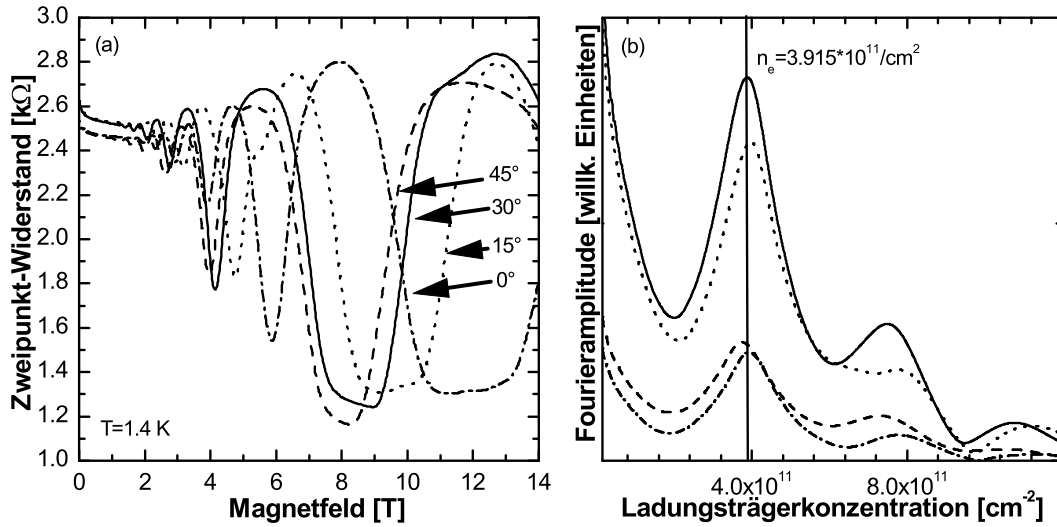
Anhand der Messungen aus Abb. 18.3(a) ist nicht zu entnehmen, in welchem Teil des V-Grabens, d.h. Quantendraht oder Seitenflächen, der Transport stattfindet und damit zu den SdH-Oszillationen führt. Die in Kapitel 17.3 für eindimensionale Systeme vorhergesagte Abweichung der SdH-Oszillationen von der Periodizität in  $1/B$  kann anhand der vorliegenden Messungen nicht festgestellt werden. Dies muß jedoch nicht notwendigerweise bedeuten, daß der Transport nicht im Quantendraht stattfindet, da die SdH-Oszillationen erst für Magnetfelder oberhalb von 1.5 T wahrnehmbar sind, abweichende Periodizität anhand von Abb. 17.2 jedoch eher nur unterhalb von 2 T zu erwarten sind. Für eine Bestimmung des Ursprungs der SdH-Oszillationen kann man alternativ auch auf die Tatsache zurückgreifen, daß ähnlich zu den Magneto-Photolumineszenzuntersuchungen die Oszillationsamplitude für die Ebenen des schwächsten Einschlupfpotentials am größten ist. Bezeichnet also  $\varphi$  den Winkel dieser Ebene relativ zu der (100) Probenoberfläche und analog  $\theta$  den Winkel des Magnetfeldes berechnet sich die Ladungsträgerkonzentration  $n_e$  der Transportschicht nach



**Abbildung 18.4:** Illustration der Winkeldefinitionen  $\varphi$  und  $\theta$ .

$$n_e = \frac{2e}{h} \left( \frac{1}{B_1} - \frac{1}{B_2} \right)^{-1} \cos(\theta - \varphi). \quad (18.1)$$

Dabei sind  $B_1$  und  $B_2$  die Magnetfelder zweier benachbarter Oszillationsmaxima. Abb. 18.5(a) zeigt die Magnetotransportmessungen an dem  $300 \, \mu\text{m}$  langen V-Graben aus Abb. 18.3 für  $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 40^\circ$  und  $45^\circ$ . Man erkennt deutlich, daß die Oszillationsfrequenz mit zunehmendem Winkel kontinuierlich zunimmt. Es ist also davon auszugehen, daß der Ursprung der SdH-Oszillationen in der Probe N64/el in den Seitenflächen ( $\varphi \approx \pm 45^\circ$ ) zu suchen ist. Da die Oszillationsamplituden exponentiell mit  $\cos(\theta - \varphi)$  gedämpft sind, mißt man für  $\theta \geq 30^\circ$  im wesentlichen nur noch den Beitrag einer der beiden Seitenflächen. Nimmt man also  $\varphi = 45^\circ$  an, ermittelt man, wie



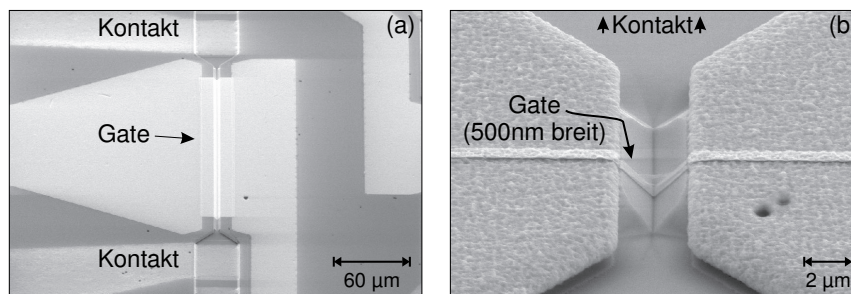
**Abbildung 18.5:** (a) Magnetowiderstand des  $300 \mu\text{m}$  langen Drahtes der Probe N64/el aus Abb. 18.3 für verschiedene Ausrichtungen des Magnetfeldes relativ zur (100) Probenoberfläche. Man erkennt eine Zunahme der SdH-Frequenz mit zunehmenden Winkel. Da die Probe für jede Änderung des Winkels erwärmt und erneut auf  $1.4 \text{ K}$  abgekühlt werden muß, beobachtet man zudem bei  $B = 0$  eine leichte Variation des Kontaktwiderstandes. (b) Fourieranalyse der Oszillationen aus (a) mit Hilfe von Gl. (18.1). Die Vermutung, daß die Oszillationen aus den V-Seitenflächen stammen ( $\varphi = 45^\circ$ ) wird durch eine für alle Magnetfeldwinkel identische Ladungsträgerkonzentration von  $n_e = 3.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  bestätigt.

anhand der entsprechend skalierten Fourieranalyse in Abb. 18.5(b) zu sehen ist für alle Magnetfeldwinkel  $\theta$  die gleiche Ladungsträgerkonzentration  $n_e = 3.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Diese Ladungsträgerkonzentration ist in Hinblick auf die in Probe N64/el gewählte Dotierkonzentration erstaunlich hoch. Da auch andere Gruppen [124] diese Beobachtung machen und aufgrund früherer Untersuchungen [26] bekannt ist, daß die Dotiereffizienz in dicken  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schichten auf (111)A GaAs-Substraten nicht wesentlich erhöht ist, muß davon ausgegangen werden, daß das Wachstum auf vorstrukturierten Substraten einen signifikanten Einfluß auf den Einbau der Silizium-Dotieratome hat.

Abschließend für diese Kapitel bleibt also festzustellen, daß für die Probe N64/el eine Dotierung gewählt wurde, die zu einer Besetzung der Seitenflächen geführt hat, die das Transportverhalten der V-Gräben dominieren und eventuell vorhandene Effekte des Quantendrahtes vollständig maskieren. Interessant ist jedoch, daß die klassische Beweglichkeit  $\mu = \sigma(en_e)^{-1}$  unter Vernachlässigung jeglichen Transportes durch den Quantendraht mit  $\mu_{\text{SQW}} = 600\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  für MOVPE-Material auf hochindizierten Facetten erstaunlich hoch ist.

### 18.3 Einfluß eines Schottkygates

In den einleitenden Worten dieses Abschnittes über Transportuntersuchungen in V-Graben-Quantendrähten wurde schon betont, daß Vergleiche zwischen Experimenten und theoretischen Vorhersagen oft nur möglich sind, wenn man eine gute Kontrolle über die elektronische Besetzung des Quantendrahtes, bzw. der Seitenflächen hat. Die gewünschte Variationsmöglichkeit der Ladungsträgerkonzentration kann allerdings nur dann sinnvoll eingesetzt werden, wenn sie während der Transportmessungen zugänglich ist. Weil eine Änderung der Dotierkonzentration nach dem Wachstum offensichtlich unmöglich ist, wurde in dieser Arbeit versucht, die Besetzung der V-Struktur durch ein Gate zu kontrollieren, wobei die üblicherweise im  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Materialsystem verwendete GaAs Deckschicht ein Schottkygate einfach realisierbar erscheinen lassen. Leider ist es aber genau diese für Gates günstige Schottkybarriere, die bei tiefen Temperaturen zu extremen Problemen bei der ohmschen Kontaktierung führt, da der Kontaktwiderstand vom Tunnelstrom durch die Barriere abhängt. Wie anhand der Probenbeschreibung N64/el in Anhang B.2 deutlich wird, wurde wie für die Herstellung geeigneter ohmscher Kontakte allgemein üblich die oberste

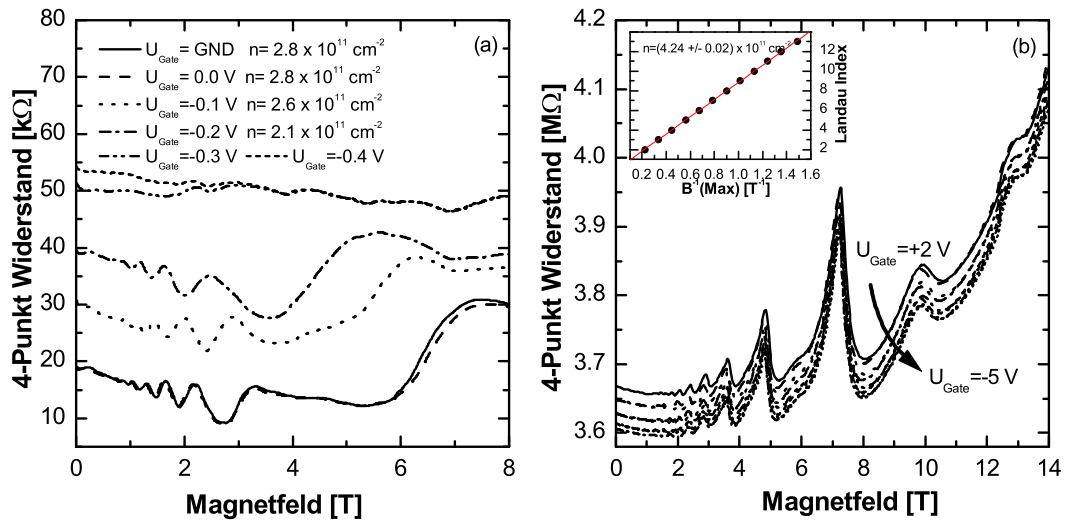


**Abbildung 18.6:** Mittels Elektronenstrahlolithographie aufgebrachte Schottkygates. Für Magnetotransportuntersuchungen sollte eine Gatesteuerung möglichst auf der ganzen Länge des Quantendrahtes wirken. Daher wird der in (a) gezeigte, ca. 150  $\mu\text{m}$  lange V-Graben fast vollständig von dem Gate bedeckt. Quantisierte Leitfähigkeit wird man dagegen nur an Quantendrähten messen können in denen kohärenter Ladungsträgertransport zwischen den beiden zweidimensionalen Reservoirs stattfindet. Daher ist der in (b) gezeigte Quantendraht nur ca. 5  $\mu\text{m}$  lang und das Gate in diesem Fall ca. 500 nm breit.

Deckschicht zur Reduzierung der Tunnelbarriere zusätzlich hoch n-dotiert. Da auf einer solchen Deckschicht keine Schottkygates realisierbar sind, muß dieses n-GaAs vor Aufdampfen eines Gates entfernt werden. Zu diesem Zweck wurde in Probe N64/el eine GaAs/GaInP/n-GaAs Schichtsequenz gewählt, bei der das n-GaAs mit geeigneten naßchemischen Ätzen selektiv zum GaInP und dieses wieder selektiv zum GaAs entfernt werden sollte. Leider haben sich diese und ähnliche Schichtsequenzen bei der das GaInP z.B. durch  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  ersetzt wurde (vgl. Probe N681/el in Anhang B.6) nicht als praktikabel erwiesen, so daß letztlich, wie anhand der Probe N606/el in Anhang B.5 ersichtlich, die Verwendung einer sehr dicken, undotierten GaAs Schicht,

kombiniert mit einer geeignet zeitlimitierten Ätzung, am ehesten Resultate verspricht.

Abhängig von der Zielsetzung der Transportuntersuchung, können Gates wie in Abb. 18.6 ersichtlich einen Teil oder die ganze Länge eines mehrere hundert Mikrometer langen Quantendrahtes oder aber auch nur einige hundert Nanometer eines wenige Mikrometer kurzen V-Graben überdecken. Während letztere Proben ähnlich zu den Experimenten von Kaufman et al. [124] für die Beobachtung von Leitfähigkeitsquantisierungen gedacht sind, wurden die Magnetotransportmessungen in Abb. 18.7 an 100  $\mu\text{m}$  langen V-Gräben gemacht, die auf einer Länge von 20  $\mu\text{m}$  mit einem Schottkygate überdeckt waren. Abb. 18.7(a) zeigt zunächst den Einfluß eines solchen Gates auf die SdH-Oszillationen in einem 12  $\mu\text{m}$  breiten U-förmigen Graben. In diesem Fall stammen die Oszillationen aus der (100) Bodenfacette [126] und man erkennt eine deutliche Abnahme der SdH-Frequenz mit zunehmend negativer Gatespannung, bis bei ca.  $-0.3$  V alle Ladungsträger aus der Bodenfacette ausgeräumt und daher



**Abbildung 18.7:** (a) Magnetowiderstand eines 12  $\mu\text{m}$  breiten U-förmigen Grabens, der auf einer Länge von 20  $\mu\text{m}$  von einem Schottkygate bedeckt ist. Negative Spannungen  $U_{\text{Gate}}$  führen zu einer sukzessiven Entleerung der, für die SdH-Oszillationen verantwortlichen, (100) Bodenfacette des U's. Mit der Abnahme der Ladungsträgerkonzentration nimmt auch die SdH-Frequenz ab und der Probenwiderstand zu. Letzterer sättigt jedoch bei  $U_{\text{Gate}} < -0.3$  V und deutet so auf einen parasitären Leitungskanal hin, der vom Gate offensichtlich nicht erfaßt wird. (b) Magnetowiderstand eines 4  $\mu\text{m}$  breiten und 100  $\mu\text{m}$  langen V-Grabens, der analog zu (a) mit einem 20  $\mu\text{m}$  breiten Gate überdeckt ist. Der in (b) oben links gezeigte Landau-plot ist linear und läßt daher vermuten, daß die SdH-Oszillationen aus den Seitenflächen des V's stammen. Eine negative Vorspannung des Gates zeigt hier anders als in (a) keinerlei Änderung der Oszillationsfrequenz, d.h. die Seitenflächen lassen sich vermutlich aufgrund der noch ungewollt mit Elektronen besetzten oberen Dotierschicht nicht verarmen.

keine Oszillationen mehr zu sehen sind. Trotzdem bleibt auch bei Gatespannungen  $U_{\text{Gate}} < -0.3$  V ein parasitärer Leitungskanal bestehen, der anscheinend durch das Gate nicht beeinflussbar ist und so zu einer Sättigung der Widerstandszunahme führt. Der Ursprung dieser Leitfähigkeit ist bisher unklar.

Abb. 18.7(b) zeigt nun den Einfluß eines Gates auf einen V-Graben mit 4  $\mu\text{m}$  Öffnungsweite. Da hier keine (100) Bodenfacette vorhanden ist stammen die unzweifelhaft erkennbaren SdH-Oszillation vermutlich analog zu Probe N64/el aus den Seitenflächen des V's. Diese Vermutung wird durch den gezeigten Landauplot gestützt, der keinerlei Abweichung vom linearen Verhalten eines 2DEG erkennen läßt. Eine Variation der Gatespannung zwischen +2 V und -5 V läßt nun anders als im Falle des U-Grabens keinerlei Änderung in der SdH-Frequenz erkennen. Lediglich eine leichte Variation des ohnehin sehr hohen Gesamtwiderstandes ist möglich. Es ist also zu vermuten, daß die verarmende Gatewirkung nicht bis zu der für die SdH-Oszillationen verantwortlichen Schicht durchgreift. Verantwortlich für diesen Effekt könnte eine nicht verschwindende Leitfähigkeit in der oberhalb des Quantendrahtes bzw. der Seitenflächen liegenden Dotierschicht sein, die durch eine residuale Besetzung die Gatewirkung auf die GaAs-Schicht effektiv abschirmt. Diese Ergebnisse sind anscheinend konsistent mit neuesten optischen Untersuchungen [100], in denen transparent ausgeführte Gates keine nennenswerte Wirkung auf eine Lumineszenz aus dem Quantendraht oder den Seitenflächen zu haben scheinen.

Abschließend bleibt also festzuhalten, daß es trotz verschiedenster Änderungen im Probenaufbau in reinen Transportexperimenten bisher nicht gelungen ist, die Leitfähigkeit auf den Quantendraht zu beschränken. Da es bisher nur zwei Veröffentlichung über nachweislich eindimensionalen Transport in V-Graben-Quantendrähten gibt [124, 125], bleibt zu vermuten, daß die hier geschilderten Probleme auch in anderen Forschungsgruppen die Präsentation entsprechender Ergebnisse verhindern.

## 18.4 Heiße Ladungsträger und örtlicher Ladungsträgertransfer

Die bisherig diskutierten Transportmessungen wurden im Sinne einer möglichst ungestörten, d.h. 'kalten' Fermikante bei verhältnismäßig geringen elektrischen Feldern von etwa 1 V/cm durchgeführt. Die folgenden Untersuchungen verfolgen dagegen den gegenteiligen Ansatz, indem die Fermikante des komplexen V-Graben-Systems bewußt durch Injektion heißer Ladungsträger aufgeweicht wird. Wird mit Hilfe eines geschickten experimentellen Aufbaus, der in Anhang A.5 genauer beschrieben ist, dabei sichergestellt, daß die Dissipation in der Probe nicht zu einer signifikanten Aufheizung des Kristallgitters führt, kann anhand vergleichender spannungs- und temperaturabhängiger Photolumineszenzspektren die Ladungsträgertemperatur  $T_e$  ermittelt werden. Solche Untersuchungen erlauben dann Aussagen über die dominierenden Relaxationsmechanismen und zeigen zudem welche Strukturbereiche, also Quantendraht, Seitenflächen oder vertikale  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Entmischung, am Transport teilnehmen.

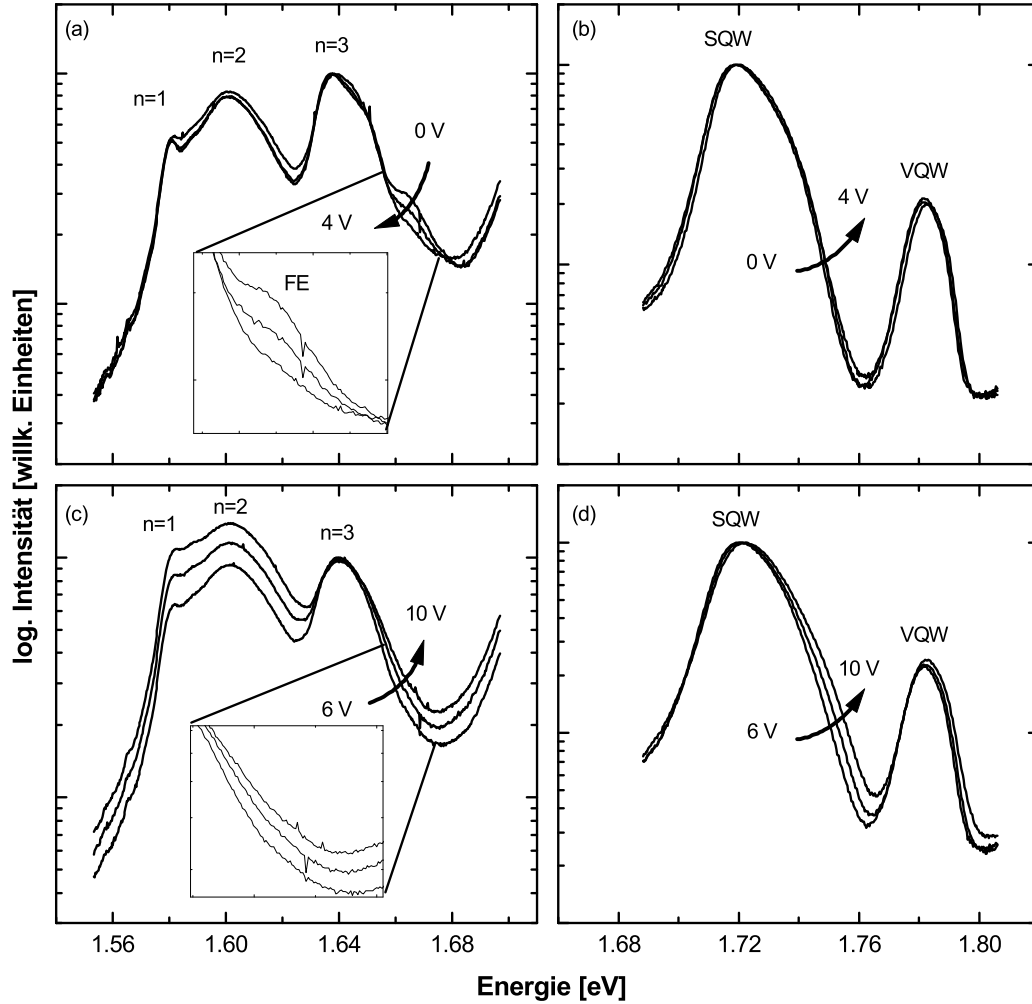
### 18.4.1 Probenbeschreibung

Die Untersuchung heißer Ladungsträger in einem V-Graben-Quantendrahtsystem verlangt die Bestimmung von Lage und Temperatur der Fermikante in Abhängigkeit eines angelegten elektrischen Feldes. Experimentell können diese Anforderungen mit Hilfe von Photolumineszenzmessungen an dotierten und elektrisch kontaktierten Quantendrahtproben realisiert werden, wobei die Spektren geeigneter Proben eine deutlich erkennbare Fermikante aufweisen müssen, die bevorzugt in der hochenergetischen Schulter der Quantendrahtlumineszenz liegt, um so eine statische Besetzung der SQWs auszuschließen. Entsprechend dieser Anforderungen wurden für die folgenden Experimente die beiden ähnlichen Proben N119/opt und 3084/opt mit elektrischen Kontakten versehen, über die an jeweils mehrere hundert, parallel geschaltete V-Grabenstrukturen ein elektrisches Feld angelegt werden konnte.

### 18.4.2 Örtlicher Ladungsträgertransfer

Abb. 18.8 zeigt das Photolumineszenzspektrum der Probe 3084 für verschiedene äußere Spannungen von 0 V bis 10 V bei einer Gittertemperatur von ca. 8 K. Unter Annahme eines verhältnismäßig geringen Kontaktwiderstandes entsprechen diese Spannung elektrischen Feldern von 0 V/cm bis etwa 50 V/cm. Betrachtet man zunächst die feldfreie Lumineszenz, erkennt man ähnlich zu den Proben N119/opt und N120/opt die Lumineszenz des Quantendrahtes, der Seitenflächen sowie von der vertikalen Ga-reichen Schicht. Abweichend von den o.g. Proben existieren hier allerdings drei Quantendrahtzustände  $n = 1, 2, 3$ . Die Position der Fermikante ihrem typischen temperaturabhängigen Emissionsspektrum ist mit FE gekennzeichnet. Durch ihre energetische Position ist das 1DEG für den feldfreien Fall auf den Quantendraht beschränkt und man kann die Ladungsträgerdichte im Quantendraht zu ca.  $3 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$  abschätzen. Für kleine elektrische Felder, d.h. für Spannungen unterhalb von 6 V bleibt eine scharfe Fermikante im hochenergetischen Spektrum des  $n = 3$  Zustandes erkennbar und der elektrische Transport damit im wesentlichen auf den Quantendraht beschränkt. Erhöht man das elektrische Feld weiter, weicht die Fermikante aufgrund der in das System eingebrachten heißen Elektronen immer weiter auf und führt schließlich zusammen mit einem verschmieren der Quantendrahtlumineszenz zu der Veränderung der Lumineszenz im hochenergetischen Teil des SQW. Es ist also davon auszugehen, daß die in der vorliegenden Probe durch das Aufheizen des elektronischen Systems Ladungsträger vom QWR in den SQW wechseln und dieser damit für hohe elektrische Felder auch am Transport teilnimmt.

Geht man von der für die Probe 3084 berechtigten Annahme aus, daß bei tiefen Temperaturen keine parallelen Leitfähigkeiten in anderen Teilen der Probe außer in QWR und SQW zu erwarten sind, kann man die durch den eingepprägten Strom in der Probe dissipierte Energie  $P = U \times I$  mit einer Energieverlustrate der QWR-Elektronen an das Gitter gleichsetzen. Abb. 18.9 zeigt eine entsprechende Auftragung der Verlustleistung gegenüber der reziproken Ladungsträgertemperatur in QWR bzw. SQW. Diese wurde durch vergleichende Messungen unter Variation der Probentempe-

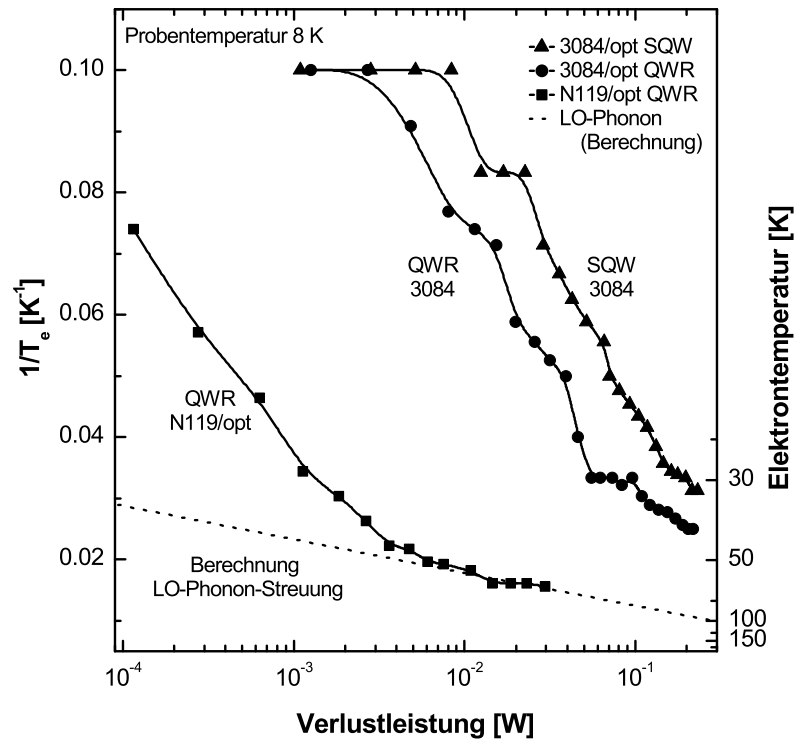


**Abbildung 18.8:** Photolumineszenzspektren der Probe 3084 bei Injektion heißer Ladungsträger durch Anlegen einer Spannung über elektrische Kontakte an den Enden der parallel geschalteten Drähte. Die Probertemperatur wird dabei auf 8 K gehalten. (a) Quantendrahtlumineszenz für  $0 \rightarrow 4$  V. Entsprechend der starken Temperaturabhängigkeit der Fermikante ist die für 0 V deutlich erkennbare Lumineszenz bei 1.665 eV schon für 4 V vollkommen unterdrückt, während die in (b) gezeigte Lumineszenz im SQW oder VQW mangels Besetzung mit freien Ladungsträgern unbeeinflusst bleibt. (c) Bei Erhöhung der Spannung respektive der Ladungsträgertemperatur weicht die Fermikante weiter auf und führt so zu einer in (d) ersichtlichen Besetzung des SQW.

ratur im feldfreien Fall ermittelt. Auch wenn aufgrund Dissipation in den Kontakten die keine Verlustleistung pro Elektron (Electron Energy Loss Rate) angegeben werden



kann, ist zweifelsfrei erkennbar, daß bei steigender Leistung zunächst nur das elektronische System des QWR aufheizt bevor heiße Elektronen in den SQW übergehen. Generell ist der QWR jedoch immer heißer als der SQW.



**Abbildung 18.9:** Darstellung der reziproken Ladungsträgertemperatur als Funktion der elektrischen Verlustleistung in den Proben 3084 und N119/opt. Probe 3084 zeigt mit Zunahme der dissipierten Leistung einen schnellen Anstieg der Ladungsträgertemperatur im Quantendraht und den Seitenflächen. Dies weist auf einen geringen Energieübertrag an das auf 8 K gekühlte Kristallgitter (Streuung an akustischen Phononen) hin. Die Ladungsträger im Quantendraht erwärmen sich zuerst, bevor auch der SQW aufheizt. Generell ist der QWR immer heißer als der SQW. Aus Gründen zu starker Dissipation in den Probenkontakten konnten für die Probe 3084 keine Ladungsträgertemperaturen größer 40 K erzeugt werden. Probe N119/opt zeigt dagegen, daß oberhalb 50 K LO-Phononen angeregt werden können und die Erwärmung der Ladungsträger mit zunehmender Dissipation langsamer verläuft.

### 18.4.3 Energieverlustspektroskopie

Betrachtet man nochmals das Verhalten der Probe 3084 in Abb. 18.9 ist leicht zu erkennen, daß die Ladungsträgertemperatur in QWR und SQW schnell mit der dissi-



pierten Leistung ansteigt - eine Tatsache, die nur mit einem geringen Energieübertrag an das Kristallgitter erklärbar ist. Es ist daher naheliegend zu fragen, welche Mechanismen bei 1D V-Graben-Quantendrähten bei der Elektron-Phonon-Wechselwirkung dominieren.

Aus Untersuchungen von Shah et al. [128, 129, 130] ist bekannt, daß in 2DEGs bei geringen Verlustleistungen und damit geringen Ladungsträgertemperaturen die Streuung an akustischen Phononen dominiert und erst bei Temperaturen oberhalb von etwa 50 K die Streuung an longitudinal optischen Phononen zu einer merklichen Energieabgabe an das Gitter und damit zu einer deutlich Abnahme der Ladungsträgerbeweglichkeit führt. Das Verhalten der Probe 3084 läßt analog vermuten, daß auch im 1DEG für  $T_e$  unterhalb von 40 K die Streuung an akustischen Phononen dominant ist. Aufgrund einer signifikanten Dissipation in den Probenkontakten konnte die Ladungsträgertemperatur in der Probe 3084 nicht weiter erhöht werden ohne dabei auch die Probe selber deutlich zu erwärmen. Aus diesem Grund ist in Abb. 18.9 zusätzlich die Energieverlustrate des Quantendrahtes<sup>10</sup> der Probe N119/opt angegeben, die aufgrund einer hochdotierten Kontaktschicht an der Oberfläche der Probe vernachlässigbare Verlustleistungen in den Kontakten aufweist. Es ist deutlich zu erkennen, daß für  $T_e$  oberhalb von etwa 50 K die Energieabgabe an das Gitter deutlich zunimmt und der Energieverlust sich wie  $P \propto \exp(-E_{LO}/k_B T_e)$  verhält.  $E_{LO}$  bezeichnet dabei die typische GaAs LO-Phonon Energie von  $E_{LO} = 36$  meV und ist durch die gestrichelte Gerade angedeutet. Es ist somit davon auszugehen, daß analog zu 2DEGs auch in 1DEGs der nichtstrahlende Energieverlust für Ladungsträgertemperaturen unterhalb 50 K durch akustische und oberhalb durch longitudinal optische Phononen dominiert wird. In den oben zitierten Untersuchungen von Shah et al. wird diese Beziehung für den Energieverlust pro Elektron aufgrund von Streuung mit einer nichtgleichgewichtsverteilten Phononen abgeleitet. Eine analoge Angabe kann hier aufgrund einer unbekannten parallelen Leitfähigkeit der hochdotierten Kontaktschicht leider nicht abgeleitet werden. Nimmt man jedoch vereinfachend an, daß der gesamte Strom durch den Quantendraht fließt, kann man unter Abschätzung der Ladungsträgerkonzentration in N119/opt zu ca.  $1.5 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$  das obere Limit von  $10^{1.261} \exp(-E_{LO}/k_B T_e)$  eVs<sup>-1</sup> für die Energieverlustrate pro Elektron angeben.

## 19 Diskussion und Zusammenfassung

Entgegen der ursprünglichen Zielsetzung zu Beginn der Dissertation konnte in diesem Kapitel der für weiterführende Experimente erforderliche Nachweis des rein eindimensionalen Transportes in einem einzelnen Quantendraht nicht erbracht werden. Als Ursache muß paradoxerweise die V-förmig vorstrukturierte Oberfläche genannt werden, die im wesentlichen zu zwei größeren Problemen führt:

<sup>10</sup>Der Subbandabstand zwischen QWR und SQW ist in der Probe N119/opt deutlich höher als in der Probe 3084. Ein Ladungsträgertransfer in den SQW ist bei den betrachteten Ladungsträgertemperaturen daher nicht zu beobachten.

**Probendesign** Das Design einer geeigneten Schichtsequenz, geeigneter Schichtdicken und vor allem geeigneter Dotierungen ist im Falle der V-Graben Quantendrähte leider eine Frage des Ausprobierens, da der in Teil IV vorgestellte Simulationsansatz weder eine vollständig V-Struktur, noch den Einfluß von nur teilweise ionisierten Störstellen oder eines Fermilevelpinnings an der Halbleiteroberfläche beschreiben kann. Unglücklicherweise treten in einer V-Graben-Quantendrahtprobe naturgemäß an unterschiedlichen Orten (Quantendraht oder Seitenfläche) unterschiedliche Abstände zwischen der transportierenden und der Dotierschicht auf, so daß insbesondere die korrekte Wahl der Spacerschichtdicke, aber auch die Wahl einer Dotierung, die zu einer ausschließlichen Besetzung des Quantendrahtes führt eher Zufall ist. Zuletzt ist das Probendesign natürlich auch verantwortlich für die Funktion eines Gates, dessen Durchgriff auf den Quantendraht oder die Seitenflächen z.B. durch eine nicht vollständig ausgeräumte Dotierschicht abgeschwächt oder sogar ganz verhindert werden kann.

**Gatetechnologie** Die Entwicklung funktionierender Schottkygates ist im GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -System normalerweise kein größeres Problem, wenn es sich um planare Proben handelt, die bevorzugt bei Raumtemperatur untersucht werden und so keine hochdotierte Kontaktschicht für eine ohmsche Kontaktierung benötigen. Aber auch mit einer entsprechenden Kontaktschicht sind die für planare Proben verfügbaren Ätztechniken im Laufe der Jahre so weit ausgereift, daß eine Präparation von Schottkygates problemlos ist. Anders ist die Lage für die vorliegenden V-förmigen und U-förmigen Oberflächen in deren direkter Umgebung zudem polykristallines Material liegt. Hier ist eine zeitkontrollierte Ätzung aufgrund der örtlich unterschiedlichen Schichtdicken und einer evtl. Anisotropie der verwendeten Ätzen nur unter Verwendung geeignet dicker 'Opferschichten' (vgl. Anhang B.5) möglich. Die andere anfangs bevorzugte Methode selektiver Ätzschritte ist im GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -System aufgrund geringer Selektivitäten nur begrenzt anwendbar.

Auf diesem Hintergrund erscheint die erfolgreiche Herstellung der für optische Experimente gedachten dotierten Proben N119/opt, N120/opt und 3084 als glücklicher Zufall mit dessen Hilfe zumindest in kombinierten optischen und elektrischen Untersuchungen der eindimensionale Transport nachgewiesen, jedoch nicht an einem einzelnen Draht weiter untersucht werden konnte. Die sehr interessanten Messungen eines örtlichen Übergang heißer Ladungsträger aus dem Quantendraht in die Seitenflächen und das offensichtliche Einsetzen von LO-Phononstreuung für Ladungsträgertemperaturen oberhalb 50 K sind ermutigende Ergebnisse für die weitere Untersuchung von Transportphänomenen in V-Graben-Quantendrähten.

## Teil VIII

# Zusammenfassung und Ausblick

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht die Eigenschaften von Halbleiter-Quantendrähten, die mit Hilfe epitaktischen Wachstums auf V-förmig vorstrukturierten Substraten hergestellt wurden. Die wesentliche Zielsetzung in der Auswahl der durchgeführten Experimente lag in einer möglichst umfassenden Charakterisierung in Hinblick auf die grundlegenden physikalischen Eigenschaften dieser besonderen eindimensionalen Systeme hoher Qualität.

Da vor eine Analyse der quantenmechanischen Eigenschaften naturgemäß die sorgfältige Herstellung und ein entsprechendes Verständnis der Wachstumsmechanismen auf nicht-planaren Substraten steht, befaßte sich diese Arbeit zunächst mit einer Wachstumsstudie. Die für die reproduzierbare Formung des eigentlichen Quantendrahtes wichtige Ausbildung eines selbstlimitierenden Wachstumsprofils wurde für die beiden beteiligten Materialien GaAs und  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  mit Hilfe von Transmissions-Elektronenmikroskopie analysiert und mit den Vorgaben des theoretischen Wachstumsmodells von Biasiol et al. [1] verglichen.

Aufbauend auf diese Ergebnisse und vorbereitend für die Lumineszenz- und Transportuntersuchungen wurde anschließend eine numerische Analyse der zu erwartenden Quantisierungszustände in dem komplexen Verbund von ein- und zweidimensionalen Bereichen in einer V-Graben-Struktur vorgestellt. Die dabei bewußt vorgenommene, experimentell jedoch unmögliche Trennung der verschiedenen geometrischen Einflüsse auf Lage und Abstand der quantisierten Zustände konnte im Sinne einer optimalen V-Grabenstruktur ausgewertet werden. Besonders interessant erwies sich zudem eine Analyse der experimentell durch die Verwendung alternativer metallorganischer Quellen vermeidbaren Abschnürung zwischen Quantendraht und Seitenflächen des V's. Anhand der berechneten Wellenfunktionen lag für die in dieser Arbeit verfügbaren Strukturen die Annahme nahe, daß eine theoretisch vorhergesagte  $3\text{D} \rightarrow 2\text{D} \rightarrow 1\text{D}$  Relaxation [59, 80] aus dem Barrierenmaterial hauptsächlich über die in der Mitte des V's vorhandene vertikale  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Entmischung erfolgen sollte, da der anderweitig notwendige Überlapp zwischen Quantendraht und Seitenflächen aufgrund der Abschnürung stark reduziert ist. Abschließend wurde in diesem numerisch orientierten Teil gezeigt, daß die vertikale Entmischung selber keinen nennenswerten Einfluß auf die Lage der Quantisierten Zustände hat, während eine selbstkonsistente Iteration von Schrödinger- und Poissonsgleichung in dotierten Strukturen eine signifikante Veränderung der Lage und Anzahl der Quantendrahtzustände beobachtet wurde.

Der experimentelle Nachweis der eindimensionalen Quantendrahtzustände wurde mit Rücksichtnahme auf die ansonsten schwer interpretierbaren integralen Lumineszenzspektren anhand orts aufgelöster Lumineszenzexperimente geführt. Kathodolumineszenzuntersuchungen konnten den Quantendraht sowohl in Auf- als auch in

der Querschnittsansicht aufgrund seiner Position eindeutig mit einer beobachteten Rekombinationsenergie in Verbindung bringen, während optische Nahfeldmikroskopie zusätzliche Informationen über die besondere Rolle der vertikalen Entmischung zur Ladungsträgerrelaxation in den Quantendraht lieferten.

Mit der so erarbeiteten Kenntnis der Zuordnung von Rekombinationsenergien zu elementaren Strukturbereichen des V-Grabens wurde die weitere Auswertung umfangreicher Photolumineszenzuntersuchungen an einer herausragenden Probenserie vorgenommen. Diese Proben zeichneten sich durch eine besondere strukturelle Qualität, hohe 1D-Subbandabstände und eine besonders attraktive direkte Vergleichsmöglichkeit dotierter und undotierter Proben aus. Während die undotierte Probe eine bisher nicht beobachtete frustrierte Ladungsträgerrelaxation innerhalb des Quantendrahtes beobachten ließ, bestachen die dotierten durch eine experimentell äußerst seltene und in V-Graben-Quantendrähten bisher nicht beobachteten Fermikantensingularität. Die konsequente Anwendung der verschiedenen Photolumineszenztechniken zeichnete insgesamt ein nahezu umfassendes Bild der optischen Eigenschaften der untersuchten Probenserie.

Im allgemeinen weniger aufschlußreich gaben sich die Untersuchungen zum elektrischen Transport in den V-Graben-Strukturen des letzten experimentellen Teils dieser Arbeit. Wesentlich behindert durch die zahlreichen präparativen Hindernisse konnte keine abschließende Transportmessung an einem einzelnen eindimensionalen Quantendraht vorgestellt werden. Zwar lieferten Magneto-Transportuntersuchungen wichtige Informationen über den kombinierten Transport in Quantendraht und Seitenflächen, die zusätzlich notwendige Steuerwirkung eines Schottkygates konnte jedoch in dieser Arbeit nur an U- aber nicht an V-förmigen Strukturen realisiert werden. Ein kleines Trostpflaster gaben die Erkenntnisse aus einer experimentellen Kombination von Transport- und Photolumineszenzexperiment. Es konnte nachgewiesen werden, daß reiner eindimensionaler Transport in V-Graben-Quantendrähten möglich ist, solange die Fermikante nicht zu stark gestört wird. Bei bewußter Injektion heißer Ladungsträger konnte ein örtlicher Ladungsträgertransfer vom Quantendraht in die Seitenflächen beobachtet werden. Besonderes Interesse verdiente auch die Erkenntnis, daß LO-Phonon-Streuung ähnlich wie in zweidimensionalen Elektronengasen der dominante Streumechanismus für heiße ( $>50$  K) Ladungsträger ist. Sollte sich die neuerdings bezweifelte Prognose von Sakaki et al. [118, 119] über in Quantendrähten stark erhöhte Ladungsträgerbeweglichkeiten trotz allem bewahrheiten, so scheint dieses Resultat eine Eignung von V-Graben-Quantendrähten zumindest im Rahmen hoher Feldstärken zu verneinen.

## Ausblick

In den etwa zehn Jahren seit ihrer ersten experimentellen Realisierung wurde eine Vielzahl von experimentellen und theoretischen Ergebnissen über V-Graben-Quantendrähte veröffentlicht. Obwohl man daher heute der Meinung sein könnte, daß damit ein erschöpfendes Bild dieser interessanten niedrigdimensionalen Strukturen gezeichnet

wurden ist, scheint doch erst in den letzten zwei bis drei Jahren eine Konvergenz der Ergebnisse verschiedener Gruppen einzutreten. Ein genauerer Blick offenbart jedoch, daß nach wie vor eine große Anzahl von Fragen unbeantwortet und viele Resultate unverstanden sind. So wurde z.B. erst kürzlich der erste wirkliche Nachweis eines aus dem Grundzustand emittierenden V-Graben-Quantendrahtlasers veröffentlicht. Viele der theoretisch umfangreich behandelten Vielkörpereffekte warten auf ihre experimentelle Verifikation und auch die Untersuchung optischer Nichtlinearitäten anhand der zum Ende dieser Arbeit vorbereiteten transparenten Proben sollte ein weitere Schritt im Verständnis eindimensionaler Systeme sein. Wesentliches Interesse besteht natürlich nach wie vor in der Realisierung geeigneter Transportexperimente. Die geringe Anzahl der bisherigen Veröffentlichungen und Resultate läßt allerdings vermuten, daß dieser Weg viel experimentelles Geschick und Geduld voraussetzt.



## Teil IX

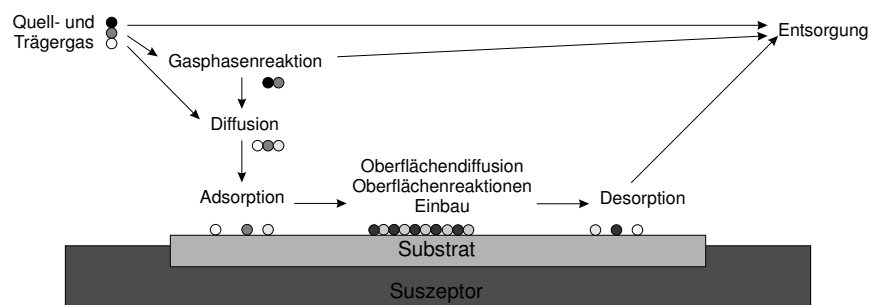
# Anhang

## A Experimentelle Methoden

Die Charakterisierung von Halbleiternanostrukturen erfordert Kenntnis über die verschiedensten experimentellen Methoden. Während man Mikroskopietechniken wie Raster-Elektronen-Mikroskopie (REM) oder Transmissions-Elektronen-Mikroskopie (TEM) zu den etablierten, nicht weiter zu erklärungsbedürftigen Methoden zählen kann, sollen in den folgenden Abschnitten einige Hintergrundinformationen zu der verwendeten metallorganischen Gasphasenepitaxie, den Versuchsaufbauten bei Kathodo- und den verschiedenen Photolumineszenzuntersuchungen sowie zu den Transportuntersuchungen gegeben werden. Die Beschreibungen beschränken sich dabei auf Informationen, die für das Verständnis der Rahmenbedingungen notwendig sind. Für Detailinformationen zu den zugrundeliegenden physikalischen Effekten wird auf die einschlägigen Lehrbücher verwiesen.

### A.1 Metallorganische Gasphasenepitaxie

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete MOVPE-Anlage vom Typ AIX-200 der Firma AIXTRON ist eine kommerziell erhältliche Ausführung mit horizontal liegenden Reaktoren. Als Gruppe III Verbindungen findet die Galliumquelle Trimethylgallium (TMGa) und Triethylgallium (TEGa) sowie die Aluminiumquellen Trimethylaluminium (TMAI) und Dimethylethylaluminium (kurz Alan oder DMEAAI) Verwendung. Das fünfwertige Arsen (As) wurde wie üblich als Arsin ( $\text{AsH}_3$ ) und der Gruppe IV Dotierstoff Silizium (Si) als Disilan ( $\text{Si}_2\text{H}_6$ ) bereitgestellt. In der vorliegenden Anlagenkonfiguration werden die Metallorganika und die Hydride mit dem Träger-



**Abbildung A.1:** Schematische Darstellung der wesentlichen Prozesse beim Kristallwachstum in der metallorganischen Gasphasenepitaxie.

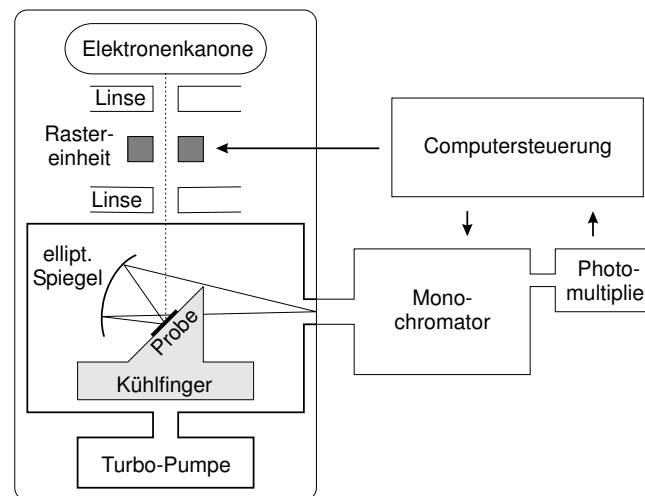
gas Stickstoff ( $\text{N}_2$ ) zunächst getrennt in den Reaktor aus Quarzglas geleitet, in dem sie dann vermischt und möglichst laminar über die rotierende Oberfläche eines beheizten 2 Zoll GaAs Wafers fließen. Nicht verbrauchtes Material und Zerlegungsprodukte

werden im anschließenden Abgassystem durch einen geeigneten Gasreiniger neutralisiert.

Wachstum in der MOVPE ist ein Wechselspiel von Vorzerlegung der Quellgase in der Gasphase, Diffusion zur Substratoberfläche, Adsorption, Zerlegung auf dem Substrat, Einbau in die Oberfläche oder auch Desorption zurück in die Gasphase. Entsprechend der Anforderungen für Wachstum auf vorstrukturierten Substraten mit hohen Schichtdickenhomogenität werden die Prozeßparameter Flußgeschwindigkeit, Reaktordruck und insbesondere die Substrattemperatur so gewählt, daß Wachstum im sogenannten diffusionskontrollierten Modus stattfindet. In diesem Temperaturbereich laufen die Reaktionen auf der Substratoberfläche deutlich schneller ab, als die Diffusion der vorzerlegten Materialien durch die Gasphase. Als Resultat ist die Wachstumsrate hauptsächlich durch die Charakteristika der Gasphase, d.h. durch Trägergas und Strömungsgeschwindigkeit, bestimmt und damit weitestgehend unabhängig von örtlichen oder zeitlichen Temperaturschwankungen der Substratoberfläche. Auf eine ausführliche Behandlung der beim MOVPE Wachstum relevanten hydrodynamischen und chemischen Prozesse soll hier mit dem Hinweis auf [131, 40, 2] verzichtet werden.

## A.2 Kathodolumineszenz

Kathodolumineszenz-Untersuchungen an Halbleitern, wie sie in Kapitel V behandelt werden, basieren typisch auf der Verwendung eines Raster-Elektronen-Mikroskop.



**Abbildung A.2:** Aufbau des Kathodolumineszenzmikroskops der Universität Magdeburg. Ein Elektronenstrahl wird in der Elektronenkanone auf wenige keV beschleunigt und über ein Linsensystem fokussiert, bevor er mit Hilfe einer Spulen-Rastereinheit über die auf einem Kühlfinger montierte Probe bewegt wird. Das dort erzeugte Lumineszenzlicht gelangt über einen elliptischen Spiegel in einen Monochromator und wird computerunterstützt in seine spektralen Anteile zerlegt

Abb. A.2 zeigt schematisch den Aufbau einer entsprechenden Anlage, wie er für die

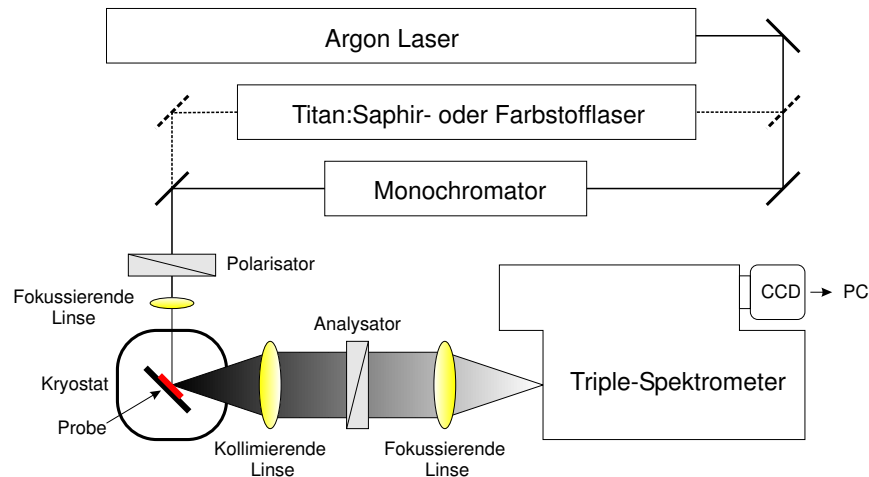


vorliegende Arbeit an der Universität Magdeburg verwendet wurde. Kernelement ist das REM JSM6400 in dessen evakuierten Kammer die zu untersuchende Probe auf dem beweglichen Kühlfinger eines He<sub>4</sub>-Durchflußkryostaten auf ca. 6 K gehalten wird. Der Elektronenstrahl wird durch eine geeignete Anordnung von Spulen fokussiert und mit einer weiteren Spuleneinheit über die Probe gerastert. Das emittierte Lumineszenzlicht wird mit einem elliptischen Spiegel auf den Eingangsspalt eines computer-gesteuerten SPEX 270M Monochromators fokussiert und danach pro Rasterpunkt mit Hilfe eines Photomultipliers spektral aufgelöst detektiert. Auch wenn durch diese Methode jedem Rasterpunkt der Anregung ein Lumineszenzspektrum zugeordnet wird, muß man für eine Auswertung berücksichtigen, daß die Detektion selber nicht orts aufgelöst sondern vergleichbar mit einem  $\mu$ -Photolumineszenzaufbau global stattfindet. Die pro Rasterpunkt aufgenommene Lumineszenz stammt somit aufgrund von Strahlaufweitung und Diffusion aus einem Bereich der um ein vielfaches größer als der Strahldurchmesser von ca. 5nm ist. Bei typischen Strahlenergien von wenigen kV kann man von einer Auflösung von wenigen 100nm ausgehen.

### A.3 Photolumineszenz

Die Detektion photogenerierter Lumineszenz strahlend rekombinierender Elektronen und Löcher gehört ähnlich wie REM und TEM zu den etablierten Untersuchungsmethoden der Halbleiterphysik. Aufgrund ihrer intensiven Verwendung und der später beschriebenen Kombination mit äußeren magnetischen oder elektrischen Feldern soll hier kurz der verwendete experimentelle Aufbau anhand von Abb. A.3 beschrieben werden. Die Anregung von Elektronen-Loch-Paren im Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/GaAs-System kann abhängig von der Problemstellung und entsprechend der auftretenden Bandlücken sowohl ober- als auch unterhalb des Bandabstandes des Barrierenmaterials geschehen. Für eine Anregung weit oberhalb der Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As-Bandkante wird das Licht des Argonlasers über den Monochromator auf die intensive 514 nm Linie reduziert, über einen Polarisator geeignet polarisiert und mit einer zylindrischen oder sphärischen Linse in ca. 45° Einfallswinkel (entspricht ca. 10° Brechungswinkel in GaAs) auf die Probe fokussiert. Diese befindet sich innerhalb eines He<sub>4</sub>-Durchflußkryostaten (Oxford Instruments) und kann mit einem Regelkreis auf Temperaturen zwischen 4 K und 150 K Raumtemperatur gehalten werden. Das emittierte Lumineszenzlicht wird im ca. 90° Winkel zum anregenden Laserstrahl kollimiert, u.U. seine Polarisationsrichtung analysiert und auf den Spalt eines SPEX Triplespektrometers fokussiert. Das so bis zu einer maximalen Auflösung von 0.2 nm spektral zerlegte Licht wird mit Hilfe einer CCD (Charged-Coupled-Device) detektiert und computerunterstützt weiterverarbeitet.

Neben einer Anregung oberhalb der Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As-Barriere können mit geeignet abstimmbaren Lasern, wie z.B. einem Titan-Saphir- oder einem Farbstofflaser, nahezu beliebige Anregungsenergien oberhalb des GaAs-Bandkante verwendet werden. Der Argonlaser dient dann als Pumplaser.



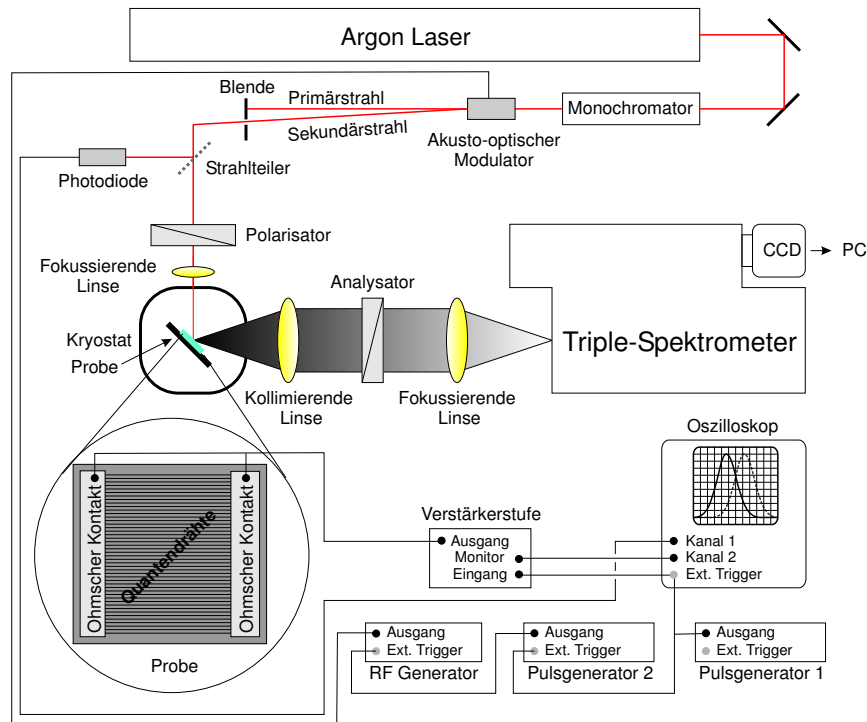
**Abbildung A.3:** Aufbau der Photolumineszenzspektroskopie. Zur Erzeugung von Elektronen-Lock-Paaren wird ein monochromatischer Laserstrahl auf die in einem Kryostaten gekühlte Probe fokussiert. Das entstehende Lumineszenzlicht wird kollimiert, linear polarisiert und dann auf den Eingangsspalt eines Spektrometers fokussiert. Das spektrale Spektrum wird am Ausgang des Spektrometers computergestützt weiterverarbeitet.

#### A.4 Magneto-Photolumineszenz

Der Aufbau des für Magneto-Photolumineszenzuntersuchungen, d.h. für Photolumineszenz unter Anlegen eines äußeren Magnetfeldes, ist bis auf den Kryostaten im wesentlichen identisch zu Abb. A.3. Abweichend sitzt die Probe hier jedoch in einem He<sub>4</sub>-gekühlten supraleitenden Magneten der Firma Oxford Instruments. Mangels optischer Fenster wird das Laser- und Lumineszenzlicht über Glasfaser ein- bzw. ausgekoppelt, mit dem zusätzlichen Vorteil, daß die Probe in verschiedenen Orientierungen zum Magnetfeld positioniert werden kann. Spektrale Auflösung und Detektion des aus der Faser in das Spektrometer eingekoppelten Lumineszenzlichtes geschieht analog zum Photolumineszenzaufbau.

#### A.5 Elektro-Photolumineszenz

Unter dem Begriff der Elektro-Photolumineszenz wird in dieser Arbeit die Untersuchung der Photolumineszenz einer elektrisch leitfähigen Probe bezeichnet, deren Kristallgittertemperatur auf ca. 8K gehalten wird, während gleichzeitig heiße Elektronen über die (ohmschen) Kontakte in das System eingebracht werden. Da diese Elektronen aufgrund von Elektron-Phonon-Wechselwirkung erwartungsgemäß zu Dissipation in der Probe führen, würde ein konstant anliegender Strom die Kühlleistung des Kryostaten im allgemeinen überschreiten. Dieses Problem wurde im Versuchsaufbau der Abb. A.4 durch einen gepulsten Strom gelöst, erzeugt durch einen handelsüblichen Pulsgenerator und eine für hohe Spannungen (>7 V) notwendige Transistor-Verstärkerstufe. Für die Aufnahme der eigentlichen Spektren ist nun sicherzustellen,



**Abbildung A.4:** Aufbau der Elektro-Photolumineszenzspektroskopie. Über einen akusto-optischen Modulator wird der Laserstrahl in einzelne  $\mu\text{s}$ -Pulse zerlegt während ein Rechteckspannungssignal mit gleicher Frequenz an der Probe anliegt. Mit Hilfe der Photodiode und der komplexen Anordnung von Pulsgeneratoren können Strom- und Laserpuls in Phase gebracht werden und so sichergestellt werden, daß nur Lumineszenz der stromdurchflossenen Probe detektiert wird.

daß der Laser synchron zum Strom gepulst wird und so nur die Lumineszenz der stromdurchflossenen Probe erzeugt und detektiert wird. Dies geschieht durch einen akusto-optischen Modulator, der gesteuert über einen weiteren Pulsgenerator den anregenden Laserstrahl während der stromlosen Zeit mit Hilfe der Braggreflektion ausblendet. Die zeitliche Koinzidenz von Strom und Photoanregung wird experimentell anhand des Signals einer schnellen Photodiode kontrolliert, die über einen Strahlteiler nur den anregenden Puls des Laserstrahl erfaßt.

## A.6 Anregungs-Photolumineszenz

Im Gegensatz zu Photolumineszenzexperimenten, in denen bei fester Anregungsenergie die entstehende Lumineszenz spektral analysiert wird und daher dort im wesentlichen die Emission von Elektronen-Lochpaaren bei verschiedenen Energien im Vordergrund steht, ist Anregungs-Photolumineszenz (engl. *photoluminescence excitation* - PLE) die Darstellung der Lumineszenzintensität einer festen Detektionsenergie als Funktion der oberhalb dieser Energie variierten Anregung. Die Detektion geschieht

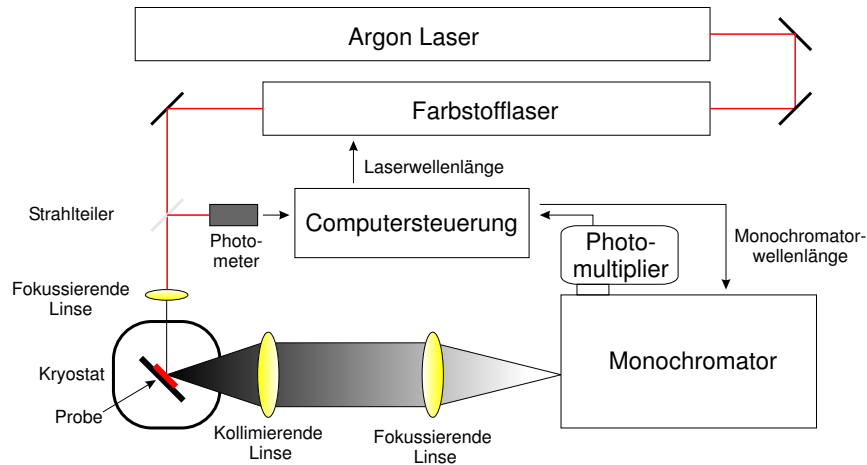
dabei sinnvollerweise an der Energie eines strahlenden Übergangs der betrachteten Probe.

Allgemein werden Photonen des anregenden Laserstrahls der Intensität  $I_{\text{ex}}$  mit einer Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{abs}}$  in der Probe unter Generierung eines Elektron und eines Lochs absorbiert. Diese relaxieren mit der Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{rel}}$  an die Bandkanten des detektierten Übergangs und werden mit einer Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{em}}$  strahlend rekombinieren. Für die Emissionsintensität  $I_{\text{em}}$  gilt also

$$I_{\text{em}} \propto I_{\text{ex}} \times P_{\text{abs}} \times P_{\text{rel}} \times P_{\text{em}} \quad (\text{A.1})$$

Da die zunächst heißen Elektronen-Loch-Paare aufgrund der Phonon-Wechselwirkung in ein quasi-thermisches Gleichgewicht mit dem Gitter relaxieren, ist in den hier betrachteten Halbleiterproben die Annahme berechtigt, daß die Emissionswahrscheinlichkeit eines Photons  $P_{\text{em}}$  an der Detektionsenergie nicht von der ursprünglichen Anregung abhängig, also im Rahmen gleichbleibender Probentemperatur konstant ist. Anders ist die Relaxationswahrscheinlichkeit  $P_{\text{rel}}$  dagegen insbesondere in Proben mit einem großen Anteil an nicht strahlenden Rekombinationszentren eine Funktion der variierten Anregungsenergie, weshalb man im allgemeinen nicht von  $I_{\text{em}}$  direkt auf das Absorptionsverhalten der Probe  $P_{\text{abs}}$  schließen kann, ohne zusätzliche Informationen über die Energieabhängigkeit der Relaxation zu kennen. Nur für Halbleiterproben hoher Qualität, wie z.B. Quantentöpfe der MBE, in denen die nichtstrahlende Rekombination vernachlässigbar ist, kann PLE als experimentell einfachere Form der Absorptionsspektroskopie verwendet werden [73].

Anders als in reinen Photolumineszenzuntersuchungen verlangt der Versuchsaufbau einer PLE eine energetisch durchstimmbare Lichtquelle, die im Experiment in Abb. A.5 durch einen Farbstofflaser realisiert wird. Als Farbstoff wurde Pyridin II



**Abbildung A.5:** Aufbau der Anregungs-Photolumineszenzspektroskopie.

gewählt, das bei geeigneter Anregung mit der 514 nm Linie eines Argonlasers im Energiebereich von 1.57 - 1.85 eV emittiert. Ein in der Kavität des Farbstofflasers enthaltendes doppelbrechendes Filter selektiert dann aus dem breiten Lumineszenzband

die gewünschte Laserwellenlänge, mit der die Probe angeregt wird. Das entstehende Lumineszenzlicht wird analog zum normalen Photolumineszenzexperiment in einem Monochromator spektral zerlegt und in diesem Fall in Ermangelung einer weiteren CCD mit einem Photomultiplier detektiert. Im eigentlichen Experiment übernimmt nun der Computer mit einer geeigneten Schnittstelle die Steuerung der Anregungsenergie und die Aufnahme des zugehörigen Lumineszenzspektrums durch sukzessives Verfahren des Monochromators und Integration der Photonenzählrate über einen festgelegten Zeitraum. Da außerdem die Laserleistung mit der gewählten Wellenlänge variiert wird die Anregungsleistung auf der Probe kontinuierlich über einen Strahlteiler und ein Photometer kontrolliert.

## B Probendetails

### B.1 Probe 3084

Wie die Numerierung der Probe 3084 schon vermuten läßt, wurde sie anders als die mit einem  $N$  bezeichneten Proben in einer älteren MOVPE Anlage des Instituts hergestellt. Da diese ältere Variante der AIX-200 sich insbesondere in der Gaszufuhr von der ansonsten verwendeten Maschine unterscheidet, sind auch in beiden Anlagen nominell identisch gewachsene Proben nicht direkt miteinander vergleichbar. Die Probe 3084 wurde wie üblich bei einem Reaktordruck von 20 hPa und einer Wachstumstemperatur von 690° C gewachsen. Als Dotierstoff wurde Disilan ( $\text{Si}_2\text{H}_6$ ) eingesetzt, wobei auch hier kein absoluter Vergleich der effektiven mit Proben des Typs  $N$  erfolgen sollte.

### B.2 Probe N64

Die Probe N64 gehört zu einer der frühen Proben der während der Dissertation neu installierten AIX-200 MOVPE. Zu diesem Zeitpunkt war noch nicht bekannt, daß sich insbesondere der Gaseinlaß in den Reaktor deutlich von der zuvor benutzen Anlage unterscheidet und damit die zu dieser Zeit benutzen Gasflußparameter zu leicht inhomogenen Schichtdicken führen würden. Da die Probe N64 primär für Transportuntersuchungen vorgesehen war, wurde die den Quantendraht formende GaAs Schicht mit 7 nm deutlich dicker als z.B. in der zuvor beschriebenen Probe 3084 gewählt. Dadurch konnte die für sehr dünne GaAs-Schichten wahrscheinlicher auftretende Unterbrechung des Quantendraht auf Kosten etwas

Probe 3084

|                                                                                        |        |
|----------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| GaAs Deckschicht                                                                       | 17 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 50 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ $n \approx 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 30 nm  |
| GaAs                                                                                   | 2.8 nm |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 30 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ $n \approx 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 250 nm |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (TEGa/Alan)                                  | 50 nm  |
| GaAs Substrat                                                                          |        |

Probe N64

|                                                                                        |        |
|----------------------------------------------------------------------------------------|--------|
| GaAs $n \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$                                      | 30 nm  |
| GaInP                                                                                  | 20 nm  |
| GaAs (für Schottkygate)                                                                | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 50 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ $n \approx 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 30 nm  |
| GaAs                                                                                   | 7 nm   |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 30 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ $n \approx 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$                                              | 250 nm |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (TEGa/Alan)                                  | 50 nm  |
| GaAs Substrat                                                                          |        |

geringer ausfallender Subbandquantisierungen vermieden werden. Die Verwendung der GaAs/GaInP/n-GaAs Sequenz an der Probenoberfläche sollte die Präparation der Schottkygates ermöglichen, bei der nach einer Kontaktmetallisierung die n-GaAs und die GaInP-Schicht in zwei selektiv erfolgenden Ätzschritten entfernt werden. Vermutlich aufgrund der während der Epitaxie direkt aufeinanderfolgenden Verwendung von Arsin (GaAs) und Phosphin (GaInP) war die nach der Entfernung der oberen GaInP/n-GaAs Sequenz freigelegte GaAs-Grenzfläche leider nicht für die Präparation von Schottkygates geeignet.

### B.3 Probe N118, N119 und N120

| Probe N118                                         |                                              |        | Probe N119                                         |                                              |        | Probe N120                                         |                                              |        |
|----------------------------------------------------|----------------------------------------------|--------|----------------------------------------------------|----------------------------------------------|--------|----------------------------------------------------|----------------------------------------------|--------|
| GaAs                                               | $n \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | 40 nm  | GaAs                                               | $n \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | 40 nm  | GaAs                                               | $n \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | 40 nm  |
| GaInP                                              |                                              | 20 nm  | GaInP                                              |                                              | 20 nm  | GaInP                                              |                                              | 20 nm  |
| GaAs (für Schottkygate)                            |                                              | 20 nm  | GaAs (für Schottkygate)                            |                                              | 20 nm  | GaAs (für Schottkygate)                            |                                              | 20 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 90 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 50 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 50 nm  |
|                                                    |                                              |        | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             | $n = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$       | 10 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             | $n = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$       | 10 nm  |
|                                                    |                                              |        | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 30 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 30 nm  |
| GaAs                                               |                                              | 3 nm   | GaAs                                               |                                              | 3 nm   | GaAs                                               |                                              | 3 nm   |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 40 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 30 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 30 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 250 nm | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             | $n = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$       | 10 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             | $n = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$       | 10 nm  |
|                                                    |                                              |        | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 250 nm | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As             |                                              | 250 nm |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As (TEGa/Alan) |                                              | 50 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As (TEGa/Alan) |                                              | 50 nm  | Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As (TEGa/Alan) |                                              | 50 nm  |
| GaAs Substrat                                      |                                              |        | GaAs Substrat                                      |                                              |        | GaAs Substrat                                      |                                              |        |

Die Proben N118, N119 und N120 wurde vornehmlich für Photolumineszenzexperimente hergestellt. Da in diesen eine klare energetische Trennung der verschiedenen Rekombinationsenergien wünschenswert ist, wählt man typischerweise eine sehr dünne GaAs-Schicht, so daß einerseits die Lumineszenz des Quantendrahtes ausreichend von der des GaAs-Substrates bzw. der Deckschicht getrennt ist, andererseits auch die Lumineszenz der Seitenflächen und der vertikalen Entmischung eindeutig zu trennen sind. Das wesentliche Interesse in dieser Probenreihe lag in einem Vergleich zwischen undotierten und modulationsdotierten Quantendrähten. Zu diesem Zweck ist die Probe N118 nominell undotiert, N119 hat eine mittlere Dotierung und N120 ist hoch dotiert. Im Sinne der Vergleichbarkeit haben alle Proben, also auch N118, eine GaAs/GaInP/n-GaAs Schichtsequenz, die analog zur Probe N64 für nachfolgend aufzubringende ohmsche Kontakte und Schottkygates eingeplant wurde. Ebenfalls identisch zu N64 ist die Tatsache, daß die hier besprochenen Proben noch mit nicht

optimierten Gasflußparametern hergestellt wurden, die zu einer leichten Schichtdickeninhomogenität über eine zwei Zoll Waferfläche führen. Um so erstaunlich ist allerdings, daß gerade N118 bis N120 offensichtlich einen qualitativ herausragenden Probensatz bilden.

B.4 Probe N574

Die Probe N574 wurde explizit für Lumineszenzexperimente an Spaltflächen hergestellt. Während Kathodolumineszenz prinzipiell auch einzelne Drähte im Querschnitt untersuchen kann, braucht man für optische Nahfeldmikroskopie eine Probe, die eine einfache Positionierung der Glasfaser Spitze auf der normalerweise nur ein bis zwei Mikrometer dicken Epitaxieschicht erlaubt. Da die Spitze bei einem 'Abstürzen' von der Querschnittsfläche normalerweise zerstört wird, wurde die Probe 'planarisiert', d.h. es wurde durch eine ausreichend dicke Epitaxieschicht sichergestellt, daß die V-förmige Vorstrukturierung nach dem Wachstum vollständig aufgefüllt ist. Da es im späteren Experiment zudem vorteilhaft ist, mehrere identische Quantendrähte in dem normalerweise wenige Mikrometer kleinen Scan-Bereich gleichzeitig aufnehmen zu können, ist die Probe N574 als Stapel von zwanzig 2.5 nm dicker GaAs-Schichten ausgelegt. Die trennenden 250 nm  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schichten haben sich zwar als ausreichend dick bewiesen, für spätere Experimente sollten sie jedoch etwas dicker gewählt werden, um eine bessere Trennung der Quantendrahtlumineszenz zu ermöglichen. Abschließend sollte erwähnt werden, daß für diese Probe die  $\text{SiO}_2$ -Ätzmaske vor dem Wachstum natürlich entfernt wurde, da eine elektrische Isolation nicht notwendig und das polykristalline Wachstum in den SNOM-Untersuchungen höchstens hinderlich gewesen wäre.

B.5 Probe N606

N606 ist einer der vielen Versuche, ein für Schottkygates geeignetes Probendesign zu finden, bei dem nicht auf die hochdotierte Kontaktschicht verzichtet werden muß. Anders als in den Proben N64

| Probe N574                                |        |                         |
|-------------------------------------------|--------|-------------------------|
| GaAs-Deckschicht                          | 20 nm  |                         |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ | 50 nm  |                         |
|                                           |        |                         |
| GaAs                                      | 2.5 nm | } 20 fach<br>wiederholt |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ | 250 nm |                         |
|                                           |        |                         |
|                                           |        |                         |
| GaAs Substrat                             |        |                         |

| Probe N606                                            |                                              |        |
|-------------------------------------------------------|----------------------------------------------|--------|
| GaAs                                                  | $n \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | 40 nm  |
| GaAs                                                  |                                              | 100 nm |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$             |                                              | 50 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$             | $n \approx 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$             |                                              | 30 nm  |
| GaAs                                                  |                                              | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$             |                                              | 30 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$             | $n \approx 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$             |                                              | 250 nm |
|                                                       |                                              |        |
| 20x 2nm AlAs/2nm GaAs                                 |                                              | 40 nm  |
| $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (TEGa/Alan) |                                              | 50 nm  |
| GaAs Substrat                                         |                                              |        |

oder N681 wurde hier jedoch auf eine selektive Entfernung der n-GaAs Schicht zugunsten einer zeitkontrollierten naßchemischen Ätzung verzichtet. Daher befindet sich unterhalb der n-GaAs-Kontaktschicht eine undotierte GaAs-Schicht, die während der naßchemischen Ätzung nur angeätzt wird und dann die notwendige Schottkybarriere bereitstellt.

Entgegen der hier gewählten planaren Darstellungsform ist diese 'Opfer'-GaAs-Schicht natürlich beim Wachstum auf vorstrukturiertem Substrat nicht überall genau gleich dick und wurde daher auch unter Berücksichtigung einer evtl. anisotropen naßchemischen Ätzung mit 100 nm sehr dick ausgeführt. Besonders zu erwähnen ist noch das im Vergleich zur Probe N64 zusätzlich eingefügte AlAs/GaAs Übergitter, das zur qualitativen Verbesserung der nachfolgenden Schichten führen soll.

**B.6 Probe N681**

Die Probe N681 repräsentiert einen weiteren Versuch, durch die Verwendung einer geeigneten Schichtsequenz ein selektives Entfernen der hochdotierten Kontaktschicht zu ermöglichen. Anders als im Falle der Probe N64 wurde hier eine GaAs/Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As/n-GaAs Schichtfolge gewählt, die die Verwendung von phosphorhaltigen Materialien auf Kosten einer geringeren Selektivität der verfügbaren Ätzen vermeidet. N681 wurde ähnlich wie N606 mit einem AlAs/GaAs Übergitter im Sinne verbesserter elektrischer Materialqualität der nachfolgenden Schichten ausgestattet. Zudem wurde der Abstand zwischen Dotierschichten und aktivem GaAs-Kanal hinsichtlich eines möglichst vollständigen Ladungsträgertransfers in den Quantendraht und die Seitenflächen um 5 nm auf 25 nm verringert.

| Probe N681                                                                            |                                              |        |
|---------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------|--------|
| GaAs                                                                                  | $n \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | 40 nm  |
| Al <sub>0.5</sub> Ga <sub>0.5</sub> As                                                |                                              | 20 nm  |
| GaAs (Schottkygate)                                                                   |                                              | 20 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As                                                |                                              | 50 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As                                                | $n \approx 8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As                                                |                                              | 25 nm  |
| GaAs                                                                                  |                                              | 10 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As                                                |                                              | 25 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As                                                | $n \approx 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ | 10 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As                                                |                                              | 250 nm |
|  |                                              |        |
| 20× 2nm AlAs/2nm GaAs                                                                 |                                              | 40 nm  |
| Al <sub>0.3</sub> Ga <sub>0.7</sub> As (TEGa/Alan)                                    |                                              | 50 nm  |
| GaAs Substrat                                                                         |                                              |        |



## Literatur

- [1] G. Biasiol, E. Kapon, Y. Ducommun, and A. Gustafsson, *Physical Review B (Condensed Matter)* **57**, R9416 (1998).
- [2] A. Kaluza, *MOVPE-Wachstum und Charakterisierung von V-Graben Quantendrähten im Materialsystem AlGaAs/GaAs*, Dissertation, RWTH Aachen, 2000, Jül-3805.
- [3] Y. Arakawa and A. Yariv, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-22**, 1887 (1986).
- [4] H. Lüth, *Surfaces and Interfaces of Solid Materials*, Springer-Verlag Berlin, 3rd edition, 1998.
- [5] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik*, Springer-Verlag Berlin, 5th edition, 1999.
- [6] M. J. Kelly, *Low-Dimensional Semiconductors*, Oxford University Press Inc., 1st edition, 1995.
- [7] T. Ando, Y. Arakawa, K. Furuya, S. Komiyama, and H. Nakashima, *Mesoscopic Physics and Electronics*, Springer-Verlag Berlin, 1st edition, 1998.
- [8] J. Weiner et al., *Applied Physics Letters* **63**, 237 (1993).
- [9] L. Birotheau et al., *Applied Physics Letters* **61**, 3023 (1992).
- [10] R. Cheung et al., *Applied Physics Letters* **54**, 2130 (1989).
- [11] L. Pfeiffer et al., *Journal of Crystal Growth* **127**, 849 (1993).
- [12] L. Pfeiffer et al., *Microelectronics Journal* **28**, 817 (1997).
- [13] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, M. Bichler, and G. Abstreiter, *Physica Status Solidi A* **164**, 601 (1997).
- [14] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, M. Bichler, and G. Abstreiter, *Proceedings of 24th International Conference on the Physics of Semiconductors*, 172 (1999).
- [15] T. Fukui, J. Ishizaki, S. Hara, J. Motohisa, and H. Hasegawa, *Journal of Crystal Growth* **146**, 183 (1995).
- [16] S. Hara, J. Ishizaki, J. Motohisa, T. Fukui, and H. Hasegawa, *Journal of Crystal Growth* **145**, 692 (1994).
- [17] S. Hara, J. Motohisa, and T. Fukui, *Journal of Crystal Growth* **170**, 579 (1997).
- [18] S. Hasegawa, M. Sato, K. Maehashi, H. Asahi, and H. Nakashima, *Journal of Crystal Growth* **111**, 371 (1991).

- [19] R. Noetzel et al., Journal of Crystal Growth **175-1762**, 1114 (1997).
- [20] R. Bhat, E. Kapon, D. Hwang, M. Koza, and C. Yun, Journal of Crystal Growth **93**, 850 (1988).
- [21] E. Kapon, M. Tamargo, and D. Hwang, Applied Physics Letters **50**, 347 (1987).
- [22] E. Kapon, D. Hwang, R. Bhat, and M. Tamargo, Superlattices and Microstructures **4**, 297 (1988).
- [23] E. Kapon, Lateral patterning of quantum well heterostructures by growth of nonplanar substrates, in *Semiconductor and Semimetals: Epitaxial Microstructures*, edited by A. C. Gossard, pages 259–331, Academic Press, Boston, 1994.
- [24] M. Bongartz, Elektrische und strukturelle Untersuchungen von Halbleiterquantendrähten in V-Gräben, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1996.
- [25] A. Hartmann, *Wachstum von Halbleiter-Nanostrukturen auf strukturierten Substraten*, Dissertation, RWTH Aachen, 1997, Jül-3429.
- [26] A. Schwarz, Magnetotransportmessungen an modulationsdotierten GaAs/ $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  Quantendrähten in V-Gräben, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1997.
- [27] G. Biasiol, F. Lelarge, K. Leifer, and E. Kapon, Journal of Crystal Growth **195**, 596 (1998).
- [28] G. Biasiol and E. Kapon, Physical Review Letters **81**, 2962 (1998).
- [29] G. Biasiol and E. Kapon, Journal of Crystal Growth **201-202**, 62 (1999).
- [30] G. Biasiol, K. Leifer, and E. Kapon, Physical Review B (Condensed Matter) **61**, 7223 (2000).
- [31] G. Wulff, Zeitschrift für Kristallographie und Mineralogie **34**, 449 (1901).
- [32] S. Jones, L. Seidel, K. Lau, and M. Harold, Journal of Crystal Growth **108**, 73 (1991).
- [33] D. Coronell and K. Jensen, Journal of Crystal Growth **114**, 581 (1991).
- [34] S. Jones and L. Seidel Salinas, Journal of Crystal Growth **154**, 163 (1995).
- [35] C. Herring, in *The Physics of Powder Metallurgy*, edited by W. Kingston, pages 143–179, McGraw-Hill, New York, 1951.
- [36] M. Ozdemir and A. Zangwill, Journal of Vacuum Science & Technology A (Vacuum, Surfaces, and Films) **10**, 684 (1992).
- [37] A. Kley, P. Ruggerone, and M. Scheffler, Physical Review Letters **79**, 5278 (1997).

- [38] M. Hollfelder, Verwendbarkeit von  $N_2$  als Trägergas bei der Niederdruckgasphasenepitaxie von GaAs und  $Al_xGa_{1-x}As$ , Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1993, Jül-2713.
- [39] M. Hollfelder, *Wachstum von InP-basierenden Heterostrukturen mit  $N_2$  als Trägergas in der LP-MOVPE*, Dissertation, RWTH Aachen, 1996, Jül-3317.
- [40] C. Ungermanns, Optimierung der Niederdruckgasphasenepitaxie von  $Al_xGa_{1-x}As$ /GaAs mit  $N_2$  als Trägergas, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1994, Jül-2963.
- [41] A. Gustafsson, F. Reinhardt, G. Biasiol, and E. Kapon, Applied Physics Letters **67**, 3673 (1995).
- [42] A. Gustafsson, G. Biasiol, B. Dwir, F. Reinhardt, and E. Kapon, Microscopy of Semiconducting Materials 1997. Proceedings of the Royal Microscopical Society Conference , 373 (1997).
- [43] C. Dieker, Private Mitteilung, 1999.
- [44] E. Anderson et al., *LAPACK User's Guide*, Siam Publications, 3rd edition, 1999.
- [45] LAPACK, Linear Algebra Package, <http://www.netlib.org/lapack/index.html>, World-Wide-Web.
- [46] E. O'Sullivan, Ph.d. thesis, Clarendon Laboratory, Oxford University, 2000.
- [47] C. Kiener et al., Applied Physics Letters **67**, 2851 (1995).
- [48] V. Türck, O. Stier, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, and D. Bimberg, Applied Physics Letters **67**, 1712 (1995).
- [49] S. Gangopadhyay and B. Nag, Journal of Applied Physics **81**, 7885 (1997).
- [50] G. Creci and G. Weber, Semiconductor Science and Technology **14**, 690 (1999).
- [51] S. Hilgenfeldt, Numerische Lösung der stationären Schrödingergleichung mit Finite-Element-Methoden auf dünnen Gittern., Diplomarbeit, Technische Universität München, 1994.
- [52] S. Hilgenfeldt, S. Balder, and C. Zenger, Sparse Grids: Applications to Multi-dimensional Schrödinger Problems, Technical report, Technische Universität München, 1995, SFB-Bericht 342/05/95.
- [53] M. Walther, E. Kapon, J. Christen, D. Hwang, and R. Bhat, Applied Physics Letters **60**, 521 (1992).
- [54] J. Christen et al., Surface Science **267**, 257 (1992).

- [55] M. Grundmann et al., Solid-State Electronics **37**, 1097 (1994).
- [56] M. Grundmann, J. Christen, D. Bimberg, and E. Kapon, Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials **4**, 99 (1995).
- [57] T. Riemann, J. Christen, A. Schwarz, A. Kaluza, and T. Schäpers, Carrier capture and 2D-confinement in GaAs/AlGaAs V-groove quantum wires directly imaged by scanning cathodoluminescence microscopy, in *Proceedings ICPS-25, Osaka, Japan*, 2000.
- [58] X. L. Wang, M. Ogura, and H. Matsuhata, Applied Physics Letters **67**, 3629 (1995).
- [59] C. Kiener, L. Rota, A. Maciel, J. Freyland, and J. Ryan, Applied Physics Letters **68**, 2061 (1996).
- [60] J. Ryan et al., Proceedings of 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors , 1181 (1996).
- [61] M. Hauert et al., Fermi-edge singularities in single modulation-doped v-groove quantum wires, in *Proceedings ICPS-25, Osaka, Japan*, 2000.
- [62] M. Hauert, Private Mitteilung, 2000.
- [63] M. Hauert, *Near-Field and Far-Field Spectroscopy of V-Groove Quantum Wires*, Ph.d. thesis, Clarendon Laboratory, Oxford University, 2000.
- [64] J. Kim, *Optical Studies of Modulation-Doped V-Groove Quantum Wires*, Ph.d. thesis, Clarendon Laboratory, Oxford University, 2000.
- [65] J. Kim et al., Physica E **7**, 517 (2000).
- [66] A. Maciel et al., Solid-State Electronics **42**, 1245 (1998).
- [67] A. Maciel et al., Physica B **272**, 101 (1999).
- [68] A. Maciel et al., Physica E **6**, 530 (2000).
- [69] A. Schwarz et al., Physica E **7**, 760 (2000).
- [70] M. Hauert et al., Scanning near-field optical spectroscopy of buried semiconductor heterostructures, in *Proceedings ICPS-25, Osaka, Japan*, 2000.
- [71] R. Roshan et al., Carrier relaxation and localisation in v-groove quantum wires, in *Proceedings ICPS-25, Osaka, Japan*, 2000.
- [72] F. Vouilloz et al., Physical Review B (Condensed Matter) **57**, 12378 (1998).
- [73] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer-Verlag Berlin, 2nd, updated edition, 1999.

- [74] F. Vouilloz, D. Oberli, and E. Kapon, Proceedings of 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors , 1189 (1996).
- [75] U. Bockelmann and G. Bastard, Europhysics Letters **15**, 215 (1991).
- [76] G. Goldoni et al., Applied Physics Letters **69**, 2965 (1996).
- [77] F. Vouilloz et al., Physical Review Letters **78**, 1580 (1997).
- [78] E. Kapon, S. Simhony, R. Bhat, and D. Hwang, Applied Physics Letters **55**, 2715 (1989).
- [79] W. Lu et al., Physics Letters A **280**, 77 (2001).
- [80] C. Kiener et al., Solid-State Electronics **40**, 257 (1996).
- [81] K. Turner et al., Proceeding of Hot Carriers in Semiconductors , 327 (1996).
- [82] S. Haacke et al., Solid-State Electronics **40**, 299 (1996).
- [83] D. Oberli, F. Vouilloz, and E. Kapon, Physica Status Solidi A **164**, 353 (1997).
- [84] D. Oberli, M.-A. Dupertuis, F. Reinhardt, and E. Kapon, Physical Review B (Condensed Matter) **59**, 2910 (1999).
- [85] F. Vouilloz, D. Oberli, F. Lelarge, B. Dwir, and E. Kapon, Solid State Communications **108**, 945 (1998).
- [86] F. Vouilloz et al., Physica E **2**, 862 (1998).
- [87] E. Molinari et al., Proceedings of 22nd International Conference on the Physics of Semiconductors , 1707 (1995).
- [88] F. Rossi and E. Molinari, Proceedings of 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors , 1161 (1996).
- [89] F. Rossi and E. Molinari, Physical Review B (Condensed Matter) **53**, 16462 (1996).
- [90] T. Ogawa and T. Takagahara, Physical Review B (Condensed Matter) **44**, 8138 (1991).
- [91] T. Ogawa and T. Takagahara, Physical Review B (Condensed Matter) **43**, 14325 (1991).
- [92] L. Sirigu, D. Oberli, L. Degiorgi, A. Rudra, and E. Kapon, Physical Review B (Condensed Matter) **61**, R10575 (2000).
- [93] W. Wegscheider et al., Physical Review Letters **71**, 4071 (1993).
- [94] B.-K. Hu and S. Das Sarma, Physical Review Letters **68**, 1750 (1992).

- [95] B.-K. Hu and S. Das Sarma, Physical Review B (Condensed Matter) **48**, 5469 (1993).
- [96] R. Cingolani et al., Physical Review B (Condensed Matter) **48**, 14331 (1993).
- [97] R. Ambigapathy et al., Physical Review Letters **78**, 3579 (1997).
- [98] C. Piermarocchi et al., Solid State Communications **112**, 433 (1999).
- [99] P. K. Basu, *Theory of Optical Processes in Semiconductors*, Oxford University Press Inc., 1st edition.
- [100] R. Roshan, Private Mitteilung, 2001.
- [101] H. Akiyama, Journal of Physics: Condensed Matter **10**, 3095 (1998).
- [102] O. Akimoto and H. Hasegawa, Journal of the Physical Society of Japan **22**, 181 (1967).
- [103] Y. Nagamune et al., Physical Review Letters **69**, 2963 (1992).
- [104] G. D. Mahan, Physical Review Series II **153**, 882 (1967).
- [105] G. D. Mahan, Physical Review Series II **163**, 612 (1967).
- [106] F. Rodriguez and C. Tejedor, Solid-State Electronics **37**, 867 (1994).
- [107] F. Rodriguez and C. Tejedor, Physical Review B (Condensed Matter) **47**, 1506 (1993).
- [108] J. Mueller, A. Ruckenstein, and S. Schmitt-Rink, Physical Review B (Condensed Matter) **45**, 8902 (1992).
- [109] T. Ogawa, A. Furusaki, and N. Nagaosa, Physical Review Letters **68**, 3638 (1992).
- [110] J. Calleja et al., Solid State Communications **79**, 911 (1991).
- [111] H. Van der Meulen et al., Physical Review B (Condensed Matter) **58**, 10705 (1998).
- [112] S. Brown, J. Young, Z. Wasilewski, and P. Coleridge, Physical Review B (Condensed Matter) **56**, 3937 (1997).
- [113] W. Chen et al., Physical Review Letters **64**, 2434 (1990).
- [114] J. Mueller, Physical Review B (Condensed Matter) **42**, 11189 (1990).
- [115] M. Fritze, A. Nurmikko, and P. Hawrylak, Physical Review B (Condensed Matter) **48**, 4960 (1993).

- [116] J. Bellessa et al., Applied Physics Letters **71**, 2481 (1997).
- [117] F. Intonti et al., Physical Review B (Condensed Matter) **63**, 075313/1 (2001).
- [118] H. Sakaki, Japanese Journal of Applied Physics **19**, L735 (1980).
- [119] J. Motohisa and H. Sakaki, Applied Physics Letters **60**, 1315 (1982).
- [120] M. Moško and P. Vagner, Physical Review B (Condensed Matter) **59**, 10445 (1999).
- [121] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, Quantum transport in semiconductor nanostructures, in *Solid State Physics*, edited by H. Ehrenreich and D. Turnbull, Academic Press, Boston, 1991.
- [122] S. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, 1st edition, 1997.
- [123] T. Klocke, Strukturelle, elektrische und optische Messungen an hochverspannten epitaktischen GaInAs/InP Heterostrukturen, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1993, Jül-2723.
- [124] D. Kaufman et al., Physical Review B (Condensed Matter) **59**, 10433 (1999).
- [125] D. Kaufman et al., Physica E **7**, 756 (2000).
- [126] T. Schäpers et al., Applied Surface Science **123-124**, 687 (1998).
- [127] G. Rikken et al., Physical Review B (Condensed Matter) **37**, 6181 (1988).
- [128] J. Shah, Solid-State Electronics **21**, 43 (1978).
- [129] J. Shah, A. Pinczuk, H. Stormer, A. Gossard, and W. Wiegmann, Applied Physics Letters **42**, 55 (1983).
- [130] J. Shah, Ultrafast Luminescence Studies of Carrier Relaxation and Tunneling in Semiconductor Nanostructures, in *Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures*, edited by J. Shah, AT&T Bell Laboratories, 1992.
- [131] G. Stringfellow, *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy*, Academic Press Inc., 1989.





# Danksagungen

Mein besonderer Dank gilt:

Prof. Dr. H. Lüth für die Vergabe des Dissertationsthemas, für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Schichten und Grenzflächen des Forschungszentrums Jülich durchzuführen, sowie für die zahlreich angefertigten Gutachten.

Prof. Dr. S. Mantl für die Übernahme des Korreferates.

Prof. Dr. B. Lengeler für mehrere hilfreiche Gutachten.

Priv. Doz. Dr. Th. Schäpers für eine hervorragende Betreuung, die kritische Durchsicht dieser Arbeit und seine uneingeschränkte Unterstützung meines Promotionsvorhabens.

Dr. A. Kaluza für die ausgezeichnete und besonders freundschaftliche Zusammenarbeit auf dem Gebiet der V-Graben-Quantendrähte und des MOVPE-Wachstums.

Prof. J.F. Ryan und Ph.D. A. Maciel für die Möglichkeit, über mehrere Monate am Clarendon Laboratory der Universität Oxford forschen zu können, und für ihre unersetzliche Hilfe bei der Interpretation der optischen Spektren.

Ph.D. J. Kim, Ph.D. M. Hauert, Dipl. Phys. R. Roshan und Ph.D. H.D.M. Davies für eine unvergeßliche und besonders fruchtbare Zusammenarbeit auf dem Gebiet der optischen Untersuchungen an V-Graben-Quantendrähten.

Ph.D. E.D. O'Sullivan für die Bereitstellung einer ursprünglichen Codebasis zur selbstkonsistenten Lösung der Schrödinger-Poisson-Gleichungen.

Dipl. Phys V. Guzenko, Dr. P. Vagner, F. Macherey, T. Bronger und O. Zimmermann für ein besonders kollegiales Arbeitsklima und eine Menge Spaß rund um und abseits der Physik.

Dr. M. Moško für die intensiven Diskussionen über die Theorie des eindimensionalen Transportes.

Dr. H. Hardtdegen, Dr. D. Gauer, Dipl.Chem. N. Nastase und Herrn K. Wirtz für ihre Unterstützung bei der Herstellung der V-Graben-Proben, sowie bei allen Fragestellungen rund um das MOVPE-Wachstum.

D. Meertens und C. Dieker für die zahlreichen TEM-Aufnahmen, sowie U. Bangert für die EDX-Untersuchungen.

Dipl. Phys. T. Riemann und Prof. Dr. J. Christen für die wertvollen Kathodolumineszenzaufnahmen.

G. Müllejans und H. Kertz für die besondere Unterstützung im Magnetlabor und den damit verbundenen Spaß bei der Arbeit.

Allen nicht namentlich erwähnten Mitarbeitern des Instituts für Schichten und Grenzflächen (Forschungszentrum Jülich GmbH), sowie des Clarendon Laboratory (University of Oxford), ohne deren Unterstützung die Durchführung dieser Arbeit unmöglich gewesen wäre.

Der Studienstiftung des deutschen Volkes, dem Deutschen Akademischen Austauschdienst und dem Land Nordrhein-Westfalen für die finanzielle Unterstützung der Dissertation und der damit verbundenen Auslandsaufenthalte.

Meiner Familie für alles.

# Lebenslauf

## Angaben zur Person

Name: Axel Schwarz  
Titel: Diplom-Physiker  
Geburtsdatum: 12. Juli 1972  
Geburtsort: Krefeld  
Familienstand: ledig

## Schulbildung

08/78 - 07/82 Grundschule Bismarkstraße, Krefeld  
08/82 - 05/91 Ricarda Huch Gymnasium, Krefeld  
Allgemeine Hochschulreife

## Zivildienst

08/91 - 09/92 Städtische Krankenanstalten, Krefeld  
Physikalische Abteilung der Strahlen-  
therapie

## Studium

10/92 - 10/97 Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen  
Studium in Physik, Diplom  
07/96 - 10/97 Forschungszentrum Jülich GmbH  
Diplomarbeit am Institut für Schicht- und Ionentechnik (ISI)  
01/98 - 08/98 Oxford University, UK  
Gastwissenschaftler in der Gruppe Prof. J.F. Ryan  
04/99 - 06/99 Oxford University, UK  
Gastwissenschaftler in der Gruppe Prof. J.F. Ryan  
im Rahmen eines DAAD geförderten ARC Programmes  
04/98 - heute Forschungszentrum Jülich GmbH  
Doktorand am Institut für Schichten und Grenzflächen (ISG)

