

Intersubbandelektrolumineszenz im Mittleren Infrarot von GaAs/AlGaAs- Quantendrahtkaskadenstrukturen hergestellt mittels Überwachsen von Spaltflächen

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg



vorgelegt von
Stefan Schmult
aus Halle

Oktober 2003

Promotionsgesuch eingereicht am: 21. Oktober 2003

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. W. Wegscheider.

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. U. Rössler
1. Gutachter: Prof. Dr. W. Wegscheider
2. Gutachter: Prof. Dr. W. Prettl
weiterer Prüfer: Prof. Dr. J. Zweck

Promotionskolloquium am: 26. November 2003

Meinem Opa Heinz

Danke für die vielen wundervollen Jahre

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Lasertätigkeit in Quantenkaskadenstrukturen	5
1.1 Intersubbandemission - Eine Einführung	6
1.2 Der Quantenkaskadenlaser	11
1.2.1 Besetzungsinversion	11
1.2.2 Rückkopplung	12
1.3 Die Idee eines Quantendrahtkaskadenemitters	13
2 Intersubbandübergänge in zwei- und eindimensionalen GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen	19
2.1 Die Geometrie der GaAs/AlGaAs-Schicht- und Drahtstrukturen .	20
2.2 Die Subbandstruktur und Envelope-Wellenfunktionen	21
2.3 Optische Übergangsraten	28
2.4 Raten von nichtstrahlenden Übergängen	30
2.5 Besetzungsinversion und optische Verstärkung	33
2.5.1 Besetzungsinversion	34
2.5.2 Optische Verstärkung	35
2.6 Zusammenfassung	37
3 Der Nachweis von Intersubbandstrahlung mittels Fourierspektroskopie	39
3.1 Fourierspektrometer	40
3.1.1 Das Multiplexverfahren	42
3.1.2 Der Step-Scan-Modus	43
3.1.3 Die Berechnung des Spektrums aus dem Interferogramm .	44
3.1.4 Vorteile der Fourierspektroskopie gegenüber dispersiver Spektroskopie	49
3.2 Aufbau des Messplatzes	51
3.2.1 Messparameter	53
3.2.2 Spektren von Intersubbandemittern	54
3.3 Zusammenfassung	57

4 Die Herstellung von Quantendrahtkaskadenstrukturen mittels Überwachsen von Spaltflächen	59
4.1 Cleaved Edge Overgrowth (CEO)	60
4.2 Das [001]-Wachstum von Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid	62
4.3 Die Erzeugung von atomar glatten (110)-Oberflächen von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen im Ultrahochvakuum	63
4.4 Das [110]-Wachstum von Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid	66
4.5 Zusammenfassung	66
5 Die strukturelle Charakterisierung von CEO-Proben	69
5.1 Charakterisierung mittels Transmissionselektronenmikroskopie . .	70
5.2 Charakterisierung mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM)	73
5.3 Transportmessungen innerhalb des Quanten-Hall-Regimes	77
5.4 Zusammenfassung	82
6 Intersubbandelektrolumineszenz im Mittleren Infrarot von GaAs/AlGaAs-Quantendrahtkaskadenstrukturen	85
6.1 Die Struktur der Emitterproben	86
6.1.1 Die [001]- und [110]-Schichtfolgen	86
6.1.2 Berechnungen der Bandstruktur und Fermienergie der emittierenden Strukturen	90
6.2 Strom-Spannungs-Kennlinien	94
6.3 Intersubbandelektrolumineszenzspektren von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen	96
6.4 Diskussion der Ergebnisse und Zusammenfassung	102
7 Wellenleiter für CEO-Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen	105
7.1 Eindimensionale Wellenleitung und Schichtwellenleiter	106
7.2 Zweidimensionale Wellenleitung und T-förmige Wellenleiter	113
7.2.1 Die Methode des effektiven Brechungsindex	114
7.3 Das Wellenleiterkonzept im Experiment	118
7.4 Zusammenfassung	122
Zusammenfassung und Ausblick	125
Abbildungsverzeichnis	129
Tabellenverzeichnis	139

Literaturverzeichnis	141
Danksagung	149
Publikationen	153

Einleitung

Elektrisch gepumpte Quantenkaskadenlaser stellen seit geraumer Zeit eine kompakte und intensive Lichtquelle im Mittleren und Fernen Infrarot dar. Damit besitzen sie ein erhebliches kommerzielles Potential im Bereich der Gassensorik und der Datenübertragung. Speziell auf dem Gebiet der Gassensorik liegen interessante Anwendungsmöglichkeiten in der Medizin- und Umweltdiagnostik, da viele organische Spurengase gerade im Mittleren Infrarot extrem niedrige Nachweisgrenzen besitzen und deshalb spektroskopisch auf einfache Weise detektiert werden können. Ein Beispiel für eine minimalinvasive Diagnosemethode ist die Erkennung von Magenkrebs über die Detektion von Atemgasen.

Quantenkaskadenlaser sind Intersubbandemitter. Im Gegensatz zu herkömmlichen Halbleiterlichtquellen beruht ihre Wirkungsweise nicht auf der strahlenden Rekombination von Elektronen im Leitungsband mit Löchern im Valenzband. Bei Intersubbandemittern erfolgt die Emission von Photonen durch strahlende Übergänge von Ladungsträgern zwischen diskreten Energieniveaus (Subbändern) in Potentialen künstlich hergestellter Halbleiterheterostrukturen. Dabei wird nur eine Art von Ladungsträgern benötigt. Intersubbandemitter sind somit unipolare Bauelemente und aufgrund dieser speziellen Eigenschaft ist eine Kaskadierung mehrerer Emissionsbereiche möglich. Ein einzelner Ladungsträger kann beim Transport durch eine Kaskade zur Emission mehrerer Photonen beitragen.

Die Möglichkeit der Verstärkung einer elektromagnetischen Welle in Halbleiterübergittern wurde erstmals 1971 von Kazarinov und Suris vorhergesagt [1]. Die Realisierung eines rückgekoppelten Intersubbandemitters ließ jedoch bis 1994 auf sich warten, als erstmals ein Quantenkaskadenlaser in dem Materialsystem $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ vorgestellt wurde [2]. Heutzutage können Quantenkaskadenlaser kommerziell erworben werden. Sie arbeiten bereits bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb [3] und im Fernen Infrarot [4]. Im Jahre 1998 gelang darüberhinaus die Realisierung eines Quantenkaskadenlasers im Material-

system GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As [5].

Alle diese Emittoren beruhen auf Intersubbandübergängen in zweidimensionalen Elektronensystemen (Schichtsystemen). In Konkurrenz zu den strahlenden Übergängen existieren ebenfalls sehr effiziente nichtstrahlende Übergangsmechanismen, welche die Umwandlung von elektrischer Energie in Lichtenergie auf ein unakzeptables Maß reduzieren. Gerade die nichtstrahlende Relaxation von Ladungsträgern unter Emission von longitudinal-optischen (LO) Phononen ist dabei sehr effizient.

Motivation der vorliegenden Arbeit ist die Verringerung der nichtstrahlenden Übergänge in Quantenkaskadenemittern durch die Reduktion der Dimensionalität des zugrunde liegenden Ladungsträgersystems. Für eine realistische GaAs/AlGaAs-Quantendrahtkaskadenstruktur werden die Raten von optischen und durch LO-Phononen vermittelten Übergängen berechnet und kritisch mit den Übergangsraten der zugrunde liegenden Schichtquantenkaskadenstruktur verglichen. Die Berechnungen zeigen, dass die nichtstrahlenden Übergänge aufgrund der Dimensionalitätsreduktion verringert werden können.

Begleitend zu den theoretischen Betrachtungen wurden Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen mittels des epitaktischen Überwachsens von atomar glatten Spaltflächen im GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As-Materialsystem hergestellt. Ihre strukturellen, elektrischen und optischen Eigenschaften werden in dieser Arbeit vorgestellt. Intersubbandelektrolumineszenz bei einer Wellenlänge von 8.5 μm und bei einer Temperatur von 20 K konnte in diesen Strukturen nachgewiesen werden. Desweiteren erfolgten die Konzeption und Realisierung eines Wellenleiters, welcher kompatibel zu der vorgestellten Wachstumstechnik ist und einen zweidimensionalen Einschluss der optischen Mode gewährleistet. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse sind als Grundlage für die experimentelle Realisierung eines Quantendrahtkaskadenlasers zu betrachten. Optisch und elektrisch gepumpte Quantendrahtlaser wurden mit der Methode des Überwachsens von Spaltflächen im GaAs/AlGaAs-System bereits realisiert [6, 7].

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Ein einführendes Kapitel stellt einen kurzen Überblick zu Intersubbandübergängen dar. In Kapitel 2 erfolgen die Berechnungen der Bandstruktur und der Übergangsraten einer Quantendrahtkaskadenstruktur. Die Ergebnisse werden mit den Daten für die zugrunde liegende Schichtstruktur verglichen und diskutiert. Kapitel 3 widmet sich einem Überblick der spektralen Charakterisierung der Emittierproben mittels Fourierspektrosko-

pie. In den Kapiteln 4 und 5 wird das Verfahren des Überwachsens von Spaltflächen zur Herstellung der Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen dargestellt und Möglichkeiten und Ergebnisse zu ihrer strukturellen Charakterisierung vorgestellt. Die Resultate der spektralen und elektrischen Charakterisierung von Quantendrahtkaskadenemitterbauelementen werden in Kapitel 6 zusammengefasst und diskutiert. Ein letztes Kapitel beschreibt die Implementierung eines T-förmigen Wellenleiters für das Mittlere Infrarot in die Emitterbauelemente und stellt eine Methode zur zweidimensionalen Berechnung von optischen Moden in diesen T-förmigen Wellenleitern vor.

Kapitel 1

Lasertätigkeit in Quantenkaskadenstrukturen

Lichtquellen auf der Basis von Halbleitern sind aus unserem heutigen täglichen Leben nicht mehr wegzudenken, man denke hierbei nur an Anwendungen wie das Abspielen von CDs, die Hintergrundbeleuchtung in Armaturen von Kraftfahrzeugen oder etwa Statusanzeigen an Elektrogeräten. Die Wirkungsweise all dieser Halbleiterlichtquellen beruht auf der strahlenden Rekombination von räumlich nicht getrennten Elektron-Loch-Paaren. Das Prinzip ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Diese Emittoren arbeiten bipolar, d. h. Elektronen im Leitungs- und Löcher im Valenzband werden an einem Ort einer Halbleiterheterostruktur zusammengeführt, wo sie energetisch durch die Bandlücke des Materials getrennt sind. Es bildet sich ein Exziton, welches eine Lebensdauer in der Größenordnung von einer Nanosekunde besitzt, bevor es unter der Abstrahlung eines Photons zerfällt. Die Energie dieses Photons ist materialabhängig, und sie kann nicht kleiner werden als die Bandlücke des Materials (abzüglich der Bindungsenergie des Exzitons) in der aktiven Zone. Hierbei spricht man auch von der „Bandlückensklaverei“ (*engl.*: band gap slavery). Ist das Elektron-Loch-Paar einmal rekombiniert, kann es kein weiteres Photon abstrahlen. Da für die Emission sowohl Elektronen im Leitungsband als auch Löcher im Valenzband vorhanden sein müssen, wird die Rekombination von Löchern und Elektronen auch als Interbandübergang bezeichnet. Die Bauelemente tragen den Namen Interbandemitter.

Neben der Interbandemission existiert in Halbleiterheterostrukturen noch eine weitere Möglichkeit der Lichterzeugung, die in diesem Kapitel vorgestellt werden

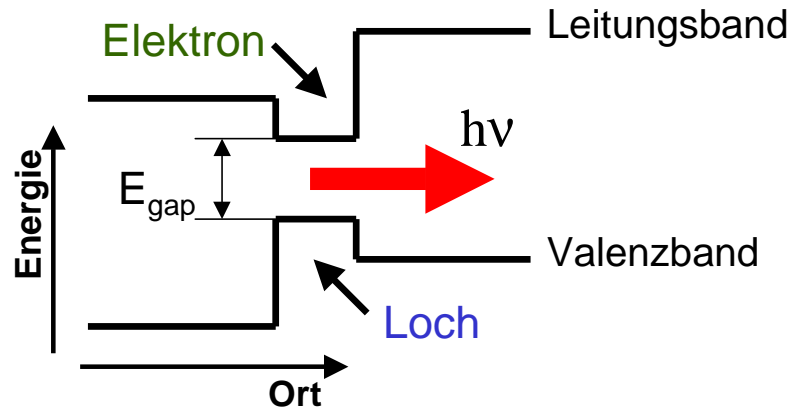


Abbildung 1.1: Prinzipielle Darstellung eines bipolaren Halbleiterheterostrukturmitters. Elektronen und Löcher werden in einer aktiven Region zusammengeführt, in der sie dann strahlend rekombinieren können. Die Energie des emittierten Photons beträgt $h\nu$ und ist im Wesentlichen durch die Bandlücke E_{gap} des Materials festgelegt.

soll. Dabei handelt es sich um die Intersubbandemission.

1.1 Intersubbandemission - Eine Einführung

Dieser Abschnitt soll der kurzen Einführung in die Mechanismen von Intersubbandübergängen dienen. Die zugrunde liegenden quantenmechanischen Prozesse werden hierbei nur qualitativ erläutert. Für das quantitative Verständnis wird auf das Kapitel 2 verwiesen.

Während bei den Interbandübergängen die „natürlichen“ Materialeigenschaften ausgenutzt werden, so sind es bei Intersubbandübergängen diejenigen Eigenschaften, die ausschließlich auf der „künstlichen“ Herstellung von Halbleiterheterostrukturen beruhen. Durch das Wachstum alternierender Schichten verschiedener Materialien - hier Galliumarsenid (GaAs) und Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) - können durch den Bruch der Translationssymmetrie des Kristalls künstliche Einschlusspotentiale für Ladungsträger erzeugt werden. Die Bewegung der Ladungsträger entlang der entsprechenden, nicht mehr translationsinvarianten Kristallrichtungen ist dann nicht mehr frei, d. h. sie kann nicht mehr mit dem Ansatz ebener Wellen beschrieben werden. Dies ist sowohl gültig für Elektronen im Leitungsband, als auch für Löcher im Valenzband. Im Folgenden wird Elektron

als Synonym für Ladungsträger verwendet, da es sich in dem in dieser Arbeit behandelten GaAs/AlGaAs-System ausschließlich um elektronische Zustände handeln soll. Ein Einschlusspotential, welches durch Symmetriebruch in eine Raumrichtung erzeugt wurde, nennt man Quantentopf (*engl.*: quantum well), eines, welches durch Symmetriebruch in zwei Raumrichtungen erzeugt wurde, Quantendraht (*engl.*: quantum wire) und eines, das durch Symmetriebruch in drei Raumrichtungen erzeugt wurde, Quantenpunkt (*engl.*: quantum dot). Liegt nun die de Broglie-Wellenlänge eines Elektrons in der Größenordnung der Breite dieses Einschlusspotentials, so wird die räumliche Lokalisierung und das energetische Spektrum der Elektronen durch die Quantenmechanik, also durch die Schrödingergleichung bestimmt. In einem derartigen Einschlusspotential sind nur noch bestimmte Teilchenenergien E_n erlaubt, die Lösungen der Schrödingergleichung sind. Diese Quantisierung der Energie tritt nur in denjenigen Raumrichtungen auf, in denen die Translationsinvarianz des Kristalls gebrochen wurde. In den anderen Raumrichtungen gilt für kleine k weiterhin die parabolische Dispersion des freien Elektrons

$$E(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (1.1)$$

wobei m^* die effektive Elektronenmasse und k der Impuls entlang der translationsinvarianten Raumrichtungen ist. Für den Spezialfall eines unendlich tiefen Quantentopfes der Breite b gilt für die Eigenenergien E_n

$$E_n = \frac{\pi^2 n^2 \hbar^2}{2m^* b^2}, \quad (1.2)$$

d. h. die Eigenenergien skalieren quadratisch mit der Quantenzahl n . Unendlich tiefe Einschlusspotentiale sind natürlich nur ein Modell. In der Realität sind derartige Potentiale immer endlich, und somit gibt es Korrekturen zu den Eigenenergien aus Gleichung 1.2. Abbildung 1.2 zeigt einen 100 Å breiten GaAs-Quantentopf in einer Umgebung von $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$. Die Tiefe des Topfes beträgt 320 meV. Die Berechnung der Wellenfunktionen erfolgte im Rahmen der Envelope-Näherung. Es sind die drei lokalisierten Elektronenzustände auf ihrem Energieniveau (gestrichelte Linie) mit dem Betragsquadrat ihrer Envelope-Wellenfunktion dargestellt.

Die diskreten Energieniveaus werden als Subbänder bezeichnet. Intersubbandübergänge können in einer solch einfachen Potential- und Energielandschaft ver-

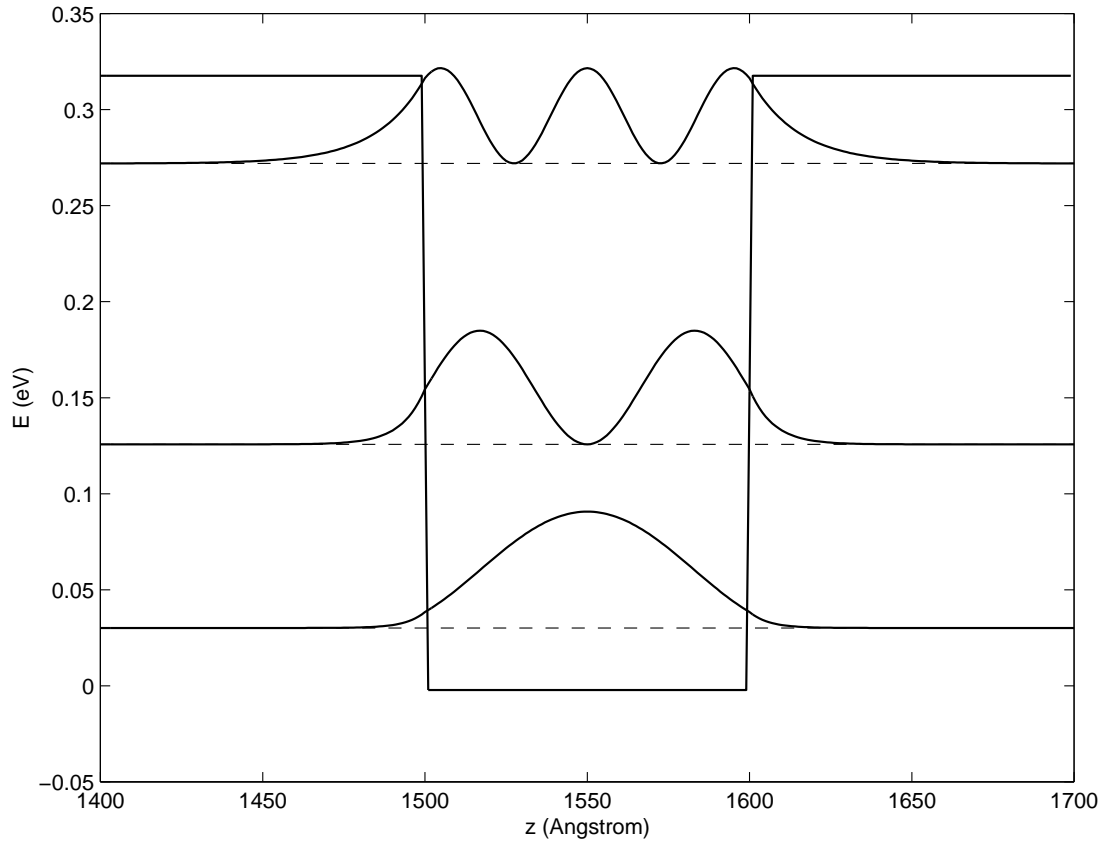


Abbildung 1.2: Berechnete Eigenenergien (gestrichelt) und Betragsquadrate der Wellenfunktionen (durchgezogen) für die drei lokalisierten Zustände in einem 100 Å breiten GaAs-Quantentopf in einer Umgebung von $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ (aus [8], berechnet mit AQUILA [9]).

anschaulicht werden: So entspricht etwa der Übergang eines Elektrons aus einem Subband in ein energetisch niedriger liegendes einer Intersubbandrelaxation, die unter der Emission eines oder mehrerer Photonen (strahlende Relaxation) oder unter der Emission von Phononen (nichtstrahlende Relaxation) stattfinden kann. Typische Lebensdauern für Elektronen in angeregten Zuständen liegen im Bereich von einer Pikosekunde. Der Übergang eines Elektrons aus einem Subband in ein energetisch höher liegendes wird als Intersubbandabsorption bezeichnet. Hierfür ist es erforderlich, ein Photon oder/und Phonon unter Berücksichtigung der Energie- und Impulsauswahlregeln einzufangen.

Verringert man nun die Breite b des Einschlusspotentials weiter, so kann erreicht werden, dass nur noch zwei Zustände in ihm lokalisiert sind. Kazarinov und Su-

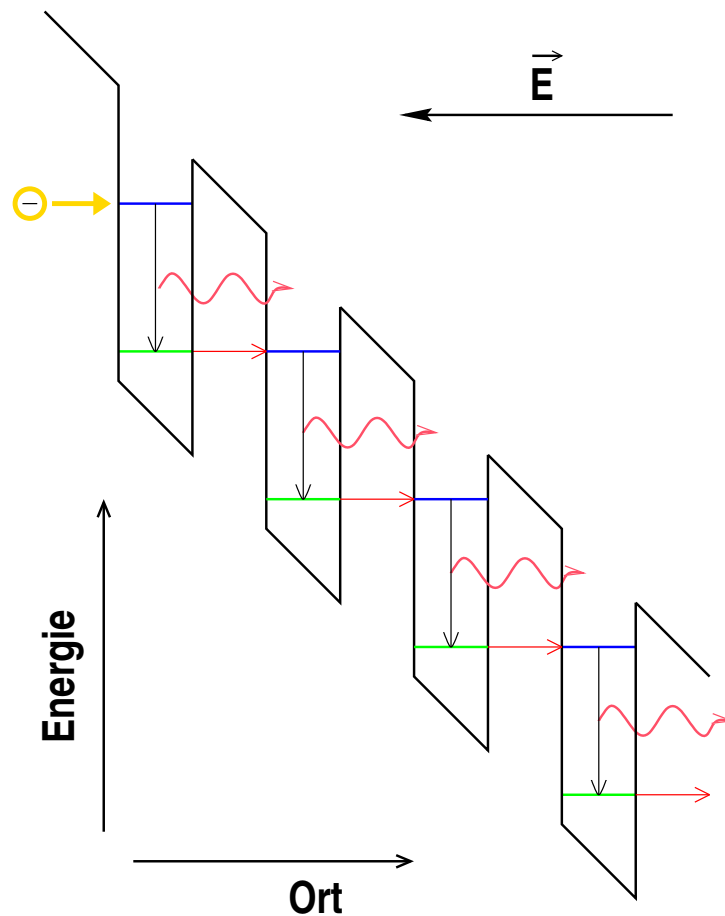


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Intersubbandkaskadenemitters nach Kazarinov und Suris [1]. Eine periodische Anordnung aus Einschlusspotentialen wird mittels eines elektrischen Feldes \vec{E} verkippt.

ris schlugen vor, eine periodische Abfolge solcher Einschlusspotentiale in einem elektrischen Feld \vec{E} als Intersubbandemitter zu realisieren [1]. Das Prinzip ist in Abbildung 1.3 dargestellt. In den oberen Zustand jedes Quantentopfes wird durch resonantes Tunneln ein Elektron injiziert. Es relaxiert strahlend und kann resonant aus dem unteren Zustand in die nächste Periode extrahiert werden. Da dieses Prinzip nicht auf der Rekombination von Elektronen mit Löchern beruht, ist es möglich, ein soeben strahlend relaxiertes Elektron in der nächsten Periode für einen erneuten strahlenden Übergang wiederzuverwerten. Dieses Schema gleicht einer Kaskade aus elektronischen Wasserfällen, was diesen Strukturen auch den Namen Quantenkaskadenemitter eingebracht hat.

Bis zum heutigen Tage ist es nicht gelungen, Besetzungsinversion in einer in Ab-

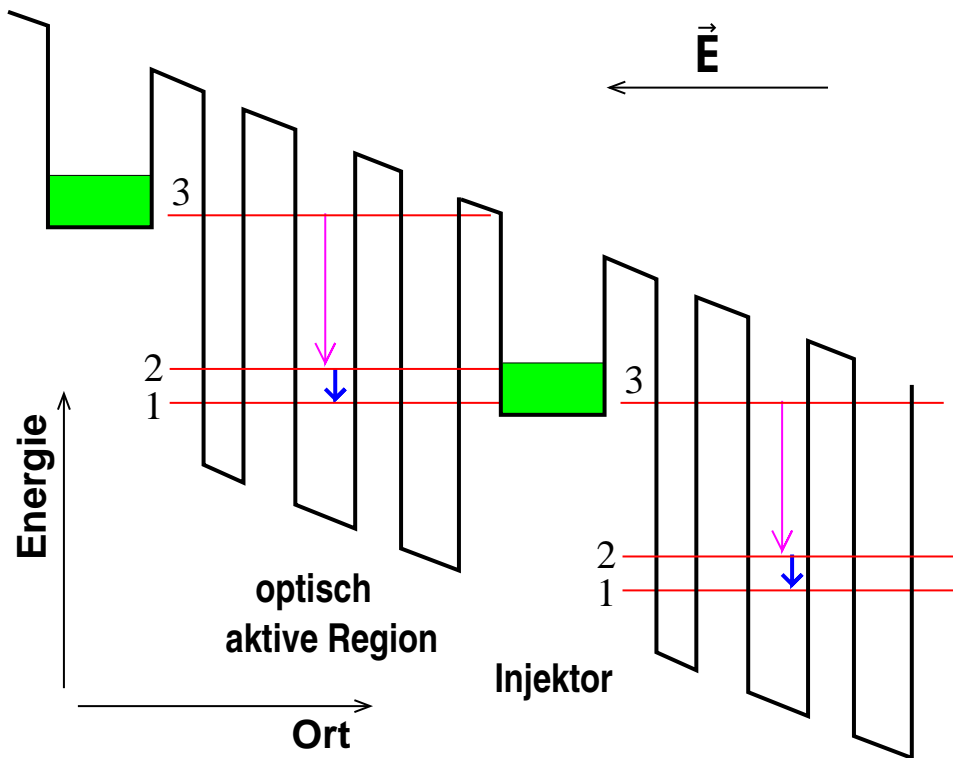


Abbildung 1.4: Darstellung der Potential- und Subbandstruktur einer Quantenkaskadenemitterstruktur, in der Besetzungsinversion erzielt werden kann. Die optisch aktive Region beherbergt drei lokalisierte Zustände, deren energetische Lage durch die Variation diverser Parameter (Breite der Quantentöpfe und -barrieren) „maßgeschneidert“ werden kann. Überbrückt werden die optisch aktiven Regionen durch Injektoren, in denen viele lokalisierte Zustände ein Quasikontinuum bilden. Die Injektoren dienen der Bevölkung des angeregten Zustandes 3 und der Entvölkerung der Zustände 1 und 2.

bildung 1.3 vorgestellten Struktur nachzuweisen. Dies gelang erstmals 1994 [2] in einer weitaus komplexeren Struktur (Abbildung 1.4), welche ein Drei-Niveau-System darstellt. Hierbei besteht die optisch aktive Zone aus drei gekoppelten Quantentöpfen. Durch die Kopplung mehrerer dieser Einschlusspotentiale besteht die Möglichkeit, die sich ausbildende Subbandstruktur nach speziellen Anforderungen maßzuschneidern. Die Funktion eines solchen Emitters wird im Abschnitt 1.2 detailliert beschrieben.

An dieser Stelle soll eine Auswahl derjenigen Materialsysteme nicht fehlen, in denen Intersubbandübergänge nachgewiesen werden konnten. Laserbetrieb wurde bisher in den Systemen $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ [2], $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ [5]

demonstriert, Elektrolumineszenz in Si/SiGe [10] und InAs/AlSb [11]. Intersubbandabsorption wurde in GaN/AlGaIn [12] sowie in Wismut-Nanodrähten [13] nachgewiesen.

1.2 Der Quantenkaskadenlaser

Im letzten Abschnitt wurde die Umwandlung eines Elektronenstroms in Licht durch Intersubbandübergänge vorgestellt. Soll nun in einer solchen Struktur Laseraktivität herbeigeführt werden, sind zusätzlich noch Besetzungsinversion im aktiven Medium und eine Rückkopplung des emittierten Lichtes in das aktive Medium erforderlich.

1.2.1 Besetzungsinversion

Anhand von Abbildung 1.4 lässt sich der Mechanismus der Besetzungsinversion eines elektrisch gepumpten Intersubbandemitters qualitativ veranschaulichen. Unter Einbeziehung eines angelegten elektrischen Feldes wird in einer Halbleiterheterostruktur eine Subbandstruktur maßgeschneidert. Diese Subbandstruktur beherbergt in der optisch aktiven Region drei Zustände (als 1, 2 und 3 bezeichnet). Der optische Übergang findet zwischen den Zuständen 3 und 2 statt. Ein Elektronenreservoir (Injektor) ist an den Zustand 3 angekoppelt, um eine stete Besetzung dieses Zustandes zu gewährleisten. In realen Strukturen besteht der Injektor aus einer Vielzahl von Zuständen, die im Injektor ein Quasikontinuum repräsentieren. Die Zustände 1 und 2 sind an den folgenden Injektor angekoppelt, um eine effektive Extraktion der Ladungsträger zu garantieren. τ_3 und τ_2 seien die Lebensdauern der Zustände 3 und 2, $\Gamma_{32} = 1/\tau_{32}$ und $\Gamma_{31} = 1/\tau_{31}$ die Relaxationsraten des Zustandes 3 in die Zustände 2 beziehungsweise 1. Um Besetzungsinversion zu erhalten, muss im zeitlichen Mittel die Populationsrate von Zustand 2 kleiner sein als seine Depopulationsrate. Werden Absorptionsprozesse vernachlässigt, so lässt sich

$$\tau_2 < \tau_{32} \tag{1.3}$$

als Bedingung für die Besetzungsinversion der Zustände 2 und 3 formulieren. In dieser Notation ist $\tau_2 = \tau_{21}$, da für die Entleerung von Zustand 2 nur der Übergang

in den Zustand 1 in Frage kommt. Wie lässt sich nun diese schnelle Depopulation von Zustand 2 erreichen? Die Antwort auf diese Frage lautet: Durch resonante Streuung unter Emission eines longitudinal-optischen Phonons (LO-Phonon). Die Subbandstruktur der aktiven Zone ist so aufgebaut, dass die Energiedifferenz E_{21} gerade der Energie eines LO-Phonons entspricht. Damit ist eine Bedingung für die Laseraktivität erfüllt: Die Zustände 2 und 3 sind besetzungsinvertiert.

1.2.2 Rückkopplung

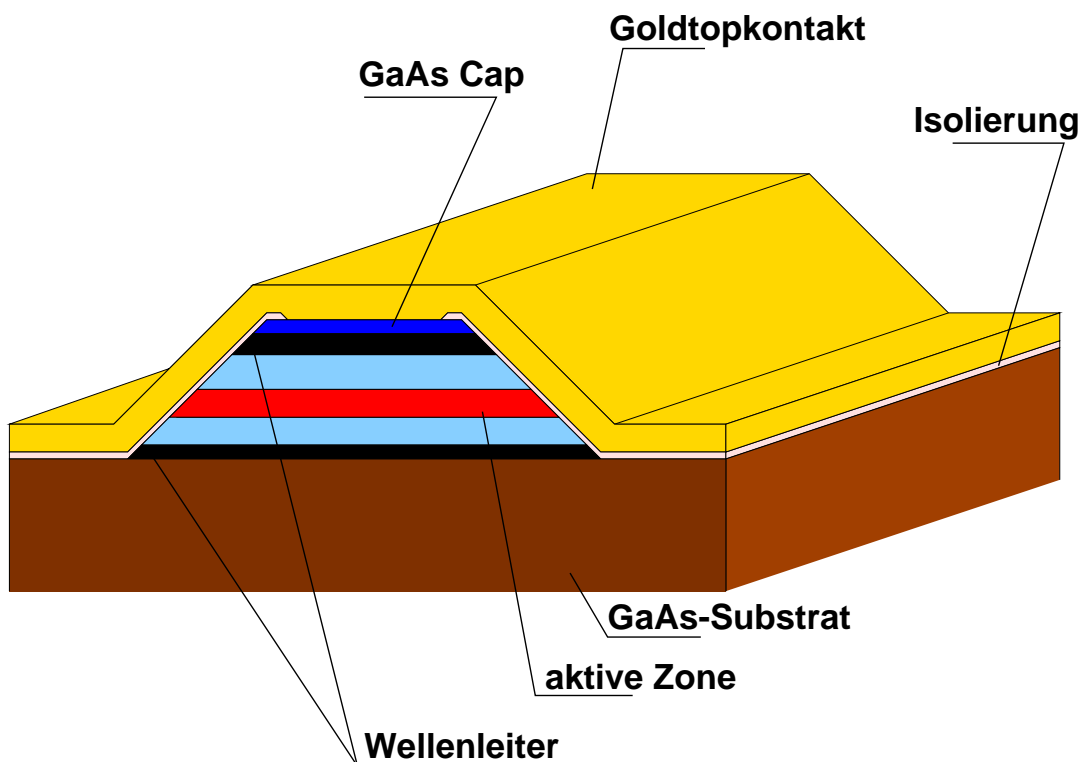


Abbildung 1.5: Die Heterostruktur (Substrat, Wellenleiter, aktive Zone) wird in mehreren Schritten in den hier dargestellten Streifenwellenleiteremitter prozessiert. Die Facetten der Vorder- und Rückseite dienen als Spiegel. Das Bauelement ist einige einhundert Mikrometer lang und einige zehn Mikrometer breit. Die Illustration zeigt einen GaAs-basierenden Quantenkaskadenlaser.

Neben der Besetzungsinversion ist ein geeigneter Rückkopplungsmechanismus eine weitere notwendige Voraussetzung für Laseraktivität, da diese nur einsetzen kann, wenn die optischen Verluste der Mode kleiner sind als die Verstärkung durch stimulierte Emission. Hierfür ist es erforderlich, die optische Mode möglichst

vollständig in den aktiven Bereich zurückzukoppeln. Dazu besteht der optische Resonator eines Quantenkaskadenlasers aus einem Wellenleiter, der von zwei Spiegeln begrenzt wird (Fabry-Perot-Resonator [14]). Als Spiegel dienen im einfachsten Fall unvergütete Spaltflächen, da der Brechungsindexunterschied von $n \simeq 3$ in GaAs/AlGaAs gegenüber $n = 1$ im Vakuum oder an Luft einen ausreichenden Reflexionsgrad liefert. Der Wellenleiter wird in zwei Schritten hergestellt. In einem ersten Schritt wird während des Wachstums der Struktur um die aktive Zone herum ein Schichtwellenleiter implementiert, um einen eindimensionalen optischen Einschluss der Mode zu gewährleisten. Das Wachstum eines Quantenkaskadenlasers folgt somit dem Ablauf: Wachstum der unteren Seite des Wellenleiters, Wachstum der aktiven Zone und schließlich Wachstum der oberen Seite des Wellenleiters. Damit ist aber noch keine Vorzugsrichtung für die Laseremission vorhanden. In einem folgenden Prozessschritt wird diese Vorzugsrichtung durch die Strukturierung der Heterostruktur in Streifenwellenleiter (*engl.*: ridge waveguide) festgelegt. Eine Darstellung eines strukturierten Lasers zeigt Abbildung 1.5. Die Prozessierung beginnt mit der lithographischen Definition einer Streifenstruktur. Anschließend wird nass- oder trockenchemisch durch die aktive Zone geätzt. Danach wird diese Streifenstruktur mit einem Isolationsmaterial (Si_3N_4 oder SiO_2) abgedeckt, dessen Dicke einige einhundert Nanometer beträgt. In einem nächsten Ätzschritt wird dieser Streifen an der Oberseite wieder von dem Isolator befreit. Zum Schluss wird ein Metallkontakt aufgebracht. Somit ist sowohl ein zweidimensionaler Einschluss der optischen Mode, wie auch ein definierter Strompfad vorhanden. Ein repräsentativer Wert für die Breite dieser Streifenwellenleiterbauelemente ist $20\text{ }\mu\text{m}$, ihre Länge beträgt mehrere hundert Mikrometer. Die in diesem Abschnitt beschriebene Art der Rückkopplung der optischen Mode hat sich für Schichtsysteme als Standard etabliert.

1.3 Die Idee eines Quantendrahtkaskadenemitters

Quantenkaskadenlaser entwickeln sich zunehmend zu zuverlässigen, leistungsstarken und kompakten Lichtquellen im Spektralbereich des Mittleren und Fernen Infrarot. Bisherige Highlights dieser Entwicklungen waren beispielsweise $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -Quantenkaskadenlaser, die bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb arbeiten [3], FIR-Quantenkaskadenlaser [4] und Intersubban-

delektrolumineszenz in Si/SiGe-Quantenkaskadenstrukturen [10, 15]. Die Funktionsweise aller dieser Quantenkaskadenlaser oder -emitter beruht auf strahlenden Übergängen in zweidimensionalen Elektronensystemen, mit der Ausnahme von Si/SiGe, wo lochartige Übergänge stattfinden. In diesen Schichtsystemen wird Besetzungsinversion erzielt, jedoch ist das Inversionsverhältnis klein, da nichtstrahlende Prozesse einen sehr effektiven parallelen Relaxationskanal zur Photonemission darstellen. Theoretische Studien sagen eine drastische Reduktion dieser nichtstrahlenden Verluste durch Reduktion der Dimensionalität des zugrundeliegenden Elektronensystems voraus [8]. Somit ist es möglich, die Umwandlung des elektrischen Stromes in Licht mit der Realisierung von Quantendraht- oder Quantenpunktkaskadenemittern effizienter zu gestalten. Im weiteren Verlauf dieses Abschnittes werden Intersubbandübergangsmechanismen in Quantentopf- und Quantendrahtsystemen qualitativ gegenübergestellt.

Abbildung 1.6 veranschaulicht Übergangsmechanismen in zwei- und eindimensionalen Elektronensystemen. Im 2D-Fall ist die Translationssymmetrie des Kristalls in die z -Richtung gebrochen, im 1D-Fall in die x - und y -Richtung. Die Bewegung der Elektronen in die translationsinvarianten Richtungen wird als frei angenommen, die Dispersion ist deshalb entlang dieser Raumrichtungen parabolisch. Es sind drei relevante Mechanismen dargestellt: Intrasubbandrelaxation des Elektrons durch Streuung an akustischen Phononen, Intersubbandrelaxation durch Emission eines LO-Phonons und Intersubbandrelaxation durch Emission eines Photons. Streuprozesse unter der Beteiligung von LO-Phononen sind für die Intersubbandrelaxation die Dominierenden. Im 2D-Fall stellen Anfangs- und Endzustand zwei ineinander gesteckte Paraboloiden dar. Folglich existiert aufgrund der Dispersionsrelation für LO-Phononen die Möglichkeit, unter Energieerhaltung einen geeigneten \mathbf{k} -Vektor (Linearkombination aus \mathbf{k}_x und \mathbf{k}_y) zu finden, um nichtstrahlend aus einem Anfangszustand in einen Endzustand gestreut zu werden. Der Phasenraum für einen solchen Streuprozess ist sehr groß. Im 1D-Fall hingegen gibt es für eine nichtstrahlende Relaxation (Energieerhaltung wiederum vorausgesetzt) vermittelt durch LO-Phononen aus einem Anfangszustand im angeregten Subband maximal nur noch zwei Möglichkeiten ($-\Delta\mathbf{k}_z$ und $+\Delta\mathbf{k}_z$)¹. Somit wird der Phasenraum für nichtstrahlende Relaxationen, vermittelt durch LO-Phononen, durch die Reduktion der Dimensionalität drastisch eingeschränkt.

¹Die LO-Phononenergie wird dabei über die gesamte Brillouin-Zone als konstant angenommen, was aufgrund der LO-Phononendispersion als sehr gute Näherung gilt.

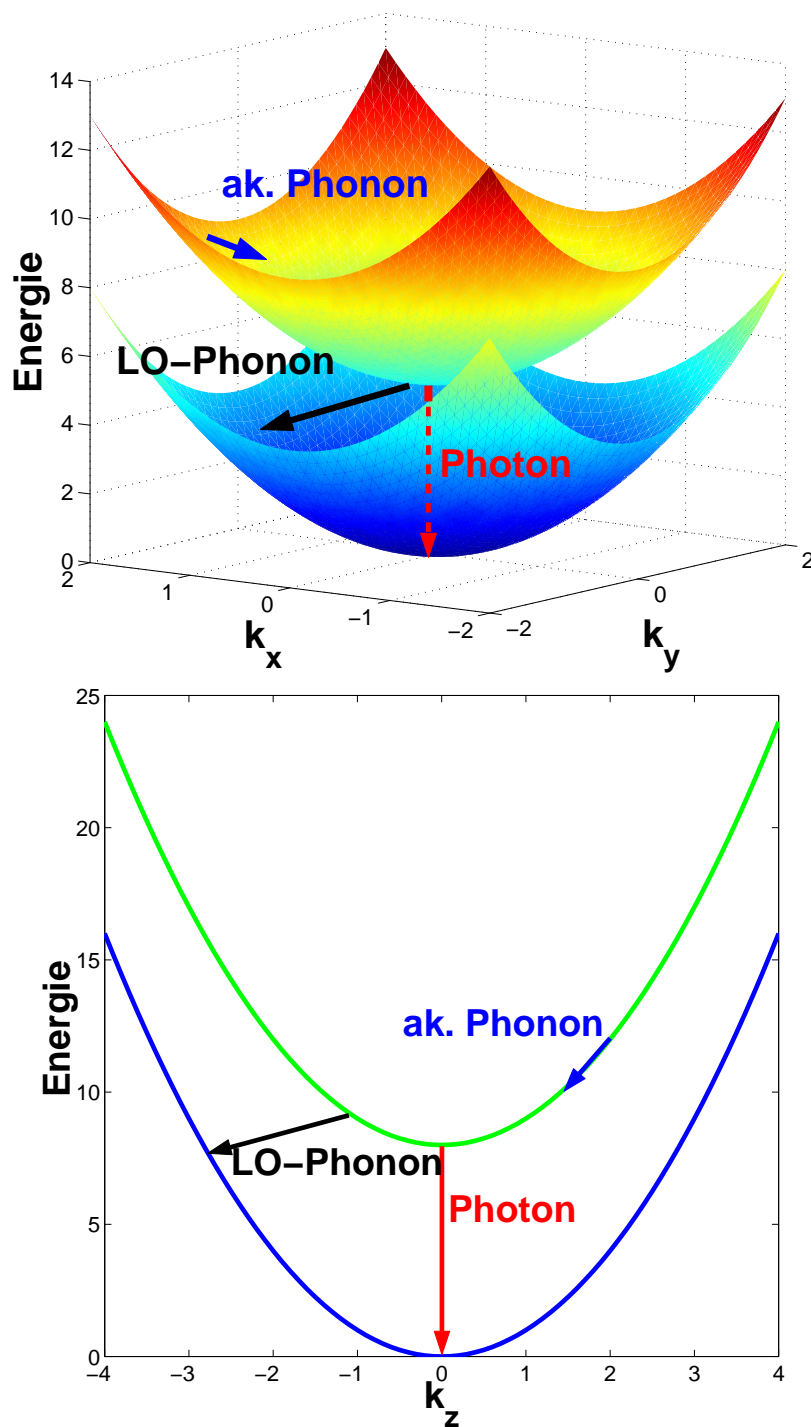


Abbildung 1.6: Intra- und Intersubbandrelaxationsmechanismen in zwei- (oben) und eindimensionalen Elektronensystemen (unten).

Diese rein qualitative Argumentation kann auch für andere Intersubbandstreuprozesse, wie etwa Elektron-Akustisches-Phonon-Streuung oder Elektron-Elektron-Streuung, geführt werden. Im Falle der Emission eines Photons ist diese Argumentation hingegen nicht zulässig. Der Grund dafür ist die extrem geringe Wahrscheinlichkeit für die Relaxation unter Emission eines Photons. Die Übergangsraten für sämtliche anderen Streuprozesse sind um mehrere Größenordnungen höher. Somit wird ein Elektron, falls es zuvor nicht durch LO-Phononemission gestreut wird, durch Intrasubbandstreuung sehr schnell zu $\mathbf{k}=0$ gelangen, bevor es dann unter der Emission eines Photons relaxiert. Im Gegensatz zur Emission eines LO-Phonons ist aufgrund der Dispersion von Photonen bei der strahlenden Relaxation eines Elektrons der Impulsübertrag nur gering. Der strahlende Übergang im \mathbf{k} -Raum erfolgt also senkrecht. Der Phasenraum für den optischen Übergang wird also nicht eingeschränkt. Die Reduzierung der nichtstrahlenden Übergänge wurde im Rahmen dieser Arbeit auch theoretisch untermauert (Kapitel 2) und ist auch unter dem Begriff „Phonon-Bottleneck“ bekannt.

Für einen Quantendrahtintersubbandemitter wird somit aufgrund dieser Argumentation ein erhöhter Wirkungsgrad im Vergleich zu herkömmlichen Intersubbandemittern basierend auf Schichtsystemen erwartet.

Jedoch ist diese intuitive Betrachtung unter Verwendung der Abbildung 1.6 quantitativ zu hinterfragen. Zum einen ist die Emission eines Photons ebenfalls mit einem, wenn auch im Vergleich mit der Phononemission sehr geringen, Impulsübertrag verknüpft. Somit sollten bei der Reduktion der Dimensionalität für die Photonenemission die gleichen Argumente gelten, wie für die Phononenemission. Zum anderen beinhaltet der intuitive Vergleich keine Aussage über etwaige Wichtungsfaktoren. Ein entscheidender Wichtungsfaktor ist aber in der Zustandsdichte zu sehen, welche sich in eindimensionalen Elektronensystemen signifikant von der Zustandsdichte in zweidimensionalen Elektronensystemen unterscheidet. Ein realistischer Vergleich der beiden Systeme muss somit also theoretisch untermauert werden. In Kapitel 2 werden für eine Quantenschicht- und eine Quantendrahtintersubbandemitterstruktur die relevanten Übergangsraten berechnet und kritisch miteinander verglichen.

Der „Phonon-Bottleneck-Effekt“ konnte vor kurzem experimentell nachgewiesen werden [16]. Dabei wurde parallel zur Wachstumsrichtung eines Schichtquantenkaskadenlasers ein starkes Magnetfeld angelegt. Dadurch kam es bei bestimmten Magnetfeldern zu einer Erhöhung der optischen Intensität, welche sich theoretisch

verifizieren ließ und durch die Unterdrückung der Elektron-LO-Phonon-Streuung erklärt werden kann.

Kapitel 2

Intersubbandübergänge in zwei- und eindimensionalen GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen

Durch die Fortschritte bei der Herstellung von Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid-Heterostrukturen (GaAs/AlGaAs) mittels des Wachstums durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) in den letzten zwei Jahrzehnten wurde es möglich, komplexe Heterostrukturen, deren Wachstum auch aus mehreren Schritten bestehen kann, zu realisieren. Für die Entwicklung derart komplexer Strukturen ist ein detailliertes theoretisches Verständnis von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen erforderlich. In Kapitel 1 wurden Intersubbandübergangsmechanismen qualitativ vorgestellt und erläutert. Dieses Kapitel dient nun der quantitativen theoretischen Beschreibung von Intersubbandübergängen in zwei- und eindimensionalen Elektronensystemen in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen. Das Ziel dabei soll sein, reale Quantendrahtsysteme mit konventionellen Quantentopfsystemen kritisch zu vergleichen. Dafür wurden für beide Arten von Strukturen die signifikanten Übergangsraten berechnet. Die Berechnungen wurden für realistische GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterostrukturen durchgeführt, die auch in dieser Form hergestellt wurden.

Grundlage für die Berechnung der Übergangsraten sind die Wellenfunktionen der elektronischen Zustände des Leitungsbandes nahe dem Zentrum der Brillouin-Zone und die Envelope-Wellenfunktionen, welche mit dem zweidimensionalen Schrödinger-Poisson-Lösungsverfahren AQUILA [9] numerisch berechnet wurden.

Das Kapitel ist wie folgt aufgebaut: Nach einer kurzen Einführung in die Geometrie der berechneten Schicht- und Drahtstrukturen werden die für die Berechnungen der Subbänder und Envelope-Wellenfunktionen gemachten Näherungen beschrieben. Die Berechnungen werden ausführlich nur für die Drahtstrukturen dargestellt. Anschließend werden die Ergebnisse für die optischen und die durch LO-Phononen vermittelten Übergangsraten beider Systeme präsentiert und verglichen.

2.1 Die Geometrie der GaAs/AlGaAs-Schicht- und Drahtstrukturen

In diesem Abschnitt werden die den Berechnungen zugrunde liegenden Strukturen kurz vorgestellt. Für eine detailliertere Beschreibung der Quantendrahtstruktur wird auf Kapitel 6 verwiesen. Die aktive Zone des Quantenschichtsystems folgt der Veröffentlichung von Sirtori et. al [5]. Sie wird in einem Schritt entlang der [001]-Kristallrichtung (z-Richtung) epitaktisch gewachsen und für die spätere Verwendung als Emitter in Streifenwellenleiter prozessiert (siehe auch Kapitel 1).

Die den Berechnungen zugrunde liegende Quantendrahtstruktur ist in Abbildung 2.1 dargestellt. In einem ersten Schritt wird entlang der [001]-Kristallrichtung (x-Richtung) eine GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As-Quantenkaskadenstruktur, ähnlich wie in [5] publiziert, gewachsen, mit dem Unterschied, dass in die aktive Zone keine Dotierung eingebracht wird. Diese aktive Zone ist auf beiden Seiten von einer 3.5 μm dicken undotierten GaAs-Schicht und einer 1 μm dicken hochdotierten GaAs-Schicht umgeben. Die hochdotierten Schichten dienen der späteren Verwendung als n-Kontakt. Dann wird diese Heterostruktur entlang der nichtpolaren (110)-Oberfläche gespalten und senkrecht zur ersten Wachstumsrichtung entlang der [110]-Richtung (y-Richtung) überwachsen. Die [110]-Wachstumssequenz beginnt mit einer undotierten Al_{0,33}Ga_{0,67}As-Barrierenschicht, auf die eine n-artige Modulationsdotierung (Silizium- δ -Dotierung) aufgebracht wird. Dieser folgt eine weitere undotierte Al_{0,33}Ga_{0,67}As-Barrierenschicht. Die [110]-Wachstumssequenz endet mit einer dünnen undotierten GaAs-Deckschicht. An der Spaltfläche bildet sich durch die Deformation des Leitungsbandes in y-Richtung ein Einschlusspotential aus, in welchem sich, überlagert mit der starken Potentialmodulation in x-Richtung, quantendrahtähnliche Zustände an der Spaltfläche ausbilden (siehe Ab-

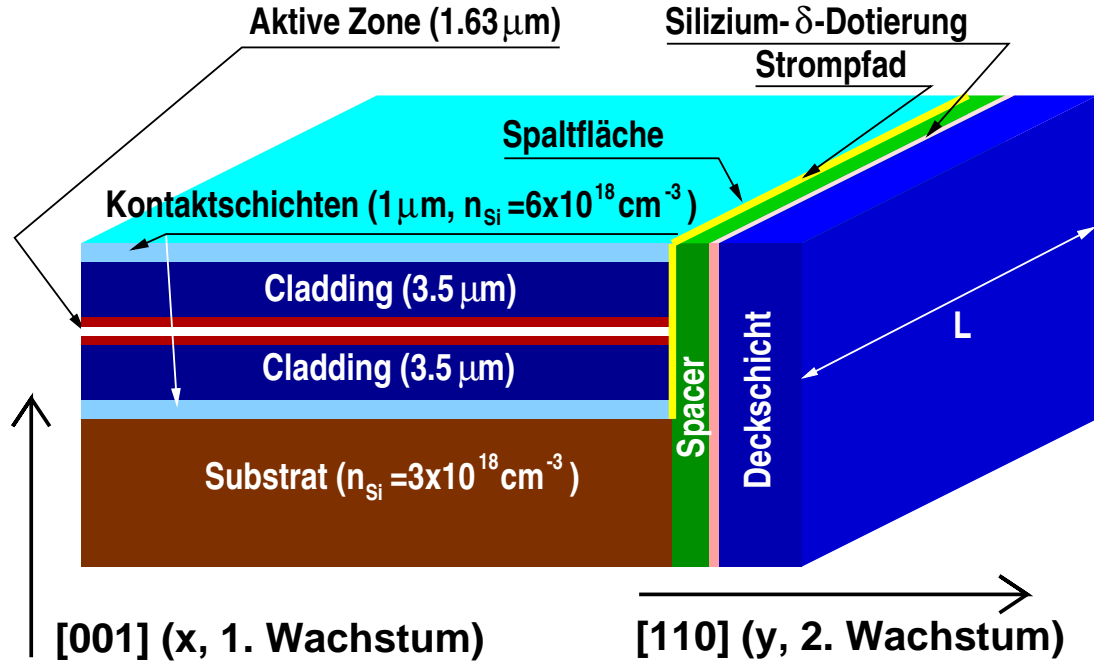


Abbildung 2.1: Experimentelle Realisierung der Quantendraht-Heterostruktur.

bildung 2.2). Die Modulationsdotierung stellt die Besetzung der Quantendrähte mit Elektronen sicher. Die Elektronen in den drahtartigen Potentialen sind in ihrer Bewegung in die z -Richtung nicht eingeschränkt.

2.2 Die Subbandstruktur und Envelope-Wellenfunktionen

Die elektronischen Zustände E_j nahe dem Zentrum der Brillouin-Zone und die zugehörigen Envelope-Wellenfunktionen $\psi_j(\mathbf{r})$ wurden im Rahmen der Effektiv-Masse-Näherung unter Verwendung des Programmpakets AQUILA [9] berechnet. AQUILA löst selbstkonsistent die Schrödingergleichung

$$\left\{ -\nabla \cdot \frac{\hbar^2}{2m^*(\mathbf{r})} \nabla + V_C(\mathbf{r}) + \mathbf{F} \cdot \mathbf{r} + V_H(\mathbf{r}) \right\} \psi_j(\mathbf{r}) = E_j \psi_j(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

und die Poissonsgleichung

$$-\nabla \cdot \{ \varepsilon(\mathbf{r}) \nabla V_H(\mathbf{r}) \} = \rho(\mathbf{r}). \quad (2.2)$$

m^* ist die effektive Masse, V_C der Wert des Potentials an der Leitungsbandkante am Γ -Punkt der Brillouin-Zone, \mathbf{F} ist ein externes elektrisches Feld, V_H das Hartreepotential und ε die lokale Dielektrizitätskonstante. Die Ladungsträgerdichte $\rho(\mathbf{r})$ wird aus den Wellenfunktionen ψ_j über

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_j |\psi_j(\mathbf{r})|^2 f(E_j - E_F) \quad (2.3)$$

bestimmt, wobei f die Fermifunktion und E_F die Fermienergie sind. Für das beschriebene Quantendrahtsystem werden die Envelope-Funktionen ψ des niedrigsten Leitungsbandes am Γ -Punkt (Γ_6) mit dem Subbandindex ℓ und der Wellenzahl k_3 bezeichnet

$$\psi_{k_3, \ell}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_3 z} \chi_\ell(x, y | k_3), \quad (2.4)$$

wobei L die Länge der Quantendrähte ist. Die Subbandenergien werden mit $E_\ell(k_3)$ bezeichnet. In den Quantentopfstrukturen können die Wellenfunktionen in

$$\psi_{k_1, k_2, \ell}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{i(k_1 x + k_2 y)} \chi_\ell(z | k_1, k_2) \quad (2.5)$$

zerlegt werden. A ist die Fläche der Schichten. Die Subbandenergien werden mit $E_\ell(\mathbf{k})$ bezeichnet und $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$ ist ein zweikomponentiger Wellenvektor. Die Funktionen χ werden als normalisiert angenommen. In sämtlichen Berechnungen der Übergangsraten wird die Abhängigkeit der Funktionen χ vom Wellenvektor \mathbf{k} vernachlässigt und die Abhängigkeit der Subbandenergien E von \mathbf{k} als parabolisch angenommen:

$$E_\ell(k_3) = \epsilon_\ell + \hbar^2 k_3^2 / (2m_\ell^*) \quad (2.6)$$

für den Quantendrahtfall und

$$E_\ell(\mathbf{k}) = \epsilon_\ell + \hbar^2 (k_1^2 + k_2^2) / (2m_\ell^*) \quad (2.7)$$

für den Quantentopffall, mit den effektiven Massen m_ℓ^* .

Die Gleichungen 2.1 und 2.2 werden numerisch durch Diskretisierung in einem endlichen Raumbereich gelöst. Wegen der Translationsinvarianz entlang der z -Richtung bei den Quantendrähten ist dieser Raumbereich zweidimensional und

wurde rechteckig gewählt. Dieser Raumbereich wird folgenden Randbedingungen unterworfen:

- (i) Die Wellenfunktionen $\psi(\mathbf{r})$ und der Gradient $\vec{\nabla} \frac{\psi(\mathbf{r})}{m^*(\mathbf{r})} \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\perp}$ ($\hat{\mathbf{n}}_{\perp}$ ist der Normalenvektor) sind an den Rändern Null.
- (ii) Das Feld (Gradient des Potentials) weit entfernt von der Spaltfläche ist Null entlang der x-Richtung, während das elektrostatische Potential am Rand nahe der Spaltfläche $const + Fx$ gesetzt wird.
- (iii) Das elektrostatische Potential entlang eines Randes parallel zur y-Richtung ist konstant.

Die Randbedingungen (ii) und (iii) werden als gute Übereinstimmung mit der experimentell vorliegenden Situation angesehen. Durch die Addition der Energie Fx zur Fermienergie wird eine räumlich variierende Quasi-Fermienergie eingeführt, wodurch in den Bandstrukturberechnungen eine Anhäufung von Ladungsträgern am energetisch niedrigsten Punkt der Struktur verhindert werden soll. Die Definition einer Quasi-Fermienergie ist nur bei der Berechnung der Subbandstruktur in Quantendrahtstrukturen notwendig, da das Einschlusspotential in die zweite Wachstumsrichtung allein durch die Ladungstrennung erzeugt wird. Bei der Berechnung der Subbänder in Quantentopfstrukturen kann auch ohne jegliche Ladungsträgerverteilung ($\rho(\mathbf{r})=0$) gerechnet werden, da die Einschlusspotentiale hier ausschließlich durch das Wachstum der Heterostruktur definiert werden. Es muss also nur die Schrödingergleichung 2.1 für ein gegebenes Potential gelöst werden. Bei den Quantendrahtstrukturen hingegen kann die Annahme $\rho(\mathbf{r})=0$ nicht getroffen werden, da, wie schon erwähnt, ohne eine räumlich variierende Elektronenverteilung kein zweidimensionales Einschlusspotential gebildet werden kann. Die Einführung einer Quasi-Fermienergie ist jedoch auch nur eine Näherung, die jedoch in die Berechnungen leicht implementiert werden kann und mit der experimentellen Situation qualitativ gut übereinstimmt. Um die Quasi-Fermienergie jedoch exakter zu berechnen, muss eine ortsabhängige Besetzung selbstkonsistent ermittelt werden, was die Rechnungen sehr aufwendig gestaltet. Solche Berechnungen wurden für Schichtquantenkaskadenstrukturen unter der Verwendung von Nichtgleichgewichts-Greenfunktionen durchgeführt [17, 18], für Quantendrahtstrukturen jedoch noch nicht. Unter Verwendung von Nichtgleichgewichts-Greenfunktionen ist zudem die Implementierung einer Quantentransporttheorie möglich, welche es erlaubt, gleichzeitig die

Transmission durch die Injektorregionen und die Relaxation der Ladungsträger durch Streumechanismen in den optisch aktiven Regionen zu behandeln. Damit kann die experimentell vorliegende Situation unter Berücksichtigung des Ladungsträgertransports in Quantenkaskadenstrukturen zufriedenstellend simuliert werden.

Ein Ausschnitt des selbstkonsistent berechneten Potentials $V_{SC}(x, y) = V_C(x, y) + V_H(x, y)$ einer Quantendrahtkaskadenstruktur zeigt Abbildung 2.2. Gut zu erkennen sind die Einschlusspotentiale an der Spaltfläche, in denen sich die drahtarti-

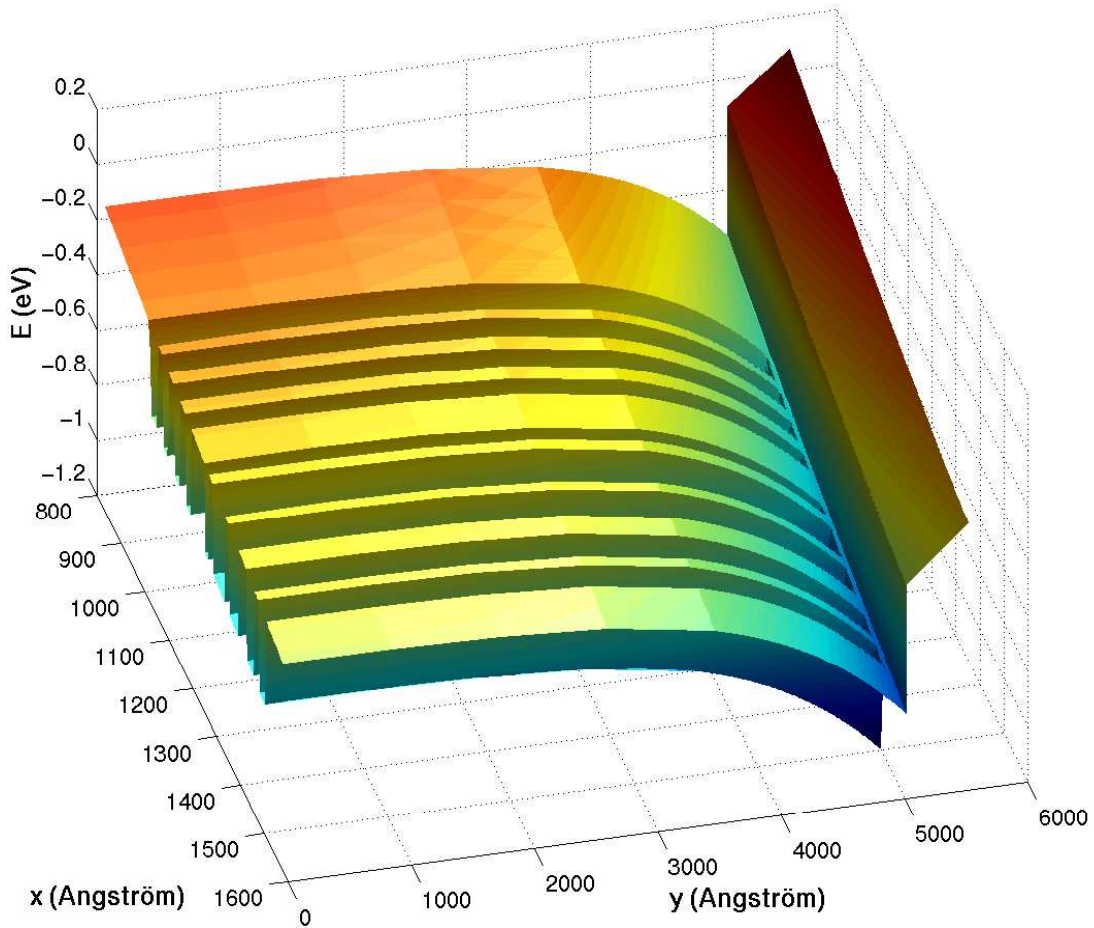


Abbildung 2.2: Selbstkonsistent berechnetes Potential am Γ -Punkt einer Periode einer Quantendrahtkaskadenstruktur. Die Spaltfläche befindet sich bei $y=5000 \text{ \AA}$. In x -Richtung ist ein elektrisches Feld von 72 kV/cm angelegt. Der Potentialsprung bei $y=5100 \text{ \AA}$ resultiert aus einer Erhöhung des Aluminiumanteils auf 67% , um die Emissionseigenschaften bezüglich der Wellenleitung zu kontrollieren.

gen Zustände ausbilden.

Aufgrund des schwächeren Einschlusspotentials entlang der zweiten Wachstumsrichtung bilden sich an der Spaltfläche viele lokalisierte Zustände aus, deren Eigenenergien sich jeweils nur um wenige Millielektronenvolt unterscheiden. Abbildung 2.3 zeigt einen Schnitt durch das Potential aus Abbildung 2.2 bei $y=4950 \text{ \AA}$, sowie die Eigenenergien der ersten 75 Wellenfunktionen und die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\chi_\ell(x, y=4950 \text{ \AA})|^2$ für vier ausgewählte Subbänder mit den ℓ -Indizes 2, 6, 25 und 37 (aufsteigend in ihrer Energie).

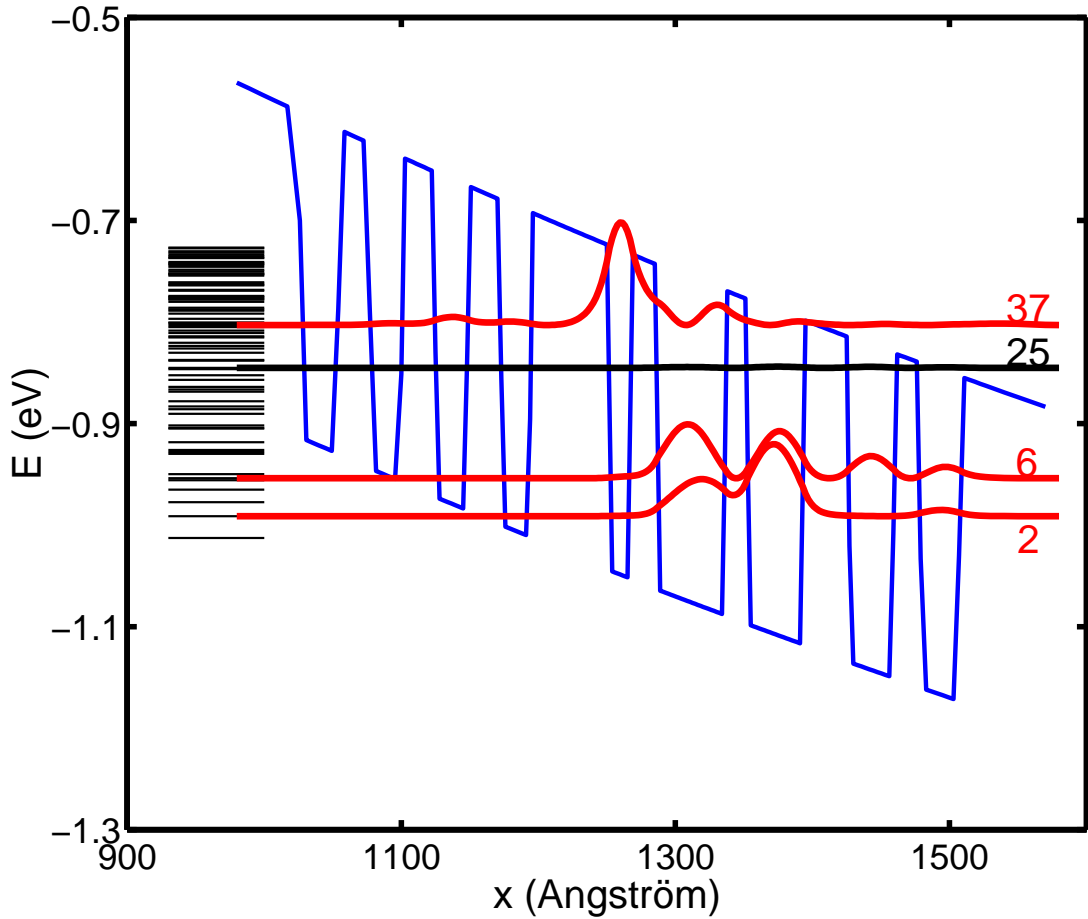


Abbildung 2.3: Schnitt durch das Potential aus Abbildung 2.2 bei $y=4950 \text{ \AA}$. Dargestellt sind die Eigenenergien der ersten 75 lokalisierten Zustände (links) und die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\chi_\ell(x, y=4950 \text{ \AA})|^2$ der vier ausgewählten Zustände 2, 6, 25 und 37. Die Energiedifferenzen der elektronischen Übergänge betragen: $\Delta E_{6-2}=37.3 \text{ meV}$, $\Delta E_{37-6}=151 \text{ meV}$ und $\Delta E_{37-25}=42.2 \text{ meV}$.

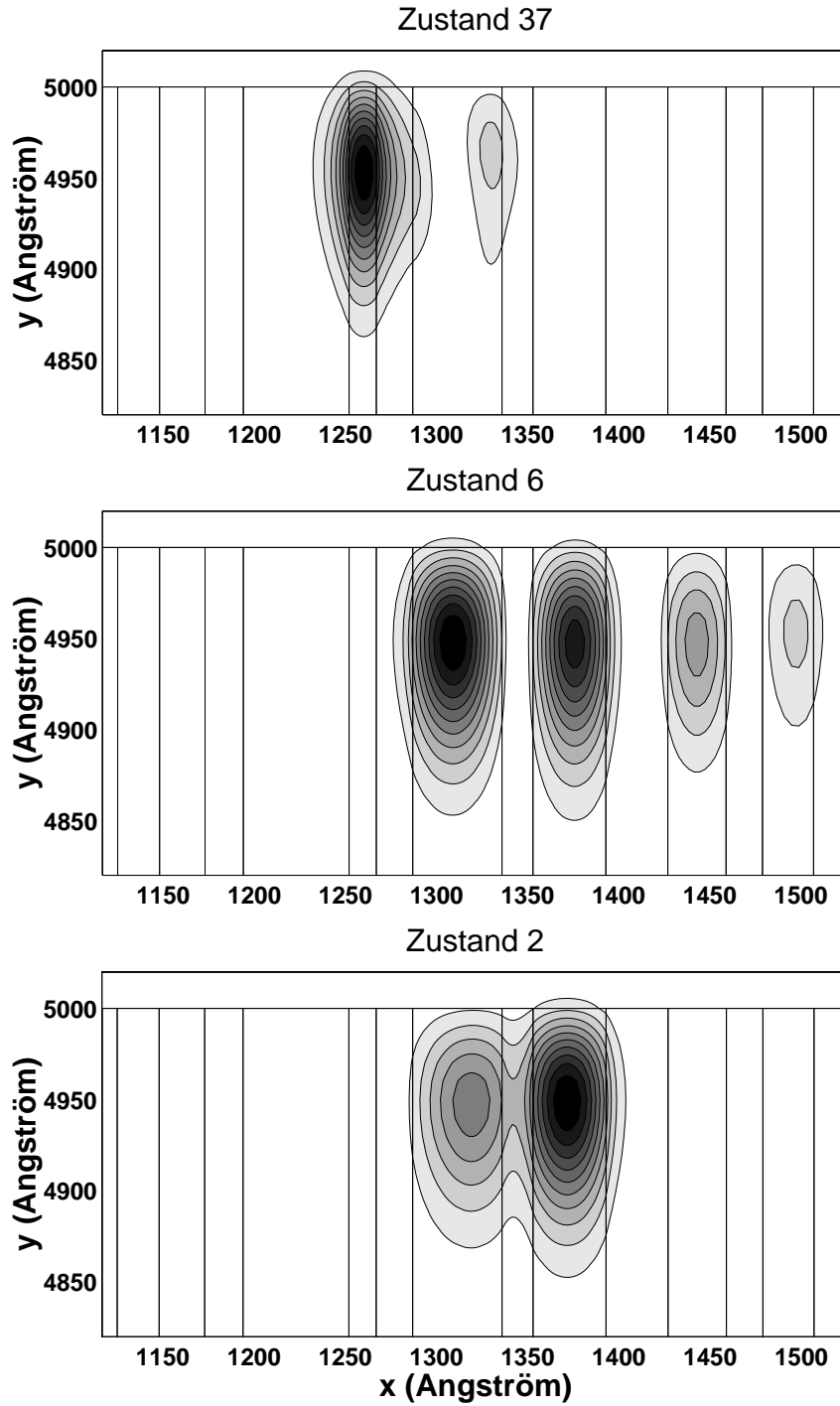


Abbildung 2.4: Konturdarstellungen der Zustände 37, 6 und 2. Der optische Übergang erfolgt zwischen den Zuständen 37 und 6, Zustand 6 wird mittels resonanter LO-Phononemission in Zustand 2 entleert.

Der strahlende Übergang¹ wird zwischen den Zuständen 37 und 6 erwartet, die um eine Energie von 151 meV voneinander getrennt sind. Die Energiedifferenz zwischen den Zuständen 2 und 6 beträgt 37.3 meV und ist so gewählt, dass ein Bulk-LO-Phonon resonant an den Übergang 6-2 ankoppeln kann, um eine Besetzungsinversion der Zustände 37 und 6 zu gewährleisten. Auf die LO-Phonon-induzierten Übergänge wird in Abschnitt 2.4 eingegangen. In Abbildung 2.4 sind die Konturen der Zustände 2, 6 und 37 dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass diese Zustände Quantendrahtzustände sind, da sie nur bis zu 150 Å in die zweite Wachstumsrichtung ausgedehnt sind. Diese drahtartigen Zustände entstehen aufgrund der Quantisierung in x-Richtung und werden durch das in y-Richtung geformte Einschlusspotential zu eindimensionalen Zuständen.

Aufgrund des schon erwähnten schwachen Einschlusspotentials entlang der y-Richtung (im Vergleich zu den Potentialmodulationen entlang der x-Richtung) unterscheidet sich die in Quantendrahtkaskadenstrukturen berechnete Subbandstruktur signifikant von der in 2D-Systemen. In den zweidimensionalen Systemen kann die Subbandstruktur derart maßgeschneidert werden, dass in der optisch aktiven Region nur wenige Zustände lokalisieren. In den 1D-Systemen bildet sich in der aktiven Zone eine Vielzahl zusätzlicher Subbänder aus, deren Elektronendichten zwar in den Einschlusspotentialen aus dem ersten Wachstumsschritt lokalisiert sind, aber entlang der y-Richtung in ihnen mehrere Maxima in der Elektronendichte aufweisen. Das Maximum der Elektronendichte dieser Zustände kann weit entfernt von der Spaltfläche liegen. Abbildung 2.5 repräsentiert einen derartigen Zustand in der Konturdarstellung. Dieser Zustand kann als angeregter Zustand zu Zustand 6 angesehen werden.

Ein Vergleich der Übergangsenergien für die Quantendraht- und Quantentopf-kaskadenstrukturen mit den in Referenz [5] veröffentlichten experimentellen und theoretischen Werten bestätigt die Anwendbarkeit der hier vorgestellten numerischen Berechnungen. In Tabelle 2.1 sind diese Werte gegenübergestellt. In den hier vorgestellten Rechnungen wurde ein externes elektrisches Feld von 72 kV/cm verwendet, da das von den Autoren in [5] spezifizierte Feld von 48 kV/cm eine Energiedifferenz $\Delta E_{6-2} < E_{\text{LO-Phonon}}$ lieferte und somit keine Besetzungsinversion eintreten kann (siehe auch Abschnitt 2.4).

¹Die spätere Berechnung der Dipolmatrixelemente liefert den weitaus größten Wert für den Übergang zwischen den Zuständen 37 und 6, weshalb dieser an dieser Stelle als strahlender Übergang bezeichnet wird.

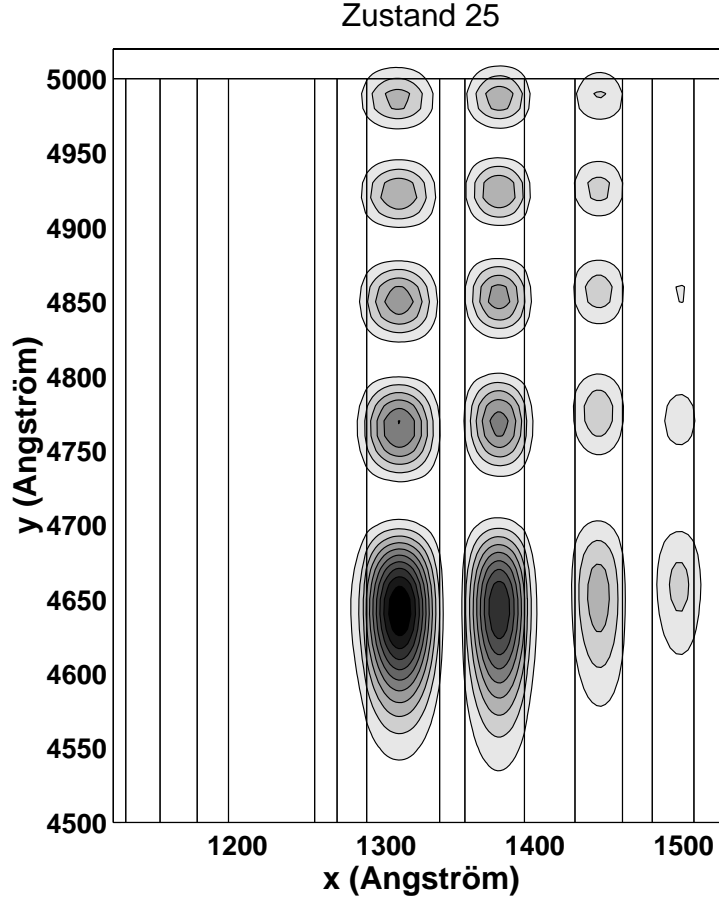


Abbildung 2.5: Konturdarstellung von Zustand 25. Das Maximum der Elektrodichte liegt 400 \AA von der Spaltfläche entfernt. $\chi_{25}(x, y=4950 \text{ \AA})$ verschwindet nahezu (siehe auch Abbildung 2.3).

2.3 Optische Übergangsraten

Unter Verwendung der Dipolnäherung kann die Übergangsrate $\Gamma_R(\ell \rightarrow \ell')$ für eine optische Relaxation eines Elektrons vom Subband ℓ in das Subband ℓ' durch

$$\Gamma_R(\ell \rightarrow \ell') \approx \frac{e^2 n}{\pi \hbar^4 c^3 \epsilon_0} [\epsilon_\ell - \epsilon_{\ell'}]^3 D_{\ell \rightarrow \ell'} \quad (2.8)$$

berechnet werden. Die Übergangsrate ist unabhängig vom Wellenvektor der Subbänder, falls die beiden am Übergang beteiligten Subbänder identische effektive Massen besitzen. e bezeichnet die Elementarladung, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n einen effektiven Brechungsindex, welcher aufgrund eines mittlere

Hetero- struktur	Übergang	ΔE (meV) berechnet	ΔE (meV) Exp.	ΔE (meV) berechnet in [5]	ΔE (meV) Exp. [5]
Quanten- topf	$3 \rightarrow 2$	163.3	144 [21]	134	131.6
	$2 \rightarrow 1$	37.9	(Laser)	38	≈ 35
Quanten- draht	$37 \rightarrow 6$	150.9	≈ 150	-	-
	$6 \rightarrow 2$	37.3	≈ 30	-	-

Tabelle 2.1: Gegenüberstellung der Übergangsenergien in der Quantendrahtkaskadenstruktur und der ihr zugrunde liegenden Quantentopfstruktur. Die experimentellen Ergebnisse für die Quantendrahtstruktur werden in Kapitel 6 ausführlich erläutert. Die Quantentopfstruktur wurde nur im Laserbetrieb vermessen. Der Wert für ΔE_{2-1} in der rechten Spalte wurde aus den experimentellen Ergebnissen in [5] herausgelesen.

ren Aluminiumanteils von 16 % mit $n = 3.2$ angenommen wird. Weiterhin wurden keinerlei Wellenleitungs- oder Resonatoreffekte berücksichtigt. $D_{\ell \rightarrow \ell'}$ beinhaltet die Dipolmatrixelemente $d_x^{\ell \rightarrow \ell'}$, $d_y^{\ell \rightarrow \ell'}$ (Quantendrahtfall) beziehungsweise $d_z^{\ell \rightarrow \ell'}$ (Quantentopffall). Für das System gekoppelter Quantendrähte ist [19, 20]

$$D_{\ell \rightarrow \ell'} = |d_x^{\ell \rightarrow \ell'}|^2 + |d_y^{\ell \rightarrow \ell'}|^2, \quad (2.9)$$

während für das Quantentopfsystem

$$D_{\ell \rightarrow \ell'} = |d_z^{\ell \rightarrow \ell'}|^2 / 3 \quad (2.10)$$

gilt, mit

$$\begin{pmatrix} d_x^{\ell \rightarrow \ell'} \\ d_y^{\ell \rightarrow \ell'} \end{pmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \chi_{\ell}^*(x, y) \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \chi_{\ell'}(x, y) \quad (2.11)$$

und

$$d_z^{\ell \rightarrow \ell'} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \chi_{\ell}^*(z) z \chi_{\ell'}(z). \quad (2.12)$$

Die Autoren von [5] geben einen theoretischen Wert von $d_z^{3 \rightarrow 2} = 1.6 \text{ nm}$ an. Falls eine Dotierung, wie in [5] angegeben, berücksichtigt und das elektrische Feld auf 72 kV/cm erhöht wird, liefern die hier vorgestellten Berechnungen ein Dipolmatrixelement von $d_z^{3 \rightarrow 2} = 1.5 \text{ nm}$, welches einer Übergangsrate von $\Gamma_R(3 \rightarrow 2) \approx$

$12 \mu\text{s}^{-1}$ entspricht. Diese Werte können nun mit den für das Quantendrahtsystem berechneten verglichen werden. In diesem Fall ergibt sich ein Dipolmatrixelement von $d_x^{37 \rightarrow 6} = 1.45 \text{ nm}$, welches einer Übergangsrate von $\Gamma_R(37 \rightarrow 6) \approx 29 \mu\text{s}^{-1}$ entspricht. Das Dipolmatrixelement $d_y^{37 \rightarrow 6}$ kann im Vergleich zu $d_x^{37 \rightarrow 6}$ vernachlässigt werden. Der Vergleich zwischen dem Quantendrahtsystem und dem ihm zugrunde liegenden Quantentopfsystem offenbart eine Erhöhung der Strahlungseffizienz um einen Faktor Drei, die sich auch schon analytisch aus den Gleichungen 2.8, 2.9 und 2.10 ablesen lässt².

2.4 Raten von nichtstrahlenden Übergängen

In Abschnitt 2.3 wurden die Raten für optische Übergänge hergeleitet, für Schicht- und Drahtsysteme berechnet und verglichen. In diesem Abschnitt wird ein Mechanismus nichtstrahlender Übergänge vorgestellt, nämlich die Streuung an longitudinal-optischen (LO) Phononen. Diese LO-Phonon-Streuung wird hier als der bedeutendste nichtstrahlende Relaxationsprozess zwischen den Subbändern in Quantenkaskadenstrukturen betrachtet. LO-Phononen können über ihr makroskopisches elektrisches Feld an Elektronen ankoppeln. Um unnötigen Rechenaufwand zu vermeiden, wird die Heterostruktur als homogenes Medium betrachtet, in dem sich die Phononmoden wie ebene Wellen mit der GaAs-Bulk-LO-Phononenergie von 36.5 meV ausbreiten. Diese Näherung ist durch den geringen Aluminiumanteil in den Heterostrukturen gerechtfertigt. In Strukturen mit höherem Aluminiumgehalt hingegen müssen lokalisierte Phononenmoden (Grenzflächenphononen) berücksichtigt werden [22]. Das elektrostatische Potential von LO-Phononen wird durch die Leitungsbandelektronen abgeschirmt. Diese Abschirmung wird durch das Einführen einer Thomas-Fermi-Wellenzahl q_s behandelt [19], die eine inverse Abschirmlänge darstellt. Dabei wird eine Gleichverteilung der Ladungsträger vorausgesetzt, was für eine qualitative Abschätzung des Einflusses der Abschirmung durch freie Ladungsträger auf die Raten für die nichtstrahlenden Übergänge eine ausreichende Näherung ist.

Die Fouriertransformierte des gesamten elektrostatischen Potentials Φ ist mit der Normalkoordinate der LO-Phononmode Q über

²Hierfür muss allerdings angenommen werden, dass $|d_z^{\ell \rightarrow \ell'}|^2$ (Quantentopf) und $|d_x^{\ell \rightarrow \ell'}|^2 + |d_y^{\ell \rightarrow \ell'}|^2$ (Quantendraht) gleichgroß sind.

$$\Phi(\mathbf{q}) = i\omega_0 \sqrt{8\pi \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right)} \frac{q}{q^2 + q_s^2} Q(\mathbf{q}, \text{LO}) \quad (2.13)$$

verknüpft. Dabei sind \mathbf{q} der Wellenvektor und ω_0 die Frequenz des LO-Phonons und ε_0 bzw. ε_∞ die statische bzw. hochfrequente Dielektrizitätskonstante des umgebenden Materials. Unter der Annahme, dass der Ausgangszustand des Übergangs $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ im Subband ℓ ist, der Übergang also vom Boden des Subbands ℓ erfolgt, folgt aus Fermis Goldener Regel für die Bestimmung der Übergangsrate $\Gamma_{\text{LO}}(\mathbf{0}\ell \rightarrow \ell')$ eines Elektrons im Subband ℓ in das Subband ℓ' in Schichtsystemen die Formel [23]

$$\Gamma_{\text{LO}}(\mathbf{0}\ell \rightarrow \ell') = CN_\pm \frac{1}{\sqrt{q_\pm^2 + q_s^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dz' \left\{ 1 - \frac{q_s^2}{2(q_\pm^2 + q_s^2)} + \frac{q_s^2 |z - z'|}{2(q_\pm^2 + q_s^2)} \right\} \times$$

$$e^{-\sqrt{q_\pm^2 + q_s^2} |z - z'|} \chi_\ell^*(z) \chi_{\ell'}(z) \chi_\ell(z') \chi_{\ell'}^*(z'). \quad (2.14)$$

Hierbei sind $C = 2e^2 m^* \omega_0 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1}) / (\pi \hbar^2)$ mit der effektiven Elektronenmasse m^* und der Elementarladung e , $N_\pm = [\exp(\hbar\omega_0/(k_B T)) - 1]^{-1} + (1/2) \pm (1/2)$ mit der Gittertemperatur T und der Boltzmann-Konstante k_B und $q_\pm = \sqrt{(2m^*/\hbar^2)(\epsilon_\ell - \epsilon_{\ell'} \mp \hbar\omega_0)}$ mit der LO-Phononenergie $\hbar\omega_0 = 36.5 \text{ meV}$. Dabei wurden die effektiven Massen der Subbänder ℓ und ℓ' gleichgesetzt: $m_\ell^* = m_{\ell'}^* = m^*$. Das obere Vorzeichen bezieht sich auf die LO-Phononemission und das untere auf die Absorption eines LO-Phonons. Das Doppelintegral auf der rechten Seite von Gleichung 2.14 wurde numerisch berechnet.

In den Quantendrahtsystemen ist eine Integration über zwei Raumrichtungen erforderlich, in denen die Translationssymmetrie gebrochen wurde. Die Übergangsrate wird dann ausgedrückt durch

$$\Gamma_{\text{LO}}(k_3 \ell \rightarrow \ell') = CN_\pm \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \sum_{j=1}^2 \frac{1}{|k_3 - \kappa_\mp^{(j)}|} \times$$

$$\left\{ K_0(\rho \sqrt{\kappa_\mp^{(j)2} + q_s^2}) - \frac{\rho q_s^2}{2\sqrt{\kappa_\mp^{(j)2} + q_s^2}} K_1(\rho \sqrt{\kappa_\mp^{(j)2} + q_s^2}) \right\} \times$$

$$\chi_\ell^*(x, y) \chi_{\ell'}(x, y) \chi_\ell(x', y') \chi_{\ell'}^*(x', y'). \quad (2.15)$$

In Gleichung 2.15 wurden die Variablen $\rho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$, $\kappa_\mp^{(1)} = k_3 + \sqrt{k_3^2 + 2m^*(\epsilon_\ell - \epsilon_{\ell'} \mp \hbar\omega_0)/\hbar^2}$ und $\kappa_\mp^{(2)} = k_3 - \sqrt{k_3^2 + 2m^*(\epsilon_\ell - \epsilon_{\ell'} \mp \hbar\omega_0)/\hbar^2}$ eingeführt. K_0 und K_1 sind MacDonaldfunktionen der Ordnungen Null und Eins. Das Vierfachintegral in Gleichung 2.15 wurde wiederum numerisch berechnet. Hierbei muss die logarithmische Singularität des Integranden bei $\rho = 0$ beachtet werden.

Ein bedeutender qualitativer Unterschied zwischen den LO-Phonon-induzierten Übergängen in idealen Quantentopf- und Quantendrahtsystemen ist die Divergenz der Übergangsrate $\Gamma_{\text{LO}}(k_3\ell \rightarrow \ell')$ in den Drahtsystemen, wenn die Resonanzbedingung

$$\epsilon_\ell + (\hbar k_3)^2/(2m^*) = \epsilon_{\ell'} \pm \hbar\omega_0 \quad (2.16)$$

erfüllt ist [24–30]. Die Übergangsrate $\Gamma_{\text{LO}}(\mathbf{k}\ell \rightarrow \ell')$ für Quantentopfsysteme hingegen nimmt immer einen endlichen Wert an, auch wenn die Abschirmung durch freie Ladungsträger nicht berücksichtigt wird. Aus der Divergenz von Γ_{LO} in den Quantendrahtsystemen bei der Resonanzbedingung 2.16 folgt eine unendlich hohe Übergangsrate $\Gamma_{\text{LO}}(k_3\ell \rightarrow \ell')$. Der Grund hierfür liegt in der Divergenz der Zustandsdichte für ideale Quantendrähte bei $\epsilon(\ell \rightarrow \ell') = \epsilon_\ell + (\hbar k_3)^2/(2m^*) - \epsilon_{\ell'} \mp \hbar\omega_0$. In realen Systemen jedoch divergiert die Zustandsdichte an dieser Stelle nicht. Die Ursache hierfür ist die Energieunschärfe durch schnelle Streuprozesse, wie etwa Elektron-Elektron-Streuung, Streuung durch akustische Phononen, Streuung an Grenzflächen [22] oder der LO-Phonon-Streuung selber.

In Tabelle 2.2 werden die berechneten relevanten Übergangsraten von nicht-strahlenden Übergängen im Quantendrahtsystem denen des zugrunde liegenden Quantentopfsystems gegenübergestellt. Hierbei handelt es sich um elektronische Übergänge vom Punkt $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ eines Subbands in ein anderes. Die Rechnungen für das Schichtsystem erfolgten unter Berücksichtigung der Dotierung nach Siratori et. al [5] und mit einem elektrischen Feld von 72 kV/cm. Die Feldstärke im Quantendrahtfall beträgt ebenfalls 72 kV/cm. Wird die nichtstrahlende Übergangsrate des optischen Übergangs $37 \rightarrow 6$ für das Quantendrahtsystem mit der entsprechenden Übergangsrate im Quantentopfsystem verglichen, so ergibt sich eine Erhöhung der Lebensdauer um einen Faktor Vier. In der optisch aktiven Zone des Quantentopfsystems existieren für die Entleerung des Zustands 3 zwei

Heterostruktur	Übergang	Übergangsrate (ps ⁻¹) berechnet	Übergangsrate (ps ⁻¹) berechnet in [5]
Quantentopf	3 → 2	0.466	0.417
	3 → 1	0.251	0.250
	2 → 1	8.15	3.33
Quantendraht	37 → 6	0.11	-
	37 → 2	0.08	-
	6 → 2	24	-
	$\sum_{\ell'} 37 \rightarrow \ell'$	≈ 1.1	-

Tabelle 2.2: Gegenüberstellung der Übergangsrate von nichtstrahlenden Übergängen in der Quantendrahtkaskadenstruktur und der ihr zugrunde liegenden Quantentopfkaskadenstruktur. In der rechten Spalte sind die Werte für die in Referenz [5] berechneten Übergangsrate gegeben.

mögliche Übergänge: $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$. Die Gesamtlebensdauer von Zustand 3 ergibt sich durch die Addition der beiden Übergangsrate und beträgt 1.4 ps. Aufgrund der vielen Zwischenniveaus im Quantendrahtfall gibt es für die Entleerung von Zustand 37 eine Vielzahl von Möglichkeiten. Die Addition der Übergangsrate $\Gamma_{\text{LO}}(37 \rightarrow \ell')$ ($\ell' < 37$) liefert eine Gesamtübergangsrate von 1.1 ps⁻¹, entsprechend einer Lebensdauer von 0.9 ps. Bezüglich der Gesamtlebensdauer des angeregten Zustands übertrifft das Quantendrahtsystem das Quantentopfsystem nicht. Allerdings ist der für die Besetzungsinversion relevante resonante Übergang im Quantendrahtfall um einen Faktor Drei schneller und kann theoretisch unter Ausnutzung der Resonanzbedingung 2.16 sogar noch schneller sein. Bei der Behandlung des Quantendrahtsystems jedoch spielen die vielen Zwischenniveaus eine entscheidene Rolle, auf welche im folgenden Abschnitt genauer eingegangen wird.

2.5 Besetzungsinversion und optische Verstärkung

In den letzten Abschnitten wurden die verschiedenen Übergangsmechanismen in den hier betrachteten Quantenkaskadenstrukturen quantitativ gegenübergestellt. In diesem Abschnitt soll nun die Tauglichkeit der Quantendrahtkaskadenstruktur

bezüglich Laseraktivität diskutiert werden. Hierfür werden die für Laseraktivität relevanten elektronischen Parameter - das Inversionsverhältnis und die Lebensdauer im angeregten Zustand - des Schicht- und des Drahtsystems verglichen.

2.5.1 Besetzungsinversion

Mit der Kenntnis der Übergangsraten lässt sich nun für die verschiedenen Systeme ein Inversionsverhältnis für den energetisch niedrigeren Zustand, der am optischen Übergang beteiligt ist, angeben. In Abschnitt 1.2 wurde die Bedingung für die Besetzungsinversion in einem Drei-Niveau-System formuliert. Für das hier betrachtete Schichtsystem ergibt sich damit ein Inversionsverhältnis der Zustände 3 und 2 von $\frac{\tau_{2-1}}{\tau_{3-2}} = \frac{\Gamma_{LO}(3 \rightarrow 2)}{\Gamma_{LO}(2 \rightarrow 1)} = \frac{N_3}{N_2}$ von 17.5, wobei N_i die Besetzung des Zustands i bezeichnet. Diese Erhöhung gegenüber dem von den Autoren in [5] angegebenen Wert von 8 ist durch das hierbei angelegte Feld von 72 kV/cm gegenüber 48 kV/cm in [5] zu erklären.

In den Drahtstrukturen hingegen müssen für die Berechnung des Inversionsverhältnisses auch noch die parallelen Zerfallskanäle über die vielen Zwischen-niveaus berücksichtigt werden. Hierzu wurden die folgenden zusätzlichen Annahmen gemacht:

- (i) Ladungsträgerinjektion aus dem Injektor in die optisch aktive Region erfolgt nur in Zustand 37.
- (ii) Die Intrasubbandrelaxation ist schnell genug, so dass eine unverzügliche Relaxation der Ladungsträger nach $k=0$ in jedem beteiligten Zustand angenommen werden kann.
- (iii) Weitere Relaxationsmechanismen werden vernachlässigt.

Für die Quantendrahtstruktur erhält man ein Inversionsverhältnis von $\frac{N_{37}}{N_6} = 163$, wenn berücksichtigt wird, dass Zustand 6 nicht nur direkt aus Zustand 37 bevölkert werden kann, sondern auch durch Vielphononenprozesse über Zwischenzustände. Bei dem Inversionsverhältnis von 163 wird von einer Entleerung des Zustands 6 nur in Zustand 2 ausgegangen. Berücksichtigt man nun auch die Entleerung von Zustand 6 in alle darunter liegenden Zustände ℓ' ($\ell' < 6$), so ergibt sich ein Inversionsverhältnis $\sum_{\ell'} \Gamma_{LO}(6 \rightarrow \ell') / \Gamma_{LO}(37 \rightarrow 6) = 226$. Jedoch lassen sich die Annahmen (ii) und (iii) nur sehr schwer rechtfertigen. Annahme (ii)

kann für verschiedene Quantentopfstrukturen durch Elektron-Elektron-Streuung als gut erfüllt betrachtet werden [31]. Für das Quantendrahtsystem jedoch muss diese Annahme nicht gelten, da in diesem Fall viele zusätzliche Zustände existieren, die energetisch sehr dicht beieinander liegen. Aufgrund des Mangels an quantitativen und qualitativen Daten über Intrasubband- und Intersubbandrelaxation durch Elektron-Elektron-Streuung ist deshalb das angegebene Inversionsverhältnis von 226 als erste grobe Abschätzung anzusehen.

Mit steigender Ladungsträgerdichte verringert die Abschirmung durch freie Ladungsträger die Rate der nichtstrahlenden Übergänge durch das makroskopische Feld, welches mit den LO-Phononen verknüpft ist. In Abbildung 2.6 ist die Abhängigkeit der LO-Phonon-induzierten Übergangsraten von der Wellenzahl q_s der Abschirmung durch freie Ladungsträger zwischen den Zuständen 2 und 1 für das betrachtete Schichtsystem und zwischen den Zuständen 6 und 2 für das Drahtsystem dargestellt. Eine einfache Abschätzung von q_s ist nach dem Thomas-Fermi-Modell möglich [32], nach dem

$$q_s^2 = \frac{m}{\epsilon} \left(\frac{e}{\pi \hbar} \right)^2 (3\pi^2 n_0)^{\frac{1}{3}} \quad (2.17)$$

ist, mit der Elektronenmasse m , der Elementarladung e , der Dielektrizitätskonstanten ϵ und der Ladungsträgerdichte n_0 . Für genügend hohe Ladungsträgerdichten (gleichbedeutend mit einem hohen Wert für q_s) hängen die Übergangsraten stark von q_s ab. Ausserdem kann die Besetzungsinversion im Schichtsystem zerstört werden.

Abbildung 2.6 zeigt ebenfalls die Divergenz der Übergangsrate Γ_{LO} im idealisierten Drahtsystem, während Γ_{LO} auch im idealisierten Schichtsystem einen Sättigungswert annimmt. Bei diesen Berechnungen wurde nur die Energie zwischen dem angeregten und dem Grundzustand des LO-Phononübergangs geändert, die Wellenfunktionen wurden als unverändert angenommen.

2.5.2 Optische Verstärkung

Neben der Besetzungsinversion ist die zu erzielende optische Verstärkung ein relevanter Parameter der Quantendrahtkaskadenstruktur. Die optische Verstärkung hängt stark von der Gesamtlebensdauer des an der Photonemission beteiligten angeregten Zustands ab. Die Daten in Tabelle 2.2 zeigen klar, dass die Übergangsraten von Zustand 37 nach 6 und 2 im Quantendrahtsystem viel kleiner

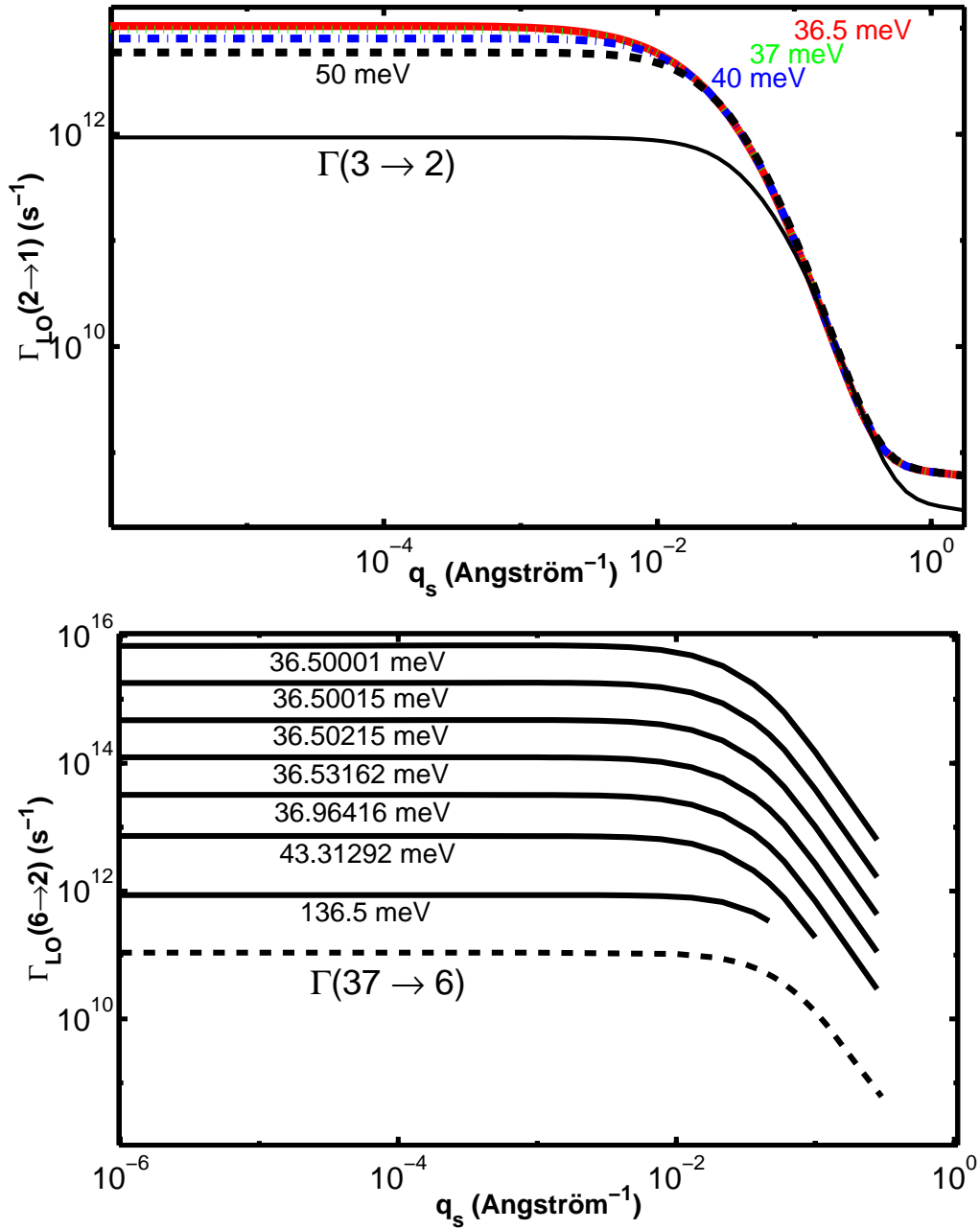


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der Übergangsraten $\Gamma_{\text{LO}}(02 \rightarrow 1)$ von der Energiedifferenz der Zustände 2 und 1 für das Schichtsystem (oben) und $\Gamma_{\text{LO}}(06 \rightarrow 2)$ von der Energiedifferenz der Zustände 6 und 2 für das Drahtsystem (unten) und der Wellenzahl der Abschirmung durch freie Ladungsträger. Bei $\Delta E_{2-1} = \hbar\omega_0 = 36.5 \text{ meV}$ sättigt die Übergangsrate im idealen Schichtsystem, während sie im idealen Drahtsystem divergiert.

sind als die entsprechenden im Schichtsystem. Dieses Resultat ist nicht überraschend, wenn man die Reduktion der Dimensionalität und folglich die Reduktion der möglichen Endzustände in den Subbändern der Draht- und Schichtstruktur berücksichtigt. Jedoch liegt die Gesamtzerfallsrate für den angeregten Zustand im Drahtsystem mit $\approx 1.1 \text{ ps}^{-1}$ über der im Schichtsystem ($\approx 0.7 \text{ ps}^{-1}$). Bei der Berechnung der Gesamtzerfallsrate im Quantendrahtsystem wurde über alle Übergänge in energetisch tiefer liegende Subbänder summiert. Abbildung 2.7 zeigt graphisch die Übergangsraten vom Zustand 37 in andere Subbänder. Der gravierende Unterschied zwischen der Übergangsrate $\Gamma_{\text{LO}}(37 \rightarrow 6) + \Gamma_{\text{LO}}(37 \rightarrow 2)$ und der Gesamtzerfallsrate $\sum_{\ell'} \Gamma_{\text{LO}}(37 \rightarrow \ell')$ hat seinen Ursprung in der großen Anzahl zusätzlicher Subbänder in der Quantendrahtstruktur. Dabei kann sich die enorme Erhöhung der Übergangsrate nahe der Resonanzbedingung 2.16 als Nachteil erweisen, da auch Übergänge in Zwischenzustände sehr effizient sein können, falls die Energiedifferenz in etwa der LO-Phononenergie $\hbar\omega_0 = 36.5 \text{ meV}$ entspricht. Außerdem können erhöhte Verluste durch LO-Phononabsorption bei höheren Temperaturen auftreten.

2.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde eine quantitative Beschreibung für eine realistische Quantendrahtkaskadenemitterstruktur dargestellt. Eine derartige Struktur wurde mittels Molekularstrahlepitaxie und unter Verwendung des Wachstums auf Spaltflächen hergestellt. Optische Übergangsraten sowie die Raten der nichtstrahlenden Übergänge vermittelt durch LO-Phononen in diesem System wurden unter Verwendung der Effektiven-Masse-Näherung mit Envelope-Wellenfunktionen innerhalb der Hartree-Näherung bestimmt. Die Ergebnisse wurden mit den entsprechenden Daten der zugrunde liegenden Quantentopfkaskadenstruktur verglichen. Das Drahtsystem übertrifft das Schichtsystem bezüglich der optischen Übergangsraten und bezüglich der Möglichkeit, ein hohes Maß an Besetzungsinversion zu erreichen. Betrachtet man allerdings die nichtstrahlende Entleerung des - für den optischen Übergang - angeregten Zustands, welche ein wichtiger Verlustmechanismus ist und eine entscheidende Rolle für die Verstärkung in späteren Laseranwendungen spielt, so übertrifft die analysierte Quantendrahtstruktur nicht das ihr zugrunde liegende Schichtsystem. Die Erklärung hierfür ist in der Vielzahl zusätzlicher Zustände in der optisch aktiven Region zu finden. Es soll-

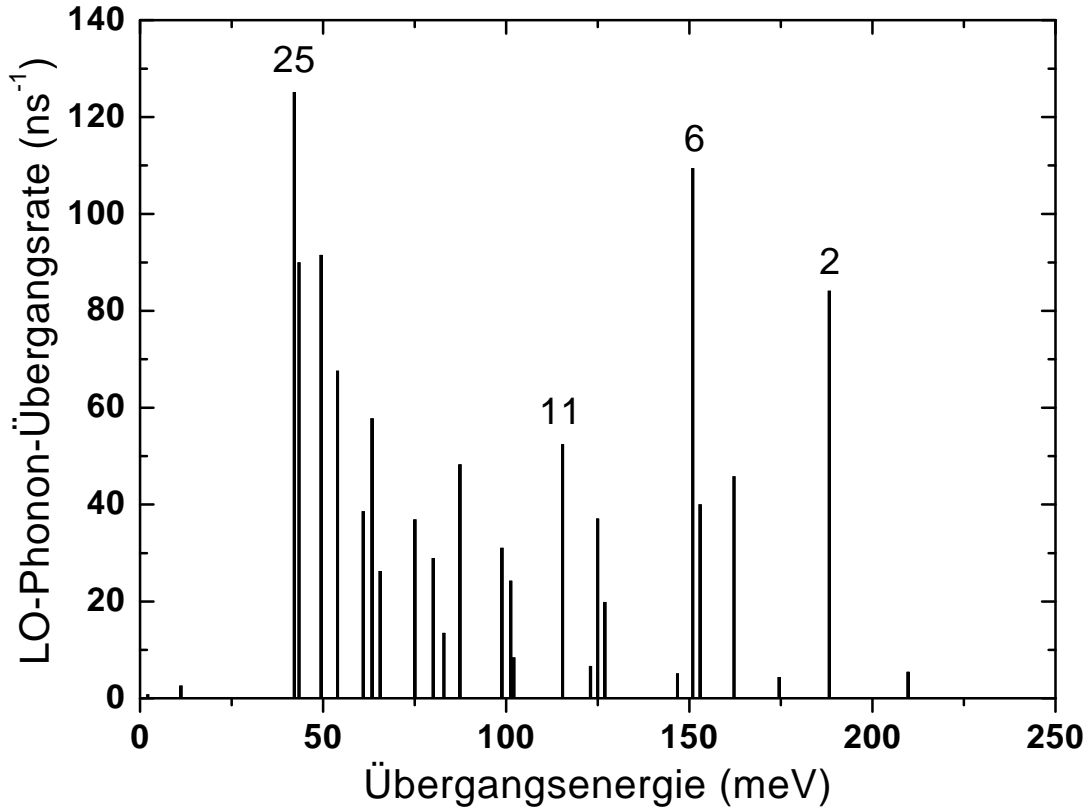


Abbildung 2.7: LO-Phonon-induzierte Übergangsraten in der Quantendrahtstruktur vom Zustand 37 in die energetisch niedriger liegenden Zustände. Die Übergangsraten von vier Zuständen sind mit dem Index des Zustands gekennzeichnet.

te aber möglich sein, derartige Heterostrukturen weiter zu optimieren, um die Zerfallseffizienz über diese nichtstrahlenden parallelen Kanäle zu reduzieren.

Kapitel 3

Der Nachweis von Intersubbandstrahlung mittels Fourierspektroskopie

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgte die spektroskopische Charakterisierung der Proben mittels Fourierspektroskopie. In diesem Kapitel werden die Grundlagen dieser Untersuchungsmethode kurz dargestellt und Vor- bzw. Nachteile gegenüber anderen Methoden beschrieben. Es soll der kurzen Darstellung der mathematischen und experimentellen Grundlagen der Fourierspektroskopie dienen. Für detailliertere Ausführungen wird auf die Literatur verwiesen [33–37].

Die Fourierspektroskopie hat sich als Standardmethode für den Spektralbereich des Mittleren ($2.5\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 25\ \mu\text{m}$) und Fernen ($25\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 500\ \mu\text{m}$) Infrarot etabliert. Für den Spektralbereich des Nahen ($0.8\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.5\ \mu\text{m}$) Infrarot, des Sichtbaren ($0.4\ \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.8\ \mu\text{m}$) und des Ultravioletten ($\lambda \leq 0.4\ \mu\text{m}$) werden jedoch im allgemeinen Analysetechniken verwendet, die auf den dispersiven Eigenschaften von Materialien beruhen. Die zwei bekanntesten experimentellen Vertreter dieser Techniken sind Gitter- und Prismenspektrometer. In diesen Geräten wird die zu analysierende Strahlung spektral zerlegt und anschließend die Intensität in einzelnen Frequenzintervallen detektiert. Diese Messverfahren sind in der Regel seriell, d. h. die Intensität jedes Frequenzintervalls wird separat bestimmt, was bei geringen Strahlungsintensitäten zu sehr langen Messdauern führen kann. Die Fourierspektroskopie hingegen ist eine interferometrische Messmethode, bei der das Spektrum der zu analysierenden Strahlung aus einem Interferogramm

berechnet wird. Als Interferogramm wird ein räumlich oder zeitlich moduliertes Intensitätsprofil bezeichnet, welches durch Interferenz der zu analysierenden Strahlung mit sich selbst entsteht. Mit Hilfe einer diskreten Fouriertransformation wird anschließend aus diesem Interferogramm ein Spektrum berechnet. In den nächsten Abschnitten werden der prinzipielle Aufbau und die Betriebsmodi des verwendeten Fourierspektrometers, theoretische Grundlagen der Fouriertransformation und die Vorteile gegenüber dispersiven Techniken beschrieben.

3.1 Fourierspektrometer

Der Hauptbestandteil des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Fourierspektrometers ist ein Michelson-Interferometer. Das Prinzip ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Das Michelson-Interferometer, benannt nach dem Amerikaner A.A. Michelson (1852 - 1931), stellt den wichtigsten Grundtyp bei den Zweistrahl-Interferometern dar. Das von einer Lichtquelle ausgesandte Licht wird parallelisiert in das Michelson-Interferometer eingekoppelt. Dort trifft es auf einen Strahlteiler, an dem es teils transmittiert und teils reflektiert wird. Der Transmissions- bzw. Reflexionsgrad ist von der Wellenlänge des eingekoppelten Lichtes und von der Charakteristik des Strahlteilers abhängig. Der Strahlteiler stellt in Fourierspektrometern in der Regel das einzige dispersive Element dar. Ein Teilstrahl trifft auf einen fest stehenden Spiegel und der andere auf einen beweglich gelagerten Spiegel auf. Von hier aus werden beide Teilstrahlen zurück zum Strahlteiler reflektiert, von wo aus ein Teil des ursprünglich transmittierten Strahles zum Detektor reflektiert und ein Teil des ursprünglich reflektierten Strahles zum Detektor transmittiert werden. Am Detektor interferieren diese Teilstrahlen, und es wird ein, von der Position x des beweglichen Spiegels abhängiges, Intensitätsmuster $I(x)$ (Interferogramm) aufgezeichnet, aus dem später das Spektrum der zu analysierenden Strahlung berechnet wird. Die Detektivität des Detektors ist hierbei wellenlängenabhängig. Für den Bereich des Mittleren Infrarot werden in der Regel photoleitende Detektorelemente, wie etwa Quecksilberkadmiumtellurid (MCT), verwendet. Die Wellenlängenabhängigkeit der Detektor- und Strahlteilereigenschaften wird üblicherweise in einer Gerätefunktion zusammengefasst. Werden nun also die Spiegelcharakteristiken als frequenzunabhängig angenommen, so ist der spektrale Arbeitsbereich des Spektrometers nur durch die Charakteristiken

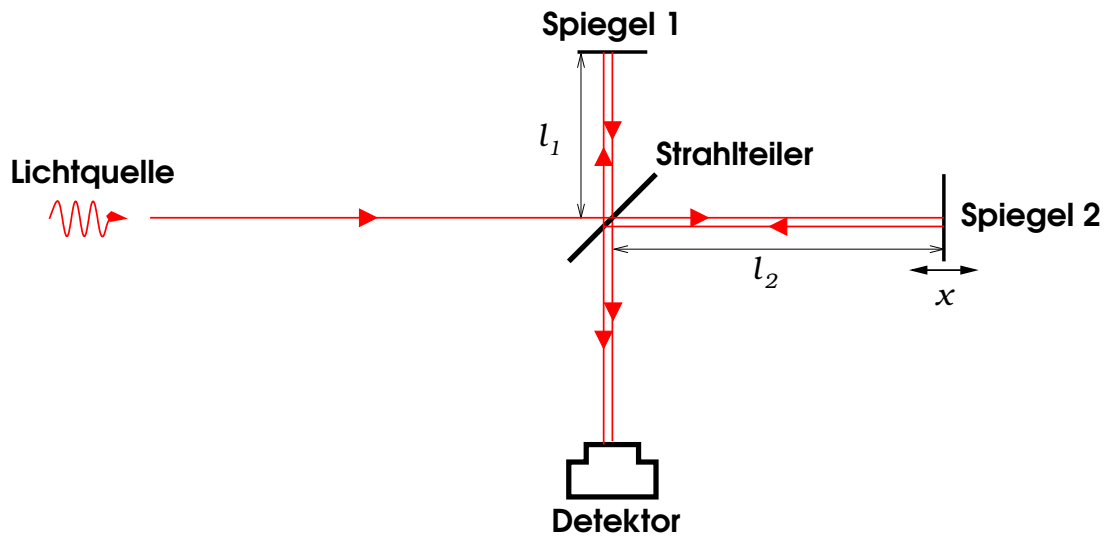


Abbildung 3.1: Prinzip eines Michelson-Interferometers. Spiegel 2 ist parallel zum Strahlweg verschiebbar, alle anderen Komponenten sind in der Regel ortsfest. Das von einer Lichtquelle ausgesandte Licht paralleler Strahlen wird vom Strahlteiler teils zum Spiegel 2 transmittiert und teils zum Spiegel 1 reflektiert. Von den Spiegeln 1 und 2 werden die Teilstrahlen zurück auf den Strahlteiler reflektiert, von wo aus Teile wiederum zum Detektor transmittiert oder reflektiert werden. Hier interferieren sie und es wird eine, von der Spiegelposition x abhängige, Intensität gemessen. l_1 und l_2 sind die Längen der beiden Interferometerarme.

von Strahlteiler und Detektor limitiert¹.

Der Antrieb des beweglichen Spiegels erfolgt in der Regel pneumatisch oder elektrisch. Beim pneumatischen Antrieb ist der Spiegel auf einem Reiter montiert, der seinerseits wiederum auf ein bedüstes Rohr aufgesetzt ist und auf einem Luftkissen zur Vermeidung von Reibungsverlusten gelagert wird. Durch den Luftdruck in diesem Rohr lässt sich die Geschwindigkeit und die Bewegungsrichtung des Spiegels kontrollieren. Beim elektrischen Antrieb ist der Spiegel wiederum pneumatisch gelagert. Der Antrieb erfolgt hierbei ohne mechanischen Kontakt mittels eines Linearmotors. Zur genauen Positionsbestimmung des beweglichen Spiegels, welche für die Aufnahme des Interferogramms $I(x)$ essentiell ist, wird in den Strahlengang zusätzlich ein Helium-Neon-Referenzlaser ($\lambda_{ref}=633\text{ nm}$) eingekoppelt. Mithilfe einer zusätzlichen Photodiode wird nun das Interferenzmuster

¹Hierbei wurde der Verfahrensweg des beweglichen Spiegels als unendlich betrachtet. Ein endlicher Verfahrensweg limitiert ebenfalls den zugänglichen Wellenlängenbereich (siehe Abschnitt 3.1.3).

des Referenzlasers qualitativ ausgewertet. Zwischen zwei Interferenzminima etwa wird der bewegliche Spiegel genau um $\lambda_{ref}/2$ verschoben. Ein Spiegelweg x von $\lambda_{ref}/4$ entspricht dem Abstand zwischen einem Minimum und einem Maximum im Interferenzmuster des Helium-Neon-Referenzlasers. Damit ergibt sich eine Positioniergenauigkeit des beweglichen Spiegels von $\lambda_{ref}/4 \approx 159$ nm. Im Normalfall erfolgt die Spiegelbewegung kontinuierlich (continuous run oder auch rapid-scan genannt). In Abschnitt 3.1.2 wird jedoch auch eine Technik vorgestellt, bei der dieser eigentlich bewegliche Spiegel zur Datenpunktaufnahme ortsfest gehalten werden kann.

3.1.1 Das Multiplexverfahren

Ein Ziel dieser Arbeit war es, einen Messplatz zum experimentellen Nachweis von Intersubbandemission in neuartigen Quantenkaskadenstrukturen aufzubauen. Drei Quantenkaskadenemittersysteme standen hierbei zur Auswahl, wobei in allen drei Systemen dieser Nachweis erfolgte. Diese Systeme sind:

- GaAs-Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen hergestellt mittels des Überwachsens von Spaltflächen,
- Si/SiGe-Quantenkaskadenemitter [15] und
- GaAs-Quantenpunktkaskadenemitterstrukturen [38].

Ein Fourierspektrometer bietet die Möglichkeit, alle - von den einzelnen Spektrometerkomponenten zugänglichen - spektralen Komponenten der zu analysierenden Strahlung zeitgleich mit einem einzigen Detektorelement abzutasten. Bei der dispersiven Spektroskopie wird nur ein bestimmtes (kleines) Wellenlängenintervall abgetastet. Die Abtastung mehrerer Frequenzintervalle kann mittels eines CCD-Arrays zwar gleichzeitig, aber nur unter Verwendung mehrerer Detektorelemente erfolgen. Das Abtasten des gesamtmöglichen Frequenzintervalls mit einem einzigen Detektorelement wird allgemein auch als Multiplexverfahren bezeichnet. Es ist besonders dann von Vorteil, wenn Strahlung geringer Intensität detektiert werden soll. Gerade bei geringen Intensitäten der zu charakterisierenden Quelle können verschiedene Arten von Rauschen eine dominante Rolle spielen:

- **Fluktuationsrauschen:** Hierbei handelt es sich um zufällige Intensitätsschwankungen der detektierten Strahlung, verursacht durch die Emission der Quelle selbst oder durch Änderung der Transmission des zwischen Quelle und Detektor befindlichen Mediums.
- **Detektorrauschen:** Auch thermisches Rauschen genannt. Es bezeichnet das temperaturabhängige statistische Rauschen im Detektor selbst.
- **Photonenrauschen:** Es entsteht aufgrund statistischer Schwankungen während der spontanen Emission von Photonen.

An dieser Stelle wird nur qualitativ auf das Rauschen eingegangen. Detailliertere Betrachtungen hierzu finden sich in Abschnitt 3.1.4. Liegt die Intensität der zu analysierenden Strahlung jedoch in der Größenordnung der Intensität des Rauschens, so kommt ein Betriebsmodus des Fourierspektrometers zur Anwendung, welcher als Step-Scan-Modus bezeichnet und im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

3.1.2 Der Step-Scan-Modus

Neben einer Datenaufnahme mit einem sich kontinuierlich bewegenden Spiegel existiert auch der Step-Scan-Modus, welcher in diesem Abschnitt erläutert werden soll. Hierbei wird der bewegliche Spiegel an eine Position gefahren und für eine gewisse Zeit an dieser Position festgehalten. Die Positionierung des Spiegels erfolgt dabei mit dem internen Helium-Neon-Referenzlaser. Nun muss die Position dieses Spiegels zeitlich konstant gehalten werden. Dies geschieht mit einer internen elektronischen Steuerung. Weitere Details hierzu finden sich in [39, 40]. Die Verweildauer des ansonsten frei beweglichen Spiegels kann beliebig lang sein. Eine am Detektor entstehende Intensitätsmodulation durch die Interferenz der beiden Teilstrahlen kann so Spiegelposition für Spiegelposition abgetastet werden. Weiterhin erlaubt dieser Step-Scan-Modus auch den Einsatz von gepulst gepumpten Quellen. Das Detektorsignal wird in einen Lock-In-Verstärker eingekoppelt. Die Referenzfrequenz für diesen Lock-In-Verstärker ist die Pumpfrequenz der Quelle. Damit können auch Signale effektiv detektiert werden, die von ihrer Intensität im Bereich von Rauschsignalen liegen, oder sogar schwächer als das Rauschen sein können. Eine detaillierte Beschreibung des Messplatzes und der Messparameter erfolgt in Abschnitt 3.2.

3.1.3 Die Berechnung des Spektrums aus dem Interferogramm

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten auf die mechanische Ausstattung eines Fourierspektrometers eingegangen wurde, soll in diesem Abschnitt der mathematische Hintergrund dargestellt werden, mit dem es möglich ist, das Spektrum der Strahlungsquelle zu erhalten.

Das Interferogramm

$I(\omega)$ sei die spektrale Intensität der Quelle. Dann beträgt ihre Gesamtintensität

$$\mathbf{I} = \int_0^\infty d\omega I(\omega). \quad (3.1)$$

Der Index $j = 1, 2$ bezieht sich im Folgenden auf die beiden Interferometerarme (siehe auch Abbildung 3.1). Ihre Längen seien l_j mit $l_2 = l_1 + x$. Die frequenzabhängigen Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten des Strahlteilers seien $R \equiv R(\omega)$ und $T \equiv T(\omega)$. Der Strahlteiler wird als verlustfrei angenommen: $R + T = 1$. Die folgenden Definitionen beziehen sich auf die beiden Arme des Interferometers:

$$\begin{aligned} I_1(\omega) &= I_2(\omega) = RT I(\omega), \\ \mathbf{I}_j &= \int_0^\infty d\omega I_j(\omega), \\ \sum_j I_j(\omega) &= 2RT I(\omega), \\ \sum_j \mathbf{I}_j &= 2 \int_0^\infty d\omega RT I(\omega). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Im Idealfall ist RT unabhängig von ω und somit ist

$$\sum_j \mathbf{I}_j = 2RT \mathbf{I},$$

und RT wird maximal, wenn $R = 1/2$ sowie $T = 1/2$ ist. Dann ergibt sich

$$4RT = 1$$

und es gilt

$$\sum_j \mathbf{I}_j = \frac{1}{2} \mathbf{I}.$$

Dies ist der Maximalwert von $\mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2$.

Nun soll die Interferenz am Detektor betrachtet werden. Hierfür werden die Amplituden der Strahlung nach Durchgang durch die Interferometerarme eingeführt:

$$\begin{aligned} a_1(\omega) &= \sqrt{I_1(\omega)} e^{i(2kl_1 - \omega t)} e^{i\phi} \\ a_2(\omega) &= \sqrt{I_2(\omega)} e^{i(2kl_2 - \omega t)} e^{i\phi} = \sqrt{I_2(\omega)} e^{i(2kl_1 - \omega t)} e^{2ikx} e^{i\phi}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

wobei ϕ eine gemeinsame Phase ist und

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} = 2\pi\tilde{\nu}$$

mit $\omega = 2\pi c\tilde{\nu}$. An dieser Stelle wurde die Wellenzahl $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ eingeführt. Der optische Gangunterschied der beiden Interferometerarme sei $\gamma = 2x$. Für den Brechungsindex wird $n = 1$ angenommen. Die Intensität am Detektor beträgt dann:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(\gamma) &= \int_0^\infty d\omega |a_1(\omega) + a_2(\omega)|^2 \\ &= \int_0^\infty d\omega \left\{ |a_1(\omega)|^2 + |a_2(\omega)|^2 + a_1^*(\omega) a_2(\omega) + a_1(\omega) a_2^*(\omega) \right\} \\ &= \int_0^\infty d\omega \left\{ I_1(\omega) + I_2(\omega) + 2\sqrt{I_1(\omega)I_2(\omega)} \cos\left(\frac{\omega}{c}\gamma\right) \right\} \\ &= \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2 + 2 \int_0^\infty d\omega R(\omega) T(\omega) I(\omega) \cos\left(\frac{\omega}{c}\gamma\right) \\ &= \mathbf{I}_\infty + F(\gamma). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Die Intensität am Detektor als Funktion des optischen Gangunterschieds ist somit

$$\mathbf{I}(\gamma) = \mathbf{I}_\infty + F(\gamma)$$

mit $\mathbf{I}_\infty = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2$ und der Interferogrammfunktion

$$F(\gamma) = 2 \int_0^\infty d\omega R(\omega) T(\omega) I(\omega) \cos\left(\frac{\omega}{c} \gamma\right) = 4\pi c \int_0^\infty d\tilde{\nu} R T I(\tilde{\nu}) \cos(2\pi \tilde{\nu} \gamma).$$

Die Interferogrammfunktion ist offensichtlich die Fourier-Transformierte der mit RT multiplizierten spektralen Intensität. Zwei Spezialfälle für $F(\gamma)$ sollen nun betrachtet werden:

$$\begin{aligned} \gamma = 0 & : F(0) = 2 \int_0^\infty d\omega R T I(\omega) = \mathbf{I}_\infty \\ \gamma \rightarrow \infty & : F(\infty) = 0. \end{aligned}$$

$F(\infty) = 0$ folgt aus der endlichen Kohärenzlänge des Lichts. Damit gilt für die Intensität $\mathbf{I}(\gamma)$:

$$\mathbf{I}(0) = 2\mathbf{I}_\infty \quad \text{und} \quad \mathbf{I}(\infty) = \mathbf{I}_\infty.$$

Es erweist sich als vorteilhaft, negative Frequenzen einzuführen und $I(\tilde{\nu})$ als gerade Funktion zu negativen Frequenzen zu erweitern. Mit $I(\tilde{\nu}) = I(-\tilde{\nu})$ lässt sich $F(\gamma)$ als

$$F(\gamma) = 2\pi c \int_{-\infty}^\infty d\tilde{\nu} R T I(\tilde{\nu}) \cos(2\pi \tilde{\nu} \gamma) = 2\pi c \int_{-\infty}^\infty d\tilde{\nu} R T I(\tilde{\nu}) e^{i2\pi \tilde{\nu} \gamma}$$

schreiben. Die Fourier-Reziprozität zwischen $\tilde{\nu}$ und γ ist erkennbar. Ein schmales Spektrum führt zu einem langsam abklingenden Interferogramm, während sich das Interferogramm eines breiten Spektrums schon nach kurzem optischen Weg γ dem asymptotischen Wert \mathbf{I}_∞ annähert.

Das Spektrum

Das Spektrum $I(\tilde{\nu})$ erhält man nun aus dem Interferogramm mittels der Fouriertransformation

$$I(\tilde{\nu}) = \frac{1}{R(\tilde{\nu})T(\tilde{\nu})} \int_{-\infty}^\infty d\gamma F(\gamma) e^{-i2\pi \tilde{\nu} \gamma}. \quad (3.5)$$

Diese Gleichung beinhaltet das Produkt aus wellenzahlabhängiger Transmission und Reflexion. Bei Quotientenbildung zweier Spektren, wie etwa bei Reflexions-

oder Transmissionsmessungen spielt es keine Rolle und soll an dieser Stelle für den Fall der Einstrahlungsmessung vernachlässigt werden. Somit kann man ein „wahres“ Spektrum $G(\tilde{\nu})$ einführen, welches der Beziehung

$$G(\tilde{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\gamma F(\gamma) e^{-i2\pi\tilde{\nu}\gamma} = \int_{-\infty}^{\infty} d\gamma F(\gamma) \cos(2\pi\tilde{\nu}\gamma) \quad (3.6)$$

genügt. Die Exponentialfunktion kann dabei durch einen Cosinus ausgedrückt werden, da es sich bei $F(\gamma)$ um eine gerade Funktion handelt. Da der Spiegelweg, und somit γ , endlich ist, kann das Spektrum nicht nach Gleichung 3.6 bestimmt werden. Für γ soll nun $-\gamma_{max} \leq \gamma \leq \gamma_{max}$ gelten. Das somit „gemessene“ Spektrum $G_S(\tilde{\nu})$ wird dann durch

$$G_S(\tilde{\nu}) = \int_{-\gamma_{max}}^{\gamma_{max}} d\gamma F(\gamma) \cos(2\pi\tilde{\nu}\gamma) \quad (3.7)$$

berechnet.

Um die Fouriertransformation korrekt durchführen zu können, wird nun eine Blendenfunktion $S(\gamma)$ eingeführt, welche durch

$$S(\gamma) = \begin{cases} 1 & : -\gamma_{max} \leq \gamma \leq \gamma_{max} \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (3.8)$$

definiert ist. Der Index S in $G_S(\tilde{\nu})$ kennzeichnet diese Blendenfunktion. $G_S(\tilde{\nu})$ kann somit durch

$$G_S(\tilde{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\gamma S(\gamma) F(\gamma) \cos(2\pi\tilde{\nu}\gamma) \quad (3.9)$$

ausgedrückt werden. Nun ist erkennbar, dass $G_S(\tilde{\nu})$ die Fourier-Transformierte des Produkts $S(\gamma) \cdot F(\gamma)$ ist. Die Fourier-Transformierte der Blendenfunktion wird als Spaltfunktion bezeichnet. Das gemessene Spektrum erhält man aus der Faltung des wahren Spektrums mit der Spaltfunktion. Dies ist ähnlich wie bei der dispersiven Spektroskopie, nur dass dort ein echter Spalt vorhanden ist. Bei der Berechnung des gemessenen Spektrums handelt es sich um eine mathematische Filterung. Die Spaltfunktion hat eine Halbwertsbreite von $\Delta\tilde{\nu} \approx \frac{1}{2\gamma_{max}}$. Ist das wahre Spektrum eine δ -Funktion ($I(\tilde{\nu}) \propto \delta(I(\tilde{\nu}) - I(\tilde{\nu}_0))$), dann reproduziert das gemessene Spektrum die Spaltfunktion um die Frequenz $\tilde{\nu}_0$ herum. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers ist somit gegeben durch $\Delta\tilde{\nu} \approx \frac{1}{2\gamma_{max}}$.

Daran ist auch gut zu erkennen, dass mit größerem Spiegelweg eine höhere Messgenauigkeit (Auflösung) erzielt werden kann.

In der Praxis bewährt sich die Rechteckblende (siehe Gleichung 3.8) nicht sehr gut, da ihre Spaltfunktion neben dem Hauptmaximum negative Minima aufweist, d. h. negative Intensitäten vortäuscht. Aus diesem Grund werden üblicherweise andere Blenden verwendet, die immer zu positiven Spaltfunktionen führen. Dabei verringert sich allerdings die Auflösung (z. B. auf $\Delta\tilde{\nu} \approx \frac{1}{\gamma_{max}}$ bei der Dreiecksblende [34]).

Endlich viele Datenpunkte - Diskretisierung von Interferogramm und Spektrum

Bisher wurde das Interferogramm $F(\gamma)$ in dem Bereich $-\gamma_{max} \leq \gamma \leq \gamma_{max}$ als kontinuierlich betrachtet. In der Praxis jedoch besteht es aus einer Vielzahl diskreter Datenpunkte, deren Abstand jeweils $\delta\gamma$ beträgt und durch die Positioniergenauigkeit des beweglichen Spiegels bestimmt wird. Aufgrund der Symmetrie dieses diskreten Interferogramms ist es ausreichend, die Fourier-Transformation nur halbseitig für $0 \leq \gamma \leq \gamma_{max}$ durchzuführen. Es werden $N + 1$ gleichmäßig verteilte Stützpunkte

$$\gamma_n = n \cdot \delta\gamma \quad \text{mit} \quad n = 0, 1 \dots N$$

definiert, die den tatsächlichen Messpunkten entsprechen. Das diskretisierte Interferogramm $F_d(\gamma)$ ist dann durch

$$F_d(\gamma) = F(\gamma)D(\gamma) \tag{3.10}$$

gegeben, wobei $D(\gamma)$ den Dirac-Kamm

$$D(\gamma) = \sum_{n=0}^N \delta(\gamma - \gamma_n) \tag{3.11}$$

bezeichnet. Für das gemessene Spektrum ergibt sich somit:

$$G_S(\tilde{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} d\gamma \, S(\gamma) \, F_d(\gamma) \cos(2\pi\tilde{\nu}\gamma)$$

$$\begin{aligned}
&= \int_{-\infty}^{\infty} d\gamma \sum_{n=0}^N \delta(\gamma - \gamma_n) S(\gamma) F(\gamma) \cos(2\pi\tilde{\nu}\gamma) \\
&= \sum_{n=0}^N S(\gamma_n) F(\gamma_n) \cos(2\pi\tilde{\nu}\gamma_n).
\end{aligned} \tag{3.12}$$

Der Abstand der Stützpunkte auf der γ -Achse beträgt $\delta\gamma$. Nach dem Abtasttheorem (Nyquist- oder Sampling-Theorem) ist damit die kürzeste Periode und somit die kürzeste Wellenlänge, die in diesem Stützpunktabstand registriert werden kann, $\lambda_{min} = 2\delta\gamma$. Das Spektrum der Quelle darf deshalb keine kürzeren Wellenlängen enthalten, da diese falsch interpretiert würden und zu einer Verfälschung des Spektrums führen. Folglich ist eine physikalische Filterung erforderlich. Dies ist ganz analog der bei Spektroskopie mit Beugungsgittern notwendigen Filterung höherer Beugungsordnungen.

3.1.4 Vorteile der Fourierspektroskopie gegenüber dispersiver Spektroskopie

Fourierspektrometer besitzen im Wesentlichen zwei Vorteile gegenüber Spektrometern, die mit dispersiven Elementen arbeiten. Der Vorteil von Jacquinot [41] beruht auf der prinzipiellen Geometrie des Messgerätes und ist immer vorhanden. Der Vorteil von Fellgett [42] hingegen ist mit dem Rauschanteil im Messsignal verknüpft. Beide Vorteile sollen im Folgenden beschrieben werden.

Der Vorteil von Jacquinot

Bei Spektrometern, welche mit dispersiven Elementen (Gitter, Prismen) zur Analyse von optischer Strahlung arbeiten, wird die Auflösung im Allgemeinen durch Schlitzblenden reguliert. Werden Beugungseffekte vernachlässigt, so lässt sich etwa durch eine kleinere Blende eine höhere Auflösung erzielen. Eine kleinere Blende bedeutet jedoch, dass der Strahldurchsatz dabei geringer ist, also weniger Intensität am Detektor ankommt. Bei einem Fourierspektrometer hingegen ist die erzielte Auflösung nicht vom Strahldurchsatz abhängig. Somit kann der Strahldurchmesser im Idealfall beliebig groß gewählt werden und wird in der Praxis vom Durchmesser der optischen Komponenten (Spiegel und Strahlteiler) limitiert. Anhand von geometrischen Betrachtungen fand Pierre Jacquinot heraus, dass Fourierspektrometer einen deutlich höheren Strahldurchsatz im Vergleich

zu Gitterspektrometern zulassen [41]. Damit ist es mit Fourierspektrometern möglich, bei identischer Messzeit kleinere Intensitäten zu detektieren bzw. es wird bei identischen Intensitäten weniger Zeit für die Messung benötigt.

Der Vorteil von Fellgett

Dieser Vorteil der Fourierspektroskopie gegenüber der dispersiven Spektroskopie ist mit dem Multiplexverfahren und dem auftretenden Rauschen verknüpft (siehe auch Abschnitt 3.1.1). Damit dieser Multiplexvorteil zum Tragen kommt, darf das Rauschen nicht von der Intensität abhängig sein, wie dies beim Photonengeräuschen und beim Fluktuationsrauschen der Fall ist. Beim Detektorrauschen, welches additives Rauschen darstellt, ist der Multiplexvorteil jedoch voll gültig. Die Intensität des additiven Rauschens I_N wächst proportional zur Wurzel aus der Integrationszeit τ ($I_N \propto \sqrt{\tau}$). Die Intensität des Signals I_S jedoch wächst proportional mit der Integrationszeit ($I_S \propto \tau$). Der Vergleich der Signal-Rausch-Verhältnisse von Multiplex- (SNR_m) und sequentiellen Spektrometern (SNR_s) liefert

$$\frac{SNR_m}{SNR_s} = \sqrt{M}.$$

M ist dabei die Messdauer. Bei gleicher Messdauer erzielt man bei Fourierspektrometern eine Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses um \sqrt{M} . Bleibt dagegen das Signal-Rausch-Verhältnis konstant, so verkürzt sich die Messdauer auf \sqrt{M} . Sind sowohl Signal-Rausch-Verhältnis als auch Messdauer gleich, so wird beim Fourierspektrometer eine höhere Auflösung erzielt.

Die beiden beschriebenen Vorteile gelten für Fourierspektrometer allgemein und sind, werden Beugungseffekte vernachlässigt, nicht von der Wellenlänge des analysierten Lichts abhängig. Dennoch werden Fourierspektrometer hauptsächlich für die Spektroskopie im Mittleren und Fernen Infrarot verwendet. Im Ultravioletten ist ihre Anwendung aufgrund der Positioniergenauigkeit, welche durch die Wellenlänge des verwendeten Referenzlasers limitiert ist, nicht praktikabel. Im Bereich des Sichtbaren und des Nahen Infrarots stehen extrem empfindliche Detektoren (z.B. Photomultiplier) zur Verfügung, mit denen bei der dispersiven Spektroskopie der Vorteil von Fellgett nur eine untergeordnete Rolle spielt.

3.2 Aufbau des Messplatzes

Nachdem dieses Kapitel soweit als eine kurze Einführung in die Fourierspektroskopie diente, werden in diesem Abschnitt der Aufbau und die Parameter des im Rahmen dieser Arbeit eingerichteten und verwendeten Messplatzes beschrieben. Des Weiteren werden Spektren von Intersubbandemittern präsentiert, deren spektrale Charakterisierung an diesem Messplatz erfolgte.

Kernstück des Messplatzes ist ein kommerzielles Fourierspektrometer (NICOLET Nexus 870) mit Step-Scan-Option. Dieses Spektrometer erlaubt strahlteiler- und detektorlimitiert die Detektion von Strahlung im Wellenzahlbereich² von 400 cm^{-1} bis 11.000 cm^{-1} . Im Step-Scan-Modus verfügt dieses Spektrometer über eine Auflösung von 0.125 cm^{-1} , welche sich für alle durchgeführten Messungen als ausreichend erwiesen hat. Als Detektoren dienten zwei flüssigstickstoffgekühlte Quecksilberkadmiumtelluriddetektoren. Einer dieser Detektoren war ein Hochempfindlichkeitsdetektor (spezifische Detektivität $D^*(1000\text{ cm}^{-1})=6\times 10^{10}\frac{\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}}$) und deckte den Bereich zwischen 800 cm^{-1} und 11.000 cm^{-1} ab. Mit diesem Detektor wurden alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen durchgeführt. Der Aufbau des Messplatzes ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die zu charakterisierenden Proben sind auf einem speziellen Halter montiert, welcher auf dem Kaltfinger eines Heliumdurchflusskryostaten befestigt wird. Dieser Kryostat kann temperaturgeregelt in einem Bereich zwischen 4.2 K und 325 K betrieben werden. Er verfügt über ein 5 mm dickes Kaliumbromidfenster, welches im Mittleren Infrarot hochgradig transparent ist (siehe Abbildung 3.3) und aus welchem die in der Probe erzeugte Strahlung ausgekoppelt wird. Zur Probenjustage befindet sich der Kryostat auf einem Tisch, welcher mittels drei Mikrometerschrauben in alle drei Raumrichtungen verstellt werden kann. Mit einer Zinkselenidlinse (Brennweite $f=63\text{ mm}$) wird die Strahlung aufgesammelt und parallel in das Fourierspektrometer eingekoppelt. Das elektrische Pumpen der Proben erfolgt mit zwei Pulsgeneratoren (AVTECH AVL2B und HEWLETT PACKARD 8114A). Diese Pulsgeneratoren liefern in 50Ω -Anpassung Strompulse mit Längen zwischen 5 ns und 950 ms und Stromstärken von 2 A (HEW-

²An dieser Stelle wird die Einheit Wellenzahl (cm^{-1}) verwendet. Sie beschreibt, wieviele Wellenlängen in eine definierte Strecke (hier 1 cm) hineinpassen. Die Verwendung ist äußerst praktisch, da die Wellenzahl direkt proportional der Energie ist. Es ist leicht zu verifizieren, dass bei der Umrechnung von Wellenlänge in Wellenzahl oder Energie gilt: $10\mu\text{m} \hat{=} 1000\text{ cm}^{-1} \hat{=} 124\text{ meV}$.

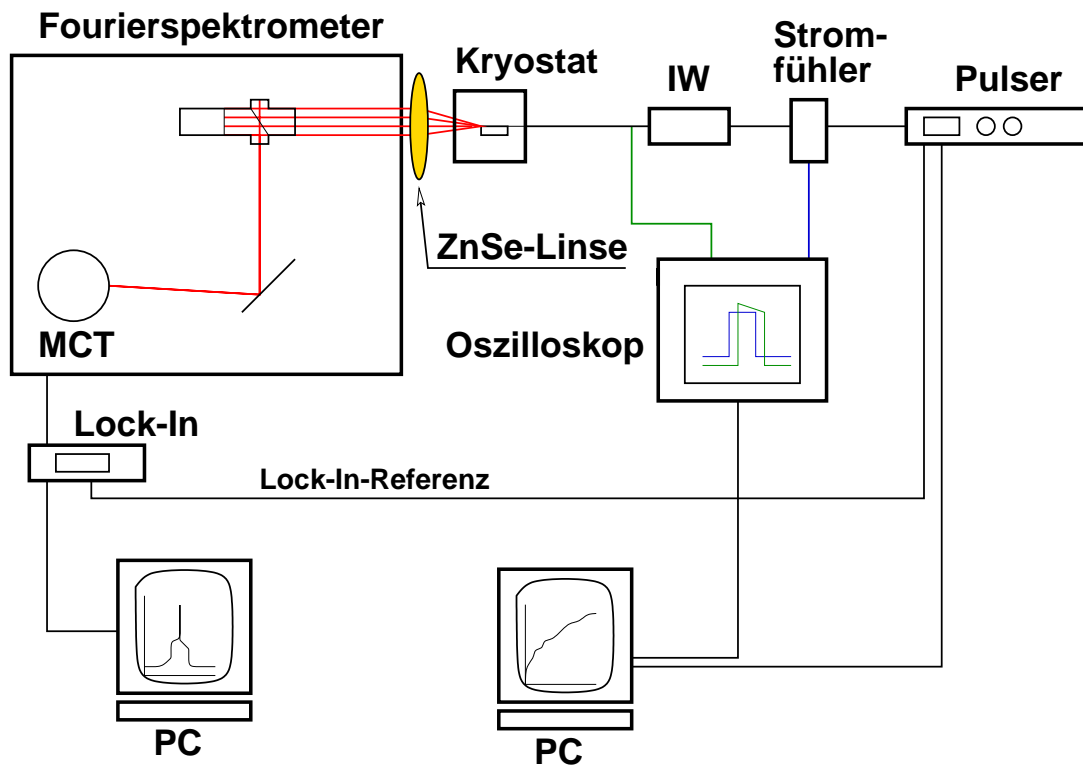


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des, für die optische und elektrische Charakterisierung von Intersubbandemittern, verwendeten Messplatzes. IW bezeichnet einen Impedanzwandler, MCT einen Quecksilberkadmiumtelluriddetektor und der Stromfühler dient der induktiven Strommessung. Eine detaillierte Beschreibung befindet sich im Text.

LETT PACKARD 8114A) bzw. 7 A (AVTECH AVL2B). Die Pulswiederholrate beträgt bis zu 15.9 MHz (HEWLETT PACKARD 8114A), was Duty-Cycles (Produkt aus Wiederholrate und Pulsbreite) von über 50 % ermöglicht. Mit 50 Ω -Koaxialleitungen wird die Probe mit dem Pulsgenerator verbunden. Der fließende Strom wird induktiv mit einem Stromfühler, und die über der Probe abfallende Spannung wird mit einem Hochfrequenzastkopf gemessen. Strom und Spannung werden auf einem Oszilloskop angezeigt und können von einem angeschlossenen Messrechner ausgewertet werden. Auf diese Art und Weise ist die Messung von Strom-Spannungs-Kennlinien möglich. Im Step-Scan-Modus ist eine Integration über eine Reihe von Pulsen möglich. Zu diesem Zweck wird das Detektorsignal in einen Lock-In-Verstärker (EG&G 7265) eingekoppelt. Als Referenzfrequenz für den Lock-In-Verstärker dient die Wiederholrate des Pulsgenerators. Das Lock-In-Signal wird von der Spektrometersteuerung ausgelesen und an einem weite-

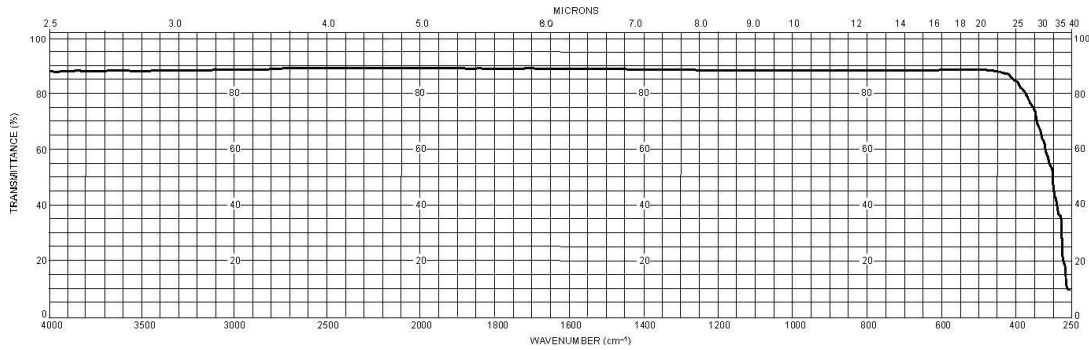


Abbildung 3.3: Transmissionscharakteristik von Kaliumbromid (KBr) der Dicke 5 mm im Wellenlängenbereich von 2.5 μm bis 40 μm [43].

ren Rechner als Interferogramm angezeigt. Hier erfolgt auch die Fouriertransformation. Beim Pumpen der Proben mit sehr kurzen Pulsen tritt das Problem der Hochfrequenzanpassung auf. Typischerweise besitzen Proben im Emissionsregime Widerstände von wenigen Ohm, was für die Anpassung auf $50\,\Omega$ einen zusätzlichen Serienwiderstand in eben dieser Größenordnung erforderlich macht. Damit würde aber ein Großteil der Leistung an diesem Widerstand dissipiert werden. Aus diesem Grund kann zusätzlich eine Impedanzwandlung von $50\,\Omega$ auf $12.5\,\Omega$ vorgenommen werden. Diese Impedanzwandlung bewirkt eine Verdoppelung des Pumpstromes bis zu einem Maximum von 14 A. Damit stehen selbst zur Charakterisierung von Standardquantenkaskadenlasern mit hohen Schwellströmen genügend hohe Pumpstromstärken zur Verfügung.

3.2.1 Messparameter

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der zur Verfügung stehende Parameterraum für den verwendeten Messplatz vorgestellt. Die meisten Messungen erfolgten jedoch nur in einem kleinen Bereich. So wurden Emissionsmessungen etwa in der Regel zwischen 4 K und 80 K durchgeführt. Die Emissionswellenlängen aller untersuchten Quantenkaskadenemitter lagen zwischen 5 μm und 11 μm . Es zeigte sich, dass der Lock-In-Verstärker bei Pulswiederholraten um 85 kHz die beste Sensitivität besitzt. An diese Wiederholraten wurden dann auch Pulsdauer bzw. Duty-Cycle angepasst. Typische Werte für den Duty-Cycle bei der Charakterisierung von Spontanemittern sind 20 % bis 60 %. Diese Parameter sind bei Lasern nicht relevant, da hier höhere Intensitäten zur Verfügung stehen. Die Länge der

Integrationszeit reicht von wenigen Millisekunden bei Lasern bis hin zu mehreren Sekunden, wie etwa bei Silizium/Silizium-Germanium-Quantenkaskadenemittern (Si/SiGe).

3.2.2 Spektren von Intersubbandemittern

In diesem Abschnitt sollen stellvertretend für die vielen spektral charakterisierten Proben drei Spektren von verschiedenen Intersubbandemittern präsentiert werden. Die drei ausgewählten Messungen demonstrieren die Universalität des Messplatzes bei der Charakterisierung von Standardquantenkaskadenlasern, Silizium/Silizium-Germanium-Quantenkaskadenemittern und Quantenpunktintersubbandemitterstrukturen. Die Präsentation von Spektren der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen erfolgt ausführlich in Kapitel 6.

Quantenkaskadenlaser

Die Aufnahme des Spektrums eines Quantenkaskadenlasers ist sehr einfach. Hierbei steht so viel Intensität zur Verfügung, dass selbst weit entfernt vom Einkoppelfokus ein Signal zu erkennen ist. Die Durchführung der Justage ist hierbei unkompliziert. Ein Beispiel für ein derartiges Spektrum ist in Abbildung 3.4 gezeigt.

Si/SiGe-Quantenkaskadenemitter

An dieser Stelle soll nur in wenigen Sätzen auf diese neuartigen Emmitter eingegangen werden. Silizium und Germanium sind indirekte Halbleiter, und somit ist die Rekombination von Elektronen und Löchern nicht effektiv genug, um Licht mit brauchbaren Intensitäten zu erzeugen. Silizium und Germanium sind in der modernen Mikroelektronik nicht mehr wegzudenken. Deshalb ist es von besonderem Interesse, mit diesen Materialien Licht zu erzeugen, da Prozesstechniken in der Industrie seit Jahrzehnten schon für diese Materialien etabliert sind. Das Prinzip eines Intersubbandemitters sollte auch auf das Si/SiGe-System übertragbar sein. Es erfolgte eine Zusammenarbeit mit Ingo Bormann aus der Gruppe von Prof. G. Abstreiter vom Walter Schottky Institut in Garching, in deren Rahmen

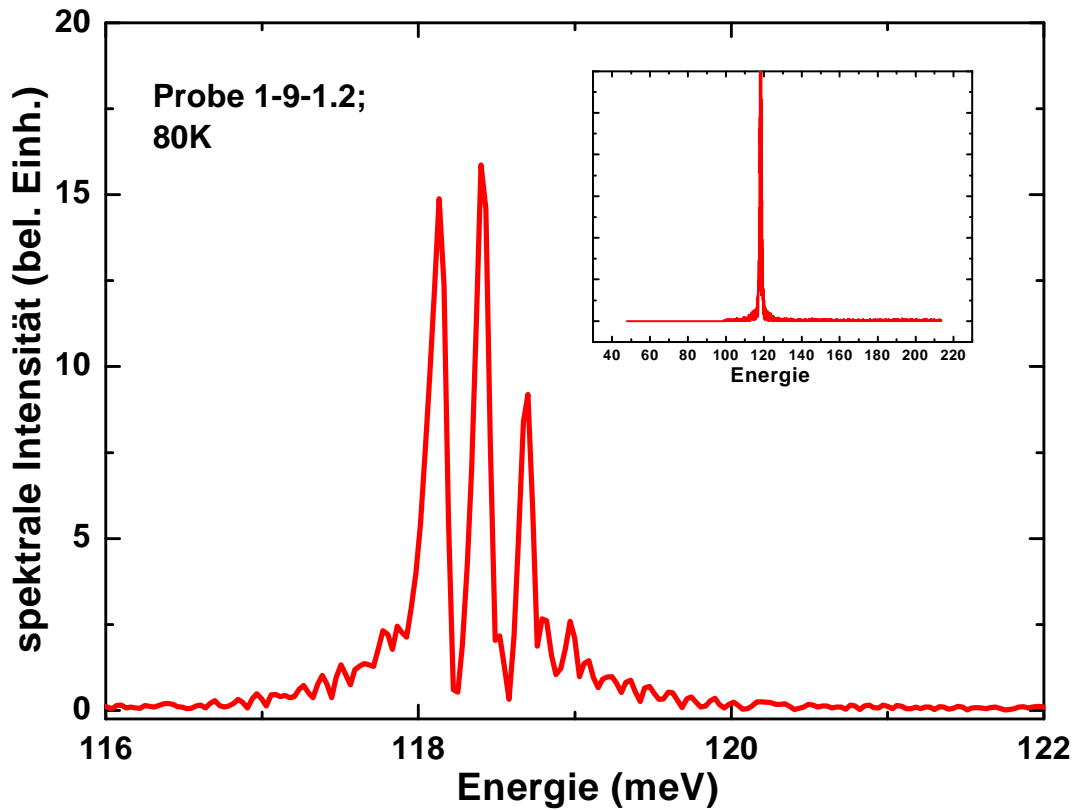


Abbildung 3.4: Spektrum der Quantenkaskadenlaserprobe 1-9-1.2 bei einer Temperatur von 80 K. Die Breite des Streifenwellenleiters beträgt $30\ \mu\text{m}$, die Länge $670\ \mu\text{m}$, der Pumpstrom 3 A, die Pulsdauer 50 ns und die Pulswiederholrate 4.88 kHz. Der Bildeinsatz zeigt die kleine Linienbreite, und im vergrößerten Ausschnitt sind die Fabry-Perot-Moden des Resonators zu erkennen.

Intersubbandelektrolumineszenz in Si/SiGe-Quantenkaskadenstrukturen nachgewiesen werden konnte [15, 44]. Ein Beispiel für ein Emissionsspektrum findet sich in Abbildung 3.5 wieder.

Anhand des Spektrums wird bewusst, welche Herausforderung die Charakterisierung von Si/SiGe-Quantenkaskadenemittern darstellt. Die optische Ausgangsleistung liegt in der Größenordnung von 10 pW. Bei der Emissionsenergie von 150 meV entspricht diese Leistung einem Photonenfluss von $4 \times 10^9\ \text{s}^{-1}$, das Äquivalent des Quantenrauschens entspricht etwa 5×10^6 Photonen/s [45]. Die Emissionsintensität liegt somit nur knapp drei Größenordnungen über dem Quantenrauschen. Deshalb mussten bei der Aufnahme des Spektrums Integrationszeiten am Lock-In-Verstärker von bis zu 20 Sekunden pro Interferogrammpunkt eingestellt werden (im Gegensatz zu wenigen Millisekunden bei einem Quantenkaskadenla-

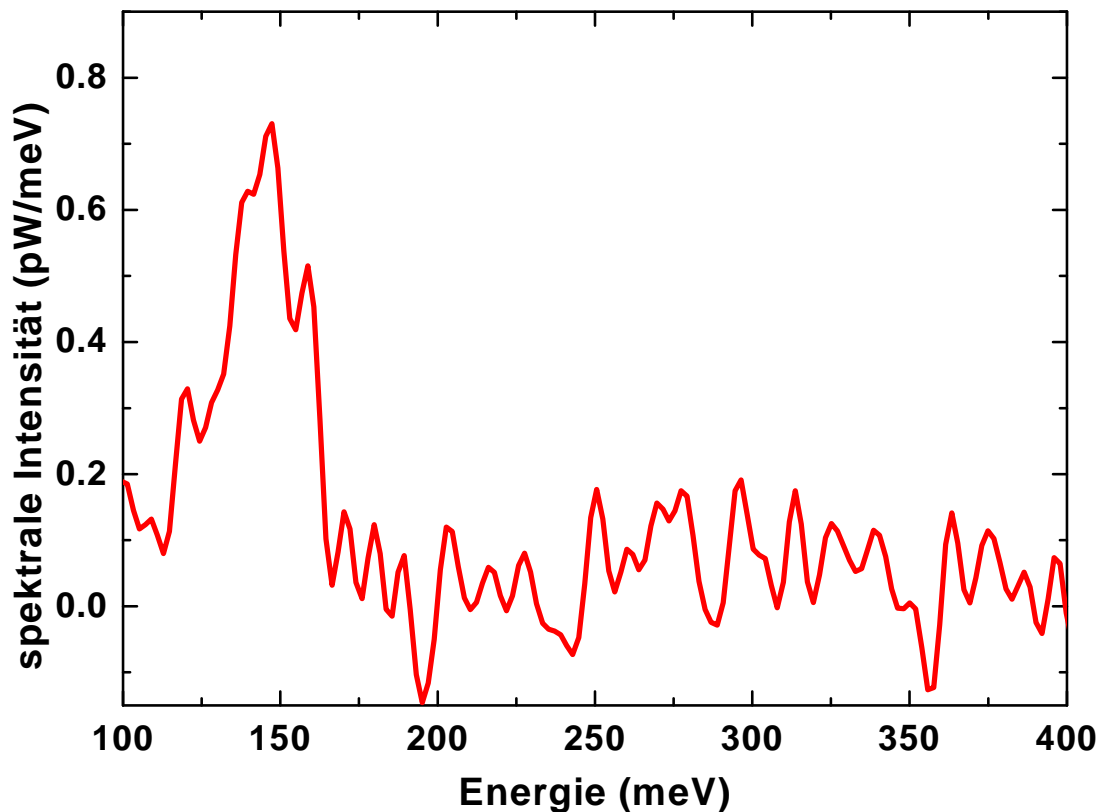


Abbildung 3.5: Elektrolumineszenzspektrum einer Silizium/Silizium-Germanium-Quantenkaskadenstruktur bei einer Temperatur von 80 K, einem Pumpstrom von 350 mA, einer Pulsdauer von $4\text{ }\mu\text{s}$ und einem Duty-Cycle von 50 %.

ser), woraus Gesamtmessdauern von mehreren Stunden resultierten. Die Justage war aufgrund der langen Integrationszeit und der geringen Intensität ebenfalls sehr langwierig und aufwendig.

GaAs-Quantenpunktkaskadenemitter

In Kapitel 1 wurde bereits motiviert, weshalb die Realisierung von Quantenkaskadenemittern in Quantendraht- oder Quantenpunktsystemen im Gegensatz zu den konventionellen Schichtsystemen Vorteile aufweisen wird. In Zusammenarbeit mit Nikolaus Ulbrich aus der Gruppe von Prof. G. Abstreiter vom Walter Schottky Institut in Garching wurde Elektrolumineszenz in Quantenkaskadenemittersystemen, bei denen zum Teil Quantenwells durch Quantenpunkte ersetzt wurden, nachgewiesen [38]. In Abbildung 3.6 ist stellvertretend ein solches Spektrum dargestellt.

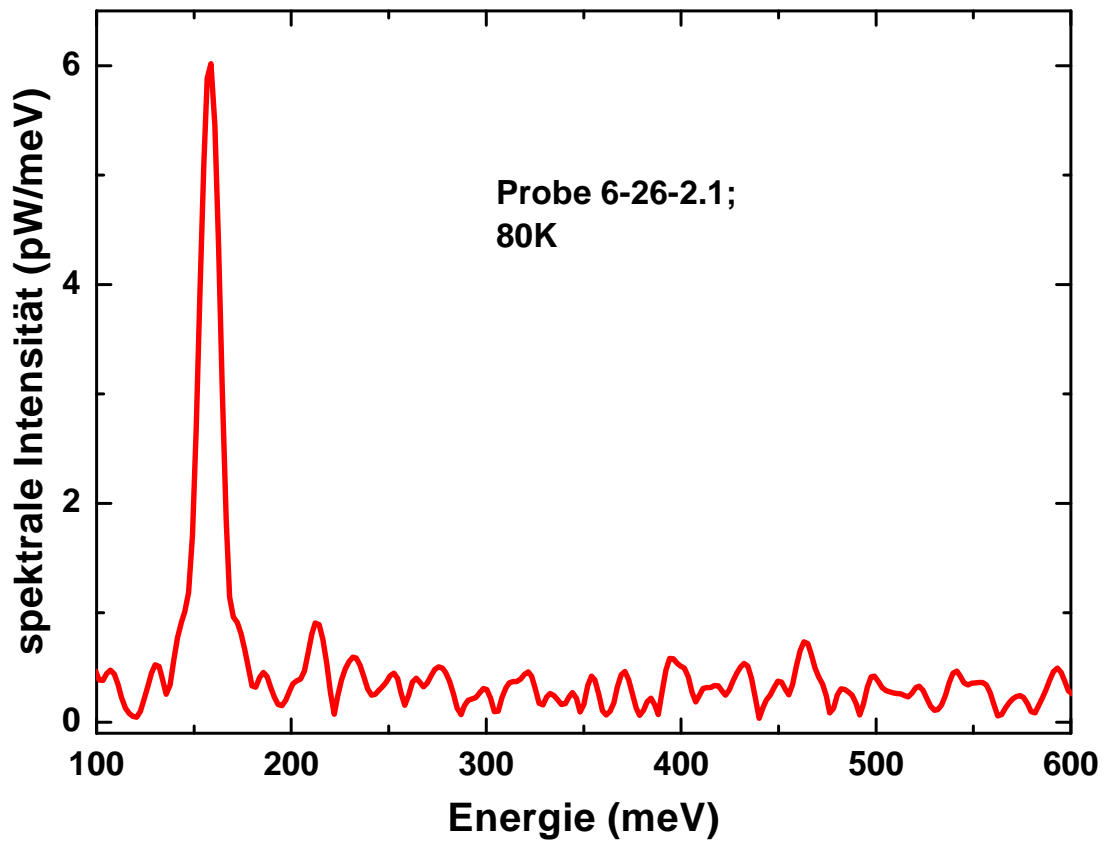


Abbildung 3.6: Elektrolumineszenzspektrum der Quantenpuktkaskadenstruktur 6-26-2.1 bei einer Temperatur von 80 K. Der Pumpstrom beträgt 10 mA, die Pulsdauer $4\ \mu\text{s}$ und der Duty-Cycle 37.2 %.

3.3 Zusammenfassung

Die spektroskopische Charakterisierung von elektrisch gepumpten Intersubbandemittern erfolgte im Rahmen dieser Arbeit mittels Fourierspektroskopie. Aus diesem Grund wurde ein Messplatz für den Spektralbereich des Mittleren Infrarot aufgebaut, dessen Kernstück ein Fourierspektrometer ist. Im Gegensatz zur Spektroskopie mit dispersiven Medien, wie etwa bei Gitter- oder Prismenspektrometern, erfolgt die Messung des Spektrums bei der Fourierspektroskopie auf interferometrische Weise. Hierbei werden zwei Teilstrahlen des zu charakterisierenden Lichtes überlagert, deren optischer Weg um einen Gangunterschied variiert wird. In Abhängigkeit dieses Gangunterschiedes wird am Detektor die Intensität gemessen. Das so erhaltene Interferogramm wird nun fouriertransformiert und das Ergebnis ist das Spektrum der zu charakterisierenden Strahlung.

Fourierspektrometer besitzen gegenüber Spektrometern mit dispersiven Medien prinzipielle Vorteile. Durch den Betrieb des verwendeten Spektrometers im Step-Scan-Modus und die Detektion der Strahlung mit Lock-In-Technik war es möglich, Signale kleinster Intensitäten zu erfassen. Die Größe des vorhandenen Rauschens stellt bei dieser Methode prinzipiell keine Limitierung dar. Bei diversen Messungen konnte eindrucksvoll die Funktionalität des Aufbaus demonstriert werden. So konnten Standardquantenkaskadenlaser mit großer Emissionsintensität und hoher spektraler Auflösung ebenso charakterisiert werden, wie neuartige Intersubbandemitter. Als Beispiel hierfür stehen Silizium/Silizium-Germanium-Quantenkaskadenemitter und Quantenpunktkaskadenemittersysteme.

Kapitel 4

Die Herstellung von Quantendrahtkaskadenstrukturen mittels Überwachsen von Spaltflächen

In den Kapiteln 1 und 2 wurde motiviert, weshalb Quantendrahtkaskadenemitter gegenüber konventionellen Quantenkaskadenemittern basierend auf Schichtsystemen prinzipielle physikalische Vorteile besitzen. Die zugrunde liegenden Einschlusspotentialie müssen für Quantenkaskadenemitter im Allgemeinen präzise hergestellt werden. Quantendrähte lassen sich in Halbleiterheterostrukturen, und speziell im GaAs/AlGaAs-System, hauptsächlich auf drei verschiedene Arten realisieren: Selbstorganisation [46, 47], V-Grabenwachstum (V-Groove) [48–51] oder Überwachsen von Spaltflächen (Cleaved Edge Overgrowth) [52]. Bei der Herstellung durch Selbstorganisation werden Verspannungen resultierend aus Gitterfehlanspassungen zwischen zwei verschiedenen Materialien ausgenutzt. Dies kann zur Bildung von Quantenpunkten führen. Nutzt man zusätzlich Kristallanisotropien aus, so ist die Ausbildung von anisotrop verzerrten Quantenpunkten oder Quantendrähten möglich. Die Größe der entstehenden Quantendrähte kann jedoch bei dieser Herstellungstechnik nicht zufriedenstellend kontrolliert werden, weshalb sie für die Herstellung von Quantendrahtkaskadenstrukturen nicht in Frage kommt. Bei der V-Groove-Methode werden vor dem eigentlichen Wachstum V-förmige Gräben in die Oberfläche eines Wafers geätzt. Beim späteren Wachstum wird

Material an den Seitenwänden der V-Gräben und an der Spitze der V-Gräben abgeschieden. Aufgrund der vorliegenden Geometrie variieren die Schichtdicken in diesen beiden Regionen, und an der Spitze der V-Gräben bildet sich ein drahtartiges Einschlusspotential aus. Mit dieser Methode ist es sogar möglich, gekoppelte Quantendrähte herzustellen. Die Kontrolle der Drahtgröße ist bei diesem Verfahren nur begrenzt möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Quantendrahtstrukturen mittels des epitaktischen Überwachsens von atomar glatten Spaltflächen (*Cleaved Edge Overgrowth* oder kurz CEO) hergestellt. Das Wachstum der GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen erfolgte in einer EPI-MBE-Anlage am Walter Schottky Institut in Garching und in einer vergleichbaren Anlage an der Universität Regensburg. Das vorliegende Kapitel soll nun dazu dienen, diese Herstellungstechnik zu beschreiben.

4.1 Cleaved Edge Overgrowth (CEO)

Mit der CEO-Methode können Quantendraht- und Quantenpunktpotentiale mit atomarer Präzision geschaffen werden. Hierfür müssen zwei Voraussetzungen erfüllt sein: Zum einen muss sichergestellt sein, dass epitaktisches Wachstum mit Monolagengenauigkeit gewährleistet ist. Zum anderen muss ein Materialsystem vorhanden sein, in dem sich eine atomar glatte Oberfläche senkrecht zur üblichen Wachstumsrichtung erzeugen lässt und auf dieser präparierten Oberfläche wiederum epitaktisches Wachstum mit Monolagengenauigkeit erfolgen kann. Diese beiden Voraussetzungen sind bei der Molekularstrahlepitaxie (MBE) von Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid (GaAs/AlGaAs) gegeben. Atomar glatte Spaltflächen im GaAs/AlGaAs-System entstehen aufgrund des nichtpolaren Charakters von vier kristallographischen Oberflächen¹. Diese Oberflächen können mit relativ einfachen Mitteln im Ultrahochvakuum der Epitaxieanlage präpariert werden. Abbildung 4.1 zeigt schematisch die einzelnen Schritte der CEO-Prozedur. Auf ein [001]-GaAs-Substrat wird eine GaAs/AlGaAs-Heterostruktur aufgewachsen. GaAs besitzt eine kleinere Bandlücke als AlGaAs. An der Grenzfläche zwischen GaAs und AlGaAs bilden sich somit im Leitungs- und Valenzband Diskontinuitäten aus, welche den Einschluss von Ladungsträgern ermöglichen. Bei GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen handelt es sich um einen Halbleiter vom Typ I, d. h. GaAs stellt in der Umgebung von AlGaAs sowohl für Löcher als auch für

¹Dabei handelt es sich um die Oberflächen (110), ($\bar{1}10$), ($1\bar{1}0$) und ($\bar{1}\bar{1}0$).

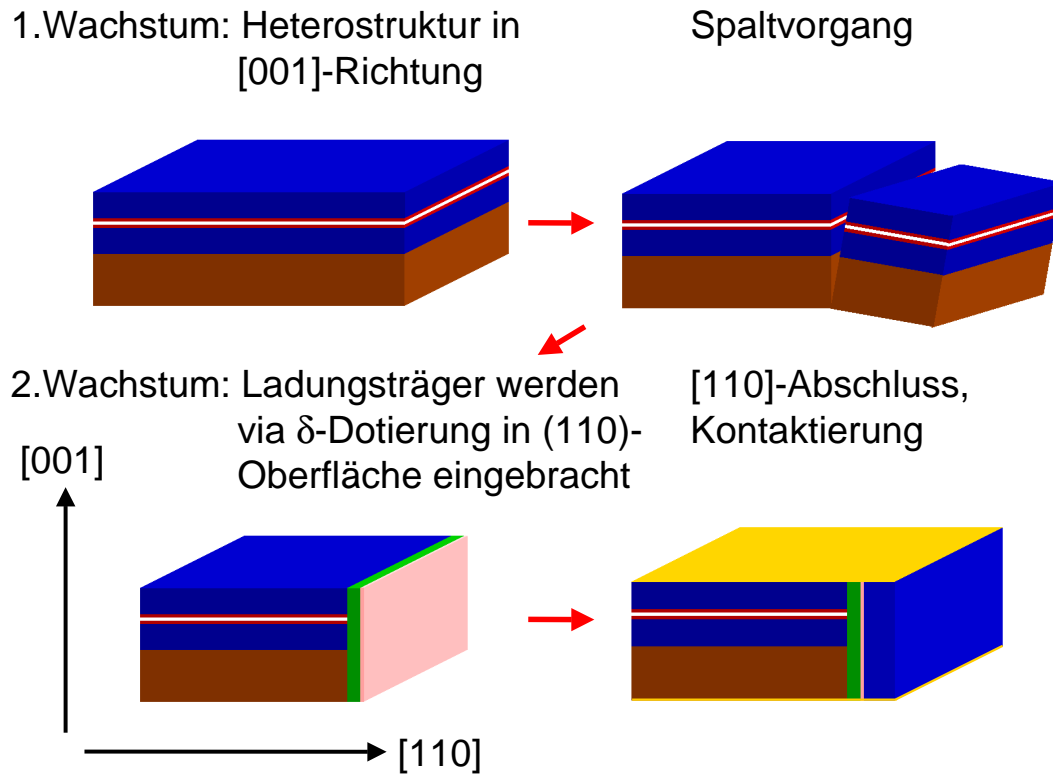


Abbildung 4.1: Die CEO-Technik im Schema. Anfangs wird eine [001]-Heterostruktur epitaktisch auf ein GaAs-Substrat aufgewachsen. Nach mehreren Präparationsschritten wird diese Heterostruktur in der Wachstumskammer entlang der nichtpolaren (110)-Oberfläche gespalten und sofort mit dem [110]-Wachstum begonnen. Ladungsträgereinschluss entlang der [110]-Richtung erfolgt mittels einer Silizium- δ -Dotierung. Nach dem zweiten Wachstumsschritt werden die Proben kontaktiert.

Elektronen ein Einschlusspotential dar [53]. Für den Einschluss von Elektronen können somit in diesem [001]-Wachstumsschritt eindimensionale Einschlusspotentiale geschaffen werden.

In der Regel erfolgt das [001]-Wachstum auf GaAs-Wafern mit 2 Zoll Durchmesser. Nachdem die Schichtfolge in [001]-Richtung hergestellt wurde, wird der Wafer aus der Wachstumskammer ausgeschleust und speziell präpariert (siehe Abschnitt 4.3). Anschließend wird diese [001]-Heterostruktur wiederum in die Wachstumskammer eingeschleust. Entlang eines definierten Defektes wird der Wafer derart gebrochen, dass eine atomar glatte (110)-Oberfläche entsteht, auf der dann epitaktisch wiederum eine Heterostruktur aufgewachsen wird. Ladungs-

trägerausschluss in $[110]$ -Richtung kann dabei wiederum durch einen Quantenwell als erste Schicht auf der Spaltfläche erzielt werden. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen jedoch wurde der Elektroneneinschluss entlang der Spaltfläche durch eine n-artige δ -Dotierung hervorgerufen. Die Einschlusspotentiale aus dem $[001]$ - und $[110]$ -Wachstum überlagern sich an der Spaltfläche, wo sich drahtartige Einschlusspotentiale ausbilden. Die Formen dieser Einschlusspotentiale sowie der dazugehörigen Wellenfunktionen sind im Kapitel 2 ausführlich dargestellt.

Diese einzelnen Schritte der Probenherstellung mittels der CEO-Methode sollen nun in den folgenden Abschnitten detaillierter beschrieben werden.

4.2 Das $[001]$ -Wachstum von Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid

Grundlage für die Entstehung atomar präziser Quantendrahtpotentiale in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen ist das epitaktische Wachstum auf einem $[001]$ -GaAs-Substrat. Das Wachstum derartiger $[001]$ -Heterostrukturen erfolgt nunmehr seit mehr als 20 Jahren und ist technisch sehr ausgereift. Ein Hauptmotiv dieser Bemühungen ist die ständige Verbesserung der Elektronenbeweglichkeiten in zweidimensionalen Systemen auf der (001) -Oberfläche. In der Vergangenheit wurden Elektronenbeweglichkeiten mit Werten über $2.5 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erzielt [54]. Die Elektronenbeweglichkeiten in der $[001]$ -Heterostruktur sind für die Herstellung von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen primär nicht ausschlaggebend, da der Ladungsträgertransport senkrecht zur Schichtfolge stattfindet. Die Gesamtschichtdicke dieser $[001]$ -Heterostrukturen kann bis zu $20 \mu\text{m}$ betragen. Typische Parameter für das $[001]$ -Wachstum sollen an dieser Stelle noch kurz erwähnt werden:

- Dicke des $[001]$ -Wafers: $300\text{-}700 \mu\text{m}$,
- Wachstumstemperatur: $580\text{-}640^\circ\text{C}$,
- Wachstumsrate GaAs: 2.4 \AA/s ,
- Wachstumsrate $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$: 3.6 \AA/s ,

- As-Partialdruck: $1.1\text{-}1.3 \times 10^{-5}$ mbar.

Detaillierte Beschreibungen der hergestellten Proben erfolgen im Kapitel 6.

4.3 Die Erzeugung von atomar glatten (110)-Oberflächen von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen im Ultrahochvakuum

Nach dem Wachstum der [001]-Heterostruktur wird der Wafer aus der Wachstumskammer ausgeschleust. Anschließend erfolgt das Dünnen des Wafers auf eine Enddicke von etwa $120\text{ }\mu\text{m}$. Zu diesem Zweck wird der Wafer mit der bewachsenen Seite mit Klarwachs auf einen Quarzglassträger aufgeklebt. Danach wird der Wafer chemomechanisch auf einem, mit Brommethanol getränkten, nicht fuselnden Tuch gedünnt. Der Bromanteil in der Brommethanollösung beträgt 10 %, was zu einer Düntrate von ca. $10\text{ }\mu\text{m}/\text{min}$ führt. Bei sorgfältigem Vorgehen lässt sich eine ausreichende Homogenität der Dünnraten für verschiedene Waferpositionen erzielen.

Nun wird der auf ca. $120\text{ }\mu\text{m}$ gedünnte Wafer sorgfältig von der Quarzglasplatte heruntergelöst und in warmen Aceton von Wachsresten befreit. Mit einem elektromechanischen Ritzer (mechanische Genauigkeit $1\text{ }\mu\text{m}$) wird der gedünnte und vorgereinigte Wafer in $(7 \times 7)\text{ mm}^2$ große Stücke derart zerlegt, dass die vier Begrenzungsseiten den Kristalloberflächen (110), $(\bar{1}10)$, $(\bar{1}\bar{1}0)$ und $(1\bar{1}0)$ entsprechen. Auf der Epi-Seite wird nun senkrecht zur [110]-Richtung ein 1 mm langer Ritz am Rand dieser Stücke aufgebracht, der beim späteren Spalten als Sollbruchstelle dient. Vor dem Wiedereinbau in die Wachstumskammer werden diese angeritzten Stücke in einem Spülzyklus ($2 \times 20\text{ min}$ Aceton bei 60°C , $2 \times 20\text{ min}$ Methanol bei 80°C) gründlich gereinigt. Nach der Reinigung erfolgt der Einbau in einen speziellen Halter (Abbildung 4.2).

Die angeritzten Stücke werden auf diesem Spalthalter mit der Rückseite an einen Block angelehnt und mit einem Stützwafers von der (001)-Epi-Seite fixiert. Zwischen dem Block und den angeritzten Stücken befindet sich elementares Gallium, um optimalen thermischen Kontakt zu gewährleisten. Der zuvor aufgebrachte definierte Defekt (Ritz) befindet sich nun gerade 0.3 mm oberhalb des Stützblockes.

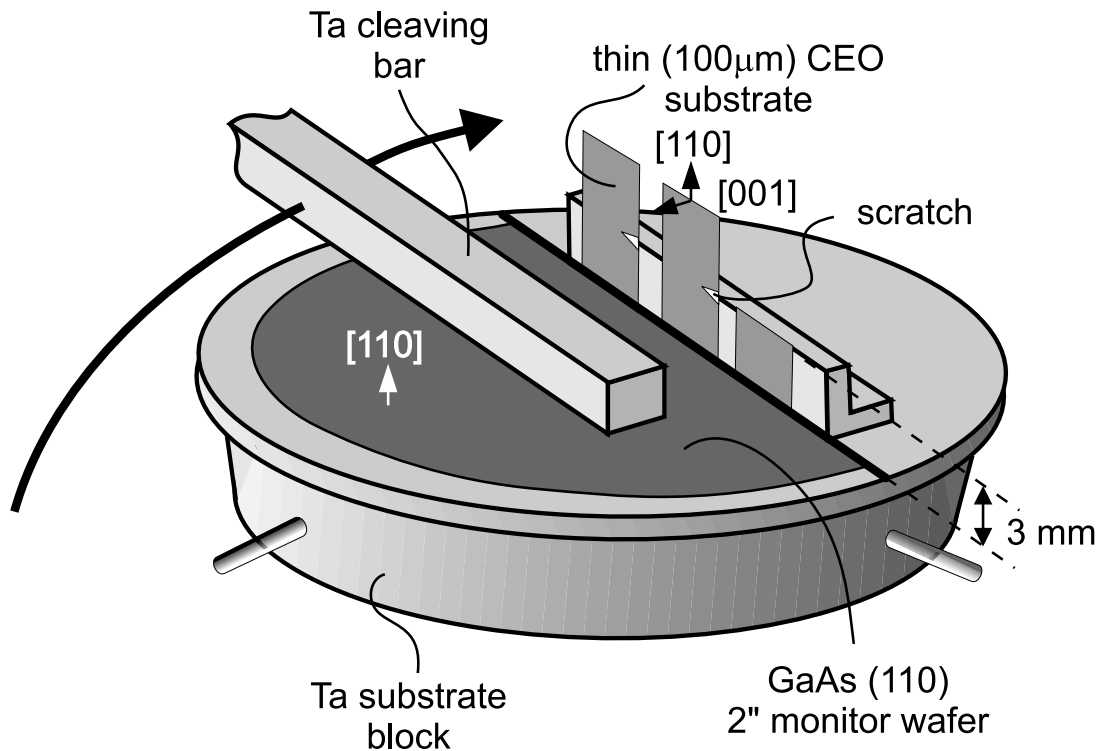


Abbildung 4.2: Halter für das Wachstum auf in-situ präparierten (110)-Spaltflächen. Gedünnte [001]-Heterostrukturen werden an einen Block angelehnt, über den ein definierter Defekt (Ritz) hinausragt. Fixiert werden die Stücke mit einem Stützwafel. Mit einem Tantalbügel erfolgt das Spalten im Ultrahochvakuum der Wachstumskammer. Die Zeichnung wurde [55] entnommen.

In der Wachstumskammer werden nun mit einem Tantalbalken die Oberseite dieser Stücke weggeschlagen. Die entstehende (110)-Oberfläche ist unter Idealbedingungen atomar glatt. Unmittelbar nach dem Spaltvorgang wird mit dem Wachstum auf der frisch vorbereiteten (110)-Oberfläche begonnen. Nach Beendigung des [110]-Wachstums werden die (110)-Oberflächen mit einem Lichtmikroskop charakterisiert. Hierbei zeigt sich, ob der Spaltvorgang und das darauf folgende [110]-Wachstum erfolgreich waren. In Abbildung 4.3 ist jeweils ein Beispiel für perfektes Spalten und Wachstum, schlechtes Spalten und Spalten gepaart mit nicht optimalem Wachstum dargestellt.

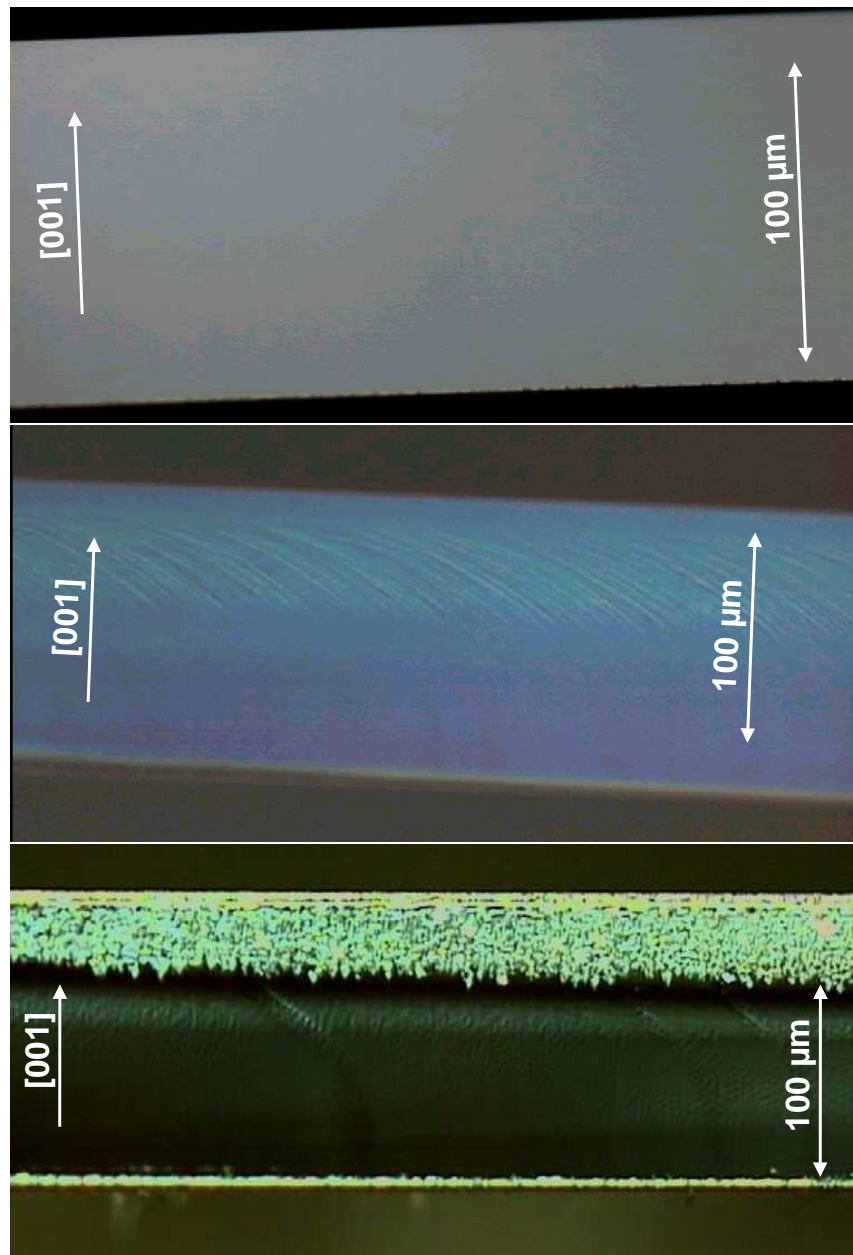


Abbildung 4.3: Lichtmikroskopische Aufnahmen der Spaltfläche nach dem $[110]$ -Wachstum. Das obere Bild zeigt eine perfekt gespaltene Probe mit optimalen Wachstumsbedingungen. Das Bild in der Mitte zeigt makroskopische Stufen, welche auf einen schlechten Spaltvorgang schließen lassen. Das untere Bild zeigt eine gespaltene Probe mit Oberflächendefekten, welche durch nicht optimale $[110]$ -Wachstumsparameter verursacht wurden. Die $[001]$ -Richtung und ein Größenmaßstab sind jeweils angegeben.

4.4 Das [110]-Wachstum von Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid

Nachdem im Ultrahochvakuum der Wachstumskammer eine atomar glatte Spaltfläche erzeugt wurde, beginnt sofort das epitaktische Wachstum auf dieser (110)-Oberfläche. Das [110]-Wachstum auf GaAs/AlGaAs unterscheidet sich jedoch gravierend von dem [001]-Wachstum. Deshalb müssen die Parameter für das [110]-Wachstum entweder genau bekannt sein, oder systematisch ergründet werden [56]. Eine weitere Schwierigkeit stellt die Tatsache dar, dass auf (110)-Oberflächen von GaAs/AlGaAs eine in-situ Schichtdickenkontrolle mittels RHEED-Intensitätsszillationen in einfacher Weise nicht möglich ist [57, 58]. Pauschal können gegenüber dem [001]-Wachstum folgende Tendenzen genannt werden: halbe Wachstumsrate, niedrigere Wachstumstemperatur und höherer As-Partialdruck. Richtwerte sind:

- Wachstumstemperatur: $\approx 500^\circ\text{C}$,
- Wachstumsrate GaAs: 1.2 \AA/s ,
- Wachstumsrate $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$: 1.8 \AA/s ,
- As-Partialdruck: $6\text{-}7 \times 10^{-5} \text{ mbar}$.

Die Optimierung der [110]-Wachstumsbedingungen erfolgte über Transportmessungen innerhalb des Quanten-Hall-Regimes. Hierfür wird direkt auf der Spaltfläche ein zusätzlicher [110]-Quantenwell eingebracht, in welchem ein zweidimensionales Elektronengas entsteht. Anschließend wird die Elektronenbeweglichkeit bestimmt. Sie ist ein Maß für die Qualität des [110]-Wachstums. Mithilfe dieser Transportmessungen lässt sich auch die Effizienz der Silizium- δ -Dotierung auf der Spaltfläche überprüfen. Derartige Messungen an Referenzproben wurden in großer Zahl durchgeführt. Ein Beispiel ihrer Ergebnisse ist in Kapitel 5 dargestellt.

4.5 Zusammenfassung

Für die Herstellung von Quantendrahtkaskadenstrukturen im Galliumarsenid/Aluminiumgalliumarsenid-Halbleiterheterosystem wurde im Rahmen dieser Arbeit

die Methode des epitaktischen Überwachsens von atomar glatten Spaltflächen (Cleaved Edge Overgrowth) verwendet. Dabei stehen zwei eindimensionale Einschlusspotentiale senkrecht aufeinander. Das Ergebnis der Überlagerung dieser beiden Einschlusspotentiale ist ein zweidimensionales Einschlusspotential (Quantendraht). Mit der CEO-Methode ist es zusätzlich möglich, mehrere dieser Quantendrähte zu koppeln. Die Herstellung erfolgt in drei wesentlichen Schritten. In einen [001]-Wachstumsschritt wird eine Heterostruktur epitaktisch auf ein GaAs-Substrat aufgewachsen. Nach einigen Präparationsschritten erfolgt ein Spaltvorgang entlang der unpolaren (110)-Kristalloberfläche, welche atomar glatt hergestellt werden kann. In einem [110]-Wachstumsschritt wird auf der soeben hergestellten Spaltfläche epitaktisch eine weitere Sequenz von Schichten aufgewachsen. Mit der CEO-Methode ist es im Gegensatz zu Herstellungstechniken, welche auf Selbstorganisation beruhen, möglich, Quantendrahtpotentiale mit atomarer Präzision zu schaffen.

Kapitel 5

Die strukturelle Charakterisierung von CEO-Proben

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Methode des Überwachens von Spaltflächen (CEO) ausführlich beschrieben wurde, soll dieses Kapitel experimentelle Methoden und Ergebnisse der strukturellen Charakterisierung von CEO-Proben aufzeigen. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte die strukturelle Charakterisierung der Proben nach einzelnen Wachstumsschritten, beziehungsweise von Proben nach dem kompletten Wachstum, mit drei verschiedenen Methoden. Das Zusammenspiel all dieser Techniken ist für die systematische Herstellung und Planung von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen essentiell. Somit konnten letztendlich elektrisch gepumpte Emitterproben hergestellt werden (siehe Kapitel 6). Auf der anderen Seite war es aber auch möglich, bei nicht emittierenden Proben die Gründe für die Fehlfunktion aufzuzeigen. Die Herstellung von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen mittels der CEO-Methode ist ein Prozess mit mehreren Wachstums- und Präparationsschritten. Mit den hier vorgestellten Methoden war es teilweise möglich, bereits nach Teilschritten der Herstellung Aussagen über die erfolgreiche oder fehlgeschlagene Durchführung dieser Teilschritte zu treffen.

5.1 Charakterisierung mittels Transmissions-elektronenmikroskopie (TEM)

Die Charakterisierung von Halbleiterheterostrukturen mittels Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) hat sich in der Vergangenheit als eine Standard-

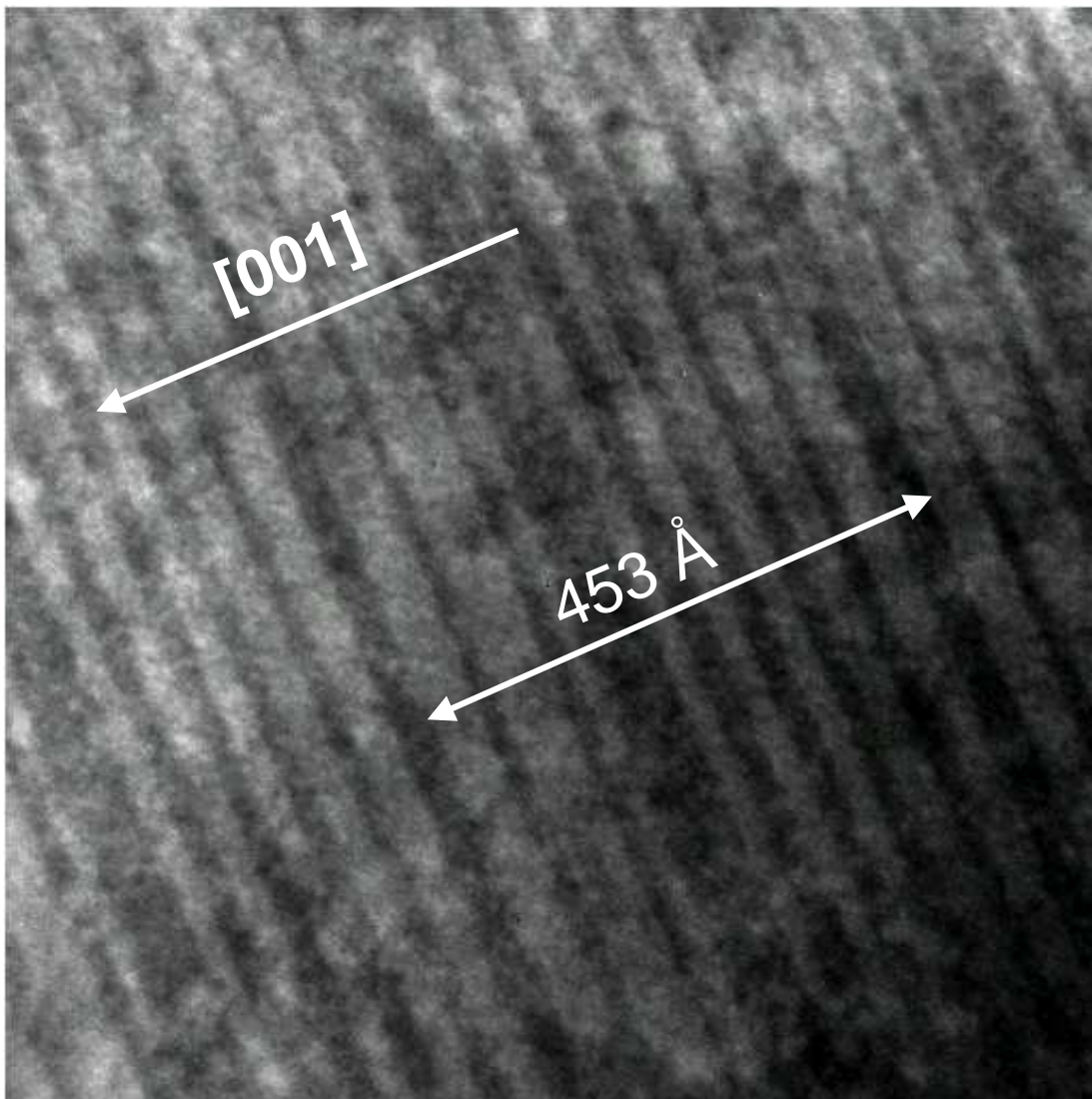


Abbildung 5.1: Hellfeld-Querschnitts-TEM-Aufnahme der GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Heterostruktur 3-22-1.1, welche als [001]-Wachstumsschritt die Grundlage für die Herstellung von Quantendrahtkaskadenstrukturen darstellt. Die Periode und die Wachstumsrichtung sind markiert. GaAs-Schichten erscheinen hell und $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schichten dunkel.

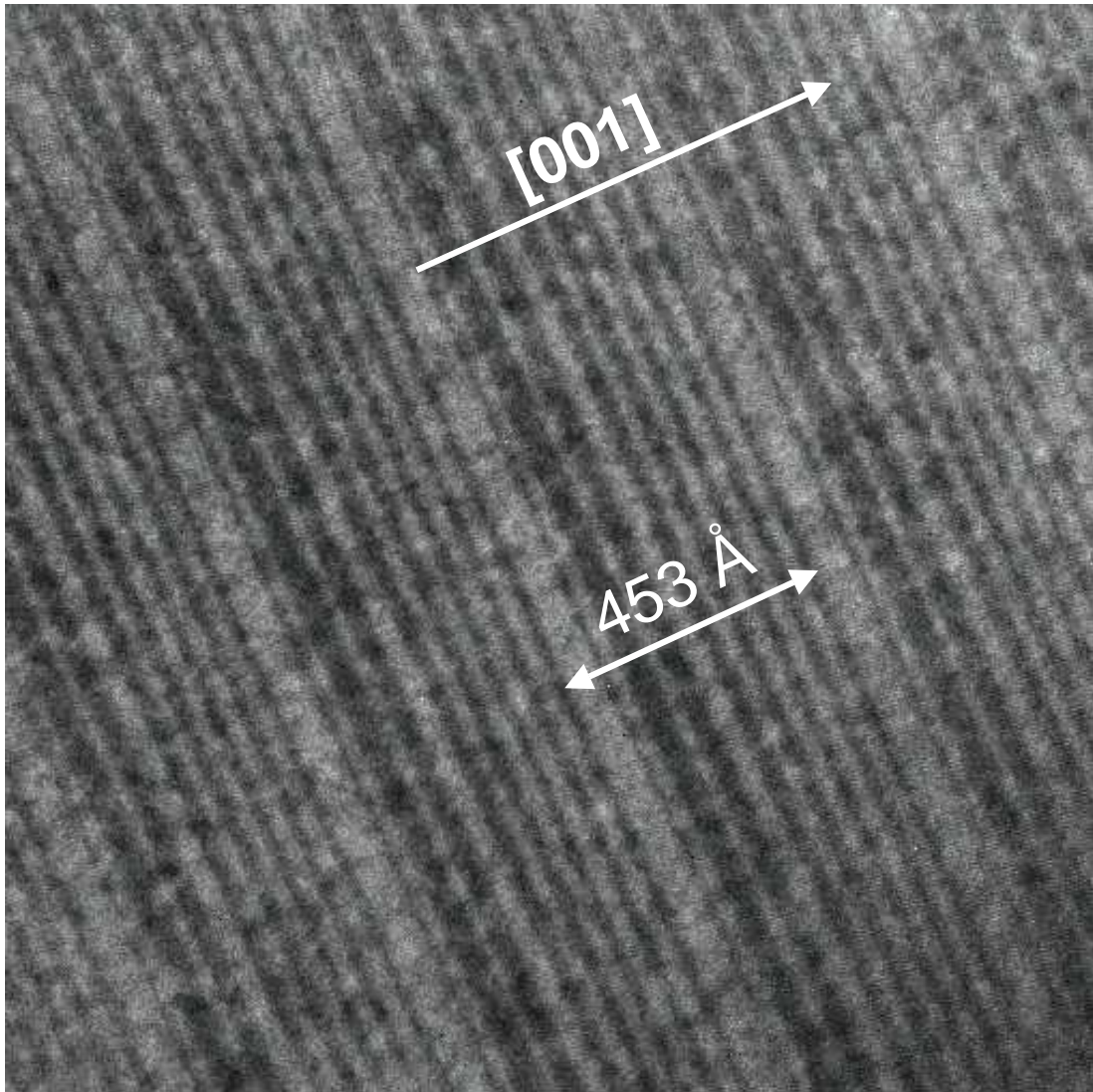


Abbildung 5.2: Hellfeld-Querschnitts-TEM-Aufnahme der GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As-Heterostruktur C021007B. Die Periode und die Wachstumsrichtung sind markiert. Al_{0.33}Ga_{0.67}As-Schichten erscheinen hell und GaAs-Schichten dunkel.

methode etabliert. Die TEM-Charakterisierung wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. J. Zweck im Hause durchgeführt. TEM-Aufnahmen wurden ausschließlich von den [001]-Heterostrukturen angefertigt. Die Kontrolle der Schichtdicken ist bei diesen Strukturen bereits während des Wachstums mittels RHEED-Intensitätsoszillationen möglich. Das TEM bietet jedoch die Möglichkeit, Bilder der Heterostrukturen mit atomarer Auflösung darzustellen [59]. Die Kenntnis über das monolagengenaue Wachstum ist bei den [001]-Quantenkaskadenemitter-

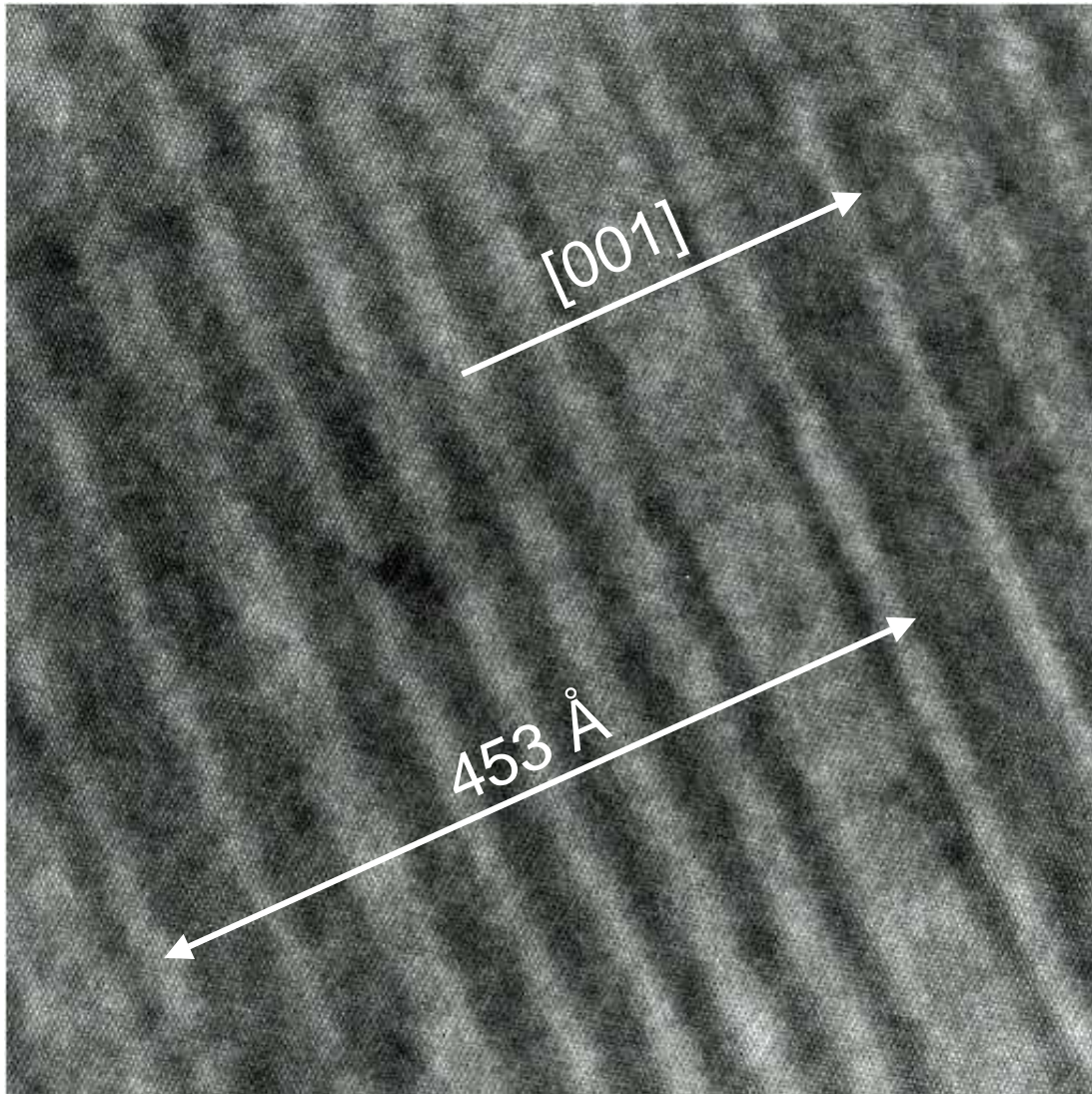


Abbildung 5.3: Hellfeld-Querschnitts-TEM-Aufnahme der GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As-Heterostruktur C021007B mit atomarer Auflösung (siehe Bild 5.2). Al_{0.33}Ga_{0.67}As-Schichten erscheinen hell und GaAs-Schichten dunkel.

strukturen besonders wichtig, da eine Abweichung von den nominellen Schichtdicken zu einer unerwünschten Veränderung der Subbandstruktur führt. Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen zwei Beispiele von Hellfeldabbildungen der [001]-Heterostrukturen, auf welche später die CEO-Methode angewandt wurde. Bei diesen Strukturen handelt es sich jeweils um das [001]-Wachstum von Quantendrahtkaskadenstrukturen. Probe 3-22-1.1 wurde am Walter Schottky Institut und die Probe C021007B an der Universität Regensburg gewachsen. Eine detaillier-

tere Beschreibung der Schichtfolgen befindet sich in Kapitel 6. Gut zu erkennen ist die Periodizität beider Heterostrukturen. Die vermessene Periode stimmt mit der nominellen Periode von 453 Å überein.

In Abbildung 5.3 ist eine TEM-Aufnahme mit atomarer Auflösung im Hellfeldmodus der Heterostruktur C021007B aus Bild 5.2 dargestellt. Zur Bestimmung der Schichtdicken können bei dieser Art von Aufnahmen die einzelnen Monolagen „per Hand“ ausgezählt werden. Bei der Auswertung fällt auf, dass das Wachstum dieser Probe exakt erfolgte, d. h. die tatsächliche Anzahl der Monolagen pro Well oder Barriere die gewünschte Anzahl widerspiegelt.

Somit ist die Charakterisierung der Proben mittels TEM sehr aussagekräftig und entscheidet über das weitere Vorgehen.

Die TEM-Methode stellt für die strukturelle Charakterisierung von Quantenschichtstrukturen eine Standardmethode dar. Von großem Interesse wären ebenfalls TEM-Aufnahmen der Quantendrahtregion in den hergestellten CEO-Proben gewesen. Allerdings ist die hierfür notwendige Zielpräparation mit der verwendeten Präparationsmethode [60] sehr herausfordernd. Im nächsten Abschnitt wird die Rasterkraftmikroskopie zur strukturellen Charakterisierung der CEO-Proben vorgestellt. Mit dieser Methode ist eine aussagekräftige Charakterisierung der Quantendrahtregion mit minimalem Präparationsaufwand möglich.

5.2 Charakterisierung mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM)

Mit der Raster- oder Atomkraftmikroskopie können Höhenvariationen einer Oberfläche im Subnanometerbereich abgetastet werden [61]. Abbildung 5.4 zeigt ein Schema der hergestellten und charakterisierten CEO-Strukturen mit Angabe der Kristallrichtungen, welche bei der im Folgenden beschriebenen strukturellen Charakterisierung mittels AFM relevant sind.

Die $(\bar{1}10)$ - und $(1\bar{1}0)$ -Oberflächen werden durch Spalten nach der CEO-Prozedur präpariert. Sie werden bei den in Kapitel 6 beschriebenen Emitterproben auch als Facetten bezeichnet, da sie als Auskoppelspiegel für die zu charakterisierende Strahlung dienen. Sie sind ebenso wie die (110) -Oberfläche unpolar. An den so präparierten Oberflächen soll nun die strukturelle Charakterisierung mittels

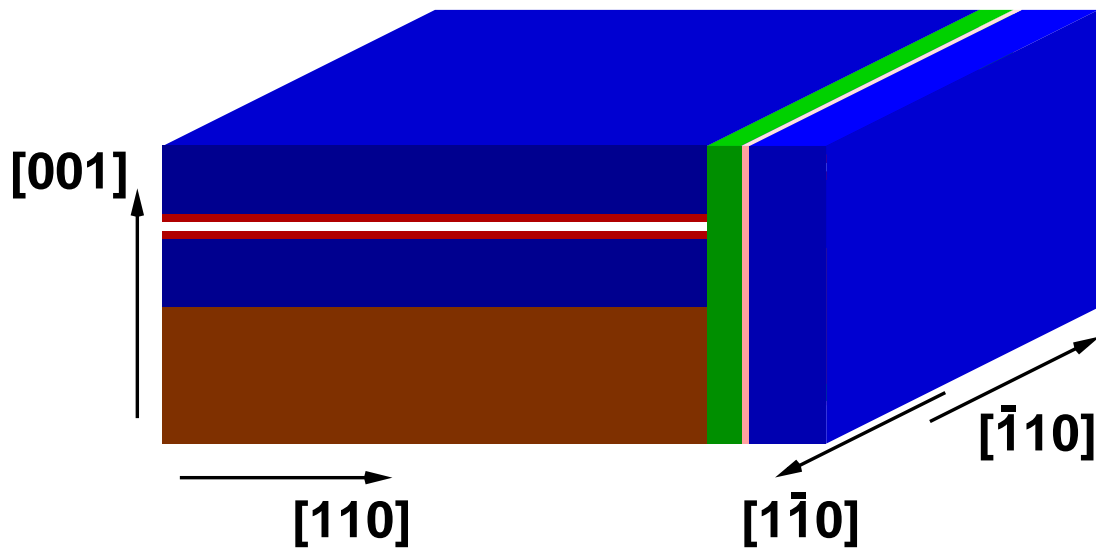


Abbildung 5.4: Schema der hergestellten und charakterisierten CEO-Proben mit Angabe der relevanten Kristallrichtungen für die strukturelle Charakterisierung mittels AFM.

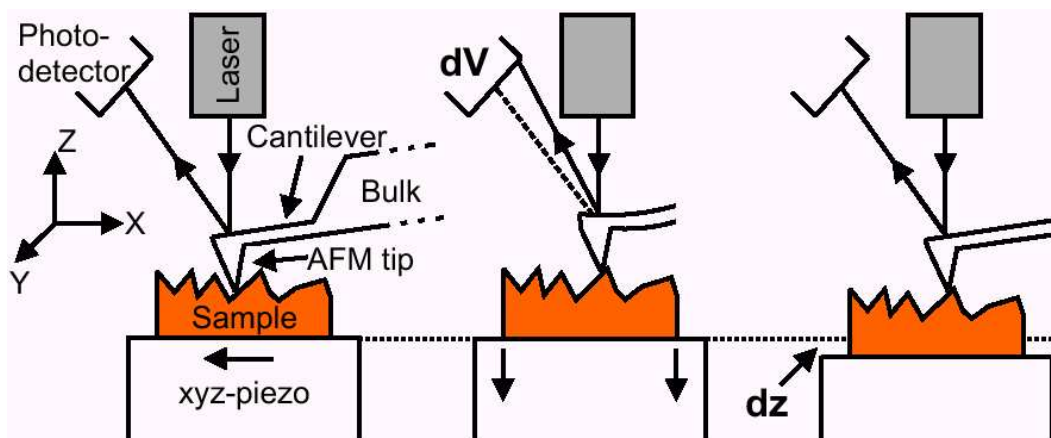


Abbildung 5.5: Schemazeichnung eines Rasterkraftmikroskops, bestehend aus einer Spitze, einem xyz-Piezokristall, einem Photodetektor und einem Laser. Von links nach rechts: Falls sich die Reflexion am Cantilever, und damit die Kontaktkraft, ändert, wird der Piezokristall um dz bewegt, um die Spannungsdifferenz dV am Detektor zu kompensieren (aus [62]). Dargestellt ist der Kontaktmodus. Ein berührungsfreies Abtasten der Oberfläche ist im „Tapping“-Modus ebenfalls möglich.

des AFM geschehen. Dazu können beide, sowohl die $(\bar{1}10)$ -, als auch die $(1\bar{1}0)$ -Oberfläche verwendet werden, da diese bis auf eine Spiegelung identisch sind.

Damit das Abtasten von Höhenmodulationen überhaupt möglich ist, wird eine Eigenschaft der GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen ausgenutzt, die ansonsten sehr unerwünscht ist: die Oxidation von aluminiumhaltigen Schichten an der Luft. Nach der Präparation dieser Facetten sind alle Schichten im Querschnitt der umgebenden Atmosphäre ausgesetzt. An Luft oxidiert das oberflächennahe Aluminium und bildet Aluminiumoxid. Dieses Aluminiumoxid tritt aus der Oberfläche hervor und bildet Erhebungen [63]. Diese Erhebungen können, jeweils abhängig vom Aluminiumgehalt, Höhen von mehreren Nanometern erreichen. Der Oxidationsprozess findet bei aluminiumfreien Schichten wesentlich langsamer statt. Die Oxidationsgeschwindigkeit ist hauptsächlich von der Temperatur und dem Grad der Luftfeuchtigkeit abhängig. Bei den hier dargestellten Ergebnissen war es ausreichend, die Facetten wenige Stunden der normalen Zimmeratmosphäre auszusetzen. In Abbildung 5.5 ist schematisch das Verfahren des Abtastens von Höhenvariationen mittels eines Rasterkraftmikroskops dargestellt. Die AFM-Methode wird an dieser Stelle nicht im Detail vorgestellt. Detaillierte Ausführungen finden sich in [61, 62].

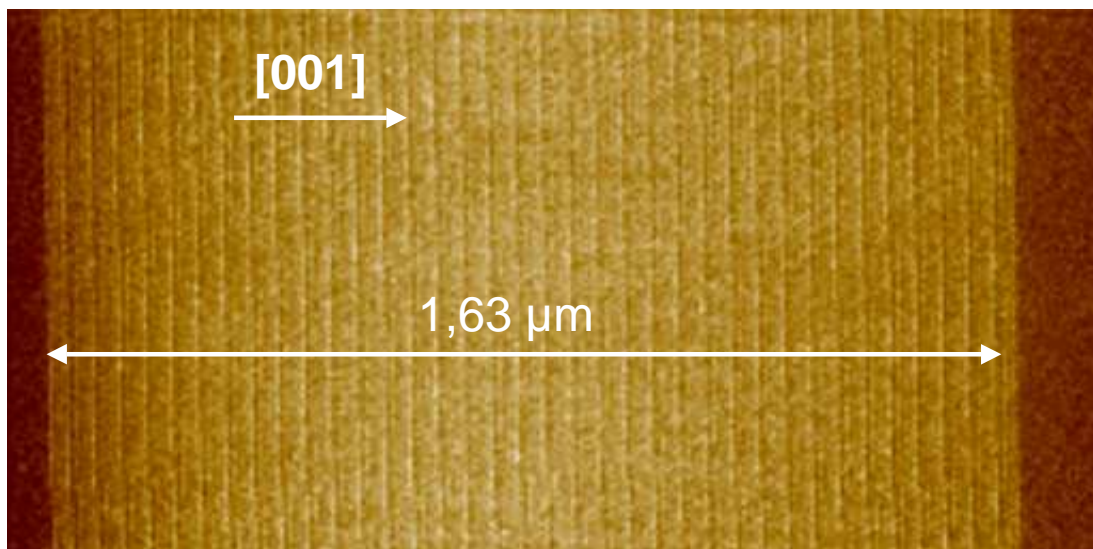


Abbildung 5.6: AFM-Aufnahme einer oxidierten (110)-Facette der Probe 3-22-1.1. Erkennbar sind die 36 Perioden der $[001]$ -Heterostruktur. Eine Kristallrichtung und ein Größenmaßstab sind markiert. Die 36 Perioden sind von GaAs umgeben.

Die Anwendbarkeit der Charakterisierung mittels des AFM wurde an einer $[001]$ -Heterostruktur getestet. Die Abbildung 5.6 zeigt die Aufnahme des Höhenprofils einer Facette, welche einige Stunden der Zimmeratmosphäre ausgesetzt war. Da-

bei ist eine Periode von etwa 450 \AA zu erkennen. Eine Periode ihrerseits besteht jedoch aus jeweils acht Quantenwells und Barrieren (vgl. Abbildungen 5.1 und 5.2, [5] oder Kapitel 6). Diese einzelnen Schichten innerhalb einer Periode können mit dem benutzten AFM (Digital Instruments MultimodeTM Nanoscope IIIa) nicht aufgelöst werden. Dies ist jedoch auch nicht entscheidend, da eine Charak-

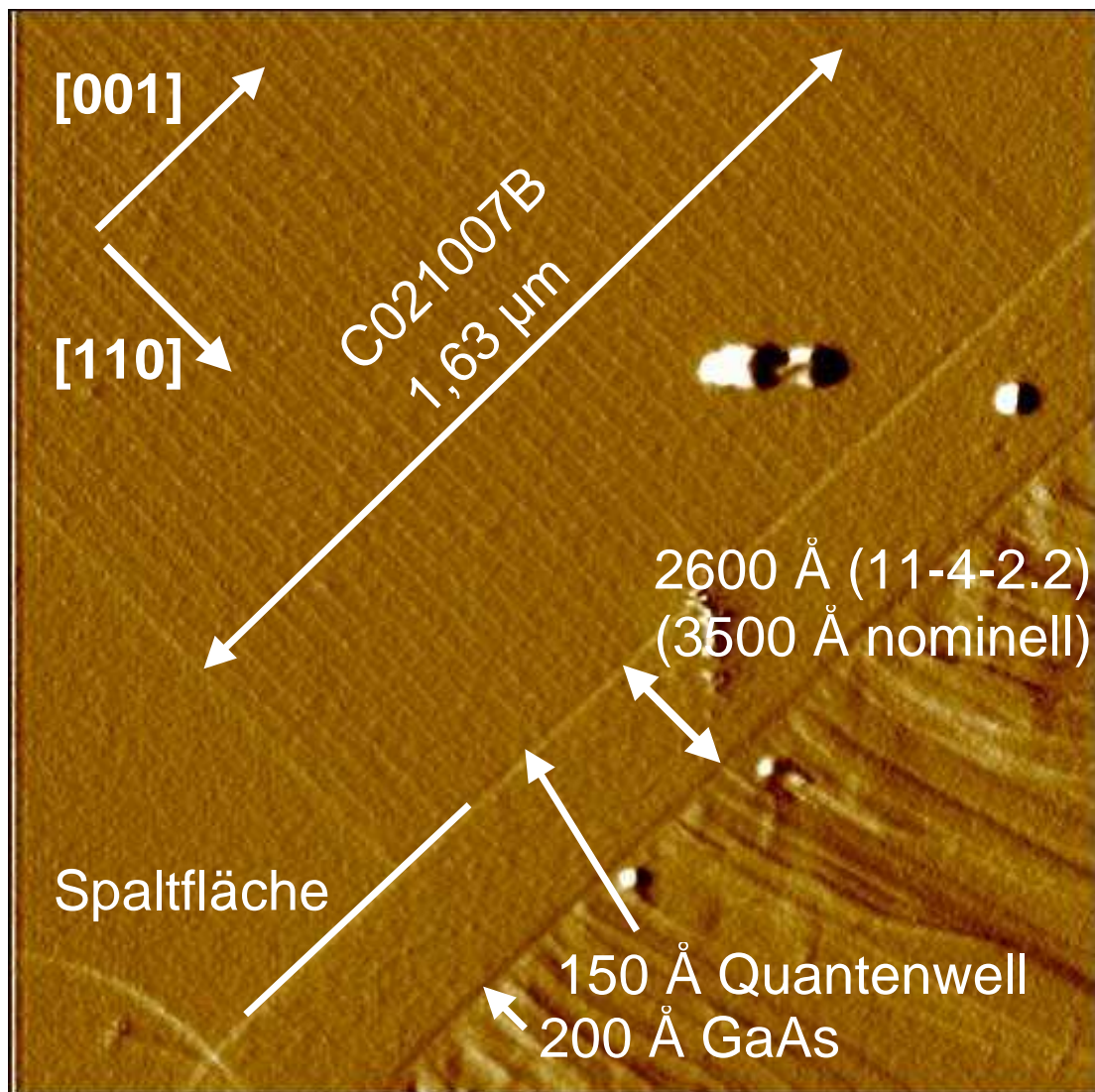


Abbildung 5.7: AFM-Aufnahme einer oxidierten $(1\bar{1}0)$ -Facette der Probe 11-4-2.2. Die $[001]$ -Heterostruktur C021007B diente als Grundlage für das Überwachsen. Die beiden Wachstumsrichtungen und die relevanten Schichten sind markiert. Auf die Oberflächenunebenheiten im rechten unteren Bildteil wird in Kapitel 7 eingegangen.

terisierung der [001]-Heterostruktur mittels TEM erfolgte. Ebenso existiert bei dem verwendeten AFM eine Ungenauigkeit in der Schichtdickenbestimmung (je nach Eichung) von bis zu 10 % [64], welche als Messfehler angesehen werden kann. Das Wissen über die Schichtdicken ist hierbei wiederum nicht entscheidend, da eine Schichtdickenbestimmung bis auf eine Monolage Genauigkeit mittels TEM vorgenommen wurde. Auf diese Weise können die mittels AFM aufgenommenen Daten bezüglich der Schichtdicken geeicht werden. Bei einer Probe, die mittels der CEO-Methode hergestellt wurde, ist auf diese Art eine Schichtdickenbestimmung der Heterostruktur in die [110]-Richtung möglich.

Ein Beispiel für eine AFM-Aufnahme der $(1\bar{1}0)$ -Facette einer CEO-Probe stellt Abbildung 5.7 dar. Gut zu erkennen sind hierbei die 36 Perioden der [001]-Heterostruktur C021007B, deren Gesamtschichtdicke $1.63\,\mu\text{m}$ beträgt. Diese Schichtdicken können auf dieser Aufnahme mithilfe des TEM (siehe vorheriger Abschnitt) geeicht werden. Die Wachstumssequenz in [110]-Richtung beginnt mit einem $150\,\text{\AA}$ breiten Quantenwell. Weitere Schichten sind $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ ($2600\,\text{\AA}$) mit integrierter Silizium- δ -Dotierung (nicht erkennbar), GaAs ($200\,\text{\AA}$) und einem GaAs-Abschluss, der als Test für eine zukünftige Wellenleiterstruktur dienen sollte (siehe Kapitel 7). Die $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht in [110]-Richtung sollte ursprünglich eine Dicke von $3500\,\text{\AA}$ besitzen. Mit dem AFM wurde die Schichtdicke zu $2600\,\text{\AA}$ bestimmt. Somit konnte bei dieser Probe der Grund für ihre Fehlfunktion aufgezeigt werden. Dieses Beispiel zeigt, wie effektiv die strukturelle Charakterisierung mittels AFM Aufschluss über das [110]-Wachstum geben kann.

Die strukturelle Charakterisierung derartiger CEO-Proben mittels TEM ist ebenfalls möglich und wurde auch schon durchgeführt [6]. Allerdings ist die Zielpräparation hierfür sehr aufwendig, verglichen mit der Vorbereitung zur Charakterisierung mittels AFM.

5.3 Transportmessungen innerhalb des Quanten-Hall-Regimes

Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten Quantendrahtkaskadenstrukturen handelt es sich um elektrisch gepumpte Emitterproben. Somit muss in diesen Proben ein leitfähiger Kanal vorhanden sein, damit ein Stromfluss gewährleistet ist. Dieser leitfähige Kanal befindet sich direkt an

der Spaltfläche. Um ihn zu erzeugen wird in die (110)-Oberfläche eine Silizium- δ -Dotierung eingebracht. Das [110]-Wachstum stellt, wie schon im letzten Abschnitt erwähnt, jedoch eine große Herausforderung dar. Dies gilt insbesondere für reproduzierbare δ -Dotierungen auf der Spaltfläche. Bei den Quantendrahtkaskadenstrukturen ist diese Reproduzierbarkeit jedoch essentiell, da die Ladungsträgerkonzentration im leitfähigen Kanal, und damit die Fermienergie, ein kritischer Parameter bei den Emitterproben ist. Aus diesem Grund wurden vor der eigentlichen Herstellung der in Kapitel 6 vorgestellten Quantendrahtkaskadenstrukturen Referenzproben hergestellt, welche auf die Eigenschaften bezüglich ihrer δ -Dotierung untersucht wurden. Dazu wurde als erste Schicht des [110]-Wachstums ein GaAs-Quantenwell auf die Spaltfläche aufgebracht. Die Dicke dieses Quantenwells beträgt 150 Å. Weitere Schichten in dieser Wachstumssequenz sind: 500 Å $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$, Silizium- δ -Dotierung, 3000 Å $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ und als Abschluss eine 200 Å GaAs-Deckschicht. Dabei wurde ein 150 Å dicker Quanten-

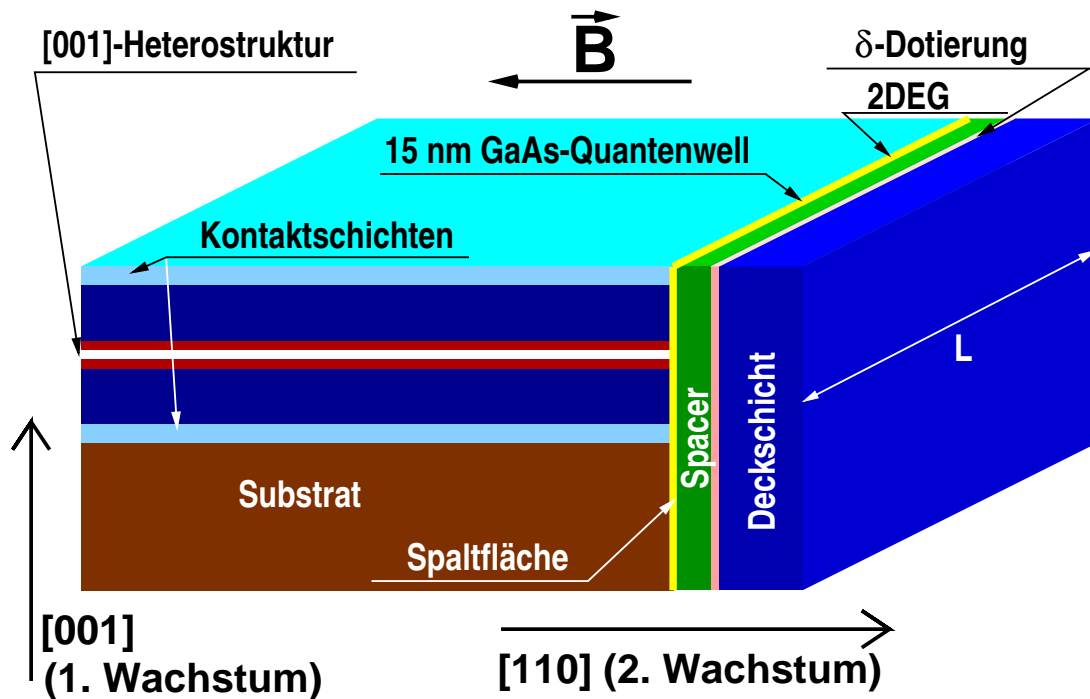


Abbildung 5.8: CEO-Referenzprobe zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte im 2DEG an der Spaltfläche. Das 2DEG ist über zwei hochdotierte Schichten ankontaktiert und seine Länge hängt von den Dimensionen der [001]-Heterostruktur ab. Die Breite des 2DEG ist L . Die Richtung des angelegten Magnetfeldes ist ebenfalls eingezeichnet.

well gewählt, um eventuelle Potentialmodulationen aus dem [001]-Wachstum auszuschalten. Da sich bei der Herstellung von Quantendrahtkaskadenstrukturen diese $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schichtdicken bewährt haben, finden sich diese Schichtfolgen in allen Referenzproben wieder. In dem 150 \AA dicken Quantenwell auf der Spaltfläche bildet sich ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) aus, an welchem Messungen im Quanten-Hall-Regime durchgeführt werden können [65]. In Abbildung 5.8 ist die Probenstruktur einer solchen Referenzprobe schematisch wiedergegeben. Dabei ist es nur von untergeordneter Bedeutung, welche [001]-GaAs/AlGaAs-Heterostruktur in [110]-Richtung überwachsen wird. Über die beiden Kontaktschichten wird das 2DEG ankontaktiert. In dieser Geometrie ist es in einfacher Art und Weise nicht möglich, eine Vier-Punkt-Messung durchzuführen. Die Information über die Ladungsträgerdichte lässt sich jedoch auch aus einer Zwei-Punkt-Messung extrahieren [66]. Allerdings ist hierbei die Bestimmung der Elektronenbeweglichkeit nicht auf einfache Art möglich. Ein typischer Leitungsbandverlauf einer experimentell hergestellten Referenzstruktur ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Berechnung der Bandstruktur erfolgte mit AQUILA [9]. Dabei wurde die Silizium- δ -Dotierung als Volumendotierung auf 2 \AA Dicke modelliert. Als Randbedingung für die Oberflächenzustände wurde das Potential an der Oberfläche auf Null gesetzt.

In magnetfeldabhängigen Transportmessungen lässt sich nun die Flächenladungsträgerdichte in diesem 2DEG bestimmen und mit den Simulationen vergleichen. Dabei wird ein Magnetfeld parallel zur [110]-Richtung angelegt (siehe Abbildung 5.8) und der Spannungsabfall über der Probe bei konstantem Strom gemessen. Es wurden Messstromstärken zwischen 30 nA und $1\text{ }\mu\text{A}$ angewendet. Der Strom oszillierte mit einer Frequenz von 17 Hz und die über der Probe abgegriffene Spannung wurde mittels eines Lock-In-Verstärkers detektiert. Abbildung 5.10 zeigt ein Beispiel für eine derartige Messung bei einer Temperatur von 1.3 K . Die Probe wurde bei 4 K mit einer rot emittierenden Leuchtdiode beleuchtet, um freie Ladungsträger zu erzeugen. Der Probenwiderstand R_{xx} ist in dieser Abbildung als Funktion des Magnetfeldes aufgetragen. Widerstandssoszillationen sind ein Beleg für den Quanten-Hall-Effekt und bestätigen somit die Existenz eines 2DEG an der Spaltfläche. Die Füllfaktoren $\nu = 2$ und $\nu = 4$ sind den entsprechenden Peaks zugeordnet. In der vorliegenden Zwei-Punkt-Geometrie wird ein Widerstand gemessen, welcher sich durch die Beziehung

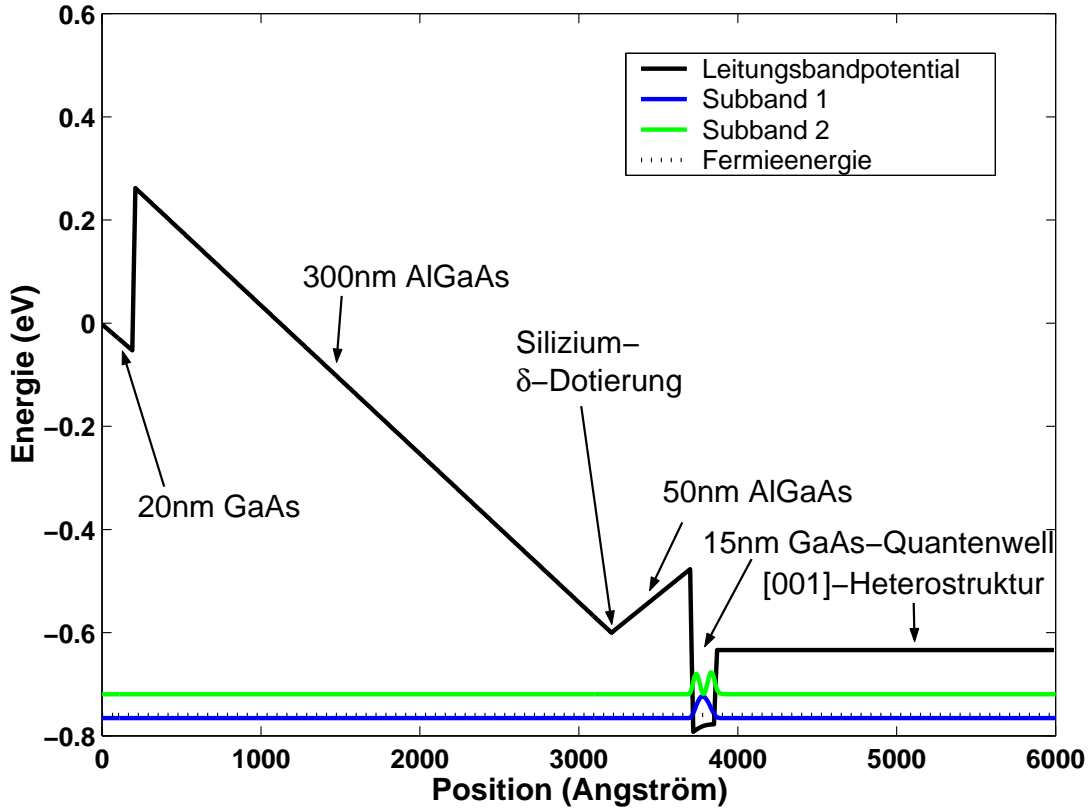


Abbildung 5.9: Leitungsbandverlauf einer Referenzprobe für Magnetotransportmessungen (berechnet mit AQUILA [9]). Die AlGaAs-Spacer neben der δ -Dotierung besitzen typische Dicken. Die Probenoberfläche ist bei 0 Å. Als Randbedingung wurde das Potential an der Oberfläche Null gesetzt. Die δ -Dotierung wurde mit $1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf 2 Å Dicke simuliert. Weiterhin ist die energetische Lage der ersten beiden lokalisierten Zustände (Subbänder) mit ihren Aufenthaltswahrscheinlichkeiten zu erkennen. An der Lage der ebenfalls dargestellten Fermieenergie ist zu erkennen, dass nur ein Subband (teilweise) besetzt ist. Die Flächenladungsträgerdichte im 2DEG beträgt in diesem Beispiel $n_e = 1.67 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

$$R_{xx} = \frac{1}{\alpha \sigma_{xx} + \sigma_{xy}} \quad (5.1)$$

ausdrücken lässt [66]. Dabei sind σ_{xx} und σ_{xy} die longitudinale bzw. transversale Leitfähigkeit und α ist ein Geometriefaktor, welcher aus dem Verhältnis zwischen Breite und Länge des 2DEG berechnet wird. In den hier vorgestellten Proben ist $\alpha \approx 100$. Im Quanten-Hall-Regime wird σ_{xx} Null und σ_{xy} nimmt den Wert $\frac{\nu e^2}{h}$ an, mit dem Füllfaktor ν , der Elementarladung e und der Planck-Konstante h .

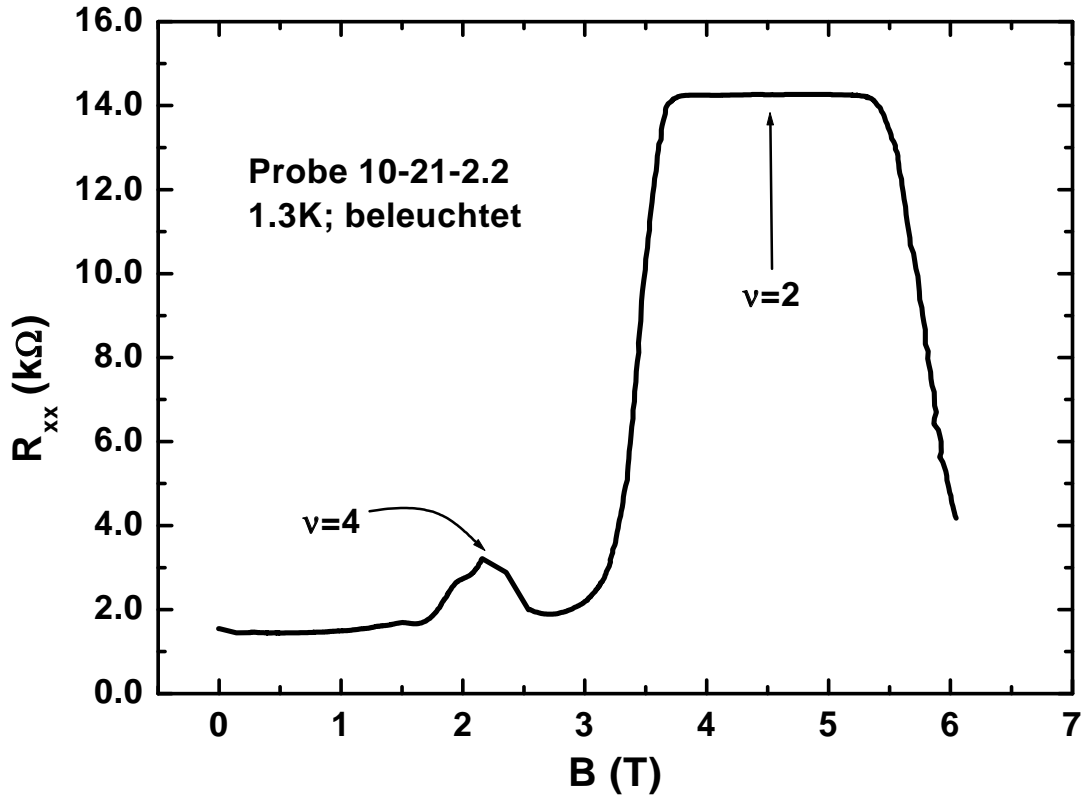


Abbildung 5.10: Magnetfeldabhängiger Längswiderstand der Referenzprobe 10-21-2.2. Die Messung erfolgte in Zwei-Punkt-Geometrie mit einem Strom von 30 nA. Die Oszillationen im Magnetowiderstand enthüllen den Quanten-Hall-Effekt und belegen somit die Existenz eines 2DEG. Das beobachtete Plateau bei 4.5 T lässt eindeutig auf die zugeordneten Füllfaktoren schließen.

$R_{xy} = \frac{1}{\sigma_{xy}}$ wird auch als Hallwiderstand bezeichnet. Im Gegensatz zu klassischen Systemen nimmt im Quanten-Hall-Regime dieser Hallwiderstand diskrete Werte an, welche durch $\frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2}$ bestimmt werden. Wird nun in Zwei-Punkt-Geometrie ein Plateau beobachtet, so lässt sich über den Widerstand des 2DEG der Füllfaktor für dieses Plateau bestimmen. Im Falle der in Abbildung 5.10 gezeigten Messung ist ein derartiges Plateau bei 4.5 T gut erkennbar. Der Widerstand des 2DEG an dieser Stelle beträgt 12.9 $k\Omega$ (Probenwiderstand bei 4.5 T minus Probenwiderstand bei 0 T), und folglich kann diesem Plateau der Füllfaktor $\nu = 2$ zugeordnet werden. Ein weiteres Widerstandsmaximum ist bei 2.25 T zu erkennen, welchem Füllfaktor $\nu = 4$ zugeordnet werden kann. Hier wird der theoretisch erwartete Widerstand von ca. 6.5 $k\Omega$ nicht erreicht, da bei diesem geringen Magnetfeld

σ_{xx} noch nicht auf Null abgefallen ist. Qualitativ lässt sich diese Beobachtung mit der vergleichsweise geringen Elektronenbeweglichkeit im Quantenwell auf der Spaltfläche erklären.

Die Flächenladungsträgerdichte n_e wird über

$$n_e = \frac{e}{h} \nu B \quad (5.2)$$

berechnet. Sie beträgt in dem gezeigten Beispiel $n_e \approx 2.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Im nächsten Schritt wird nun die Simulation an das Messergebnis angepasst, um im Detail Rückschluss auf die δ -Dotierung ziehen zu können.

Die Anzahl der während des [110]-Wachstums in die δ -Dotierung eingebauten Siliziumatome hat sich bei den hergestellten Quantendrahtkaskadenstrukturen als der kritischste Parameter herausgestellt. Der Grund hierfür ist die Lage des Ferminiveaus in den Emitterproben. Ist die Anzahl der Siliziumatome zu hoch, so können mehrere Subbänder besetzt sein. Damit ist eine Relaxation eines Elektrons in diese Zustände nicht mehr möglich und somit kann keine Intersubbandemission beobachtet werden. Hierbei spricht man auch von Pauli-Blocking. Die Herausforderung bei der Herstellung von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen war nun gerade, die richtige energetische Lage der Fermienergie beim Wachstum einstellen zu können. Diese Vorgehensweise wird in Kapitel 6 an einem Beispiel ausführlich beschrieben.

5.4 Zusammenfassung

Ein bedeutender Bestandteil der vorliegenden Arbeit war die Herstellung von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen im GaAs/AlGaAs-System. Die Herstellung derart komplexer Strukturen stellt für das epitaktische Wachstum eine große Herausforderung dar. Der Grund hierfür liegt in den beiden Wachstumsschritten, die zur Komplettierung dieser Strukturen notwendig sind.

Mithilfe dreier Methoden erfolgte die strukturelle Charakterisierung der Proben. Mittels der Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) konnte die Bestimmung von Schichtdicken direkt erfolgen. Hierbei zeigte sich bei den [001]-Heterostrukturen die hervorragende Übereinstimmung der Schichtdicken mit den nominellen Dicken beim epitaktischen Wachstum.

Eine weitere Methode zur strukturellen Charakterisierung stellt die Rasterkraftmikroskopie (AFM) dar. Sie wurde vorzugsweise auf CEO-Proben angewandt, bei welchen diese Technik Aufschlüsse über das [110]-Wachstum zuließ. Die AFM-Methode stellt ein zeitsparendes und aussagekräftiges Verfahren für die strukturelle Charakterisierung von CEO-Proben dar.

Durch an Referenzproben durchgeführten Transportmessungen im Quanten-Hall-Regime konnten Erkenntnisse über die Eigenschaften der Silizium- δ -Dotierung auf der Spaltfläche gewonnen werden. Diese δ -Dotierung stellt bei der Herstellung von elektrisch gepumpten Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen den kritischsten Parameter dar. Sie ist notwendig, um einen Strompfad entlang der Quantendrähte zu gewährleisten. Andererseits darf diese Silizium- δ -Dotierung aber auch nicht zu viele Ladungsträger in diesem Kanal zur Verfügung stellen, da ansonsten Grundzustände, in welche die strahlende Relaxation von Elektronen erfolgen soll, besetzt wären, und somit kein strahlender Übergang in diese Zustände erfolgen kann.

Kapitel 6

Intersubbandelektrolumineszenz im Mittleren Infrarot von GaAs/AlGaAs-Quantendrahtkas- kadenstrukturen

In Kapitel 1 wurde qualitativ beschrieben, weshalb Quantendrahtkaskadenemitter prinzipielle physikalische Vorteile gegenüber konventionellen Quantenkaskadenemittern, bestehend aus Quantenwellstrukturen, besitzen. Diese qualitative Behauptung konnte in Kapitel 2 mittels Simulationsrechnungen quantitativ verifiziert werden. Die nächste Herausforderung war nun die Herstellung derartiger Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit stand die experimentelle Realisierung von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen. Die Herstellung dieser Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen erfolgte mittels des epitaktischen Überwachens von atomar glatten Spaltflächen (CEO, Kapitel 4). Das vorliegende Kapitel beschreibt nun die Struktur und die experimentellen Ergebnisse eines elektrisch gepumpten Quantendrahtemitterbauelements, welches Emission im Mittleren Infrarot um eine Zentralwellenlänge von $8.5\text{ }\mu\text{m}$ aufweist.

Die vorliegende Struktur unterscheidet sich prinzipiell von herkömmlichen Quantenkaskadenemitterstrukturen bezüglich ihrer Ladungsträgerverteilung. In den folgenden Abschnitten wird nun beschrieben, wie sowohl experimentell als auch mithilfe von Bandstrukturberechnungen systematisch eine lichtemittierende Quan-

tendrahtkaskadenstruktur hergestellt werden kann.

6.1 Die Struktur der Emitterproben

In herkömmlichen Quantenkaskadenemitterstrukturen erfolgt die Versorgung mit Ladungsträgern ausschließlich über die Dotierung der Strukturen im ersten (und einzigen) Wachstumsschritt [2, 5, 67–77]. Dies ist einerseits notwendig und sinnvoll, um den Stromfluss über die gesamte Struktur zu gewährleisten. Somit werden Ladungsträger also über eine Dotierung der Injektoren in die aktive Zone und über eine Volumendotierung in den Wellenleiter eingebracht (siehe auch Abbildung 1.5). Andererseits ist dies jedoch von Nachteil, da Ladungsträger in der gesamten Struktur vorhanden sind, und somit (speziell im Mittleren Infrarot) signifikant zur Absorption des Lichtes beitragen.

Aufgrund der Herstellungstechnik der hier vorgestellten Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen wird das Problem der Volumendotierung der gesamten Struktur elegant umgangen. Hier werden die Ladungsträger, welche einerseits den leitfähigen Kanal bilden und andererseits für ihren Einschluss in die zweite Raumrichtung verantwortlich sind, über die Spaltfläche mittels einer Silizium- δ -Dotierung eingebracht.

In Kapitel 2 wurde bereits eine detaillierte Probenstruktur vorgestellt (Abbildung 2.1), welche als Grundlage für die Simulationsrechnungen diene. Die Struktur der tatsächlich hergestellten Proben ist, abgesehen von wenigen Details, identisch der Probenstruktur in Abbildung 2.1. Diese Basisstruktur für die hergestellten Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen ist in Abbildung 6.1 dargestellt und wird im Folgenden detailliert beschrieben.

6.1.1 Die [001]- und [110]-Schichtfolgen

Als Ausgangspunkt für die hergestellten Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen diene die [001]-Heterostruktur 3-22-1.1, welche auf einer Quantenkaskadenstruktur nach Sirtori et. al [5] basiert. Eine aktive Zone, bestehend aus 36 Perioden, ist auf beiden Seiten von $3.5\ \mu\text{m}$ intrinsischem GaAs und $1\ \mu\text{m}$ hochdotiertem GaAs ($n_{Si}=6\times 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$) umgeben. Eine einzelne Periode der aktiven Zone besteht aus jeweils acht GaAs-Quantenwells und $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barrieren. Die genaue Schichtfolge ist durch **58/15/20/49/17/40/34/32/20/28/23/23/25/23/**

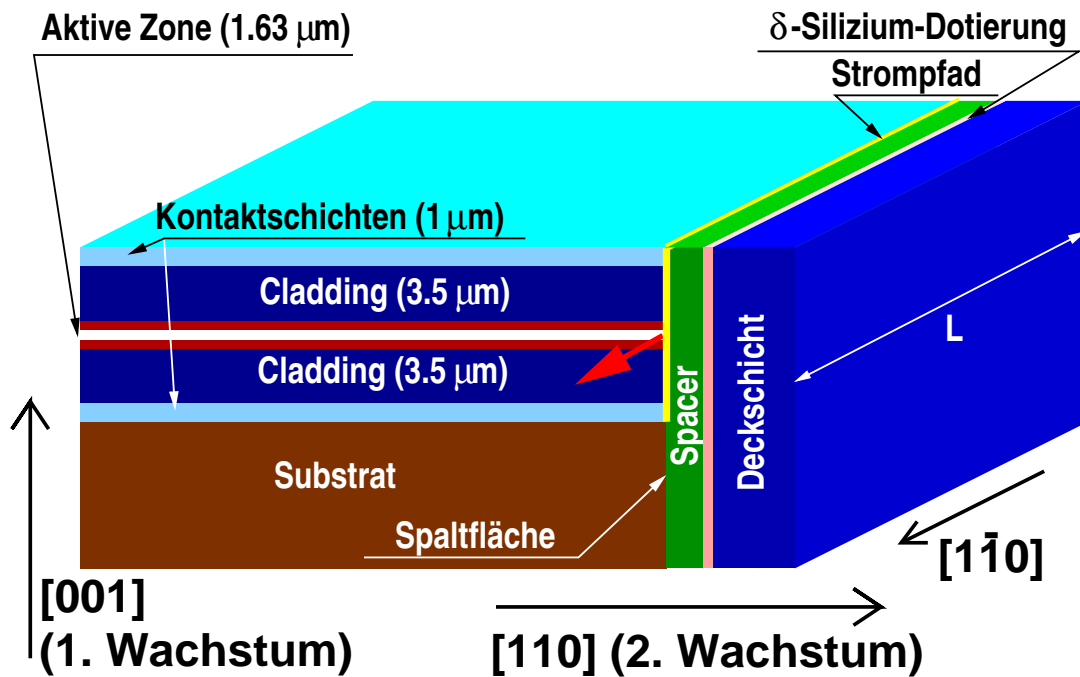


Abbildung 6.1: Schema einer hergestellten Quantendrahtkaskadenemitterstruktur. Die Schichtfolgen in [001]- und [110]-Richtung werden detailliert im Text beschrieben. Die Kontaktierung erfolgt am Substrat und an der oberen Kontaktschicht. Der dicke Pfeil indiziert die Position und die Richtung des ausgekoppelten Lichtes.

25/21 gegeben, wobei kursive Ziffern die $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barrieren und fette die GaAs -Wells darstellen. Die Werte haben die Einheit Ångström. Die ersten 6 Schichten beinhalten die drei Quantenwells, die zur optisch aktiven Region gehören, in welcher sich drei Subbänder ausbilden. Zwischen zweien dieser drei Subbänder erfolgt der optische Übergang. Die restlichen Schichten repräsentieren den Injektor. Alle Schichten der aktiven Zone, sowohl $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barrieren, als auch GaAs -Quantenwells sind undotiert, im Gegensatz zu der aktiven Zone nach Sirtori et. al [5]. Der Ladungsträgerfluss soll in der hier vorgestellten Struktur von der Substratseite her erfolgen. Als Substratmaterial diente dabei ein hochdotierter ($n_{Si}=3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) GaAs -Wafer. Somit musste den eigentlichen 36 Perioden ein Injektor vorangestellt werden, um bereits die Injektion der Ladungsträger in die erste optisch aktive Region zu gewährleisten. Die hochdotierten Kontaktschichten dienen zugleich dem späteren Zweck der eindimensionalen Wellenleitung, welche in Kapitel 7 beschrieben wird.

Diese aktive Zone bildete auch die Grundlage für die Berechnungen im Rahmen von Kapitel 2.

Soll der Strom später einmal entlang der Spaltfläche fließen, muss primär gewährleistet sein, dass kein signifikanter Stromfluss über die soeben beschriebene Heterostruktur stattfindet. Aus diesem Grund wurden Gleichstrom-Spannungs-Kennlinien der Heterostruktur 3-22-1.1 bei verschiedenen Temperaturen zwischen 4 K und Raumtemperatur aufgenommen. Die Kontaktierung der Proben erfolgte mit legierten Indium-Kontakten. Die Kontaktierungsmethode wird weiter unten in diesem Abschnitt näher beschrieben. Die Ergebnisse sind teilweise in Abbildung 6.2 dargestellt. Bei niedrigen Temperaturen (unterhalb von 80 K) ist kein signifikanter Stromfluss durch diese Probe erkennbar¹.

Somit kann diese Heterostruktur die Grundlage für das Überwachsen entlang der [110]-Richtung, und damit für die Herstellung einer Quantendrahtkaskadenemitterstruktur, bilden.

Nach der Vorbereitung und dem Spalten dieser [001]-Heterostruktur (siehe Kapitel 4) erfolgt nun das [110]-Wachstum. Die Wachstumssequenz in die [110]-Richtung beginnt mit 500 Å $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ als Barrierenmaterial, welches mit exakt diesem Aluminiumgehalt auch schon als Barrierenmaterial in [001]-Richtung Verwendung fand. Der Barrierenschicht folgt die Silizium- δ -Dotierung, welche den Ladungsträgereinschluss in [110]-Richtung gewährleistet und Ladungsträger in einem Kanal entlang der Spaltfläche zur Verfügung stellt. Die Silizium- δ -Dotierung wurde auf eine Flächendichte von ionisierten Siliziumdonatoratomen von $n_{Si} = 2.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ eingestellt. Die [110]-Wachstumssequenz endet mit einer 3000 Å dicken $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Schicht und einer 200 Å dicken GaAs-Deckschicht, welche die Oxidation des Aluminiums in der darunterliegenden $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Schicht verhindern soll.

Nach dem Wachstum wurden die Proben kontaktiert. Bei den hier vorgestellten Proben erfolgte die Kontaktierung mit elementarem Indium. Das Indium wurde auf die Substratseite und auf die Epi-Schicht-Seite der, in [110]-Richtung überwachsenen, [001]-Heterostruktur mit einem LötKolben aufgebracht und anschließend einlegiert. Das Einlegieren des Indiums erfolgte bei 360 °C. Die Legierdauer lag bei 20 s. Danach wurde die so kontaktierte Probe in Streifen mit der variablen Länge L gespalten. Typischerweise wurden Längen zwischen 0.5 mm und 2 mm

¹Ein Strom von 25 mA wird hier als nicht signifikant betrachtet, im Vergleich mit dem Strombereich, in welchem Emission beobachtet wird.

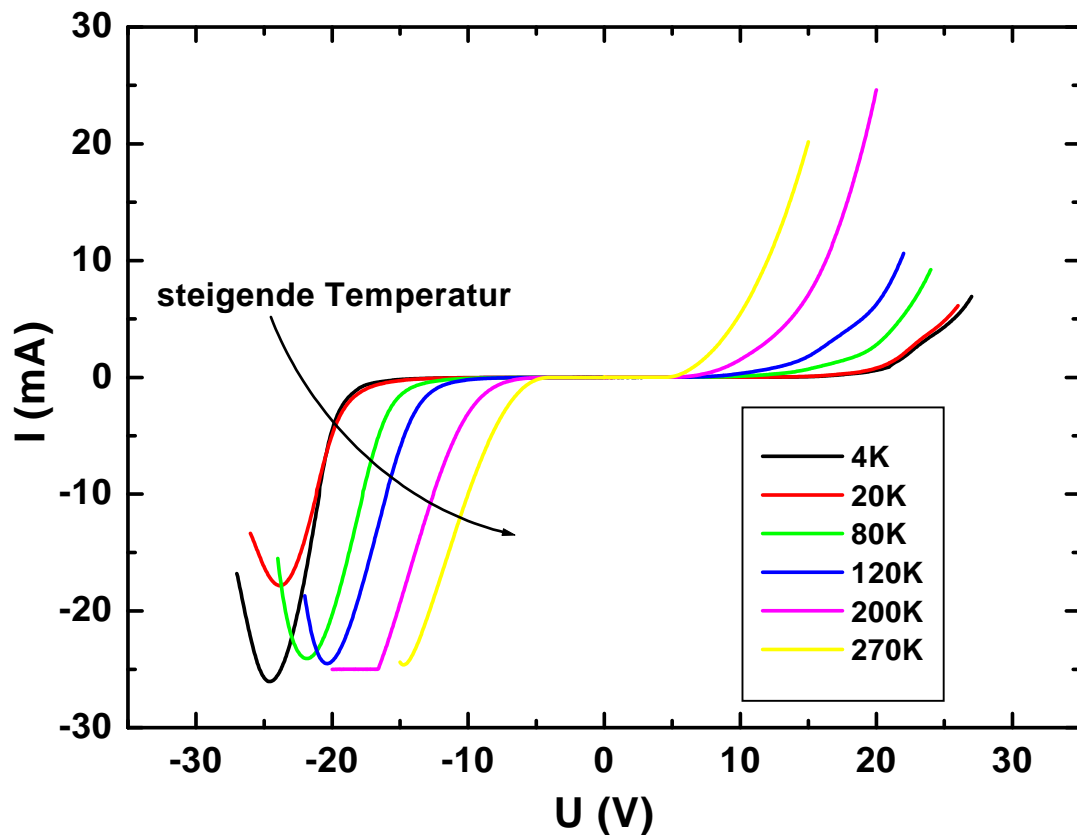


Abbildung 6.2: Auswahl temperaturabhängiger Strom-Spannungs-Kennlinien der [001]-Heterostruktur 3-22-1.1 zwischen 4 K und Raumtemperatur. Die Messungen erfolgten spannungskontrolliert mit einer Gleichspannungsquelle. Bei niedrigen Temperaturen ist erhöhter Stromfluss erst über 20 V zu erkennen. Nahe Raumtemperatur jedoch ist unterhalb von 20 V schon ein signifikanter Stromfluss zu erkennen. Hier wurde die Strombegrenzung auf 25 mA eingestellt. Ein wiederholtes Anlegen von Spannungen deutlich über 20 V führt zur irreversiblen Zerstörung der Probe.

gewählt. Entlang der [110]-Richtung besitzt die Probe noch eine Breite von ca. 2 mm.

Um die elektrische und spektroskopische Charakterisierung vornehmen zu können, wurden die so vereinzelt Proben auf einen speziellen Träger aufgeklebt, der später im Kryostaten montiert werden kann. Das Aufkleben erfolgte mit Leitsilber. Damit ist der Rückkontakt hergestellt. An der Oberfläche wurde der elektrische Kontakt mit einem Golddraht (Durchmesser $25\ \mu\text{m}$) gewährleistet, welcher wiederum mit Leitsilber auf dem Indiumkontakt fixiert wurde. Die Rasterelekt-

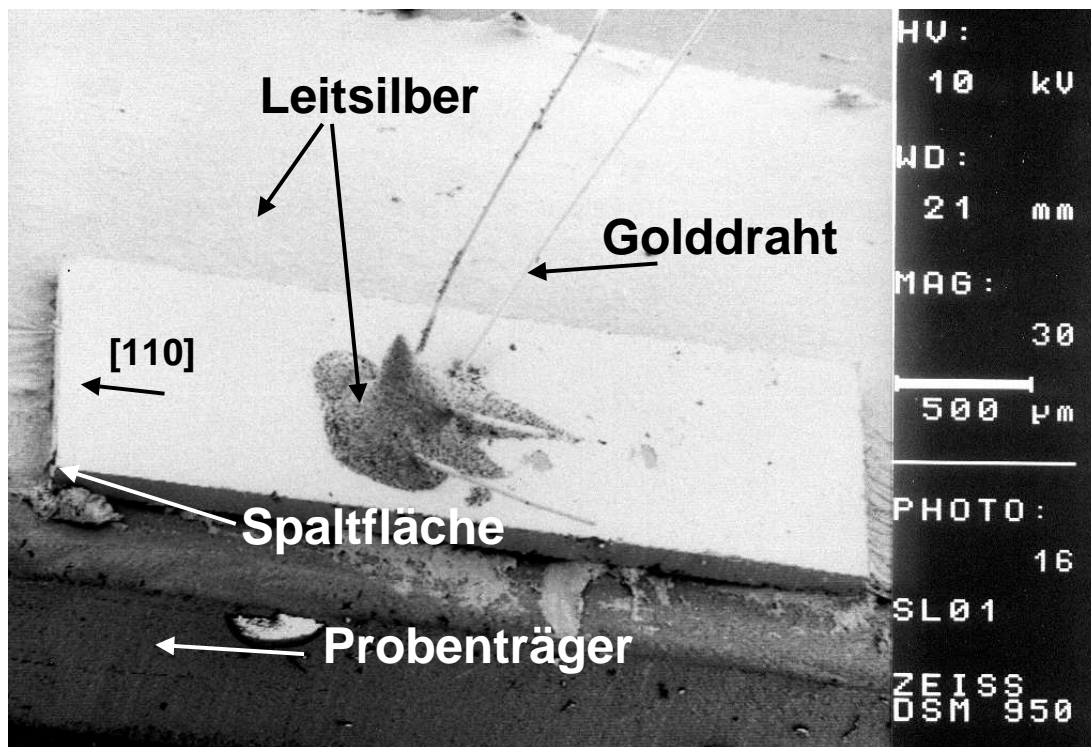


Abbildung 6.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahme (REM-Aufnahme) einer kontaktierten und montierten Quantendrahtkaskadenemitterprobe. Die [110]-Kristallrichtung sowie Probenträger, Golddrähte, Leitsilber und Spaltfläche sind markiert. Die Abbildung beinhaltet zudem einen Größenmaßstab. Die Auskoppelung des zu charakterisierenden Lichtes erfolgt an der Spaltfläche.

ronenmikroskopaufnahme einer derart kontaktierten und aufgeklebten Probe ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

Die so kontaktierten und montierten Quantendrahtkaskadenemitterproben werden nun in einen Heliumdurchflusskryostaten (siehe Kapitel 3) eingebaut. In diesem Kryostaten besteht die Möglichkeit, die Proben elektrisch und optisch im Temperaturbereich zwischen 4 K und Raumtemperatur zu charakterisieren.

6.1.2 Berechnungen der Bandstruktur und Fermienergie der emittierenden Strukturen

Bevor jedoch die elektrischen und optischen Eigenschaften von Emitterproben vorgestellt und diskutiert werden, soll an dieser Stelle genauer auf die Rolle der Silizium- δ -Dotierung eingegangen werden. Sie hat die Aufgabe, den Ladungs-

trägereinschluss in die [110]-Richtung zu gewährleisten und Ladungsträger an der Spaltfläche zur Verfügung zu stellen. Bei der Beschreibung der Schichtfolgen im vorherigen Abschnitt wurde die Flächendichte an ionisierten Siliziumatomen dieser Dotierung mit $n_{Si}=2.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ angegeben. Dieser Wert darf bei einer Struktur, welche später Emission aufweisen soll, nicht beliebig eingestellt werden. Einerseits bewirkt eine große Anzahl von Elektronen an der Spaltfläche starken Ladungsträgereinschluss. Auf der anderen Seite jedoch liegt die Fermienergie bei einer großen Anzahl von Ladungsträgern deutlich überhalb der Leitungsbandkante von GaAs. Dabei besteht die Gefahr, dass der untere Zustand, in den der elektronische Übergang unter Abstrahlung eines Photons erfolgen soll, besetzt ist (siehe auch Abbildungen 1.4 und 2.3). Damit ist eine Ladungsträgerrelaxation in diesen Grundzustand nicht mehr möglich.

Um nun zu gewährleisten, dass mindestens ein Endzustand unbesetzt ist, muss eine genauere Kenntnis über die Ladungsträgerverteilung (und damit die Fermienergie) in der optisch aktiven Region vorhanden sein. Die hierfür notwendigen Simulationen sind, wie in Kapitel 2 bereits beschrieben, in zwei Raumrichtungen jedoch sehr aufwendig und wurden deshalb im Rahmen dieser Arbeit mit Randbedingungen durchgeführt, die der experimentellen Situation im geeigneten Ausmaß entsprechen. Im Falle der hier vorgestellten emittierenden Proben erfolgte die Berechnung der Fermienergie und der Bandstruktur auf noch einfachere Weise, als bei den in Kapitel 2 vorgestellten Simulationen. Zusätzlich zu den Annahmen aus Kapitel 2 wurden folgende Vereinfachungen für die Berechnung der Fermienergie und der Bandstruktur gemacht:

- Die Berechnung der Fermienergie und der Bandstruktur erfolgte nur in den drei gekoppelten Quantendrähten der optisch aktiven Region.
- Es wurde dabei die Verkipfung im externen elektrischen Feld vernachlässigt.

Die Berechnung basiert entlang der [001]-Kristallrichtung auf der Schichtfolge *1000/15/20/49/17/40/1000*, wobei kursive Ziffern die $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barrieren und fette die GaAs-Wells darstellen. Die Schichtdicken sind in Ångström angegeben. In der [110]-Richtung wurde die Sequenz *500/2/3000/200* gewählt, analog zu der Schichtfolge des Überwachsens bei den Referenzproben zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus Kapitel 5, jedoch ohne den 150 Å breiten Quantenwell.

Die δ -Dotierung wurde hier mithilfe der 2 Å dicken Schicht modelliert, welche eine Siliziumdonatorvolumendichte von $n_{Si}=1.05 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ enthält. Diese Dichte wurde nach einigen Versuchen als optimale Dichte bestimmt².

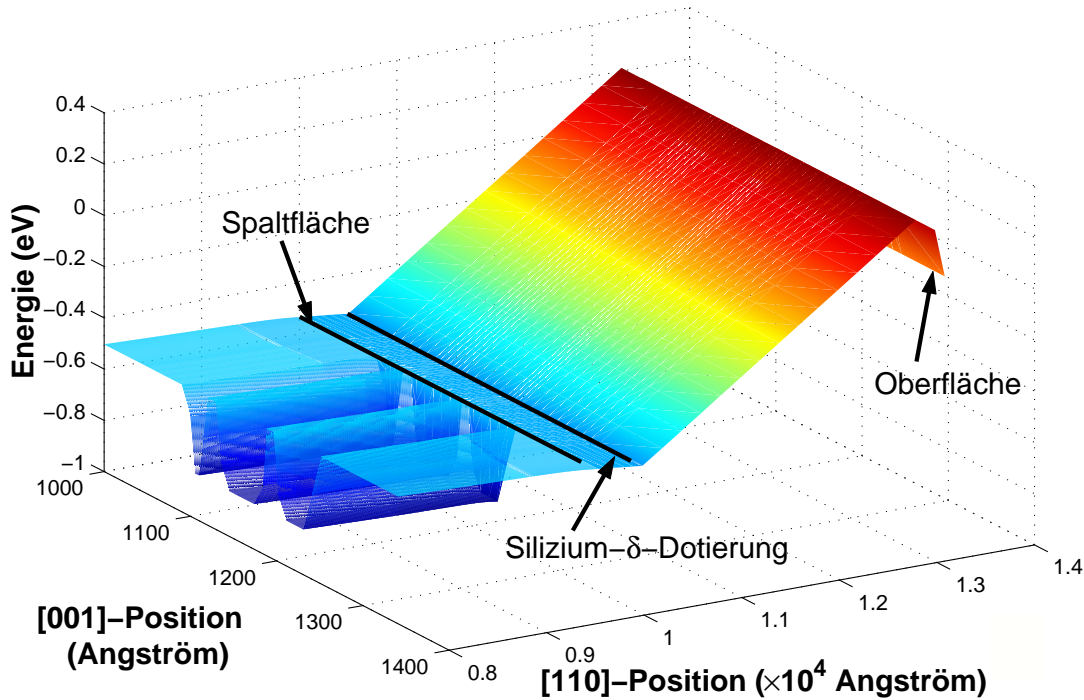


Abbildung 6.4: Selbstkonsistent berechnetes Potential der optisch aktiven Region der vorgestellten Quantendrahtkaskadenstruktur. Die Positionen der Silizium- δ -Dotierung, der Spaltfläche sowie der Probenoberfläche sind markiert. Die Silizium- δ -Dotierung ist mit einer Volumendichte ionisierter Siliziumatome von $n_{Si}=1.05 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in einer 2 Å dicken Schicht modelliert.

Das unter den genannten Randbedingungen selbstkonsistent berechnete Potential ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Aufgrund der geringen Ladungsträgerdichte in einem Kanal entlang der Spaltfläche fällt der Ladungsträgereinschluss entlang der [110]-Richtung schwächer aus, als dies in den Betrachtungen in Kapitel 2 dargestellt wurde. Die Ausdehnung der Wellenfunktionen von der Spaltfläche weg beträgt etwa 400 Å, und somit lässt sich ihre Beschreibung als drahtartige Zustände rechtfertigen. Einen Schnitt durch dieses Potential, 200 Å von der Spaltfläche entfernt, zeigt Abbildung 6.5. Zudem sind in dieser Abbildung die

²Bei der Bestimmung dieser optimalen Dichte wurde abgewägt zwischen ausreichend niedrig liegender Fermienergie und noch existierendem Ladungsträgereinschluss.

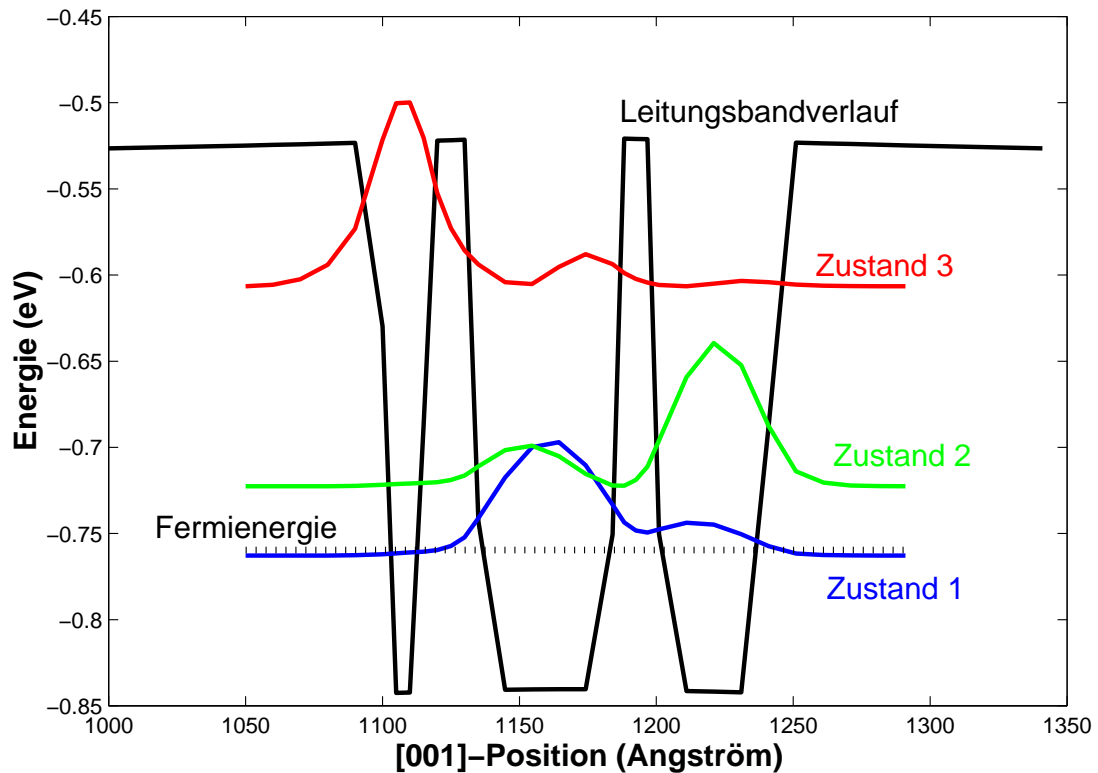


Abbildung 6.5: Schnitt durch das Potential aus Abbildung 6.4, 200 Å von der Spaltfläche entfernt. Eingezeichnet sind die drei bedeutenden Zustände an ihrer energetischen Position sowie die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons in diesen Zuständen. Im gezeigten Fall liegt die Fermienergie deutlich unter dem Zustand 2, was einen optischen Übergang vom Zustand 3 in den Zustand 2 ermöglicht. Die Kantigkeit des Potentialverlaufs und der Wellenfunktionen hat ihren Ursprung in der verwendeten Auflösung während der Berechnung.

relevanten drei Zustände der optisch aktiven Region dargestellt. Aus der Rechnung ergeben sich Energiedifferenzen von $\Delta E_{32}=116.1$ meV und $\Delta E_{21}=40.2$ meV. ΔE_{21} stimmt mit den Berechnungen aus Kapitel 2 sehr gut überein, wobei bei ΔE_{32} die Schwächen der getroffenen Annahmen zum Vorschein treten³. Vor allem die Vernachlässigung der Verkipfung in einem externen elektrischen Feld führt zu diesen Diskrepanzen. Wichtig für die Lage der Fermienergie ist jedoch die Besetzung der unteren Zustände. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Energiedifferenz ΔE_{21} wird jedoch deren energetische Lage als akzeptabel betrachtet.

³Die Energiedifferenzen wurden in Kapitel 2 zu $\Delta E_{21}=150.9$ meV und $\Delta E_{21}=37.3$ meV bestimmt.

Die Fermienergie liegt im gezeigten Beispiel nur wenige Millielektronenvolt über dem Zustand 1. Dieser ist also schon teilweise besetzt. In diesem einfachen Bild ist ein optischer Übergang in den Zustand 1 am Γ -Punkt folglich nicht möglich.

Die für die Berechnung der Bandstruktur und der Fermienergie getroffenen Annahmen lassen sich somit nicht rechtfertigen. Vielmehr ist es der Versuch einer einfachen Beschreibung einer komplexen Struktur mit einfachen Voraussetzungen. Nichtsdestotrotz gab der Erfolg dieser Methode Recht. Denn mithilfe dieses Ergebnisses konnte eine Dotierreichung mittels einer Referenzprobe und anschließend das Wachstum von Probe 5-23-2.1 erfolgen. Mit dieser Probe konnte erstmals Elektrolumineszenz an einer derartigen Quantendrahtkaskadenstruktur nachgewiesen werden. Die folgenden zwei Abschnitte stellen eine Zusammenfassung der elektrischen und spektroskopischen Charakterisierung dieser Struktur dar.

6.2 Strom-Spannungs-Kennlinien

Neben der spektroskopischen Charakterisierung der Probe 5-23-2.1 wurden auch Strom-Spannungs-Kennlinien bei Temperaturen zwischen 20 K und 60 K aufgenommen. Eine Temperatur von 4 K, die mit dem Heliumdurchflusskryostaten auch eingestellt werden kann, erwies sich bei der Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinien als nicht praktikabel. Der Grund hierfür ist die hohe elektrische Leistung, die in der Probe dissipiert wurde und die daraus resultierende hohe Abdampftrate des Heliums. Abbildung 6.6 zeigt eine Zusammenstellung von Messergebnissen bei den Temperaturen 20 K, 40 K und 60 K. Diese Messungen erfolgten im gepulsten Betrieb mit einem Duty-Cycle von 31.6 % und einer Pulswiederholrate von 79.1 kHz. Bei hohen Strömen (um 600 mA) entspricht dies einer elektrischen Leistung von etwa 3 Watt. Ab 20 K konnte die Temperatur in etwa konstant gehalten werden. Aufgrund dieser experimentellen Erfahrungen wurde als niedrigste Temperatur der Wärmesenke (im Folgenden auch nur mit „Temperatur“ bezeichnet) stets 20 K eingestellt.

Betrachtet man nun die Strom-Spannungs-Kennlinie bei einer Temperatur von 20 K, so lässt sich diese Kennlinie in drei Bereiche unterteilen. Bei kleinen Strömen wird ein extrem hochohmiger Bereich beobachtet. Dieses Verhalten ist typisch für Quantenkaskadenstrukturen, welche auf Schichtsystemen basieren [5]. Der Grund hierfür ist die allmähliche Ausbildung der komplexen Subbandstruktur mit steigendem elektrischen Feld. Somit wird der Ladungsträgertransport durch die

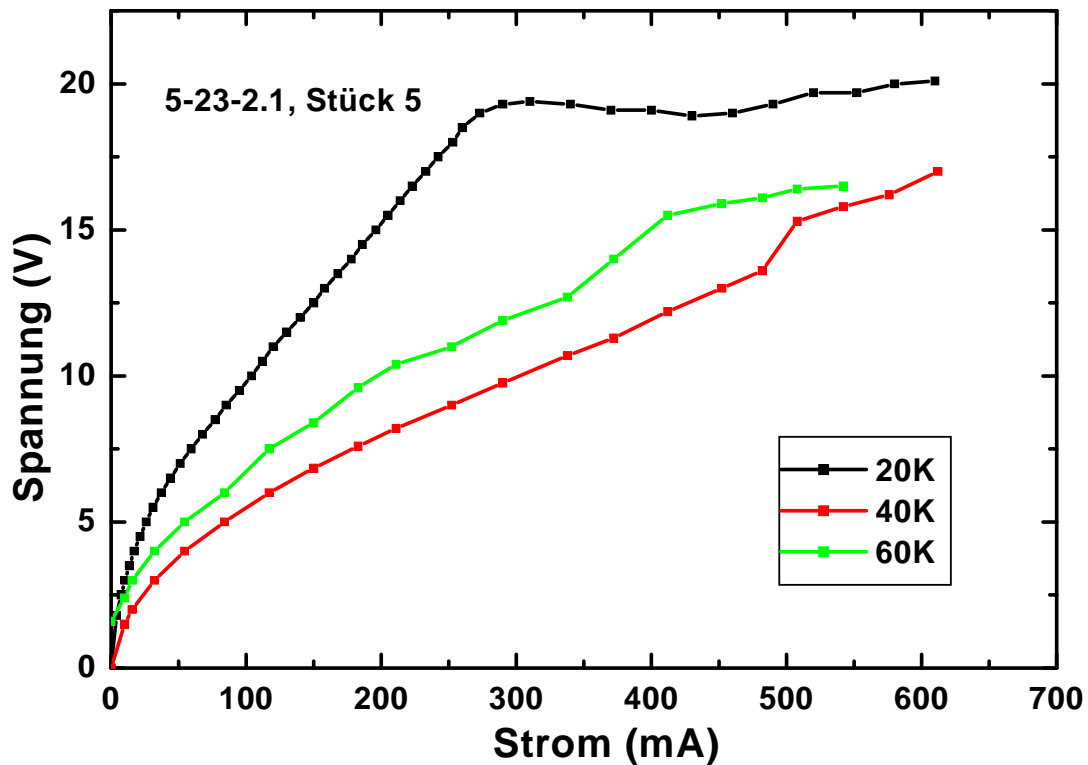


Abbildung 6.6: Strom-Spannungs-Kennlinien von Stück 5 der Probe 5-23-2.1 bei drei verschiedenen Temperaturen. Die Länge L beträgt 1 mm. Im Bereich der nahezu konstanten Spannung bei 20 K wird Elektrolumineszenz überhalb von 350 mA beobachtet. Die flachen Kennlinien bei 40 K und 60 K lassen auf eine Zerstörung der Probe schließen.

Struktur erst möglich. Diesem hochohmigen Bereich folgt ein nahezu ohmscher Bereich, welchem ein Widerstand von 75Ω zugeordnet werden kann. In einem dritten Bereich ändert sich die Spannung mit dem Strom nur leicht. In diesem Bereich wird Emission im Mittleren Infrarot beobachtet.

Die Kennlinien für die Temperaturen 40 K und 60 K unterscheiden sich von der für 20 K. Bei diesen Temperaturen wurde auch keine Emission beobachtet. Erneutes Abkühlen auf 20 K ergab ein ähnliches Verhalten wie bei 40 K und 60 K, was auf irreversible Zerstörung der Probe schließen lässt.

Über allen emittierenden Proben fiel im Emissionsbereich eine Spannung von etwa 20 V ab. Der Grund für eine derart hohe Betriebsspannung ist noch nicht geklärt. Nimmt man an, dass die gesamte Spannung über der aktiven Zone (also über ca. $1.65\mu\text{m}$) abfällt, so ergibt sich bei 20 V ein elektrisches Feld von ca.

120 kV/cm. In den Simulationen (siehe Kapitel 2) werden im Gegensatz dazu jedoch nur Feldstärken von 48 kV/cm bis 72 kV/cm verwendet. Der Grund für den erhöhten Spannungsabfall kann in einem längeren Strompfad im Gegensatz zu den Simulationen und konventionellen Quantenkaskadenemittern, beruhend auf Schichtsystemen, gefunden werden⁴.

6.3 Intersubbandelektrolumineszenzspektren von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen

Kernziel der vorliegenden Arbeit war die Realisierung einer Quantendrahtkaskadenemitterstruktur. In diesem Abschnitt werden die Emissionseigenschaften von zwei emittierenden Proben zusammenfassend dargestellt.

Erstmalig wurde Elektrolumineszenz bei der Probe 5-23-2.1 (Stück 5, Emitter 3) beobachtet. Die Spektren für verschiedene Pumpströme zeigt Abbildung 6.7 bei einer Temperatur von 20 K. Die Messung erfolgte stromgepulst mit einem Duty-Cycle von 31.6 % und einer Wiederholrate von 79.1 kHz. Die Emission erfolgt um eine Energie von 150 meV ($\approx 8.5 \mu\text{m}$) mit einer Halbwertsbreite von 35 meV. Diese Emissionsenergie stimmt exzellent mit den in Kapitel 2 berechneten 150.9 meV überein. Schon die Tatsache, dass überhaupt Elektrolumineszenz nachgewiesen werden konnte, zeigt, dass sich die Betrachtungen zur Fermienergie trotz ihrer Einfachheit und trotz der nicht zu rechtfertigenden Annahmen im Experiment als praktikabel erwiesen haben. Der Erfolg gab also diesem Vorgehen Recht.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik für diese Probe wurde bereits im letzten Abschnitt vorgestellt. Oberhalb eines Stromes von 620 mA erfolgte die Zerstörung der Probe. Was der genaue Mechanismus dafür war, ist nicht genau bekannt. Es könnte sich bei diesen hohen Strömen und Spannungen um einen Durchbruch handeln, welcher sich in einem permanenten Kurzschluss der Probe äußert.

Die über die Energie integrierte Ausgangsleistung weist ein Maximum von 1.6 nW bei 620 mA auf und der Rauschanteil in den Spektren ist sehr hoch. Dieses Er-

⁴Bei Schichtsystembauelementen erfolgt die Kontaktierung der aktiven Zone über dotierte Wellenleiterschichten, wobei der Strom vom Kontakt bis zur aktiven Zone maximal $200 \mu\text{m}$ zurücklegt. Bei den hier vorgestellten Proben erfolgt die Kontaktierung der aktiven Zone seitlich, weshalb der Strompfad einige Millimeter lang sein kann.

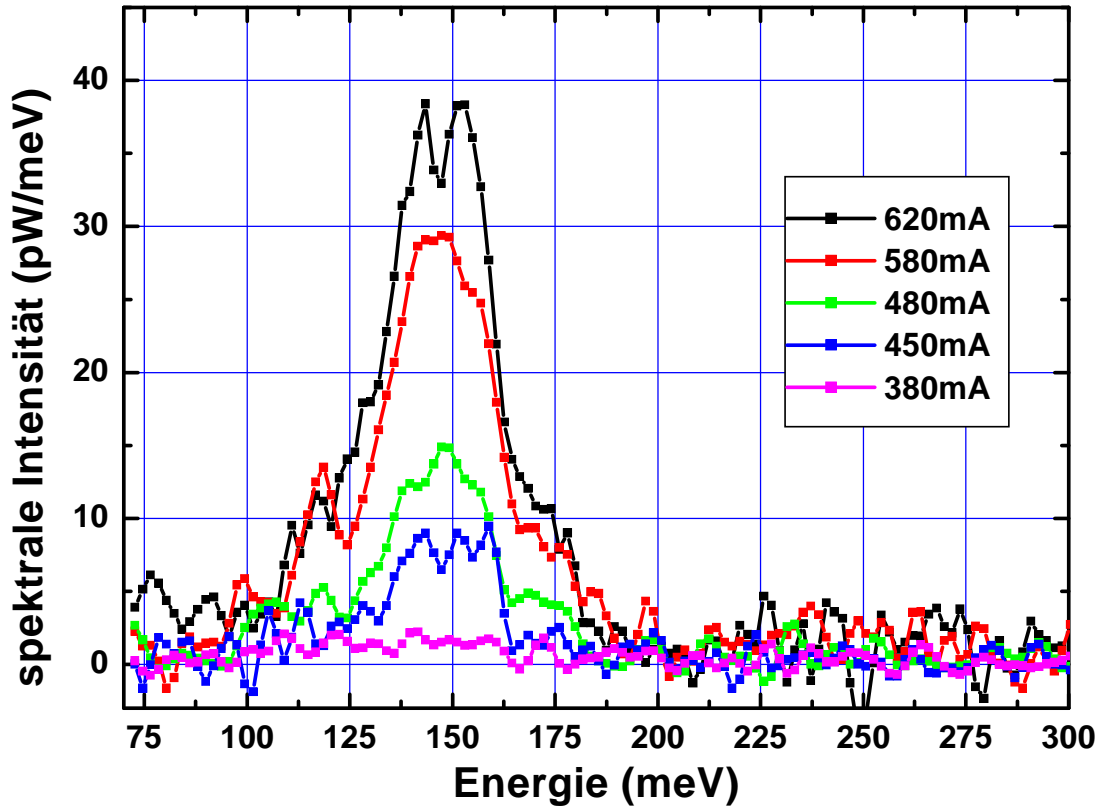


Abbildung 6.7: Pumpstromabhängige Elektrolumineszenzspektren von Emitter 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 5) bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K. Emission ist oberhalb einer Pumpstromstärke von 400 mA zu beobachten. Die emittierte Leistung ist pumpstromabhängig. Die Länge L des Emitters beträgt ca. 1 mm.

gebnis entspricht nicht den Erwartungen, da sich eine Reduktion der Dimensionalität der aktiven Zone in einer höheren Ausgangsleistung widerspiegeln sollte. Um die Spitzenleistung zu erhalten, muss nun diese Zahl noch mit dem Duty-Cycle von 31.6 % gewichtet werden. Als Ergebnis dieser Betrachtung ergibt sich eine Spitzenleistung von ca. 5 nW. Die integrierten Ausgangsleistungen für die Pumpströme aus Abbildung 6.7 sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Es zeigt sich über einem Schwellstrom von 400 mA ein lineares Verhalten der integrierten Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Pumpstrom, was für die Elektrolumineszenz auch erwartet wird.

Ein weiterer Punkt, der an dieser Stelle erwähnt werden muss, ist das Nichtvorhandensein eines zweiten Maximums im Spektrum, das bei einer um etwa 40 meV höheren Energie sichtbar sein sollte. Diese Energiedifferenz entspricht

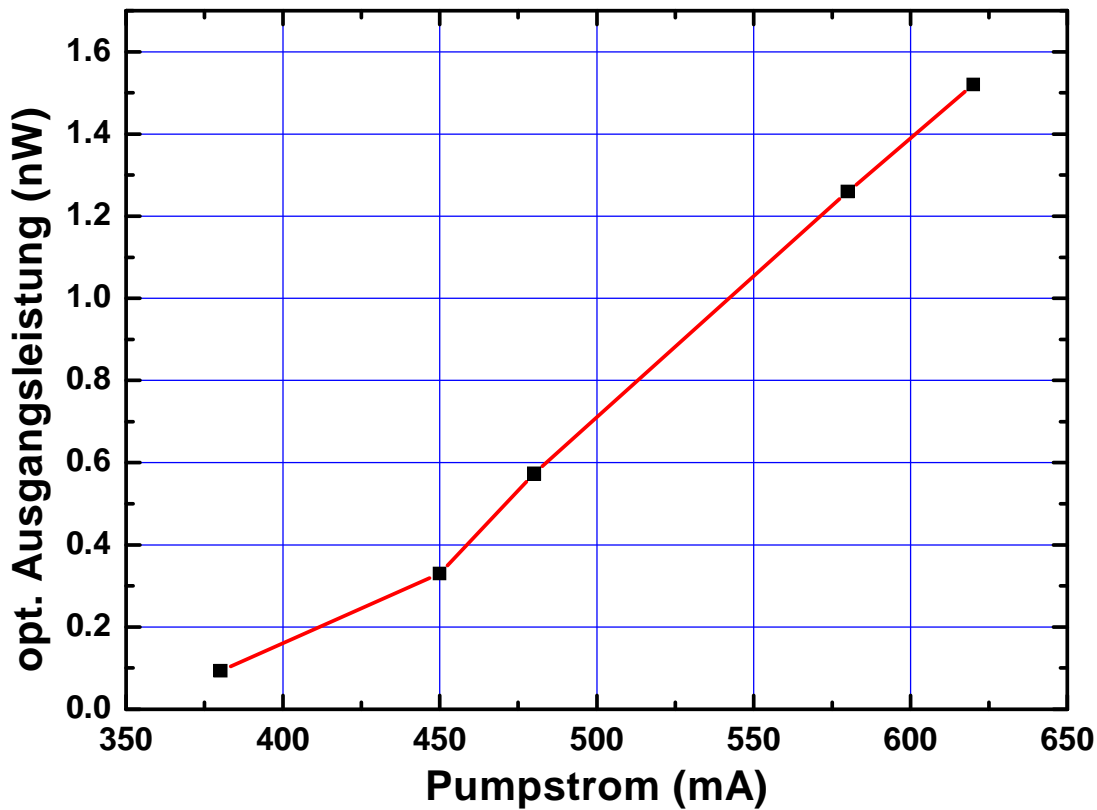


Abbildung 6.8: Integrierte optische Ausgangsleistung des Emitters 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 5) als Funktion der Pumpstromstärke für die Pumpströme aus Abbildung 6.7. Überhalb einer Schwelle von 400 mA steigt die integrierte Ausgangsleistung linear an, was für Elektrolumineszenz in dieser Form auch erwartet wird.

gerade den zwei Zuständen, zwischen welchen in der hier vorgestellten Quantendrahtkaskadenstruktur die resonante LO-Phonon-Streuung geschehen sollte. Dieses höherenergetische Maximum sollte aufgrund des kleineren Dipolmatrixelementes für diesen Übergang zwar deutlich schwächer ausfallen, aber dennoch vorhanden sein. Das Nichtvorhandensein dieses Maximums kann mehrere Ursachen haben. Zum einen ist es möglich, dass die Ladungsträgerdichte an der Spaltfläche so groß ist, dass dieser untere Zustand schon mit Elektronen besetzt ist und deshalb kein optischer Übergang in diesen Zustand erfolgen kann. Zum anderen besteht die Möglichkeit, dass sich die tatsächliche Bandstruktur von der in Kapitel 2 berechneten deutlich unterscheidet. Davon kann jedoch nicht ausgegangen werden, da die Energie der Elektrolumineszenz hervorragend mit der Energie für den berechneten Übergang übereinstimmt. Weiterhin könnte das höherener-

getische Maximum in dem breiten Emissionsmaximum verborgen sein. Ebenfalls denkbar ist auch, dass das zugehörige Dipolmatrixelement so klein ist, so dass dieses zweite Emissionsmaximum im Rauschen verborgen bleibt. Was letztendlich der Grund für das Nichtvorhandensein eines zweiten Maximums ist, konnte nicht zufriedenstellend geklärt werden. Licht ins Dunkel brachte die Emitterprobe 5-23-2.1, Stück 3, Emitter 3. Diese Probe ist nominell identisch zu Probe 5-23-2.1, Stück 5, Emitter 3 und stammt auch aus der identischen Wachstumscharge.

In Abbildung 6.9 sind pumpstromabhängige Elektrolumineszenzspektren der Probe 5-23-2.1, Stück 3, Emitter 3 bei einer Temperatur von 20 K dargestellt. Bei dieser Probe sind zwei Maxima klar zu erkennen, eines wiederum um 150 meV mit einer Halbwertsbreite von 25 meV. Ein deutlich intensitätsärmeres Maximum ist um 180 meV vorhanden. Das Elektrolumineszenzspektrum dieser Probe gibt somit Aufschluss über die Richtigkeit der berechneten Bandstruktur. Die berechnete Energiedifferenz von 37.3 meV aus Kapitel 2 weicht zwar deutlich von dem beobachteten Wert ab, jedoch ist aufgrund der Linienbreite die Emission eines LO-Phonons (mit der Energie 36.5 meV) durchaus möglich. Diese Erkenntnis aus den Spektren der spontanen Emission macht Mut für spätere Laseranwendungen dieser Struktur.

Im Gegensatz zur Probe 5-23-2.1, Stück 5, Emitter 3 weist die Probe 5-23-2.1, Stück 3, Emitter 3 deutlich höhere optische Ausgangsleistungen auf. Dies ist zum einen an dem deutlich geringeren Rauschanteil in den Spektren zu erkennen. Zum anderen zeigt eine Auftragung der integrierten optischen Leistung gegen den Pumpstrom (Abbildung 6.10) Werte von mehr als 5 nW im Durchschnitt⁵. Mit dieser Leistung übertrifft die hier präsentierte Probe bereits neuere Konzepte von aktiven Zonen von Quantenkaskadenemittern basierend auf Schichtsystemen [78]. Dies kann als ein klarer Beweis für die physikalischen Vorteile der Reduktion der Dimensionalität der aktiven Zone gewertet werden.

Ebenfalls wird bei Probe 5-23-2.1, Stück 3, Emitter 3 ein deutlich niedrigerer Schwellstrom im Gegensatz zu 5-23-2.1, Stück 5, Emitter 3 beobachtet. Der Schwellstrom liegt bei 200 mA und die integrierte optische Ausgangsleistung steigt linear mit dem Pumpstrom an. In Abbildung 6.10 ist ebenfalls der Spannungsabfall über dem Emitter gegen den Pumpstrom im Emissionsregime aufgetragen. Auch hier ist wiederum erkennbar, dass sich die Spannung in diesem Bereich nicht signifikant ändert und mit Werten zwischen 19 V und 20 V identisch zu dem

⁵Eine Wichtung mit dem Duty-Cycle von 31.6 % ergibt hier eine Spitzenleistung von 17 nW.

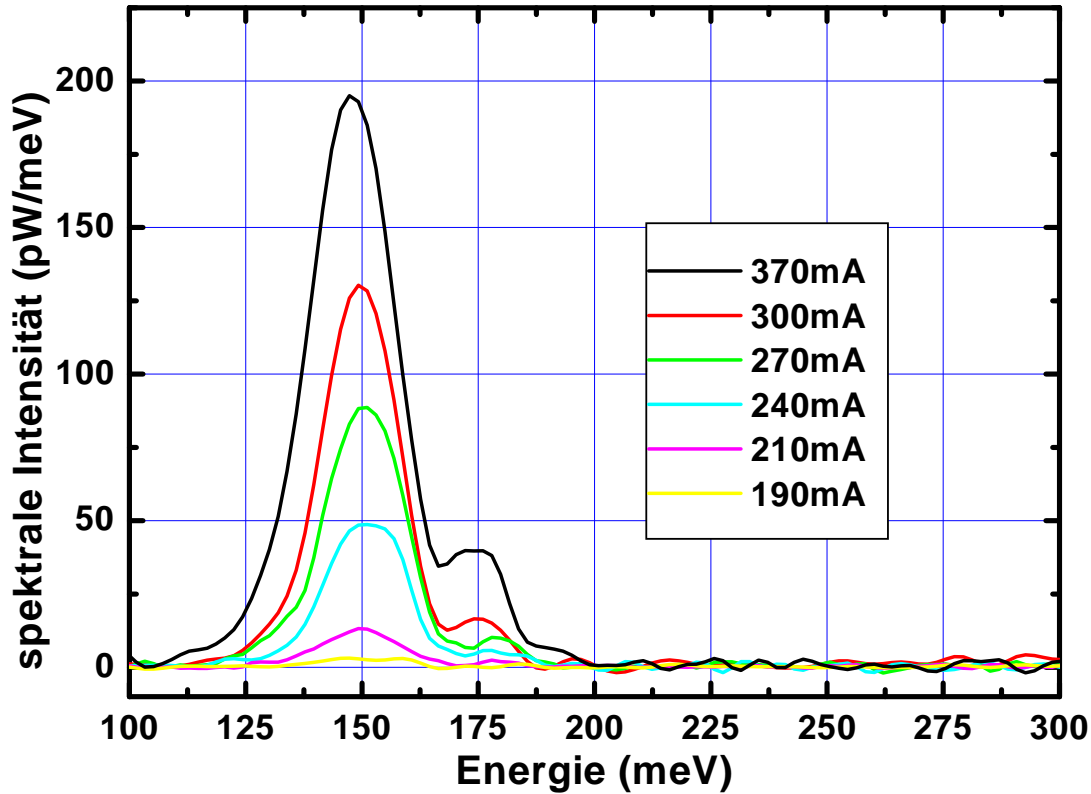


Abbildung 6.9: Pumpstromabhängige Elektrolumineszenzspektren von Emitter 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 3) bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K. Emission ist oberhalb einer Pumpstromstärke von 200 mA zu beobachten. Die emittierte Leistung ist pumpstromabhängig. Die Emitterlänge L beträgt ca. 1 mm.

Spannungsabfall über dem Emitter 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 5) ist. Weshalb sich die vorgestellten Emitterproben bezüglich ihrer optischen Eigenschaften deutlich voneinander unterscheiden, konnte letztendlich nicht eindeutig geklärt werden.

Die Linienbreite der Emission wurde bei den Emitterproben zu Werten von 25 meV und 35 meV bestimmt. Bei der zugrundeliegenden Schichtstruktur beträgt die Linienbreite etwa 15 meV [5]. Die bei den Quantendrahtkaskadenemitterproben beobachteten größeren Linienbreiten können ihre Ursache in einer verstärkten Elektron-Elektron-Streuung haben. Ein wichtiger Parameter für diesen Streuprozess ist die Elektronendichte [79], welche in einem Kanal entlang der Spaltfläche sehr groß sein muss. Dies wird als Hinweis auf einen räumlich stark lokalisierten Ladungsträgertransport gewertet.

Abschließend muss noch erwähnt werden, dass die Intensität des detektierten op-

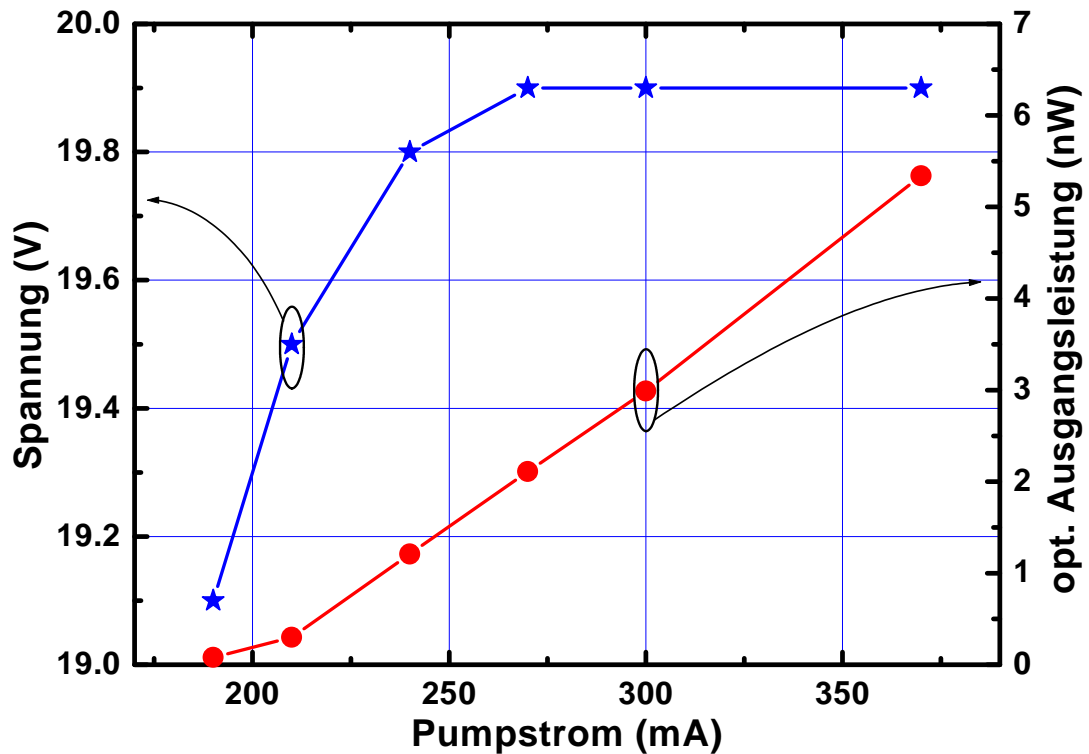


Abbildung 6.10: Integrierte optische Ausgangsleistung sowie der Spannungsabfall über dem Emitter 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 3) als Funktionen der Pumpstromstärke für die Pumpströme aus Abbildung 6.9. Überhalb einer Schwelle von 200 mA steigt die integrierte Ausgangsleistung linear an. Der Spannungsabfall über dem Emitter ist im Bereich der Emission nahezu konstant.

tischen Signals aller Emitter von der Auskoppelposition auf der Emitterfacette abhängig ist. Zur Aufnahme der Spektren wurde stets auf das Intensitätsmaximum justiert. Bewegt man nun den Brennpunkt der Einkoppellinse auf der Facette des Emitters vom Intensitätsmaximum weg, so nimmt die Intensität in alle Richtungen stark ab. Bereits beim Verschieben um wenige zehn Mikrometer ist eine deutliche Intensitätsabnahme erkennbar. Dies ist ein klarer Hinweis auf einen räumlich stark lokalisierten Ursprung der Strahlung.

Kalibrierung der Leistungsmessung

Bei der Darstellung der Spektren und der pumpstromabhängigen Ausgangsleistungen der Emitterbauelemente wurden stets Absolutwerte für die Leistung angegeben. Damit dies in dieser Form geschehen konnte, war eine Kalibrierung

der Leistungsmessung nötig. Dies geschah mittels eines MCT-Detektors am Walter Schottky Institut in Garching. Mit einer Linse wurde das Licht eines Referenzemitters, welcher anschließend spektral am Fouriermessplatz charakterisiert wurde, auf den Detektor fokussiert. Das am Detektor ausgelesene Signal wurde daraufhin über das spezifizierte Ansprechverhalten in eine Leistung umgerechnet. Damit war die integrierte optische Ausgangsleistung des Referenzemitters bekannt. Mit dem Spektrum des Referenzemitters war somit eine Leistungskalibrierung der aufgenommenen Spektren möglich.

6.4 Diskussion der Ergebnisse und Zusammenfassung

Gemäß den theoretischen und experimentellen Betrachtungen konnte im Rahmen dieser Arbeit Intersubbandelektrolumineszenz von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen nachgewiesen werden. Emission wurde bei einer Temperatur von 20 K und Pumpströmen von 200 mA bis 620 mA beobachtet. Die Energie des emittierten Lichtes liegt um die 150 meV, was einer Wellenlänge von etwa $8.5\ \mu\text{m}$ entspricht. Die Linienbreite der Emissionslinien wurde zu Werten zwischen 25 meV und 35 meV bestimmt. Die integrierte optische Ausgangsleistung ist überhalb einer Schwellstromstärke linear vom Pumpstrom abhängig. Die niedrigste erzielte Schwellstromstärke liegt bei 200 mA, die höchste Spitzenausgangsleistung bei 17 nW.

Die Elektrolumineszenzspektren der Quantendrahtkaskadenemitterbauelemente im vorangegangenen Abschnitt sind ein Beweis für die erfolgreiche experimentelle Realisierung derartiger Strukturen. Ein Vergleich der im Experiment ermittelten Struktur der Spektren mit den theoretischen Vorhersagen belegt, dass es sich bei dem emittierten Licht um Intersubbandemission handeln muss. Das Auftreten der Elektrolumineszenz ist eindeutig auf das Vorhandensein der [110]-Wachstumssequenz auf der Spaltfläche mit der dazugehörigen Silizium- δ -Dotierung zurückzuführen. Die Spektren geben teilweise Aufschluss über die Beschaffenheit der Bandstruktur und belegen die Übereinstimmung mit den theoretischen Betrachtungen. Die beobachteten Emissionslinien stimmen in vielen Punkten exzellent mit den berechneten Energiedifferenzen überein.

Der finale Beweis, dass der Ursprung des emittierten Lichts tatsächlich ein Über-

gang zwischen zwei quantendrahtartigen Zuständen ist, kann jedoch mit den Spektren nicht erbracht werden. Die hohen Ausgangsleistungen und die großen Linienbreiten mögen vielleicht ein Indiz dafür sein, ein Beweis sind sie leider nicht. Die hohen Intensitäten etwa könnten ihren Ursprung teilweise auch in Wellenleitungseffekten in den Quantendrahtkaskadenemitterbauelementen haben. Aus diesem Grund sind in der Folge aufwendige Messungen zur Polarisationscharakteristik des emittierten Lichtes notwendig. Sie könnten Aufschluss über den Ursprung der emittierten Strahlung geben.

Das hier vorgestellte und realisierte Quantendrahtkaskadenemitterbauelement ist als ein erster wichtiger Schritt hin zu einem Quantendrahtkaskadenlaser anzusehen. Die erfolgreiche Realisierung beweist zweifelsfrei die Praktikabilität des Basiskonzepts. Dieses Basiskonzept ist unabhängig von der Struktur der verwendeten aktiven Zone. Im vorliegenden Fall geschah die Realisierung unter Verwendung einer aktiven Zone, welche auf dem ersten erfolgreich realisierten GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As-Quantenkaskadenlaser überhaupt beruht. Unter Verwendung neuerer aktiver Zonen als Grundlage für die Drahtstrukturen ist es mit Sicherheit möglich, höhere Ausgangsleistungen und niedrigere Schwellströme zu erzielen. Weiteres Potential ist in der Optimierung der gesamten Struktur um die aktive Zone herum zu sehen.

Kapitel 7

Wellenleiter für CEO-Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Elektrolumineszenzeigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen vorgestellt. Diese Strukturen arbeiten bisher als Spontanemitter bei einer Emissionswellenlänge um $8.5\text{ }\mu\text{m}$, jedoch ist die Erweiterung auf ein Laserbauelement gerade unter kommerziellen Gesichtspunkten wünschenswert und denkbar. Dazu bedarf es jedoch der Implementierung eines Wellenleiters, welcher kompatibel zu der Herstellungsmethode des Überwachsens von Spaltflächen ist. Im konkreten Fall wird hier die Implementierung eines sogenannten „T-förmigen“ Wellenleiters vorgeschlagen, im Gegensatz zu den Schichtwellenleitern von herkömmlichen Schichtquantenkaskadenlasern [5, 80]. Dieses Kapitel soll als kurzer Überblick dienen über die Berechnung von Wellenleiterstrukturen für herkömmliche Quantenkaskadenlaser basierend auf Schichtsystemen. Als Erweiterung dazu wird ein Ansatz dargestellt, mit dessen Hilfe ein realistischer T-förmiger Wellenleiter für die in Kapitel 6 vorgestellten Spontanemitter entworfen wurde. Zu diesem Konzept erfolgten numerische Berechnungen für eine Emissionswellenlänge von $8.5\text{ }\mu\text{m}$. Die Berechnungen beruhen auf der Verwendung eines effektiven Brechungsindex. Des Weiteren wurde dieses Wellenleiterkonzept in die Praxis übertragen und bezüglich seiner strukturellen und Transporteigenschaften untersucht.

7.1 Eindimensionale Wellenleitung und Schichtwellenleiter

In diesem Abschnitt wird die eindimensionale Berechnung eines Wellenleiters vorgestellt. Sie beruht auf der Transfermatrixmethode [81]. Bisher wurde in dieser Arbeit noch keine Aussage über die Polarisationsseigenschaften des emittierten Lichtes von Quantenkaskadenemittern getroffen. Für die Berechnungen des Wellenleiters jedoch ist die Kenntnis über die Polarisationsseigenschaften von Nöten, da hierbei unterschiedliche Polarisierungen unterschiedliche Ergebnisse liefern können. In Abbildung 7.1 ist der Aufbau eines Schichtwellenleiters schematisch dargestellt. Die eindimensionale Rechnung erfolgt entlang der z -Richtung. Anhand dieses Schemas lassen sich die möglichen Polarisierungen erörtern. Die Ausbreitungsrichtung liegt dabei immer parallel zu den Schichten (und somit senkrecht zu z). Zwei Polarisationsvarianten können dabei auftreten. Zum einen kann das elektrische Feld \vec{E} parallel zu den Schichten orientiert sein (transversalelektrische (TE) Polarisation). Der andere Fall ist die Orientierung des elektrischen Feldes senkrecht zu den Schichten - welche identisch ist mit der parallelen Ausrichtung des magnetischen Feldes parallel zu den Schichten - (transversalmagnetische (TM) Polarisation). Die Auswahlregeln für Intersubbandübergänge in Halbleiterschichtsystemen erlauben nur TM-Polarisation [82, 83]. Die Transfermatrixmethode wird hier sowohl für TE-, als auch für TM-Polarisation dargestellt.

Für die nachfolgenden Betrachtungen werden folgende Randbedingungen festgelegt:

- Das \vec{E} -Feld ist parallel zu den Schichtgrenzen stetig (\vec{E}_{\parallel} stetig).
- Die dielektrische Verschiebung \vec{D} ist senkrecht zu den Schichten stetig (D_{\perp} stetig).
- Das \vec{H} -Feld ist stetig an den Schichtgrenzen (\vec{H} stetig).
- Das Feld fällt in die Claddings hinein exponentiell ab.
- Das Licht breitet sich in die x -Richtung aus.

Für TE-Polarisation soll somit

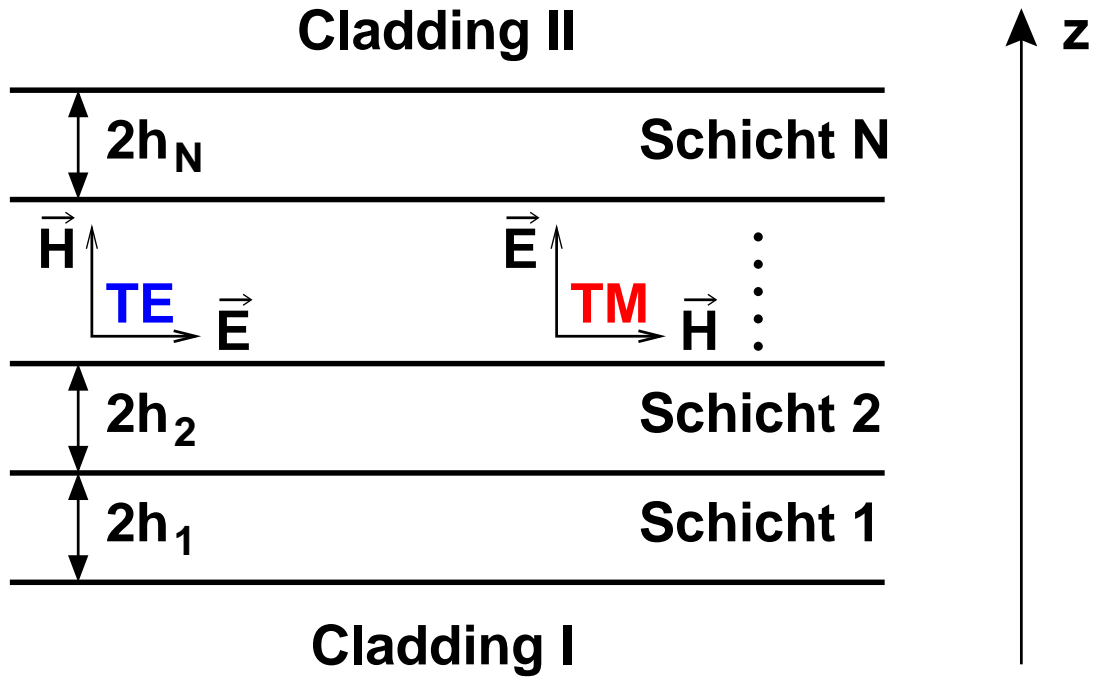


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau eines Schichtwellenleiters. Zwischen zwei Claddings liegen N Schichten, welche senkrecht zur z -Richtung unendlich ausge dehnt sind. Die Breite der Schichten sei $2h_j$. Die propagierende Lichtwelle wird parallel zu den Schichten geführt. Die Richtungen des elektrischen und magnetischen Feldes für TE- und TM-Polarisation sind angegeben.

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ e(z) \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kx - \omega t)} \quad (7.1)$$

und für TM-Polarisation

$$\vec{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ h(z) \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kx - \omega t)} \quad (7.2)$$

gelten. $e(z)$ bzw. $h(z)$ seien die y -Komponenten des \vec{E} - bzw. \vec{H} -Feldes. Die Vakuumwellenlänge $\lambda = 2\pi/k$ ist bekannt. Gesucht sind die Wellenvektoren k der geführten Moden. Jeder Mode lässt sich über ihren Wellenvektor k ein effektiver Brechungsindex n_{eff} zuordnen, für welchen

$$n_{\text{eff}} = \frac{k\lambda}{2\pi} \quad (7.3)$$

gilt. Aus den Randbedingungen folgt:

$$\begin{aligned} \text{TE} &: e(z) \text{ stetig, } e'(z) \text{ stetig} \\ \text{TM} &: h(z) \text{ stetig, } \frac{1}{\epsilon(z)} h'(z) \text{ stetig,} \end{aligned} \quad (7.4)$$

mit der ortsabhängigen Dielektrizitätskonstanten $\epsilon(z)$.

In Abbildung 7.1 wurden lokale z -Koordinaten z_j mit $-h_j < z_j < +h_j$ in der Schicht j eingeführt, welche die Rechnung vereinfachen werden. Das Feld in der Schicht j hat dann die Form

$$\psi(z) = A_j^+ e^{\alpha_j z_j} + A_j^- e^{-\alpha_j z_j}, \quad (7.5)$$

wobei $\psi(z)$ hier als Ersatz für $h(z)$ bzw. $e(z)$ verwendet wird. A_j^+ und A_j^- bezeichnen die jeweiligen Amplituden für den exponentiell steigenden und fallenden Anteil des Feldes in der Schicht j . Aus der Wellengleichung

$$\left\{ \Delta + \epsilon_j \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right\} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = 0 \quad (7.6)$$

mit der schichtabhängigen Dielektrizitätskonstanten ϵ_j ergibt sich α_j zu

$$\alpha_j = \sqrt{k^2 - \epsilon_j \left(\frac{\omega}{c} \right)^2}, \quad (7.7)$$

wobei die Wurzel so gewählt sei, dass α_j einen positiven Realteil habe. Die Form des Feldes in Cladding I ist exponentiell ansteigend

$$\psi(z) = A_I e^{\alpha_I z_I} \quad (7.8)$$

und in Cladding II exponentiell abfallend

$$\psi(z) = A_{II} e^{-\alpha_{II} z_{II}}. \quad (7.9)$$

Für die Ortskoordinate z in den Claddings gilt: $-\infty < z_I < 0$ und $0 < z_{II} < \infty$. Die Randbedingungen an der Grenzfläche zwischen Schicht j und Schicht $j+1$ lassen sich somit durch

$$A_{j+1}^+ e^{-\alpha_{j+1} h_{j+1}} + A_{j+1}^- e^{\alpha_{j+1} h_{j+1}} = A_j^+ e^{\alpha_j h_j} + A_j^- e^{-\alpha_j h_j} \quad (7.10)$$

und

$$A_{j+1}^+ \beta_{j+1} e^{-\alpha_{j+1} h_{j+1}} - A_{j+1}^- \beta_{j+1} e^{\alpha_{j+1} h_{j+1}} = A_j^+ \beta_j e^{\alpha_j h_{j+1}} - A_j^- \beta_j e^{-\alpha_j h_j} \quad (7.11)$$

ausdrücken, wobei $\beta_j = \alpha_j$ für TE- und $\beta_j = \frac{\alpha_j}{\epsilon_j}$ für TM-Polarisation gilt. An der Grenzfläche zu Cladding I gilt

$$\begin{aligned} A_1^+ e^{-\alpha_1 h_1} + A_1^- e^{\alpha_1 h_1} &= A_I, \\ A_1^+ \beta_1 e^{-\alpha_1 h_1} - A_1^- \beta_1 e^{\alpha_1 h_1} &= A_I \beta_I. \end{aligned} \quad (7.12)$$

und der Grenzfläche zu Cladding II

$$\begin{aligned} A_N^+ e^{\alpha_N h_N} + A_N^- e^{-\alpha_N h_N} &= A_{II}, \\ A_N^+ \beta_N e^{\alpha_N h_N} - A_N^- \beta_N e^{-\alpha_N h_N} &= -A_{II} \beta_{II}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

Durch die Definition von 2×2 -Matrizen

$$\hat{M}_j(h) = \begin{pmatrix} e^{-\alpha_j h} & e^{\alpha_j h} \\ \beta_j e^{-\alpha_j h} & -\beta_j e^{\alpha_j h} \end{pmatrix} \quad (7.14)$$

und zweikomponentigen Vektoren

$$\vec{V}_j = \begin{pmatrix} A_j^+ \\ A_j^- \end{pmatrix}, \quad \vec{V}_I = \begin{pmatrix} 0 \\ A_I \end{pmatrix}, \quad \vec{V}_{II} = \begin{pmatrix} A_{II} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (7.15)$$

lassen sich die Randbedingungen in der kompakten Form

$$\begin{aligned}
\hat{M}_{j+1}(h_{j+1})\vec{V}_{j+1} &= \hat{M}_j(-h_j)\vec{V}_j, \\
\hat{M}_1(h_1)\vec{V}_1 &= \hat{M}_I(0)\vec{V}_I, \\
\hat{M}_N(-h_N)\vec{V}_N &= \hat{M}_{II}(0)\vec{V}_{II}
\end{aligned} \tag{7.16}$$

schreiben. Durch sukzessive Elimination der Vektoren \vec{V} erhält man

$$\vec{V}_I = \underbrace{\hat{M}_I^{-1}(0)\hat{M}_1(h_1)\hat{M}_1^{-1}(-h_1)\hat{M}_2(h_2)\hat{M}_2^{-1}(-h_2)\dots\hat{M}_N^{-1}(-h_N)\hat{M}_{II}(0)}_{=:\hat{T}(k,\omega)}\vec{V}_{II}. \tag{7.17}$$

$\hat{T}(k, \omega)$ ist die Transfermatrix. Damit erhält die Gleichung 7.17 die explizite Gestalt

$$\begin{pmatrix} 0 \\ A_I \end{pmatrix} = \hat{T}(k, \omega) \begin{pmatrix} A_{II} \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{7.18}$$

Die gesuchte Dispersionsrelation der geführten Moden ist dann

$$T_{11}(k, \omega) = 0. \tag{7.19}$$

Nach diesem Schema wurden Modenprofile von Schichtwellenleitern berechnet. Das System der Wahl war dabei der [001]-Wachstumsschritt 3-22-1.1 jener Proben aus Kapitel 6, an welchen Elektrolumineszenz beobachtet wurde. 36 Perioden der aktiven Region dieser Proben sind auf jeder Seite umgeben von $3.5\,\mu\text{m}$ intrinsischem GaAs und $1\,\mu\text{m}$ hochdotiertem GaAs ($n_{Si}=6\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$). Auf einer Seite schließt sich Luft an, auf der anderen ein dotiertes GaAs-Substrat ($n_{Si}=3\times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$). Für die emittierte Wellenlänge von $8.5\,\mu\text{m}$ stellt diese Struktur einen Schichtwellenleiter dar [80]. Das Brechungsindexprofil und die berechnete Verteilung der Grundmode¹ ist in Abbildung 7.2 dargestellt.

Die Brechungsindizes im GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Heterosystem werden dabei über

$$n = 3.3 - 0.53x + 0.09x^2 \tag{7.20}$$

¹Als Grundmode wird die, im Rahmen der Transfermatrixmethode berechnete, Lösung mit dem höchsten Brechungsindex n_{eff} (respektive dem höchsten k -Wert, $n_{\text{eff}} = \frac{k\lambda}{2\pi}$) bezeichnet.

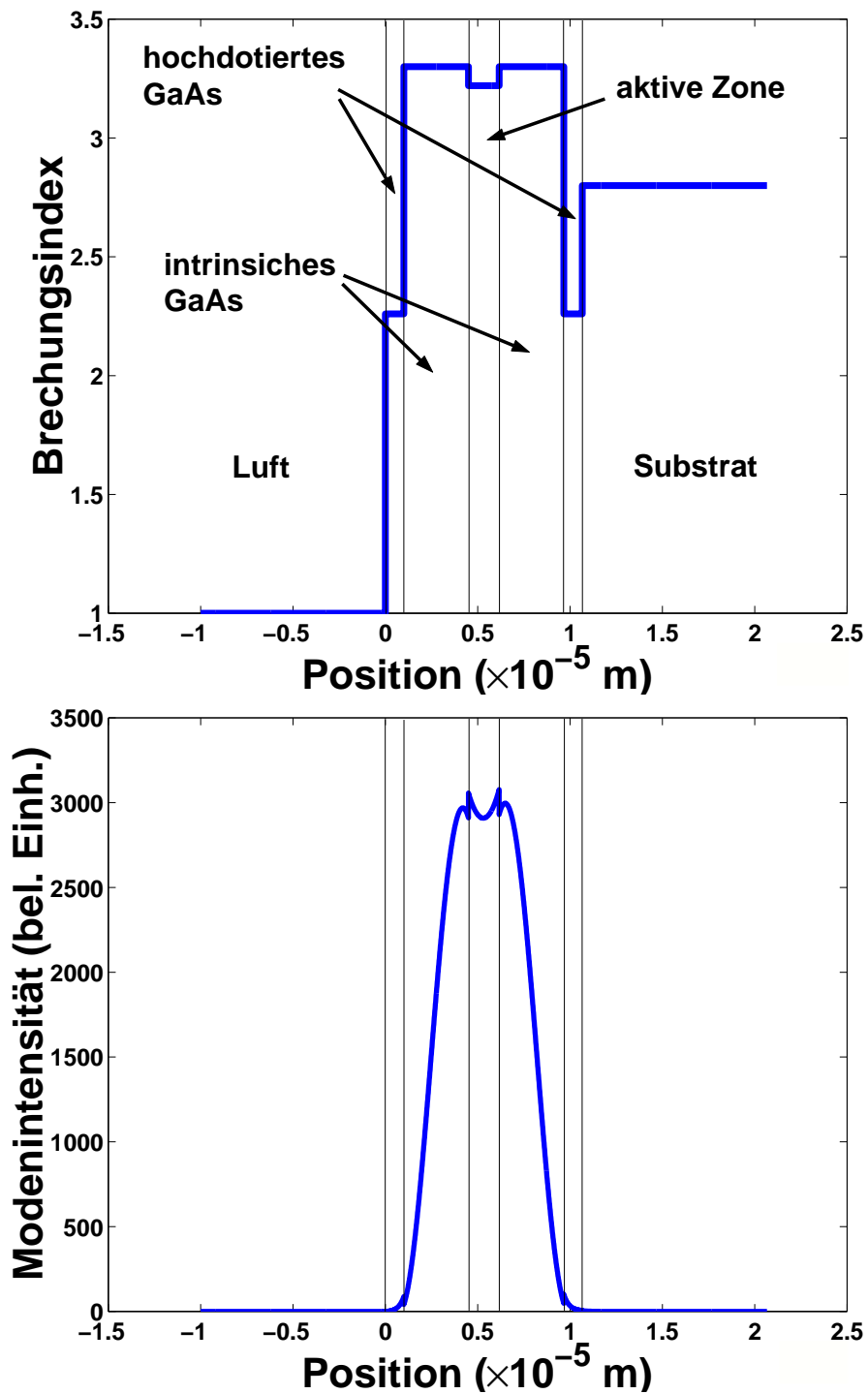


Abbildung 7.2: Brechungsindexprofil und Modenprofil für TM-polarisiertes Licht mit der Vakuumlichtwellenlänge $8.5 \mu\text{m}$ in der Struktur 3-22-1.1. Die Schichtgrenzen sind durch vertikale Balken gekennzeichnet. Dargestellt ist die Grundmode mit dem größten effektiven Brechungsindex von $n_{\text{eff}} = \frac{k\lambda}{2\pi} = 3.24$.

berechnet [53]. Die einzige aluminiumhaltige Schicht in der gesamten Struktur ist die aktive Zone. Hierfür wurde auf ihrer Gesamtdicke von $1.66\,\mu\text{m}$ ein mittlerer Aluminiumgehalt von 16 % angenommen und somit ein Brechungsindex von 3.22 berechnet. Die Berechnung der Brechungsindizes der dotierten Schichten erfolgt mithilfe eines einfachen Drude-Modells [32, 84]. Dabei berechnet sich der frequenz- und dotierungsabhängige Brechungsindex $n(\omega, n_{Si})$ über

$$n^2(\omega, n_{Si}) = n_\infty^2 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right], \quad (7.21)$$

mit

$$\omega_p^2 = \frac{n_{Si}e^2}{\epsilon_0 n_\infty^2 m^*}. \quad (7.22)$$

Dabei sind n_∞ der Hochfrequenzbrechungsindex von GaAs ($n_\infty=3.3$), ω_p die Plasmafrequenz, m^* die effektive Masse von GaAs ($m^*=0.067m_e$) und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante. Wird nun ω durch die Vakuumwellenlänge λ ersetzt, so ergibt sich als Ausdruck für den wellenlängen- und dotierungsabhängigen Brechungsindex $n(\lambda, n_{Si})$

$$n(\lambda, n_{Si}) = \sqrt{n_\infty^2 - \frac{n_{Si}e^2\lambda^2}{4\pi^2\epsilon_0 c^2 m^*}}, \quad (7.23)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c .

In Tabelle 7.1 ist zusammenfassend nochmals die Schichtfolge der Struktur 3-22-1.1 mit den dazugehörigen Brechungsindizes dargestellt. Die Berechnungen der frequenz- und dotierungsabhängigen Brechungsindizes erfolgte für eine Wellenlänge von $8.5\,\mu\text{m}$.

Mit dieser Berechnung wurde gezeigt, dass der Einschluss einer optischen Mode mit der Vakuumlichtwellenlänge $8.5\,\mu\text{m}$ in der Struktur 3-22-1.1 möglich ist. Der wesentliche Unterschied zwischen der hier vorgestellten Struktur und der Struktur aus Referenz [80] jedoch ist darin zu sehen, dass die $3.5\,\mu\text{m}$ dicken Schichten hierbei komplett intrinsisch sind. Dies verhindert die Absorption durch freie Ladungsträger.

Neben der in Abbildung 7.2 dargestellten Mode existieren in dieser Struktur noch wenige weitere. Diese Moden besitzen mehrere Maxima in ihrem Profil und haben

<i>Schichtdicke</i>	<i>Material</i>	<i>Brechungsindex</i>
∞	Luft	1
1 μm	GaAs ($n_{Si} = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.26
3.5 μm	GaAs	3.3
1.66 μm	$\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$	3.22
3.5 μm	GaAs	3.3
1 μm	GaAs ($n_{Si} = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.26
∞	GaAs Wafer ($n_{Si} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.83

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der Schichtstruktur inklusive der berechneten Brechungsindizes der Probe 3-22-1.1. Die verwendete Wellenlänge beträgt 8.5 μm . Eine graphische Darstellung der Brechungsindizes ist in Abbildung 7.2 gegeben.

deutlich geringere Modenintensitäten². Die dargestellte Grundmode zeichnet sich durch den höchsten effektiven Brechungsindex aus. Er beträgt im Fall der vorgestellten Berechnung 3.24. Der effektive Brechungsindex wird bei der Berechnung eines potentiellen Wellenleiters für die CEO-Strukturen eine entscheidende Rolle spielen. Das verwendete Verfahren wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

7.2 Zweidimensionale Wellenleitung und T-förmige Wellenleiter

Im Rahmen dieser Arbeit wurde neben der experimentellen Realisierung einer Quantendrahtkaskadenemitterstruktur ebenfalls ein Konzept eines Wellenleiters für eine derartige Struktur entwickelt, das Modenprofil in einer realistischen Struktur berechnet und das Konzept in die Praxis übertragen. Aufgrund der speziellen Geometrie der Emittierproben ist zum Zwecke der Wellenleitung die Implementierung eines T-förmigen Wellenleiters notwendig. Im Experiment erfolgte die Charakterisierung der strukturellen und elektronischen Eigenschaften einer Struktur, welche nach dem entwickelten Konzept mittels MBE-Wachstum hergestellt wurde. In diesem Abschnitt sollen nun das Konzept und die Berech-

²Die Modenintensität erhält man durch Integration über das Modenprofil. Die absoluten Intensitäten werden mit der verwendeten Transfermatrixmethode nicht berechnet. Da in die Berechnung aller Moden identische Randbedingungen einfließen, können die Intensitäten dennoch miteinander verglichen werden.

nung der Modenprofile vorgestellt werden. Als Grundlage für die Simulation des Wellenleiters diene die Methode des effektiven Brechungsindex.

7.2.1 Die Methode des effektiven Brechungsindex

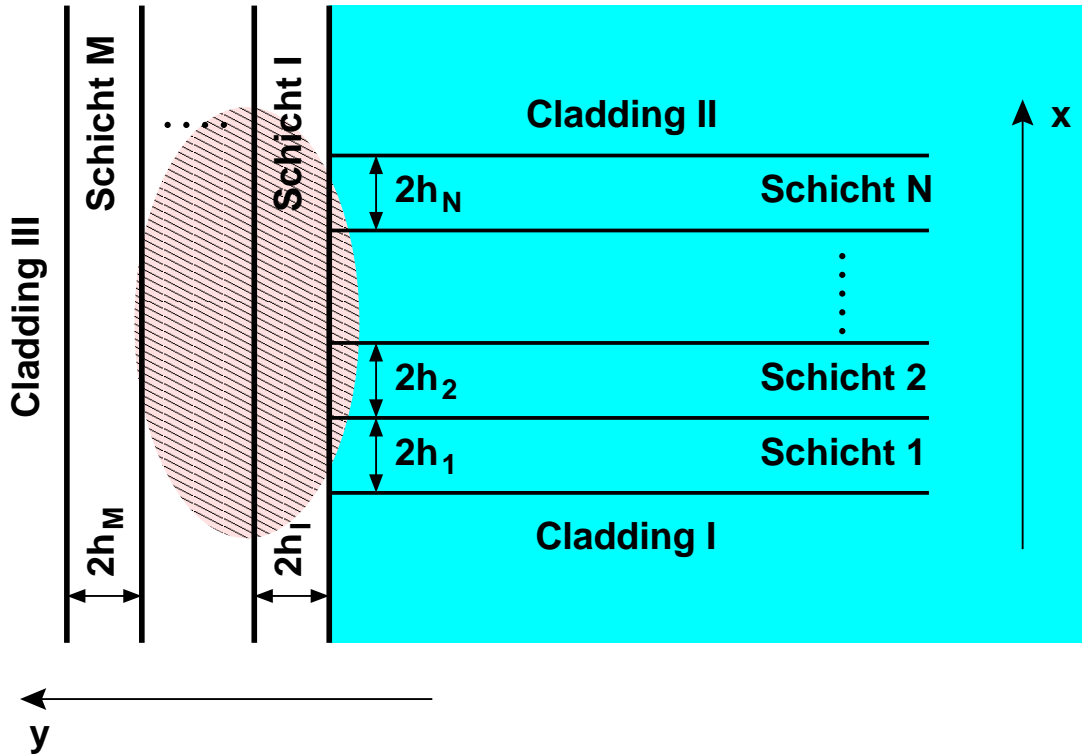


Abbildung 7.3: Schematischer Aufbau eines T-förmigen Wellenleiters, welcher eine Erweiterung des Schichtwellenleiters aus Abbildung 7.1 darstellt. Die optische Mode (schattierte Ellipse) wird von drei Claddings eingeschlossen. Die komplette Schichtfolge in x-Richtung wird als ein Medium mit effektivem Brechungsindex n_{eff} angesehen. In y-Richtung findet man somit wieder einen herkömmlichen Schichtwellenleiter vor. Das Licht breitet sich senkrecht zur x-Richtung und senkrecht zur y-Richtung aus.

Bei den Schichtwellenleitern im vorangegangenen Abschnitt handelt es sich um Systeme, welche senkrecht zu den Schichtfolgen als unendlich ausgedehnt betrachtet werden. Bei den Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen ist diese Annahme jedoch nicht mehr zulässig, da bei der Herstellung gezielt die Translationsinvarianz in zwei Raumrichtungen gebrochen wurde. Somit ist es notwendig, die optische Mode von mindestens drei Seiten her einzuschließen. Eine Umsetzung dieses

Konzepts stellt ein T-förmiger Wellenleiter dar, welcher bereits an Quantendraht-emittern, deren Herstellung ebenfalls auf der CEO-Methode beruht, erfolgreich realisiert wurde [6, 7]. Dieses Konzept stellt eine Erweiterung des Schichtwellenleiters aus Abbildung 7.1 dar. Sein Prinzip zeigt die Abbildung 7.3.

Auf die erste Sequenz unendlich ausgedehnter Schichten entlang der x-Richtung wird die Transfermatrixmethode angewandt, deren Ergebnis die Modenprofile für eine Ausbreitung des Lichtes senkrecht zur x-Richtung sind. Aus den Moden kann nun der effektive Brechungsindex n_{eff} für jede einzelne Mode extrahiert werden. Dieser effektive Brechungsindex wird nun in einem nächsten Schritt einem Cladding in y-Richtung zugeordnet, welchem entlang der y-Richtung diverse Schichten folgen. Entlang der y-Richtung endet die Schichtstruktur mit einem Cladding III. Für das vorhandene Cladding III sowie für das Cladding, welches durch den effektiven Brechungsindex n_{eff} gekennzeichnet ist, gelten die Randbedingungen aus den Gleichungen 7.12 und 7.13. Somit kann in die y-Richtung wieder die Transfermatrixmethode angewandt werden. In die zweite Richtung jedoch muss die Polarisationssebene des \vec{E} -Feldes senkrecht zur Ausbreitungsrichtung um $\pi/2$ gedreht sein. Folgerichtig erfolgt die Modenberechnung in die y-Richtung für TE-polarisiertes Licht. Die Ergebnisse für eine derartige Berechnung sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Eine Zusammenfassung der Schichtfolge zeigt Tabelle 7.2.

Abbildung 7.4 zeigt, dass der Einschluss der optischen Mode in TE-Polarisation in die y-Richtung möglich ist. Bei dem Medium, welches mit dem effektiven Brechungsindex beschrieben wurde, handelt es sich in der Realität um die [001]-

<i>Schichtdicke</i>	<i>Material</i>	<i>Brechungsindex</i>
∞	Material mit effektivem Brechungsindex	3.24
$0.35 \mu\text{m}$	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	3.13
$3.8 \mu\text{m}$ ($3.5 \mu\text{m}$)	GaAs	3.3
$0.2 \mu\text{m}$	AlAs	2.86
$0.02 \mu\text{m}$	GaAs	3.3
∞	Luft	1

Tabelle 7.2: Zusammenfassung der Schichtstruktur inklusive der berechneten Brechungsindizes der Probe 11-12-2.1. Eine graphische Darstellung der Brechungsindizes ist in Abbildung 7.4 gegeben. Die $3.5 \mu\text{m}$ in Klammern für die GaAs-Schicht beziehen sich auf die nominelle Schichtdicke, in den Berechnungen wurden $3.8 \mu\text{m}$ verwendet.

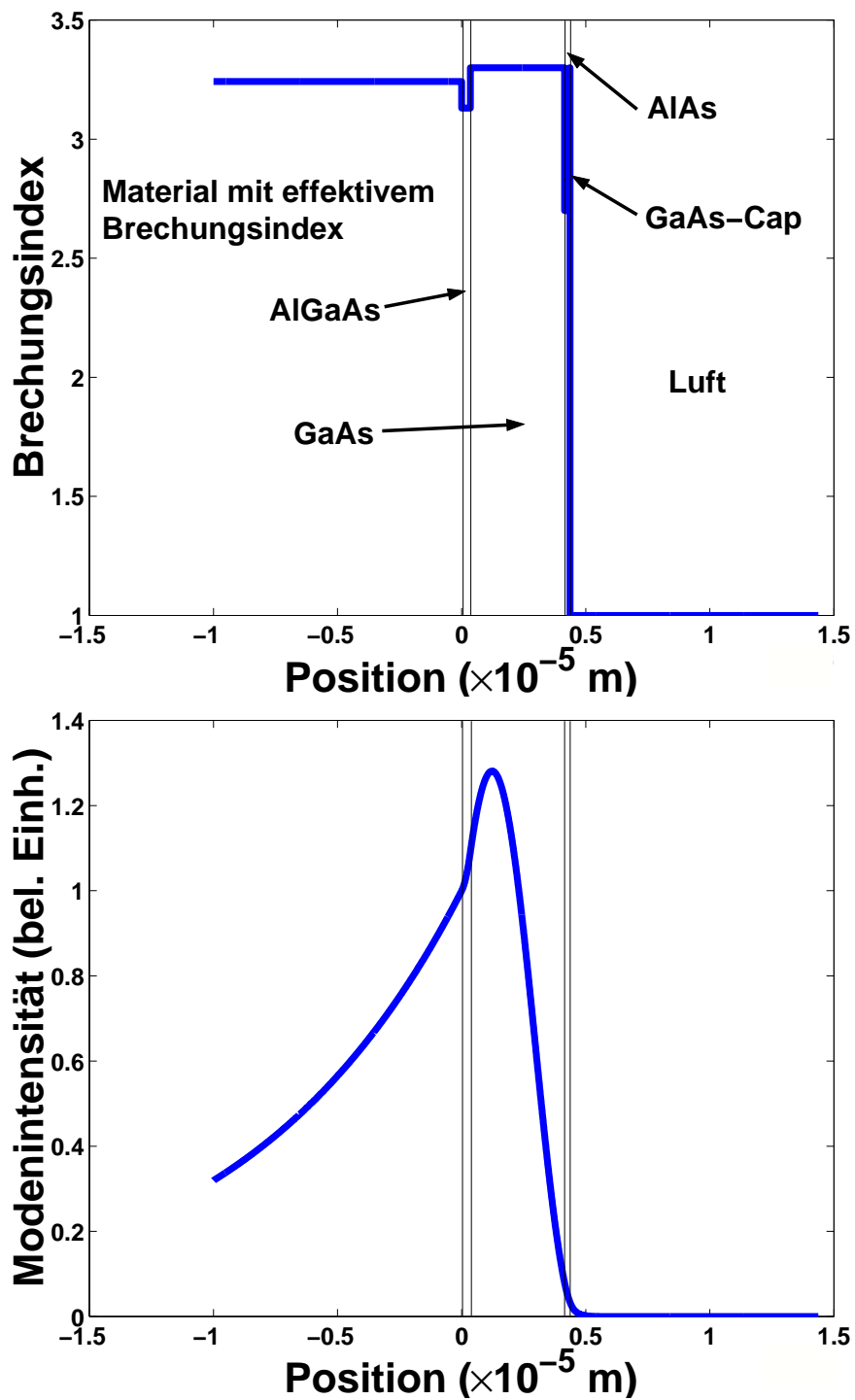


Abbildung 7.4: Brechungsindexprofil und Modenprofil für TE-polarisiertes Licht mit der Vakuumlichtwellenlänge $8.5 \mu\text{m}$ in der Struktur 11-12-2.1. Die Schichtgrenzen sind durch vertikale Balken gekennzeichnet.

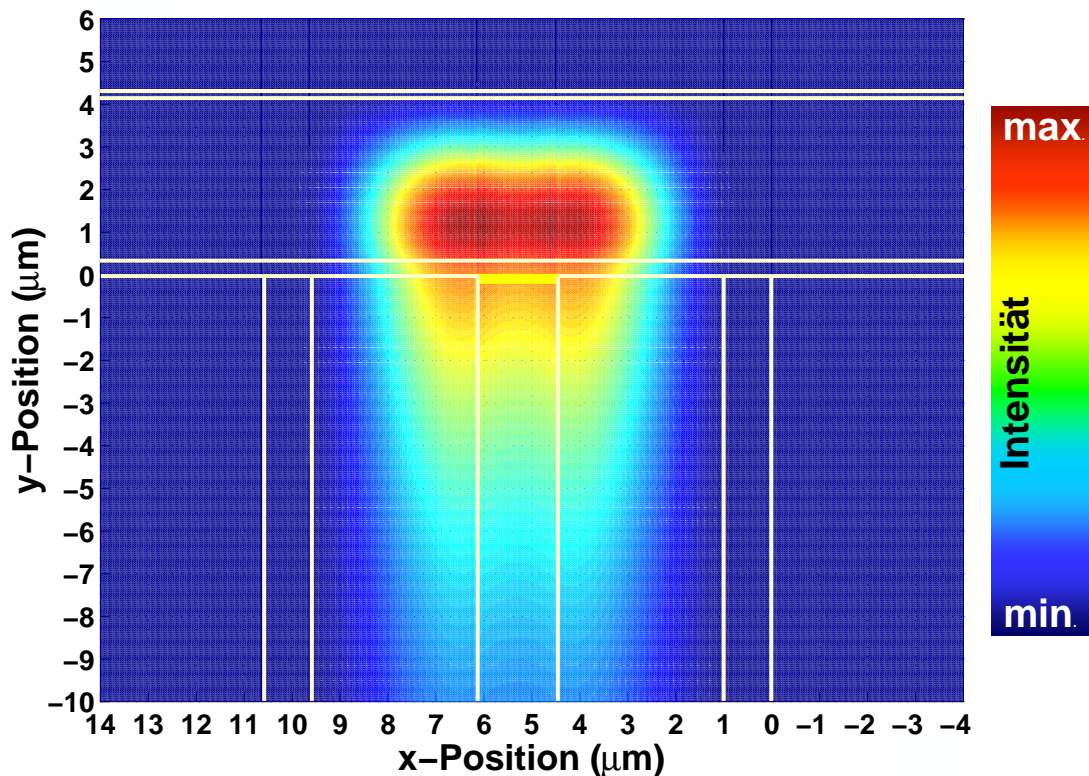


Abbildung 7.5: Farbkodierte Darstellung der optischen Mode in der Struktur 11-12-2.1 in zwei Raumrichtungen. Die Modenberechnung erfolgte unter Verwendung eines effektiven Brechungsindex für die Schichtfolge in x-Richtung für $y < 0$. Das Maximum der Mode ist leicht delokalisiert von der aktiven Zone (fette gelbe Linie). Zusätzlich sind die wichtigsten Schichtgrenzen eingezeichnet. Die Vakuumwellenlänge des Lichtes beträgt $8.5 \mu\text{m}$. Die Schichtfolgen in x-Richtung sind in Tabelle 7.1 wiedergegeben, die Schichtfolgen in y-Richtung in Tabelle 7.2.

Heterostruktur 3-22-1.1. In dieser Darstellung liegt die Spaltfläche der überwachten Probe 11-12-2.1 bei der Position 0. Somit wurde für eine realistische Quantendrahtkaskadenemitterstruktur ein T-förmiger Wellenleiter berechnet, welcher durch die Herstellung der Probe 11-12-2.1 erstmals in die Praxis übertragen wurde.

Um den zweidimensionalen Einschluss der Mode anschaulicher zu machen, wurden die Modenintensitäten aus den zwei Rechenschritten miteinander multipliziert und das Ergebnis in Abbildung 7.5 farbkodiert graphisch aufgetragen. Es sind die wichtigsten Schichtgrenzen und die optisch aktive Region markiert. Ab-

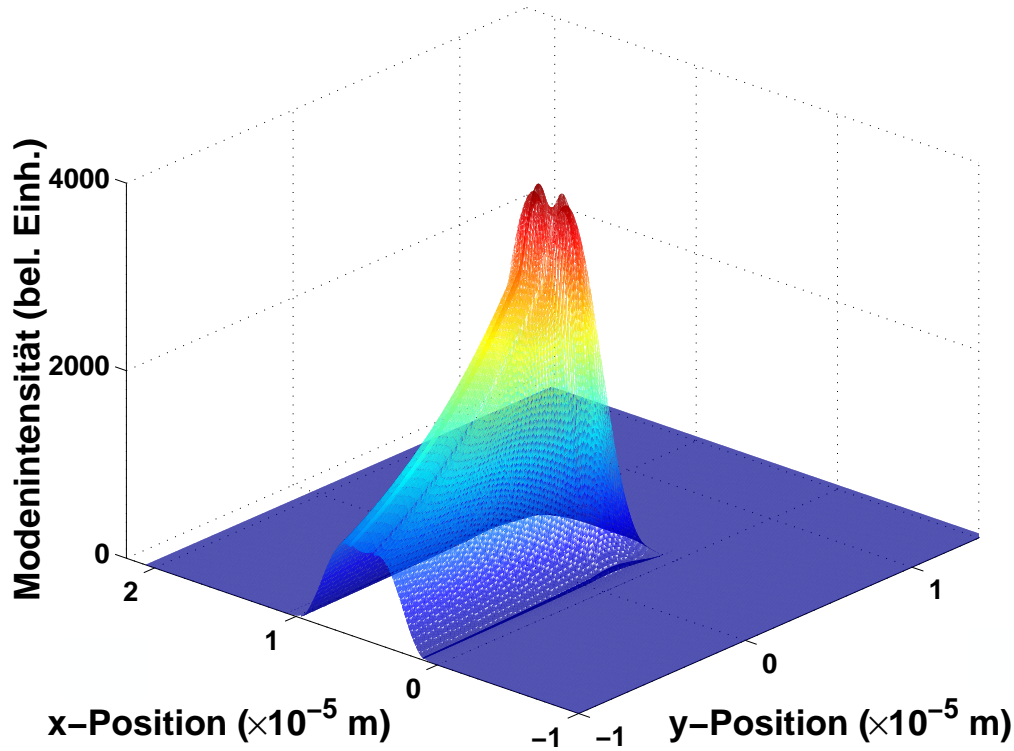


Abbildung 7.6: Räumliche Darstellung des Modenprofils aus Abbildung 7.5.

Abbildung 7.6 zeigt eine dreidimensionale Darstellung dieses Modenprofils.

Durch Berechnungen des Modenprofils in einem realistischen T-förmigen Wellenleiter unter Verwendung der Methode des effektiven Brechungsindex konnte die Möglichkeit des optischen Einschlusses einer Lichtwelle mit einer Vakuumwellenlänge von $8.5\ \mu\text{m}$ demonstriert werden. Eine derartige Struktur wurde auf der Grundlage der Berechnungen hergestellt. Experimentelle Ergebnisse beschreibt zusammenfassend der nächste Abschnitt.

7.3 Das Wellenleiterkonzept im Experiment

Auf Basis der Berechnungen aus dem letzten Abschnitt wurde das Konzept eines T-förmigen Wellenleiters für eine Vakuumwellenlänge von $8.5\ \mu\text{m}$ in die Praxis übertragen. Es erfolgte sowohl die Herstellung einer Emitterprobe (11-12-2.1), als auch die Herstellung einer Referenzprobe (11-12-2.2). Die Referenzprobe besitzt als erste Schicht der [110]-Wachstumssequenz einen $150\ \text{\AA}$ breiten GaAs-

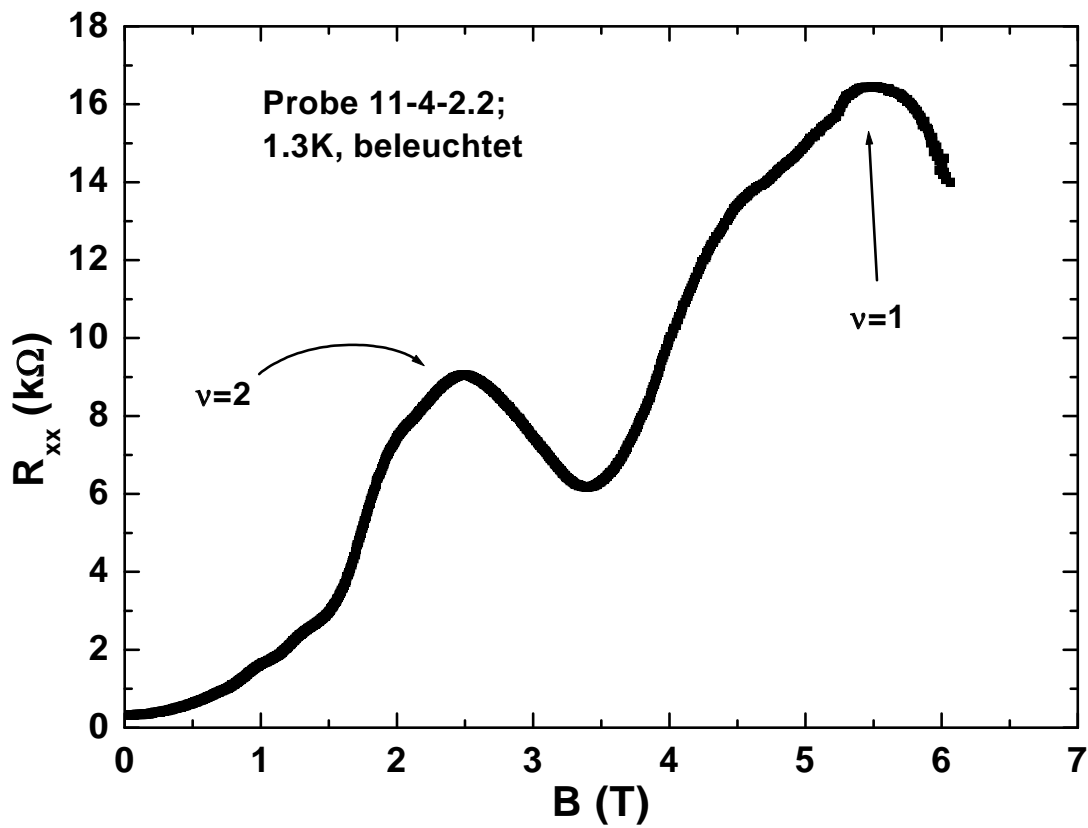


Abbildung 7.7: Magnetfeldabhängiger Längswiderstand nach Beleuchten der Probe 11-4-2.2 gemessen in Zwei-Punkt-Geometrie bei einer Temperatur von 1.3 K und einem Strom von 50 nA.

Quantenwell, der Transportmessungen innerhalb des Quanten-Hall-Regimes erlaubt (siehe auch Kapitel 5). Als [001]-Heterostruktur diente die Probe C021007B, welche nominell identisch mit der Probe 3-22-1.1 ist. Das Wachstum des Wellenleiters erfolgte nicht direkt nach dem Wachstum der Spacer und Si- δ -Dotierung, welche für die elektronischen Eigenschaften bei den Emitterproben verantwortlich sind, sondern in einem dritten Schritt. Motivation dafür war eine Zwischencharakterisierung der elektronischen und Emissionseigenschaften der Proben 11-4-2.1 bzw. 11-4-2.2, die noch keinen Wellenleiterabschluss entlang der zweiten Wachstumsrichtung aufweisen und nominell identisch mit den Proben 5-23-2.1 bzw. 10-21-2.2 sind. Die hergestellte Emitterprobe 11-4-2.1 zeigte jedoch wider Erwarten keine Emission bei der Wellenlänge von $8.5 \mu\text{m}$. Der Grund dafür konnte bei der späteren strukturellen Charakterisierung geklärt werden. An der Referenzprobe 11-4-2.2 jedoch konnte der Quanten-Hall-Effekt nachgewiesen werden.

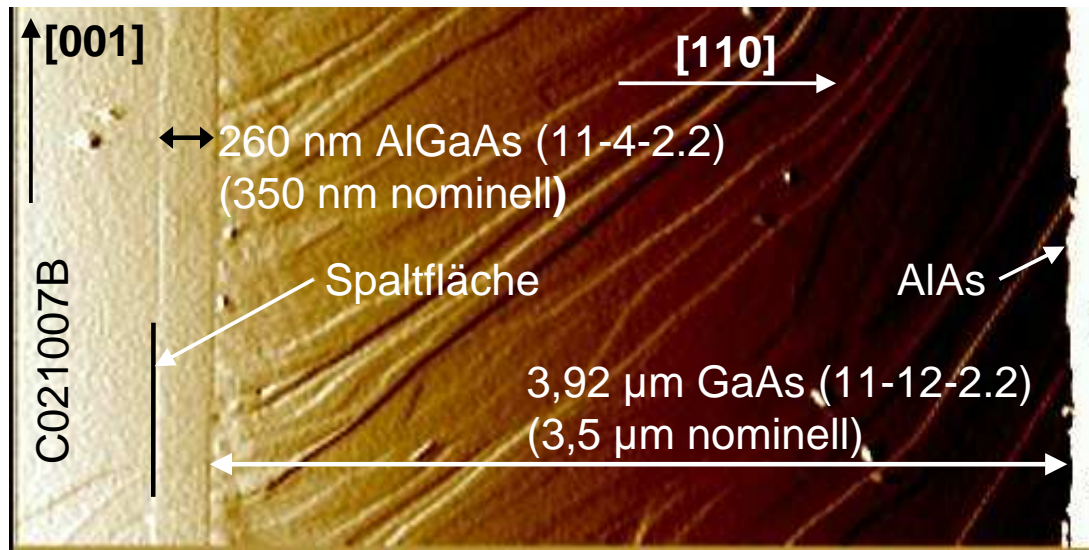


Abbildung 7.8: AFM-Aufnahme der $(1\bar{1}0)$ -Facette der Probe 11-12-2.2. Die Spaltfläche, die relevanten Kristallrichtungen und die einzelnen Wachstumsschritte sind markiert.

Eine magnetfeldabhängige Transportmessung zeigt Abbildung 7.7. Klar zu erkennen sind Oszillationen im Längswiderstand. Die Zuordnung der Füllfaktoren ist ebenfalls möglich. Die Probe weist eine Flächenladungsträgerdichte von $n_e \approx 1.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ auf. Jedoch ist bei dieser Messung kein Plateau zu sehen, was für derartige Messungen typisch ist (siehe Kapitel 5). Dies lässt auf eine niedrige Ladungsträgerbeweglichkeit in dieser Probe schließen.

Zur Herstellung der Probe 11-12-2.2 wurde in einem dritten Wachstumsschritt das Wellenleiterwachstum auf der Probe 11-4-2.2 komplettiert mit $3.5 \mu\text{m}$ GaAs, $0.2 \mu\text{m}$ AlAs und einer 20 nm dicken GaAs-Deckschicht. Mittels AFM wurde diese Probe strukturell charakterisiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Hierbei treten im Wesentlichen drei Tatsachen zu Tage. Zum einen ist die $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht nur 2600 \AA dick, obwohl ihre Dicke 3500 \AA betragen sollte. Damit ist klar, weshalb die Emitterproben keine Elektrolumineszenz zeigen konnten. Aufgrund des zu geringen $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Spacers ist die Ladungsträgerdichte im Stromkanal an der Spaltfläche so groß, dass die unteren Zustände des optischen Übergangs bereits besetzt sind. Die zweite Tatsache ist, dass die nominell $3.5 \mu\text{m}$ dicke GaAs-Schicht in Wirklichkeit gut $3.9 \mu\text{m}$ dick ist. Dies wäre jedoch für die Verwendung als Wellenleiter nicht tragisch, da eine dickere Schicht mit hohem Brechungsindex mit einem besseren Einschluss der optischen Mode verbunden

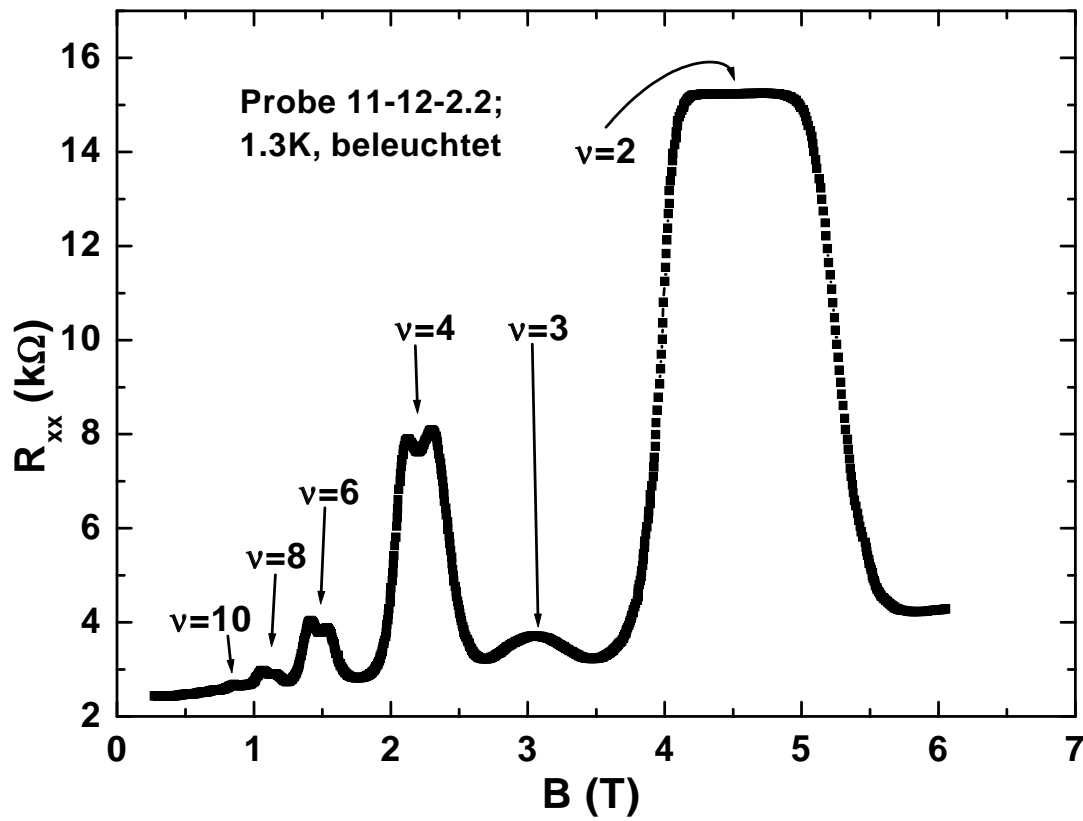


Abbildung 7.9: Magnetfeldabhängiger Längswiderstand nach Beleuchten der Probe 11-12-2.2 gemessen in Zwei-Punkt-Geometrie bei einer Temperatur von 1.3 K und einem Strom von 50 nA. Die Beobachtung von Spinaufspaltung und höherer Füllfaktoren bis hin zu $\nu=10$ lässt auf eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit schließen.

ist. Wäre die Schicht dünner als gewünscht, so bedeutet dies das Gegenteil, also einen schlechteren Einschluss der optischen Mode. Die letzte Tatsache betrifft die Qualität des Wellenleiterwachstums. Während die $(1\bar{1}0)$ -Facette der Probe 11-4-2.2 atomar glatt zu sein scheint, weist die $(1\bar{1}0)$ -Facette von 11-12-2.2 signifikante Rauigkeiten auf. Mit diesem Befund muss bezweifelt werden, dass das Wachstum dieser Probe epitaktisch erfolgte. Da allerdings an dieser Stelle nur die optischen Eigenschaften betroffen sind, wird der Tatsache der Facettenrauigkeit keine weitere Beachtung geschenkt.

An der Referenzprobe 11-12-2.2 wurden zusätzlich nach Beleuchten magnetfeldabhängige Transportmessungen durchgeführt. Ein Beispiel für diese Messungen ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Hier sind sogar noch große Füllfaktoren bis hin

zu $\nu=10$ aufzulösen. Ebenfalls wird Spinaufspaltung beobachtet ($\nu=3$). Des Weiteren ist für den Füllfaktor $\nu=2$ wieder ein Plateau zu erkennen. Die Ladungsträgerdichte ist mit $n_e \approx 2.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nahezu doppelt so groß, wie bei der Schwesterprobe ohne Wellenleiterabschluss. Diese Beobachtungen lassen auf eine deutlich höhere Elektronenbeweglichkeit als bei der Vergleichsprobe 11-4-2.2 ohne Wellenleiterabschluss schließen. Eine mögliche Erklärung dieser Beobachtung kann die bessere Homogenität des elektrischen Feldes entlang des zweidimensionalen Elektronengases sein. Diese Homogenität wird durch das Pinning des elektrischen Feldes im mehrere Mikrometer dicken Material mit hoher Dielektrizitätskonstanten auf der Spaltfläche verursacht. Hier hat sich also für die Transporteigenschaften der zusätzlich aufgebrachte Wellenleiter als sehr positiv erwiesen. Auch wenn an diesen Proben keine Intersubbandelektrolumineszenz - oder gar Laseraktivität - nachgewiesen werden konnte, so können aus den magnetfeldabhängigen Transportmessungen wichtige Erkenntnisse über die Tauglichkeit des Wellenleiterkonzepts bezüglich der elektronischen Eigenschaften zukünftiger Emitterproben gewonnen werden.

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein Konzept eines potentiellen Wellenleiters für CEO-Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen vorgestellt. Aufgrund der speziellen Herstellungsmethode mittels des epitaktischen Überwachsens von Spaltflächen fiel die Entscheidung auf die Implementierung eines T-förmigen Wellenleiters. Für eine realistische Wellenleiterstruktur wurde die zweidimensionale Berechnung der optischen Moden mittels der Transfermatrixmethode unter Verwendung von effektiven Brechungsindizes dargestellt. Hierbei konnte gezeigt werden, dass der Einschluss einer optischen Mode mit einer Vakuumwellenlänge von $8.5 \mu\text{m}$ möglich ist. Die Verwendung von effektiven Brechungsindizes zur Berechnung zweidimensionaler Wellenleiter ist allerdings nur eine Näherung, um welche jedoch bestehende eindimensionale Wellenleiterberechnungen in einfacher Art und Weise erweitert werden können.

Das dargestellte Konzept eines T-förmigen Wellenleiters wurde an einer Referenzprobe auf seine Praxistauglichkeit getestet. Bei Transportmessungen im Quanten-Hall-Regime wurde ein positiver Einfluss auf die elektronischen Eigenschaften der Quantendrahtkaskadenstrukturen festgestellt. Bezüglich der optischen Eigen-

schaften konnte experimentell noch keine Aussage getroffen werden.

Die Implementierung des hier vorgestellten T-förmigen Wellenleiters in Quantendrahtkaskadenemitter muss als große Herausforderung für die Zukunft betrachtet werden. Der Hauptgrund dafür ist in der experimentellen Umsetzung der berechneten [110]-Schichtfolge zu sehen, welche eine Gesamtdicke von bis zu $5\text{ }\mu\text{m}$ aufweisen muss.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiger elektrisch gepumpter Intersubbandlichtemitter für den Spektralbereich des Mittleren Infrarot konzipiert und experimentell realisiert. Dabei handelt es sich um einen Quantenkaskadenemitter, welcher mittels des epitaktischen Überwachsens von atomar glatten Spaltflächen (CEO) im GaAs/AlGaAs-Heterosystem hergestellt wurde. Begleitende theoretische Betrachtungen sagen elektronische Übergänge zwischen quantendrahtartigen Zuständen in derartigen Strukturen voraus. Pumpstromabhängige Elektrolumineszenz wurde um eine Zentralwellenlänge von $8.5\ \mu\text{m}$ bei einer Temperatur von 20 K beobachtet. Die maximalen optischen Ausgangsleistungen betragen über 10 nW. Die beobachteten Übergangsenergien stimmen in vielen Punkten exzellent mit den theoretischen Vorhersagen überein.

Anschauliche Argumente ließen den Schluss zu, dass aufgrund der Verringerung der Dimensionalität des beteiligten Ladungsträgersystems die Umwandlungseffizienz von elektrischer Energie in Lichtenergie bei den Quantendrahtkaskadenstrukturen höher ist, als bei den zugrunde liegenden konventionellen Schichtquantenkaskadenstrukturen. Mithilfe von Simulationsrechnungen wurden die Übergangsraten zweier Relaxationsmechanismen in einer Quantenschichtkaskadenemitterstruktur und der hier vorgestellten Quantendrahtkaskadenstruktur berechnet und kritisch miteinander verglichen. Zur Berechnung der Übergangsraten war die Bestimmung der Wellenfunktionen notwendig, welche im Rahmen der Effektiven-Masse-Näherung mit einem Schrödinger-Poisson-Lösungsverfahren berechnet wurden. Die zwei betrachteten Mechanismen der elektronischen Übergänge waren die strahlende Relaxation eines Elektrons unter Emission eines Photons und die Streuung eines Elektrons an longitudinal-optischen Phononen (LO-Phononen), welche einen nichtstrahlenden Relaxationsprozess repräsentiert. Der spontane optische Übergang wird dabei durch das Dipolmatrixelement bestimmt, während die Kristallelektronen bei der Emission oder Absorption von

LO-Phononen über das makroskopische elektrische Feld der Gitteratome wechselwirken. Die dargestellten Rechnungen belegen dimensionalitätsbedingt eine deutliche Reduktion der nichtstrahlenden Übergänge sowie eine Erhöhung der strahlenden Übergangsraten in den Quantendrahtstrukturen im Vergleich zu den Schichtstrukturen.

Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen wurden mittels der CEO-Methode hergestellt. Die Fabrikation erfolgte in zwei Wachstumsschritten. In einem [001]-Wachstumsschritt wurde eine GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As-Schichtquantenkaskadenstruktur mit vollständig undotierter aktiver Zone hergestellt. Diese Struktur wurde in der Epitaxiekammer entlang der nichtpolaren (110)-Oberfläche gespalten. Das Ergebnis dieses Spaltvorgangs war eine atomar glatte (110)-Oberfläche der GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As-Heterostruktur. In einem zweiten Wachstumsschritt wurde entlang der [110]-Richtung eine weitere Folge von Schichten epitaktisch aufgebracht. Diese [110]-Sequenz enthält als essentiellen Bestandteil eine Silizium- δ -Dotierung, welche entlang der [110]-Kristallrichtung ein zusätzliches Einschlusspotential für Elektronen erzeugt und Ladungsträger in einem Kanal entlang der Spaltfläche zur Verfügung stellt. Die Einschlusspotentiale entlang der [001]- und [110]-Richtungen überlagern sich an der Spaltfläche und es bilden sich an dieser Stelle zweidimensionale Einschlusspotentiale für Elektronen aus. Transportmessungen an Referenzproben innerhalb des Quanten-Hall-Regimes bestätigten die Existenz dieses Elektronenkanals an der Spaltfläche. Ein kritischer Parameter bei der Herstellung der Emitterproben ist die Besetzung der einzelnen Subbänder mit Elektronen. Unter Verwendung von Näherungen wurden die Subbandstruktur und die Elektronenverteilung in der optisch aktiven Region berechnet. Aus den Ergebnissen wurden Konsequenzen für die Flächendichte der Silizium- δ -Dotierung gezogen, was letztendlich zu einem emittierenden Bauelement geführt hat.

Die strukturelle Charakterisierung der Proben erfolgte mittels Transmissions-elektronenmikroskopie und Rasterkraftmikroskopie. Diese Analysemethoden ließen bei den meisten Proben einen direkten Rückschluss auf deren hervorragende strukturelle Qualität zu. Speziell die Rasterkraftmikroskopie hat sich dabei als zeitsparende Methode herausgestellt, mit der bei einigen Proben die Gründe der Nichtfunktionalität dieser Proben aufgezeigt werden konnten.

Spektral wurden die Emitterproben an einem eigens dafür eingerichteten Messplatz charakterisiert. Kernstück dieses Messplatzes ist ein Fourierspektrometer

mit Step-Scan-Option. In dieser Konfiguration erlaubt der Messplatz die Charakterisierung verschiedener elektrisch gepumpter Intersubbandemitter. So konnten zum einen Standardquantenkaskadenlaser als auch neuartige Emitterstrukturen basierend auf Silizium/Germanium-Heterostrukturen erfolgreich spektral analysiert werden.

Das Hauptziel für die nahe Zukunft wird der Nachweis von stimulierter Intersubbandemission in den vorgestellten Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen sein. In dieser Arbeit wurde eine Methode dargestellt, mit der Wellenleiter für die spezielle Geometrie dieser Strukturen entwickelt und das zweidimensionale Intensitätsprofil der optischen Mode im Wellenleiter berechnet werden kann. Hier wurde aufgrund der Kompatibilität mit der Herstellungstechnik der Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen das Konzept eines T-förmigen Wellenleiters für das Mittlere Infrarot favorisiert. Die experimentelle Umsetzung dieses Konzepts jedoch erfordert erhebliches Know-How beim Wachstum des Wellenleiterteils entlang der [110]-Richtung, da [110]-Gesamtschichtdicken von über $4\text{ }\mu\text{m}$ benötigt werden.

Ein weiteres Ziel für die Zukunft ist die Implementierung einer Steuerelektrode (Gate) als Abschlusschicht der [110]-Wachstumssequenz. Somit besteht die Möglichkeit, die Ladungsträgerverteilung in einem Emitterbauelement durch eine betriebsstromunabhängige Spannung zu beeinflussen. Damit lässt sich das vom Bauelement erzeugte Licht betriebsstromunabhängig modulieren. Die erfolgreiche Verknüpfung eines Quantendrahtkaskadenemitters, eines geeigneten T-förmigen Wellenleiters und einer Gateelektrode resultiert damit in einem lichtemittierenden Feldeffekttransistor, dessen Entwicklung auch aus ökonomischen Gründen als sehr lohnend erscheint.

Das präsentierte Quantendrahtkaskadenemitterbauelement stellt die Grundlage für diese beiden zukünftigen Entwicklungen dar. Mit seiner Realisierung konnte auf eindrucksvolle Weise die Reife der verwendeten Herstellungstechnik belegt werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals überhaupt Intersubbandemission in Quantendrahtkaskadenstrukturen nachgewiesen werden. Die Realisierung von Quantenpunkt-kaskadenemittern ist seit einiger Zeit im Gange. Theoretische Beschreibungen und die Realisierung von Quantenpunkt-kaskadenemitterstrukturen werden in der Zukunft ebenfalls eine wichtige Rolle in der Grundlagenforschung spielen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzipielle Darstellung eines bipolaren Halbleiterheterostrukturemitters. Elektronen und Löcher werden in einer aktiven Region zusammengeführt, in der sie dann strahlend rekombinieren können. Die Energie des emittierten Photons beträgt $h\nu$ und ist im Wesentlichen durch die Bandlücke E_{gap} des Materials festgelegt. . . .	6
1.2	Berechnete Eigenenergien (gestrichelt) und Betragsquadrate der Wellenfunktionen (durchgezogen) für die drei lokalisierten Zustände in einem 100 Å breiten GaAs-Quantentopf in einer Umgebung von $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (aus [8], berechnet mit AQUILA [9]).	8
1.3	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Intersubbandkaskadenemitters nach Kazarinov und Suris [1]. Eine periodische Anordnung aus Einschlusspotentialen wird mittels eines elektrischen Feldes \vec{E} verkippt.	9
1.4	Darstellung der Potential- und Subbandstruktur einer Quantenkaskadenemitterstruktur, in der Besetzungsinversion erzielt werden kann. Die optisch aktive Region beherbergt drei lokalisierte Zustände, deren energetische Lage durch die Variation diverser Parameter (Breite der Quantentöpfe und -barrieren) „maßgeschneidert“ werden kann. Überbrückt werden die optisch aktiven Regionen durch Injektoren, in denen viele lokalisierte Zustände ein Quasikontinuum bilden. Die Injektoren dienen der Bevölkering des angeregten Zustandes 3 und der Entvölkering der Zustände 1 und 2.	10

1.5	Die Heterostruktur (Substrat, Wellenleiter, aktive Zone) wird in mehreren Schritten in den hier dargestellten Streifenwellenleitern prozessiert. Die Facetten der Vorder- und Rückseite dienen als Spiegel. Das Bauelement ist einige einhundert Mikrometer lang und einige zehn Mikrometer breit. Die Illustration zeigt einen GaAs-basierenden Quantenkaskadenlaser.	12
1.6	Intra- und Intersubbandrelaxationsmechanismen in zwei- (oben) und eindimensionalen Elektronensystemen (unten).	15
2.1	Experimentelle Realisierung der Quantendraht-Heterostruktur. . .	21
2.2	Selbstkonsistent berechnetes Potential am Γ -Punkt einer Periode einer Quantendrahtkaskadenstruktur. Die Spaltfläche befindet sich bei $y=5000 \text{ \AA}$. In x-Richtung ist ein elektrisches Feld von 72 kV/cm angelegt. Der Potentialsprung bei $y=5100 \text{ \AA}$ resultiert aus einer Erhöhung des Aluminiumanteils auf 67% , um die Emissionseigenschaften bezüglich der Wellenleitung zu kontrollieren.	24
2.3	Schnitt durch das Potential aus Abbildung 2.2 bei $y=4950 \text{ \AA}$. Dargestellt sind die Eigenenergien der ersten 75 lokalisierten Zustände (links) und die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $ \chi_\ell(x, y=4950 \text{ \AA}) ^2$ der vier ausgewählten Zustände 2, 6, 25 und 37. Die Energiedifferenzen der elektronischen Übergänge betragen: $\Delta E_{6-2}=37.3 \text{ meV}$, $\Delta E_{37-6}=151 \text{ meV}$ und $\Delta E_{37-25}=42.2 \text{ meV}$	25
2.4	Konturdarstellungen der Zustände 37, 6 und 2. Der optische Übergang erfolgt zwischen den Zuständen 37 und 6, Zustand 6 wird mittels resonanter LO-Phononemission in Zustand 2 entleert. . . .	26
2.5	Konturdarstellung von Zustand 25. Das Maximum der Elektronendichte liegt 400 \AA von der Spaltfläche entfernt. $\chi_{25}(x, y=4950 \text{ \AA})$ verschwindet nahezu (siehe auch Abbildung 2.3).	28
2.6	Abhängigkeit der Übergangsraten $\Gamma_{\text{LO}}(02 \rightarrow 1)$ von der Energiedifferenz der Zustände 2 und 1 für das Schichtsystem (oben) und $\Gamma_{\text{LO}}(06 \rightarrow 2)$ von der Energiedifferenz der Zustände 6 und 2 für das Drahtsystem (unten) und der Wellenzahl der Abschirmung durch freie Ladungsträger. Bei $\Delta E_{2-1} = \hbar\omega_0 = 36.5 \text{ meV}$ sättigt die Übergangsrate im idealen Schichtsystem, während sie im idealen Drahtsystem divergiert.	36

2.7	LO-Phonon-induzierte Übergangsraten in der Quantendrahtstruktur vom Zustand 37 in die energetisch niedriger liegenden Zustände. Die Übergangsraten von vier Zuständen sind mit dem Index des Zustands gekennzeichnet.	38
3.1	Prinzip eines Michelson-Interferometers. Spiegel 2 ist parallel zum Strahlweg verschiebbar, alle anderen Komponenten sind in der Regel ortsfest. Das von einer Lichtquelle ausgesandte Licht paralleler Strahlen wird vom Strahlteiler teils zum Spiegel 2 transmittiert und teils zum Spiegel 1 reflektiert. Von den Spiegeln 1 und 2 werden die Teilstrahlen zurück auf den Strahlteiler reflektiert, von wo aus Teile wiederum zum Detektor transmittiert oder reflektiert werden. Hier interferieren sie und es wird eine, von der Spiegelposition x abhängige, Intensität gemessen. l_1 und l_2 sind die Längen der beiden Interferometerarme.	41
3.2	Schematische Darstellung des, für die optische und elektrische Charakterisierung von Intersubbandemittern, verwendeten Messplatzes. IW bezeichnet einen Impedanzwandler, MCT einen Quecksilberkadmiumtelluriddetektor und der Stromfühler dient der induktiven Strommessung. Eine detaillierte Beschreibung befindet sich im Text.	52
3.3	Transmissionscharakteristik von Kaliumbromid (KBr) der Dicke 5 mm im Wellenlängenbereich von $2.5\text{ }\mu\text{m}$ bis $40\text{ }\mu\text{m}$ [43].	53
3.4	Spektrum der Quantenkaskadenlaserprobe 1-9-1.2 bei einer Temperatur von 80 K. Die Breite des Streifenwellenleiters beträgt $30\text{ }\mu\text{m}$, die Länge $670\text{ }\mu\text{m}$, der Pumpstrom 3 A, die Pulsdauer 50 ns und die Pulswiederholrate 4.88 kHz. Der Bildeinsatz zeigt die kleine Linibreite, und im vergrößerten Ausschnitt sind die Fabry-Perot-Moden des Resonators zu erkennen.	55
3.5	Elektrolumineszenzspektrum einer Silizium/Silizium-Germanium-Quantenkaskadenstruktur bei einer Temperatur von 80 K, einem Pumpstrom von 350 mA, einer Pulsdauer von $4\text{ }\mu\text{s}$ und einem Duty-Cycle von 50 %.	56

3.6	Elektrolumineszenzspektrum der Quantenpunkt-kaskadenstruktur 6-26-2.1 bei einer Temperatur von 80 K. Der Pumpstrom beträgt 10 mA, die Pulsdauer 4 μ s und der Duty-Cycle 37.2 %.	57
4.1	Die CEO-Technik im Schema. Anfangs wird eine [001]-Heterostruktur epitaktisch auf ein GaAs-Substrat aufgewachsen. Nach mehreren Präparationsschritten wird diese Heterostruktur in der Wachstumskammer entlang der nichtpolaren (110)-Oberfläche gespalten und sofort mit dem [110]-Wachstum begonnen. Ladungsträgereinschluss entlang der [110]-Richtung erfolgt mittels einer Silizium- δ -Dotierung. Nach dem zweiten Wachstumsschritt werden die Proben kontaktiert.	61
4.2	Halter für das Wachstum auf in-situ präparierten (110)-Spaltflächen. Gedünnte [001]-Heterostrukturen werden an einen Block angelehnt, über den ein definierter Defekt (Ritz) hinausragt. Fixiert werden die Stücke mit einem Stützwafer. Mit einem Tantalbügel erfolgt das Spalten im Ultrahochvakuum der Wachstumskammer. Die Zeichnung wurde [55] entnommen.	64
4.3	Lichtmikroskopische Aufnahmen der Spaltfläche nach dem [110]-Wachstum. Das obere Bild zeigt eine perfekt gespaltene Probe mit optimalen Wachstumsbedingungen. Das Bild in der Mitte zeigt makroskopische Stufen, welche auf einen schlechten Spaltvorgang schließen lassen. Das untere Bild zeigt eine gespaltene Probe mit Oberflächendefekten, welche durch nicht optimale [110]-Wachstumsparameter verursacht wurden. Die [001]-Richtung und ein Größenmaßstab sind jeweils angegeben.	65
5.1	Hellfeld-Querschnitts-TEM-Aufnahme der GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As-Heterostruktur 3-22-1.1, welche als [001]-Wachstumsschritt die Grundlage für die Herstellung von Quantendrahtkaskadenstrukturen darstellt. Die Periode und die Wachstumsrichtung sind markiert. GaAs-Schichten erscheinen hell und Al _{0.33} Ga _{0.67} As-Schichten dunkel. . .	70
5.2	Hellfeld-Querschnitts-TEM-Aufnahme der GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As-Heterostruktur C021007B. Die Periode und die Wachstumsrichtung sind markiert. Al _{0.33} Ga _{0.67} As-Schichten erscheinen hell und GaAs-Schichten dunkel.	71

5.3	Hellfeld-Querschnitts-TEM-Aufnahme der GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As-Heterostruktur C021007B mit atomarer Auflösung (siehe Bild 5.2). Al _{0.33} Ga _{0.67} As-Schichten erscheinen hell und GaAs-Schichten dunkel.	72
5.4	Schema der hergestellten und charakterisierten CEO-Proben mit Angabe der relevanten Kristallrichtungen für die strukturelle Charakterisierung mittels AFM.	74
5.5	Schemazeichnung eines Rasterkraftmikroskops, bestehend aus einer Spitze, einem xyz-Piezokristall, einem Photodetektor und einem Laser. Von links nach rechts: Falls sich die Reflexion am Cantilever, und damit die Kontaktkraft, ändert, wird der Piezokristall um dz bewegt, um die Spannungsdifferenz dV am Detektor zu kompensieren (aus [62]). Dargestellt ist der Kontaktmodus. Ein berührungsfreies Abtasten der Oberfläche ist im „Tapping“-Modus ebenfalls möglich.	74
5.6	AFM-Aufnahme einer oxidierten (110)-Facette der Probe 3-22-1.1. Erkennbar sind die 36 Perioden der [001]-Heterostruktur. Eine Kristallrichtung und ein Größenmaßstab sind markiert. Die 36 Perioden sind von GaAs umgeben.	75
5.7	AFM-Aufnahme einer oxidierten (1 $\bar{1}$ 0)-Facette der Probe 11-4-2.2. Die [001]-Heterostruktur C021007B diente als Grundlage für das Überwachsen. Die beiden Wachstumsrichtungen und die relevanten Schichten sind markiert. Auf die Oberflächenunebenheiten im rechten unteren Bildteil wird in Kapitel 7 eingegangen.	76
5.8	CEO-Referenzprobe zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte im 2DEG an der Spaltfläche. Das 2DEG ist über zwei hochdotierte Schichten ankontaktiert und seine Länge hängt von den Dimensionen der [001]-Heterostruktur ab. Die Breite des 2DEG ist L. Die Richtung des angelegten Magnetfeldes ist ebenfalls eingezeichnet.	78

5.9	Leitungsbandverlauf einer Referenzprobe für Magnetotransportmessungen (berechnet mit AQUILA [9]). Die AlGaAs-Spacer neben der δ -Dotierung besitzen typische Dicken. Die Probenoberfläche ist bei 0 \AA . Als Randbedingung wurde das Potential an der Oberfläche Null gesetzt. Die δ -Dotierung wurde mit $1.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ auf 2 \AA Dicke simuliert. Weiterhin ist die energetische Lage der ersten beiden lokalisierten Zustände (Subbänder) mit ihren Aufenthaltswahrscheinlichkeiten zu erkennen. An der Lage der ebenfalls dargestellten Fermienergie ist zu erkennen, dass nur ein Subband (teilweise) besetzt ist. Die Flächenladungsträgerdichte im 2DEG beträgt in diesem Beispiel $n_e = 1.67 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$	80
5.10	Magnetfeldabhängiger Längswiderstand der Referenzprobe 10-21-2.2. Die Messung erfolgte in Zwei-Punkt-Geometrie mit einem Strom von 30 nA . Die Oszillationen im Magnetowiderstand enthüllen den Quanten-Hall-Effekt und belegen somit die Existenz eines 2DEG. Das beobachtete Plateau bei 4.5 T lässt eindeutig auf die zugeordneten Füllfaktoren schließen.	81
6.1	Schema einer hergestellten Quantendrahtkaskadenemitterstruktur. Die Schichtfolgen in $[001]$ - und $[110]$ -Richtung werden detailliert im Text beschrieben. Die Kontaktierung erfolgt am Substrat und an der oberen Kontaktschicht. Der dicke Pfeil indiziert die Position und die Richtung des ausgekoppelten Lichtes.	87
6.2	Auswahl temperaturabhängiger Strom-Spannungs-Kennlinien der $[001]$ -Heterostruktur 3-22-1.1 zwischen 4 K und Raumtemperatur. Die Messungen erfolgten spannungskontrolliert mit einer Gleichspannungsquelle. Bei niedrigen Temperaturen ist erhöhter Stromfluss erst über 20 V zu erkennen. Nahe Raumtemperatur jedoch ist unterhalb von 20 V schon ein signifikanter Stromfluss zu erkennen. Hier wurde die Strombegrenzung auf 25 mA eingestellt. Ein wiederholtes Anlegen von Spannungen deutlich über 20 V führt zur irreversiblen Zerstörung der Probe.	89

6.3	Rasterelektronenmikroskopaufnahme (REM-Aufnahme) einer kontaktierten und montierten Quantendrahtkaskadenemitterprobe. Die [110]-Kristallrichtung sowie Probenträger, Golddrähte, Leitsilber und Spaltfläche sind markiert. Die Abbildung beinhaltet zudem einen Größenmaßstab. Die Auskoppelung des zu charakterisierenden Lichtes erfolgt an der Spaltfläche.	90
6.4	Selbstkonsistent berechnetes Potential der optisch aktiven Region der vorgestellten Quantendrahtkaskadenstruktur. Die Positionen der Silizium- δ -Dotierung, der Spaltfläche sowie der Probenoberfläche sind markiert. Die Silizium- δ -Dotierung ist mit einer Volumendichte ionisierter Siliziumatome von $n_{Si}=1.05 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in einer 2 Å dicken Schicht modelliert.	92
6.5	Schnitt durch das Potential aus Abbildung 6.4, 200 Å von der Spaltfläche entfernt. Eingezeichnet sind die drei bedeutenden Zustände an ihrer energetischen Position sowie die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons in diesen Zuständen. Im gezeigten Fall liegt die Fermienergie deutlich unter dem Zustand 2, was einen optischen Übergang vom Zustand 3 in den Zustand 2 ermöglicht. Die Kantigkeit des Potentialverlaufs und der Wellenfunktionen hat ihren Ursprung in der verwendeten Auflösung während der Berechnung.	93
6.6	Strom-Spannungs-Kennlinien von Stück 5 der Probe 5-23-2.1 bei drei verschiedenen Temperaturen. Die Länge L beträgt 1 mm. Im Bereich der nahezu konstanten Spannung bei 20 K wird Elektrolumineszenz überhalb von 350 mA beobachtet. Die flachen Kennlinien bei 40 K und 60 K lassen auf eine Zerstörung der Probe schließen.	95
6.7	Pumpstromabhängige Elektrolumineszenzspektren von Emitter 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 5) bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K. Emission ist oberhalb einer Pumpstromstärke von 400 mA zu beobachten. Die emittierte Leistung ist pumpstromabhängig. Die Länge L des Emitters beträgt ca. 1 mm.	97

6.8	Integrierte optische Ausgangsleistung des Emitters 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 5) als Funktion der Pumpstromstärke für die Pumpströme aus Abbildung 6.7. Überhalb einer Schwelle von 400 mA steigt die integrierte Ausgangsleistung linear an, was für Elektrolumineszenz in dieser Form auch erwartet wird.	98
6.9	Pumpstromabhängige Elektrolumineszenzspektren von Emitter 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 3) bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K. Emission ist oberhalb einer Pumpstromstärke von 200 mA zu beobachten. Die emittierte Leistung ist pumpstromabhängig. Die Emitterlänge L beträgt ca. 1 mm.	100
6.10	Integrierte optische Ausgangsleistung sowie der Spannungsabfall über dem Emitter 3 (Probe 5-23-2.1, Stück 3) als Funktionen der Pumpstromstärke für die Pumpströme aus Abbildung 6.9. Überhalb einer Schwelle von 200 mA steigt die integrierte Ausgangsleistung linear an. Der Spannungsabfall über dem Emitter ist im Bereich der Emission nahezu konstant.	101
7.1	Schematischer Aufbau eines Schichtwellenleiters. Zwischen zwei Claddings liegen N Schichten, welche senkrecht zur z-Richtung unendlich ausgedehnt sind. Die Breite der Schichten sei $2h_j$. Die propagierende Lichtwelle wird parallel zu den Schichten geführt. Die Richtungen des elektrischen und magnetischen Feldes für TE- und TM-Polarisation sind angegeben.	107
7.2	Brechungsindexprofil und Modenprofil für TM-polarisiertes Licht mit der Vakuumlichtwellenlänge $8.5 \mu\text{m}$ in der Struktur 3-22-1.1. Die Schichtgrenzen sind durch vertikale Balken gekennzeichnet. Dargestellt ist die Grundmode mit dem größten effektiven Brechungsindex von $n_{\text{eff}} = \frac{k\lambda}{2\pi} = 3.24$	111

7.3	Schematischer Aufbau eines T-förmigen Wellenleiters, welcher eine Erweiterung des Schichtwellenleiters aus Abbildung 7.1 darstellt. Die optische Mode (schattierte Ellipse) wird von drei Claddings eingeschlossen. Die komplette Schichtfolge in x-Richtung wird als ein Medium mit effektivem Brechungsindex n_{eff} angesehen. In y-Richtung findet man somit wieder einen herkömmlichen Schichtwellenleiter vor. Das Licht breitet sich senkrecht zur x-Richtung und senkrecht zur y-Richtung aus.	114
7.4	Brechungsindexprofil und Modenprofil für TE-polarisiertes Licht mit der Vakuumlichtwellenlänge $8.5\,\mu\text{m}$ in der Struktur 11-12-2.1. Die Schichtgrenzen sind durch vertikale Balken gekennzeichnet. . .	116
7.5	Farbkodierte Darstellung der optischen Mode in der Struktur 11-12-2.1 in zwei Raumrichtungen. Die Modenberechnung erfolgte unter Verwendung eines effektiven Brechungsindex für die Schichtfolge in x-Richtung für $y < 0$. Das Maximum der Mode ist leicht delokalisiert von der aktiven Zone (fette gelbe Linie). Zusätzlich sind die wichtigsten Schichtgrenzen eingezeichnet. Die Vakuumwellenlänge des Lichtes beträgt $8.5\,\mu\text{m}$. Die Schichtfolgen in x-Richtung sind in Tabelle 7.1 wiedergegeben, die Schichtfolgen in y-Richtung in Tabelle 7.2.	117
7.6	Räumliche Darstellung des Modenprofils aus Abbildung 7.5. . . .	118
7.7	Magnetfeldabhängiger Längswiderstand nach Beleuchten der Probe 11-4-2.2 gemessen in Zwei-Punkt-Geometrie bei einer Temperatur von 1.3 K und einem Strom von 50 nA.	119
7.8	AFM-Aufnahme der $(1\bar{1}0)$ -Facette der Probe 11-12-2.2. Die Spaltfläche, die relevanten Kristallrichtungen und die einzelnen Wachstumsschritte sind markiert.	120
7.9	Magnetfeldabhängiger Längswiderstand nach Beleuchten der Probe 11-12-2.2 gemessen in Zwei-Punkt-Geometrie bei einer Temperatur von 1.3 K und einem Strom von 50 nA. Die Beobachtung von Spinaufspaltung und höherer Füllfaktoren bis hin zu $\nu=10$ lässt auf eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit schließen.	121

Tabellenverzeichnis

2.1	Gegenüberstellung der Übergangsenergien in der Quantendrahtkaskadenstruktur und der ihr zugrunde liegenden Quantentopf-kaskadenstruktur. Die experimentellen Ergebnisse für die Quantendrahtstruktur werden in Kapitel 6 ausführlich erläutert. Die Quantentopfstruktur wurde nur im Laserbetrieb vermessen. Der Wert für ΔE_{2-1} in der rechten Spalte wurde aus den experimentellen Ergebnissen in [5] herausgelesen.	29
2.2	Gegenüberstellung der Übergangsraten von nichtstrahlenden Übergängen in der Quantendrahtkaskadenstruktur und der ihr zugrunde liegenden Quantentopf-kaskadenstruktur. In der rechten Spalte sind die Werte für die in Referenz [5] berechneten Übergangsraten gegeben.	33
7.1	Zusammenfassung der Schichtstruktur inklusive der berechneten Brechungsindizes der Probe 3-22-1.1. Die verwendete Wellenlänge beträgt $8.5 \mu\text{m}$. Eine graphische Darstellung der Brechungsindizes ist in Abbildung 7.2 gegeben.	113
7.2	Zusammenfassung der Schichtstruktur inklusive der berechneten Brechungsindizes der Probe 11-12-2.1. Eine graphische Darstellung der Brechungsindizes ist in Abbildung 7.4 gegeben. Die $3.5 \mu\text{m}$ in Klammern für die GaAs-Schicht beziehen sich auf die nominelle Schichtdicke, in den Berechnungen wurden $3.8 \mu\text{m}$ verwendet. . . .	115

Literaturverzeichnis

- [1] R.F. Kazarinov, R.A. Suris. *Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice*. Sov. Phys. Semicond. **5**, 707, 1971.
- [2] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Quantum Cascade Laser*. Science **264**, 553, 1994.
- [3] Mattias Beck, Daniel Hofstetter, Thierry Aellen, Jérôme Faist, Ursula Oesterle, Marc Illegems, Emilio Gini, and Hans Melchior. *Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature*. Science **295**, 301, 2002.
- [4] Rüdiger Köhler, Alessandro Tredicucci, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, A. Giles Davies, David A. Ritchie, Rita C. Iotti, Fausto Rossi. *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*. Nature **417**, 156, 2002.
- [5] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot, and J. Nagle. *GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum cascade laser*. Appl. Phys. Lett. **73**, 3486, 1998.
- [6] W. Wegscheider, L.N. Pfeiffer, M.M. Dignam, A. Pinczuk, K.W. West, S.L. McCall, and R. Hull. *Lasing from Excitons in Quantum Wires*. Phys. Rev. Lett. **71**, 4071, 1993.
- [7] Werner Wegscheider, Loren Pfeiffer, Kenneth West, and Ronald E. Leibenguth. *Current injection GaAs/AlGaAs quantum wire lasers fabricated by cleaved edge overgrowth*. Appl. Phys. Lett. **65**, 2510, 1994.
- [8] Ingo Keck. *Zur Theorie von Intersubbandübergängen in Halbleiter-Heterostrukturen mit Anwendung auf Quantenkaskadenlaser*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2001.

- [9] Martin Rother. *AQUILA - Programm zur selbstkonsistenten Simulation von Halbleiterheterostrukturen*. Walter Schottky Institut, Technische Universität München, 1999.
- [10] G. Dehlinger, L. Diehl, U. Gennser, H. Sigg, J. Faist, K. Ensslin, D. Grützmacher, E. Müller. *Intersubband electroluminescence from silicon-based quantum cascade structures*. Science **290**, 2277, 2000.
- [11] C. Becker, I. Prevot, X. Marcadet, B. Vinter, C. Sirtori. *InAs/AlSb quantum-cascade light-emitting devices in the 3-5 μm wavelength region*. Appl. Phys. Lett. **78**, 1029, 2001.
- [12] C. Gmachl, H.M. Ng, S.-N.G. Chu, and A.Y. Cho. *Intersubband absorption at $\lambda \sim 1.55 \mu\text{m}$ in well- and modulation-doped GaN/AlGaIn multiple quantum wells with superlattice barriers*. Appl. Phys. Lett. **77**, 3722, 2000.
- [13] M.R. Black, M. Padi, S.B. Cronin, Y.-M. Lin, O. Rabin, T. McClure, G. Dresselhaus, P.L. Hagelstein and M.S. Dresselhaus. *Intersubband transitions in bismuth nanowires*. Appl. Phys. Lett. **77**, 4142, 2000.
- [14] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist. *Laser*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1991.
- [15] I. Bormann, K. Brunner, S. Hackenbuchner, G. Zandler, G. Abstreiter, S. Schmult and W. Wegscheider. *Midinfrared intersubband electroluminescence of Si/SiGe quantum cascade structures*. Appl. Phys. Lett. **80**, 2260, 2002.
- [16] C. Becker, C. Sirtori, O. Drachenko, V. Rylkov, D. Smirnov, and J. Leotin. *GaAs quantum box cascade lasers*. Appl. Phys. Lett. **81**, 2941, 2002.
- [17] S.-C. Lee, A. Wacker. *Quantum transport calculations for quantum cascade laser structures*. Physica E **13**, 858, 2002.
- [18] Andreas Wacker. *Gain in quantum cascade lasers and superlattices: A quantum transport theory*. Phys. Rev. B **66**, 085326, 2002.
- [19] J.H. Smet, C.G. Fonstad, and Q. Hu. *Intrawell and interwell intersubband transitions in multiple quantum wells for farinfrared sources*. J. Appl. Phys. **79**, 9305, 1996.

- [20] S. Briggs, D. Jovanovic, J.P. Leburton. *Intersubband population inversion in quantum wire structures*. Appl. Phys. Lett. **54**, 2012, 1989.
- [21] Stefan Schmult, Werner Wegscheider, Jörg Raabe, Stefan Gianordoli, Gottfried Strasser, Max Bichler, Gerhard Abstreiter. *Eigenschaften von AlGaAs/GaAs-Quantenkaskadenlasern*. Vortrag, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Regensburg, 2000.
- [22] C. Becker, C. Sirtori, H. Page, A. Robertson, V. Ortiz, and X. Marcadet. *Influence of confined phonon modes on the thermal behavior of AlAs/GaAs quantum cascade structures*. Phys. Rev. B **65**, 085305, 2002.
- [23] R. Ferreira, G. Bastard. *Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures*. Phys. Rev. B **40**, 1074, 1989.
- [24] J.P. Leburton. *Size effects on polar optical phonon scattering of 1-D and 2-D electron gas in synthetic semiconductors*. J. Appl. Phys. **56**, 2850, 1984.
- [25] N.C. Constantinou and B.K. Ridley. *Effects of finite well depth on polar optical phonon scattering rates in cylindrical quantum well wires*. J. Phys.: Condens. Matter **1**, 2283, 1989.
- [26] U. Bockelmann and G. Bastard. *Phonon scattering and energy relaxation in two-, one-, and zero-dimensional electron gases*. Phys. Rev. B **42**, 8947, 1990.
- [27] R. Mickevicius, V.V. Mitin, K.W. Kim, M.A. Stroscio, and G.J. Iafrate. *Electron intersubband scattering by confined and localized phonons in real quantum wires*. J. Phys.: Condens. Matter **4**, 4959, 1992.
- [28] P.A. Knipp and T.L. Reinecke. *Electron-phonon scattering rates in quantum wires*. Phys. Rev. B **48**, 5700, 1993.
- [29] B. Tanatar. *Screened bulk electron-phonon interaction in quantum-well wires*. Phys. Rev. B **48**, 12001, 1993.
- [30] S. Das Sarma and V.B. Campos. *LO-phonon emission by hot electrons in one-dimensional semiconductor quantum wires*. Phys. Rev. B **49**, 1867, 1994.

- [31] P. Harrison. *The nature of the electron distribution functions in quantum cascade lasers*. Appl. Phys. Lett. **75**, 2800, 1999.
- [32] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg-Verlag, München-Wien, 1996.
- [33] R.J. Bell. *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*. Academic Press, New York, 1972.
- [34] T. Butz. *Fouriertransformation für Fussgänger*. Teubner Verlag, Stuttgart, 2000.
- [35] G.W. Chantry. *Submillimeter Spectroscopy*. Academic Press, New York, 1971.
- [36] S.F. Johnston. *Fourier Transform Infrared: A Constantly Evolving Technology*. Horwood Verlag, New York, 1991.
- [37] W.H. Steel. *Interferometers without Collimation for Fourier Spectroscopy*. J. Opt. Soc. Amer. **54**, 151, 1964.
- [38] N. Ulbrich, J. Bauer, G. Scarpa, R. Boy, D. Schuh, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider. *Midinfrared intraband electroluminescence from AlInAs quantum dots*. Appl. Phys. Lett. **83**, 1530, 2003.
- [39] Wilfried Meindl. *Charakterisierung elektrisch gepumpter Intersubband-Halbleiterlaser mittels Fourier-Spektroskopie*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2002.
- [40] M.J. Smith, C.J. Manning, R.A. Palmer and J.L. Chao. *Step Scan Interferometry in the Mid-Infrared with Photothermal Detection*. Applied Spectroscopy **42**, 546, 1988.
- [41] P. Jacquinot. *The Luminosity of Spectrometers with Prisms, Gratings or Fabry-Perot Etalons*. Journal of The Optical Society of America **44**, 761, 1954.
- [42] J. Chamberlain. *The Principles of Interferometric Spectroscopy*. John Wiley & Sons, 1979.
- [43] www.korth.de.

- [44] I. Bormann, K. Brunner, S. Hackenbuchner, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider. *Non-radiative relaxation times in diagonal transition Si/SiGe quantum cascade structures*. Submitted to Appl. Phys. Lett., 2003.
- [45] R. Paul. *Optoelektronische Halbleiterbauelemente*. Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.
- [46] N.N. Ledentsov. *Self-organized quantum wires and dots: new challenges for device applications*. Workshop Booklet, EW MOVPE VII, 7th European Workshop on Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy and Related Growth Techniques, Berlin, 1997.
- [47] R. Notzel, K.H. Ploog. *Quantum wires and quantum dots on high-index substrates*. Physica E (NL) **8**, 117, 2000.
- [48] E. Kapon, D.M. Hwang, and R. Bhat. *Stimulated emission in semiconductor quantum wire heterostructures*. Phys. Rev. Lett. **63**, 430, 1989.
- [49] E. Kapon, S. Simhony, R. Bhat, and D.M. Hwang. *Single quantum wire semiconductor lasers*. Appl. Phys. Lett. **55**, 2715, 1989.
- [50] X.Q. Shen, M. Tanaka, K. Wada, T. Nishinaga. *Molecular beam epitaxial growth of GaAs, AlAs and $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ on (111)A-(001) V-grooved substrates*. J. Cryst. Growth **135**, 85, 1994.
- [51] T. Sogawa, S. Ando, H. Kanbe. *Growth of GaAs/AlAs trench-buried multiple quantum wires by metalorganic vapor deposition on V-grooved substrates*. Appl. Phys. Lett. **64**, 3299, 1994.
- [52] L. Pfeiffer, K.W. West, H.L. Stormer, J.P. Eisenstein, K.W. Baldwin, D. Gershoni, J. Spector. *Formation of a high quality two-dimensional electron gas on cleaved GaAs*. Appl. Phys. Lett. **56**, 1697, 1990.
- [53] M. Levinstein, S. Rumyantsev and M. Shur (Editors). *Handbook Series on Semiconductor Parameters*. Volume **2**, Ternary and Quarternary III-V Compounds, World Scientific, 1999.
- [54] M.A. Zudov, R.R. Du, L.N. Pfeiffer and K.W. West. *Evidence for a New Dissipationless Effect in 2D Electronic Transport*. Phys. Rev. Lett. **90**, 046807, 2003.

- [55] Rainer Alexander Deutschmann. *Two dimensional electron systems in atomically precise potentials*. Dissertation, Technische Universität München, 2001.
- [56] W. Wegscheider, G. Schedelbeck, R. Neumann, M. Bichler. *(110) oriented quantum wells and modulation-doped heterostructures for cleaved edge overgrowth*. Physica E **2**, 131, 1998.
- [57] J.M. Zuo and J. Liu. *Resonance effects in RHEED on GaAs(110) surface*. Surface Science **271**, 253, 1992.
- [58] H. Yang, M. Wassermeier, E. Tounie, L. Däweritz and K. Ploog. *Double period RHEED oscillations during MBE growth of GaAs and AlAs on the GaAs(110) surface*. Surface Science **331-333**, Part 1, 479, 1995.
- [59] Josef Zweck. *Moderne elektronenmikroskopische Untersuchungsmethoden in der Festkörperphysik*. Habilitationsschrift, Universität Regensburg, 1992.
- [60] Stephan Kaiser. *TEM-Untersuchungen von heteroepitaktischen Gruppe III-Nitriden*. Dissertation, Universität Regensburg, 2000.
- [61] G. Binnig, C.F. Quate, and C. Gerber. *Atomic force microscope*. Phys. Rev. Lett. **56**, 930, 1986.
- [62] Ulrich Felix Keyser. *Nanolithography with an atomic force microscope: quantum point contacts, quantum dots, and quantum rings*. Dissertation, Universität Hannover, 2002.
- [63] F. Reinhardt, B. Dwir, and E. Kapon. *Oxidation of GaAs/AlGaAs heterostructures studied by atomic force microscopy in air*. Phys. Rev. Lett. **68**, 3168, 1996.
- [64] Elisabeth Reinwald. Persönliche Mitteilung, 2003.
- [65] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper. *New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance*. Phys. Rev. Lett. **45**, 494, 1980.
- [66] H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West, and J. Spector. *Atomically precise superlattice potential imposed on a two-dimensional electron gas*. Appl. Phys. Lett. **58**, 726, 1991.

- [67] P. Kruck, H. Page, C. Sirtori, S. Barbieri, M. Stellmacher, and J. Nagle. *Improved temperature performance of GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As quantum-cascade lasers with emission wavelength at $\lambda \approx 11 \mu\text{m}$.* Appl. Phys. Lett. **76**, 3340, 2000.
- [68] G. Strasser, S. Gianordoli, L. Hvozdar, W. Schrenk, K. Unterrainer, E. Gornik. *GaAs/AlGaAs superlattice quantum cascade lasers at $\lambda \approx 13 \mu\text{m}$.* Appl. Phys. Lett. **75**, 1345, 1999.
- [69] L.R. Wilson, P.T. Keightley, J.W. Cockburn, M.S. Skolnick, J.C. Clark, R. Grey, G. Hill. *Controlling the performance of GaAs-AlGaAs quantum-cascade lasers via barrier height modifications.* Appl. Phys. Lett. **76**, 801, 2000.
- [70] S. Gianordoli, W. Schrenk, L. Hvozdar, N. Finger, G. Strasser, E. Gornik. *Strained InGaAs/AlGaAs-quantum cascade lasers.* Appl. Phys. Lett. **76**, 3361, 2000.
- [71] Cyrille Becker, Carlo Sirtori, Hideaki Page, Genevieve Glastre, Valentin Ortiz, Xavier Marcadet, Max Stellmacher, Julien Nagle. *AlAs/GaAs quantum cascade lasers based on large direct conduction band discontinuity.* Appl. Phys. Lett. **77**, 463, 2000.
- [72] A. Matlis, S. Slivken, A. Tahraoui, K.J. Luo, J. Diaz, Z. Wu, A. Rybaltowski, C. Jelen, M. Razeghi. *Low-threshold and high power $\lambda \sim 9.0 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers operating at room temperature.* Appl. Phys. Lett. **77**, 1741, 2000.
- [73] Jerome Faist, Mattias Beck, Thierry Aellen, Emilio Gini. *Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition.* Appl. Phys. Lett. **78**, 147, 2001.
- [74] Daniel Hofstetter, Mattias Beck, Thierry Aellen, Jerome Faist. *High-temperature operation of distributed feedback quantum-cascade lasers at $5.3 \mu\text{m}$.* Appl. Phys. Lett. **78**, 396, 2001.
- [75] A. Tahraoui, A. Matlis, S. Slivken, J. Diaz, M. Razeghi. *High-performance quantum cascade lasers ($\lambda \sim 11 \mu\text{m}$) operating at high temperature ($T \geq 425 \text{ K}$).* Appl. Phys. Lett. **78**, 416, 2001.

- [76] C. Becker, I. Prevot, X. Marcadet, B. Vinter, C. Sirtori. *InAs/AlSb quantum-cascade light-emitting devices in the 3-5 μm wavelength region*. Appl. Phys. Lett. **78**, 1029, 2001.
- [77] Nicolaus Ulbrich, Giuseppe Scarpa, Gerhard Böhm, Gerhard Abstreiter, Markus-Christian Amann. *Intersubband staircase laser*. Appl. Phys. Lett. **80**, 4312, 2002.
- [78] Alessandro Tredicucci. Persönliche Mitteilung, Juli 2003.
- [79] S. Das Sarma. *Coupled electron-LO phonon modes of GaAs-Al_xGa_{1-x}As multilayer systems*. Appl. Surf. Sci. **11-12**, 535, 1982.
- [80] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, H. Page, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle. *Low-loss Al-free waveguides for unipolar semiconductor lasers*. Appl. Phys. Lett. **75**, 3911, 1999.
- [81] Dietrich Marcuse. *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. Academic Press, 1991.
- [82] H.C. Liu, Federico Capasso (Volume Editors). *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications I*. Semiconductors and Semimetals **62**, Academic Press, 2000.
- [83] H.C. Liu, Federico Capasso (Volume Editors). *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II*. Semiconductors and Semimetals **66**, Academic Press, 2000.
- [84] Norman Finger. *Grating-coupled semiconductor structures*. Dissertation, Technische Universität Wien, 2000.

Danksagung

Die folgenden Zeilen möchte ich denjenigen widmen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Werner Wegscheider danke ich für die Vergabe dieses interessanten und herausfordernden Themas, das ständige Interesse am Voranschreiten der Arbeit, die permanente Diskussionsbereitschaft, das Wachstum unzähliger Proben und die gewissenhafte Durchsicht der Arbeit. Es waren die von ihm gewährten Arbeitsbedingungen und Freiräume und die finanzielle Motivation, die ein stimulierendes Arbeitsklima schufen und letztendlich in vielerlei Hinsicht der vorliegenden Arbeit zugute kamen. Vielen Dank für die letzten vier Jahre!
- Prof. Dr. Erich Gornik und Prof. Dr. Gottfried Strasser danke ich für die freundliche Aufnahme in ihre Arbeitsgruppe am Institut für Festkörperelektronik (FKE) der Technischen Universität Wien während zweier Forschungsaufenthalte. Großer Dank gilt ebenfalls Dr. Stefan Gianordoli, Dr. Werner Schrenk, Dr. Lubos Hvozدارa und Dr. Norman Finger für ihre Geduld bei meiner Einarbeitung am FKE und ihre ständige Diskussionsbereitschaft.
- Prof. Dr. Gerhard Abstreiter und den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe Dr. Dieter Schuh, Max Bichler, Dr. Nicolaus Ulbrich und Ingo Bormann am Walter Schottky Institut in Garching gilt mein besonderer Dank für die ständige Akzeptanz, die Versorgung mit erstklassigen Proben und die Kooperationen rund um das Thema „Quantenkaskadenemitter“.
- Dr. Matthew Grayson, Michael Huber und Frank Ertl danke ich für die Einarbeitung in die CEO-Technik am Walter Schottky Institut sowie die unzähligen konstruktiven Diskussionen.

- Den ehemaligen Diplomanden Ingo Keck und Wilfried Meindl danke ich für ihre erbrachte Arbeit, die vielen fruchtbaren Diskussion und kritischen Fragen und die gute Atmosphäre in Büro und Labor.
- Dr. habil. Andreas Mayer gilt mein besonderer Dank für seine ewige Geduld während stimulierender Diskussionen und die große Sorgfalt beim Korrekturlesen von Teilen der Arbeit.
- Meinem Laborkollegen und Büronachbarn Thomas Herrle danke ich für die Unterstützung im letzten Jahr und wünsche ihm bestes Gelingen bei der Weiterführung seiner/meiner Arbeit.
- Elisabeth Reinwald gilt mein spezieller Dank für die vielen aussagekräftigen AFM-Aufnahmen und das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit.
- Prof. Dr. W. Prettl danke ich für die vielen Diskussionen über Fourierspektroskopie und Intersubbandübergänge.
- Dr. Martin Rother gilt mein Dank für die wertvollen Diskussionen und die stetige Unterstützung beim Umgang mit AQUILA, sowie für die Unterstützung bei der Planung und beim Bau des elektromechanischen Ritzers.
- Matthias Stöckl danke ich für seine erbrachte Arbeit beim schweißtreibenden Zusammenbau des elektromechanischen Ritzers.
- Matthias Reinwald gilt mein Dank für das Probenwachstum und das Korrekturlesen der Arbeit.
- Michael Häußler danke ich für die REM-Aufnahmen.
- Bei PD Dr. Andreas Wacker bedanke ich mich für die vielen konstruktiven Diskussionen.
- Karl Engl und Prof. Dr. Josef Zweck sowie den Mitgliedern seiner Gruppe danke ich für die TEM-Präparation und die erstklassigen TEM-Aufnahmen meiner Proben.
- Thomas Feil gilt mein Dank für die intensive Betreuung im Magnetlabor.
- Matthias Habl, Robert Schuster und Frank Winter danke ich herzlich für das Korrekturlesen der Arbeit und die resultierenden produktiven Anmerkungen und Kommentare.

- Meinen Bürokollegen Robert Flierl und Ursula Wurstbauer danke ich für die angenehme Büroatmosphäre.
- Bei den Sekretärinnen der Arbeitsgruppe Renate Creuzburg und Annemarie Dinkel bedanke ich mich für die Lösung unzähliger organisatorischer Probleme abseits der Physik.
- Den Mitarbeitern der Kühlmittelausgabe gilt großer Dank für die ständige Versorgung mit Helium und Stickstoff.
- Den Technikern Olaf Waller, Joseph Ploner, Fritz Koch, Sigfried Heider, Peter Müller und Ulrich Zacharias danke ich für ihre Unterstützung in technischen Fragen und ihre pfliffigen Ideen.
- Fritz Wunsch und Rudi Holzer gilt mein spezieller Dank für die Unterstützung und Betreuung in IT-Fragen.
- Allen namentlich nicht genannten Mitgliedern des Lehrstuhls danke ich für die angenehme Atmosphäre, die vielen Diskussionen am Gang und die sehr vielen atemberaubenden REVOLT-Schlachten.
- Allen Mitgliedern des Graduiertenkollegs „Nichtlinearität und Nichtgleichgewicht in kondensierter Materie“ danke ich für eine tolle Zeit und viele interessante themenfremde Diskussionen.
- Bei den Mitarbeitern der Mechanischen Werkstatt sowie der Elektronikwerkstatt bedanke ich mich ganz herzlich für die vielen erfüllten speziellen Wünsche und die ständige Bereitschaft, auf sie einzugehen.

Publikationen

Journal Papers

2003

Mid Infrared Emission of Quantum Wire Cascade Structures

S. Schmult, I. Keck, T. Herrle, W. Wegscheider, A.P. Mayer, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter

accepted for publication in Physica E.

Long relaxation times of holes in Si/SiGe quantum cascade structures with a diagonal intersubband transition

I. Bormann, S. Hackenbuchner, H. Riedl, K. Brunner, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider

accepted for publication in Physica E.

Non-radiative relaxation times in diagonal transition Si/SiGe quantum cascade structures

I. Bormann, K. Brunner, S. Hackenbuchner, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider

submitted for publication in Appl. Phys. Lett.

Electrically tunable mid-infrared electroluminescence from graded cascade structures

Yu.B. Vasilyev, V.A. Solov'ev, B.Ya. Metser, A.N. Semenov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N. Ulbrich, G. Abstreiter, M.-C. Amann, S. Schmult, W. Wegscheider
Appl. Phys. Lett. **83**, 3015 (2003).

Field-effect-induced midinfrared electroluminescence of a quantum-wire-cascade structure by remote δ -doping

Stefan Schmult, Ingo Keck, Thomas Herrle, Werner Wegscheider, Max Bichler, Dieter Schuh, Gerhard Abstreiter
Appl. Phys. Lett. **83**, 1909 (2003).

Midinfrared intraband electroluminescence from AlInAs quantum dots

N. Ulbrich, J. Bauer, G. Scarpa, R. Boy, D. Schuh, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider
Appl. Phys. Lett. **83**, 1530 (2003).

Quantum wire intersubband emitter

Ingo Keck, Stefan Schmult, Werner Wegscheider, Martin Rother, Andreas P. Mayer
Phys. Rev. B **67**, 125312 (2003).

2002

Midinfrared intersubband electroluminescence of Si/SiGe quantum cascade structures

I. Bormann, K. Brunner, S. Hackenbuchner, G. Zandler, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider
Appl. Phys. Lett. **80**, 2260 (2002).

1999

Terahertz tunnel ionization of DX-centers in AlGaAs:Te

H. Ketterl, E. Ziemann, S.D. Ganichev, I.N. Yassievich, A. Belyaev, S. Schmult, W. Prettl
Physica B **273-274**, 766 (1999).

Conference Contributions

2003

Mid Infrared Emission of Quantum Wire Cascade Structures (talk)

S. Schmult, I. Keck, T. Herrle, W. Wegscheider, A.P. Mayer, M. Bichler, D. Schuh, G. Abstreiter

MSS11, 14.7.-18.7.2003, Nara, Japan.

Long relaxation times of holes in Si/SiGe quantum cascade structures with a diagonal intersubband transition (poster)

I. Bormann, S. Hackenbuchner, H. Riedl, K. Brunner, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider

MSS11, 14.7.-18.7.2003, Nara, Japan.

Elektrolumineszenz im mittleren Infrarotbereich aus AlInAs Quantenpunkten (talk)

N. Ulbrich, J. Bauer, R. Boy, G. Scarpa, D. Schuh, G. Abstreiter, S. Schmult und W. Wegscheider

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 24.3.-28.3.2002, Dresden.

2002

Advanced Si/SiGe quantum cascade structures: Diagonal subband transitions and Ge-rich structures on relaxed buffers (talk)

I. Bormann, K. Brunner, S. Hackenbuchner, G. Zandler, G. Abstreiter, S. Schmult, W. Wegscheider

Proc. of the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors, 29.7.-2.8.2002, Edinburgh, Scotland.

Spektral aufgelöste Wellenleiter-Verlustbestimmungen an MIR-Intersubbandlasern mittels Fourierspektroskopie (talk)

Wilfried Meindl, Stefan Schmult, Werner Wegscheider, Giuseppe Scarpa, Claus Ulbrich, Max Bichler, Dieter Schuh, Gerhard Abstreiter und Markus-Christian Amann

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 11.3.-15.3.2002, Regensburg.

Elektrisch gepumpte Quantendrahtintersubbandemitter (talk)

Stefan Schmult, Ingo Keck, Wilfried Meindl, Werner Wegscheider, Andreas Mayer, Max Bichler, Dieter Schuh und Gerhard Abstreiter

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 11.3.-15.3.2002, Regensburg.

2001

Mid-infrared intersubband electroluminescence of Si/SiGe quantum cascade structures (talk)

I. Bormann, K. Brunner, H. Riedl, G. Abstreiter, S. Hackenbuchner, G. Zandler, P. Vogl, S. Schmult, W. Meindl, W. Wegscheider

6th International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells, September 10-14, 2001, Asilomar, California.

2000

Eigenschaften von AlGaAs/GaAs-Quantenkaskadenlasern (talk)

Stefan Schmult, Werner Wegscheider, Jörg Raabe, Stefan Gianordoli, Gottfried Strasser, Max Bichler und Gerhard Abstreiter

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 27.3.-31.3.2000, Regensburg.

Patents

2003

Quantendrahtintersubbandemitter

Stefan Schmult, Werner Wegscheider

March 2003, Patent pending.