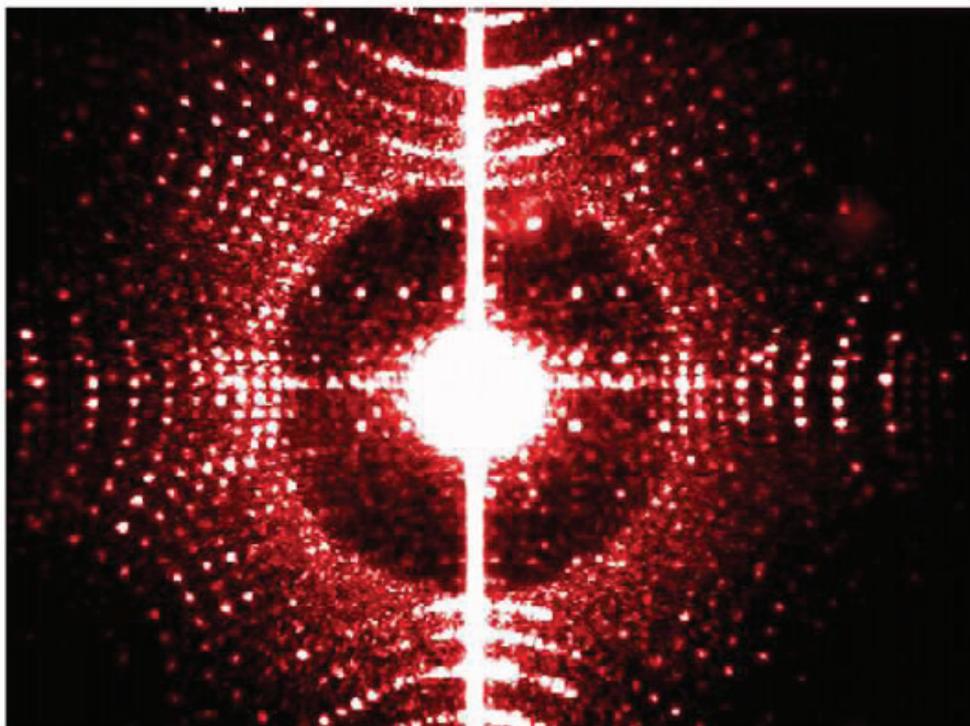


Roland Jäger

Molekularstrahlepitaxie hocheffizienter Leucht- und Laserdioden



Cuvillier Verlag Göttingen

Molekularstrahlepitaxie hocheffizienter Leucht- und Laserdioden



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Ulm

von

Dipl.-Phys. Roland Jäger
aus Ellwangen/Jagst

1. Gutachter:	Prof. Dr. rer. nat. K. J. Ebeling
2. Gutachter:	Prof. Dr. rer. nat. A. Waag
Amtierender Dekan:	Prof. Dr.-Ing. H.-J. Pfeiderer
Datum der Promotion:	29. Juli 2002

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2003

Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2002

ISBN 3-89873-667-9

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2003

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2003

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-89873-667-9

Vorwort

Die dieser Publikation zugrunde liegenden wissenschaftlichen Ergebnisse wurden in der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm erarbeitet. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. K.J. Ebeling, der diese Arbeit angeregt, mit stetigem Interesse verfolgt und durch wertvolle Diskussionen begleitet hat. Seinem Engagement sind die ausgezeichneten experimentellen und technologischen Bedingungen zu verdanken, die Basis dieser Forschungstätigkeit waren. Herrn Prof. Dr. P. Unger möchte ich für konstruktive Zusammenarbeit bei der Entwicklung und Optimierung kantenemittierender Hochleistungslaser bedanken. Den Herren Dr. B. Weigl, Dr. M. Grabherr, Dr. C. Jung, Dr. W. Schmid, Dr. M. Miller, R. King, G. Joos, Dr. J. Heerlein, H. Unold, Dr. G. Jost und E. Deichsel gilt mein Dank für die Prozessierung der Proben und das Überlassen ihrer Meßergebnisse. Herren Dr. H.Y.A. Chung, M. Golling, Frau S. Menzel, Frau I. Ecker, Frau M. Kohler und Herrn M. Riedl für die Unterstützung beim Betrieb der Molekularstrahlepitaxieanlage, sowie Dr. C. Kirchner für die Vielzahl an Anregungen, Diskussion und Verbesserungsvorschlägen insbesondere bezüglich der Steuerung und dem Betrieb der CBr_4 basierenden Dotierlinie. Herrn Dr. R. Michalzik für Einblicke in die Modellierung und das Design von Vertikalemittern. Den Herren Dr. D. Wiedenmann, Dr. P. Schnitzer, F. Mederer und M. Kicherer für die experimentelle Untersuchung der Eigenschaften für die Datenkommunikation. Frau S. Pfetsch für die Anfertigung vieler Zeichnungen. Mein Dank gilt auch Herrn J. Theis und Herrn R. Rösch für die unter großem Zeitdruck durchgeführten Reparaturen von Geräten. Auch allen, die das Manuskript kritisch durchgelesen und Anregungen zu Verbesserungen gegeben haben, den Kolleginnen und Kollegen der Abteilung Optoelektronik für die angenehme Zusammenarbeit und kollegiale Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Materialeigenschaften der III-V Halbleiter	3
2.1	Binäre Verbindungshalbleiter	3
2.1.1	Kristallstruktur und Gitterkonstante	5
2.1.2	Bandstruktur und Bandlücke	9
2.2	Heterostrukturen und Mischungshalbleiter	10
2.2.1	Heterooffsets von Valenz- und Leitungsband	11
2.2.2	Kritische Schichtdicke und Defektbildung	13
2.2.3	Spektraler Brechungsindex	15
2.2.4	Thermische Leitfähigkeit	15
2.2.5	Oxidation von AlGaAs	16
3	Molekularstrahlepitaxie	19
3.1	Die MBE-Anlage	19
3.1.1	Aufbau des Gesamtsystems	20
3.1.2	Wachstumsvorbereitung	22
3.1.3	Kalibration der Effusionszellen	23
3.1.4	Kohlenstoff-Quelle mittels CBr ₄	27
3.1.5	Cracker-Zelle für Arsen	30
3.1.6	Messung der Oberflächentemperatur mit dem Pyrometer	33
3.2	Wachstum epitaktischer Schichten	35
3.2.1	Mikroskopische Beschreibung epitaktischer Wachstums- prozesse	35
3.2.2	Allgemeine Wachstumsparameter	40
3.2.3	Desorption von Indium und Gallium	40

3.2.4	Wachstumsunterbrechungen und Delta-Dotierung	42
3.3	Charakterisierung des Halbleiterkristalls	44
3.3.1	Makroskopische Oberflächenstruktur	45
3.3.2	Homogenität der Schichtdicke	46
4	Design und Optimierung photonischer Halbleiterstrukturen	49
4.1	Theoretische Beschreibung	49
4.1.1	Leuchtdioden	52
4.1.2	Kantenemittierende Laser	53
4.1.3	Laser mit Vertikalresonator	57
4.2	Die aktive Zone	59
4.2.1	Heterostrukturen	59
4.2.2	Wachstumsparameter	61
4.3	Elektrische und optische Eigenschaften	61
4.3.1	Leitfähigkeit von ternärem AlGaAs	63
4.3.2	Elektrische Eigenschaften hoch dotierter Kontaktschichten	66
4.3.3	Absorption durch freie Ladungsträger	67
5	Eigenschaften optimierter Bauelementstrukturen	69
5.1	Leuchtdioden	69
5.1.1	Bragg-Spiegel und Taperstruktur	69
5.1.2	Struktur für substratseitige Emission	71
5.2	Kantenemittierende Einmoden- und Breitstreifenlaser	76
5.2.1	Oxidgeführte Einmodenlaser	76
5.2.2	Lichtemission bei verschiedenen Wellenlängen	80
5.2.3	Verstärker	86
5.2.4	Hochleistungslaser	89
5.3	Oberflächenemittierende Laser mit Vertikalresonator	92
5.3.1	Oxidgeführte Einmodenlaser	92
5.3.2	Laser verschiedener Emissionswellenlängen	96
5.3.3	Laser mit kaskadierter Diodenstruktur	99
5.3.4	Verstärker	102
5.3.5	Hochleistungslaser	105
5.3.6	Hochgeschwindigkeits-Laser für die Datenübertragung .	110
6	Zusammenfassung	115

A Kubischer Kristall unter mechanischer Spannung	121
B Materialparameter von InGaAs und AlGaAs	125
C Transfermatrixmethode	131
D Vorveröffentlichungen	135

Kapitel 1

Einleitung

Photonische Bauelemente auf Halbleiterbasis mit dem Hauptziel der Generation von Licht wurden im Rahmen dieser Arbeit an Leuchtdioden, kantenemittierenden Lasern und VCSELn untersucht.

Leuchtdioden gehören zu den ältesten photonischen Bauelementen. Sie dominieren den Weltmarkt für optoelektrische Halbleiter in Stückzahl und Umsatz. Gegenüber Glühlampen besitzen diese eine wesentlich höhere mittlere Lebensdauer. Leuchtdioden sind gegenwärtig die optoelektronischen Bauelemente mit dem größten Marktanteil. Obwohl dieser Typ von Bauelement schon länger als Halbleiterlaser technologisch optimiert und in großer Stückzahl produziert wird, bleiben wichtige charakteristische Parameter, wie die Effizienz der Konversion von elektrischer in optische Leistung hinter denen des Lasers zurück. Um die Lichtausbeute der Leuchtdioden weiter zu erhöhen werden gegenwärtig texturierte und pyramidenstumpfförmige Konzepte untersucht [1,2].

Stimulierte Emission wurde bereits 1962 mit Halbleiterbauelementen erreicht [3,4]. Die stetige Optimierung dieser Halbleiterlaser führte beispielsweise zu großen Lebensdauern, guter Hochfrequenz- und Abstrahlcharakteristik, aber auch zu hohen Ausgangsleistungen und verschiedenen Emissionswellenlängen über einen großen spektralen Bereich. Die Anwendungen dieser Laser finden sich in der Telekommunikation, Datenspeicherung, zum optischen Pumpen von

Festkörper- und Faserlasern, in der Sensorik bzw. Meßtechnik und zur Materialbearbeitung.

Halbleiterlaser werden heute in einer Vielzahl von technischen Systemen eingesetzt. Die bedeutendsten Einsatzfelder liegen in der optischen Nachrichtentechnik und der Unterhaltungselektronik. Mit diesen äußerst unterschiedlichen Anwendungsbereichen sind auch sehr verschiedene Anforderungen an die Eigenschaften der Laser verbunden. Während bei optischen Fernverbindungsnetzen, aufgrund von Dispersion und Dämpfung des Lichtes in der Faser, Laser mit einer Emissionswellenlänge von $1.3\ \mu\text{m}$ bzw. $1.5\ \mu\text{m}$ gefordert sind, können in Kurzstreckenverbindungen Laser mit Emissionswellenlängen unter $1100\ \text{nm}$ verwendet werden [5]. Aufgrund des spektral abhängigen Fokussdurchmessers und der damit verbundenen Auflösungsbegrenzung für Schreib- und Lesegeräte, werden in der Drucktechnik und für optischen Datenspeicher Laser mit noch kleineren Emissionswellenlängen benötigt.

Die Erzeugung von Licht einer bestimmten Wellenlänge durch optische Rekombination von Ladungsträgern im Halbleiter bedarf einer der *Bandlücke* äquivalenten Energie. Diese energetische Bandlücke hängt von der Zusammensetzung des Halbleitermaterials ab. Das hier betrachtete Materialsystem InGaAs/AlGaAs, abgeschieden auf GaAs-Substraten, eignet sich für die Herstellung von Laserdioden mit Emissionswellenlängen von etwa $700\ \text{nm}$ bis etwa $1100\ \text{nm}$.

Für Kantenemittierende Halbleiterlaser wurden maximale Ausgangsleistungen von mehr als $10\ \text{W}$ und höchste Konversionseffizienzen über $60\ \%$ erreicht [6–8]. Bei vertikal emittierenden Lasern wurden an monomodigen Bauelementen maximal $4,4\ \text{mW}$ und bei multimodigem Betrieb über $100\ \text{mW}$ mit elektrisch gepumpten Bauelementen ohne zusätzliche Optik gemessen [9–12]. Ein weitergehender Vergleich der hier erzielten Kenndaten mit Literaturwerten werden in den einzelnen Abschnitten aufgeführt. Zur Herstellung der Proben wurde eine Feststoffquellen Molekularstrahlepitaxieanlage verwendet.

Kapitel 2

Materialeigenschaften der III-V Halbleiter

2.1 Binäre Verbindungshalbleiter

Mit der grundlegenden Arbeit von *H. Welker* in den Labors der Siemens-Schuckertwerke in Erlangen begann 1952 die Erforschung von aus Gruppe III und V im Periodensystem der Elemente bestehenden Verbindungshalbleitern [13]. In den selben Labors erfolgten durch *K.G. Günther* 1958 erste Versuche, dieses Material epitaktisch abzuscheiden [14].

Zur Gruppe III im Periodensystem der Elemente gehören *Bor (B)*, *Aluminium (Al)*, *Gallium (Ga)*, *Indium (In)* und *Thallium (Tl)*. Die Wahrscheinlichkeit 3-wertige chemische Verbindungen zu bilden, nimmt von Bor bis zum Thallium allmählich ab. Letzteres besitzt stabilere einwertige Verbindungen. Die Schmelzpunkte nehmen von Bor ($\approx 2400^\circ\text{C}$) über Aluminium (660°C) bis Gallium ($29,8^\circ\text{C}$) zuerst ab, steigen aber bei Indium (156°C) und Thallium (305°C) wieder an [15]. Bor wird im III-V Materialsystem als Bornitrid-Verbindung wegen seiner sehr hohen Temperaturbeständigkeit und guten elektrischen Isolatoreigenschaft in der Prozeßtechnik häufig verwendet. Bei epitak-

tischem Wachstum von Halbleitern wird elementares Bor dabei hauptsächlich aus Trimethylboran (TMB) gewonnen [16–18]. Diese Verbindung wird in einer Reinheit von 5N¹, d.h. (99,999 %) angeboten [19].

Aluminium ist chemisch ein sehr unedles Metall und bildet an der Luft sofort eine Oxidschicht. Die gegenwärtig kommerziell verfügbare Reinheit von elementarem Aluminium beträgt 99,99995 % (6N5). Bei dieser Nomenklatur sind hauptsächlich metallische Verunreinigungen enthalten. So bleiben viele Nichtmetalle², z.B. Sauerstoff dabei unberücksichtigt [20].

Gallium gilt als sehr seltenes Metall mit der Besonderheit des niedrigen Schmelzpunktes (*“schmilzt in der Hand”*). Die kommerziell erhaltbare Reinheit ist sehr hoch³ (7N+) und durch die technische Nachweisbarkeitsgrenze der metallischen Verunreinigungen bestimmt [20–22]. Bezüglich Reinheit verhalten sich Indium und Gallium ähnlich. Thallium ist sehr giftig und von geringer technischer Bedeutung. Diesem Element ist in den vergangenen Jahren im Zusammenhang mit optischen Bauelementen für Wellenlängen um 1300 nm erhöhte Aufmerksamkeit zugekommen [23–27]. Dabei wurde auch die Reinheit von elementarem Thallium in den letzten Jahren erhöht (6N) [20,28].

Die Gruppe V des Periodensystems umfaßt die Elemente *Stickstoff (N)*, *Phosphor (P)*, *Arsen (As)*, *Antimon (Sb)* und *Wismut (Bi)*. Die Wahrscheinlichkeit chemischer Verbindungen mit der Wertigkeit 5 nimmt von Stickstoff zu Wismut hin ab. 3-wertige Wismut-Verbindungen sind weitaus beständiger als 5-wertige. Stickstoff kann mit extrem hoher technischer Reinheit (9N) hergestellt werden. Aufgrund der großen Bindungsenergie des Stickstoffmoleküls N₂, besitzt atomarer Stickstoff nur eine geringe Einbauwahrscheinlichkeit in die Halbleiteroberfläche. Über eine Plasmaquelle kann dieses aber zerlegt und in epitaktische Schichten effizient eingebaut werden.

Beim Phosphor existieren mit weißem, rotem und schwarzem Phosphor drei Modifikationen. Letztere ist nur unter relativ großem Aufwand herstellbar und besitzt deshalb nur eine geringe technische Bedeutung. Weißer Phosphor ist sehr giftig, riecht knoblauchartig und ist chemisch sehr reaktionsstark. Dieser kann sich schon bei $\approx 60^\circ\text{C}$ entzünden. Roter Phosphor ist reaktionsschwach, geruchlos und wird als ungiftig bezeichnet. Dieser besitzt eine Entzündungstemperatur von mehr als 400°C . Die weiße Modifikation bildet sich aus rotem

¹ “5N” steht dabei für die Anzahl von 5 Neunen

²H, B, C, N, O, F, P, S, Cl, I, At

³wird teilweise als 8N verkauft

z.B. durch Destillation oberhalb von 280°C . Weißer Phosphor wandelt sich bei Raumtemperatur langsam in roten Phosphor um. Dies kann bei höheren Temperaturen deutlich beschleunigt werden. Roter Phosphor wird mit einer technischen Reinheit von maximal 7N kommerziell angeboten [22]. Sowohl Arsen als auch Antimon (*lat. Stibium*) besitzen mehrere Modifikationen, welchen aber keine weitere Bedeutung zukommt. Arsen ist in der Reinheit 7N5 (99,999995 %) und Antimon als 7N erhältlich [29,30]. Wismut (*lat. bismutum*) -Vorkommen sind sehr selten. Zu Wismut-haltigen III-V Halbleiter existieren bisher nur wenige wissenschaftliche Veröffentlichungen [31,32].

2.1.1 Kristallstruktur und Gitterkonstante

Mit Ausnahme der Nitride kristallisieren die meisten III-V Halbleiter in der Zinkblendestruktur. Abb. 2.1 zeigt schematisch den Aufbau dieser Gitterstruktur.

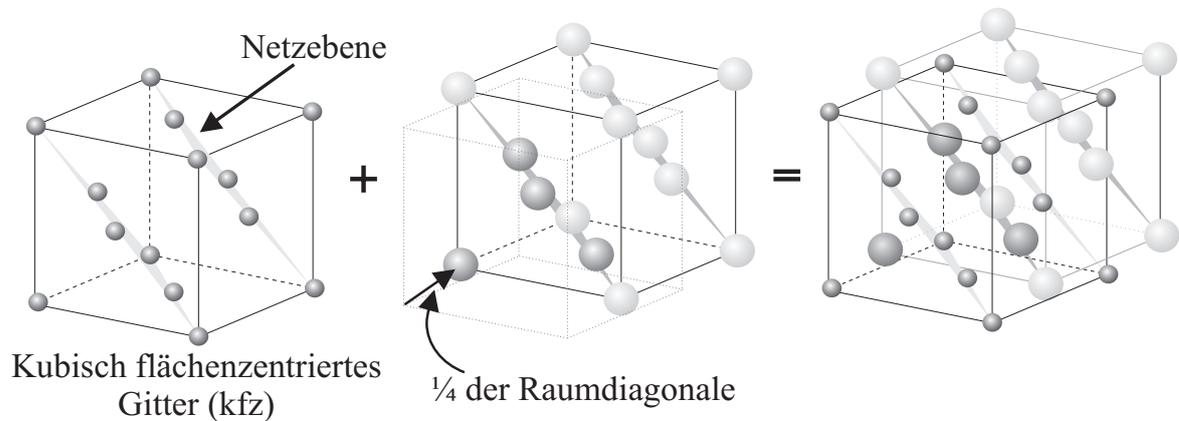


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau der Zinkblendestruktur, wie sie aus zwei, um ein Viertel in Richtung der Würfeldiagonale gegeneinander verschobene, kubisch flächenzentrierte (kfz) Gitter aufgebaut ist. Es bilden sich Netzebenen mit hoher flächenbezogener Dichte an Atomen.

Diese lässt sich durch zwei, um ein Viertel in Richtung der Würfeldiagonale gegeneinander verschobene, kubisch flächenzentrierte (kfz) Gitter aufbauen. Dabei besteht jeweils eines aus Atomen der Gruppe V bzw. Gruppe III im Periodensystem. Diese Struktur ist der Diamantstruktur sehr ähnlich, wobei im Fall von Diamant, beide kfz-Gitter aus Kohlenstoffatomen bestehen. Das

Zinkblende-Gitter besitzt eine überwiegend kovalente chemische Bindung, welche zwischen den Atomen unterschiedlicher Gruppe (III oder V) entsteht [13]. Im Vergleich zu den Elementhalbleitern der Gruppe IV ist der ionische Anteil an der Bindung aber höher. Dies wird mit einer größeren Differenz in den Elektronegativitäten zwischen den Atomen der III-V Bindung begründet. Betrachtet man ein Atom in diesem Gitter, so ist dieses mit den vier nächst gelegenen Atomen chemisch gebunden. Diese vier Bindungspartner der jeweils anderen Gruppe nehmen dabei eine räumliche Anordnung in Form eines Tetraeders ein. Von großer praktischer Bedeutung ist die räumliche Struktur der chemischen Bindungen. Diese bestimmt beim Kristallwachstum die Oberflächenchemie. So entstehen Defekt- und Versetzungslinien mit einer kristallographischen Vorzugsrichtung. Auch beim Brechen des Kristalls entstehen Spaltflächen mit kristalltypischer Ausrichtung.

Die Nomenklatur der *Miller Indizes* h, k und l dient zur Beschreibung der räumlichen Struktur von Kristallen. Diese Indizes sind über das *reziproke Gitter* definiert, wobei jeder Index für eine bestimmte Kristallachse steht. Für die Verwendung von verschiedenen Klammern gelten folgende Konventionen [33]:

- $[hkl]$: Angabe einer Richtung im Kristall.
- $\langle hkl \rangle$: Damit ist nicht nur eine Richtung beschrieben, sondern der volle Satz aller durch die Kristallsymmetrie bedingten äquivalenten Richtungen.
- (hkl) : Angabe einer Fläche bzw. Netzebene im Kristall. Beispielsweise besitzt die Fläche (100) die Oberflächennormale mit der Richtung $[100]$.
- $\{hkl\}$: Die Gruppe aller zu (hkl) äquivalenten Kristallflächen inklusive (hkl) .

Die Verwendung eines Querstrichs über dem Index bedeutet eine Richtungsumkehr bzw. die entgegengesetzte Richtung. In Abb. 2.2 ist ein Koordinatensystem mit den Kristallrichtungen $[100]$, $[010]$ und $[001]$ dargestellt (linke Seite). Von besonderer Bedeutung für die Kristalleigenschaften sind die Richtungen $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$. Jeweils ein repräsentativer Vektor dieser drei Gruppen ist in dieser Abbildung dargestellt. Betrachtet man die Bindungsverhältnisse, so erkennt man, daß in $[111]$ Richtung eine besondere Situation vorliegt. In Abb. 2.2 (rechte Seite) folgt abwechselnd einer Netzebene mit Gruppe V Atomen eine

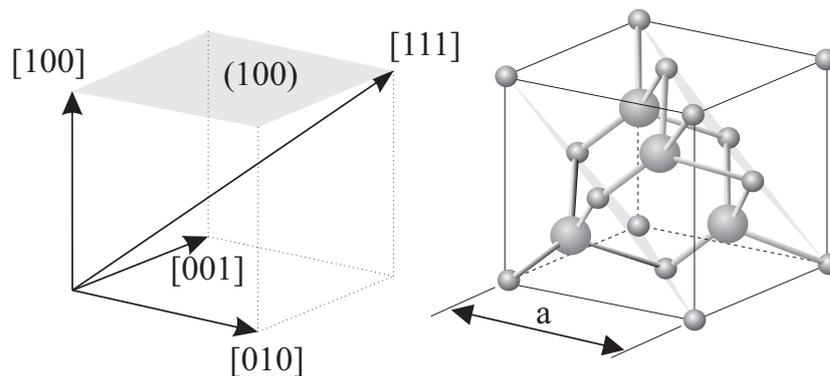


Abb. 2.2: Miller Indizes für die Beschreibung einiger vektorieller Raumrichtungen des kubischen Gitters (linke Seite). Auf der rechten Seite ist die schematische Darstellung eines Zinkblende-Gitters mit den chemischen Bindungen zwischen Gruppe III und Gruppe V Atomen dargestellt.

Netzebene mit Gruppe III Atomen. Große Atomabstände mit wenigen chemischen Bindungen wechseln dabei mit kleinen Abständen und vielen chemischen Bindungen ab. Versucht man einen derartigen Kristall mechanisch zu brechen, so sollte dies in den Ebenen mit wenig oder schwachen chemischen Bindungen möglich sein. Dies trifft z.B. beim Elementhalbleiter Silizium auch so zu. Ein $[111]$ orientiertes Silizium-Substrat kann bevorzugt in den äquivalenten Richtungen $\langle 111 \rangle$ gebrochen werden. Im Gegensatz dazu werden bei GaAs die $\langle 110 \rangle$ Richtungen bevorzugt. Dies wird durch den höheren ionischen Anteil in der chemischen Bindung von GaAs erklärt [33]. Auch das epitaktische Kristallwachstum wird dabei in diesen Ebenen bzw. Oberflächen stark beeinflusst. Wurde ein Kristall in der Oberflächennormalen $[111]$ gebrochen, so kann man davon ausgehen, daß zwischen Netzebenenpaaren mit großer Zahl an chemischen Bindungen keine Bruchgrenze verläuft. Dies gilt allgemeiner für Substrate mit entsprechenden Flächennormalen, unabhängig von der Oberflächenbehandlung. Daraus folgt, daß ein solches Substrat in $[111]$ Richtung ausschließlich durch Netzebenen der Gruppe III Atome abgeschlossen wird. In der entgegengesetzten Richtung $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ folgt konsequenterweise, daß die Oberfläche d.h. die letzte *Monolage* ausschließlich durch Gruppe V Atomen terminiert wird. Die aus Gruppe III Atomen bestehende Ebene oder Oberfläche wird häufig als *A-Seite* und die aus Gruppe V Atomen bestehende Oberfläche als *B-Seite* bezeichnet. Qualitativ gutes epitaktisches Kristallwachstum ist auf diesen Oberflächen üblicherweise mit einem kleinen Prozeßparameterbereich verbunden [34,35]. Eine ähnliche

Situation gilt für die $\{110\}$ Oberflächen, in denen GaAs bevorzugt gebrochen werden kann [36]. Auch bei nicht exakt in $[100]$ orientierten Substratoberflächen kann die Oberflächengüte beeinträchtigt werden. In diesem Fall bildet die *Fehlorientierung*, beispielsweise in $[111]$ Richtung (A-Seite) eine terrassenförmige Oberfläche. Die Stufenhöhe entspricht einer Monolage. Ankommende Atome werden energetisch bevorzugt an den Stufen eingebaut. In Abb. 2.3 ist die

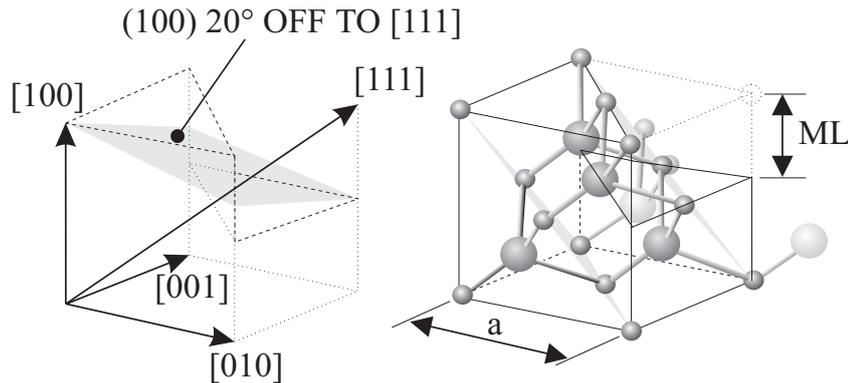


Abb. 2.3: Chemische Bindungen an einer Oberfläche, welche um ca. 20° in Richtung $[111]$ relativ zur $[100]$ Richtung geneigt (“fehlorientiert”) ist.

Oberfläche an einem $[100]$ orientierten Substrat, welches eine Fehlorientierung von $\approx 20^\circ$ in $[111]$ A Richtung besitzt, dargestellt. An der Monolagenstufe ankommende Atome finden dabei ähnliche chemische Bindungsverhältnisse vor wie bei $\{111\}$ Oberflächen.

Die Fortführung der Kristallstruktur vom Inneren eines Volumenhalbleiter bis an seine Kristalloberfläche ist mit Einschränkungen verbunden. Schließlich stellt die Oberfläche einer Kristallstruktur die größtmögliche Störung im Kristall dar. Mangels Bindungspartner ragen nicht abgesättigte Bindungen aus der Kristalloberfläche. Diese unterscheiden sich durch ihre räumlichen Ausrichtung der Bindungen von denen, welchen in den Kristall hinein ragen. Im Allgemeinen bewirkt dies eine Überstruktur der Kristalloberfläche. Mit Hilfe der Elektronenbeugung (LEED⁴, RHEED⁵) kann diese beobachtet werden. Auch die Bandstruktur an der Oberfläche, oder das Einbauverhalten bzw. Relaxationsverhalten des Halbleiters werden dadurch stark beeinflusst [37].

⁴Low Energy Electron Diffraction

⁵Reflection High Energy Electron Diffraction

2.1.2 Bandstruktur und Bandlücke

Für die Beschreibung elektrischer und optischer Eigenschaften von Halbleitern sind quantentheoretische Ansätze notwendig. Um Aussagen über die energetischen Zustände in einem Halbleiter machen zu können, muß ein Teilchensystem bestehend aus n Atomkernen und m Elektronen quantentheoretisch untersucht werden. Hierfür läßt sich keine allgemeine Lösung finden. Deshalb müssen verschiedene Näherungen herangezogen werden. Eine der wichtigsten Vereinfachungen besteht darin, ein freies Elektron im Potential der ortsfesten Kerne und restlichen Elektronen zu betrachten. Diese Näherung wird als *one-electron approximation* bezeichnet. Im nächsten Schritt muß ein geeignetes Potential und eine dazu passende Wellenfunktion gefunden werden. Hierzu existieren eine Vielzahl von möglichen Lösungsansätzen [38,39].

Grundlegend für die Betrachtung optischer Eigenschaften ist die Kenntnis der energetischen Zustände im Halbleiter. Zur Generation von Licht bzw. Photonen wird Energie benötigt, welche aus angeregten Zuständen von Ladungsträgern durch *Rekombination* gewonnen wird. Hierbei müssen Energie- und Impulserhaltung gewährleistet sein. Zuzüglich ist die Besetzungsstatistik der angeregten Zustände zu berücksichtigen. Durch die Konstruktion der *Brillouin Zonen* im *reziproken Gitter* entsteht aus der Ortskoordinate des Kristallgitters die richtungsabhängige Wellenzahl \vec{k} des reziproken Gitters. Dieser Wellenzahl kann ein *quasi Impuls* ($\vec{p} = \hbar\vec{k}$) zugeordnet werden. Im Bänderschema werden die energetischen Zustände über den charakteristischen Punkten der ersten Brillouin Zone dargestellt.

Metalle, Halbleiter und Isolatoren können durch die Größe der *Bandlücke* unterschieden werden [40]. Diese ist im reziproken Gitter richtungsabhängig und charakterisiert *direkte* und *indirekte Halbleiter*. Letztere setzen bei Generation von Photonen, aufgrund der Impulserhaltung, die Erzeugung oder Vernichtung von Gitterschwingungen (*Phononen*) voraus. Von besonderer Bedeutung ist dabei der Γ -Punkt. Für direkte Halbleiter wie Gallium-Arsenid ist dies der energetisch günstigste Ort für die beteiligten Ladungsträger. In vielen Fällen genügt es, die Eigenschaften wie die Bandlücke, Masse von Ladungsträgern, der Einbau bzw. die energetische Lage von Störstellen usw. an diesem Punkt zu betrachten.

Abb. 2.4 zeigt den Bandverlauf am Γ -Punkt mit dem *Leitungs-* und *Valenzband*.

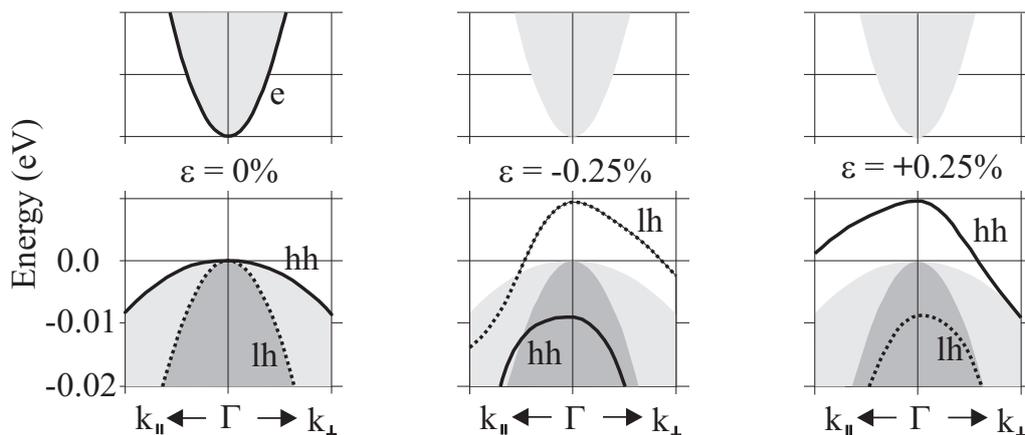


Abb. 2.4: Bandverlauf am Γ -Punkt mit den Bändern der Elektronen “e”, leichten “lh” und schweren Löcher “hh”. Der spannungsfreie (linke Seite), tensile (mitte, $\varepsilon_{\perp} = -0.25\%$) und kompressive Zustand (rechts, $\varepsilon_{\perp} = +0.25\%$) sind schematisch dargestellt. Die Wellenzahlen parallel und senkrecht zum verspannten Film sind mit $k_{||}$ und k_{\perp} bezeichnet (Anhang A).

Den Ladungsträgern, Elektronen im Leitungsband und *Löchern* (*Defektelektronen*) im Valenzband, kann eine *effektive Masse* zugeordnet werden [38]. Bei den Löchern werden die Massen über Lage und Krümmung des Bandverlaufs in *leichte* (*light holes*), *schwere* (*heavy holes*) und zum *split-off Band* gehörende Löcher unterschieden. Die Masse der Löcher hat auf Energieniveaus in Quantentopfstrukturen einen großen Einfluß. Durch mechanische Spannung wird die Bandstruktur verändert. Dabei kann die Spannung in eine hydrostatische und eine scherende Komponente zerlegt werden [41]. Im Fall eines Kristallfilms mit größerer Gitterkonstante als das Substratmaterial entsteht kompressive Spannung. Im umgekehrten Fall tensile Verspannung.

2.2 Heterostrukturen und Mischungshalbleiter

Die Einführung der Quantentöpfe in die aktive Zone hat in den letzten Jahrzehnten zur Verbesserung der Heterostrukturbauelemente geführt. Damit konnten höhere Wirkungsgrade und geringe Schwellströme bei Halbleiterlasern erzielt werden. Auch ist eine geringere Temperaturabhängigkeit wichtiger Kenn-

daten der Bauelemente damit verbunden [33]. Die Verringerung der Schwellströme wird durch einen höheren Gewinnkoeffizient der Quantentopfstrukturen bewirkt. Diese Erhöhung wird durch die veränderte Ladungsträgerdichte bzw. stufenartige Zustandsdichte der Ladungsträger im Quantentopf hervorgerufen.

2.2.1 Heterooffsets von Valenz- und Leitungsband

Wird epitaktisch eine Heterogrenzfläche zwischen zwei verschiedenen Halbleitern erzeugt, so entstehen im Allgemeinen Heterooffsets an Valenz- und Leitungsband. Abb. 2.5 zeigt die Struktur der drei Grundtypen von Heterostrukturen.

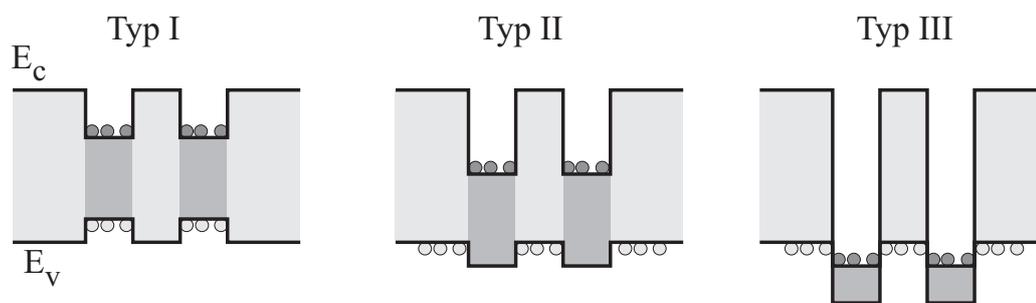


Abb. 2.5: Die drei Grundtypen von Heterostrukturen. Die energetische Lage des Valenz- (E_v) und Leitungsbandes (E_c) sind über dem Ort in der Schichtstruktur aufgetragen. Die energetische Lage der Elektronen und Löcher ist schematisch angedeutet.

Elektronen und Löcher besitzen bei Typ I die günstigste energetische Lage in der selben Schicht. Umgekehrt gilt dies bei Typ II und III, wobei beim Typ III die energetische Lage der Ladungsträger invertiert ist. Um eine Aussage über die Heterooffsetwerte zwischen unterschiedlichen Halbleitern zu machen, gibt es verschiedene theoretische und experimentelle Methoden. Letztere nutzen den Umstand aus, daß optische Übergänge beim Typ II zu räumlich indirekten Übergängen führen, welche mit relativ geringen Energien bzw. großen Wellenlängen verbunden sind. Eine theoretische Grundlage bilden die Modelle von *Harrison* und *Van Vechten* [42–45]. Mit Hilfe der *Tight-Binding (TB)* Approximation [46,47] ist in Abb. 2.6 die energetische Lage der Bandlücke relativ

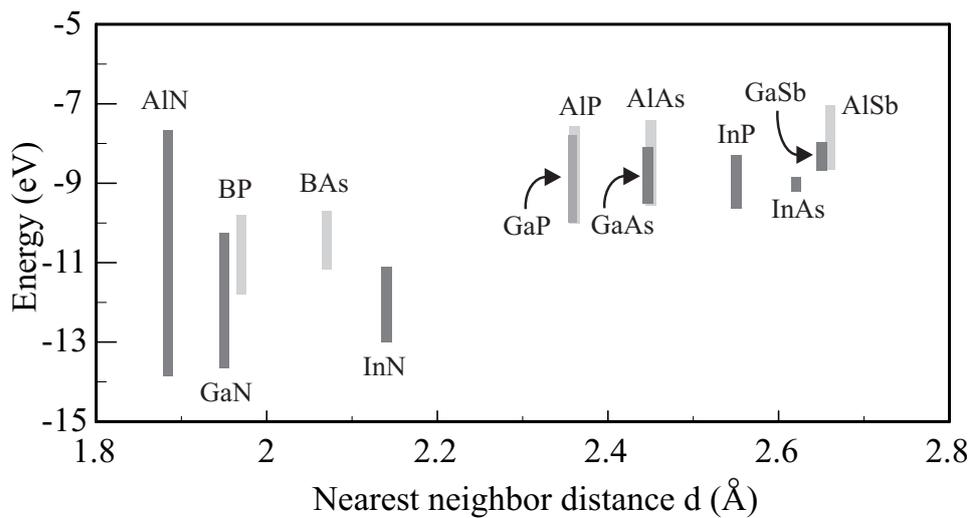


Abb. 2.6: Energetische Lage der Bandlücke relativ zum Vakuumniveau über dem Abstand zum am Nächsten gelegenen Nachbaratom dargestellt.

zum Vakuumniveau [48] über dem Abstand zum am Nächsten gelegenen Atom aufgetragen [49,42]. Dabei werden die Energiedifferenzen zwischen dem Vakuumniveau und dem Leitungsband als *Elektronenaffinität* χ bzw. ebenfalls zwischen dem Vakuumniveau und dem Valenzband als *“photothreshold energy”* I bezeichnet. Die *“work function”* ϕ bezieht sich auf die Differenz von Vakuumniveau und Fermienergie [50]. Mit Hilfe dieses Vakuumniveaus können Voraussagen über die zu erwartende relative energetische Lage der Bandlücken gemacht werden. Größere Atome mit weit vom Kern entfernten Valenzelektronen z.B. Antimon führen in Halbleitern zu einer geringeren *“photothreshold”* Energie und einer reduzierten Bindungsstärke mit relativ kleiner Bandlücke. Aufgrund der großen Elektronegativität⁶ der Stickstoffatome ist die energetische Lage des Valenzbandes relativ niedrig. Deshalb ist beispielsweise ein GaN/GaAs Heteroübergang vom Typ III, bei dem die elektrischen Eigenschaften semimetallisch sind. Für den Mischungshalbleiter GaNAs werden deshalb semimetallische Eigenschaften in einem bestimmten Bereich der Zusammensetzungen erwartet [49]. Ähnlich verhält es sich an der Heterogrenzfläche von InAs und GaSb [51]. Der Mischungshalbleiter InGaAsSb besitzt aber eine große Mischungslücke, welche die Nutzung dieser Eigenschaft beschränkt. Das propor-

⁶Eigenschaft bei einer chemischen Bindung Elektronen abzugeben oder aufzunehmen (Polarität)

tionale Verhalten zwischen Valenzbandoffset und *Bowling*⁷-Parameter besitzen auch andere Materialsysteme [52–54].

Andere Einflüsse auf dieses Bowling-Verhalten werden ebenfalls diskutiert. Eine mögliche Ursache ist die statistische Fluktuation der Verteilung von Atomen im Mischkristall (Mischungsentropie) [55]. Ein empirischer Zusammenhang mit der Mischungswärme bzw. Mischungsenthalpie (*Heat of Mixing*) wird ebenfalls genannt [56]. Dabei wird davon ausgegangen, daß in einem solchen Mischkristall lokale Spannungen zu geometrischen Änderungen an den chemischen Bindungen führen. Am Beispiel InGaAs auf GaAs Substrat wird dies wie folgt beschrieben. Werden die größeren Indiumatome in den Kristall eingebaut, so führt das bei den umgebenden Arsenatomen zu Spannungen, welche durch Dehnung der chemischen Bindungslängen (*stretching*) oder durch Biegung der chemischen Bindungswinkel (*bending*) aufgenommen wird. Dies führt zu einer Zusatzenergie, welche eine gewisse Proportionalität zum Bowling Verhalten des entsprechenden Mischkristalls aufweist.

Innerhalb dieser Arbeit wurden die Mischungshalbleiter InGaAs und AlGaAs auf GaAs-Substraten hergestellt und untersucht. Der Zusammenhang zwischen Bandlücke und der Zusammensetzung des Halbleiters findet sich in Anhang B.

2.2.2 Kritische Schichtdicke und Defektbildung

Besitzt ein Element- oder Verbindungshalbleiter eine Gitterkonstante, welche von der des Substrats abweicht, so kann, bis zu einer bestimmten bzw. “kritischen” Schichtdicke, dieser Kristall trotzdem epitaktisch aufgewachsen werden. Dieses Wachstum wird als pseudomorph oder *commensurate* bezeichnet. Die Einheitszelle wird dabei tetragonal (d.h. aus Würfel wird Quader) verzerrt. Abb. 2.7 zeigt, wie ein Halbleiter mit einer vom Substrat abweichenden Gitterkonstanten mechanisch verspannt in den Kristall eingebaut wird (linke Seite). Die kritische Schichtdicke hängt dabei von der Verspannung, der Kristallorientierung (Anhang A) und den Wachstumsbedingungen ab. Wird diese Schichtdicke überschritten, so kommt es zur Kristalldefektbildung (Abb. 2.7, rechte Seite).

⁷Parameter zur Beschreibung des nichtlinearen Anteils der Bandlücke bei Mischungshalbleitern unterschiedlicher Zusammensetzung

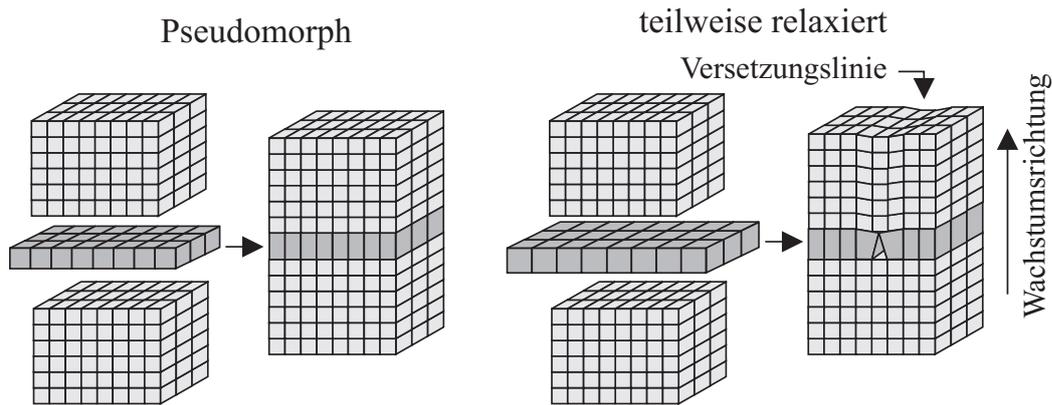


Abb. 2.7: Eine Kristallschicht mit größerer Gitterkonstanten als das darunterliegende Substrat, führt zu tetragonaler Verzerrung der Einheitszelle. Im Fall von pseudomorphem Wachstum (linke Seite) wächst der darüberliegende Kristall fehlerfrei weiter. Ist eine kritische Schichtdicke überschritten, z.B. aufgrund einer sehr großen Gitterkonstanten der verspannten Schicht (rechte Seite) so kommt es zur Bildung von Defekten.

Eine Theoretische Beschreibung der Kristalldefektbildung durch verspannte Schichtstrukturen findet sich in den Arbeiten von *Matthews-Blakeslee* und *People-Bean* [57–61].

Mit dem Ziel, über InGaAs-Quantentöpfe auf GaAs-Substrat, Emissionswellenlängen um $1,3\ \mu\text{m}$ zu erreichen, beschäftigen sich eine große Zahl von wissenschaftlichen Veröffentlichungen. Dabei wurden die epitaktischen Wachstumsbedingungen der aktiven Zone hinsichtlich der Tiefe von Quantentöpfen, d.h. Verspannung der Quantenfilme und der möglichen Topfbreite theoretisch und praktisch untersucht [62–65]. Die beiden binären Halbleiter GaAs und AlAs besitzen sehr ähnliche Gitterkonstanten, welche sich um weniger als 1% unterscheiden. Dadurch ist pseudomorphes Wachstum von AlGaAs auf GaAs Substrat auch mit sehr großen Schichtdicken möglich. Die Literatur gibt für AlAs eine kritische Schichtdicke im Bereich von 600 bis 1000 nm an welche von den genauen Wachstumsbedingungen (z.B. Temperatur) abhängig ist [66,67].

Dagegen weichen die Gitterkonstanten von InAs und GaAs um mehr als 7% voneinander ab. Kompressiv verspannte Quantenfilme mit relativ hoher optischer Verstärkung lassen sich damit herstellen. Die möglichen Schichtdicken sind aufgrund der Differenz in den Gitterkonstanten stark begrenzt. Insbesondere Licht mit einer Wellenlängen oberhalb 900 nm kann mit InGaAs-Quanten-

filmen erzeugt werden.

2.2.3 Spektraler Brechungsindex

Wellenleiter sind ein Hauptbestandteil optischer Bauelemente. Die genaue Kenntnis der optischen Konstanten wie Brechungsindex und Absorption sind zwingend notwendig für ein optimales Design des Schichtaufbaus. Die optischen Konstanten sind dabei von Wellenlänge und Zusammensetzung der Kristallschicht abhängig. Theoretische Beschreibungen basieren meist auf empirischen Ansätzen. Sehr verbreitet sind die Beschreibungen nach *Adachi* oder *Sellmeier* [68,69]. Auch die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit ist für Bauelementanwendungen von Interesse [70,71]. Insbesondere zur optischen Schichtdickenkontrolle während des epitaktischen Wachstums wurde der Brechungsindex auch bei Temperaturen um ca. 600°C gemessen [72]. Beim Vergleich vieler experimentell ermittelter Werte, bzw. den theoretischen Kurven, fallen erhebliche Unterschiede bei den gemessenen Werten für den Brechungsindex bei Mischungshalbleitern auf [73]. Eine mögliche Erklärung kann die relativ stark fehlerbehaftete Angabe des AlAs-Anteils in AlGaAs sein. Bei Raumtemperatur besitzt GaAs einen Brechungsindex um 3.5 sowie AlAs von 2.95 bei einer Wellenlänge von 1000 nm [73]. Nahe der Bandkante im transparenten Bereich verfügt Silizium über einen Brechungsindex von 3.5 und Germanium von 4.2 [40].

2.2.4 Thermische Leitfähigkeit

Beim Betrieb von Halbleiterbauelementen entsteht Verlustwärme. Diese wird normalerweise über geeignete Wärmesenken abgeleitet. Temperaturänderungen können die Eigenschaften der Bauelemente stark ändern. Die Eigenschaft, Wärme im Halbleiter zu transportieren, wird als thermische Leitfähigkeit bezeichnet. Diese ist von der Zusammensetzung des Halbleiters und der Umgebungstemperatur abhängig [74].

Um den Einfluß der Zusammensetzung bei ternären Mischungshalbleitern auf

einfache mathematische Weise zu beschreiben, wurde ein parabolischer Zusammenhang gewählt. Damit lassen sich viel ternäre und quaternäre Halbleiter im guter Näherung beschreiben [75,76]. Im Materialsystem InGaAs und AlGaAs zeigen die experimentellen Daten aber relativ deutliche Abweichungen von der parabolischen Beschreibung. Ausgehend vom binären Halbleiter, fällt die thermische Leitfähigkeit schon bei einem geringen ternären Mischungshalbleiteranteil stark ab. So bewirken 0,5 % InAs in InGaAs eine Reduktion der thermischen Leitfähigkeit auf 50 % im Vergleich zu "reinem" GaAs [77]. Dies ist wohl mit ein Grund, weshalb die isoelektronische Dotierung, d.h. ein geringer Indiumgehalt im binären Halbleiter zur Verbesserung der Kristalleigenschaften [78], relativ selten Verwendung findet.

"Superlattices" als Ersatz von Mischungshalbleitern wurden ebenfalls in Betracht gezogen. Die aus AlAs und GaAs bestehenden Teilschichten besitzen als binäre Halbleiter relativ große thermische Leitfähigkeiten (GaAs: 44 W/mK, AlAs: 91 W/mK). Um eine deutliche Verbesserung gegenüber $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ (10 W/mK) zu erreichen, sind Dicken der Teilschichten von mehr als 5 nm nötig. Für den Grenzfall, daß die Teilschichten aus GaAs und AlAs Monolagendicke annehmen, entspricht die thermische Leitfähigkeit der des ternären Mischungshalbleiters [79].

Die Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit führt bei Erwärmung des Bauelements zu einer geringeren Leitfähigkeit. Folglich steigt die Temperatur noch weiter an. Umgekehrt kann durch Abkühlung der Probe die Wärmeleitfähigkeit deutlich erhöht werden. So nimmt GaAs bei ca. 180 K einen Wert von 150 W/mK an, welcher dem von Silizium bei Raumtemperatur entspricht [80,75]. Bei Raumtemperatur besitzt GaAs eine Wärmeleitfähigkeit von 0.46 W/(cm K) und AlAs einen Wert um 0.8 W/(cm K) [40].

2.2.5 Oxidation von AlGaAs

Die laterale Strukturierung epitaktischer Schichtstrukturen ist ein wichtiger Schritt bei der Herstellung unterschiedlichster Bauelemente wie Halbleiterlaser oder Transistoren. Die Umwandlung elektrisch leitender Schichtbereiche in elektrisch isolierende kann mit Hilfe der Oxidation realisiert werden. Der dabei nötige Sauerstoff kann aus verschiedenen Prozeßgasen (O_2 , N_2O

“Lachgas”, CO_2 , H_2O , H_2O_2 -Lösung,...) gewonnen werden [81]. Die wichtigsten Oxidationsprozeßparameter stellen die Temperatur und Zusammensetzung des Gasgemisches und des Halbleiters dar. Bei anodischer Oxidation ist die verwendete Stromdichte und die mögliche Unterstützung mittels RF-Plasma ein weiterer Faktor. Die Oxidation von GaAs und anderer Halbleiter wird schon seit langer Zeit beispielsweise zur Oberflächenpassivierung technologisch verwendet. So werden “Epi Ready” GaAs-Substrate mit einer durch Tempern unter Sauerstoffatmosphäre erzeugten Oxidschicht hergestellt. Die Ablösetemperatur von 582°C wird in der MBE zur Kalibration der Substrattemperatur verwendet. 1981 wurde eine der ersten Arbeiten über die Oxidation von AlGaAs veröffentlicht [82]. Die dabei erzeugten Oxidschichten enthielten elementares Arsen, welches in amorpher Form ein Halbleiter (Bandlücke ca. 1,1 eV) und in kristalliner Form ein Halbmetall ist. Erst die Verwendung von Wasserdampf bei ca. 400°C führte zu einem stabilen Oxid mit guten elektrischen Isolator Eigenschaften [83]. Die hierzu entwickelten möglichen Reaktionsgleichungen für die Oxidation von AlAs beschreiben die Bildung von Al_2O_3 und verschiedener Hydroxide ($\text{AlO}(\text{OH})$, $\text{Al}(\text{OH})_3$). Der in H_2O enthaltene Wasserstoff führt dabei zur Bildung von AsH_3 “Arsin”, welches ein thermisch relativ stabiles Gas ist und aus der oxidierten Schicht entweichen kann [10].

Betrachtet man die Kristallstruktur, so ist mit der Oxidation eine Änderung der Gitterkonstante verbunden [84]. Die Ausbreitung des Oxids in verschiedene Kristallrichtungen ist im Allgemeinen nicht isotrop. Die Temperaturabhängigkeit der Oxidationsrate kann daher für die Bestimmung einer Kristallrichtungsabhängigen Aktivierungsenergie verwendet werden [85]. Bei geringen Oxidationsraten ist ein reaktionsbegrenzter Prozeß relativ einfach realisierbar. Ein durch Transport der Reaktionspartner dominiertes Verhalten tritt bei hohen Oxidationsraten ein. Der Diffusionsanteil an der Oxidation kann mit der Struktur des oxidierten Materials in Verbindung gebracht werden [86]. Insbesondere Antimon bewirkt eine Erhöhung der Oxidationsrate, welche einer verstärkt porösen Oxidstruktur und damit erhöhten Diffusion zugerechnet wird. So besitzt das, für langwellige VCSEL interessante $\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$, welches eine Gitteranpassung an InP besitzt, eine ähnliche Aktivierungsenergie wie AlAs auf GaAs, aber deutlich höhere Raten für Diffusion und Oxidation. Im Gegensatz zu As_2O_3 , welches bei der Oxidation von AlAs entsteht, besitzt Sb_2O_3 bei der Oxidation von AlAsSb einen um etwa Faktor 1000 geringeren Partialdruck. In

der Folge wird Antimon nicht als SbH_3 "Stibin" aus der Oxidschicht entfernt [87]. Das Antimon verbleibt hauptsächlich polykristallin an den Grenzflächen des Oxids [88].

Betrachtet man den Einfluß anderer Gruppe V Elemente auf das Oxidationsverhalten, so konnte an phosphorhaltigen Schichten Oxidation von $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{P}$ beobachtet werden [89]. Bei der Reduktion des Aluminiumgehaltes durch den Austausch von Gruppe III Elementen (Gallium, Indium) konnte nur eine Verringerung der Oxidationsrate festgestellt werden. Beim Gruppe IV Element Kohlenstoff, sofern es auf einem Gruppe V Gitterplatz eingebaut wird, wird hauptsächlich ein beschleunigender Effekt auf die Oxidation beobachtet. Abb. 2.8 zeigt, die starke Abhängigkeit der Oxidationsrate vom Aluminium-

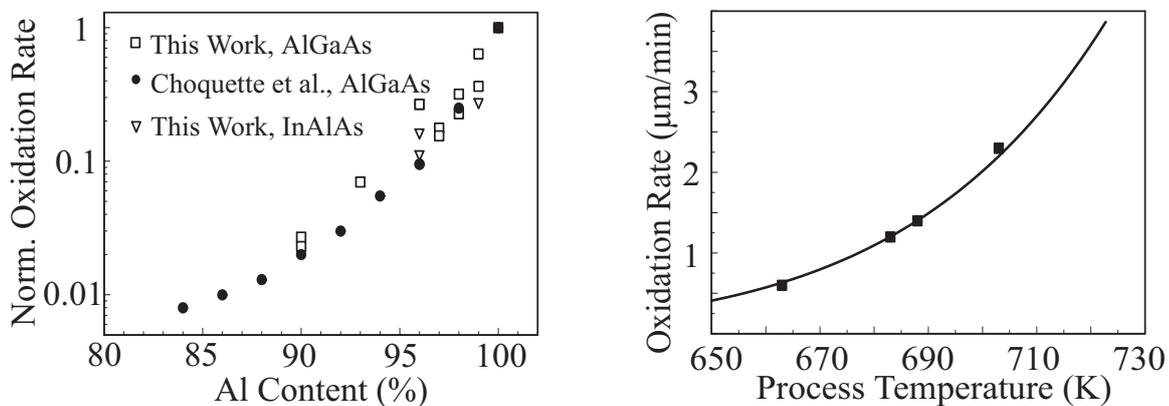


Abb. 2.8: Oxidationsrate in Abhängigkeit vom Indium- bzw. Gallium-Gehalt (linke Seite) und der Proben temperatur bei der Oxidation (rechte Seite).

Gehalt (linke Seite) und der Proben temperatur während der Oxidation (rechte Seite). Bereits ein Gallium-Gehalt von 3% reduziert die Oxidationsrate um Faktor 10. Dies ist eine wichtige Voraussetzung um die nötige Selektivität der Oxidationsraten zu erhalten. Zum Vergleich sind Daten der Gruppe um K. Choquette [90] beigefügt.

Kapitel 3

Molekularstrahlepitaxie

3.1 Die MBE-Anlage

Nicht nur die Erforschung der III-V Halbleiter (vgl. Kap. 2.1), sondern auch die “three temperature” Technik, welche für die Entwicklung der *Molecular Beam Epitaxy (MBE)* von grundlegender Bedeutung ist, wurde in den Labors der Siemens-Schuckertwerke begründet [91,14]. Diese “Drei Temperaturen Technik” verwendet für das Verdampfen der Elemente aus der Gruppe-III und Gruppe-V sowie für das Substrat jeweils verschiedene Temperaturen. Damit kann über den temperaturabhängigen Dampfdruck der beiden Quellmaterialien ein für das Kristallwachstum günstiges Angebotsverhältnis eingestellt werden. In den späten sechziger Jahren entwickelte sich die MBE-Technik aus der Oberflächenphysik und Ionen-Pulsations-Technik. Der eigentliche Begriff *Molecular Beam Epitaxy* wurde erst 1970 nach mehrjährigen Forschungsarbeiten geprägt [91,92]. Mitte der siebziger Jahre konnten die ersten Halbleiterlaser im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur demonstriert werden, deren Kristallstruktur mittels MBE hergestellt worden war [93]. Wenige Jahre später begann die kommerzielle Fabrikation solcher Laserdioden für CD-Spieler [94]. Die Vorteile des Wachstums mittels MBE sind das kontrollierte Abscheiden

von sehr dünnen Schichten im Atomlagenbereich, Wachstum bei sehr geringen Temperaturen (*Low Temperature GaAs*) und die einfache Erzeugung von Schichten mit geringer (Hintergrund-) Dotierung. Als nachteilig sind die relativ geringen Temperaturen anzusehen, bei welchen Indium- und Galliumdesorption einsetzt. Dies hat unmittelbare Konsequenzen auf mögliche Wachstumstemperaturen und damit auch auf die bei vielen Mischungshalbleitern erreichbare Kristallqualität. Die bei der MBE nötige UHV¹-Technik ist für viele kommerzielle Produkte preislich nachteilig.

3.1.1 Aufbau des Gesamtsystems

Abb. 3.1 zeigt die verwendete MBE-Anlage des Typs MBE 32P der Firma Ri-

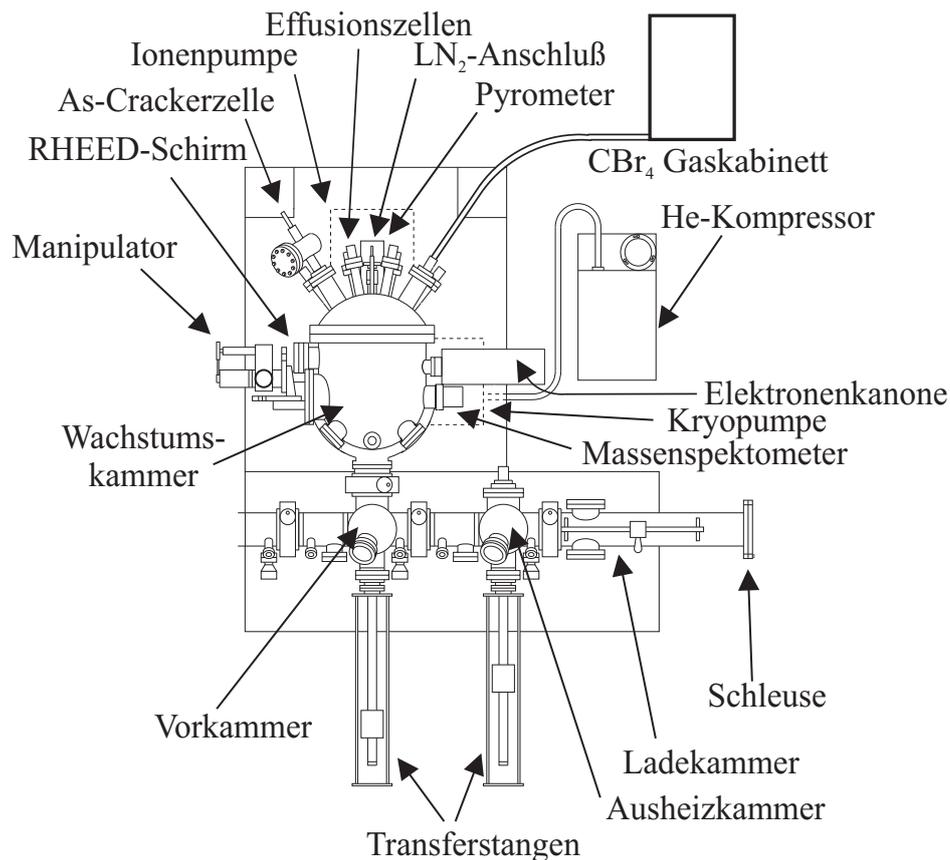


Abb. 3.1: Aufbau der MBE-Anlage (Ansicht von oben).

ber. Diese ist in ein Doppelkammersystem integriert und besteht aus jeweils vier

¹Ultra High Vacuum

Hochvakuum-Kammern. Um ein neues Substrat in die Anlage zu transferieren, muß dieses auf einen Substrathalter aufgespannt und in die Ladekammer eingeschleust werden. Diese Kammer kann von Normaldruck auf etwa 10^{-8} Torr abgepumpt werden. Danach werden die Proben über die Ausheiz- und Vorkammer in die Wachstumskammer gebracht. Der Transport der Substrathalter geschieht mittels eines in der Vakuumkammer auf einer Schiene fahrbaren Kassettensystems. Das Umsetzen der Halter erfolgt über Manipulatorgreifer, welche eine magnetische Kopplung zwischen Vakuum und Atmosphäre besitzt. Das Vakuum wird in der Wachstumskammer von drei Kühltischen, einer Ionengetterpumpe, einer Titansublimationspumpe und einer Kryopumpe erzeugt. Die Kühltische sind mit flüssigem Stickstoff (77 K) gefüllt. Mit diesem Pumpsystem sind Kammerdrücke bis etwa $2 \cdot 10^{-11}$ Torr erreichbar, sofern die Temperaturen der Effusionszellen kleiner als 100°C sind.

An der Wachstumskammer ist ein Massenspektrometer für die Restgasanalyse im Bereich von 1 bis 50 amu^2 installiert. Des Weiteren ist ein RHEED³-System, welches aus einer Elektronenkanone und einem Leuchtschirm besteht, zur Analyse der Probenoberfläche angebracht. Für die optische Kontrolle der Substrattemperatur dient ein Pyrometer. Die Wachstumskammer besitzt 8 Flansche für Effusionszellen. Dabei werden zwei durch eine Arsen-Crackerzelle und einen Gasinjektor für die Kohlenstoff Dotierung mittels CBr_4 belegt. Bei den Gruppe-III-Elementen sind zwei Gallium-, zwei Aluminium- und eine Indium-Zelle vorhanden. Zur n-Dotierung dient eine Siliziumzelle und zur p-Dotierung eine CBr_4 -Gaslinie. Zur thermischen Isolation sind diese Effusionszellen in einer der drei Kühltische eingebettet.

Die Position des zu bewachsenden Substrates kann mit einem Manipulator (von außen) eingestellt werden. Dabei können Substrate bis zu einem Durchmesser von 3 Zoll bzw. 76 mm verwendet werden. Während des Epitaxie-Prozesses wird das Substrat um seine Rotationssymmetrieachse gedreht. Dies erhöht die Schichtdickenhomogenität über dem Wafer.

²amu = "atomic mass unit" (1 amu entspricht $\frac{1}{12}$ der Masse eines Atoms des Kohlenstoffisotops ^{12}C)

³reflection high-energy electron diffraction

3.1.2 Wachstumsvorbereitung

Um Kristallstrukturen mit definierter Dicke und Zusammensetzung herstellen zu können, ist die Kenntnis von Wachstumsraten, Dotierkonzentrationen und das Angebotsverhältnis der Gruppe V zur Gruppe III Moleküle bzw. Atome in Abhängigkeit von der Temperatur der Effusionszellen notwendig. Die Kalibration der Wachstumsrate wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Die zum einkristallinen Wachstum notwendigen Substrate werden als "Epi-Ready" mit einer vom Hersteller spezifizierten Oxidschicht in einem Behälter unter Stickstoff-Atmosphäre geliefert. Diese Substrate werden auf einen Halter aus Molybdän montiert und in der Ausheizkammer thermisch von Lösungsmittelresten und Atmosphärenrestgasen, insbesondere Wasserdampf befreit. Meistens wurden Substrate mit einer [100]-Orientierung verwendet. Nachdem das Substrat in die Wachstumskammer geschleust wurde, wird es langsam auf 400°C erwärmt, ohne daß ein Shutter geöffnet ist, d.h. Quellmaterial an die Oberfläche gelangen kann. Oberhalb von 400°C beginnt sich Arsen aus der GaAs Substratoberfläche zu lösen. Damit es nicht zur Bildung von Galliumtröpfchen kommt, erfolgt eine Stabilisierung mittels der Arsenquelle. Das Nadelventil dieser Zelle wird etwas geöffnet, um aus der Substratoberfläche desorbierendes Arsen zu kompensieren. Darauf hin wird die Substrattemperatur weiter erhöht. Eine Kalibration des Pyrometers, d.h. der Emissivität, erfolgt bei 580°C. Bei dieser Temperatur beginnt das vom Substrathersteller definiert aufgebrachte Oxid zu desorbieren [95]. Dieser Vorgang kann mit Hilfe des RHEED Systems beobachtet werden. Eine weitere Erhöhung der Substrattemperatur um mindestens 50°C beschleunigt den Ablösevorgang von Oxidresten. Dabei werden auch Restgase, welche sich an der Substratoberfläche oder teilweise im Substratmaterial befinden, freigesetzt. Insbesondere kommt es häufig zu einem Anstieg des 28 amu Signals bei der Restgasanalyse. Dieser Peak repräsentiert Stickstoff (N₂) und Kohlenmonoxid (CO). Letzteres ist für die Qualität optischer Bauelemente nachteilig [96]. Danach wird eine Substrattemperatur von 580°C angefahren, bei der das eigentliche Wachstum beginnt. Dazu werden die nötigen Shutter bzw. Temperatur der Effusionszellen von einem Computer gesteuert. Dieser bringt am Ende des Wachstumsprozesses alle Zellen in einen "Stand by" Zustand, bzw. reduziert die Substrattemperatur auf 20°C. Danach kann das bewachsene Substrat aus der Kammer geschleust werden.

3.1.3 Kalibration der Effusionszellen

Die Wachstumsgeschwindigkeit wird durch die Rate der Moleküle, die an der Substratoberfläche ankommen und in den Kristall eingebaut werden, bestimmt. Um diesen Molekularfluß zu messen, wird eine Ionisationsmeßröhre in jene Position gebracht, welche das Substrat beim Wachstum einnimmt. Die Meßröhre ist mit einem Blechmantel gekapselt, welcher in Richtung der ankommenden Moleküle eine quadratische Öffnung mit 1,5 cm Kantenlänge besitzt. Proportional zum ankommenden Molekularfluß kann ein Ionenstrom gemessen werden. Die Empfindlichkeit dieser Flußmeßröhre hängt von den geometrischen Verhältnissen, der Konstruktion der Meßröhre und der Wahrscheinlichkeit ab, ankommende Atome und Moleküle zu ionisieren, d.h. ein Elektron aus der Atomhülle herauszulösen. Die Ionisierbarkeit hängt dabei hauptsächlich von der Zahl der Elektronen in der Hülle der Atome bzw. Moleküle ab. Diese Abhängigkeit muß durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt werden. In Abb. 3.2 ist dieser auf

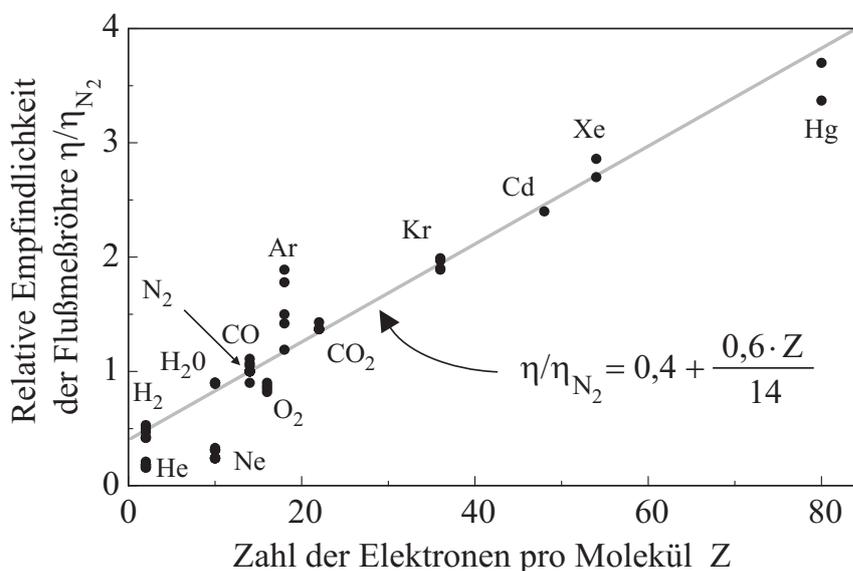


Abb. 3.2: Flußmeßröhrenempfindlichkeit, auf Stickstoff (N_2) normiert, in Abhängigkeit von der Zahl der Elektronen in der Molekül- bzw. Atomhülle.

Stickstoff (N_2) normiert, als Kalibrationsgerade aus Meßpunkten verschiedener Literaturquellen, dargestellt [97]. Um die Wachstumsrate zu bestimmen, muß die relative Rate der ankommenden Atome pro Flächeneinheit gemessen werden. Dieses Signal ist von dem zu messenden Element abhängig. Aufgrund

der Kalibrationsgerade kann ein mit der Meßröhre gemessener Fluß (BEP⁴) in einen “korrigierten” Fluß umgerechnet werden, welcher dem von Stickstoff mit gleicher Rate ankommender Atome entspricht. In Abb. 3.3 sind die Kor-

Element	Spezie	Zahl der Elektronen Z	Korrektur- faktor η/η_{N_2}
Bor	B	5	0.61
Aluminium	Al	13	0.96
Gallium	Ga	31	1.73
Indium	In	49	2.50
Thallium	Tl	81	3.87
Stickstoff	N	7	0.70
	N ₂	14	1.00/2
Phosphor	P	15	1.04
	P ₂	30	1.69/2
	P ₄	60	2.97/4
Arsen	As	33	1.81
	As ₂	66	3.23/2
	As ₄	132	6.06/4
Antimon	Sb	51	2.59
	Sb ₂	102	4.77/2
	Sb ₄	204	9.14/4
Wismut	Bi	83	3.96

Abb. 3.3: Korrekturfaktoren der auf Stickstoff (N₂) kalibrierten Flußmeßröhre für Gruppe-III und Gruppe-V Elemente.

rekturfaktoren für Gruppe-V und Gruppe-III Elemente (auf Stickstoff (N₂) = 1 normiert) aufgelistet. Gemessene Flüsse oder Flußverhältnisse können nun mit und ohne Berücksichtigung dieser Korrekturfaktoren als “V/III_{korrr}” bzw. “V/III” angegeben werden.

In einer konventionellen Feststoff-MBE-Anlage werden alle Quellmaterialien in Effusionszellen verdampft bzw. sublimiert. Diese Zellen können in guter

⁴Beam Equivalent Pressure

Nährung mathematisch als *Knudsen*-Zellen beschrieben werden [98,99]. Die Temperaturabhängigkeit des resultierenden Teilchenflusses kann durch die Gleichung [100]

$$\Gamma = \frac{ANp(T)}{\sqrt{2\pi MRT}} \quad (3.1)$$

beschrieben werden. Dabei ist T die absolute Temperatur in der Zelle, M die Molekülmasse, R die molare Gaskonstante, N die Avogadrozahl und A ein Proportionalitätsfaktor welcher auch die geometrischen Einflüsse beinhaltet. Der Dampfdruck $p(T)$ wird durch die Beziehung von Clausius-Clapeyron

$$p(T) = c e^{-\frac{\Delta H}{RT}} \quad (3.2)$$

beschrieben, wobei c ein Proportionalitätsfaktor ist. Die in dieser Anlage mit der Ionisationsmeurhore bestimmten Molekularflusse wurden numerisch an diese Gleichung angepaßt und sind in Abb. 3.4 aufgetragen. Die zugehörigen Ver-

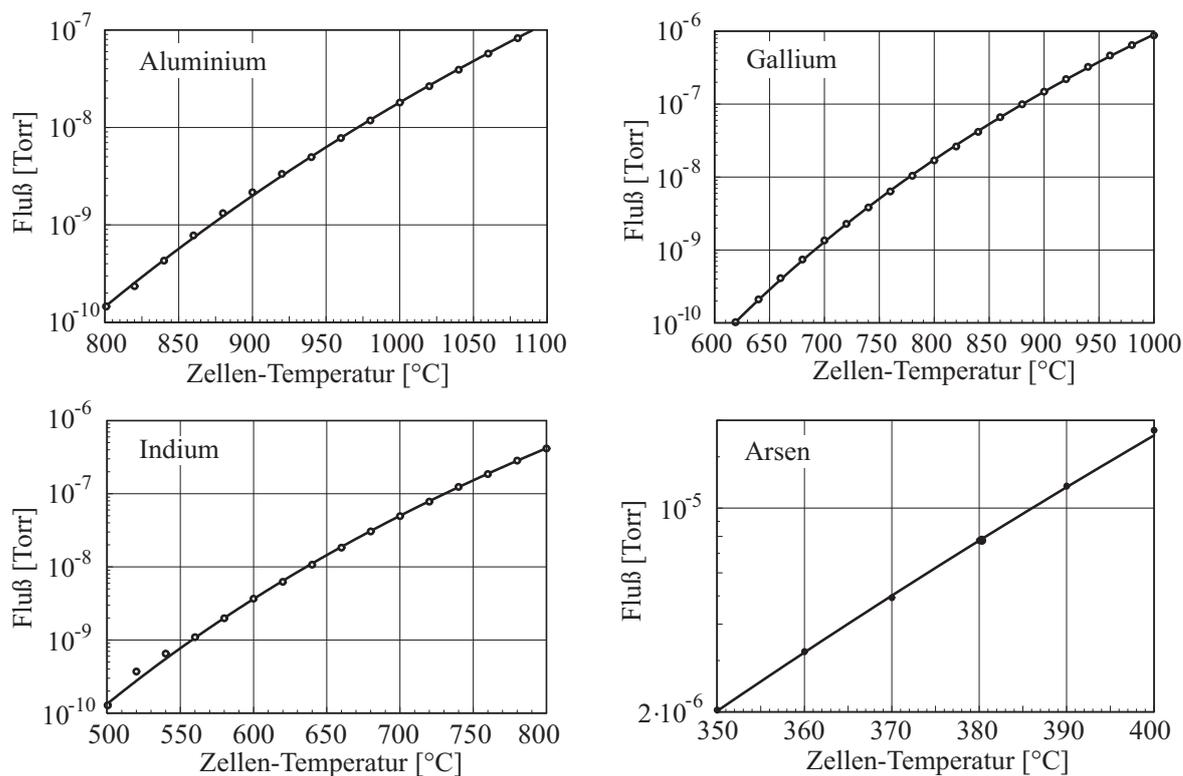


Abb. 3.4: Zellkalibrierung verschiedener Quellmaterialien.

dampfungsenthalpien ΔH konnten damit bestimmt werden. Zusammen mit Literaturwerten, die unter Atmosphärendruck ermittelt wurden [101], ist dies in

Quellmaterial	Verdampfungsenthalpie (gemessen)	Verdampfungsenthalpie (Literaturwert)
Aluminium	274 kJ/mol	293,7 kJ/mol
Gallium	224 kJ/mol	254,0 kJ/mol
Indium	183 kJ/mol	226,0 kJ/mol
Arsen	150 kJ/mol	127,6 kJ/mol

Abb. 3.5: Verdampfungsenthalpie von Aluminium, Gallium, Indium und Arsen.

Abb. 3.5⁵ aufgelistet. Unterschiede zwischen Literaturwerten und gemessenen Daten sind auf die verschiedenen Meßprinzipien und den Umgebungsdruck zurückzuführen. Um einem gemessenen Fluß eine Wachstumsrate zuzuordnen zu können, müssen spezielle Schichtstrukturen hergestellt werden, wie z.B. Bragg-Reflektoren. Nach einer neuen Befüllung der Anlage mit Quellmaterial werden zuerst die Flüsse bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Durch die Herstellung von Proben und dem sich dadurch ergebende Materialverbrauch nehmen die Wachstumsraten bei konstanter Temperatur der Effusionszellen ab. Dies wird im Allgemeinen durch höhere Zellentemperaturen kompensiert. Bei der verwendeten Anlage sind davon hauptsächlich die Aluminiumquellen betroffen. So muß jede dieser Zellen nach Wachstum von jeweils etwa $2\ \mu\text{m}$ AlAs um 1°C erhöht werden. Diese Werte gelten für das Wachstum in der "Standard"-Position. Die homogene Wachstumsposition benötigt etwa einen um den Faktor 2,3 höheren Fluß, um gleiche Wachstumsraten zu erzielen. Dementsprechend hoch ist der Verbrauch an Quellmaterial, so daß nach weniger als $1\ \mu\text{m}$ AlAs Schichtdicke die Temperatur der Aluminiumzelle um ein Grad erhöht werden muß, um die Wachstumsrate beizubehalten. In dieser Konfiguration können mit insgesamt 18 g Aluminium etwa $400\ \mu\text{m}$ AlAs in der "Standard"-Position (am Ort der maximalen Wachstumsrate) gewachsen werden.

Am Ende eines solchen Wachstumszyklus, d.h. wenn die Effusionszellen nahezu leer sind, besitzen die Tiegel und Zellenshutter materialspezifische Belegungen. Abb. 3.6 zeigt die Ablagerungen an der Innenwand eines Tiegels, welcher eine Gallium-Füllung besitzt. Der perlartigen Benetzung mit feinen Galliumtröpf-

⁵In der MBE gemessene Daten für Arsen beziehen sich auf Sublimation. Der Literaturwert geht von einem Verdampfen aus der Flüssigphase aus

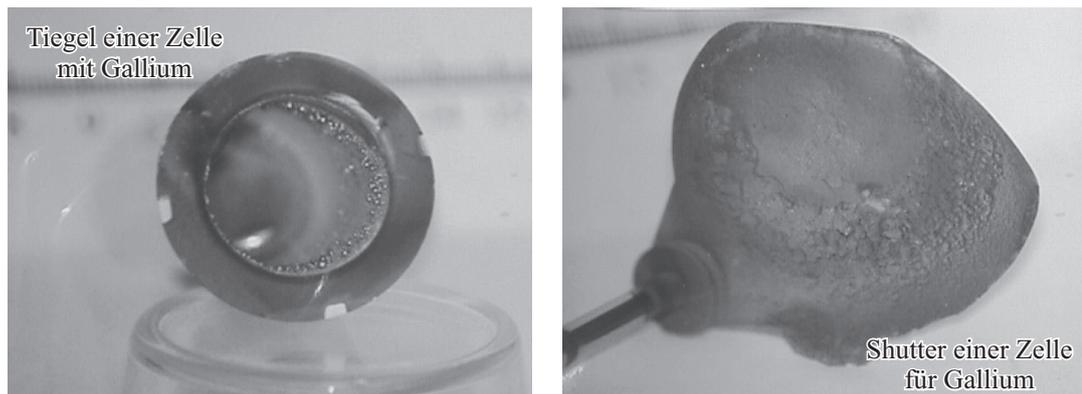


Abb. 3.6: Ablagerungen im Tiegel und auf dem Zellschutter einer Galliumzelle.

chen wird eine erhöhte Defektbildung im Kristall zugeschrieben, welche durch die Verwendung von Effusionszellen mit Mehrzonenheizung reduziert werden kann. Die Oberfläche des Shuttters ist durch das relativ aggressive Gallium angegriffen worden. Abb. 3.7 zeigt die Ablagerungen am Rand eines Tiegels, welcher

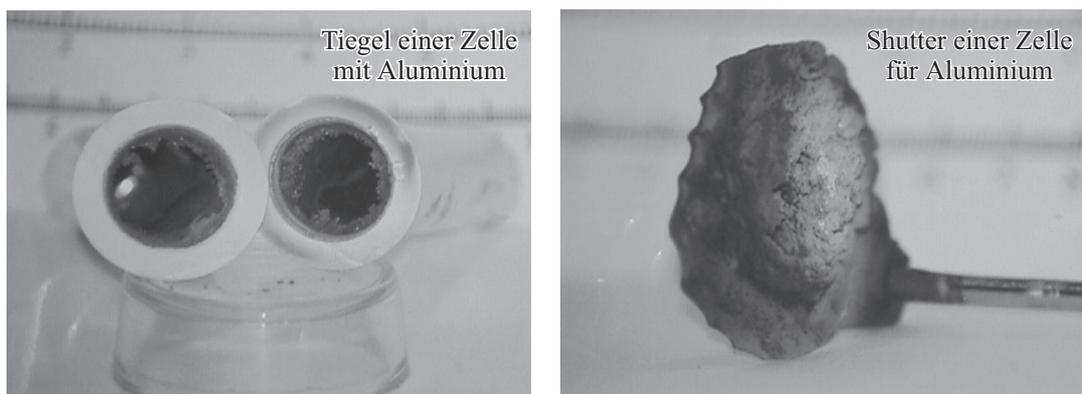


Abb. 3.7: Ablagerungen in den Tiegeln und auf dem Zellschutter der Aluminiumzellen.

eine Aluminium-Füllung besitzt. Das irisartige Wachstum, welches zu einer dünnen Blende am Zellenrand ("Lippe") führt, verändert die Abstrahlcharakteristik und die Wachstumsraten der Aluminiumzellen.

3.1.4 Kohlenstoff-Quelle mittels CBr_4

Optische Halbleiterbauelemente stellen höchste Anforderungen an die elektrischen und optischen Eigenschaften, welche durch die Art der Dotieratome stark

geprägt wird. Im Vergleich zu Beryllium und Zink ermöglicht Kohlenstoff hohe Konzentrationen an freien Ladungsträgern auch bei AlAs oder $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ mit $x > 0.7$ [102,103]. Insbesondere führt die bei Beryllium und Zink höhere Diffusion der Dotierstoffe zu einem unpräzisen Dotierprofil als Folge hoher Probertemperaturen beim Wachstum und bei den anschließenden Prozessierungsschritten [104,105]. Negative Einflüsse auf das Alterungsverhalten eines Halbleiterlasers sind dabei zu erwarten. Das Diffusionsverhalten von Beryllium in AlGaAs-GaAs Heterostrukturen mit dem Wandern des Dotierstoffes von höher AlAs-haltigen Schichten zu denen mit geringeren AlAs-Anteil bzw. GaAs ist für das Dotieren von Bragg-Reflektoren aber auch im Bereich der aktiven Zone nachteilig [106].

Für die Kohlenstoff-Dotierung existieren eine Vielzahl vom möglichen Quellen. Neben der Dotierung über ein heißes Graphit-Filament [107,108], metallorganische Quellen wie Trimethylgallium (TMG) oder Triethylgallium (TEG) [109] wurden in der Literatur noch die Halomethane (Chlor-, Brom- und Jod-Methan) untersucht [110]. Dabei ist das 4-wertige Kohlenstoffatom von null bis vier Wasserstoffatomen (y) und ergänzend vielen Atomen der Gruppe VII (X) im Periodensystem umgeben. Die chemische Beschreibung $\text{CH}_y\text{X}_{4-y}$ führt im Fall von Brom (X="Br") und keinem Wasserstoffatom ($y=0$) zu CBr_4 . Dieses hat sich für die Verwendung als Quelle zur Dotierung einiger III-V Halbleiter hinsichtlich Einbaueffizienz [111], optischen Eigenschaften des Halbleiters [108], Ätzverhalten während des Wachstums [112] und der relativ geringen Abhängigkeit von Wachstumsparametern [113,114] als günstig erwiesen. Bei Verwendung von Halomethanen mit höherer "Methan-Komponente", d.h. die Wasserstoffatome treten an die Stelle der Gruppe-VII-Atome, sinkt die Einbaueffizienz ab. Dies ist eine Folge der Bindungsstärke zwischen Wasserstoff- und Kohlenstoffatomen im Molekül [110]. Für CH_4 (Methan) ist gegenüber CBr_4 eine um mindestens vier Größenordnungen geringere Einbaueffizienz zu erwarten. Zu Beginn dieser Arbeiten wurde die in Abb. 3.8 dargestellte Dotiergaslinie für Tetrabromkohlenstoff (CBr_4) aufgebaut. Die Granulatquelle CBr_4 besitzt bei Raumtemperatur beispielsweise einen im Vergleich zu CCl_4 geringen Dampfdruck. Dieser geringe Dampfdruck bedingt innerhalb des Leitungsrohrnetzes eine Rekondensation. Der bei Raumtemperatur gemessene Dampfdruck liegt bei ca. 600 mTorr und ist für das Erreichen hoher Konzentrationen an freien Ladungsträgern ausreichend. Über ein automatisches Ventil wird der zur Do-

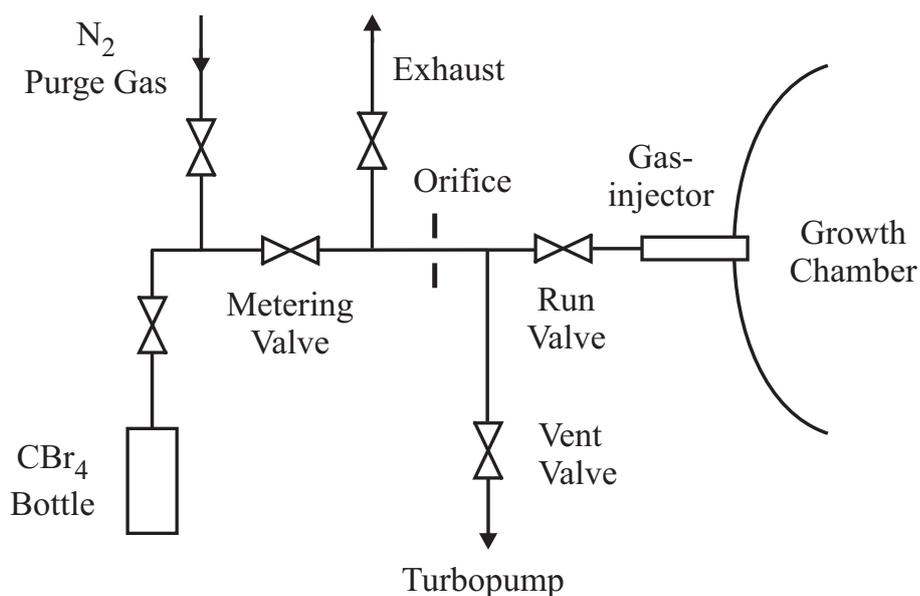


Abb. 3.8: Gasdotierlinie für die Kohlenstoffdotierung mit Tetrabromkohlenstoff (CBr_4).

tierung nötige Gasdruck bzw. Gasstrom eingestellt, welcher mit Hilfe eines kapazitiven Drucksensors (Baratron) geregelt wird. Eine Blende im Rohrleitungssystem nahe der Run/Vent-Ventile des Gasinjektors ermöglicht die Reduktion des Molekularflusses, so daß unter normalen Wachstumsbedingungen und einem Einlaßdruckbereich zwischen 0,1 mTorr und 1 Torr die für Bauelemente nötigen Ladungsträgerkonzentrationen erzielt werden können. Abb. 3.9 zeigt die ge-

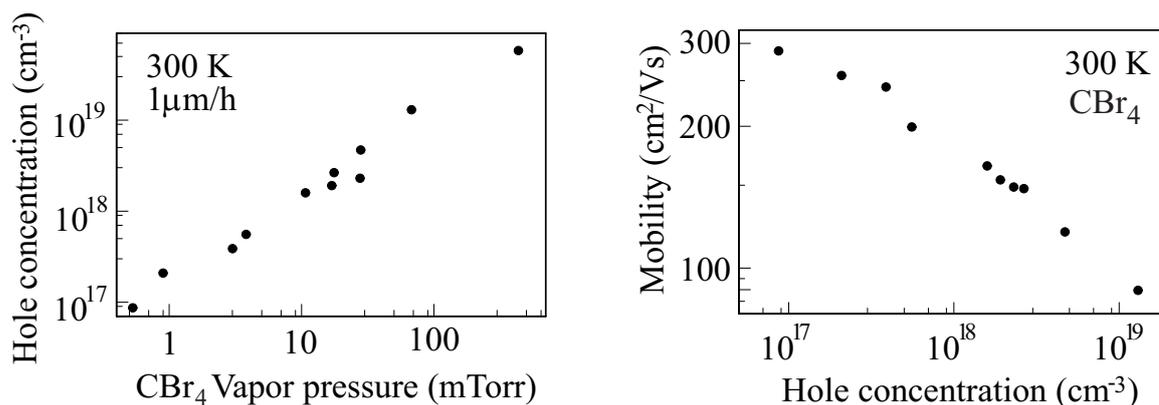


Abb. 3.9: Löcherkonzentration bei Raumtemperatur in GaAs über dem Einlaßdruck von CBr_4 aufgetragen bei einer Wachstumsrate von $1 \mu\text{m/h}$ (linke Seite). Beweglichkeit der Ladungsträger über der Löcherkonzentration dargestellt (rechte Seite).

gemessene Löcherkonzentration in Abhängigkeit des Einlaßdruckes von CBr_4 bei Dotierung von GaAs. Die für den Einlaßdruck verwendete Regelung ermöglicht bei einer Wachstumsrate von $1 \mu\text{m/h}$ Ladungsträgerkonzentrationen zwischen ca. 10^{17} und $10^{20}/\text{cm}^3$. Damit können auch geringe Dotierkonzentrationen realisiert werden, ohne daß ein "verdünnendes" Trägergas mit der Notwendigkeit zur Änderung der Pumpenkonfiguration an der MBE-Anlage nötig ist.

3.1.5 Cracker-Zelle für Arsen

Die MBE-Anlage besitzt einen Arsen-Cracker vom Typ RB-500V-As der Firma Applied EPI. Damit ist in Abhängigkeit von der Temperatur der Crackingzone As_4 und As_2 (siehe Abschnitt 3.2.1) dominiertes Wachstum möglich. Beim As_2 dominierten Wachstum werden dem Kristall bessere optische und elektrische Eigenschaften zugeschrieben [115]. Ein schematischer Aufbau der Zelle ist in Abb. 3.10 dargestellt. Die Crackerzelle besteht hauptsächlich aus einem

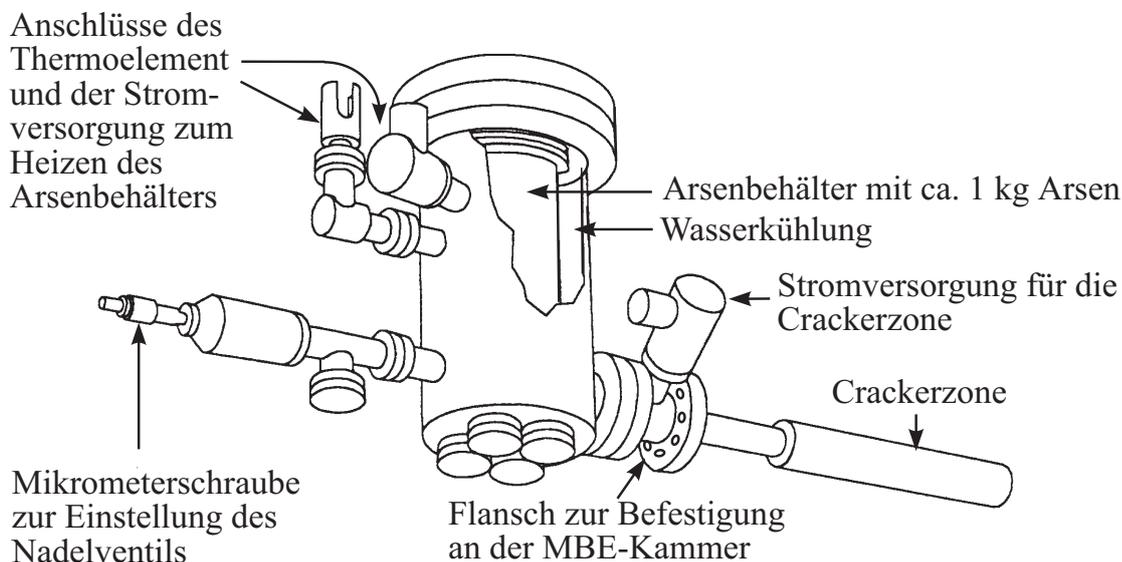


Abb. 3.10: Aufbau der Arsen-Valved-Crackerzelle vom Typ RB-500V-As der Firma Applied EPI.

wassergekühlten Arsenbehälter, welcher 1 kg Arsengranulat oder einen maximal 2,4 kg schweren Arsenstab aufnehmen kann und der eigentlichen Crackingzone. Dazwischen befindet sich ein Nadelventil, welches eine relativ schnelle

Änderung bzw. genaue Einstellung des Arsenflusses ermöglicht. Schon mehrere Stunden vor Beginn des eigentlichen Wachstums wird die Temperatur des Arsenbehälters von der "Stand-by" Temperatur, welche bei 250°C liegt, auf etwa 350°C bis 400°C eingestellt. Bei diesen Temperaturen sublimiert Arsen mit einem für das Kristallwachstum ausreichend hohen in der Kammer meßbaren Molekularfluß. Dieser kann durch Öffnen des Nadelventils in den Bereich der Crackingzone gelangen. Durch die Temperatur der Crackingzone wird die relative Häufigkeit der verschiedenen Arsen-Spezies (As , As_2 , As_3 und As_4) im Molekularfluß beeinflusst. Abb. 3.11 zeigt die Änderung der Häufigkeit von

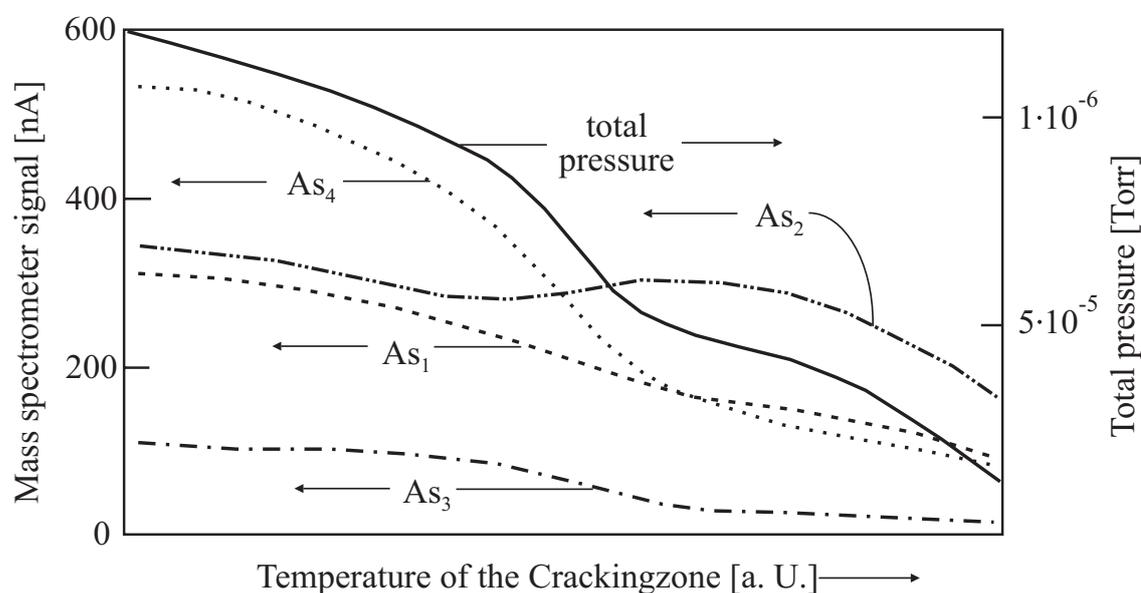


Abb. 3.11: Crackertemperaturabhängiges Auftreten von Arsenspezies.

Arsenmodifikationen mit der Crackertemperatur [116]. Für den verwendeten Arsencracker wird in der Literatur [117] die höchste Cracking-Effizienz bei einer Temperatur der Crackerzone von etwa 900°C erreicht. Diese relativ hohe Temperatur führt zu verstärktem Ausgasen von Wachstumskammerteilen, welche sich in der Nähe der Crackerzone befinden. Da aber der As_2 -Anteil schon bei kleineren Crackertemperaturen wachstumsbestimmend ist [117], wurde eine Temperatur der Crackerzone von 820°C eingestellt.

Die Arsenspezies unterscheiden sich in der Zahl der Molekülelektronen und haben deshalb eine unterschiedlich hohe Wahrscheinlichkeit, in der Flußmeßröhre ionisiert zu werden (siehe Tabelle 3.3). In Abb. 3.12 ist der Arsenfluß in Abhängigkeit von der Temperatur der Crackingzone aufgetragen. Die relativ starke Abnahme des Gesamtflusses mit steigender Temperatur der Cracking-

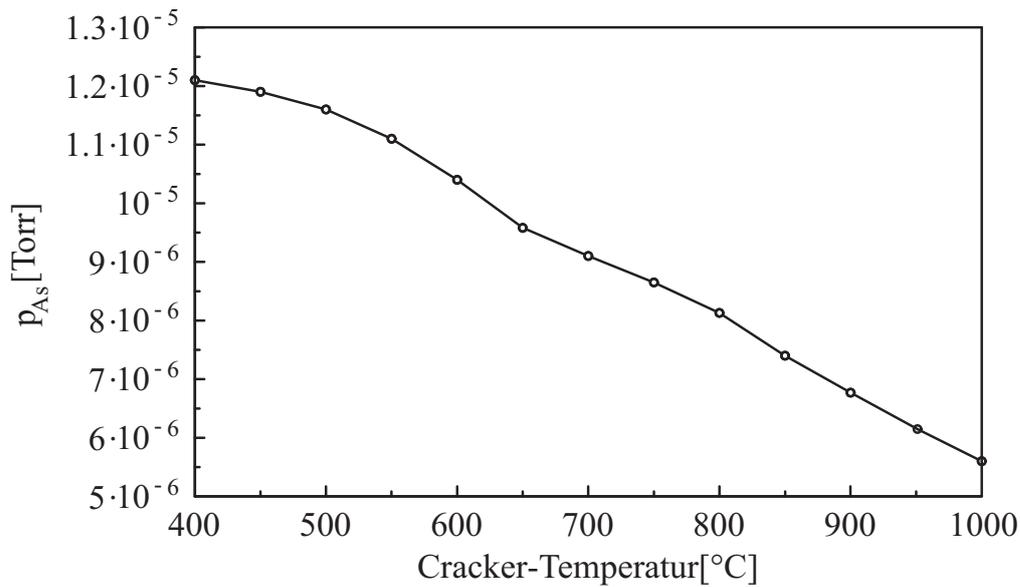


Abb. 3.12: Arsenfluß in Abhängigkeit von der Crackertemperatur.

zone kann durch verstärkte Wechselwirkung der Moleküle in der Crackingzone erklärt werden. Diese führt zu einem geringeren Leitwert und einer verstärkten Strahlaufweitung. Der Arsenfluß wird auch durch die Temperatur im eigentlichen Arsenbehälter und durch die Position des Nadelventils beeinflusst. Die Abhängigkeit von letzterem ist in Abb. 3.13 dargestellt.

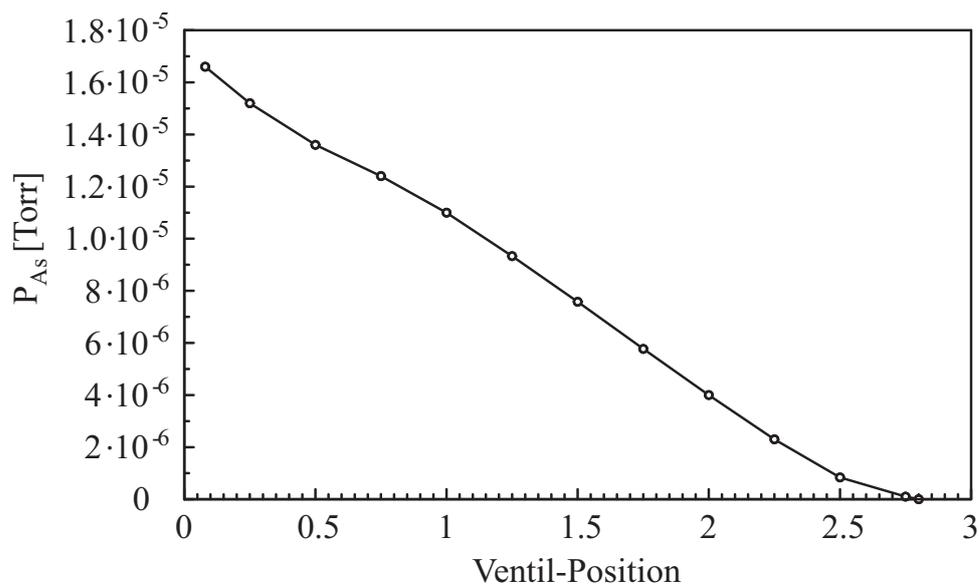


Abb. 3.13: Arsenfluß in Abhängigkeit von der Position des Nadelventils.

3.1.6 Messung der Oberflächentemperatur mit dem Pyrometer

Die Temperaturmessung der Probenoberfläche stellt eine besondere Herausforderung dar. Das in der Substratheizung eingebaute Thermoelement⁶ mißt auf der Rückseite des Wafers die Temperatur. Dieses Thermoelement hat durch den dort befindlichen PBN⁷ Diffusor keinen direkten Kontakt zur Oberfläche des Substrats. Auch hängt die Substrattemperatur stark von dessen Absorptionsverhalten ab. Beispielsweise bewirkt das Wachstum von InGaAs Schichten auf InP eine Erhöhung der Absorption. Die verringerte Bandlücke von $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ gitterangepaßt auf InP entspricht einer optischen Wellenlänge von 1680 nm gegenüber 920 nm von InP. Dadurch erhöht sich der Anteil am thermischen Strahlungsspektrum, welcher vom Substrat und der epitaktischen Schicht absorbiert werden kann. Eine genaue Temperaturmessung während des Wachstums von Heterostrukturen ist problematisch, da die Teilschichten verschiedene Brechungsindizes besitzen, welche wie z. B. in Bragg-Reflektoren bei Verwendung der üblichen spektral schmalbandig detektierenden Pyrometer zur Messung eines Interferenzeffekts führen. Das Pyrometer integriert die im Planckschen Strahlungsgesetz beschriebene Energiedichte ρ [118]

$$\rho(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} d\nu \quad (3.3)$$

spektral über die Frequenz ν . Beim verwendeten Pyrometer “ModlinePlus Serie V” von der Firma IRCON, welches für einen Temperaturbereich von 400°C bis 1000°C konzipiert ist, wird die Strahlungsintensität in einem Wellenlängenbereich von 910 nm bis 970 nm gemessen. Ein Skalierungsfaktor, die Emissivität, berücksichtigt die optischen Eigenschaften der Probenoberfläche in dem betrachteten Wellenlängenbereich. Ein schwarzer Strahler besitzt eine Emissivität von Eins. Im Realfall handelt es sich um einen Strahler mit einer kleineren Emissivität⁸. Bei Galliumarsenid wird vom Hersteller des Pyrometers eine Emissivität von 0.66 angegeben. Diese ist aber von der Glattheit der Oberfläche abhängig. Außerdem wirken zwischen Substrat und Pyrometer vorhan-

⁶ Seebeck-Effekt: Der Fermi-Niveau Unterschied am Kontakt verschiedener Metalle führt zu einer temperaturabhängigen Kontaktspannung

⁷ Pyrolytisches Bornitrid

⁸ grauer Strahler

dene Glasscheiben (Viewport) dämpfend. Für ein Quarzglasfenster führt dies zu einer Verringerung der effektiven Emissivität um etwa 10 %. Damit eine Beschichtung der Fensterinnenseite mit Arsen verhindert wird, ist eine Heizung am Fenster vorgesehen. Auch ist die genaue Justierung des Pyrometers in Richtung der Substratoberfläche wichtig. Beim verwendeten Pyrometer wird unter dem gegebenen geometrischen Abstand eine Fläche von etwa 2 cm Durchmesser auf der Substratoberfläche gemessen. Bei Viertelstücken einer 2-Zoll Substratscheibe kann dadurch noch ein Teil des Probenhalters erfaßt werden. Dies kann in grober Näherung durch die Reduktion der Emissivität um etwa 0.1 kompensiert werden.

Die Eigenschaft, bei einem Schichtsystemen mit verschiedenen Brechungsindizes Interferenzerscheinungen zu bilden, kann zur Kontrolle der Wachstumsrate eingesetzt werden [119,120]. Abb. 3.14 zeigt Oszillationen der optischen

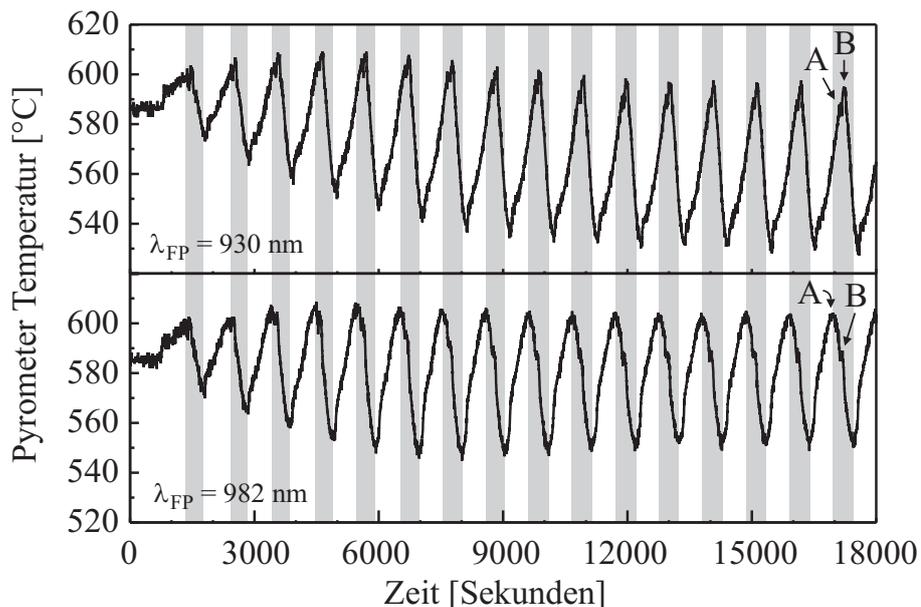


Abb. 3.14: Pyrometersoszillationen der Temperatur beim Wachstum zweier VCSEL-Strukturen unterschiedlicher Resonanzwellenlängen. Der dargestellte Zeitbereich umfaßt die ersten 16 DBR-Spiegelpaare. Der Einfluß von Shutterbewegungen, d. h. die Wärmestrahlung der Effusionszellen welche vom Pyrometer erfaßt wird, wirken sich nachteilig aus. Das Signalmaximum der Pyrometersoszillation, welches durch "A" gekennzeichnet ist, wird insbesondere bei der VCSEL Struktur mit einer Resonanzwellenlänge von 930 nm (Oben), durch Signale bedingt durch Shutterbewegungen (als "B" gekennzeichnet) gestört.

Temperaturmessung beim Wachstum von zwei nominell identischen VCSEL-Strukturen, welche zu einer Resonanzwellenlänge von 930 nm und 982 nm führten. Schon nach wenigen Spiegelpaaren sind beide Meßkurven nicht mehr phasengleich. Die relative zeitliche Differenz beider Phasen wird zur Abschätzung der Wachstumsratenänderung verwendet und kann im laufenden Steuerprogramm der MBE zur Anpassung der Wachstumsrate über eine Erhöhung der Zelltemperaturen eingesetzt werden. Die Zuverlässigkeit dieses Verfahrens ist nahe dem spektralen Detektionsbereich des Pyrometers (910 nm bis 970 nm) am höchsten. Bei der verwendeten MBE-Anlage ist die Detektion der Temperatur im Probenzentrum nur im Bereich der homogenen (*sog. "Optimal"*) Position des Substrates möglich. Aufgrund des großen Durchmessers der Temperaturerfassung (ca. 2 cm) können nur Proben, welche in diesem Bereich einigermaßen homogene Schichtdicken aufweisen intensitätsstarke und damit zuverlässige Oszillationssignale liefern. Die Messungen werden bei ungünstigeren Verhältnissen von anderen Lichtquellen, wie z.B. Aluminium-Zellen und deren Shutterbewegungen gestört.

3.2 Wachstum epitaktischer Schichten

Kristallines Wachstum auf einer einkristallinen Oberfläche wird als *Epitaxie* bezeichnet [121]. Der Begriff Epitaxie stammt aus dem Griechischen und bedeutet soviel wie 'geordnet auf'. Dabei bedeutet "*Epi*" bzw. $\varepsilon\pi\iota$ = "auf" und "*taxie*" bzw. $\tau\alpha\xi\iota\sigma$ = "geordnet". Der Begriff wurde von *M. L. Royer* im Jahre 1928 eingeführt [122].

3.2.1 Mikroskopische Beschreibung epitaktischer Wachstumsprozesse

In den Anfängen des Kristallwachstums stand die prinzipielle Generation kristallartiger Abscheidungen auf einem beliebigen Träger wie beispielsweise Glassubstraten. Auf diesen konnten Polykristalle und Kristallite abgeschieden wer-

den. Damit konnte man grundlegende Eigenschaften, wie deren Symmetrie bzw. Kristallstruktur, Gitterkonstanten oder auch Bandlücken ermitteln. Viele dieser Kristalle zeigten das Auftreten mehrerer Kristallgitter bei gleicher Zusammensetzung. Ein Beispiel ist Galliumnitrid, welches abhängig vom Träger bzw. Substrat und den Wachstumsbedingungen bevorzugt in der Wurtzit- oder als Zinkblende-Struktur kristallisiert [123,124]. Diese Eigenschaft gilt für sehr viele “kristallerzeugende” Verbindungen. Bei der Herstellung optischer Bauelemente sind Ausbeute, d.h. der Anteil jener die eine bestimmte Summe von Eigenschaften erfüllen, insbesondere deren mittlere “Nutzbarkeitsdauer” bzw. “Lebensdauer” von entscheidender Bedeutung. Makroskopische Kristalle, welche mindestens das “aktive” Volumen optischer Bauelemente umschließen, gelten als Voraussetzung für qualitativ gute Eigenschaften in Verbindung mit einer hohen Ausbeute. Durch günstige Wahl der Wachstumsbedingungen und geeigneter Substrate, mit möglichst angepaßter Kristallstruktur bzw. Gitterkonstanten und geringer Defektdichte lassen sich Einkristalle mit großen Durchmessern herstellen. Bei elektronischen Bauelementen sind 6 Inch bzw. 150 Millimeter Durchmesser kommerziell Stand der Technik.

Ein Sonderfall stellt das mehrdimensionale Kristallwachstum dar. Strukturbildung in einer lateralen Richtung kann zur Erzeugung von sogenannten Quantendräten führen. In beiden lateralen Dimensionen ist die Generation von quantenpunkt-ähnlichen Strukturen möglich. Voraussetzung ist, daß diese lateralen Strukturen in ihrer Dimension zu quantenmechanisch spezifischen Eigenschaften führen. Im Allgemeinen sind sieben Wachstumsmoden von Bedeutung, welche sich aus den drei klassischen Moden “Frank-Van der Merwe”, “Volmer-Weber”, “Stranski-Krastanov” und vier weiteren zusammensetzen [125].

Abb. 3.15 zeigt diese sieben Moden mit skizzierten Wachstumsverhalten.

- *Frank-Van der Merwe:*

Das Wachstum ist durch die Anlagerung neuer Atome an Stufen im Kristall dominiert. Das Wachstum findet in ebenen Schichten statt, wobei angefangene Monolagen bzw. Halbkristalllagen zuerst abgeschlossen werden, bevor eine neue begonnen wird. Im Idealfall ergeben sich perfekt glatte Grenz- bzw. Oberflächen. Dieser Wachstumsmodus ist häufig der ener-

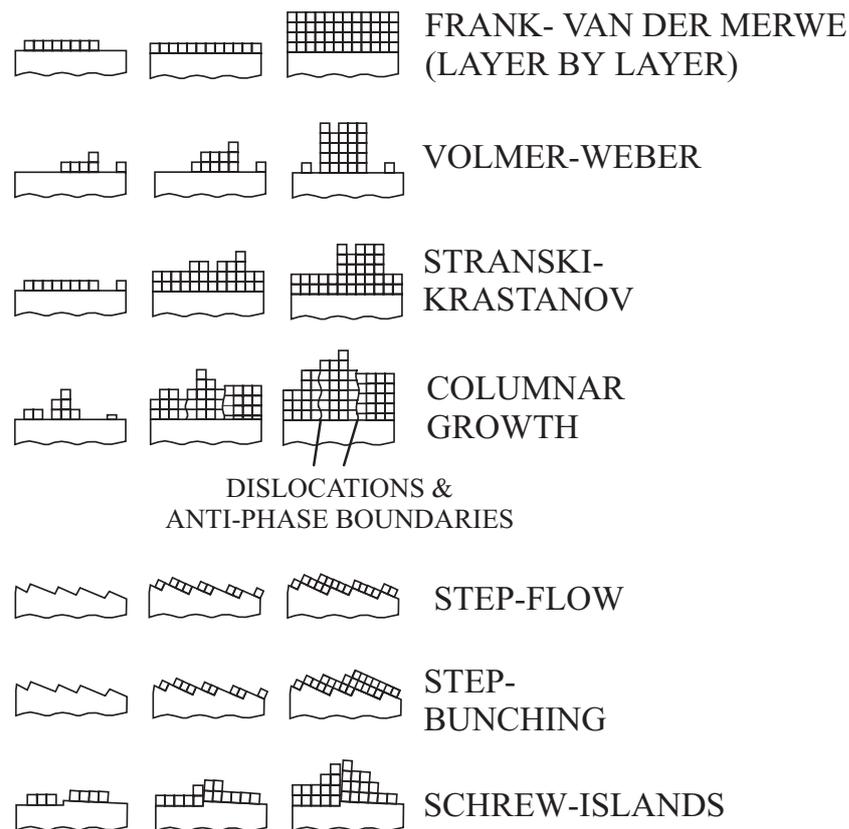


Abb. 3.15: Die sieben Moden mit skizzierten Wachstumsverhalten.

getisch günstigste, da in einer Halbkristallage ein ankommendes Atom die meisten chemischen Bindungen zu Nachbaratomen ermöglicht. Abb. 3.16 deutet dies schematisch an [118].

- *Volmer-Weber:*

Das Wachstum ist dreidimensional und wird durch eine Art “Keimbildung” bestimmt. Dies kann beispielsweise durch eine zu geringe Beweglichkeit von ankommenden Atomen an der Oberfläche, welche sich spontan anlagern, ausgelöst werden. Beispiele hierfür sind das sogenannte “low temperature” (LT) GaAs oder das Wachstum von aluminiumhaltigen Mischkristallen bei kleinem Angebot an Atomen der Gruppe V und zugleich niedrigen Wachstumstemperaturen. Weitere Ursachen können hohe Dotierungen oder sonstige Fremdatome bzw. nicht stöchiometrischer Einbau sein. Auch Gitterverspannung, Gitterdefekte und die Kristallorientierung des Substrates können dreidimensionales Wachstum begünstigen [126–128].

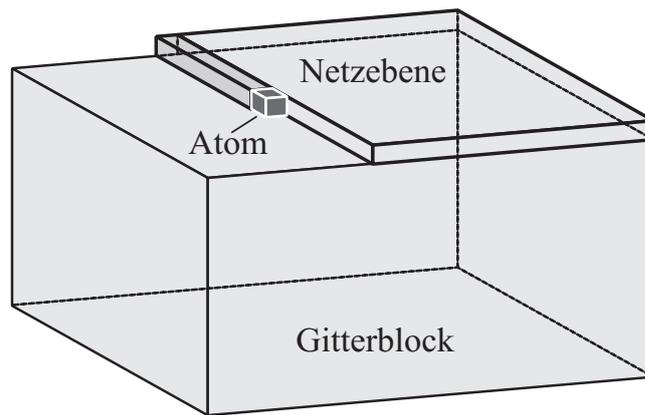


Abb. 3.16: Ein an der Stufe ankommendes Atom kann Bindungskräfte in drei Raumrichtungen aufbauen. Es ist gegenüber der Anlagerung an einer stufenlosen Oberfläche energetisch begünstigt.

- *Stranski-Krastanov:*
Dieses Wachstum stellt eine Art Mischfall der beiden vorangegangenen Wachstumsverfahren dar. Wobei der Frank-Van der Merwe Wachstumsanteil zu einer Art Benetzungsschicht, der sogenannten "Wetting-Layer" führt und der Volmer-Weber Anteil lokalisierte Überstrukturen (z.B. Quantendots) generiert. Sowohl die Dicke des Wetting-Layers als auch Größe, Abstand bzw. Dichte der Überstruktur kann durch geeignete Wachstumsbedingungen bestimmt werden [129–131].
- *Columnar Growth:*
Wachstum in säulenartiger Struktur entsteht als Folge von Kristalldefekten. Dies kann durch dreidimensionales Wachstum oder Gitterfehlpassung z.B. GaN auf Saphir ausgelöst werden.
- *Step-Flow:*
"Inselwachstum" kann durch entsprechende Orientierung der Substratoberfläche unterdrückt werden.
- *Step-Bunching:*
Ungünstige Wachstumsparameter beim Step-Flow Verfahren können eine Oberflächentextur bewirken.
- *Screw-Islands:*
Schaubenversetzungen im Substrat bewirken ebenfalls eine lokale Ände-

zung der Wachstumsrate.

Diese Wachstumsmoden treten in der Regel in Kombination auf. Grundlegender als die Strukturbildung in lateralen Richtungen ist das Erzeugen von transversalen Strukturen, insbesondere von Quantentöpfen. Im Allgemeinen müssen diese Strukturen keine “digitale” Änderung der Zusammensetzung bzw. Gitterkonstanten besitzen. Insbesondere kann ein “modulierter” Quantentopf z.B. mit “Prewell” [132,133] bezüglich kritischer Schichtdicke von Vorteil sein. Hierin ist auch die gegenwärtige Attraktivität der Quantenpunkte mit begründet. Die eigentlichen Wachstumsmechanismen bzw. Oberflächenreaktionen werden in einem Modell von FOXON und JOYCE [134,135] beschrieben. Abb. 3.17 zeigt

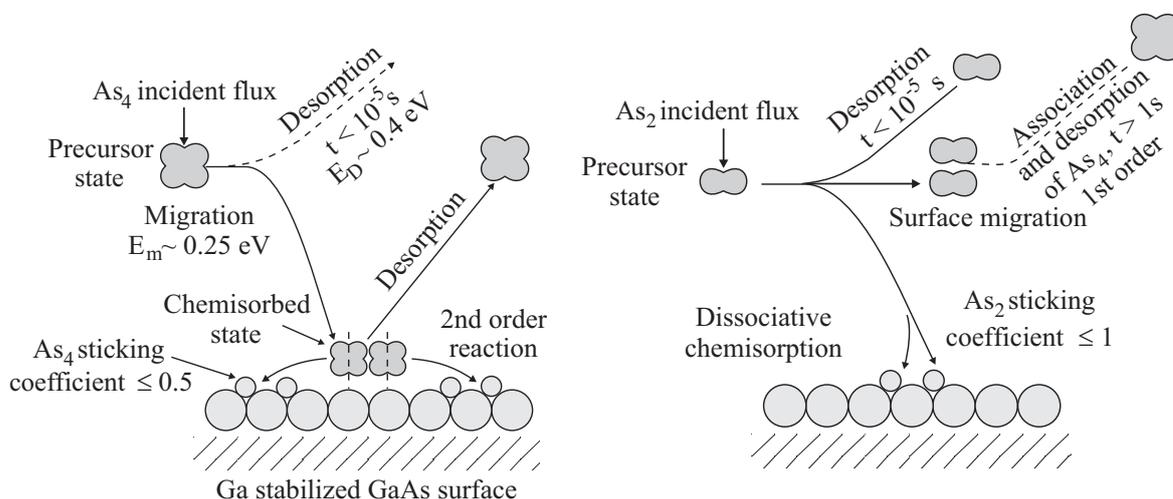


Abb. 3.17: Dissoziation eines As_4 -Moleküls auf einer GaAs Oberfläche (links). Schema der Zerlegung von As_2 -Molekülen auf einer GaAs Oberfläche (rechts).

Arsen-Moleküle, welche an der Oberfläche auftreffen. Sie durchlaufen mehrere chemische Zustände bis zum eigentlichen Einbau in den Kristall. Zuerst erreichen sie einen metastabilen Zustand, der als Physisorption bezeichnet wird. Während dieses Zustandes besitzen die Arsen-Moleküle noch keine chemische Bindung mit der Oberfläche und können sich daher an der Oberfläche bewegen. Die mittlere Verweildauer auf der Oberfläche im Stadium der Physisorption wird mit $< 10^{-5}$ Sek. angegeben [51]. Danach können die Arsen-Moleküle entweder desorbieren oder mit den Oberflächenatomen eine chemische Bindung eingehen. As_4 -Moleküle müssen dazu erst an der Oberfläche in As_2 -Moleküle zerlegt, “gecrackt” werden. Dabei desorbiert pro As_4 -Molekül ein As_2 -Molekül

welches sich mit einem zweiten As_2 -Molekül verbindet. Die Hälfte des Arsens wird auf diese Weise nicht genutzt. Der Haftkoeffizient von As_4 ist somit kleiner als 0,5. Werden anstatt von As_4 -Molekülen ge crackte As_2 -Moleküle angeboten, so erhöht sich der Haftkoeffizient auf den doppelten Wert. Im letzten Schritt werden die As_2 -Moleküle an der Oberfläche in atomares Arsen zerlegt. Dieses kann entweder desorbieren oder an der Oberfläche diffundieren, bis es einen energetisch günstigen Einbauplatz findet.

3.2.2 Allgemeine Wachstumsparameter

Im InAlGaAs-System wird normalerweise mit Gruppe V-reichem Wachstum gearbeitet. Dabei wird ein Vielfaches an Arsen im Vergleich zu den verwendeten Aluminium, Gallium oder Indiumflüssen angeboten. Die optischen und morphologischen Eigenschaften sind hierbei deutlich besser als bei Gruppe III-reichem Wachstum. Mit einem zu hohem Arsenangebot kann es aber auch zur verstärkten Defektbildung kommen. Außerdem ist im Fall der Dotierung mit Kohlenstoff davon auszugehen, daß es zu einer Reduktion des Einbaus an Kohlenstoff kommt, da Arsen- und Kohlenstoffatome um die gleichen Gruppe-V Gitterplätze konkurrieren.

3.2.3 Desorption von Indium und Gallium

Am ternären System AlGaAs konnte gezeigt werden, daß mit steigender Substrattemperatur die Zahl tiefer Störstellen reduziert werden kann [136]. In Abb. 3.18 ist die, mittels DLTS⁹ bestimmte Störstellenkonzentration und Schwellstromdichte von DH¹⁰-Lasern über der Substrattemperatur aufgetragen. Problematisch bei hohen Temperaturen ist die dabei auftretende Gallium-desorption. Diese nimmt exponentiell mit steigender Wachstumstemperatur zu

⁹deep level transient spectroscopy

¹⁰Double-Heterostucture

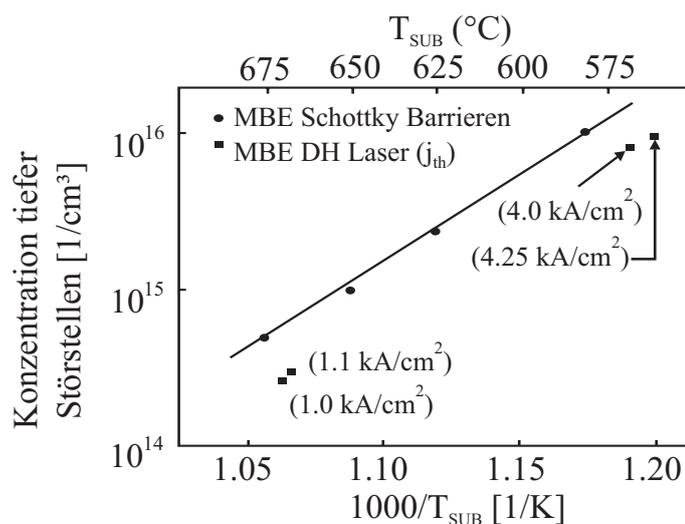


Abb. 3.18: Einfluß der Wachstumstemperatur auf die Zahl tiefer Störstellen, welche aus der temperaturabhängigen Schottky Barrierenhöhe ermittelt wurde. Aufgetragen ist die Konzentration tiefer Störstellen (E3) über der reziproken Temperatur.

und führt zu geringeren Wachstumsraten von GaAs. Die Temperaturabhängigkeit der Abdampftrate bei verschiedenen V/III Verhältnissen ist in Abb. 3.19

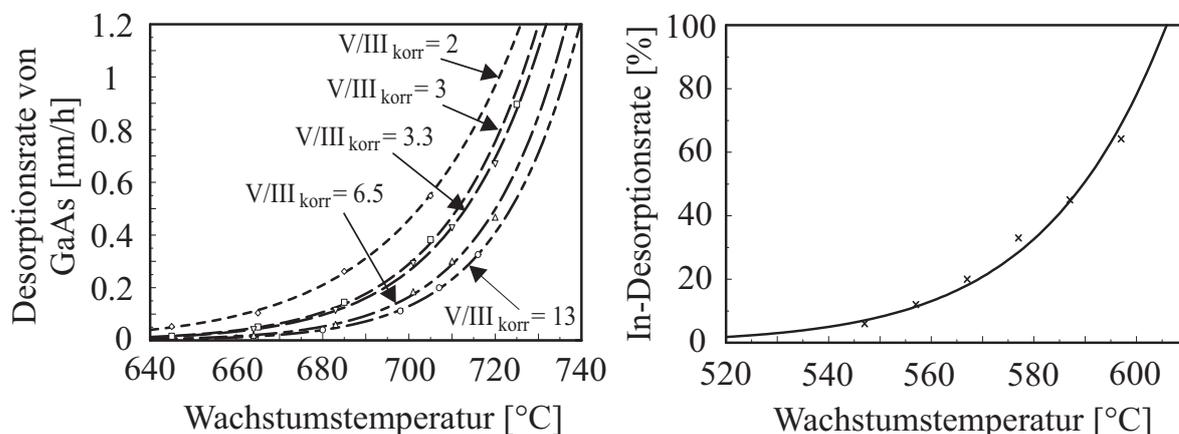


Abb. 3.19: Galliumdesorption in Abhängigkeit von der Substrattemperatur und dem V/III_{korr}-Verhältnis (links). Indium-Desorptionsrate als Funktion der Wachstumstemperatur (rechts).

dargestellt.

Die Desorptionsrate von Gallium aus GaAs hängt vom Arsenangebot ab. In einer Modellvorstellung [137] geht man davon aus, daß an der Probenoberfläche

GaAs in festem Zustand und als Flüssigphase vorliegt. Letztere wird durch das Arsenangebot beeinflusst. Abhängig von der Desorption aus der Flüssigphase oder aus festem GaAs besitzt Gallium eine unterschiedliche thermische Aktivierungsenergie. Einen geringeren Wert besitzt diese bei Desorption aus der Flüssigphase. Bei kleineren V/III-Verhältnissen tendiert die Aktivierungsenergie zu dem Wert der Desorption aus der Flüssigphase. Ein verstärktes Arsen-Angebot reduziert den Anteil von Gallium, welcher sich in dieser flüssigen Phase befindet. Während des Wachstums bewirkt Galliumdesorption eine Verringerung der effektiven Wachstumsgeschwindigkeit. Die resultierenden Schichtdicken sind somit dünner.

Im ternären System AlGaAs ist die Desorption von Aluminium so klein, daß diese im Vergleich zur Galliumdesorption praktisch vernachlässigt werden kann. Die Folge ist, daß mit zunehmender Galliumdesorption die Aluminiumkonzentration ansteigt. Somit stimmen die gewachsenen Schichten in Dicke und stöchiometrischer Zusammensetzung nicht mit den angestrebten Werten überein.

Ein weiteres Problem bei hohen Wachstumstemperaturen stellt das Ausgasen des Substrates da. So kann beim Massenspektrometer ein relativ starkes Ansteigen insbesondere des Kohlenmonoxidanteils in der Wachstumskammer beobachtet werden. Beim Wachstum von aluminiumhaltigen Schichten können die Aluminiumatome mit den im Kohlenmonoxid enthaltenen Sauerstoff-Atomen eine Verbindung eingehen. Wird dieses Molekül in den Kristall eingebaut, so bewirken die Sauerstoffatome das Auftreten tiefer Störstellen, welche nicht-strahlende Rekombination zur Folge haben. Der Zusammenhang zwischen der Sauerstoffkonzentration und der Schwellstromdichte von Lasern im Materialsystem AlGaAs ist in Abb. 3.20 [138] dargestellt.

3.2.4 Wachstumsunterbrechungen und Delta-Dotierung

Bragg-Reflektoren mit günstigem ohmschen Verhalten, d.h. geringen Spannungsoffsets, setzen Modulationsdotierung zur Elimination der Diskontinuitäten an den Heterooffsets insbesondere bei p-leitenden Schichten voraus [139,140]. Gerade die "δ-Dotierung" ermöglicht eine starke lokale Erhöhung der Konzentration freier Ladungsträger, ohne daß die Absorption deutlich zunimmt. Bei

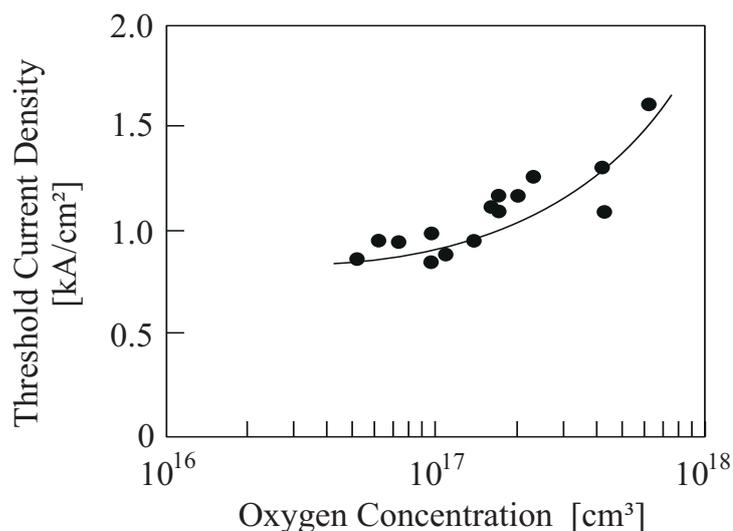


Abb. 3.20: Der Einfluß der Sauerstoffkonzentration in der Laserstruktur auf die Schwellstromdichte kantenemittierender Laser mit AlGaAs QWs. Die Bestimmung der Sauerstoffkonzentration erfolgte mittels SIMS-Analyse.

einer δ -Dotierung mittels Beryllium wird das Gruppe-II Atom auf dem Gitterplatz der Gruppe-III Atome verstärkt eingebaut. Dies geschieht durch die Reduktion der Wachstumsrate, welche über das Angebot an Gruppe-III Atomen bestimmt ist. So entsteht durch Schließen der Shutter aller Gruppe-III Elemente eine Wachstumsunterbrechung. Das Angebot an Arsen (Gruppe-V) und des Dotierstoffs bleibt weiterhin bestehen. Im Fall von Beryllium wächst sozusagen ein Halbleiter vom Typ "II-V". Wird statt des Berylliums der zur Gruppe-IV gehörende Kohlenstoff angeboten, so kann dieses modellhafte Wachstum nicht beibehalten werden. Um mittels Kohlenstoff Löcherleitung zu generieren, ist der Einbau solcher Atome auf einem Gitterplatz der Gruppe-V Atome notwendig. Bei einer Wachstumsunterbrechung wird nun Arsen und Kohlenstoff gleichzeitig angeboten. Beide besetzen vorzugsweise einen Gruppe-V Gitterplatz. Es besteht nun die Möglichkeit, daß aufgrund des amphoteren Charakters der Gruppe-IV Atome im III-V Halbleiter, Kohlenstoff verstärkt auf einem Gruppe-III Gitterplatz eingebaut wird. Dies hat zur Folge, daß n-Leitung generiert wird, d. h. Kompensation der Löcherleitung entsteht. Des Weiteren kann es zu einem Austausch von Arsenatomen mit Kohlenstoffatomen an der Oberfläche kommen, da Arsen bei den üblichen Wachstumstemperaturen zur Desorption neigt. Auch eine Anreicherung von Kohlenstoff an der Oberfläche ist denkbar, insbesondere in Kombination mit einem Einbau auf Zwischengit-

terplätzen. Eine erhöhte Defektbildung ist dabei zu erwarten. Zum Zeitpunkt der Installation der CBr_4 basierenden Dotierlinie für Kohlenstoff waren nur wenig Informationen zu dessen Eigenschaften für die δ -Dotierung verfügbar. Erste, in der Arbeit hergestellte Proben wurden deshalb mittels SIMS untersucht. Abb. 3.21 zeigt einen Ausschnitt aus einem Bragg-Spiegel, welcher eine

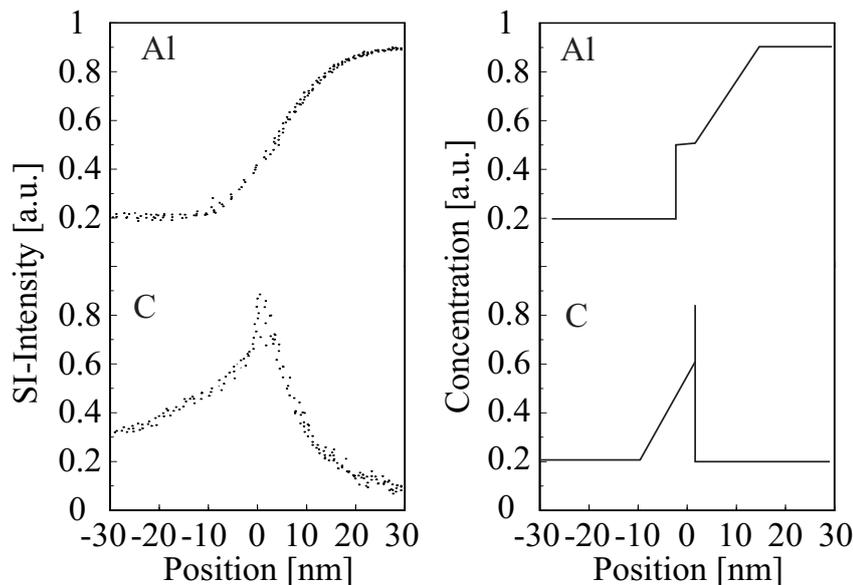


Abb. 3.21: SIMS Analyse eines Bragg-Spiegels mit auf Kohlenstoff basierender δ -Dotierung.

Heterogrenzfläche mit δ -Dotierung zeigt. Deutlich ist diese als erhöhte Konzentration an Kohlenstoffatomen erkennbar. Publikationen zu diesem Thema bestätigten diese Daten und es konnte auch eine entsprechende elektrische Aktivierung gezeigt werden [141,142].

3.3 Charakterisierung des Halbleiterkristalls

Für die Charakterisierung des Halbleitermaterials stehen verschiedene Verfahren zur Verfügung. Eine Unterscheidung bezieht sich auf Methoden, die während des Herstellungsverfahrens (In-Situ) oder danach (Ex-Situ) angewendet werden können. Je nach zu untersuchender Eigenschaft werden hierfür verschiedene spezialisierte Techniken verwendet. Kristallographische, optische und elektrische Eigenschaften seien hier beispielhaft genannt. Viele dieser Methoden

wie Röntgenbeugung, DLTS, Van der Pauw-Hall, C-V¹¹, Photolumineszenz, optische Reflektionsmessung und weitere Abwandlungen dieser Verfahren finden sich ausführlich in der Literatur dargestellt [143,144]. Die folgenden Abschnitte beziehen sich auf Messungen mittels optischer Reflektion, welche an VCSEL-Strukturen zur Ermittlung der Schichtdickenhomogenität gemacht wurden. Des weiteren werden die Ursachen makroskopischer Defekte betrachtet.

3.3.1 Makroskopische Oberflächenstruktur

Die Reduktion der Defektdichte im Halbleitermaterial stellt insbesondere für Bauelemente im Bereich hoher optischer Ausgangsleistungen wegen der hierfür notwendigen großen aktiven Fläche und bei Array-Systemen zur Erhöhung der Ausbeute eine wichtige Größe dar. Proben, welche mittels MBE hergestellt wurden, zeigen eine Reihe von gerätespezifischen Defekttypen. Abb. 3.22 zeigt

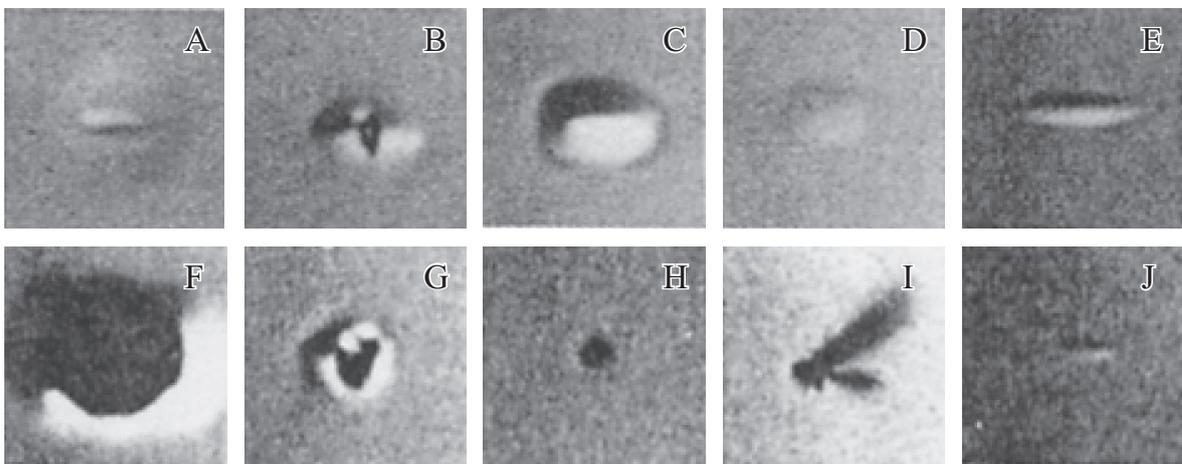


Abb. 3.22: Klassifizierung von ovalen Defekten. Diese Proben wurden mittels MBE hergestellt. Die dargestellten Bildausschnitte repräsentieren eine Fläche von: A ($30.8 \mu\text{m}^2$), B ($10.8 \mu\text{m}^2$), C ($47.5 \mu\text{m}^2$), D ($24.5 \mu\text{m}^2$), E ($9.3 \mu\text{m}^2$), F ($102.1 \mu\text{m}^2$), G ($23.5 \mu\text{m}^2$), H ($4.4 \mu\text{m}^2$), I ($32.0 \mu\text{m}^2$), J ($1.0 \mu\text{m}^2$)

typische ovale Defekte [145]. Viele dieser Defekte können Gallium-Oxiden zugeschrieben werden [146]. Die Defektdichte ist bei den ersten epitaktisch hergestellten Schichtstrukturen unmittelbar nach dem Neubefüllen der Tiegel mit

¹¹Capacity-Voltage

Gallium sehr groß und nimmt beim weiteren Wachsen von Schichten bzw. Proben ab. Eine weitere Gruppe von Defekten werden durch ein zu großes Angebot an Arsen verursacht. Es ist auch eine Korrelation mit der Defektdichte (EPD)¹² zu beobachten. Weitere Ursachen können die Verwendung von Arsengranulat anstatt eines Arsenblocks sein. Mechanische Ursachen wie die Berührung von Shuttern mit der Oberfläche des Kühlschildes oder benachbarter Shutter und das Ablösen von Ablagerungen in der Wachstumskammer seien hier genannt [147–150]. Aufgrund dieser Beobachtungen konnte die typischen Defektdichten im Laufe dieser Arbeit auf etwa ein zehntel (ca. 500/cm² bei VCSEL Strukturen) reduziert werden. Insbesondere die Verwendung eines Arsencrackers in Verbindung mit einem hochreinen Arsenblock haben dieses bewirkt. Ähnliche Beobachtungen finden sich auch in der Literatur [151].

3.3.2 Homogenität der Schichtdicke

Eine gleichmäßige Schichtdicke über dem verwendeten Substrat ist für eine homogene Charakteristik in Array-Systemen und für die kommerzielle Verwertbarkeit von großer Bedeutung. Diese Homogenität hängt von den geometrischen Verhältnissen in der MBE ab. Dies sind die Abstände zwischen Effusionszellen und der Probe, die Abstrahlcharakteristik der Effusionszellen und die Position der Probe. Letztere kann über Mikrometerschrauben um ca. ± 1 cm in x-, y- und z-Richtung justiert werden. Über eine Schwenkeinrichtung, welche hauptsächlich zum Be- und Entladen der Probe dient, kann diese grob positioniert werden. Effusionszellen besitzen eine Hauptabstrahlrichtung. In der sogenannten “Standard”-Position des Substrats schneiden sich die Hauptabstrahlrichtungen der acht Effusionszellen im Zentrum des Substrathalters. In dieser Position sind bei fester Zellentemperatur die höchsten Wachstumsraten zu erwarten. Wird dieser Schnittpunkt durch eine Positionsänderung des Wafers aus dessen Zentrum zum Rand hin verlagert, so wird bei gleichzeitiger Rotation des Wafers die mit dem Maximum der Strahlungskeule verbundene Wachstumsrate auf eine relativ große Ringfläche am Substratrand verteilt. Abb. 3.23 zeigt die erreichbaren Schichthomogenitäten in der Standard-, 3 Zoll¹³ Optimal- und

¹²Etch Pit Density

¹³1 Zoll = 1 Inch = 25,4 mm

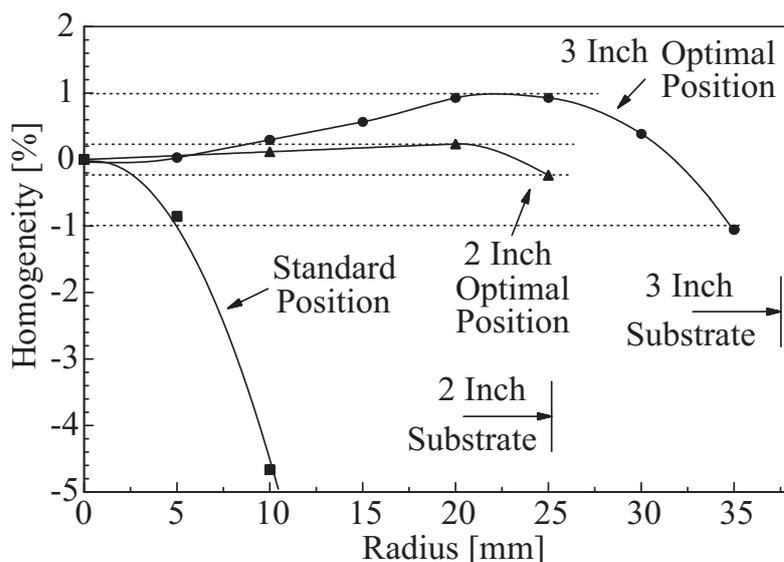


Abb. 3.23: Schichthomogenitäten in der Standard-, 3 Zoll Optimal- und 2 Zoll Optimal-Position. Die Daten wurden anhand von VCSEL-Strukturen ermittelt, indem die Resonatorwellenlängen durch spektrale Messung der Reflektion bestimmt wurde.

2 Zoll Optimal-Position. Die sogenannten “Optimal” Positionen müssen auf die betrachtete Substratfläche bezogen werden, da der angesproche Schnittpunkt der Hauptabstrahlrichtungen für große Substrate auch bei einem größeren Radius platziert werden muß. Mit einem Randausschluß von 4 mm kann bei 3 Zoll-Substraten eine Schichtdickenhomogenität von $\pm 1\%$ erreicht werden. Dies führt bei VCSEL Strukturen mit einer Resonatorwellenlänge von 850 nm zu einer spektrale Variation der Resonanz von 17 nm auf dem gesamten Wafer. Betrachtet man kleinere Substrate, so kann bei einem Durchmesser von 2 Zoll (ohne Randausschluß) $\pm 0,22\%$ gemessen werden. Dies entspricht einer Variation von weniger als 4 nm bei VCSELn mit einer Emissionswellenlänge von 850 nm. Die betrachteten Strukturen besitzen eine vollständige Symmetrie um die Rotationsachse. Abweichungen sind nur durch ungleichmäßige Desorption von Quellmaterialien an der Oberfläche zu erwarten, wenn die Absorption der Wärmestrahlung im Substrat ortsabhängig ist.

Ein wesentlicher Nachteil der homogeneren Wachstumsposition ist der größere Verbrauch an Quellmaterial. So kann in der Optimalposition nur rund 40 % der Probenmenge bzw. der gesamten Schichtdicke mit den vorhandenen Quellmaterial, im Vergleich zur Standard-Position, hergestellt werden.

Kapitel 4

Design und Optimierung photonischer Halbleiterstrukturen

4.1 Theoretische Beschreibung

Die Grundstruktur eines photonischen Bauelements besteht aus einem optischen Wellenleiter bzw. Resonator und einem aktiven Bereich. Beide besitzen eine räumlich dreidimensionale Geometrie. Der optische Resonator entsteht aus reflektierenden Schichtstrukturen. Der aktive Bereich besitzt die Eigenschaft Licht zu verstärken. Dies wird durch die Rekombination injizierter Ladungsträger in einem kleinen aktiven Volumen erreicht.

Die abgestrahlte Leistung des aktiven Bereiches muß diesem als elektrische oder optische Leistung zugeführt werden. Dies wird als *elektrisches oder optisches Pumpen* bezeichnet. Abb. 4.1 zeigt die schematische Darstellung eines solchen photonischen Bauelements. Die räumliche Verteilung des elektrischen Feldes einer Mode des Resonators bestimmt die modale Abstrahlcharakteristik.

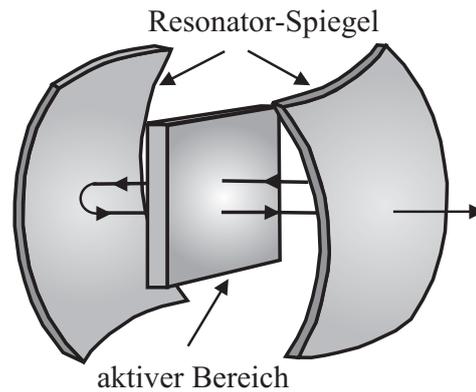


Abb. 4.1: Grundstruktur eines photonischen Bauelements.

Die räumliche optische Leistungsdichte des Bauelements wird ebenfalls durch die Modenstruktur bestimmt. Die injizierte Leistungsdichte der Pumpquelle besitzt nicht notwendigerweise eine Verteilung, welche mit der optisch abstrahlenden Leistungsdichte identisch ist. Ein Folge ist das Auftreten von räumlichem *Lochbrennen* (*Hole burning*) und *Filamentierung*. Eine Modenverteilung des optischen Wellenleiters, welche der Leistungsdichte der rekombinierenden Ladungsträger entspricht, wird optimal verstärkt und kann diese Leistung mit hoher Effizienz aus dem Bauelement transportieren. Bei Wellenleiter- bzw. Resonatorstrukturen mit einer geringen Zahl ausbreitungsfähiger Moden ist eine Anpassung der pumpenden Leistungsdichte an die Modenverteilung von großer Bedeutung.

Der Anteil zugeführter Leistung, welche nach der Rekombination der Ladungsträger in abgestrahlte Leistung gewandelt wird (Effizienz), ist bestimmt durch verschiedene Verlustmechanismen. Abb. 4.2 zeigt die schematische Darstellung der einzelnen Stufen der Leistungsumwandlung für den Fall von elektrischem Pumpen der aktiven Zone. Zuerst wird der Pumpstrom über einen metallischen Kontakt in den dotierten Halbleiter eingebracht. Dieser metallische Kontakt besteht aus einer vielschichtigen Struktur und Zuführungsdrähten oder Leiterbahnen. Im Halbleiter durchlaufen die Elektronen und Löcher im Allgemeinen eine Mehrschichtstruktur unterschiedlich zusammengesetzter Halbleitermaterialien. Die Stromdichte im Halbleiter wird durch Dotierung, Kontaktgeometrie, laterale Strukturierung durch Ätzung und teilweiser Oxidation von Schichten bestimmt. Der Stromtransport ist dabei mit einem elektrischen Widerstand und Leckströmen verbunden, der das elektrische Pumpen auf eine Effizienz von η_{ep} begrenzt. Die Umwandlung der Ladungsträger in elektro-

trachtet. Die Beschreibung der elektrischen und optischen Eigenschaften bildet den Abschluß dieses Kapitels.

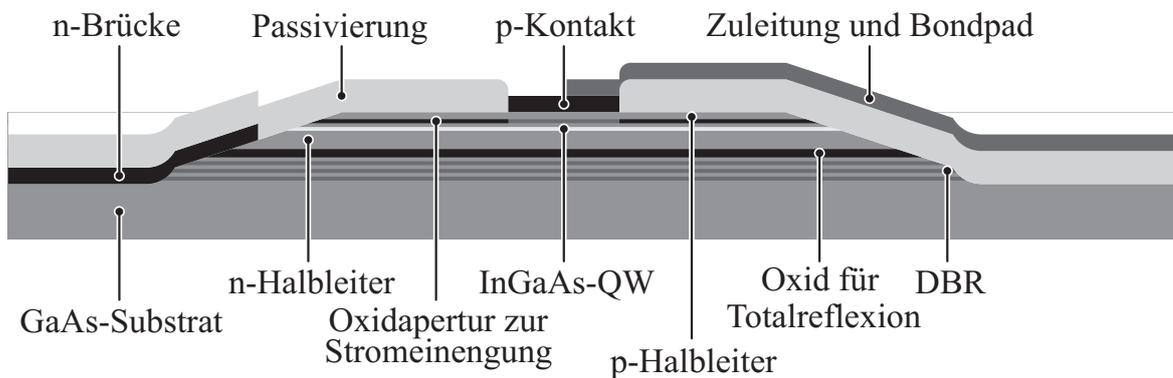
4.1.1 Leuchtdioden

Im Vergleich zu Halbleiterlasern wird bei Leuchtdioden in der Regel eine deutlich geringere Effizienz der Erzeugung von Lichtleistung erreicht. Die Ursache hierfür ist die geringe Auskoppel-effizienz des erzeugten Lichts aus dem Halbleiter, aufgrund des großen Brechzahl-sprungs an der Grenzfläche hin zu Luft. Durch die Verwendung eines sogenannten Doms, welcher eine Halbkugel mit einer relativ zu Luft erhöhten Brechzahl darstellt, kann dieses Auskoppelverhalten verbessert werden. Dabei erhöht sich der Akzeptanzwinkel der auskoppelbaren Lichtstrahlen relativ zur Halbleitergrenzfläche. Eine weitere Verbesserung der Effizienz wurde durch Einführung resonanter Kavitäten erzielt [152,153]. Dies wird durch einen speziellen Aufbau von Bragg-Spiegeln erreicht. Der Halbraum gegenüber der auskoppelnden Oberfläche erhält dabei eine relativ starke Verspiegelung mit großem Akzeptanzwinkel. Eine Besonderheit stellt die stark richtungsabhängige Abstrahlcharakteristik dar.

Eine weitere Möglichkeit, Licht weitgehend richtungsunabhängig auszukoppeln kann durch Aufrauen der Oberfläche erreicht werden [154,155]. Da hierbei die Oberflächenorientierung lokal auf dem Bauelement wechselt, können Lichtstrahlen, die bei planaren Oberflächen einer Totalreflexion unterliegen, das Bauelement verlassen. Dies ist ein statistischer Prozeß, der Mehrfachreflexionen im Bauelement voraussetzt. In dieser Arbeit wurde eine Oberflächenstruktur verwendet, welche einem Kugelabschnitt ähnlich ist. Diese Geometrie kann als zirkularer Wellenleiter mit extrem flach abfallenden Endflächen approximiert werden. Abb. 4.3 zeigt schematisch den Aufbau der zwei hergestellten Strukturtypen für epitaxienseitige und substratseitige Auskopplung. Die laterale Strukturierung mit der sich allmählich reduzierenden Schichtdicke wird als *Taper* bezeichnet. Das im Taper durch Reflexionen geführte Licht verläßt spätestens an dessen Rand den Halbleiter.

Die relativ großen geometrischen Abmessungen ermöglichen eine vereinfachte theoretische Beschreibung mittels Strahlenoptik. Die Oberflächenstruktur eines Kugelabschnitts läßt sich durch einen extrem flachen Kegelstumpf annähern

Epitaxienseitige Auskopplung:



Substratseitige Auskopplung:

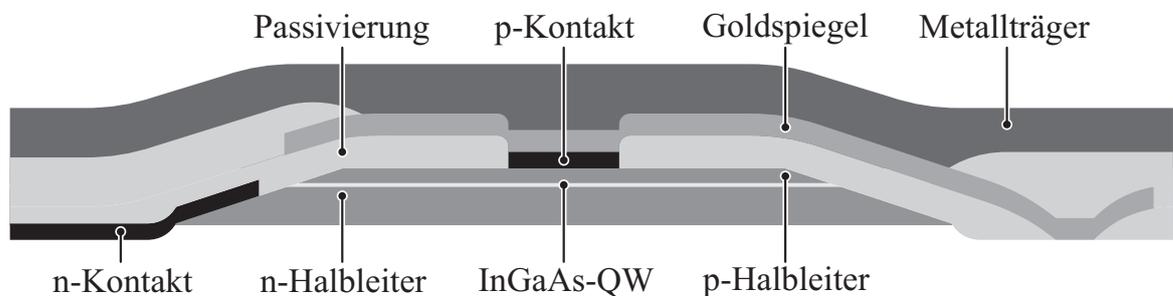


Abb. 4.3: Die Bauformen der LEDs. Schematischer Querschnitt einer epitaxienseitig (oben) und einer substratseitig emittierenden LED (unten) mit lateralem Auskoppeltaper.

[156]. Abb. 4.4 zeigt CCD-Aufnahmen einer $100\ \mu\text{m}$ großen, epitaxienseitig emittierenden LED unter Aufsicht (links) und im Betrieb bei einem Injektionsstrom von $1\ \text{mA}$ (rechts).

4.1.2 Kantenemittierende Laser

Der Gewinn in den Quantenfilmen

$$g(j) = a \cdot (j - j_{tr}) \quad (4.1)$$

läßt sich in guter Näherung als lineare Funktion der Stromdichte ausdrücken. Dabei ist a der differentielle Gewinn ($\partial g_p / \partial j$) und j_{tr} die Transparenzstromdichte. Der Schwellgewinn ist erreicht, wenn der lineare Gewinn ausreichend

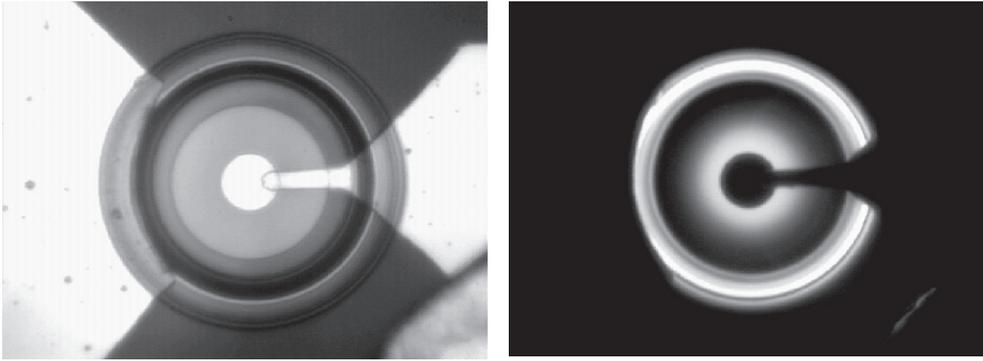


Abb. 4.4: CCD-Aufnahmen eines $100\ \mu\text{m}$ großen epitaxieseitig emittierenden Bauelements unter Aufsicht (links) und im Betrieb (rechts).

groß ist, um Verluste durch Absorption α_i (siehe Kap. 4.3.3) im Lichtwellenleiter mit der Länge L und dessen begrenzte Reflektivitäten R_1 und R_2 der Spiegelfacetten zu kompensieren. Dies wird durch

$$R^2 \exp((g - \alpha_i)2L) = 1 \quad (4.2)$$

beschrieben, wobei $R = \sqrt{R_1 R_2}$ verwendet wurde [157]. Aus Gl. 4.1 und 4.2 folgt die Bedingung

$$j_{th} = j_{tr} + \frac{\alpha_i}{a} - \frac{\ln(1/R^2)}{2La} \quad (4.3)$$

zum Erreichen der stimulierten Emission. Dieser Ausdruck wird häufig als 2. Laserbedingung bezeichnet. Die erste Laserbedingung stellt die Beziehung von *Bernard-Duraffourg* dar [158]. Zur Vereinfachung sollen die Verluste der Spiegel durch den Parameter

$$\alpha_r = \frac{1}{2L} \ln(1/R^2) \quad (4.4)$$

verkürzt ausgedrückt werden. Der differentielle Wirkungsgrad ist durch

$$\eta_d = \frac{d(P_{opt}/\hbar\omega)}{d(I/q)} \quad (4.5)$$

gegeben, mit der optischen Ausgangsleistung P_{opt} , dem Pumpstrom I , der Elementarladung q und der Energie des Photons $\hbar\omega$. Dieser Wirkungsgrad kann auch als Produkt

$$\eta_d = \eta_i \cdot \eta_c \quad (4.6)$$

des internen Wirkungsgrades η_i mit der Auskoppelleffizienz η_c beschrieben werden [156]. Die Auskoppelleffizienz des im Halbleiter generierten Lichtes kann

durch

$$\eta_c = \frac{\alpha_r}{\alpha_i + \alpha_r} \quad (4.7)$$

beschrieben werden [159]. Bringt man diese Gleichung auf die Form

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} - \frac{\alpha_i L}{\eta_i \ln(R)}, \quad (4.8)$$

so kann der interne Wirkungsgrad und der Absorptionskoeffizient bestimmt werden, wenn der differentielle Wirkungsgrad von Lasern unterschiedlicher Resonatorlänge aufgetragen wird [5]. Die Reflektivität der Facetten wird dabei als bekannt angenommen. Abb. 4.5 zeigt die typische Auswertung von Daten

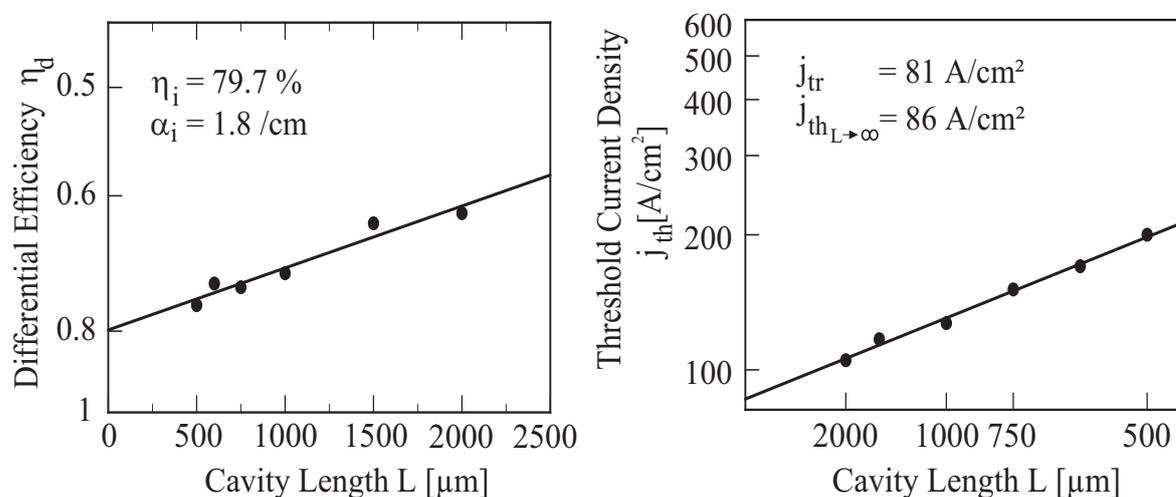


Abb. 4.5: Typische Auswertung von Daten kantenemittierender Breitstreifenlaser. Die durchgezogene Linie im linken Diagramm wurden mit Hilfe von Gl. (4.8) an die Datenpunkte angepaßt. Im rechten Diagramm wurde Gl. (4.3) verwendet.

kantenemittierender Breitstreifenlaser, welche eine Emissionswellenlänge von 980 nm besitzen und in 5.2.2 noch genauer bezüglich Schichtaufbau vorgestellt werden.

Eine wichtige Eigenschaft zur Beurteilung der Strahlqualität stellt das Fernfeld des emittierten Lichtes dar. Dieses ist eine meßbare Größe aus der mittels Fouriertransformation auf die Feldverteilung im Laser, bzw. an der Facette, geschlossen werden kann [159]. Abb. 4.6 zeigt den typischen Verlauf vom Brechungsindex eines kantenemittierenden Lasers, welcher durch den AlAs-Gehaltes in AlGaAs eingestellt werden kann. Dadurch ist es möglich in vertikaler Richtung einen optischen Wellenleiter zu formen. Die Lösung der Helm-

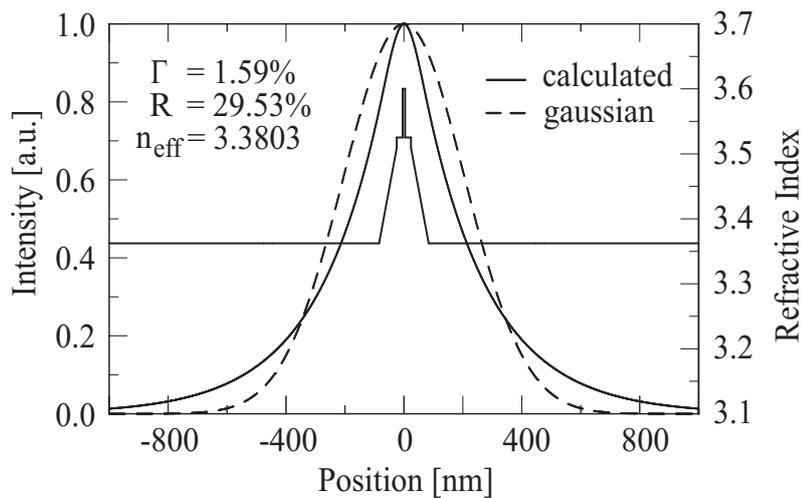


Abb. 4.6: Aus dem Brechzahlprofil der vertikalen Wellenleiterstruktur berechnete Intensitätsverteilung des Stehwellenfelds. Γ stellt den Füllfaktor dar, d.h. den Anteil der Grundmode, welcher sich im Bereich der Quantenfilme befindet.

holtzgleichung für diese Schichtstruktur führt zu der in Abb. 4.6 dargestellten Intensitätsverteilung. Unter der Annahme, daß diese an der Auskoppelfacetten d.h. Nahfeld die gleiche Form annimmt, kann mit Hilfe der Fouriertransformation das Fernfeld berechnet werden. Abb. 4.7 zeigt das mit diesem Verfahren aus

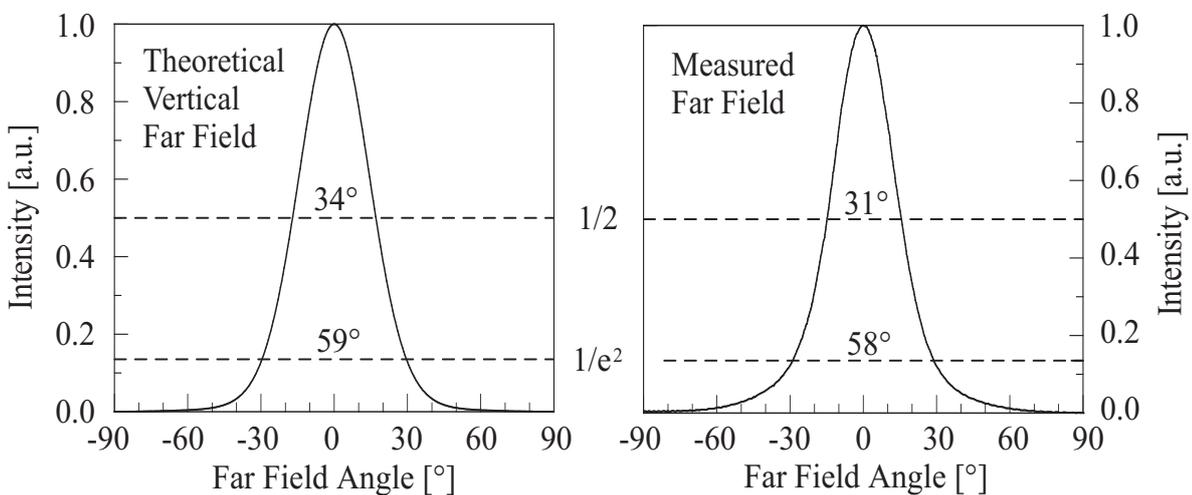


Abb. 4.7: Theoretisches (links) und gemessenes (rechts) Fernfeld eines kantenemittierenden Lasers mit einer Emissionswellenlänge von 980 nm.

Abb. 4.6 berechnete theoretische Fernfeld (links). An einer Probe mit einer nominell identischen Struktur wurde das Fernfeld gemessen. In Abb. 4.7 (rechts) ist die entsprechende Meßkurve dargestellt. Die geringe Abweichung zwischen

dem theoretischen Verlauf und dem experimentell gemessenen liegt im Rahmen der zu erwartenden Variation von Schichtdicke und Zusammensetzung des Halbleitermaterials über der Waferoberfläche.

4.1.3 Laser mit Vertikalresonator

An kantenemittierenden Lasern konnte schon gezeigt werden, daß verschiedene Halbleitermaterialien ausreichende Verstärkung bei Emissionswellenlängen zwischen ca. 400 nm und ca. 6 μm liefern [160–164]. VCSEL besitzen als zusätzliche Anforderung, daß diese aktiven Schichten in einen optischen Resonator mit sehr hoher Güte, bzw. Reflektivität platziert werden müssen, ohne gegenseitige nachteilige Beeinträchtigung. Zur theoretischen Beschreibung der hierzu verwendeten Bragg-Reflektoren wird die *Transfer-Matrix Methode* (siehe Anhang C) verwendet. Da nur relativ dünne Schichten (z.B. 3 Quantenfilme mit insgesamt 24 nm Dicke) verstärkend wirken, dürfen die optischen Verluste in dem vergleichsweise langen Resonator (etwa 1,5 μm) nicht allzu groß sein (z.B. $\leq 50/\text{cm}$). Hohe Reflektivitäten und geringe Absorption an freien Ladungsträgern sind hierfür Voraussetzung.

Je nach verwendetem Halbleitermaterial in der aktiven Zone, können VCSEL ähnlich den kantenemittierenden Lasern, in verschiedene Materialsysteme unterteilt werden. Die Art des verwendeten Resonatormaterials führt zu einer weiteren Klassifizierung. Die verwendeten Spiegel müssen dabei nicht notwendigerweise alle an das Kristallgitter angepaßt sein. Auch an oberflächenemittierenden Laser mit *externen Spiegeln* konnten beachtliche Eigenschaften demonstriert werden [165]. Eine der technologisch einfachsten Möglichkeiten, die Ladungsträgerinjektion in die aktive Zone zu realisieren, ist elektrisch leitende Resonatorspiegel zu verwenden. Da die aktive Zone nur bei bestmöglicher Kristallqualität die gewünschten Eigenschaften zeigt, muß diese gitterangepaßt gewachsen werden. Leider verfügen die an das Kristallgitter angepaßt gewachsenen Resonatorspiegel über ungünstige physikalische Eigenschaften. So sind die realisierbaren Brechungsindexunterschiede relativ klein und die elektrischen Eigenschaften nur bei einigen wenigen Materialsystemen gut beherrschbar. Weitere Probleme sind die optische Absorption, thermische Leitfähigkeit und die grundsätzliche Herstellbarkeit hochqualitativer Kristalle, insbesondere

wenn die Gitteranpassung nur unter großer Anstrengungen gewährleistet werden kann. Mögliche Materialsysteme für gitterangepaßte Spiegel sind an die Verfügbarkeit von geeignetem Substratmaterial gebunden. Tabelle 4.8 zeigt ei-

Substrat	GaN oder Saphir [160,161]	GaP	GaAs	InGaAs oder kompilant [166]	InP [167]
Spiegel- Material (n_1)	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$	AlP	AlAs	InAlAs	AlAsSb
Spiegel- Material (n_2)	GaN	GaP	GaAs	InGaAs	AlGaAsSb
QW's	InGaN	InGaP?	InGaAs	InGaAs	InGaAs
Emissions- wellenlänge (nm)	<600	<700?	1000	1300	1550
Δn	≈ 0.2	0.5	0.5	0.4	0.45

Abb. 4.8: Einige mögliche Materialsysteme für Spiegel und aktive Zonen zur Herstellung von VCSEL-Strukturen.

nige mögliche Halbleitersysteme. Bei der praktischen Ausführung ergeben sich aber häufig fast unüberwindbare Probleme. Bei den GaN basierenden blauen VCSEL wurden nur optisch gepumpte VCSEL demonstriert [160,161]. Bei sichtbar roten Wellenlängen konnten von einigen Gruppen gute Ergebnisse präsentiert werden [168–176]. Trotzdem zeigen diese Laser schnelle Alterungseffekte und eine hohe Temperaturempfindlichkeit [177,178]. Mit dem Ziel, Emissionswellenlängen um 1300 nm und 1550 nm für die optische Datenübertragung zu realisieren, werden in großem Maße Materialsysteme für Wellenlängen oberhalb 1200 nm untersucht [179–189].

4.2 Die aktive Zone

Von entscheidender Bedeutung für die Eigenschaften eines optischen Bauelementes ist die Qualität der *aktiven Zone*. Eine charakteristische Größe hierfür ist der *interne Quantenwirkungsgrad* η_i . Dieser stellt das Verhältnis der strahlenden Rekombinationsrate zur gesamten, d.h. strahlenden und nichtstrahlenden Rekombinationsrate dar. Es gilt

$$\eta_i = \frac{n/\tau_r}{n/\tau_r + n/\tau_{nr}} = \frac{1}{1 + \tau_r/\tau_{nr}}, \quad (4.9)$$

wobei n die Konzentrationsdichte der Minoritätsladungsträger und τ_r bzw. τ_{nr} die Lebensdauer der strahlend bzw. nichtstrahlend rekombinierenden Ladungsträger bezeichnen. Um einen möglichst großen Wirkungsgrad zu erzielen, sollte τ_r möglichst klein und τ_{nr} möglichst groß sein. τ_{nr} wird durch Fehlstellen, Verunreinigungen und Versetzungslinien im Halbleiterkristall stark beeinflusst. So wird beim *Low Temperature GaAs* gezielt Arsen auf Zwischengitterplätzen eingebaut, um τ_{nr} für bestimmte Anwendungen zu verringern. Normalerweise liegt τ_{nr} im Bereich von einigen Nanosekunden, kann aber bei qualitativ sehr gutem Material in den Bereich von Mikrosekunden gelangen. Auch τ_r läßt sich durch eine geeignete Heterostruktur verändern. Hierbei spielt der Ladungsträgereinfang bzw. die Effizienz der Ladungsträgerinjektion in den aktiven Bereich eine wichtige Rolle [190].

Um nun einen möglichst hohen internen Wirkungsgrad zu erreichen, kann die Heterostruktur, d.h. die Schichtdicken und deren Zusammensetzungen, optimiert werden. Eine weitere Verbesserung betrifft die Suche nach möglichst optimalen Wachstumsparametern. Im Folgenden wird auf beide Aspekte näher eingegangen.

4.2.1 Heterostrukturen

Um den internen Wirkungsgrad η_i optischer Bauelemente weiter erhöhen zu können, sollte man negative Einflußfaktoren auf η_i genauer untersuchen. Betrachtet man den internen Wirkungsgrad als das Produkt mehrerer Wirkungs-

grade, welche jeweils bestimmten Vorgängen im Bereich der aktiven Zone entsprechen [191].

$$\eta_i = \eta_{cs} \cdot \eta_{ie} \cdot \eta_{re} \quad (4.10)$$

η_{cs} repräsentiert den Einfluß der lateralen Stromaufweitung (*current spreading*). Die Größe der aktiven Zone in lateraler Richtung kann als eine geometrische Fläche beschrieben werden. Innerhalb dieser muß der optische Gewinn genügend groß sein, um Verluste zu kompensieren. Werden nun Raumbereiche elektrisch gepumpt, die außerhalb dieser Grenzen liegen, oder tritt bei Breitstreifenlasern Filamentierung auf, so wird $\eta_{cs} < 1$. Technologisch kann durch laterale Strukturierung [192], bzw. im Fall von Filamentierung durch Verringerung des *Füllfaktors* [193], dieser negative Einfluß reduziert werden.

Betrachtet man anstatt der lateralen Richtung die transversale, so verringern Ladungsträger, welche nicht innerhalb der aktiven Zone rekombinieren ebenfalls den internen Wirkungsgrad. Dieser Faktor wird als Injektions-Effizienz η_{ie} bezeichnet. Bei Quantentopfstrukturen kann diese Effizienz durch hohe Barrieren aus entsprechendem Halbleitermaterial mit großer Bandlücke und günstigen Heterooffsets im Valenz- und Leitungsband verbessert werden. In der Praxis sind hierfür relativ enge Grenzen gesetzt. Die in Frage kommenden III-V Halbleiter zeigen oft qualitative Probleme, insbesondere wenn aluminiumhaltige Schichten nur bei geringen Wachstumstemperaturen hergestellt werden können [136]. Vor allem für optische Bauelemente im sichtbaren roten Spektralbereich um 630 nm lassen sich keine III-V Halbleiter zu finden, welche eine deutlich größere Bandlücke als jene der aktiven Quantentöpfe aufweisen und eine Gitteranpassung an GaAs besitzen. Durch die Verwendung eines *Superlattice* [194] oder durch geeignete Dotierung [195] kann der Ladungsträgereinfang verbessert werden.

Der Faktor η_{re} beschreibt die *radiative efficiency* der eigentlichen Quantentöpfe, welche durch nichtstrahlende Rekombination der Ladungsträger reduziert wird. Wenn das *Fermi-Niveau* im Quantentopf oberhalb des Schwellstroms fixiert ist, wird eine Erhöhung des Stroms nur zu einer Zunahme der stimulierten Emission führen, da sowohl spontane als auch nicht strahlende Rekombination, wegen ihrer Proportionalität zur fixierten Ladungsträgerdichte, als konstant angenommen werden können.

Untersuchungen haben gezeigt, daß in hocheffizienten Laserstrukturen mit η_i im Bereich zwischen 0.7 und 0.9, $\eta_{re} \approx 1$ ist. Es kann also nichtstrahlende Re-

kombination im Quantentopf weitgehend vernachlässigt werden. Damit bleiben η_{cs} und η_{ie} als begrenzende Faktoren für die Reduzierung des internen Wirkungsgrades übrig. η_{cs} erweist sich bei kantenemittierenden Lasern als relativ temperaturunabhängig, aber in großem Maß für den internen Wirkungsgrad bei Raumtemperatur bestimmend. η_{ie} nimmt dagegen mit steigender Temperatur stark ab, d.h. die Einfangeffizienz in die Quantentöpfe verringert sich mit steigender Temperatur [191]. Dies ist konsistent mit der Beschreibung des Verhaltens über die charakteristische Temperatur des differentiellen Wirkungsgrades T_1 .

4.2.2 Wachstumsparameter

Mit dem Ziel, aktive Zonen mit hohem internem Wirkungsgrad und gutem Temperaturverhalten herzustellen, müssen sämtliche Wachstums- und Strukturparameter betrachtet werden. Die untersuchten aktiven Zonen bestehen aus GaAs-Quantenfilmen und AlGaAs-Barrieren für Emissionswellenlängen kleiner 870 nm und InGaAs-Quantenfilmen eingebettet in GaAs-Barrierenmaterial für den Wellenlängenbereich größer 900 nm.

Die Wachstumsparameter sind die Substrattemperatur, das V/III Verhältnis, die Wachstumsgeschwindigkeit einschließlich eventuelle Wachstumsunterbrechungen. Als Strukturparameter können die Dicke und Zusammensetzung inkl. Dotierung genannt werden. Auch zusätzliche Schichten wie Diffusionsbarrieren oder Schichten mit "glättender" Wirkung seien hier genannt.

4.3 Elektrische und optische Eigenschaften

Neben der Einbaueffizienz ist auch die *elektrische Aktivierung* als das Verhältnis der freien Ladungsträgerkonzentration zur Konzentration der Dotierstoffatome im Halbleiter von großer Bedeutung. Diese elektrische Aktivierung steht in Verbindung zur *Aktivierungsenergie*, welche in erster Näherung die energetische Differenz zwischen der entsprechenden Bandkante und dem *Störstel-*

lenniveau darstellt. Dieser Wert ist vom verwendeten Dotierstoff und vom Halbleitermaterial bzw. dessen Zusammensetzung abhängig [196,197]. Elemente aus der Gruppe IV im Periodensystem besitzen im Allgemeinen ein amphoterer Einbauverhalten, bei dem diese Atome sowohl auf Gruppe-III als auch Gruppe-V Gitterplätzen eingebaut werden können. Diese amphotere Eigenschaft besitzt eine Vielzahl von Einflußfaktoren. Dazu zählen beispielsweise die Kristallorientierung, Wachstumstemperatur, Dotierkonzentration, das III-V-Angebotsverhältnis und die Bindungsstärke zwischen dem Dotieratom und den Gruppe-III bzw. Gruppe-V Atomen. Abb. 4.9 zeigt die maximale freie La-

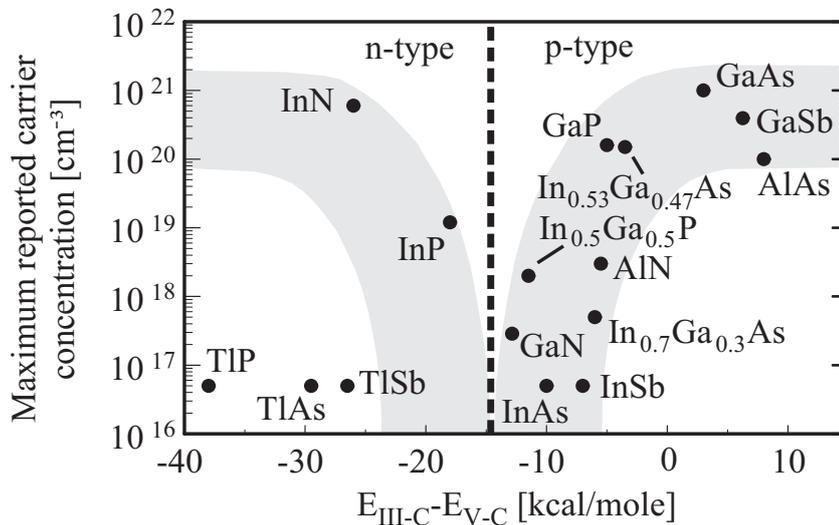


Abb. 4.9: Maximale freie Ladungsträgerkonzentration als Funktion der Differenz der Bindungsstärke von auf einem Gruppe-III und Gruppe-V Platz eingebautem Kohlenstoffatom bei verschiedenen III-V-Halbleitern.

ladungsträgerkonzentration als Funktion der Differenz der Bindungsstärke von auf einem Gruppe-III und Gruppe-V Platz eingebautem Kohlenstoffatom bei verschiedenen III-V-Halbleitern [198,199]. Die Dotierung im AlGaAs Halbleiter ist bezüglich Kompensation durch amphoterer Einbauverhalten unkritisch. Dies gilt nicht für die n-Typ Dotierung mittels Silizium. Für GaAs Volumenmaterial wird in der Literatur eine maximale freie Ladungsträgerkonzentration von $6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ angegeben [200].

4.3.1 Leitfähigkeit von ternärem AlGaAs

Photonische Bauelemente mit hoher optischer Ausgangsleistung erfordern optimale elektrische Eigenschaften der Teilschichten, ohne die optischen Eigenschaften des Lasers oder der LED allzu sehr zu beeinträchtigen. Um einen Eindruck zu bekommen, welche der Teilschichten hauptsächlich thermische Verlustleistung bewirken, muß der spezifische Widerstand ρ dieser Schichten gemäß

$$\rho = \frac{1}{q(\mu_e e + \mu_p p)} \quad (4.11)$$

ermittelt werden [33]. Diese Gleichung (4.11) benötigt die Kenntnis der Beweglichkeit μ_e der Elektronen bzw. μ_p der Löcher. Außerdem werden die entsprechenden Konzentrationen e und p beider Ladungsträger benötigt. Die Elementarladung q ist eine Naturkonstante mit dem Wert $1,602189 \cdot 10^{-19}$ As [201]. Die Beweglichkeit der Ladungsträger und deren Konzentration sind von deren nomineller Konzentration und dem AlAs-Gehalt im Mischungshalbleiter AlGaAs abhängig. Zuerst sollen hier die Beweglichkeiten gemäß der Hilsum-Formeln

$$\mu_n = \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{n}{n_0}\right)^m} \quad \text{und} \quad \mu_p = \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{p}{p_0}\right)^m} \quad (4.12)$$

für n- und p-Leitung betrachtet werden [202]. μ_0 stellt einen Grenzwert für den Fall einer gegen Null gehenden Ladungsträgerkonzentration dar. Die numerischen Parameter n_0 und m werden zur Anpassung dieser theoretischen Beschreibung an experimentelle Daten benötigt. Für n-dotiertes GaAs werden diese zu $\mu_0 = 10\,000 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $m = 0.4$ und $n_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ gewählt. Im Fall von p-Dotierung betragen diese $\mu_0 = 430 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $m = 0.45$ und $p_0 = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [203].

Die Daten zur Beweglichkeit der Ladungsträger im Materialsystem AlGaAs, welche sich innerhalb der Literatur finden lassen, weisen eine große Streuung auf. Deshalb sind auch die hier verwendeten Werte mit einer relativ großen Unsicherheit verbunden. Abb. 4.10 zeigt den angenommenen Verlauf von μ_0 bei n- und p-Leitung. Zum Vergleich sind experimentelle Werte mit dem nach Gl. (4.11) berechneten Verlauf dargestellt [204].

Letztlich muß die Abhängigkeit der Konzentration freier Ladungsträger vom AlAs-Gehalt in AlGaAs betrachtet werden. Basierend auf der Annahme, daß

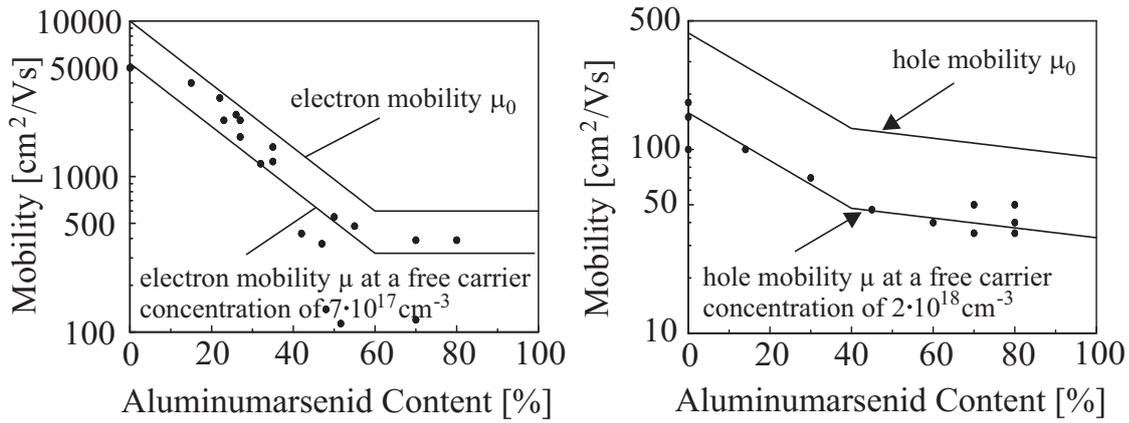


Abb. 4.10: Beweglichkeit der Ladungsträger in Abhängigkeit vom AlAs-Gehalt in AlGaAs für n-Typ (links) und p-Typ (rechts) Leitung.

diese nur durch die Aktivierungsenergie der Donator- und Akzeptorniveaus (ΔE_n und ΔE_p) bestimmt sind, kann diese mit

$$n(x) = n(0) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_n(0) - \Delta E_n(x)}{k_B T}\right) \quad (4.13)$$

und

$$p(x) = p(0) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_p(0) - \Delta E_p(x)}{k_B T}\right) \quad (4.14)$$

ausgedrückt werden. Die Relation zwischen der Bindungsenergie ΔE_n für den Dotierstoff Silizium und dem AlAs-Anteil in AlGaAs kann zu

$$\Delta E_{n,\text{Silizium}}(x) = \begin{cases} 6 + 90 \cdot x & x < 33 \% \\ 36 & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{in meV} \quad (4.15)$$

approximiert werden [205]. Für p-Dotierung mittels Beryllium läßt sich die Beziehung

$$\Delta E_{n,\text{Beryllium}}(x) = 29 + 2.8 \cdot x + 60.8 \cdot x^2 \quad \text{in meV} \quad (4.16)$$

finden [105]. Letztlich sei mit

$$\Delta E_{n,\text{Kohlenstoff}}(x) = 25 + 10 \cdot x + 45 \cdot x^2 \quad \text{in meV} \quad (4.17)$$

diese Beschreibung für Kohlenstoff basierende p-Dotierung genannt [206]. Mit den letzten fünf Gleichungen kann die Konzentration freier Ladungsträger in Abhängigkeit vom AlAs-Gehalt unter konstantem Angebot an Dotieratomen

dargestellt werden. Zusammen mit der Beweglichkeit der Ladungsträger in Abhängigkeit von der freien Ladungsträgerkonzentration und dem AlAs-Anteil in AlGaAs folgt mittels Gl. (4.11) der spezifische Widerstand. Für Dotierung mittels Kohlenstoff zeigt Abb. 4.11 die so berechneten Werte für eine nomi-

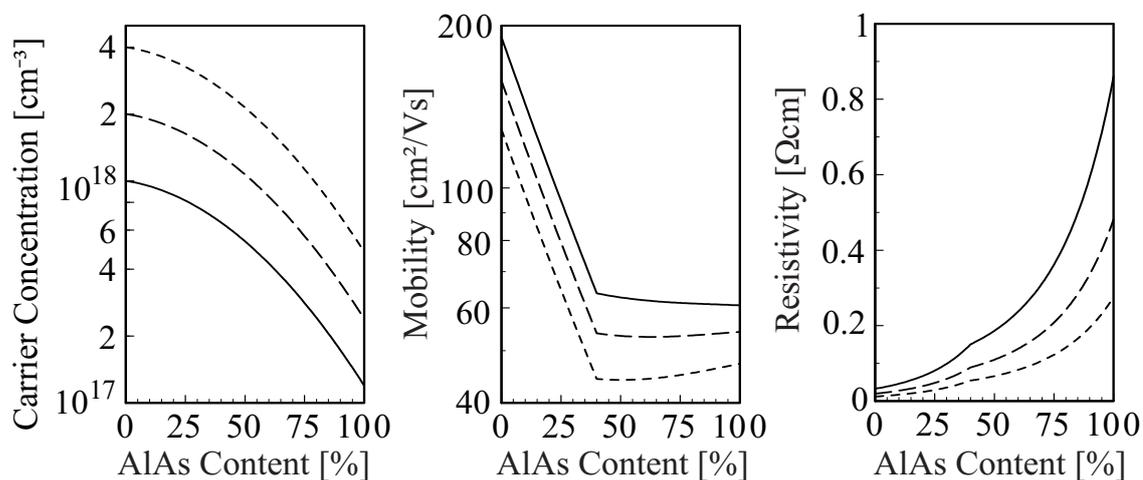


Abb. 4.11: Konzentration freier Ladungsträger, Beweglichkeit und der spezifische Widerstand in Abhängigkeit vom AlAs-Anteil. Es sind drei nominelle Dotierungen von GaAs dargestellt.

nelle Konzentration freier Ladungsträger von $1,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $2,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $4,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in GaAs. Der spezifische Widerstand nimmt bei konstanter Dotierung um mehr als das 10-fache beim Austausch von GaAs durch AlAs zu.

Diese grobe Beschreibung der elektrischen Eigenschaften von AlGaAs wurde in einem Computerprogramm zur Simulation von mittels MBE gewachsenen Strukturen integriert. Bei genauerer Betrachtung können weniger als 10 % des Bahnwiderstandes dem n-DBR zugerechnet werden. D.h. nahezu der gesamte Widerstand ist dem p-DBR zuzuschreiben. Dieser durch p-Leitung bedingte Bahnwiderstand teilt sich im Verhältnis 10 % zu 90 % auf $\lambda/4$ Schichten mit GaAs und AlGaAs auf. Kleinere Bauelementdurchmesser besitzen, durch die Stromführung bedingt, auch einen bedeutenden lateralen Anteil [207]. Der Einfluß der Heteroffsets in solchen Strukturen wurde hier vernachlässigt. Aufgrund theoretischer Berechnungen und entsprechende experimentelle Untersuchungen können diese stark reduziert werden [208,209].

An Breitstreifenlasern mit einer Länge von $500 \mu\text{m}$ und einer Breite von $50 \mu\text{m}$ konnte ein spezifischer Bahnwiderstand von $5 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ gemessen werden. Der erwartete Wert lt. Simulation beträgt $4 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$. Ähnlich der Situation bei

VCSEL-Strukturen können dem p-dotierten Wellenleiteranteil ca. 80 % dieses Widerstandes zugeschrieben werden.

4.3.2 Elektrische Eigenschaften hoch dotierter Kontaktschichten

Elektrische Metall-Halbleiter Kontakte mit geringem Spannungsabfall sind eine Voraussetzung für hocheffiziente Bauelemente. Da die metallisierte Fläche an der p-Typ leitenden Kontaktschicht bei vielen Bauelementen eine ähnliche geometrische Ausdehnung wie die aktive Fläche besitzt, treten dessen Eigenschaften in der Strom-Spannungs-Charakteristik dominierend in Erscheinung. Speziell die Einschnürung des Strompfades in oxidierten Bauelementen reduziert diesen Einfluß. Für die Messung der spezifischen Kontaktwiderstände werden spezielle Proben hergestellt und mit Hilfe von *Transmission Line Model (TLM)* untersucht [210,211]. Dabei werden metallische Kontaktflächen in unterschiedlichen Abständen auf dem Halbleiter aufgebracht. Bei der Auftragung des Widerstandes über dem Kontaktflächenabstand geht aus dem Schnittpunkt und der Steigung der Ausgleichsgeraden der spezifische Kontakt- und Bahnwiderstand hervor [159].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene epitaktische Strukturen hergestellt, um den Einfluß der Wachstumstemperatur und des Arsenangebotes auf die elektrischen Eigenschaften des Halbleiter-Metall Kontakts zu untersuchen. Alle diese Proben wurden auf Substrate mit geringer freier Ladungsträgerkonzentration ($< 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) gewachsen, um dessen Einfluß zu minimieren. Die Schichten besitzen eine 50 nm dicke Kontaktschicht aus GaAs mit einer p-leitenden nominellen freien Ladungsträgerkonzentration von $2,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. In Tab. 4.12 sind die Wachstumsparameter der Proben mit p-Kontakt Schicht und deren gemessene spezifische Widerstände zusammengestellt. Da Arsen und die zur p-Leitung verwendeten Kohlenstoffatome um die gleichen Gitterplätze konkurrieren, wird durch die Reduktion des V/III-Verhältnisses auch die Konzentration freier Ladungsträger verändert (siehe Probe A und B in Tab. 4.12). Um den Einfluß der Zerlegungseffizienz von CBr_4 an der Substratoberfläche zu untersuchen, wurde eine höhere Temperatur des Substrates beim Wachstum der

Probe	Wachstumstemperatur (°C)	V/III Angebotsverhältnis	spezifischer Kontaktwiderstand (Ωcm^2)
A	400	100	$1,05 \cdot 10^{-5}$
B	400	20	$1,98 \cdot 10^{-6}$
C	580	100	$6,37 \cdot 10^{-5}$

Abb. 4.12: Wachstumsparameter der Proben mit p-Kontakt Schicht und deren gemessene spezifische Widerstände.

Kontaktschicht verwendet (siehe Probe A und C in Tab. 4.12). Da ein geringerer spezifischer Widerstand die Folge war, kann davon ausgegangen werden, daß die Zerlegungseffizienz unter diesen Bedingungen keinen begrenzenden Faktor darstellt. Möglicherweise werden bei geringeren Wachstumstemperaturen Störstellen gebildet, welche den Halbleiter-Metall Kontakt verbessern. Durch weitere Legierschritte mit Temperaturen zwischen 350 und 500° über 5 bis 10 Sekunden Dauer, konnten diese Eigenschaften noch verbessert werden. Leider besitzt dieses Meßverfahren für kleine spezifische Widerstände ($< 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$) einen hohen Fehleranteil [212].

Bei n-Kontakt-Schichten werden üblicherweise Dotierungen um $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ verwendet. Dies ist ein typischer Werte für handelsübliche Substrate. Auch hierzu wurde eine Probe mit einer 50 nm dicke Kontaktschicht aus GaAs mit einer n-leitenden nominellen freien Ladungsträgerkonzentration von $1,9 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ auf ein Substrat mit geringer freier Ladungsträgerkonzentration gewachsen. Mit einem Ge: Au: Ni: Au Kontaktmetall und einer Legiertemperatur von 400°C, welche etwa 5 Sekunden dauerte, konnte ein spezifischer Widerstand von $3,1 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$ ermittelt werden [212].

4.3.3 Absorption durch freie Ladungsträger

Bauelemente wie Laser oder LEDs benötigen zur Ladungsträgerinjektion und damit zum Stromtransport eine Dotierung des Halbleiters. Freie Ladungsträger führen dabei zu einer erhöhten Absorption. Erhöhte Schwellstromdichten und

eine verringerte optische Ausgangsleistung sind die Folge. Erste Absorptionsmessungen an GaAs mit verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen und Dotierstoffen wurden schon kurz nach den ersten Versuchen zur Herstellung der neuen III-V Halbleiter in den fünfziger Jahren unternommen und später ergänzt [213–218]. Für den Wellenlängenbereich größer 1000 nm wurden an Wellenleiterstrukturen für n- und p-Dotierung noch genauere Untersuchungen gemacht [219,220]. Ein λ^3 -Gesetz beschreibt dabei in guter Näherung experimentell gefundene Werte für den Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ [221]. In der Nähe der Bandlücke gilt folgende Approximation für die Absorption durch freie n- und p-Typ Ladungsträger α_{fc} [222]:

$$\alpha_{fc} = 3 \cdot 10^{-18} n + 7 \cdot 10^{-18} p \quad (4.18)$$

Die Überprüfung des Absorptionsverhaltens kann durch die Auswertung der differentiellen Effizienz von kantenemittierenden Lasern in Abhängigkeit von der Wellenleiterlänge erfolgen. Bei einer weiteren Methode wurden spezielle Wellenleiterstrukturen hergestellt, welche eine p-leitende Dotierung mittels Kohlenstoff besitzen. Diese wurden mit einer durchstimmbaren Lichtquelle über einen großen Wellenlängenbereich auf das Absorptionsverhalten untersucht. Das Ergebnis bestätigt die in der Literatur präsentierten Daten [223].

Metallische Kontaktschichten bzw. Reflektoren spielen bei vertikal emittierenden Lasern eine wichtige Rolle. Die Absorption bzw. der komplexe Anteil am Brechungsindex ist vom verwendeten Metall relativ unabhängig. Eine Folge ist, daß die nötige Phasen Anpassung bei Bragg-Reflektoren für die meisten gängigen Metalle ähnlich ist. Der reale Anteil am Brechungsindex variiert aber stark mit dem verwendeten Metall bzw. der mehrschichtigen Metallisierung [224].

Kapitel 5

Eigenschaften optimierter Bauelementstrukturen

5.1 Leuchtdioden

In den folgenden zwei Abschnitten werden die experimentell ermittelten Daten für zwei Konzepte zur Erhöhung des Konversionswirkungsgrades vorgestellt. Dabei sollte die Effizienz der Bauelemente zu erhöht werden.

5.1.1 Bragg-Spiegel und Taperstruktur

Mit dem Ziel, hocheffiziente Leuchtdioden mit epitaxienseitiger Auskopplung zu realisieren (Abb. 4.3, oben), wurde folgendes Konzept zur Schichtstruktur entwickelt. Um Verluste durch Emission von Licht aus der aktiven Zone in Richtung Substrat zu reduzieren, wurde zuerst auf das Substrat ein Bragg-Spiegel gewachsen. Dieser enthält eine AlAs-Schicht, welche bei der anschließenden Prozessierung in eine Al_xO_y - $\lambda/4$ -Schicht umgewandelt wird. Dieser hy-

bride Spiegel besitzt trotz geringer Spiegelzahl, bedingt durch die große Differenz im Brechungsindex, eine relativ hohe Reflektivität. Nach diesem Spiegel folgt eine $1,6\ \mu\text{m}$ dicke n-Kontaktschicht, welche auch zur lateralen optischen Führung des Lichts dient. Darüber liegt die aktive Zone mit einem $8\ \text{nm}$ dicken $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ -Quantentopf. Darauf folgt eine, ebenfalls durch Oxidation formbare Stromblende. Eine $500\ \text{nm}$ dicke GaAs Schicht zur lateralen Verteilung der p-Typ Ladungsträger mit einer hoch dotierten Kontaktschicht bildet den Abschluß. Während der Prozessierung werden über einen speziellen Lackfließprozeß flache Taperstrukturen erzeugt[225]. Die so erzeugte linsenförmige Struktur des Lackes wird mittels Trockenätztechnik in den Halbleiter übertragen. Nach dieser Strukturierung wird die $30\ \text{nm}$ dicke $\text{Al}_{0,97}\text{Ga}_{0,03}\text{As}$ -Schicht zur Stromführung und die $\lambda/4$ -dicke Schicht gemeinsam oxidiert. Dies ist möglich, da über die Dicke, Dotierung und den GaAs-Gehalt im AlGaAs die Oxidationsraten eingestellt werden können. Dabei muß sichergestellt sein, daß die Schicht zur Stromführung deutlich langsamer oxidiert. Nachteil der oxidierten $\lambda/4$ -dicken Schicht ist die dadurch bewirkte elektrische Isolation zum Substrat hin. Mit Hilfe einer n-Kontaktmetallisierung, welcher den Taper-Bereich mit dem Substrat kurzschließt, wird eine leitende Verbindung aufgebaut. Dies geschieht in einem kleinen Ringbereich, um optische Abschattung zu minimieren. Der p-Kontakt wird punktförmig zentral auf das Bauelement aufgebracht[156]. Wegen ihrer divergenten Abstrahlcharakteristik wird die optische Ausgangsleistung mit einer Ulbricht-Kugel gemessen. Die linke Seite der Abb. 5.1 zeigt die Ausgangskennlinien einer Leuchtdiode mit einem Durchmesser am Fuß der Taperstruktur von $100\ \mu\text{m}$ und einem lateral aktiven Bereich von etwa $35\ \mu\text{m}$ Durchmesser (linke Seite). Für die Messung der optischen Leistung wurde zur Kalibration die Peakwellenlänge des Spektrums verwendet (rechte Seite). Die anzulegende Spannung ist dabei etwas höher als die am pn-Übergang notwendige Bandlückenspannung $U_{gap} = 1,3\ \text{V}$. Die Ursache ist bei den geringen Kontaktflächen zu vermuten. Auch deutet der Verlauf auf einen nicht ohmschen Kontakt hin. Bei einem Strom von $4\ \text{mA}$ beträgt die optische Ausgangsleistung $0,5\ \text{mW}$. Bei Stromwerten von $0,5$ bis $1,0\ \text{mA}$ wird eine externe Quanteneffizienz von $13\ \%$ erreicht.

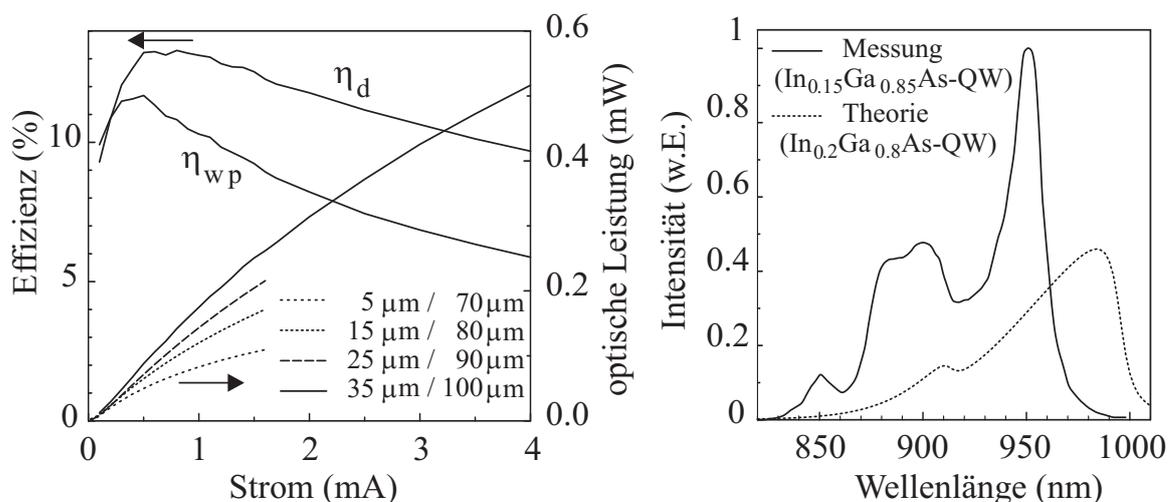


Abb. 5.1: Ausgangskennlinien einer Leuchtdiode mit einem Durchmesser von $100\ \mu\text{m}$ und einem lateral aktiven Bereich von etwa $35\ \mu\text{m}$ (linke Seite). Die Konversionseffizienz η_{wp} (Wall-Plug) und differentielle Effizienz η_d sind ebenfalls abgebildet. Das zugehörige Spektrum ist auf der rechten Seite dargestellt.

5.1.2 Struktur für substratseitige Emission

In diesem Abschnitt werden substratlose bzw. substratseitig emittierende Leuchtdioden betrachtet (Abb. 4.3, unten). Um das Substrat am Ende der Prozessierung definiert entfernen zu können, wurde eine $200\ \text{nm}$ -dicke AlAs-Ätzstopp-schicht zuerst auf das Substrat gewachsen. Danach folgt eine $3,1\ \mu\text{m}$ dicke n-Kontakt Schicht, welche wiederum zur lateralen optischen Führung des Lichtes dient. Darüber liegt die aktive Zone mit einem oder zwei $8\ \text{nm}$ dicken $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ -Quantentöpfen. Eine $500\ \text{nm}$ dicke GaAs-Schicht zur lateralen Verteilung der p-Typ Ladungsträger mit stark dotierter Kontaktschicht bildet den Abschluß. Abb. 5.2 zeigt eine REM Aufnahme einer trockengeätzten Taperstruktur. Aufgrund der Geometrie des p-Kontakts wurde auf eine oxidierte Blende zur Stromführung verzichtet. Die Strukturierung erfolgt analog der Herstellung epitaxienseitig emittierender Leuchtdioden (siehe 5.1.1). Epitaxienseitig wird eine Passivierungsschicht und anschließend ein hochreflektierender Goldspiegel aufgedampft. Nach mehreren Schritten zur mechanischen Stabilisierung, wird das GaAs-Substrat entfernt. Der dafür notwendige Prozeß stoppt automatisch an der AlAs-Schicht. Zur Erhöhung der optischen Qua-

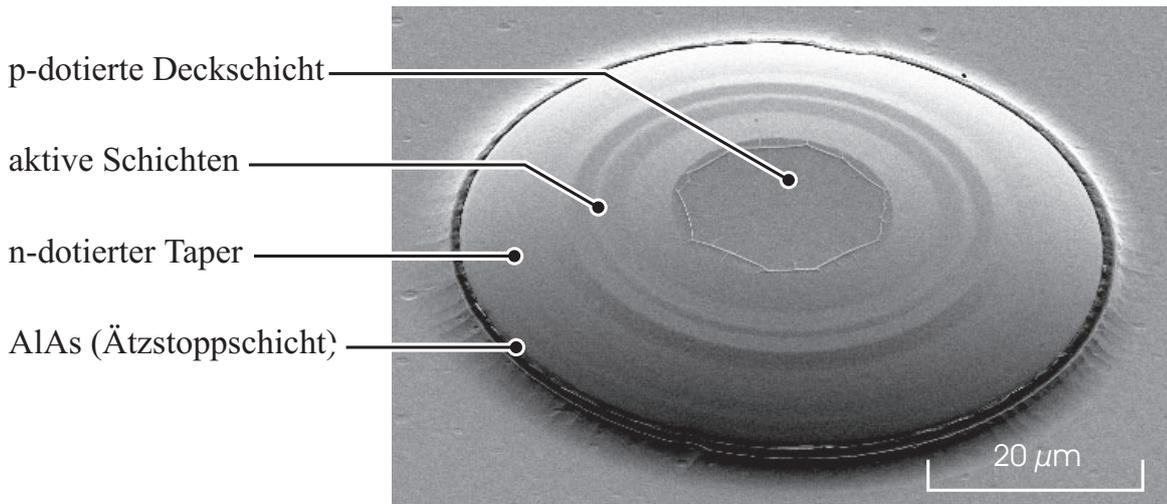


Abb. 5.2: REM Aufnahme einer trocken geätzten Taperstruktur.

lität an der Grenzfläche Halbleiter zu Luft, wird diese AlAs-Schicht ebenfalls selektiv entfernt[156]. Das Bauelement kann nun direkt an der freiliegenden n-Kontaktschicht einzeln angesteuert werden.

Abb. 5.3 zeigt eine schematische Schnittdarstellung einer solchen substrat-

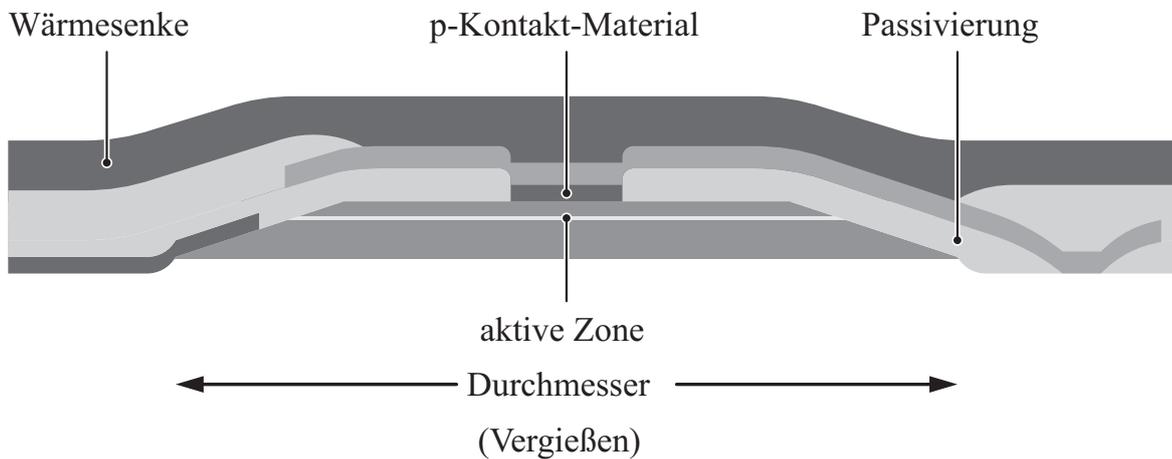


Abb. 5.3: Schematische Schnittdarstellung einer substratseitig emittierenden Leuchtdiode.

seitig emittierenden Leuchtdiode. Diese Struktur wurde mit einem und zwei Quantenfilmen hergestellt. Abb. 5.4 zeigt die Kennlinien für die Ausgangsleistung und den Spannungsabfall von Bauelementen mit einem Durchmesser von

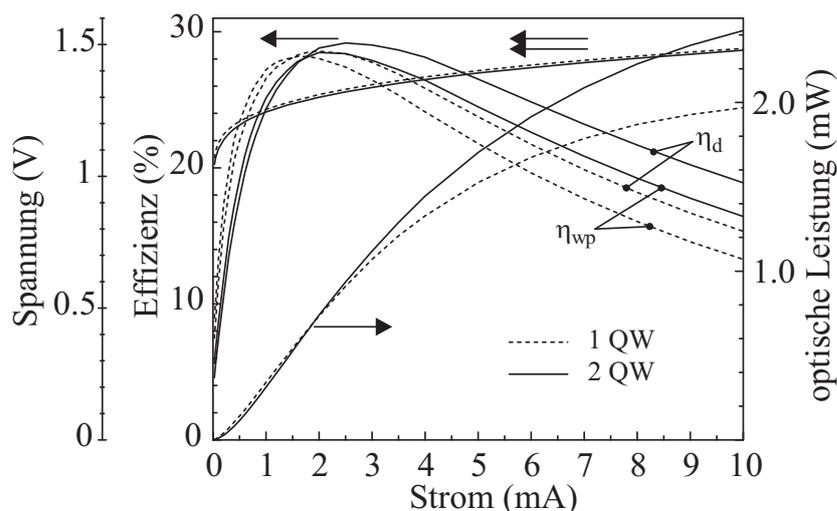


Abb. 5.4: Kennlinien für die Ausgangsleistung und den Spannungsabfall von Bauelementen mit einem Durchmesser von $140\ \mu\text{m}$. Die Kennlinien der Struktur mit einem Quantenfilm sind gestrichelt, die mit zwei Quantenfilmen durchgezogen eingezeichnet. Die Konversionseffizienz η_{wp} (Wall-Plug) und differentielle Effizienz η_d sind ebenfalls abgebildet.

$140\ \mu\text{m}$. Über die Gesamtdicke der aktiven Schichten kann die Ausgangsleistung verändert werden. Über nichtstrahlende Übergänge und Leckströme kann der Verlauf der Effizienzen beider Bauelemente begründet werden [156].

Durch Eingießen in Epoxidharz wird der Brechzahlssprung vom Halbleitermaterial zur Umgebung reduziert. Dieses umgebende Medium vergrößert den Raumwinkel, unter dem Licht aus dem Halbleiter emittiert werden kann. Gleichzeitig wird die Reflektivität innerhalb dieses Raumwinkels reduziert. Abb. 5.5 zeigt die optische Ausgangsleistung und die zugehörigen Effizienzen eines Bauelements mit zwei Quantentöpfen vor und nach dem Vergießen in Epoxidharz. Eine Leistungssteigerung um den Faktor 1,5 führt zu einer maximalen Konversionseffizienz von 44 %.

Um einen Aufschluß über die interne Effizienz und die Auskopplung zu erhalten, wurden die Kennlinien bei geringerer Umgebungstemperatur gemessen. Aufgrund der speziellen Meßanordnung wird das Signal des verwendeten Detektors an die bei Raumtemperatur mit einer Ulbricht-Kugel gemessenen Daten angefügt. Abb. 5.6 zeigt die optische Ausgangsleistung und differentielle Effizienz bei 100 K und bei Raumtemperatur. Geht man davon aus, daß die interne Effizienz der Quantenfilme bei 100 K nahezu 100 % ist, so kann die Auskop-

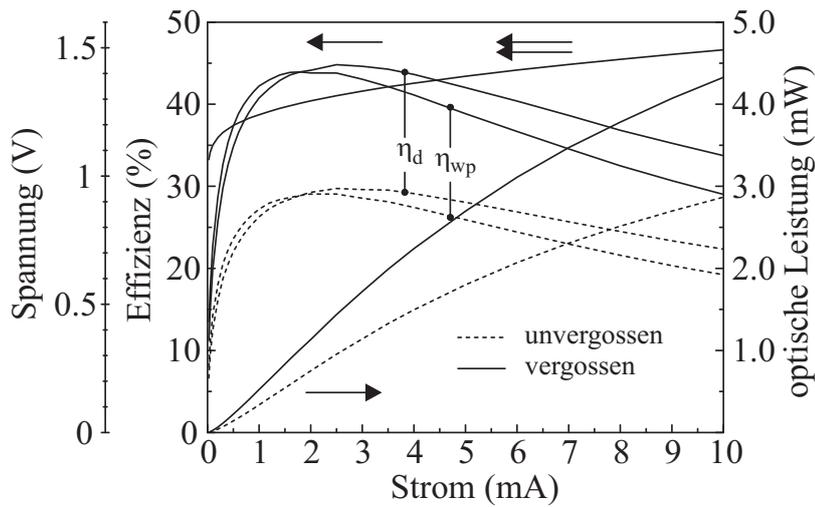


Abb. 5.5: Optische Ausgangsleistung und die zugehörigen Effizienzen eines Bauelements vor und nach dem Vergießen in Epoxidharz. Das Bauelement besitzt zwei Quantentöpfe und einen Durchmesser von $140\ \mu\text{m}$.

peleffizienz mit mindestens 60 % angenommen werden.

Bei einer Prozessierungsreihe wurden Bauelemente mit einem kleineren Taperwinkel hergestellt. Die in Abb. 5.7 dargestellte $140\ \mu\text{m}$ große Struktur mit zwei Quantentöpfen besitzt vor dem Vergießen schon eine differentielle Effi-

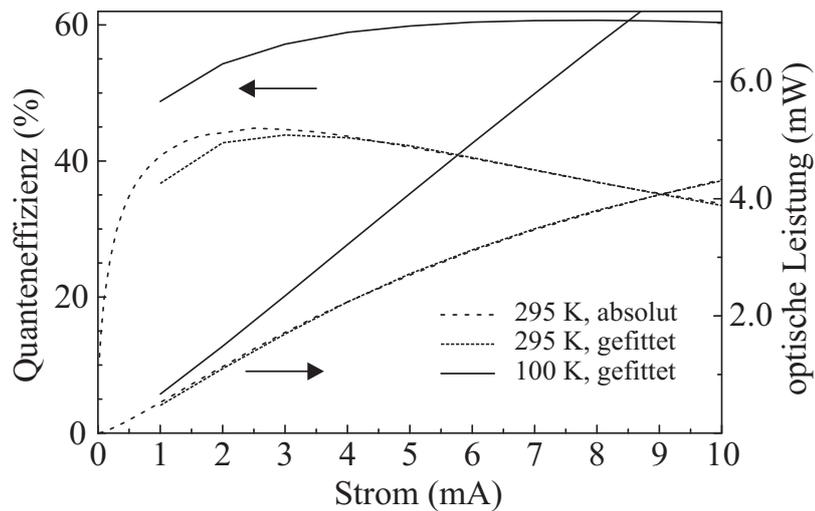


Abb. 5.6: Optische Ausgangsleistung und differentielle Effizienz bei 100 K und bei Raumtemperatur. Das Bauelement ist in Epoxidharz vergossen und wurde in einer speziellen Meßapparatur für Tieftemperaturuntersuchungen Vermessen.

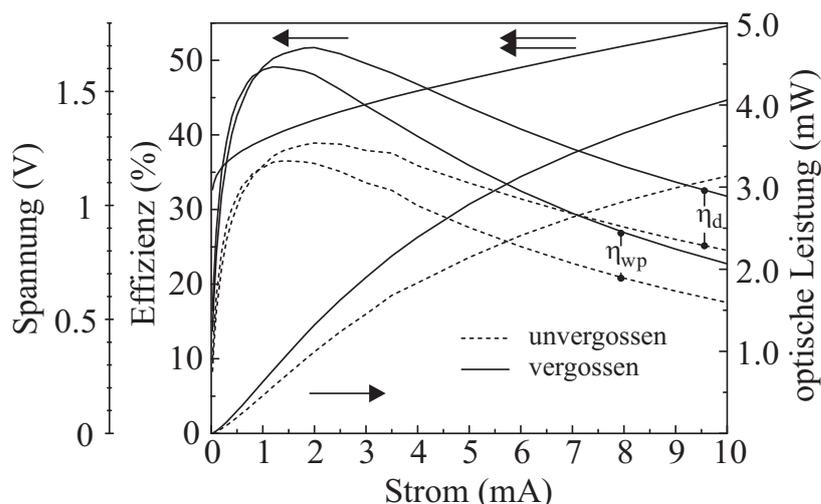


Abb. 5.7: 140 μm große Struktur mit einem kleineren Taperwinkel. Optische Ausgangsleistung und die zugehörigen Effizienzen dieses Bauelements mit zwei Quantentöpfe vor und nach dem Vergießen in Epoxidharz.

Effizienz von knapp 40 %. Diese lässt sich durch Einschließen in Epoxidharz auf knapp 52 % erhöhen. Da das Licht schon vor dem Vergießen effektiv ausgekoppelt wird, ist die Leistungssteigerung nur mit einem Faktor 1,3 verbunden. Die geometrische Anordnung des n-Kontakts führte allerdings zu einer schlechteren Strom-Spannungs-Charakteristik.

Die Hauptanforderung an die Epitaxie hocheffizienter LED-Strukturen liegen in erster Linie in einem hohen internen Wirkungsgrad. Dieser lässt sich nur durch optimale Wachstumsbedingungen erzielen. Die InGaAs Quantenfilme wurden bei 520 bis 530 °C gewachsen. Die umgebenden GaAs-Barrierenschichten wurden bei etwa 600 °C gewachsen. In einer steilen Temperaturrampe, welche vor dem eigentlichen Schichtwachstum am unbewachsenen Wafer ausgetestet wurde, wird die Zieltemperaturrampe in optimierter Form durchlaufen. Die niedrigste Temperatur wird am Ende des Quantenfilms erreicht und danach in einem steilen Temperaturanstieg sofort wieder verlassen. Beim Wachstum des Quantenfilms sind sämtliche thermische Quellen in der MBE bei einer möglichst geringen Temperatur um störende Restgasemission zu unterdrücken.

5.2 Kantenemittierende Einmoden- und Breitstreifenlaser

Für diese Anwendungen sind meist hohe Ausgangsleistungen in Verbindung mit guten Abstrahleigenschaften gefordert. Letztere können hauptsächlich durch die effektive Wellenleitergeometrie beeinflusst werden. Für hohe Ausgangsleistung ist eine hohe Konversionseffizienz von elektrischer zu optischer Leistung notwendig. Ebenfalls ist eine hohe thermische Leitfähigkeit zum Abtransport der entstehende Verlustwärme von entscheidender Bedeutung.

5.2.1 Oxidgeführte Einmodenlaser

Laser mit hoher optischer Ausgangsleistung und gleichzeitig guter Strahlqualität werden bei einer Vielzahl von Anwendungen benötigt. Gute Strahlqualität bedeutet, daß der ausgesandte Lichtstrahl möglichst gut fokussierbar ist. Dies kann durch seitliche Wellenführung, welche möglichst nur eine transversale Mode ausbreitungsfähig macht, erreicht werden. Kommerziell werden dazu *ridge waveguide* Laser und *buried heterostructure* Laser hergestellt. Beide besitzen einige prinzipielle Nachteile, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll. Hierzu wurde ein neuartiger indexgeführter Laser untersucht, welcher eine Wellenführung durch eine seitlich oxidierte AlAs-Schicht zur Reduktion des effektiven Brechungsindex besitzt. Durch Umwandlung der AlAs-Schicht mittels selektiver Oxidation in ein Al_xO_x -Schicht ändert sich der Brechungsindex dieser Schicht auf ca. 1.6. Damit läßt sich eine Indexführung erreichen. Abb. 5.8 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Lasers mit einer oxidierten AlAs-Schicht. Die Stärke der optischen Führung kann durch Anzahl bzw. Dicke und Abstand der AlAs Schicht von der aktiven Zone eingestellt werden. Wird nur eine Oxidblende im p-Cladding verwendet, so entsteht eine Asymmetrie des effektiven Brechzahlprofils. Solche Änderungen im planaren Wellenleiter beeinflussen auch das Stehwellenfeld. Dies kann zu einer Reduzierung des Füllfaktors Γ und zum Erreichen eines kleineren Fernfeldwinkels eingesetzt werden. Ein weiterer Vorteil der oxidierten AlAs-Schicht ist deren elektrische Eigenschaft als Isolator, welche sich als Blende für den elektrischen Strom nutzen

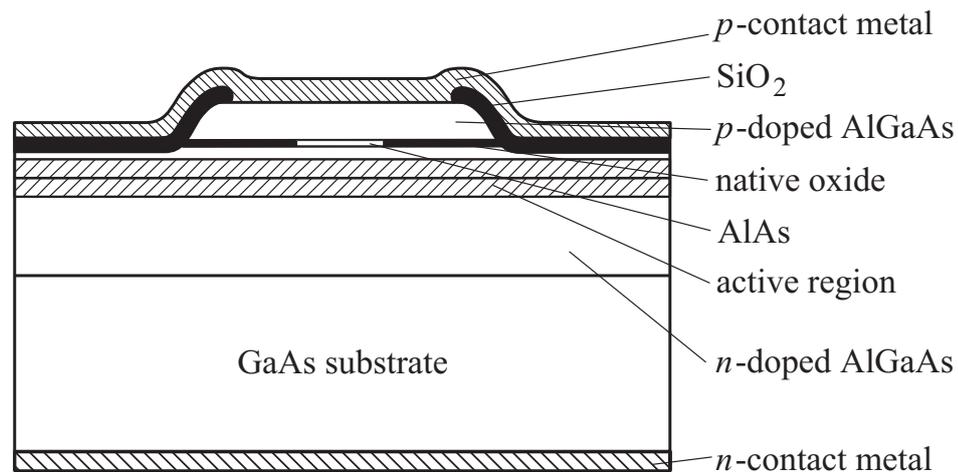


Abb. 5.8: Schematisches Schnittbild eines Lasers mit Oxidschicht.

läßt. Gegenüber *ridge waveguide* Laser, mit ihren ca. 2–4 μm breit geätzten Wellenleitern, kann beim oxidierten Laser eine deutlich größere Kontaktfläche verwendet werden. Dadurch ergibt sich eine erhöhte elektrische und thermische Leitfähigkeit.

Bei den hergestellten Lasern wurden 30 nm bzw. 100 nm dicke Oxidschichten in verschiedenen Abständen zur aktiven Zone verwendet. Abb. 5.9 zeigt

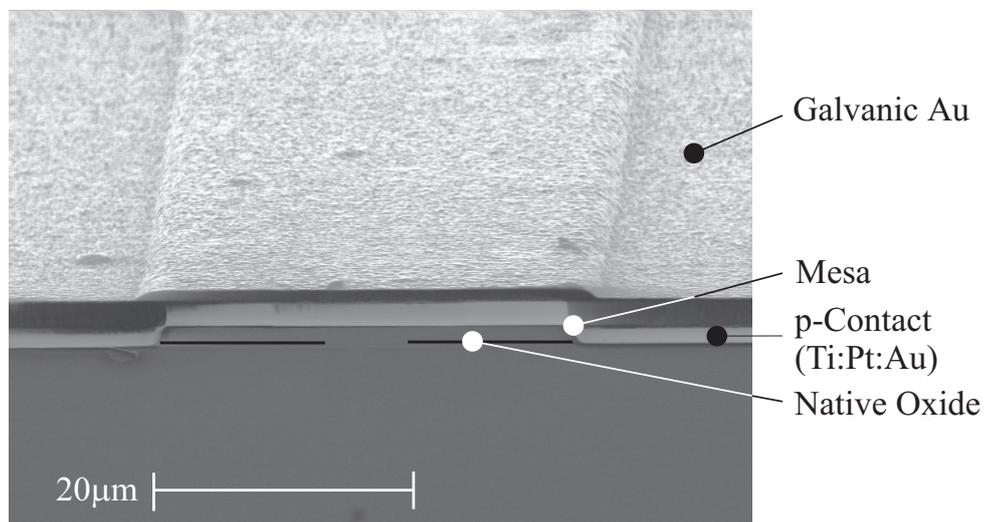


Abb. 5.9: REM Aufnahme eines oxidierten Lasers mit galvanischer Golddeckschicht.

eine REM Aufnahme eines solchen oxidierten Lasers, welche für Emissionswel-

lenlängen bei 850 nm und 950 nm hergestellt wurden [159]. Alle Messungen wurden an *junction-side up* montierten Lasern, bei Raumtemperatur im CW-Betrieb gemessen, wobei die Facetten unbeschichtet sind. Abb. 5.10 zeigt die

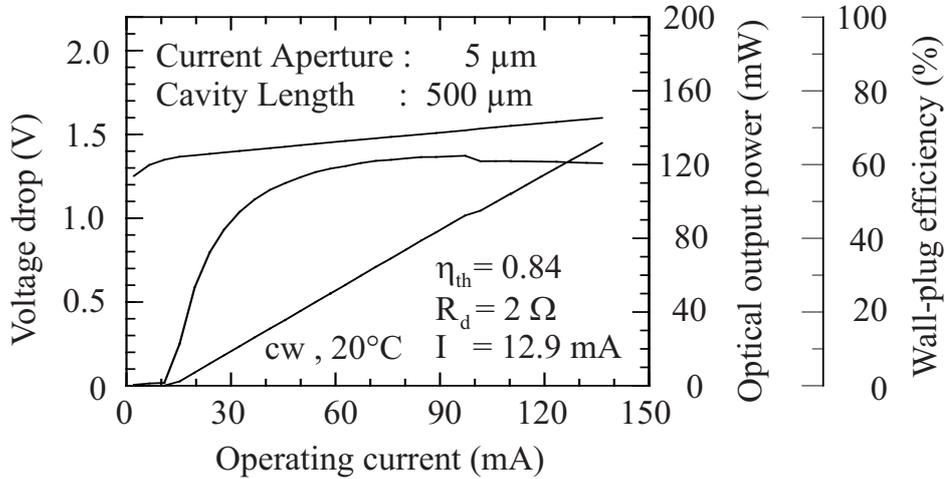


Abb. 5.10: Kennlinie für einen $500 \cdot 5 \mu\text{m}$ großen oxidgeführten InGaAs-Laser mit einer Emissionswellenlänge um 950 nm. Die Strahlqualität, beschrieben durch den M^2 -Wert (siehe Kap. 5.2.3), bleibt bis Ausgangsleistungen von 140 mW nahezu gaußförmig (beugungsbegrenzt). Ein maximaler Konvergenzwirkungsgrad von 63 % wurde gemessen.

Kennlinie eines $500 \mu\text{m}$ langen Lasers mit einer Aperturweite von $5 \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen GRINSCH¹-Bereich und Oxidblende beträgt 200 nm. Die zu oxidierende AlAs-Schicht wurde in einer homogenen Wachstumsposition hergestellt und beträgt ca. 30 nm. Die laterale Strahlcharakteristik bleibt bis zu Ausgangsleistungen nahe 140 mW nahezu gaußförmig und damit beugungsbegrenzt. Ein bei 100 mW auftretender Sprung in der Leistungskennlinie ist mit dem Anschwingen einer höheren transversalen Mode in Verbindung zu bringen. Gute Strom- und Spannungs-Charakteristiken bei hohem differentiellen Wirkungsgrad führen dabei zu hohen Konversionswirkungsgraden, welche für Laser dieser Strahlqualität bisher unerreicht waren. Ein maximaler Wert von 63 % wurde dabei gemessen.

Die Bauelemente zeigen sich als relativ unempfindlich gegenüber *COMD*². Abb. 5.11 zeigt das spektrale Verhalten eines $500 \cdot 5 \mu\text{m}$ großen, oxidgeführten Lasers bei 1.4-, 4.8- und 6.9-fachen Schwellstrom ($T=18^\circ\text{C}$). Knapp oberhalb

¹Graded Index Separate Confinement Heterostructures

²catastrophic optical mirror damage

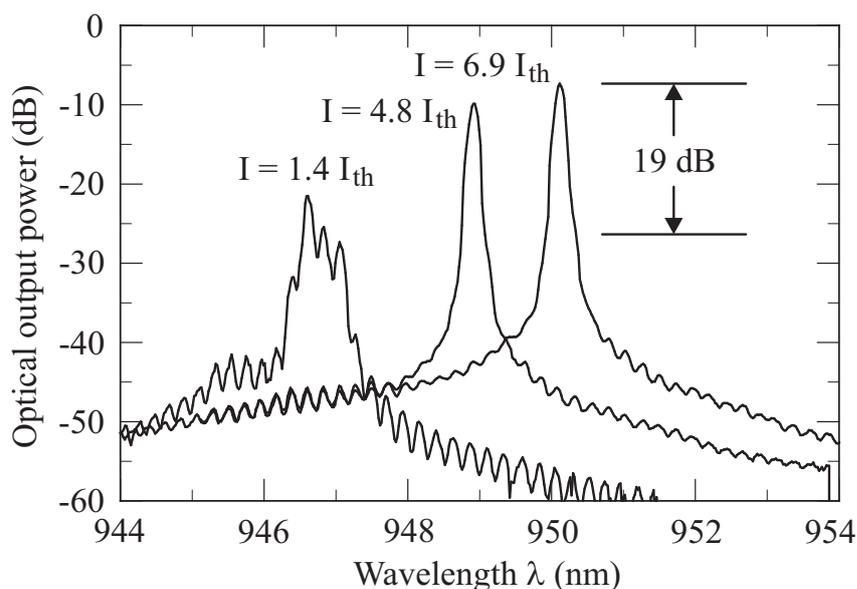


Abb. 5.11: Logarithmisch dargestellte Emissionsspektren eines oxidgeführten Lasers mit einer Resonatorlänge von $500 \mu\text{m}$ und einer Oxidaperturöffnung von $5 \mu\text{m}$ bei 1.4-, 4.8- und 6.9-fachen Schwellstrom ($T=18^\circ\text{C}$).

der Schwelle emittiert der Laser mit mehreren longitudinalen Moden bei einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 946 \text{ nm}$. Wird der Pumpstrom weiter erhöht, so lassen sich die Nebenmoden bei einer spektralen Auflösung von 0.1 nm nicht mehr vollständig trennen. Es ergibt sich eine longitudinale Nebenmodenunterdrückung von ca. 19 dB . An ähnlichen Bauelementen wurden aber auch schon Werte von über 30 dB gemessen [226].

Um eine grobe Aussage zur Lebensdauer dieser Laser zu bekommen, wurden Langzeitmessungen mit unbeschichteten Facetten bei 20°C durchgeführt. Der Pumpstrom wurde bei einem Wert von ca. 77 mA konstant gehalten, was zu Beginn der Messung einer optischen Ausgangsleistung von etwa 60 mW entspricht. Abb. 5.12 zeigt den Pumpstrom und die optische Ausgangsleistung über einen Zeitraum von knapp 1000 Stunden. Nach einer Einbrennphase in den ersten 100 Stunden fällt die Leistung der Laserdiode um $4.6\%/1000 \text{ h}$. Parallel wurde dieser Versuch auch an *ridge waveguide* Lasern durchgeführt. Dabei ergab sich ein ähnliches Verhalten. Somit konnte ein negativer Einfluß der Oxidblende auf die Lebensdauer der Laser nicht festgestellt werden.

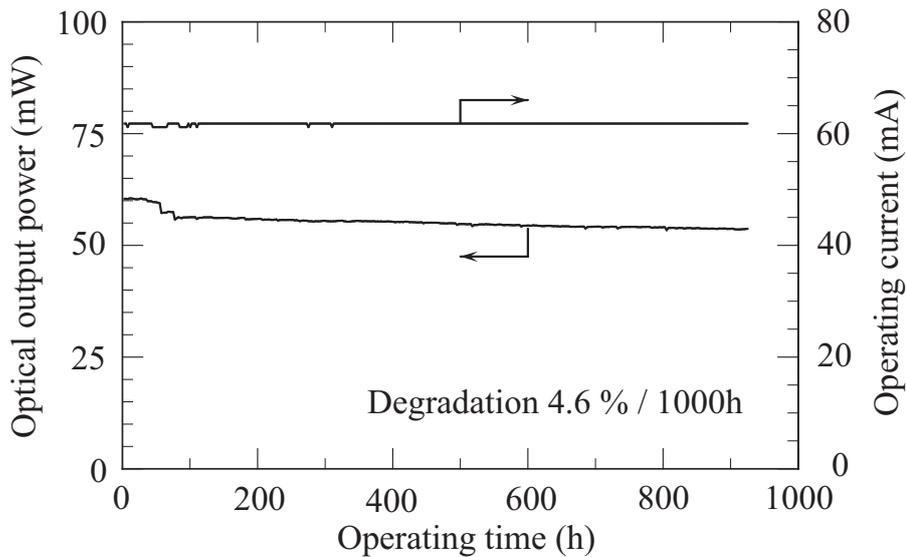


Abb. 5.12: Langzeitmessung eines oxidgeführten Lasers mit einer Resonatorlänge von $500 \mu\text{m}$ und einer Oxidaperturöffnung von $5 \mu\text{m}$ ohne Facettenbeschichtung.

5.2.2 Lichtemission bei verschiedenen Wellenlängen

Über die Variation des InAs- und AlAs- Gehaltes im Materialsystem InAlGaAs lassen sich *pseudomorph* auf GaAs Substrat gewachsene Laserstrukturen mit Emissionswellenlängen im Bereich von ca. 650 nm bis 1170 nm realisieren [227,228]. Einige Kenndaten der Laser, wie der differentielle Wirkungsgrad oder die Schwellstromdichte verschlechtern sich bei Emissionswellenlängen über 1100 nm bzw. unter 750 nm . Bei den kurzen Wellenlängen sind ein verstärkter Einbau nichtstrahlender Rekombinationszentren und reduzierter Ladungsträgereinfang als Ursachen zu nennen. Laser mit sehr langen Wellenlängen zeigen eine aufgrund hoher Gitterverspannung eine Schädigung der aktiven Schichten und verstärkte optische Absorption.

Die Wachstumsbedingungen von Lasern mit Wellenlängen kleiner 800 nm wurden im Rahmen einer Diplomarbeit schon untersucht [143]. Um diesen Wellenlängenbereich zu erreichen, wurde der Anteil von AlAs in den Quantentöpfen und im Barrierenmaterial erhöht. Aluminium bzw. AlAs ist chemisch sehr reaktiv und führt dadurch zum verstärkten Einbau von Fremdatomen wie Sauerstoff. Dieser bildet tiefe Störstellen bzw. nichtstrahlende Rekombinationszentren im Halbleiter. Die Eigenschaft des Mischungshalbleiters AlGaAs, bei einem

AlAs-Anteil über 40% indirekt zu werden und dabei eine deutlich verringerte Erhöhung der Bandlücke mit zunehmendem AlAs-Gehalt aufzuweisen, erschwert die Realisierung von Bandstrukturen mit gutem Ladungsträgereinfang. Als Konsequenz zeigen diese Laser eine reduzierte charakteristische Temperatur T_0 . Für den mit der kürzesten Wellenlänge in der Literatur veröffentlichte AlGaAs-Laser wird ein T_0 Wert von nur noch 27 Kelvin gemessen [227].

Abb. 5.13 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Lasers für eine Emis-

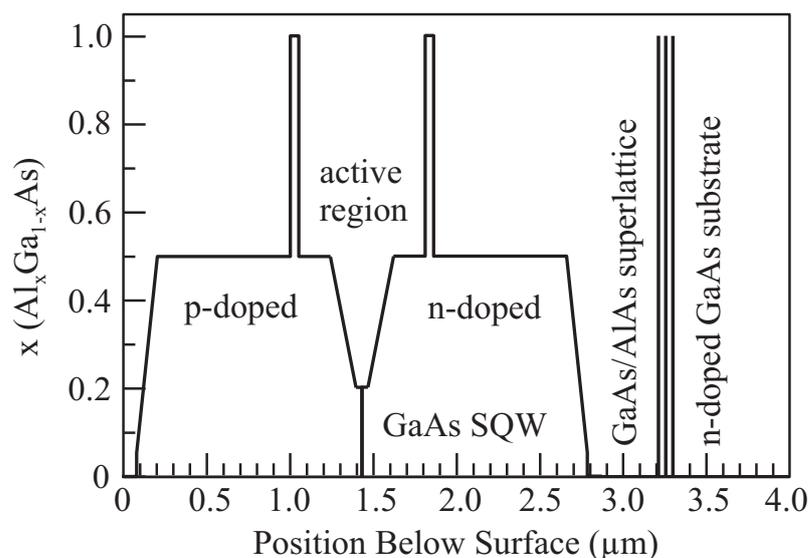


Abb. 5.13: Schematisches Schichtstruktur eines Lasers für eine Emissionswellenlänge um 850 nm.

sionswellenlänge von 850 nm. Abb. 5.14 zeigt die Kennlinien eines Lasers für eine Emissionswellenlänge von 850 nm (links). Auf der rechten Seite ist die Auswertung des reziproken differentiellen Wirkungsgrades über verschiedenen Resonatorlängen aufgetragen.

Der Wellenlängenbereich zwischen 860 nm und 930 nm erfordert für einen guten Ladungsträgereinfang das Wachstum von InAs haltigen Quantentöpfen mit AlAs haltigen Barrierenmaterial. Das Einsetzen der Desorption von Indium bei relativ niedrigen Wachstumstemperaturen (siehe Kap. 3.2.3) führt beim Wachstum der umgebenden AlGaAs Barrieren zu einer hohen Dichte nichtstrahlenden Rekombinationszentren. Auch die Einführung von Wachstumsunterbrechungen von und nach dem Quantenfilm zur Anpassung der Wachstumstemperatur an die für die jeweilige Schicht günstigen Werte zeigte keine befriedigende Verbesserung. Beim Wachstumsverfahren mittels MOVPE (Metal Organic Vapor

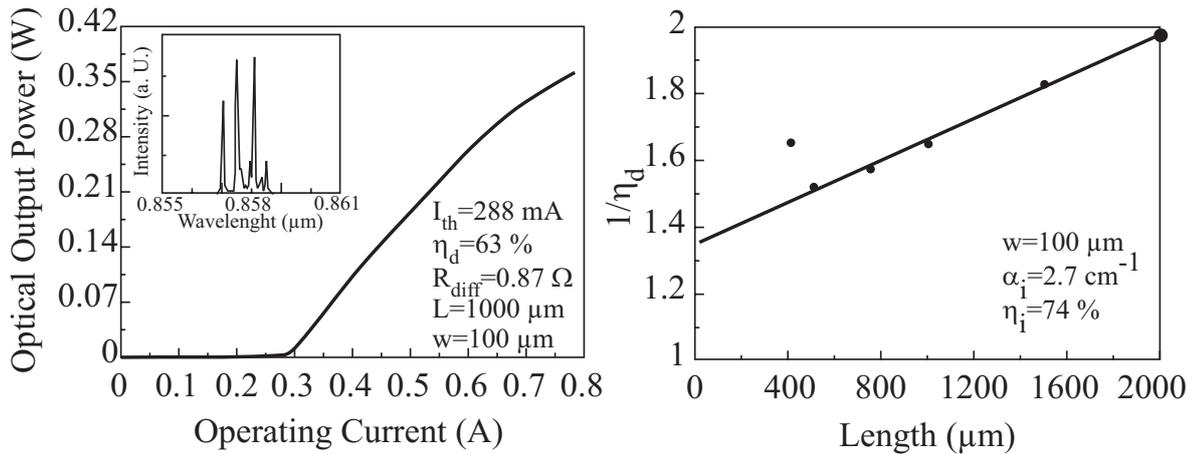


Abb. 5.14: Kennlinien eines Lasers für eine Emissionswellenlänge um 850 nm (links). Zur Ermittlung des Absorptionskoeffizients und des internen Wirkungsgrades ist der reziproke differentielle Wirkungsgrad über verschiedenen Resonatorlängen aufgetragen (rechts).

Phase Epitaxy) tritt die Desorption erst bei sehr viel höheren Temperaturen auf. In der Literatur finden sich deshalb sehr gute Laserstrukturen mit Emissionswellenlängen um 910 nm welche mit dieser Methode hergestellt wurden [229,230].

Im Wellenlängenbereich zwischen 940 bis 950 nm wurden Laser mit einem 8 nm dicken aktiven $\text{In}_{15}\text{Ga}_{85}\text{As}$ Quantentopf umgeben von GaAs Barrieren hergestellt. Abb. 5.15 zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Lasers für eine Emissionswellenlänge von 940 nm. Diese Struktur des Quantentopfs weist nur eine geringe Tiefe und damit einen geringen Ladungsträgereinfang auf. Trotzdem konnte eine charakteristische Temperatur T_0 um 100 K und Transparenzstromdichten unter 100 A/cm^2 gemessen werden [159]. Abb. 5.16 zeigt die Kennlinie eines $100 \mu\text{m}$ Breitstreifenlasers für eine Emissionswellenlänge von 940 nm, welcher auf eine Diamantwärmesenke aufgebaut ist. Die Ausgangsleistung beträgt bei unbeschichteten Laserfacetten etwa 1.5 W je Facette. Bei einer Ausgangsleistung von ca. 1 W ergibt sich bei diesem Laser ein maximaler Konversionswirkungsgrad von 63 %.

Wird der InAs-Gehalt und damit die Tiefe des Quantentopfs weiter erhöht, so verbessert sich nicht nur der Ladungsträgereinfang, sondern es wird auch die biaxiale Verspannung größer. Diese führt zu einer Änderung der Bandstruktur, welche u. a. die effektive Masse schwerer Löcher im Valenzband reduziert. Die

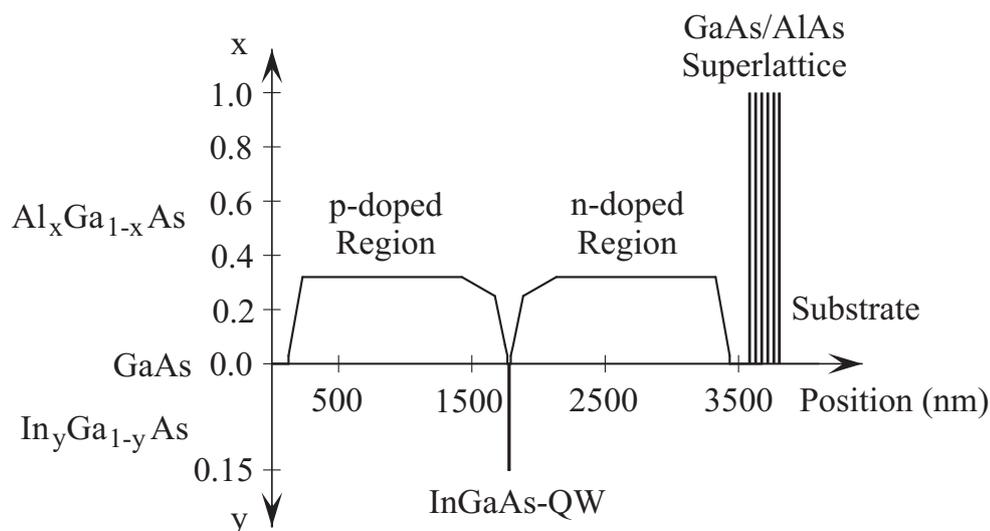


Abb. 5.15: Schematisches Schichtstruktur eines Lasers für eine Emissionswellenlänge um 940 nm.

Besetzungsstatistik der Ladungsträger in Valenz- und Leitungsband verändert sich dahingehend, daß die *Bernard-Duraffourg* Schwellstrombedingung für kleinere Stromdichten schon erreicht wird. Theoretische Berechnungen sagen hiermit eine Reduzierung der Schwellströme bis zu einem Faktor 10 für extrem hohe Verspannungen (3,7 %, z.B. InP auf GaAs) voraus [158].

Emissionswellenlängen um 980 nm wurden durch einen 8 nm dicken $\text{In}_{0.19}\text{Ga}_{0.81}\text{As}$ -Quantentopf, welcher von GaAs-Barrieren umgeben ist erzielt. Die restliche Struktur entspricht der eines bei 940 nm emittierenden Lasers wie

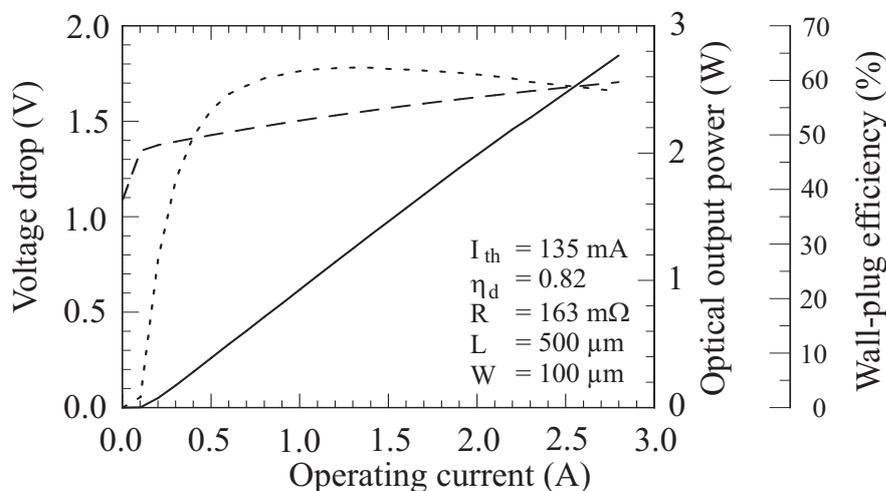


Abb. 5.16: Kennlinien eines Lasers für eine Emissionswellenlänge um 940 nm.

in Abb. 5.16 gezeigt. Diese Struktur des Quantentopfs führt zu Transparenzstromdichten um 80 A/cm^2 . Abb. 5.17 zeigt die Kennlinien eines $100 \mu\text{m}$ Breit-

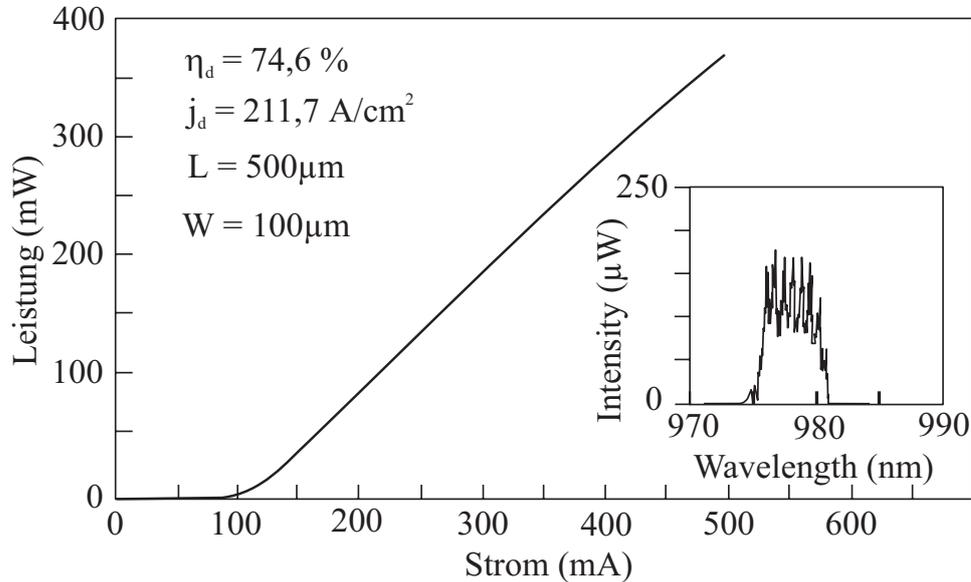


Abb. 5.17: Kennlinien eines Lasers für eine Emissionswellenlänge um 980 nm . Dieser wurde *junction-side up* un aufgebaut im CW-Betrieb bei Raumtemperatur gemessen.

streifenlasers bei einer Emissionswellenlänge von 980 nm , welcher *junction-side up* un aufgebaut im CW Betrieb gemessen wurde. Das Bauelement besitzt bei einer Streifenbreite von $100 \mu\text{m}$ und $0,5 \text{ mm}$ Länge einen differentiellen Wirkungsgrad von $74,6 \%$. Der differentielle Widerstand beträgt $0,49 \Omega$ mit einer Schwellstromdichte von $211,7 \text{ A/cm}^2$.

Bei weiterer Erhöhung des InAs-Gehaltes im Quantentopf gelangt man an eine kritische Verspannung, bei der Gitterfehlstellen entstehen. Die Verwendung nur eines Quantenfilms ermöglicht Emissionswellenlängen um 1100 nm , ohne daß die Charakteristiken der Laser allzu sehr durch Gitterfehler beeinflußt werden [35]. Die hier verwendete Laserstruktur verwendet einen $\text{In}_{0,34}\text{Ga}_{0,66}\text{As}$ Quantenfilm mit einer Dicke von 8 nm . Der InAs-Gehalt des Quantenfilms wurde dabei aus der Emissionswellenlänge des Lasers von 1116 nm bestimmt. Abb. 5.18 zeigt die Kennlinien eines $100 \mu\text{m}$ Breitstreifenlasers mit einer Emissionswellenlänge von $1112,8 \text{ nm}$. Die Schwellstromdichte eines $500 \mu\text{m}$ langen Laser beträgt 300 A/cm^2 . Dieser Wert ist etwa um ein Viertel höher als bei vergleichbaren Lasern mit Emissionswellenlängen um 980 nm . Die um etwa einen Faktor fünf erhöhte Absorption kann nicht durch eine größere wellenlängenabhängige

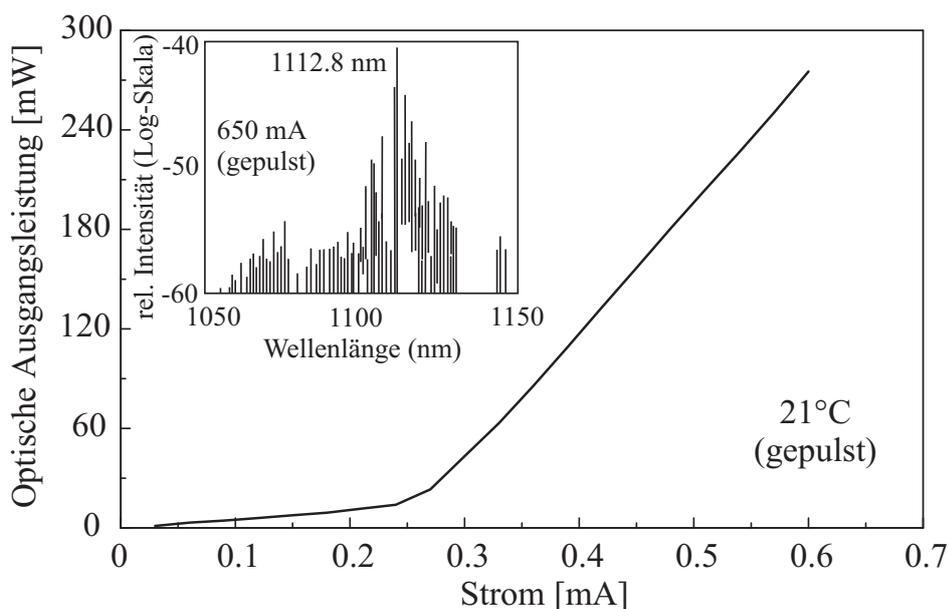


Abb. 5.18: Kennlinien eines Lasers mit einer Emissionswellenlänge von 1112,8 nm.

Absorption an freien Ladungsträgern erklärt werden. Somit ist von Gitterfehlstellen aufgrund der hohen Verspannung im aktiven Bereich auszugehen. Abb. 5.19 zeigt die Diagramme zur Ermittlung der Transparenzstromdichte-

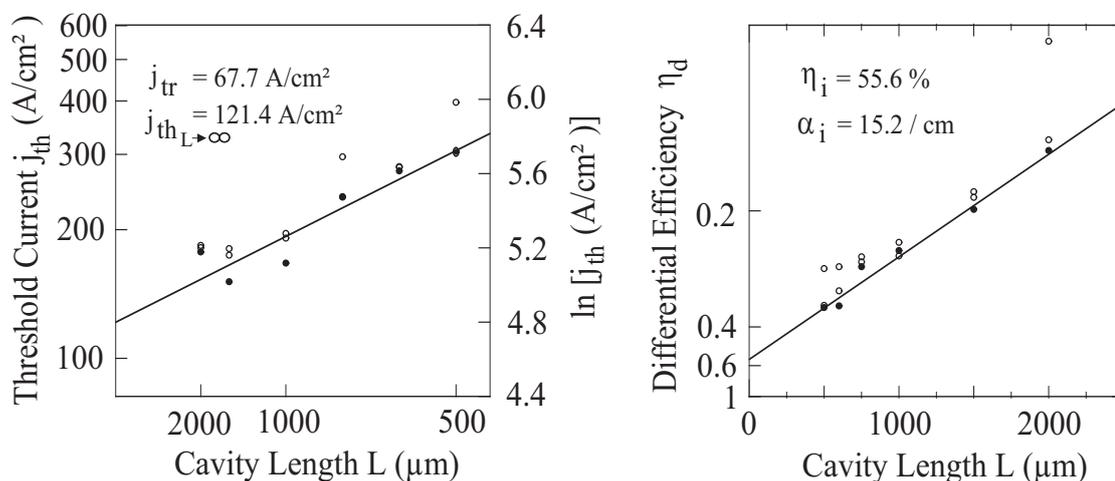


Abb. 5.19: Transparenzstromdichte (links) und interner Wirkungsgrad (rechts) eines Lasers mit einer Emissionswellenlänge von 1112,8 nm.

te (links) und des internen Wirkungsgrades (rechts). Auffallend ist die bei großen Verspannungen des Quantenfilms reduzierte Transparenzstromdichte von $67,7 A/cm^2$.

5.2.3 Verstärker

Hauptsächlich um höhere Ausgangsleistungen bei guter Strahlqualität zu erhalten, wurden in den vergangenen Jahren optische Halbleiterverstärker entwickelt. Die Anwendung reicht von der Freistrahübertragung, Anwendungen in der Medizintechnik bis zum Pumpen von Festkörperlasern. Herkömmliche Breitstreifenlaser ermöglichen hohe Ausgangsleistungen, dies führt aber zu einer verschlechterten Strahlqualität aufgrund von Filamentierung und der Änderung der modalen Charakteristik.

Bezüglich bestimmter Kenndaten zeigen sich trapezförmige Wellenleiter als vorteilhaft. Abb. 5.20 zeigt schematisch einen solchen Trapezverstärker. Dabei

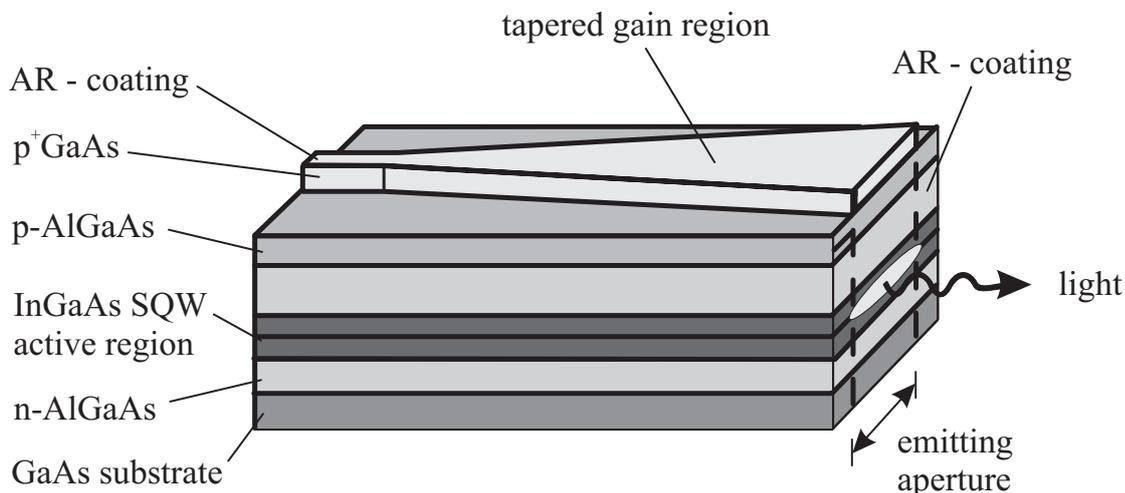


Abb. 5.20: Schematische Darstellung eines Trapezverstärkers.

wird der Querschnitt der geführten Mode von der Eingangsfacette zur Ausgangsfacette hin erhöht und dabei eine gleichmäßige Sättigung des gesamten Bauelements erzielt. Ungesättigte Bereiche führen meist zu Schwankungen in der Ladungsträgerdichte und begünstigen das Auftreten von Filamentierungen. Die Breite der Ausgangsfacette hängt vom Öffnungswinkel und der Breite der Eingangsfacette ab. Typische Breiten der Eingangfacette sind $5\ \mu\text{m}$ für Öffnungswinkel von 7° und 10° bzw. $7\ \mu\text{m}$ für Trapezverstärker mit einem Öffnungswinkel von 4° und 5° . Die Strominjektion erfolgt wie beim Halbleiterlaser. Die Ein- und Auskoppelfacetten sind entspiegelt. Damit wird Lasertätigkeit im Bauelement auch bei hoher Ladungsträgerdichte unterdrückt. Durch die laterale Kontaktstruktur wird ein Ladungsträger- und ein Temperaturgra-

dient erzeugt. Diese ändern den Brechungsindex in lateraler Richtung, so daß man nicht von einer reinen Gewinnführung, sondern von einer *gemischten* Wellenführung spricht.

Die epitaktische Struktur und deren laterale Strukturierung bzw. Prozessierung entsprechen in weiten Teilen der eines Breitstreifenlasers. Ein Hauptunterschied liegt bei der Entspiegelung der Ein- und Auskoppelfacetten [231]. Die besten Ergebnisse zeigen Halbleiterstrukturen, welche zu einem breiten Nahfeld und damit einen verringerten Füllfaktor zur Folge haben. Dieses breite Nahfeld führt zu geringeren Leistungsdichten an der Facette und verringert somit Alterungseffekte bzw. ermöglicht eine höhere optische Ausgangsleistung. Besonders kritisch kann Filamentierung die Eigenschaften des Halbleiterverstärkers beeinflussen. Diese wird durch Schwankungen der Ladungsträgerdichte und Wechselwirkungen zwischen vor- und rücklaufenden Wellen hervorgerufen [232]. Der komplexe optische Brechungsindex wird inhomogen und es kommt zur Selbstfokussierung der optischen Leistung (*spatial hole-burning*) und somit zur Ausbildung von Filamenten [233]. Abb. 5.21 zeigt das optische Nahfeld eines Verstärkers mit einer

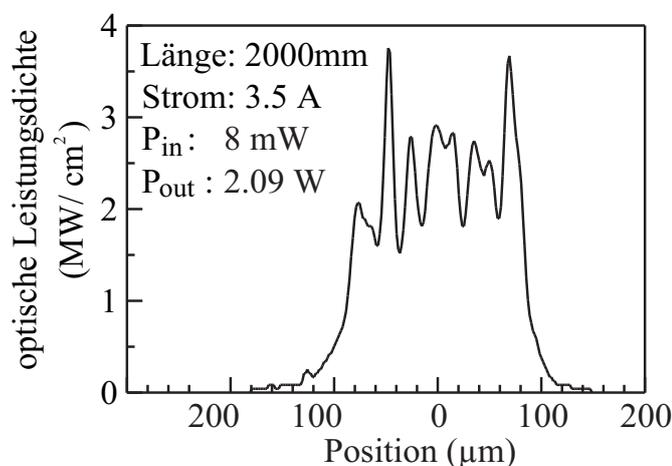


Abb. 5.21: Optisches Nahfeld eines Verstärkers mit x° Taperwinkel und einer optischen Eingangsleistung von y mW. Die maximale optische Leistungsdichte an der Ausgangsfacette beträgt $3,8 \text{ MW/cm}^2$ bei einem Strom von $3,5 \text{ A}$.

optischen Leistungsdichte an der Ausgangsfacette von $3,8 \text{ MW/cm}^2$.

Die optische Strahlqualität ist von großer Bedeutung für die technische Anwendung. Um eine minimale Fokussierung des optischen Strahls zu erlangen, sollte das Strahlprofil möglichst gaußförmig sein. Auch ist die Strahldivergenz nach der Ausbreitung des Laserstrahls bei gaußförmigen Strahlprofilen am gering-

sten. Man bezeichnet dies auch als beugungsbegrenzt. Die Kenngröße hierfür ist die Beugungsmaßzahl M^2 [159]. Vielmodige Hochleistungslaser mit mehreren Watt Ausgangsleistung besitzen typische M^2 Werte größer 10. Dagegen erzielen Monomode-Laser Werte nahe 1. Abb. 5.22 zeigt den Verlauf der Beu-

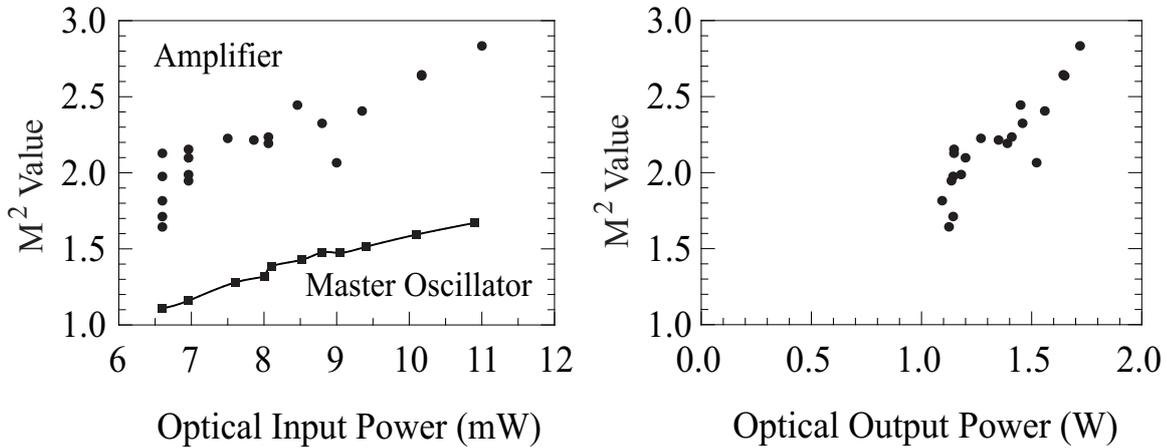


Abb. 5.22: Der Verlauf der Beugungsmaßzahl M^2 ist über der optischen Eingangs- (links) und Ausgangsleistung (rechts) aufgetragen.

gungsmaßzahl M^2 ist über der optischen Ein- und Ausgangsleistung. Die optische Pumpquelle bzw. Masteroszillator besitzt keinen idealen M^2 Wert von 1, sondern dieser wächst mit dem verwendeten Betriebsstrom.

Als Masteroszillator können verschiedene Laser eingesetzt werden. Abb. 5.23 zeigt die optische Ausgangsleistung eines VCSEL-Verstärker Systems bei ver-

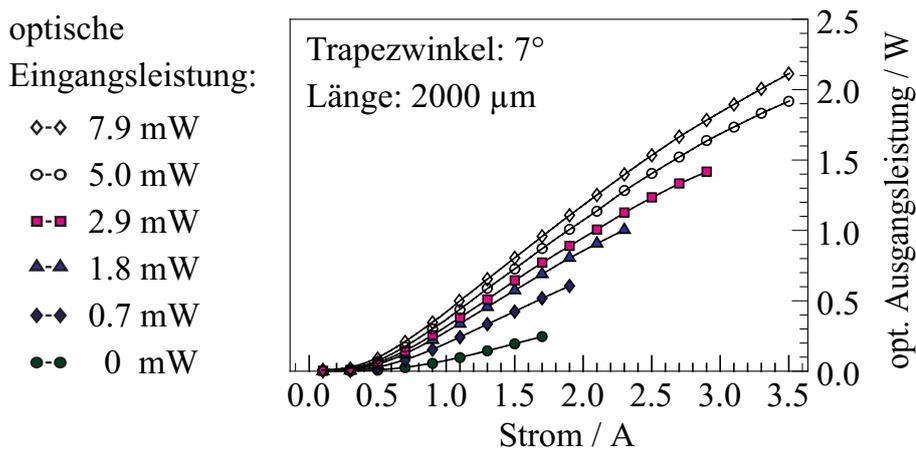


Abb. 5.23: Optische Ausgangsleistung eines VCSEL-Verstärker Systems bei verschiedenen optischen Eingangsleistungen für Verstärkerströme bis 2 A.

schiedenen optischen Eingangsleistungen für Verstärkerströme bis 2 A. Die

maximale Ausgangsleistung beträgt 530 mW bei einer optischen Leistung des VCSEL-Masteroszillators von 2.1 mW. Mit diesem System wurde auch eine Datenübertragung mit 3 GBit/s durchgeführt.

Um höhere optische Eingangsleistungen bei guter Strahlqualität zu bekommen, wurde ein kantenemittierender Monomode-Laser verwendet. Abb. 5.24 zeigt die

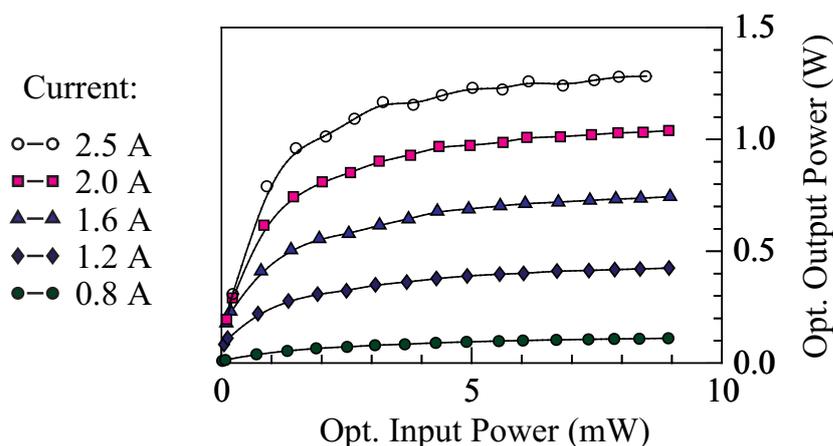


Abb. 5.24: Optische Ausgangsleistung eines Verstärkers bei verschiedenen optischen Eingangsleistungen für Verstärkerströme bis 2,5 A.

optische Ausgangsleistung eines Verstärkersystems bei verschiedenen optischen Eingangsleistungen für Verstärkerströme bis 2,5 A. Die maximale Ausgangsleistung beträgt 1,3 W bei einer optischen Leistung des Masteroszillators von 8,5 mW.

5.2.4 Hochleistungslaser

Laserquellen mit hoher optischen Ausgangsleistung größer 1 Watt besitzen eine Vielzahl kommerzieller Anwendungen. Dies sind beispielsweise die Materialbearbeitung, das Pumpen von Festkörperlasern, aber auch Anwendungen im Bereich der Drucktechnik und Medizintechnik. Gegenüber Festkörper- und Gaslasern weisen Halbleiterlaser mit Konversionswirkungsgraden über 50 % [8] eine vielfache Effizienz bei gleichzeitig hoher Lebensdauer auf [234,229,230]. Ein besonders großer Vorteil stellt in vielen Anwendungen der geringe Platzbedarf dar.

Bei *ridge waveguide* Lasern ist die Erwärmung des Lasers mit zunehmender Eingangsleistung normalerweise nicht der begrenzende Faktor für die maximale Ausgangsleistung. Vielmehr stellt die Beschädigung der Facetten (COMD) bei hohen Leistungsdichten die eigentliche Begrenzung dar [235,236]. An der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Luft kommt es zu einer Verbiegung der Bandstruktur. Dabei verringert sich das Fermi-niveau, mit der Folge einer erhöhten Selbstabsorption der Laserstrahlung [237,5]. Inhomogenitäten im aktiven Bereich führen zur Filamentierung, d.h. lokaler Überhöhung der Leistungsdichte. Diese führt zu verstärkter lokaler Facettenerwärmung. Dadurch kommt es zu einem relativ frühen Einsetzen von COMD-Beschädigungen an der Facette [238,239]. Beim verwendeten Materialsystem wird diese COMD-Schwelle bei Leistungsdichten von 1-2 MW/cm² erreicht [240]. Mit Hilfe spezieller Verfahren und Strukturen zur Beschichtung der Facette kann diese Schwelle angehoben werden [241].

Abb. 5.25 zeigt die charakteristische Kennlinien eines 200 μm Breitstreifenlasers

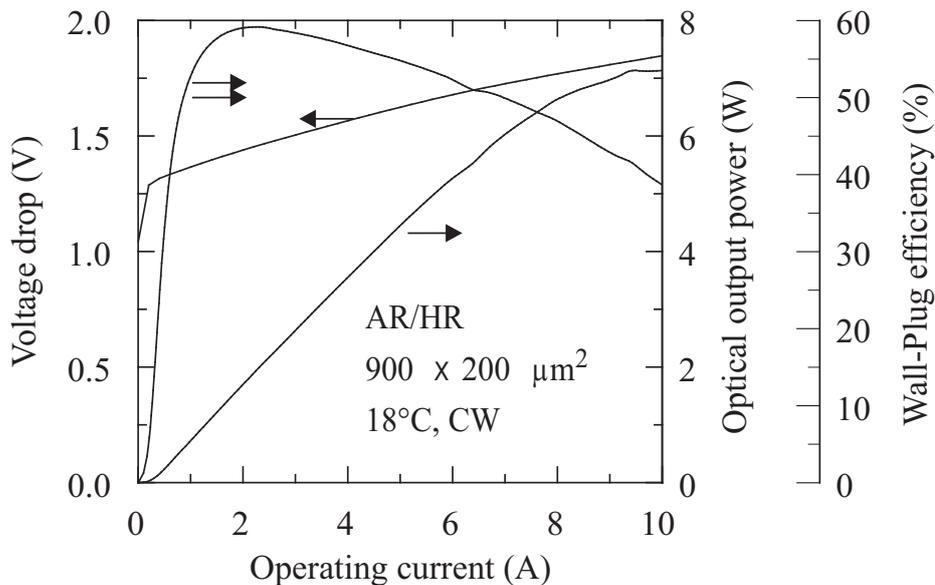


Abb. 5.25: Charakteristische Kennlinien eines 200 μm Breitstreifenlasers mit 900 μm Länge.

mit 900 μm Länge. Die Messungen wurden im CW-Betrieb bei einer Wärmesenktemperatur von 18°C durchgeführt. Der Laser besitzt eine Schwellstromdichte von 140 A/cm² und einen differentiellen Widerstand von ca. 40 m Ω . Mit einem differentiellen Wirkungsgrad von 77% kann bei einem Betriebsstrom um 2 A ein maximaler Konversionswirkungsgrad von 59% gemessen werden. Ein

Eingangstrom von 9,5 A führt zur maximalen Ausgangsleistung von 7.1 W. Für diese Messung wurde eine neu kalibrierte Ulbricht-Kugel verwendet. Abb. 5.26 zeigt die vom Institut für Lasertechnik (ILT) in Aachen gemessenen Kennda-

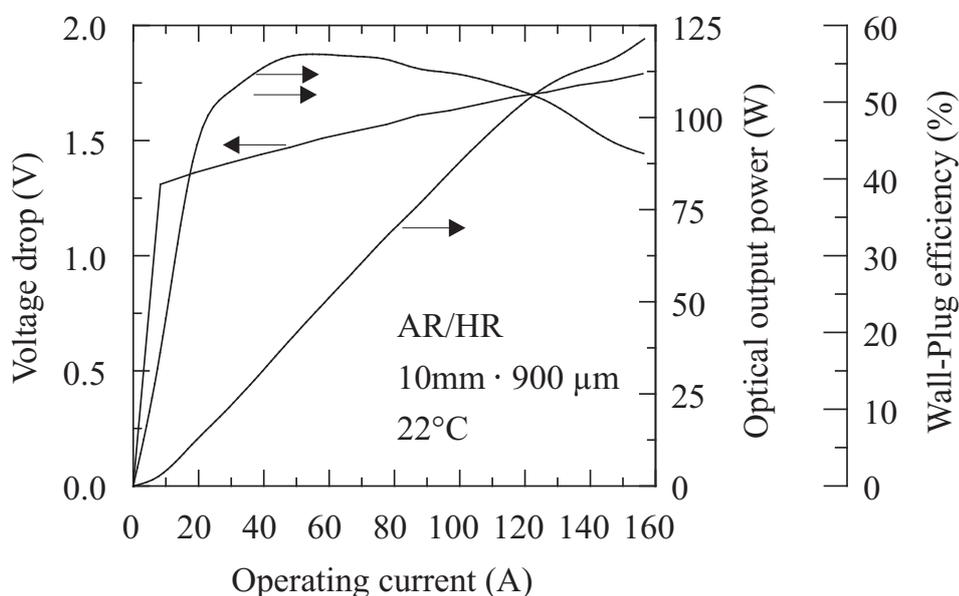


Abb. 5.26: Charakteristik eines Leistungslaserbarrens mit 20 Einzelemittlern à 900 μm × 200 μm. Die Emissionswellenlänge beträgt 980 nm.

ten an einem Barren mit 20 Breitstreifenlasern. Diese sind 200 μm breit und 900 μm lang. Der Barren wurde auf eine Diamantwärmesenke montiert und die Facetten von AR/HR³ beschichtet. Die Schwellstromdichte beträgt 160 A/cm² mit einem differentiellen Widerstand keiner als 3 mΩ. Bei einem differentiellen Wirkungsgrad von 75 % konnte ein maximaler Konversionswirkungsgrad von 56 % gemessen werden. Bei einem Eingangsstrom von 160 A wird eine Ausgangsleistung von 121 W erreicht. Der vertikale Fernfeldwinkel beträgt 34°. Ähnlich den LED-Strukturen (siehe Abschnitt 5.1.2), sind zur Steigerung der Effizienz optimale Wachstumsbedingungen insbesondere im Bereich der aktiven Zone eine entscheidende Voraussetzung. Die Minimierung von Streu- und Absorptionsverlusten im optischen Wellenleiter ist bei Hochleistungslasern eine weitere Anforderung. Die Maximierung der elektrischen Leitfähigkeit bei gleichzeitiger Minimierung der Absorption durch freie Ladungsträger setzt optimierte Dotierprofile voraus. Die Höhe der Dotierung sollte umgekehrt proportional zur Intensität des optischen Stehwellenfeldes sein. In den vorliegenden

³Anti / High Reflection

Strukturen wurde dies durch eine lineare Rampe während des Wachstums der Mantelschichten des Wellenleiters (Cladding) approximiert. Die minimale freie Ladungsträgerkonzentration beträgt $1 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$. Der maximale Wert liegt um Faktor 10 höher.

5.3 Oberflächenemittierende Laser mit Vertikalresonator

In den nachfolgenden Abschnitten werden verschiedenen VCSEL-basierende Bauelemente vorgestellt, mit dem Ziel, bestimmte Charakteristiken wie beispielsweise die Ausgangsleistung, Hochfrequenz-Eigenschaften oder modale Charakteristik zu optimieren.

5.3.1 Oxidgeführte Einmodenlaser

Durch die Oxidschicht bedingt, war mit der Einführung oxidgeführter VCSEL eine starke optische Wellenführung verbunden. Viele Gruppen arbeiteten mit mehreren oder relativ dicken Oxidschichten [242,243]. Erste Untersuchungen zum Modenverhalten dieser Laser zeigten, daß der Einmodenbetrieb nur bei sehr kleinem aktiven Durchmessern zu beobachten war [244]. Um die starke Wellenführung als mögliche Ursache zu untersuchen, wurde ein theoretische Modell entwickelt [245]. Daraus ergab sich, daß eine minimale optische Führung durch Reduktion der Oxidschichtdicke und deren Positionierung in den Knoten des optischen Stehwellenfeldes anzustreben ist. Außerdem kann durch die Wahl eines, von der aktiven Zone weiter entfernt liegenden Knotens eine weitere Verbesserung erzielt werden. Um dies zu untersuchen wurden mehrere Proben hergestellt. Abb. 5.27 zeigt schematisch die VCSEL Schichtstruktur im Bereich der aktiven Zone und der Oxidblende mit zugehörigem optischen Stehwellenfeld des Resonators. Die in diesem Bild dargestellten Proben besitzen oxidierbare AlAs-Schichten (schraffiert eingezeichnet) an zwei verschiedenen Positionen. Bei Probe A liegt diese näher an der aktiven Zone und besitzt

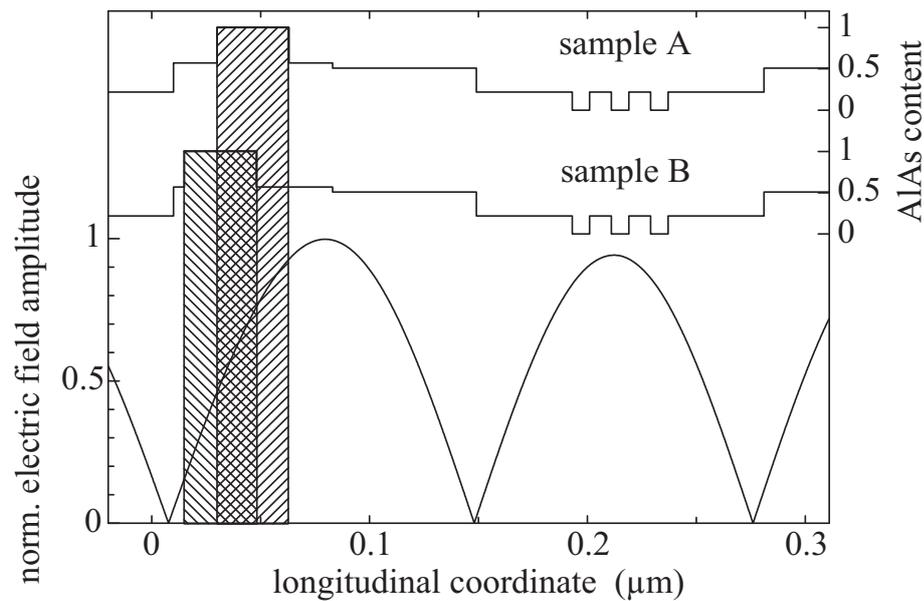


Abb. 5.27: Schematische VCSEL Schichtstruktur im Bereich der aktiven Zone und der Oxidblende mit zugehörigem optischen Stehwellenfeld des Resonators für zwei Proben mit unterschiedlicher Position der oxidierten AlAs-Schicht.

einen stärkeren Überlapp mit dem Stehwellenfeld, was ein Maß für die Stärke der optischen Führung darstellt. Abb. 5.28 zeigt Ausgangskennlinien und Spek-

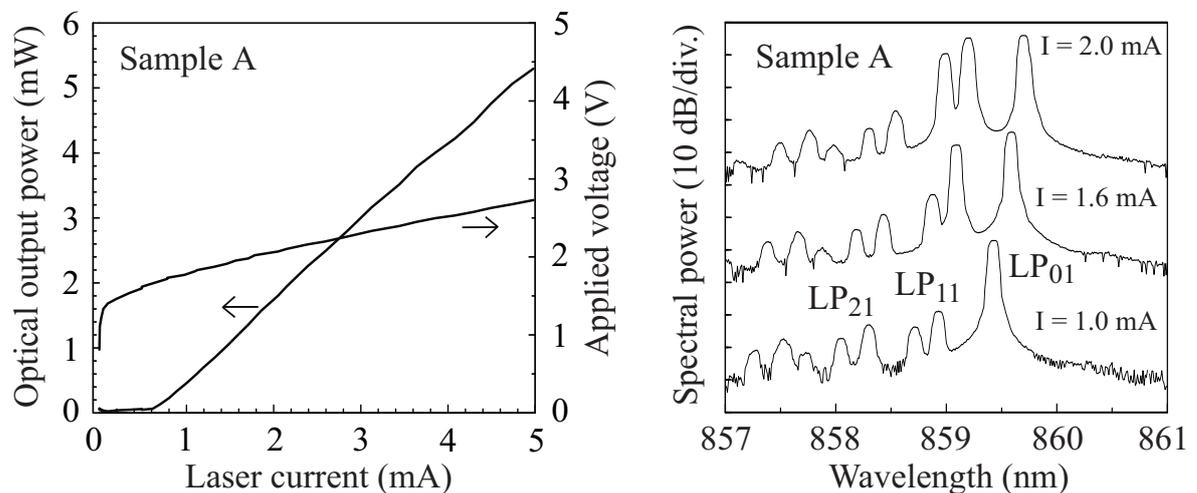


Abb. 5.28: Ausgangskennlinien und Spektren einer Laserdiode der Probe A mit $4 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser.

tren einer Laserdiode der Probe A mit einem aktiven Durchmesser von $4 \mu\text{m}$. So treten höhere transversale Moden mit großer Intensität schon bei einem kleinen Strom oberhalb Laserschwelle auf. Betrachtet man die schwächer op-

tisch geführte Probe B in Abb. 5.29 mit den Ausgangskennlinien und Spektren

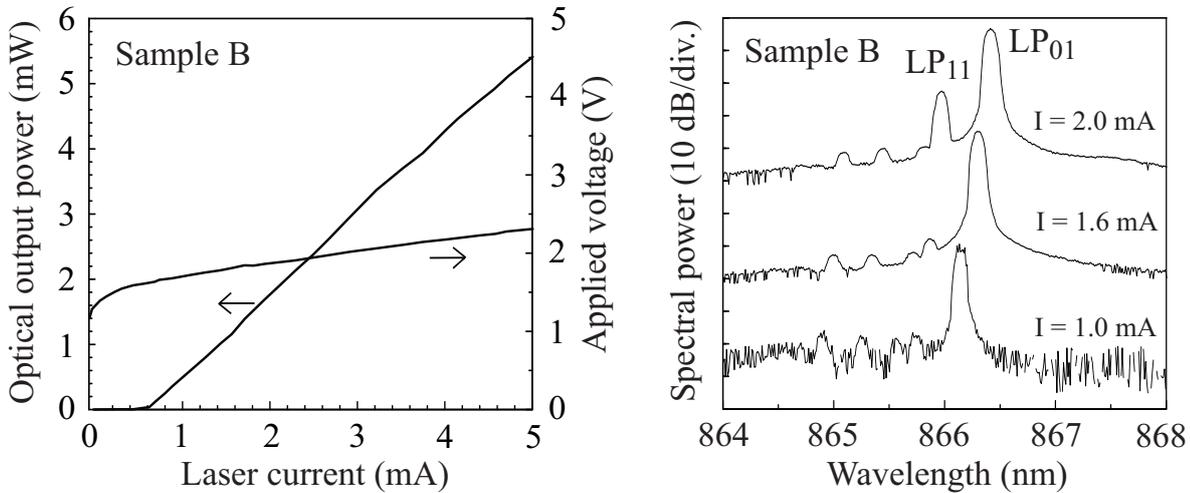


Abb. 5.29: Ausgangskennlinien und Spektren einer Laserdiode der Probe B mit $4\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser.

ebenfalls mit $4\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser, so ist im Vergleich zur Probe A ist eine deutlich verbesserte Abschwächung höherer Moden erkennbar. Selbst bei 3-fachem Schwellstrom von $2,0\ \text{mA}$, besitzt die nächst höhere Mode eine um $20\ \text{dB}$ geringere Intensität. Noch höhere Moden treten kaum in Erscheinung. Trotz der deutlichen Verbesserung sind die zur Erzeugung einmodiger Abstrahlung nötigen aktiven Durchmesser mit weniger als ca. $5\ \mu\text{m}$ ungünstig. So ist die maximale optische Ausgangsleistung durch die kleine aktive Fläche stark begrenzt. Auch die zu erwartende Lebensdauer und die Herstellbarkeit der Bauelemente ist problematisch. Eine Verlagerung der Oxidblende in das Zentrum des Knotens im Stehwellenfeld bzw. zu einem weiter von der aktiven Zone entfernten Knoten zeigte keine deutliche Verbesserung.

Um den aktiven Durchmesser zu erhöhen und gleichzeitig die Nebenmodenunterdrückung beizubehalten, wurden zwei weitere Konzepte verfolgt. Bei beiden war das Ziel, höhere Moden mit einem größeren Verlust zu behaften. Dazu wird die unterschiedliche räumliche Ausdehnung bzw. Verteilung zwischen der Grundmode und höheren Moden ausgenutzt [246]. Wie in Abb. 5.30 dargestellt, wird der DBR Spiegel lateral strukturiert, so daß die Fundamentalmode im Zentrum möglichst unbeeinflusst bleibt, die Reflektivität höherer Moden aber abgesenkt wird. Dazu wird an der Grenzfläche vom Halbleiter zur Luft, ringförmig im Auskoppelfenster ein Teil abgeätzt. Die Tiefe der Ätzung richtet sich nach dem optischen Stehwellenfeld. Bei Tiefen um $\lambda/4$ wird die Probe für höhere Mo-

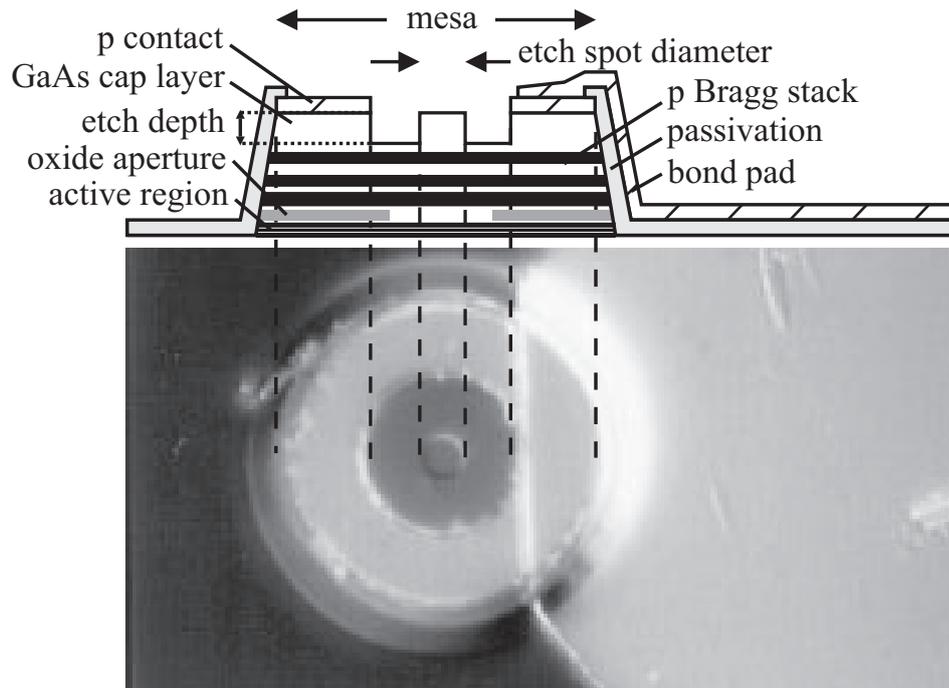


Abb. 5.30: Ätzprofil einer Laserdiode mit Oberflächenätzung.

den optimal *entspiegelt*. Der Durchmesser des ungeätzten Bereichs im Zentrum ist ein weiterer Parameter. Für diesen Durchmesser konnten günstige Größen um etwa 3 bis 5 μm ermittelt werden [247]. Abb. 5.31 zeigt die Ausgangs-

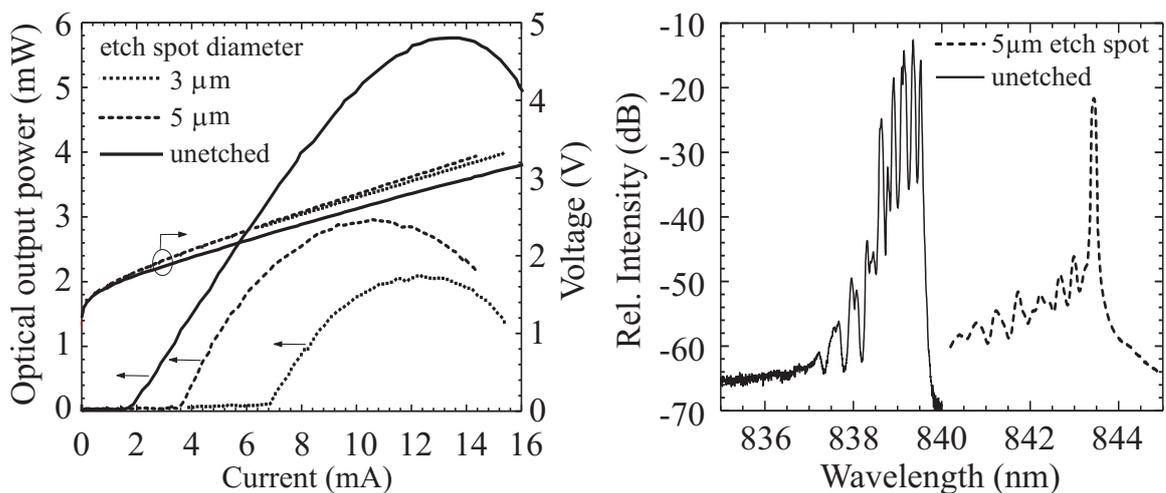


Abb. 5.31: Ausgangskennlinien und Spektren einer Laserdiode mit Oberflächenätzung und einem aktiven Durchmesser von 7 μm .

kennlinien und Spektren einer Laserdiode mit Oberflächenätzung und aktiven Durchmesser von 7 μm .

Die zweite Methode arbeitet mit einem verlängerten Resonator. Dieser besitzt die Eigenschaft, einen größeren Streuverlust bei höheren Moden zu erzeugen. Hierzu wurden Proben mit unterschiedlich langen Pufferschichten (2, 4, 8 μm) in den Resonator integriert. In Abb. 5.32 sind die Ausgangskennlinien

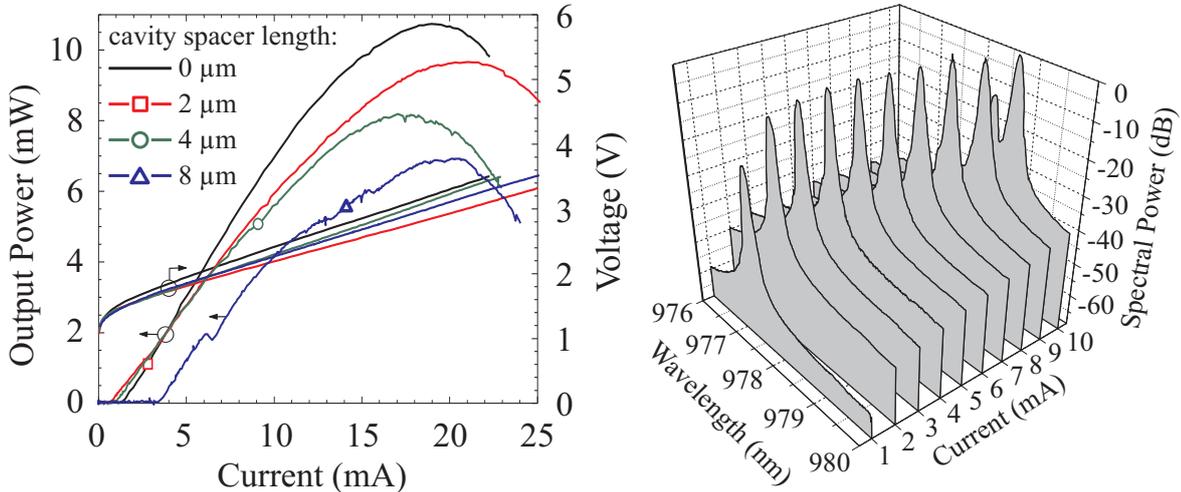


Abb. 5.32: Ausgangskennlinien von Laserdioden mit einem verlängertem Resonator und einem aktiven Durchmesser von etwa $7 \mu\text{m}$ (links). Die Spektren eines um $4 \mu\text{m}$ verlängerten Resonators bei verschiedenen elektrischen Strömen (rechts).

und Spektren einer Laserdiode mit einem verlängertem Resonator und einem aktiven Durchmesser von etwa $7 \mu\text{m}$ dargestellt. Die Bauelemente mit einem um $4 \mu\text{m}$ verlängerten Resonator erreichen dabei eine maximale Singlemode-Leistung von mehr als 5 mW.

Für die Anwendung dieser einmodigen VCSEL in hoch bitratigen Übertragungssystemen sind noch weitere Untersuchungen, bzw. eine entsprechend auf Hochfrequenzeigenschaften optimierte Prozessierung und Montage notwendig.

5.3.2 Laser verschiedener Emissionswellenlängen

Für viele Anwendungen sind die häufig verwendeten Emissionswellenlängen der VCSEL von 850 nm und 980 nm ungeeignet. Um beispielsweise für den Bereich

der Sensorik geeignete Laser kurzer Emissionswellenlänge unter 800 nm herzustellen, müssen die Spiegel bezüglich Absorption angepaßt werden. Hierzu wurde ein minimaler AlAs-Gehalt im AlGaAs von 30 % verwendet. Bei dieser Zusammensetzung beginnt die Fundamentalabsorption bei etwa 700 nm zu dominieren. Um das Maximum des optischen Gewinnspektrums zu kürzeren Wellenlängen zu verschieben, wurden die Quantentöpfe auf eine Dicke von 6 nm reduziert, der AlAs-Gehalt in der Barriere und die Zahl der Quantentöpfe auf vier erhöht. Das spektrale Gewinnmaximum liegt dabei aber noch oberhalb von 800 nm. Abb. 5.33 zeigt die Kennlinien und das Spektrum eines VCSELs

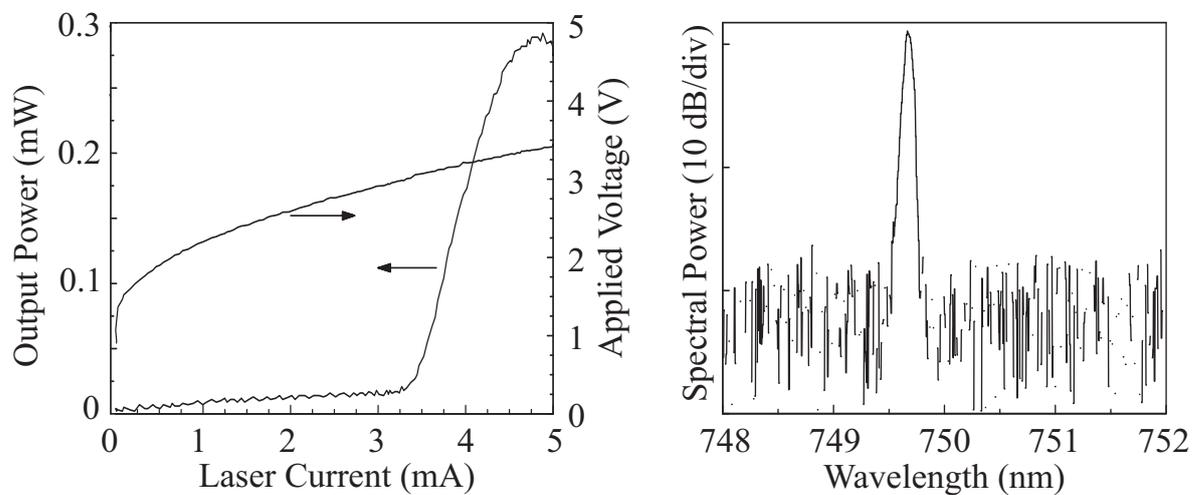


Abb. 5.33: Kennlinien und Spektrum eines VCSELs mit aktivem Durchmesser von $4\ \mu\text{m}$ und einer Emissionswellenlänge von 750 nm.

mit einem aktiven Durchmesser von $4\ \mu\text{m}$ und einer Emissionswellenlänge von 752 nm. Für Wellenlängen unter 750 nm führen die dazu nötigen Stromdichten bei kontinuierlichem Betrieb zu großer interner Erwärmung. Im gepulsten Betrieb konnten aber deutlich kürzere Emissionswellenlängen gemessen werden. Abb. 5.34 zeigt die Kennlinien und das Spektrum eines VCSELs bei gepulstem Betrieb mit einem aktiven Durchmesser von $4\ \mu\text{m}$ und einer Emissionswellenlänge von 711 nm.

Hochbitratige Datenübertragung über große Distanzen ist durch das Dispersions- und Dämpfungsverhalten der optischen Faser begrenzt. Mit zunehmender Wellenlänge oberhalb 1000 nm verbessern sich diese Eigenschaften. Diese größeren Wellenlängen können nur erreicht werden, wenn der InAs-Anteil beim InGaAs basierenden Quantentopf erhöht wird. Hierbei sind aber enge Grenzen, aufgrund der erhöhten Verspannung, durch die Kristallphysik ge-

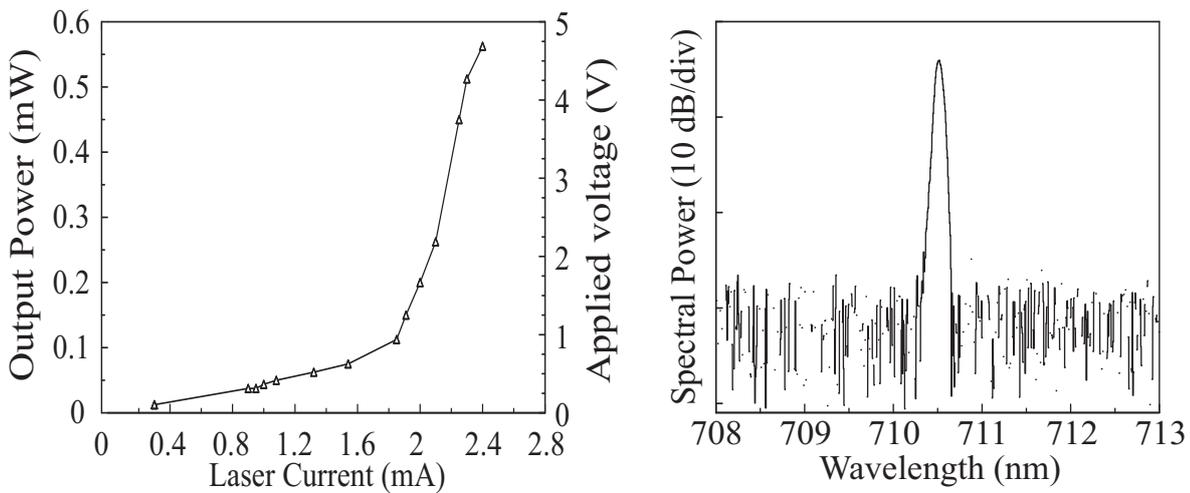


Abb. 5.34: Kennlinien und Spektrum eines VCSELs bei gepulstem Betrieb mit aktivem Durchmesser von $4\ \mu\text{m}$ und einer Emissionswellenlänge von $711\ \text{nm}$.

setzt. Durch die Optimierung von Wachstumstemperatur, dem InAs-Gehalt und die Verwendung nur eines Quantentopfes, konnten gute morphologische Eigenschaften am Kristall beobachtet werden. Abb. 5.35 zeigt die Kennlinie

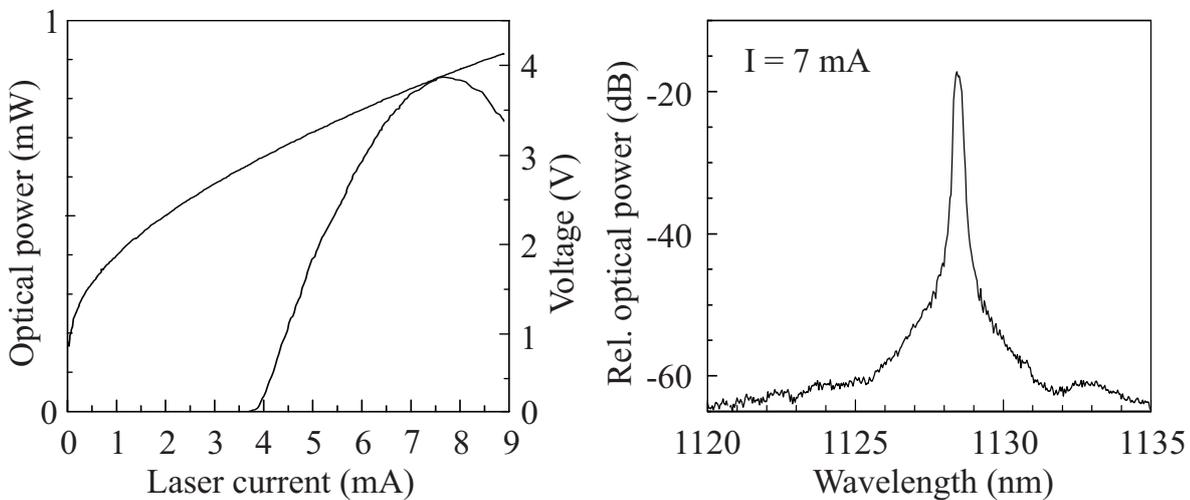


Abb. 5.35: Kennlinien und Spektrum eines VCSELs mit aktivem Durchmesser von $7\ \mu\text{m}$ und einer Emissionswellenlänge von $1128\ \text{nm}$.

und das Spektrum eines VCSELs mit einem aktivem Durchmesser von $7\ \mu\text{m}$ und einer Emissionswellenlänge von $1128\ \text{nm}$.

Mit diesem Laser wurden Datenübertragungsexperimente über eine Distanz von $10\ \text{km}$ durchgeführt. Abb. 5.36 zeigt die Datenübertragungsfehlerrate und das Augendiagramm bei einer Datenübertragungsrate von $2,5\ \text{Gbit/s}$ über eine

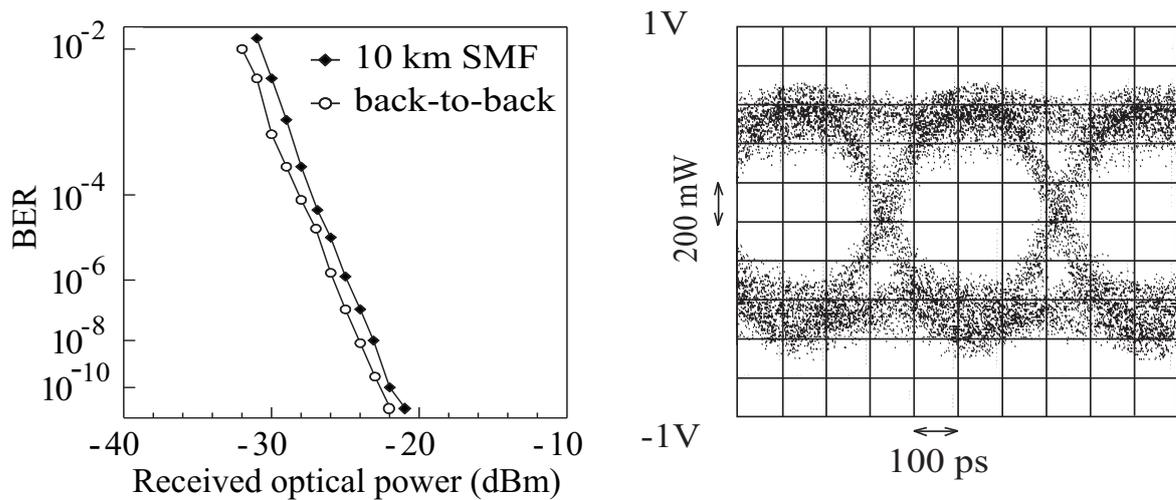


Abb. 5.36: Datenübertragungsfehlerrate und Augendiagramm bei einer Datenübertragungsrate von 2,5 GBit/s über eine Einmodenfaser mit 10 km Länge. Der VCSEL besitzt einen aktivem Durchmesser von $7 \mu\text{m}$ und eine Emissionswellenlänge von 1128 nm.

Distanz von 10 km, welche mit Hilfe des VCSEL's aus Abb. 5.35 erreicht wurde. Als Faser wurde eine Standard-Einmodenfaser für Übertragungswellenlängen um 1300 nm verwendet. In Folge dieser Arbeiten wurde von anderen Gruppen die Herstellbarkeit von kantenemittierenden Lasern [228] und VCSEL [248] bei noch längeren Emissionswellenlängen untersucht.

5.3.3 Laser mit kaskadierter Diodenstruktur

Die nur wenige Nanometer dünnen Quantentöpfe in VCSEL-Resonatorstrukturen können nur eine relativ kleine optische Verstärkung bewirken. Diese muß im Stande sein, sämtliche Verluste im Resonator zu kompensieren. Daher sind die Reflektivitäten sehr hoch zu wählen. Die dazu auf n- und p-dotierter Seite der aktiven Zone verwendeten Bragg-Spiegel bestehen aus jeweils mehr als zwanzig Spiegelpaaren, mit entsprechend ungünstigen Eigenschaften für das Strom-Spannungs-Verhalten und die thermische Leitfähigkeit des Bauelements. Insbesondere bei VCSEL Strukturen für den längerwelligen Bereich über $1 \mu\text{m}$ macht der sich Einfluß der Absorption auf die erreichbaren Reflektivitäten stark bemerkbar. Eine mögliche Lösung dieses Problems ist die Erweiterung der ak-

tiven Zone um mehrere aktive Quantentöpfe im Abstand von $\lambda/2$, wie dies beispielweise bei optisch gepumpten VECSEL (Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser) der Fall ist [249]. Bei elektrisch gepumpten Lasern scheidet dies am unsymmetrischen Ladungsträgertransport bzw. Einfang [250,251]. Die hier verwendete Methode basiert auf der Konversion von Ladungsträgern mittels einer Esaki-Tunnelodiode [252]. An dieser Diode können Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband tunneln. Es werden damit freie Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband generiert. Abb. 5.37 zeigt zwei

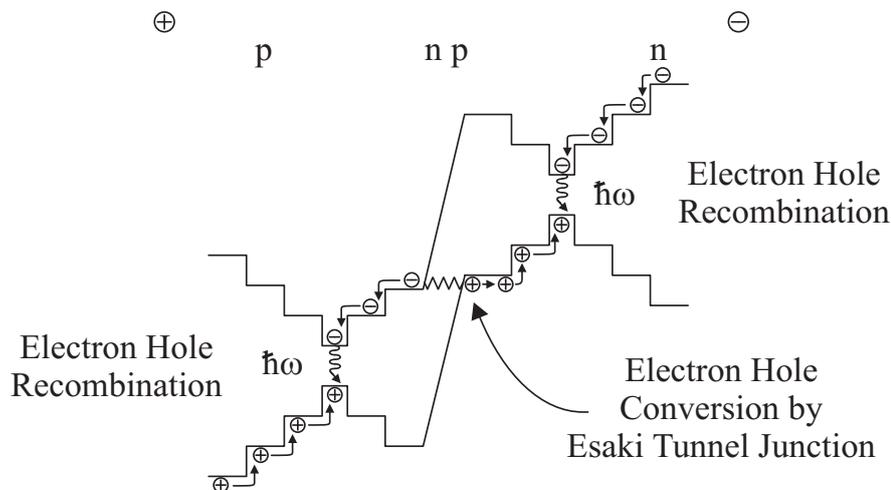


Abb. 5.37: Esaki Tunnelodiode welche in zwei aktive Bereiche, mit jeweils 3 Quantentöpfen, n- und p-Typ Ladungsträger injiziert.

aktive Bereiche, welche durch eine Esaki-Tunnelodiode getrennt sind. Die so generierten Ladungsträger werden symmetrisch in beide aktive Zonen injiziert und rekombinieren strahlend. Die Hauptproblematiken des Esaki-Übergangs sind, einen geringen elektrischen Widerstand bei möglichst vernachlässigbarer optische Absorption bereitzustellen. Abb. 5.38 zeigt den Einbau der Struktur aus Abb. 5.37 in eine VCSEL-Struktur. Um die Absorption an der Esaki-Diode möglichst gering zu halten, wurde diese in einen Knoten des Stehwellenfeldes gelegt. Erste Versuche, an einer solchen Laserstruktur stimulierte Emission zu generieren, waren bei Raumtemperatur nur im elektrisch gepulsten Betrieb möglich [253]. Der Grund lag in einer hohen internen Erwärmung des Bauelements am Tunnelübergang. Somit war es notwendig, diese Esaki-Tunnelodiode auf ihr ohmsches Verhalten hin zu optimieren. Abb. 5.39 zeigt die Strom-Spannungs Charakteristik einer Esaki-Diode mit Übergangszone aus GaAs und InGaAs (linke Seite), sowie die spezifischen Widerstände im stromlosen Betrieb

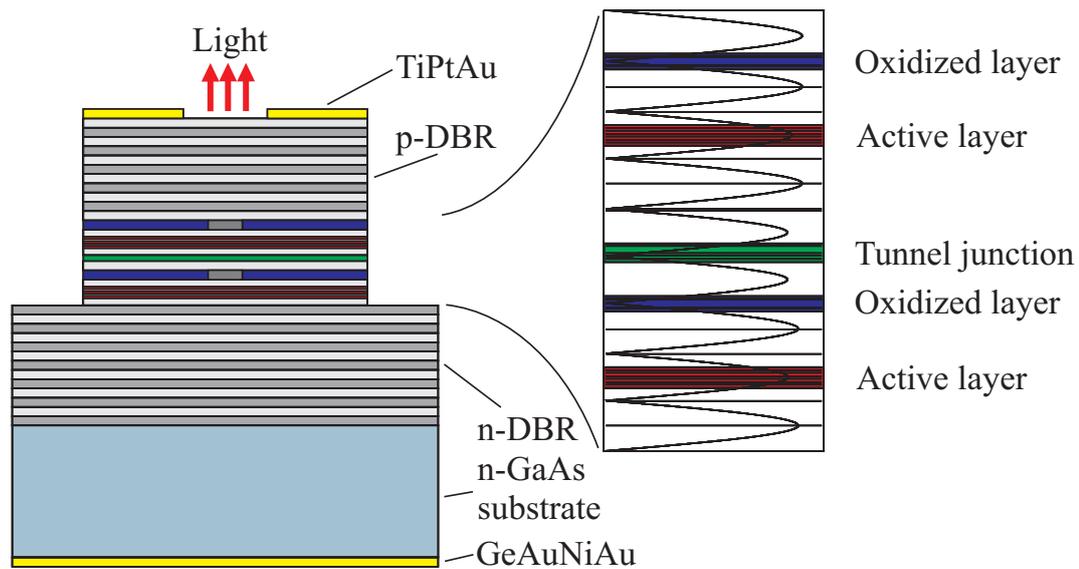


Abb. 5.38: Dioden-Kaskaden-VCSEL-Struktur mit zwei aktiven Bereichen, welche durch eine Esaki-diode getrennt sind.

an beiden verschiedenen Esaki-Übergängen in Abhängigkeit von den nominellen n-Typ Ladungsträgerkonzentrationen (rechte Seite). Die geringsten spezifischen Widerstände wurden bei der Verwendung von InGaAs-haltigen Tunnel-dioden mit einem Wert von ca. 10^{-4} cm^2 bei einer n-Typ Ladungsträgerkonzentration um $2,5 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$ erreicht. Bei höheren Konzentrationen wirkt sich der amphotere Charakter des Gruppe-IV Dotierstoffs Silizium in Form von Selbstkompensation aus.

Die nach diesen Optimierungsschritten hergestellten Dioden-Kaskaden-VCSEL, zeigen auch bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb stimulierte Emission. Abb. 5.40 zeigt die Ausgangsleistung und angelegte Spannung eines Dioden-Kaskaden-VCSEL's im Dauerstrichbetrieb (linke Seite) und Spektrum bei einem Betriebsstrom von 4 mA (rechte Seite). Dabei fällt auf, daß die angelegte Spannung gegenüber einem VCSEL ohne Diodenkaskade in etwa doppelt so hoch ist. Die angelegte Spannung muß genügend groß sein, um die Potential- bzw. Spannungsabfälle an beiden aktiven Zonen, sowie in der Tunnel-diode und in den Bragg-Spiegeln kompensieren zu können. Der erzielbare Wirkungsgrad zur Konversion elektrischer in optische Leistung (Wall-Plug oder Power Conversion) wird durch die Spannungsverdoppelung nicht halbiert. Der Grund hierfür liegt in der *mehrfachen Nutzung* der Ladungsträger in beiden aktiven Zonen. Dabei kann jede aktive Zone einen maximalen internen Wirkungsgrad

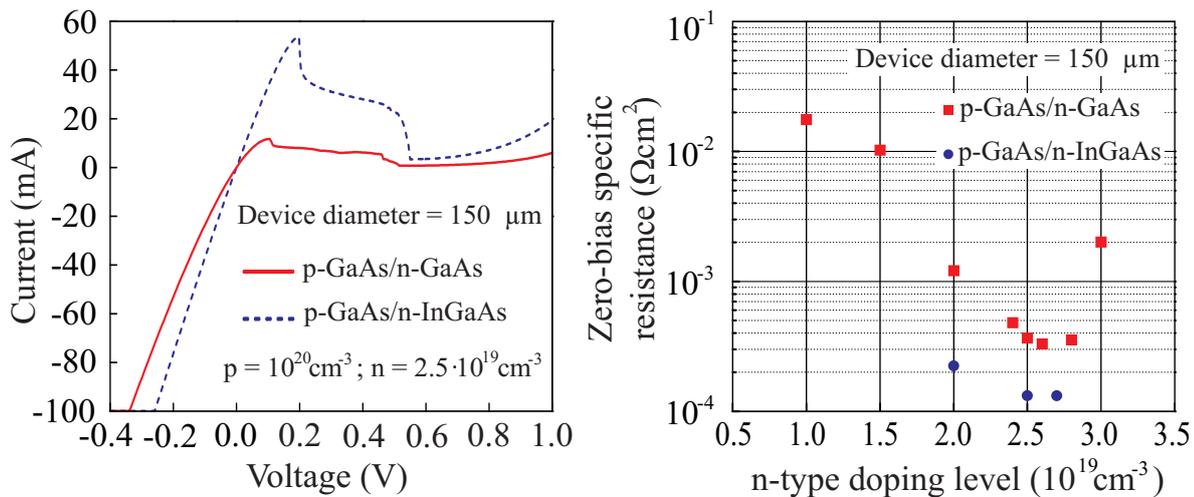


Abb. 5.39: Strom-Spannungs Charakteristik einer 150 μm großen Esaki-Diode mit einer Übergangszone aus GaAs und InGaAs (linke Seite). Die spezifischen Widerstände im stromlosen Betrieb an beiden verschiedenen Esaki-Übergängen in Abhängigkeit von der nominellen n-Typ Ladungsträgerkonzentrationen (rechte Seite).

von 100 % erzielen. Im Fall dieses, aus zwei aktiven Zonen bestehenden Systems sind also maximal 200 % möglich. Abb. 5.41 zeigt den internen Wirkungsgrad der in Abb. 5.38 dargestellten Struktur, welche als kantenemittierender Laser prozessiert wurde. Mit einem extrapolierten internem Wirkungsgrad von 120 % ist die Funktion beider aktiven Zonen deutlich erkennbar.

Diese Arbeiten haben auch andere Gruppen animiert, Esaki-Dioden in VCSEL Strukturen, insbesondere mit Emissionswellenlängen um 1,6 μm , zu integrieren [186,254]. Durch die Verwendung zweier Esaki-Dioden zwischen drei aktiven Zonen und die Anpassung des Reflektionsvermögens der DBR-Spiegel konnte, bei einer Emissionswellenlänge von 980 nm, ein differentieller Wirkungsgrad von 130 % bei Raumtemperatur demonstriert werden [255].

5.3.4 Verstärker

Ähnlich wie bei kantenemittierenden Laser, existiert auch auf Basis des VCSELs ein optischer Verstärker. Die Realisierung einer geeigneten Reflektivität ist im Fall des VCSEA (Vertical-Cavity Semiconductor Optical Amplifier)

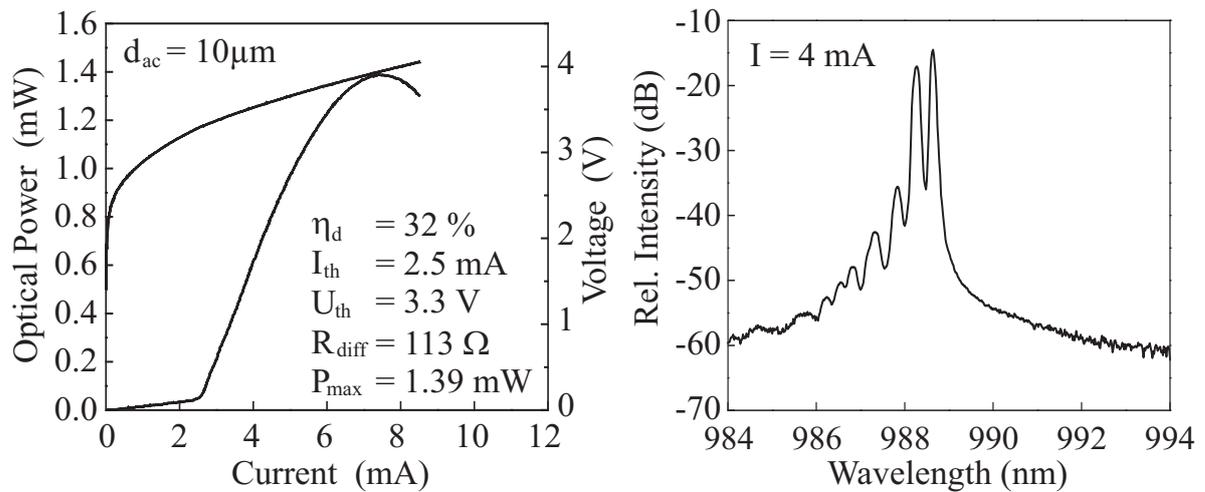


Abb. 5.40: Ausgangsleistung und angelegte Spannung eines Dioden Kaskaden VCSEL's mit $10 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser bei Dauerstrichbetrieb über dem elektrischen Eingangsstrom aufgetragen (linke Seite). Das zugehörige Spektrum bei einem Betriebsstrom von 4 mA ist ebenfalls dargestellt (rechte Seite).

vergleichsweise einfach. Dazu wurde die Reflektivität beider Resonatorspiegel gleich hoch gewählt. Dies kann über die Zahl der Spiegelpaare fast beliebig eingestellt werden. Voraussetzung ist aber, daß das Einsetzen der Lasertätigkeit weitgehend unterdrückt bleibt. Dazu wurden die Zahl der Spiegelpaare für den n- und p-dotierten DBR zu 23 und 20 gewählt. Die niederbrechenden

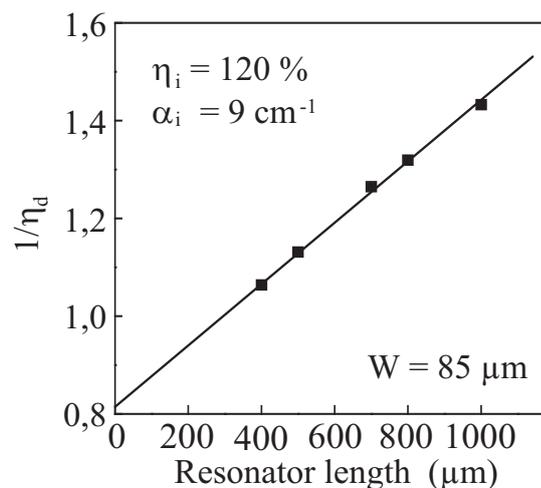


Abb. 5.41: Interner Wirkungsgrad einer Dioden-Kaskaden-VCSEL-Struktur, welche als kantenemittierender Laser prozessiert wurde.

$\lambda/4$ -Schichten bestehen aus $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, die hochbrechenden aus GaAs . Der Übergang vom Halbleiter zur Luft entspricht ungefähr der Reflektivität von 3 Spiegelpaaren. Dieser Typ von Verstärker besitzt somit relativ geringe Herstellungskosten. Die Verstärkung ist polarisationsunabhängig und die Kopplung an eine optische Faser einfach und effizient zu erreichen. Auch sonst bietet dieses Bauelement alle Vorteile des VCSEL's, wie z. B. sehr kleine Abmessungen und unmittelbare Realisierung monolithischer ein- und zweidimensionaler Arrays. Da dieses Bauelement weitgehend symmetrisch aufgebaut ist, besteht die Möglichkeit, optische Verstärkung in Transmissions- und Reflektionsrichtung zu nutzen. Abb. 5.42 zeigt die Ausgangsleistung dieses Verstärkers über der

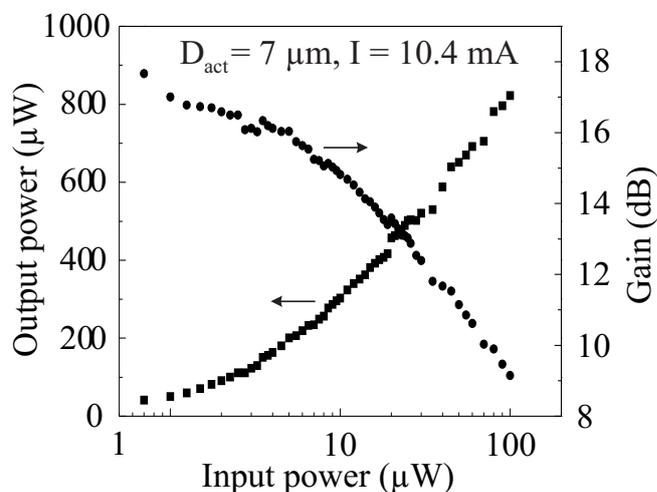


Abb. 5.42: Ausgangsleistung und optische Verstärkung als Funktion der Eingangsleistung für einen Verstärker mit $7\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser.

Eingangsleistung mit zugehöriger Verstärkung. Die Ausgangsleistung wurde am substratseitigen Spiegel bei konstantem Pumpstrom von $10.4\ \text{mA}$ bestimmt. Abb. 5.43 zeigt die Verstärkung über der relativen Wellenlänge aufgetragen. Die theoretische Gewinn–Verstärkungs–Kurve für einen Fabry-Perot–Verstärker ist nach [256]

$$G = \frac{(1 - R_t)(1 - R_b)G_s}{(1 - \sqrt{R_t R_b} G_s)^2 + 4\sqrt{R_t R_b} G_s \sin^2(2\pi(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_r})L_{eff}\bar{n}_r)} \quad (5.1)$$

mit den Reflektivitäten R_t und R_b des oberen und unteren Braggspiegels. Die Wellenlängen des zu verstärkenden Signals λ und des Resonators λ_r sowie einem mittleren Brechungsindex \bar{n}_r und der effektiven Resonatorlänge L_{eff} . G_s beschreibt dabei den Gewinn des optischen Feldes bei einem Durchlauf

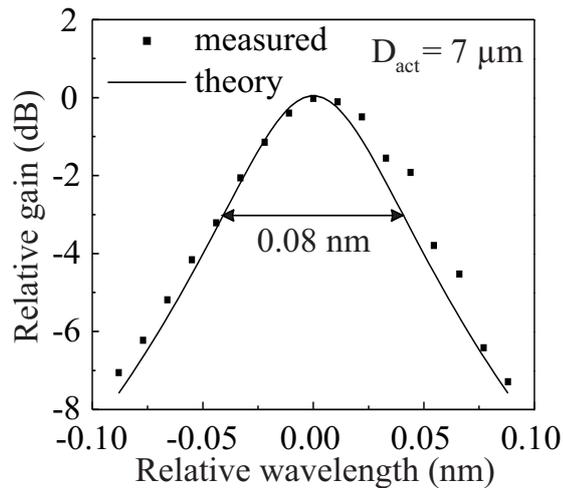


Abb. 5.43: Gemessene Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung. Die theoretische Kurve ist nach Gl. (5.1) mit den Parametern $R=98.8\%$ und $G_s = 1.01$ berechnet.

durch den Verstärker. Die theoretische Kurve in Abb. 5.43 verwendet die Parameter $R=98.8\%$ und $G_s = 1.01$. Diese schmalbandige Verstärkung ist ideal zum Einsatz als aktives Filter bzw. als selektiver Vorverstärker in Wellenlängenmultiplex-Systemen geeignet. So finden sich in der Literatur auch Verstärkerstrukturen bei Arbeitswellenlängen um $1,55 \mu\text{m}$ [257].

5.3.5 Hochleistungslaser

Die meisten Einsatzfelder für VCSEL liegen im Bereich der optischen Datenübertragung. Veröffentlichungen als Leistungslaser sind relativ selten. Erste Konzepte mit epitaxienseitiger Auskopplung zeigten, daß bei großflächig aktiven Bauelementen ein laterales homogenes elektrisches Pumpen nicht möglich ist [10]. Die Beweglichkeit der p-Typ Ladungsträger (Löcher) ist zu gering, um eine laterale Variation der Ladungsträgerdichte auszugleichen. In Folge schwingen höhere Moden des optischen Feldes mit einer relativ ungünstigen Abstrahlcharakteristik an.

Um dieses Problem zu lösen, wurden im Rahmen dieser Arbeit VCSEL mit substratseitiger Auskopplung hergestellt und untersucht. Abb. 5.44 zeigt die Bauelementstruktur eines VCSEL mit substratseitiger Emission (bottom-emitting).

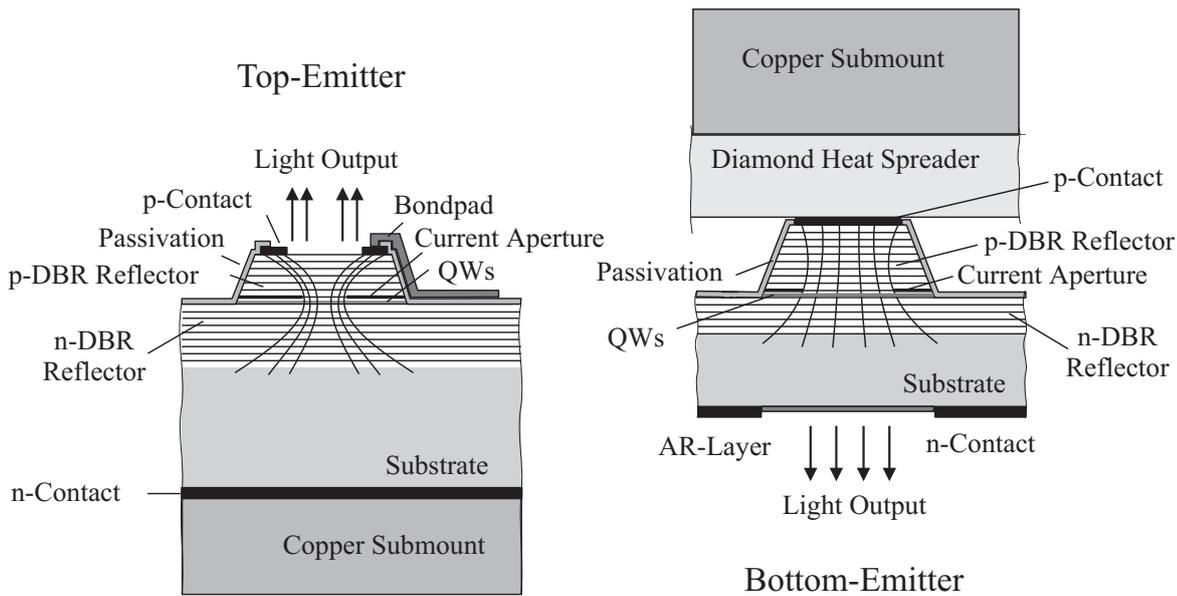


Abb. 5.44: Bauelementstruktur eines VCSEL mit epitaxialesseitiger (Top-Emitter) und substratseitiger Emission (Bottom-Emitter) aufgebaut auf einer Kombination aus Diamant- und Kupferwärmesenke.

Bedingt durch den p-seitigen Vollkontakt, kann die gesamte aktive Fläche weitgehend homogen gepumpt werden. Dies ist durch die eingezeichneten Stromflußlinien angedeutet. In Abb. 5.45 sind die Nahfeldaufnahmen der emittierenden

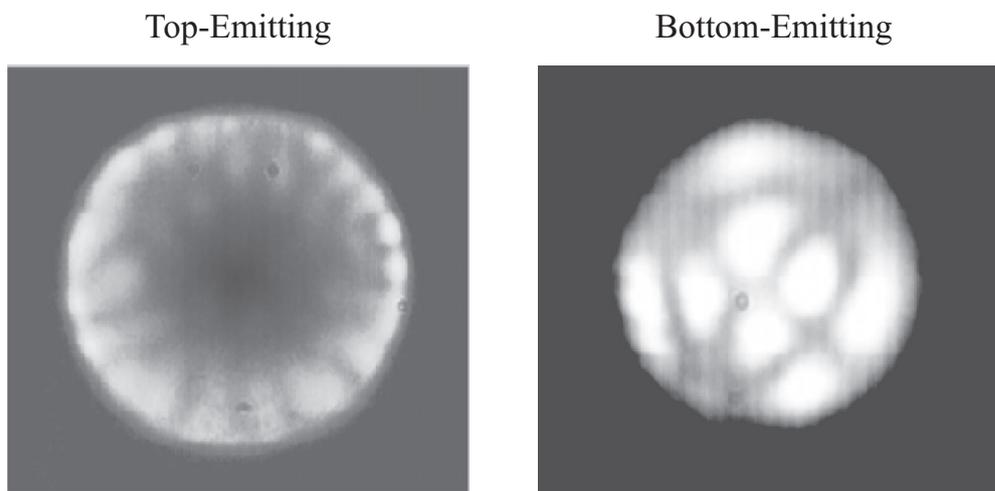


Abb. 5.45: Nahfeldaufnahme der emittierenden Fläche eines Top- und Bottom-Emitters in der Nähe des Schwellstroms.

den Fläche eines Top- und Bottom-Emitters dargestellt. Die Intensitätsmaxima der Laser-Moden sind beim Bottom-Emitter relativ gleichförmig verteilt.

Der Top-Emitter zeigt Laserbetrieb nur in einem ringförmigen Bereich. Die Konsequenz einer inhomogen gepumpten aktiven Fläche auf das gemessene Fernfeld ist in Abb. 5.46 dargestellt. Während im Fall des Bottom-Emitters

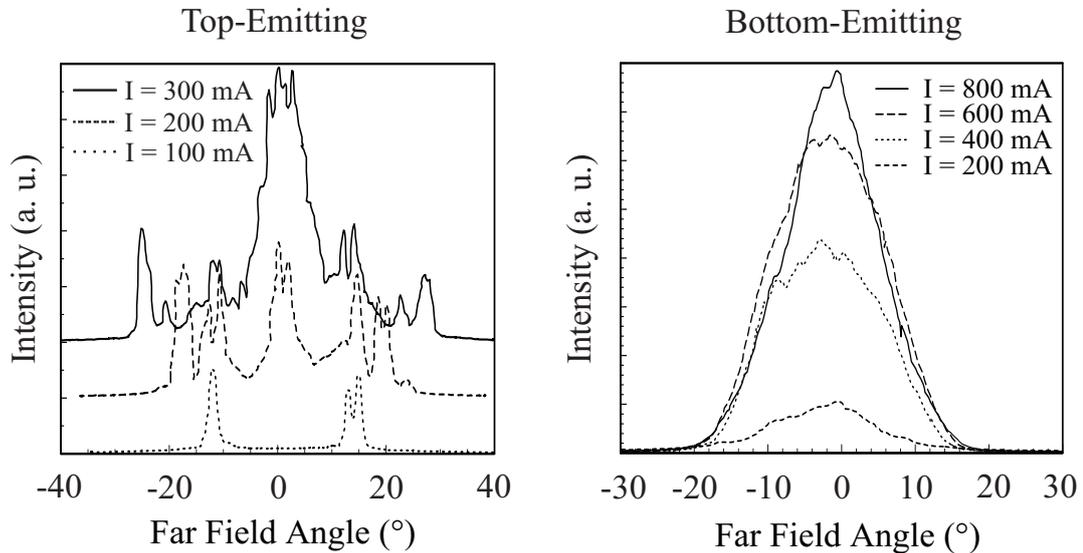


Abb. 5.46: Fernfeldverteilung der emittierenden Fläche eines Top- und Bottom-Emitters.

ein gaussförmiges Profil erkennbar ist, zeigt der Top-Emitter mehrere verteilte Maxima.

Die großflächige Ankopplung des Bottom-Emitters auf der gesamten Mesaoberfläche an eine Wärmesenke macht, gegenüber dem Top-Emitter, eine bessere Wärmeabfuhr möglich. Damit ist es auch möglich, die Verlustwärme effektiver abzuleiten. Insbesondere bei großflächigen Lasern (größer $20 \mu\text{m}$) kann das thermische Überrollen des Lasers stark reduziert werden. Abb. 5.47 zeigt die optische Ausgangsleistung von Bottom-Emittern über dem Eingangsstrom aufgetragen (links). Sehr deutlich ist zu erkennen, daß unaufgebaute VCSEL (20, 50 und $100 \mu\text{m}$ aktiver Durchmesser gestrichelt eingezeichnet) schon bei relativ kleinen Strömen thermisch überrollen. In diesem Betrieb wirkt das Substrat als Wärmesenke bzw. Wärmespeicher. Mit zunehmender aktiver Größe wächst auch die Verlustleistung bis zum Erreichen des Schwellstroms. So zeigt das Bauelement mit $50 \mu\text{m}$ Durchmesser eine maximale optische Ausgangsleistung von 63 mW , dieser Wert wird aber von dem nächst größeren Laser nicht mehr übertroffen. Noch größere Bauelemente zeigen keine Lasertätigkeit, da die interne Erwärmung beim Erreichen des nötigen Schwellstroms schon zu hoch

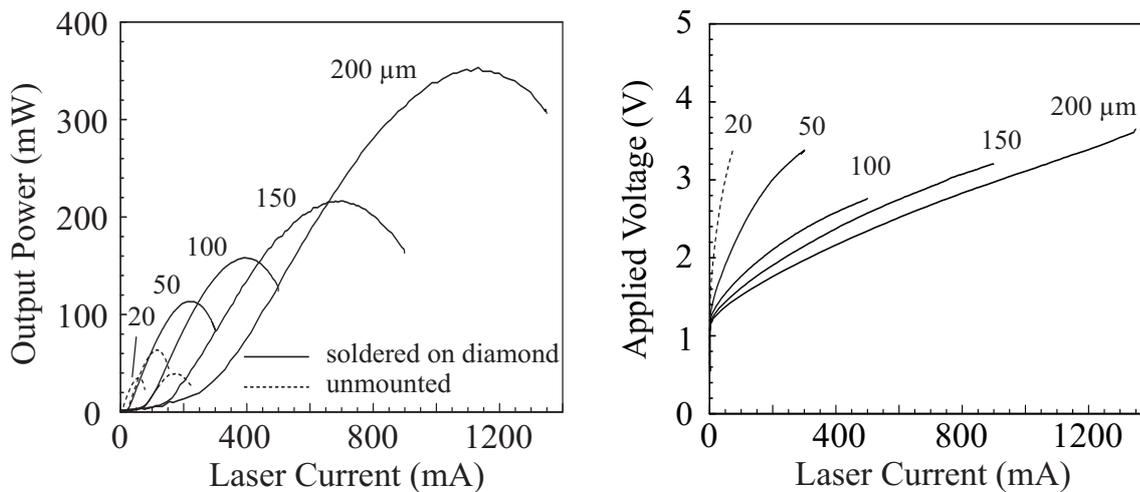


Abb. 5.47: Optische Ausgangsleistung von Bottom-Emittern unterschiedlicher aktiver Durchmesser (linke Seite). Die Kennlinien sind bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb gemessen. Auf der rechten Seite ist die zugehörige angelegte Spannung über dem Strom aufgetragen.

ist. Aufgebaute Bottom-Emitter (durchgezogene Linien) wurden bis zu einer Größe von $200\ \mu\text{m}$ hergestellt und auf entsprechende Wärmesenken aufgebaut. Ein Bauelement mit $100\ \mu\text{m}$ zeigt vor der Montage eine maximale Ausgangsleistung von $40\ \text{mW}$ bei 2,5-fachem Schwellstrom. Im montierten Zustand tritt diese Überrollen erst bei der 4-fachen Ausgangsleistung und 6-fachem Schwellstrom ein. Das Bauelement mit $200\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser zeigt dabei eine maximale Ausgangsleistung von über $350\ \text{mW}$.

Mit dem Ziel, jene aktive Fläche zu wählen, welche die größtmöglichen optischen Ausgangsleistungen ermöglicht, muß nicht nur ein einzelnes Bauelement betrachtet werden, sondern auch Gruppen (Arrays) von parallel geschalteten VCSELn mit kleineren aktiven Durchmessern. In Abb. 5.48 (rechte Seite) ist die Effizienz der Umwandlung in optische Ausgangsleistung dargestellt. Dabei ist zu erkennen, daß diese bei kleinen Bauelementen mit nahezu $40\ \%$ sehr hoch ist. Diese fällt bei den dargestellten Bauelementen mit jeder Verdopplung des aktiven Durchmessers auf ca. $3/4$ des ursprünglichen Wertes. Die differentiellen Wirkungsgrade bzw. Steilheiten der Ausgangsleistungen über dem Strom aufgetragen (Abb. 5.47, linke Seite), können dies nicht erklären. Da kleinere Bauelemente eine relativ große Mesafläche im Verhältnis zur aktiven Fläche

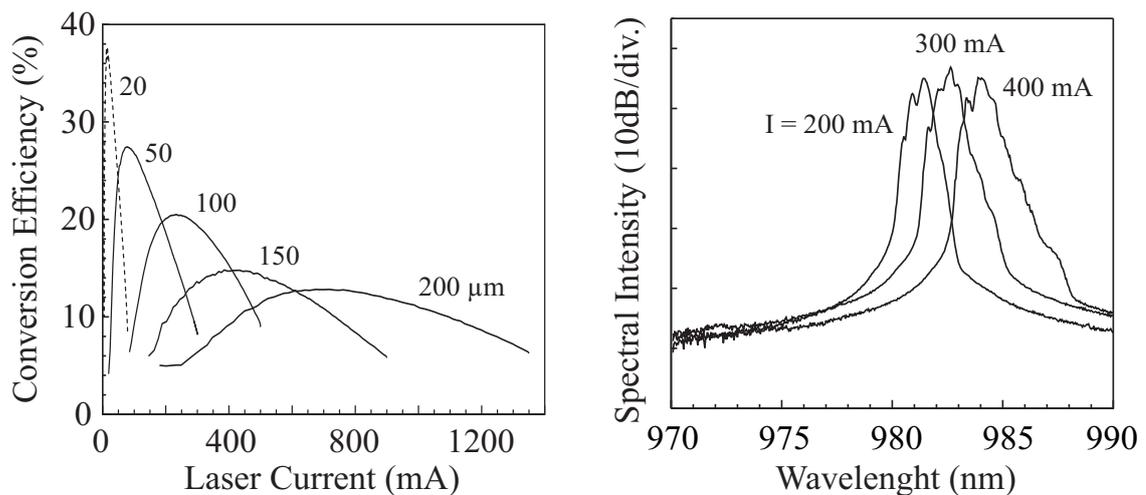


Abb. 5.48: Effizienz von Bottom-Emittern unterschiedlicher aktiver Durchmesser (linke Seite). Die Kennlinien sind bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb gemessen. Die Emissionsspektren eines Lasers mit einem aktiven Durchmesser von $100\ \mu\text{m}$ ist bei verschiedenen Strömen dargestellt (rechte Seite).

besitzen, wirkt sich dies begünstigend auf die elektrischen Widerstandsverhältnissen aus. Ähnlich verhält es sich bei den thermischen Leitfähigkeiten. Um dies auszunützen, wurden Wabenanordnungen untersucht. Abb. 5.49 zeigt ei-

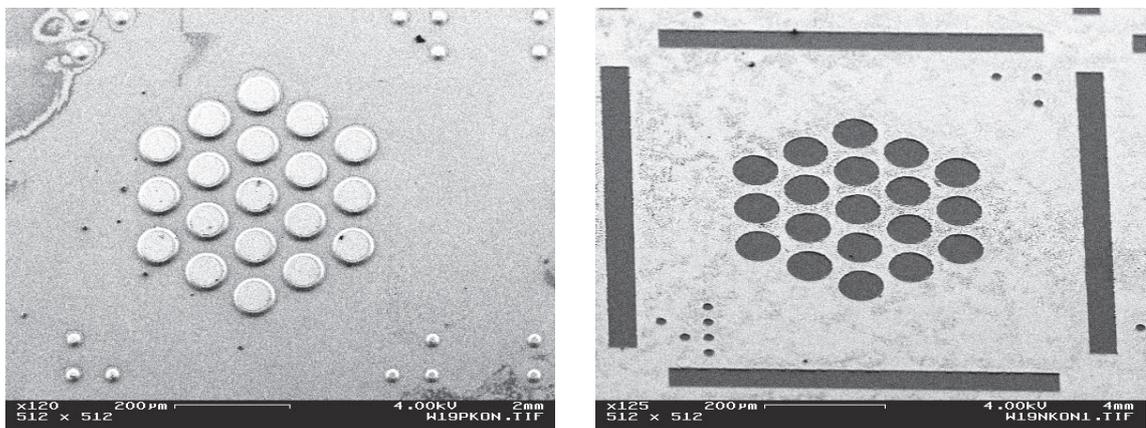


Abb. 5.49: Ansicht der Epitaxieseite (links) und Substratseite (rechts) von 19 VCSEL in wabenförmiger Anordnung.

ne REM⁴ Aufnahme der Epitaxieseite (links) und Substratseite (rechts) von 19 VCSEL in wabenförmiger Anordnung. Die geätzten Mesadurchmesser betragen $80\ \mu\text{m}$, wobei ein aktiver Durchmesser von $50\ \mu\text{m}$ verwendet wurde. Zur Verein-

⁴REM = "Raster Elektronen Mikroskop"

zelung der Waben werden die dargestellten Spaltflächen verwendet. Abb. 5.50 zeigt die optische Ausgangsleistung der 19 Einzellaser über dem Betriebsstrom

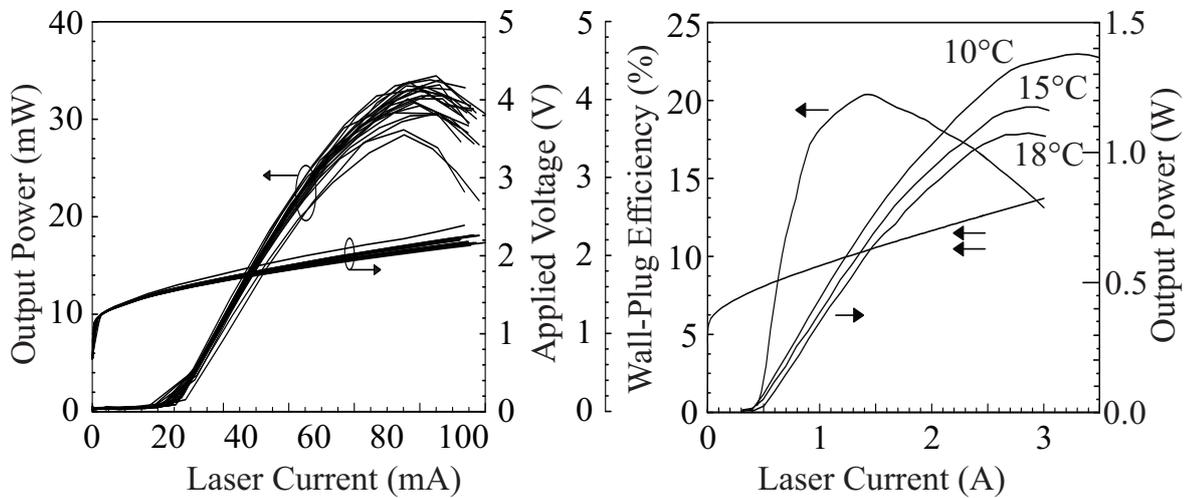


Abb. 5.50: Optische Ausgangsleistung über dem Betriebsstrom der 19 Einzellaser (links). Ausgangskennlinien der auf eine Kupferwärmesenke aufgebauten Wabenstruktur (rechts).

aufgetragen. Ein Schwellstrom von 25 mA und eine Schwellspannung von 1,54 V wurden dabei ermittelt. Nach dem Auflöten dieser Wabe auf eine Kupferwärmesenke wurde ein Schwellstrom von 0,48 A bei einer Schwellspannung von 1,59 V gemessen. Im Dauerstrichbetrieb ohne aktive Wärmeabfuhr konnte eine maximale optische Ausgangsleistung von 1,1 W bei Raumtemperatur gemessen werden. Die Konversionseffizienz zur optischen Ausgangsleistung beträgt an diesem Punkt 15 %. Durch aktive Kühlung über Peltierelemente kann die Ausgangsleistung weiter erhöht werden. Ein maximaler Wert von 1,4 W wurde dabei gemessen. Die räumlich gemittelte Leistungsdichte beträgt $1,15 \text{ kW/cm}^2$.

5.3.6 Hochgeschwindigkeits-Laser für die Datenübertragung

Im Laufe der letzten Jahre haben sich VCSEL mit einer Emissionswellenlänge von 850 nm zu einem kommerziellen Produkt für die optische Datenübertragung auf kurzen Strecken ($< 1 \text{ km}$) entwickelt [258–261]. Dabei werden Datenraten⁵

⁵Gb/s oder Gbps = “Gigabit per second”

von 1 Gb/s im Gigabit Ethernet verwendet. Ein kontinuierlich steigender Bedarf an Übertragungskapazität verlangt noch höhere Datenraten. VCSEL für 2,5 Gb/s sind seit einiger Zeit kommerziell erhältlich [262]. Gegenwärtig werden VCSEL für 10 Gb/s entwickelt. In Zukunft werden Datenraten von 40 Gb/s angestrebt [263]. Diese Abstufung mit Faktor 4 ist durch das SDH⁶ Schema begründet. Die nächst höhere Datenrate würde danach 160 Gb/s bedeuten. Bei diesen hohen Datenraten wird ein Multiplexverfahren (spektral, zeitlich, räumlich) vorausgesetzt [264–266].

Die in dieser Arbeit hergestellten VCSEL wurden bei Datenraten bis zu 12,5 Gb/s untersucht. Ein für hohe Modulationsfrequenzen geeignetes Bauelement muß geeignete strukturelle Anforderungen bezüglich parasitärer Induktivitäten, Widerstände und Kapazitäten erfüllen. Abb. 5.51 zeigt die Bauele-

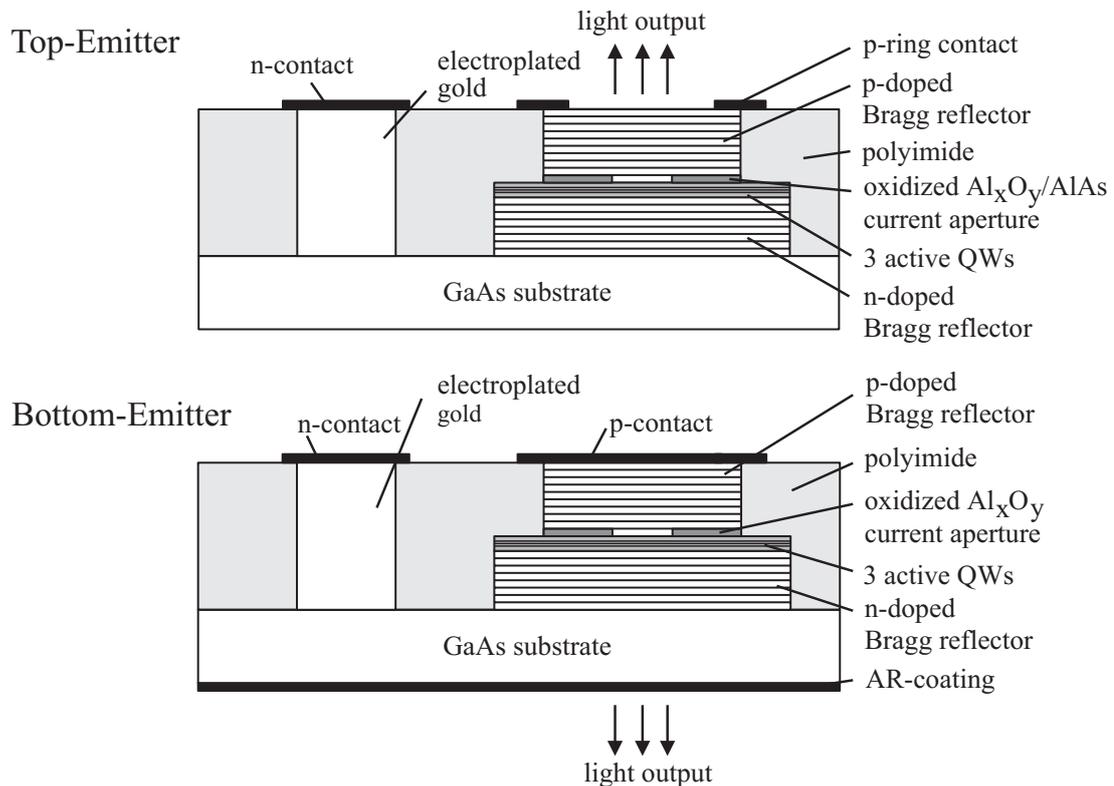


Abb. 5.51: Bauelementstruktur von selektiv oxidierten VCSEL-Strukturen mit epitaxieseitiger (Top-Emitter) und substratseitiger Emission (Bottom-Emitter) für die optische Datenübertragung bei 850 nm und 980 nm.

mentstruktur von selektiv oxidierten VCSEL-Strukturen mit epitaxieseitiger

⁶SDN = "Synchronuous Digital Hirarchie"

(Top-Emitter) und substratseitiger Emission (Bottom-Emitter) für die optische Datenübertragung bei 850 nm und 980 nm. Dabei sind die Bottom-Emitter bei 980 nm in einer Matrix-Anordnung (Array) hergestellt worden. Diese besteht aus 4 Zeilen und 8 Spalten. Abb. 5.52 zeigt diese 4×8 Anordnung, welche

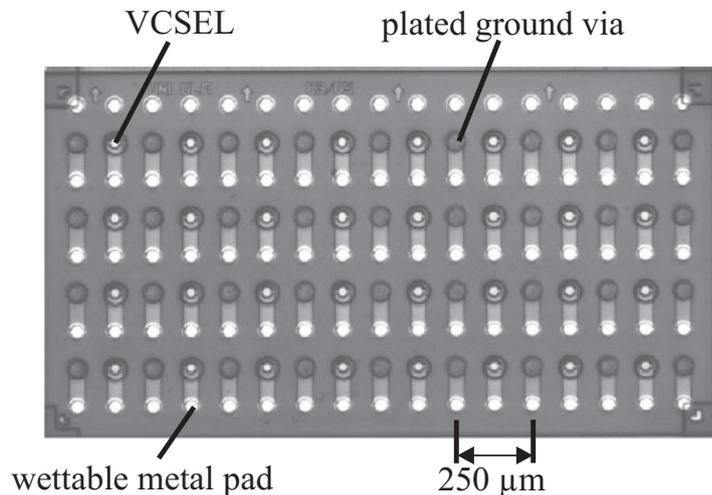


Abb. 5.52: Foto eines 980 nm VCSEL-Arrays. Dieses besteht aus 4 Zeilen mit je 8 Spalten, d.h. 32 Laser. Dabei besitzt jeder VCSEL einen n- und p-Kontakt. Der Abstand zwischen den Lasern beträgt $250 \mu\text{m}$.

zu insgesamt 32 VCSEL führt. Zu jedem dieser Laser führt ein eigener p- und n-Kontakt. In Abb. 5.53 ist die Charakteristik aller VCSEL des 4 mal 8 Arrays dargestellt (linke Seite). Der aktive Durchmesser beträgt $3 \mu\text{m}$. Im Mittel beträgt der Schwellstrom $0,6 \text{ mA}$ und die Schwellspannung $1,7 \text{ V}$. Alle Laser arbeiten in der Grundmode (single-mode) mit einer maximalen Ausgangsleistung von 3 mW bei einem Seitenmoden-Verhältnis von 30 dB . Das entsprechende Spektrum ist auf der rechten Seite dargestellt.

Auch bei 850 nm wurden VCSEL mit kleinen aktiven Durchmessern hergestellt. In Abb. 5.54 ist die P-U-I-Kennlinie eines solchen Bauelements zu sehen. Trotz des relativ hohen Schwellstroms konnten hohe Datenübertragungsraten gemessen werden. Dazu wurde ein entsprechender Versuchsaufbau zur Messung der Fehlerrate bei einer Datenübertragung verwendet [267]. Abb. 5.55 zeigt die Bitfehlerkurven bei einer Datenübertragungsrate von $12,5 \text{ Gbit/s}$ eines 850 nm und 980 nm VCSELs. Beim 850 nm VCSEL (linke Seite) sind die Bitfehlerkurven ohne Faser (*Back-To-Back, BTB*), über 100 m Multimode-Faser (*MMF*) und 1 km Singlemode-Faser mit dem zugehörige Augendiagramm dargestellt. Mit Hilfe eines VCSELs mit einer Emissionswellenlänge von 980 nm konnte

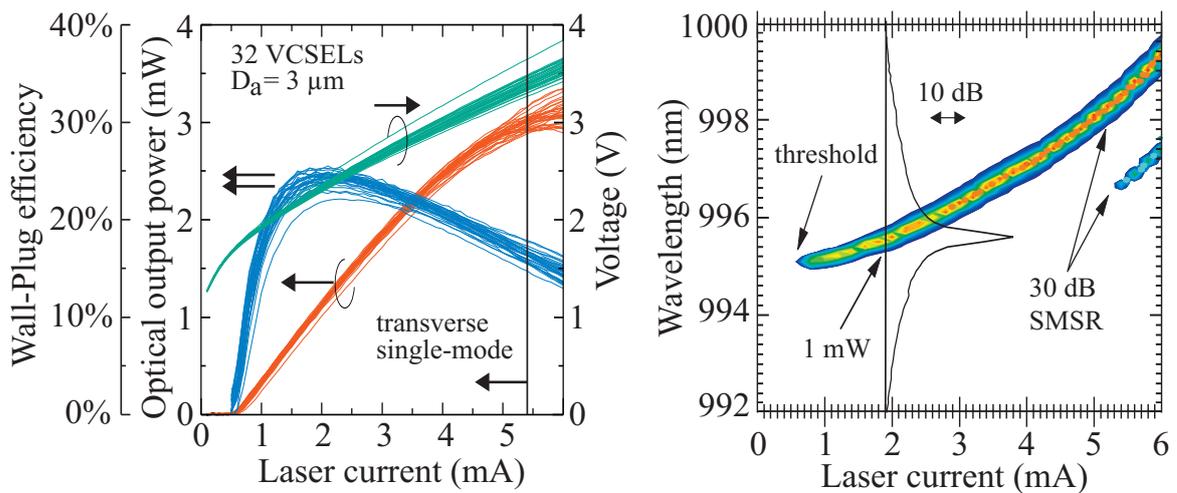


Abb. 5.53: Auf der linken Seite ist die Charakteristik aller VCSEL des 4×8 Arrays dargestellt, wobei der aktive Durchmesser der Bauelemente $3 \mu\text{m}$ beträgt. Das Spektrum eines solchen VCSELs dieses Arrays ist auf der rechten Seite über dem Betriebsstrom aufgetragen.

man über eine 1,6 km–lange Standard–Singlemode–Faser (*SSMF*) 12,5 GBit/s übertragen.

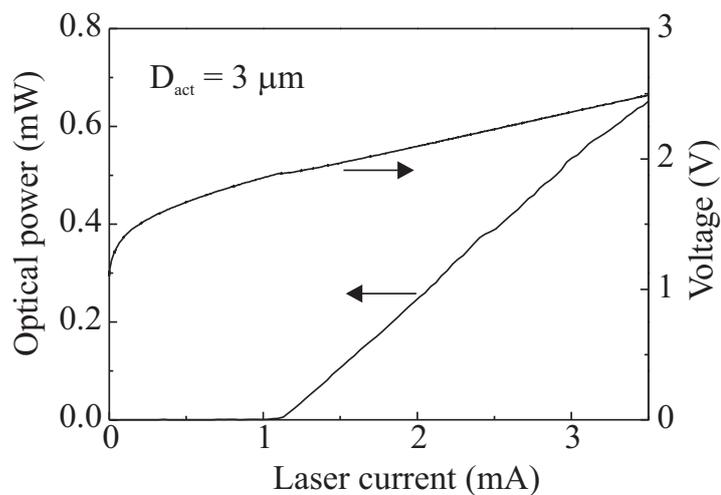


Abb. 5.54: P-U-I-Kennlinie eines 850 nm VCSELs mit $3 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser.

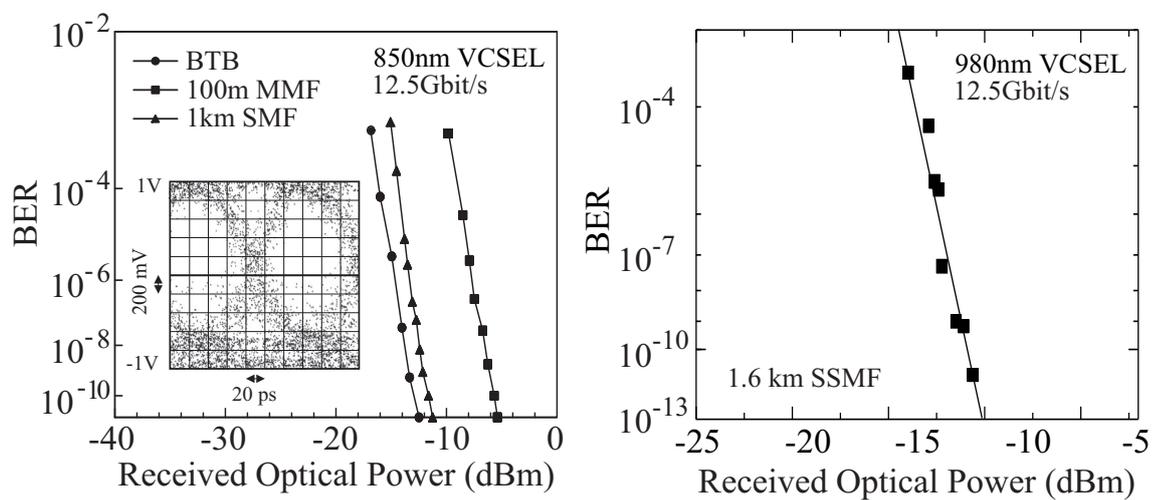


Abb. 5.55: Bitfehlerkurven bei einer Datenübertragungsrate von 12,5 Gbit/s eines 850 nm und 980 nm VCSELs.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die gezielte Optimierung photonischer Bauelemente mit Hilfe epitaktischer Struktur- und Wachstumsparameter bildet den Inhalt dieser Arbeit. Mittels Molekularstrahl-Epitaxie werden $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - und $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -haltige Vielschichtstrukturen hergestellt. Das Wachstum erfolgt auf GaAs-Substraten, auf denen die gitterangepaßten Schichten abgeschieden werden. Durch Dotierung mit Silizium und Kohlenstoff wird Elektronen- und Löcher-Leitung erreicht. Freie Ladungsträger bewirken gleichzeitig eine erhöhte optische Absorption. Oftmals sind gute elektrische und optische Eigenschaften, d.h. kleine Bahnwiderstände und geringer Spannungsabfall an den Heterogrenzflächen in Kombination mit geringer optischer Absorption eine unverzichtbare Voraussetzung für hochqualitative Bauelemente. Die kritischen Dotierprofile lassen sich durch Wachstumsparameter wie Temperatur, Materialzusammensetzung und das Angebotsverhältnis aus Gruppe V und Gruppe III Elementen optimieren. Nachteilig können sich das Segregations- und Diffusionsverhalten der Dotierstoffe auswirken. Durch Verwendung von Kohlenstoff als Löcher-Leitung erzeugenden Dotierstoff, der das in der Molekularstrahlepitaxie standardmäßig eingesetzte Element Beryllium ersetzt, gelingt die Verbesserung der thermischen Stabilität der Dotierstoffe.

Die elektrischen- und optischen Eigenschaften der Schichtsysteme werden an

verschiedenen Halbleiter-Strukturen und Bauelementen optimiert. Es gelingt, Laser mit Schwellspannungen, nur wenige Millivolt über der von der Bandlücke abhängigen Photonenspannung zu realisieren. Insbesondere bei Strukturen mit Bragg-Spiegeln stellt dies eine Herausforderung dar. Deren periodische Folge von Halbleiterschichten unterschiedlicher Brechungsindizes mit jeweils $\lambda/4$ Schichtdicke führt im AlGaAs-System zu einer sich wiederholenden Variation der Bandlücke, die zur Erhöhung des elektrischen Serienwiderstands führt. Gezielte Modulationsdotierung unter Berücksichtigung des optischen Stehwellenfeldes, der Aktivierungsenergie von Dotierstoffen, welche vom AlAs-Gehalt in der AlGaAs-Schicht abhängig ist und des Gruppe V zu Gruppe III Angebotsverhältnis müssen gute elektrische als auch gleichzeitig optimale optische Eigenschaften ermöglichen. Das Absorptionsverhalten wird an Lichtwellenleiterstrukturen im Abhängigkeit von der Wellenlänge und an kantenemittierenden Lasern bei der entsprechenden Arbeitswellenlänge untersucht. Letztere zeigen geringste Absorptionskoeffizienten von $\alpha \leq 2/\text{cm}$. Laser mit Esaki-Dioden benötigen eine Optimierung der maximal erzielbaren freien Ladungsträgerkonzentrationen. Schon Werte um $1 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ führen beim amphoteren Dotierstoff Silizium zur Kompensation. Geringste Durchbruchspannungen lassen sich somit nur durch die Maximierung des Ladungsträgerdichten am Übergang durch den p-Dotanden Kohlenstoff (über 10^{20}cm^{-3}) erreichen. Das Kompensationsverhalten ist durch die Wachstumstemperatur und das V-III-Verhältnis beeinflussbar. Die aktive Zone besteht aus einem oder mehreren Quantentöpfen, deren Zusammensetzung auf die zu verstärkende Wellenlänge im Bereich von 710 bis 1130 nm eingestellt wird. Die Güte der Quantentöpfe wird routinemäßig durch Photolumineszenzeffizienz und deren Temperaturabhängigkeit bestimmt. Genauere Aussagen lassen sich aus Lasercharakteristiken ableiten. Die interne Effizienz ist dabei eine wichtige Größe zur Optimierung höchsteffizienter Quantentöpfe. Anhand von Laserdiodendaten werden interne Effizienzen von über 90 % abgeschätzt. Erreicht wird dies durch eine optimierte Führung der Wachstumsparameter beim Kristallwachstum, wobei das Wachstumstemperaturprofil, das V-III-Verhältnis, die Arsen-Crackertemperatur und die Reinheit der Quellmaterialien, bzw. Restgase in der Wachstumskammer die entscheidenden Parameter darstellen.

Bei Bauelementen mit Bragg-Reflektoren zur Erzielung hoher Reflektivitäten stellt die nötige Präzision der optischen Schichtdicken höchste Anforderungen

an die Anlagentechnik. Insbesondere ist die fehlerfreie Berechnung und steuerungstechnische Umsetzung der zu wachsenden Schichtdicken und Zusammensetzung mit teilweise hunderten von Einzelschichten eine notwendige Voraussetzung, welche eine hohe Zuverlässigkeit der elektrischen und mechanischen Komponenten der Anlage beim Wachstum erfordert. Schon geringe Fehler würden die optimale optische Verstärkung, welche durch die Lage der Quantentöpfe im Stehwellenfeld geprägt ist, beeinträchtigen. Hierzu zählen aber auch die Minimierung der optischen Führung in oberflächenemittierenden Lasern mit vertikalem Resonator durch die Platzierung der Oxidationsblende nahe des Stehfeldminimums. Gleiches gilt für kaskadierte Diodenstrukturen, wobei in diesem Typ von Laser die hochdotierte Esaki-Diode, zur Minimierung der Absorption, in einem Knoten des Stehwellenfeldes gelegt werden sollten. Kantenemittierende Laser besitzen, insbesondere mit Wellenleiterstrukturen für optisch schwache Führung, eine starke Beeinflussbarkeit der Fernfeldaufweitung durch genaue Form des Brechzahlprofils. Letzteres wird durch die Schichtdickenpräzision und deren Zusammensetzung bestimmt. Auch Oberflächenrauigkeiten führen zu erhöhten Streuverlusten bzw. zur Reduktion der Reflektivität im Bragg-Spiegel. Für eine systematische Untersuchung und Optimierung von solchen Bauelementen ist die Reproduzierbarkeit insbesondere aller Schichtdicken und Wachstumstemperaturen mit höchster Präzision notwendig. Zur Minimierung der Wachstumsratenänderungen durch Quellmaterialverbrauch dient die Steuerung der Anlage durch optische In-Situ Kontrolle der Oberflächentemperatur mittels Pyrometer und deren Oszillationen zur Schichtdickenmessung.

Schließlich ist die Defektdichte und die Schichtdickenhomogenität über der Waferoberfläche für die Herstellung von großflächigen Lasern und Laser-Arrays eine die Ausbeute bestimmende Größe. So konnte die Defektdichte auf ein Zehntel reduziert werden. Für die Schichtdickenhomogenität wurde an einer optimierten Vertikalresonatorscheibe mit 3 Inch Durchmesser im Durchmesserbereich von 2 Inch eine Schichtdickenvariation von 0,22 % gemessen.

In dieser Arbeit werden drei Grundtypen von photonischen Bauelementen untersucht. Diese sind LEDs, kantenemittierende und oberflächenemittierende Laser mit vertikalem Resonator (VCSEL).

Bei den LEDs werden zwei Typen untersucht. Beim ersten Typ wird das Licht durch die epitaktisch bewachsene Oberfläche ausgekoppelt. Dabei werden zur Erhöhung der Auskoppelleffizienz ein Bragg-Reflektor und eine taperförmige

Strukturierung der Oberfläche eingesetzt. Mit dieser Anordnung kann ein maximaler externer Quantenwirkungsgrad von 13 % erreicht werden. Die Verwendung des zweiten Typs, einer Struktur für substratseitige Auskopplung führt zu einem externen Quantenwirkungsgrad von 52 %. Der maximale Wirkungsgrad der Konversion in optische Ausgangsleistung beträgt 48 %. Dieses Ergebnis stellt einen Rekordwert dar, welcher durch keine in der Literatur veröffentlichten Daten übertroffen wird.

Bei den kantenemittierenden Lasern werden vier Typen mit spezieller Charakteristik betrachtet. Dies sind transversal einmodige Laser, welche durch die Integration einer Oxidblende hinsichtlich modaler Charakteristik verändert werden können. Die Demonstration einmodiger Laser mit einer optischen Ausgangsleistung über 90 mW und guter Strahlqualität war dabei möglich.

Des Weiteren wurden kantenemittierende Laser mit Emissionswellenlängen von 850 nm, 940 nm, 980 nm und 1112 nm hergestellt. InGaAs-QW-Laser zeigen gegenüber 850 nm-Lasern geringere Transparenz- und Schwellströme. Die besten Kenndaten konnten an Lasern mit einer Emissionswellenlänge von 980 nm gemessen werden. So zeigen unaufgebaute Laser im Dauerstrichbetrieb in Verbindung mit hoher optischer Ausgangsleistung einen großen differentiellen Wirkungsgrad von über 70 %. Die hoch InAs-haltigen Quantentöpfe für 1112 nm-Laser führen zu einer bemerkenswert geringen Transparenzstromdichte von 68 A/cm^2 .

Durch die Entspiegelung der Facetten dieser kantenemittierenden Laser wurden optische Verstärker hergestellt. Ziel ist es, dabei eine hohe Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität zu generieren. Letztere setzt eine Lichtquelle mit einer von der Ausgangsleistung möglichst unabhängigen Strahlqualität voraus. Damit konnte eine optische Ausgangsleistung von über 2 W gezeigt werden. Schließlich war die Maximierung der optischen Ausgangsleistung von Einzelemittieren und linearen Arrays (Barren) ein Hauptziel. Leider stand die Technologie zum Aufbau von Lasern mit langer Resonatorlänge ($> 2 \text{ mm}$) nicht zur Verfügung. Trotzdem konnten an kurzen Lasern mit $900 \mu\text{m}$ Länge hohe Konversionswirkungsgrade (59 %) und eine optische Ausgangsleistung über 7 W erreicht werden. Die Leistungsmessung erfolgte dabei mit einer kalibrierten Ulbricht-Kugel, welche hierzu vom Hersteller neu kalibriert wurde. Am Institut für Lasertechnik in Aachen (ILT) wurde ein Barren mit 20 solcher Einzellaser aufgebaut und vermessen. Eine optische Ausgangsleistung von über

120 W konnte damit erreicht werden.

Die dritte Gruppe von optischen Bauelementen, welche in dieser Arbeit optimiert werden, sind oberflächenemittierende Laser mit Vertikalresonator (VCSEL). Auch hier wird das modale Emissionsverhalten mit verschiedenen Ansätzen optimiert. Ausgehend von der Beobachtung, daß nur VCSEL mit einem sehr kleinen aktiven Durchmesser mit dominanter Grundmode emittieren, wurde aufgrund theoretischer Modellierung der Einfluß der Oxidblende verantwortlich gemacht. Die Positionierung dieser Blende in die Nähe eines Knotens des Stehwellenfeldes führt zu einer deutlichen Reduktion von multimodigem Emissionsverhalten. Somit können größere aktive Bauelemente hergestellt werden, welche in der Grundmode arbeiten. Damit sind auch höhere optische Ausgangsleistungen (>1 mW) bei gleichzeitig verbesserter Strom-Spannungs-Charakteristik möglich. Eine weitere Erhöhung der optischen Ausgangsleistung in der Grundmode arbeitender VCSEL wird durch Einführung einer Pufferschicht und durch Ätzung eines lateralen Oberflächenprofils erzielt. Beide Methoden führen zu größeren Verlusten bei höheren Moden des optischen Stehwellenfeldes. Mit einem um $4\ \mu\text{m}$ verlängertem Resonator wird eine optische Ausgangsleistung in der Grundmode von über 5 mW erreicht.

Zusätzlich zur Änderung der spektralen Verstärkungscharakteristik, wird beim VCSEL die Emissionswellenlänge über die effektive Resonatorweite und die spektrale Reflektionscharakteristik eingestellt. Zu kurzen Wellenlängen hin werden im Dauerstrichbetrieb bis ca. 750 nm beobachtet. Im gepulsten Betrieb sind dies ca. 711 nm. Zu größeren Wellenlängen hin werden mit 1128 nm-VCSELn Datenübertragung über eine 10 km lange Faser mit 2,5 GBit/s erreicht.

Innerhalb dieser Arbeit werden die ersten Diodenkaskaden-Laser in einer VCSEL-Struktur im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur demonstriert. Dies setzte die Optimierung der in der Struktur enthaltenen Esaki-Übergänge voraus.

Ähnlich den kantenemittierenden Lasern existiert bei VCSELn auch eine entsprechende Verstärkerstruktur, welche durch die Reduktion der Spiegelreflektivität erreicht wird. Abhängig von der Eingangsleistung kann eine Verstärkung von 9 bis 18 dB gemessen werden.

Hochleistungslaser auf VCSEL-Basis können als Einzelemitter mit großem aktivem Durchmesser oder beispielsweise in einer Wabenstruktur, bestehend aus einer größeren Anzahl kleinerer Laser, hergestellt werden. Letztere besitzt den

Vorteil, daß die Verlustleistung der Laser über die Packungsdichte auf eine größere Fläche verteilt wird. Zum effizienten Abtransport der Wärme werden substratseitig emittierende VCSEL auf verschiedenen Wärmesenken gelötet. Bei Verwendung einer wabenförmigen Struktur mit 19 Einzelemittlern, welche auf einer Kupferwärmesenke montiert ist, kann bei Raumtemperatur über 1 W optische Ausgangsleistung erzeugen.

Das Hauptanwendungsfeld der VCSEL ist die optische Datenübertragung via Lichtwellenleiter. Hierzu ist eine möglichst hochbitratige Übertragung gefordert. Im Rahmen dieser Arbeit wird Datenübertragungsraten von 12,5 GBit/s über einen Kilometer Distanz sowohl bei einer Emissionswellenlänge von 980 nm als auch bei der kommerziell bedeutenderen Wellenlänge 850 nm demonstriert. Als Folge der wissenschaftlichen Vorveröffentlichungen im Rahmen dieser Arbeit ist ein nicht unerhebliches Interesse zur kommerziellen Verwertung entstanden. Hierzu gehören LEDs mit hoher Effizienz, kantenemittierende Laser und optische Verstärker mit hoher Ausgangsleistung in Verbindung mit optimierter Abstrahlcharakteristik und VCSEL mit speziellen Eigenschaften. Letztere umfassen VCSEL für die Sensorik, sowie VCSEL für hohe Ausgangsleistungen, beispielsweise für Beleuchtungszwecke als auch VCSEL für möglichst hochbitratige Datenübertragung.

Anhang A

Kubischer Kristall unter mechanischer Spannung

Der Zusammenhang zwischen Spannung σ und Dehnung bzw. Deformation ε kann durch das lineare Hook'sche Gesetz beschrieben werden.

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl} \quad (\text{A.1})$$

Thermodynamische Potential- und Symmetrieeigenschaften lassen den Tensor der elastischen Konstanten c_{ijkl} von 81 auf drei unabhängige Konstanten reduzieren [268].

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Die biaxiale Dehnung $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ parallel zur Oberfläche und die uniaxiale Dehnung $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{zz}$ in senkrechter Richtung sind über die Gitterkonstanten des

Schichtmaterials wie folgt verknüpft.

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_{\parallel} - a}{a} \quad (\text{A.3})$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{\perp} - a}{a} \quad (\text{A.4})$$

Dabei stellt a die Gitterkonstante des unverspannten, im energetischen Gleichgewicht befindenden Schichtmaterials da. a_{\parallel} und a_{\perp} ist die Gitterkonstante unter Deformation in lateraler bzw. senkrechter Richtung. Im Fall von unrelaxiertem Schichtmaterial ist die laterale Gitterkonstante und jene vom Substrat a_0 identisch.

$$a_{\parallel} = a_0 \quad (\text{A.5})$$

Die senkrechte Komponente a_{\perp} kann durch unformen von (A.4) ermittelt werden.

$$a_{\perp} = a [1 + \varepsilon_{\perp}] \quad (\text{A.6})$$

Unter der Bedingung, daß keine weiteren Käfte auftreten, folgt aus dem Hook'schen Gesetz (A.2) der Zusammenhang zwischen ε_{\perp} und ε_{\parallel} für die Kristallorientierung [100].

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} = 0 &= c_{12}\varepsilon_{xx} + c_{12}\varepsilon_{yy} + c_{11}\varepsilon_{zz} \\ 0 &= c_{12}\varepsilon_{\parallel} + c_{12}\varepsilon_{\parallel} + c_{11}\varepsilon_{\perp} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

$$\varepsilon_{\perp} = -2 \frac{c_{12}}{c_{11}} \varepsilon_{\parallel} \quad (\text{A.8})$$

$$\text{bzw. } \varepsilon_{\perp} = -D \varepsilon_{\parallel} \quad (\text{A.9})$$

Wobei D in [100]-Richtung die folgende Form annimmt.

$$D^{[100]} = 2 \frac{c_{12}}{c_{11}} \quad (\text{A.10})$$

$$(\text{A.11})$$

$D^{[111]}$ nimmt für ein Substrat mit den Oberflächenorientierungen [111] die folgende Form an.

$$D^{[111]} = 2 \frac{c_{11} + 2c_{12} - 2c_{44}}{c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44}} \quad (\text{A.12})$$

Die senkrechte Komponente der Gitterkonstante einer verspannt aufgewachsenen Schicht ergibt sich wie folgt

$$a_{\perp} = a [1 - D \varepsilon_{\parallel}] \quad (\text{A.13})$$

Die Kenntnis der Elastizitätsmoduli in Abhängigkeit von der Kristallrichtung und Temperatur ist insbesondere bei Strukturen mit hoher Gitterverspannung, z.B. InGaAs-QW-Laser mit hohem InAs-Anteil für langwellige Emission von Bedeutung [269,270,34,35].

Anhang B

Materialparameter von InGaAs und AlGaAs

In Abb. B.1 ist die Energielücke einiger III-V Halbleiter über der Gitterkonstante dargestellt. Im Folgenden sind einige in der Literatur veröffentlichte Formeln für die Bandlücke von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ in Abhängigkeit von Temperatur (in Kelvin) und Aluminiumgehalt aufgelistet. E_g^Γ , E_g^X und E_g^L sind die Energielücken (in eV) am Γ -, X- und L-Punkt der Bandstruktur. E_{BE} ist die Emissionsenergie gebundener Exzitonen von Volumenmaterial.

Einfluß von Temperatur und Aluminiumgehalt auf die Bandlücke

Aus [72]:

$$E_g^\Gamma(T, x) = \left(E_g(298 \text{ K}, x) + \frac{\alpha(x)298^2}{298 + \beta(x)} \right) - \frac{\alpha(x)T^2}{T + \beta(x)} \quad [\text{eV}] \quad (\text{B.1})$$

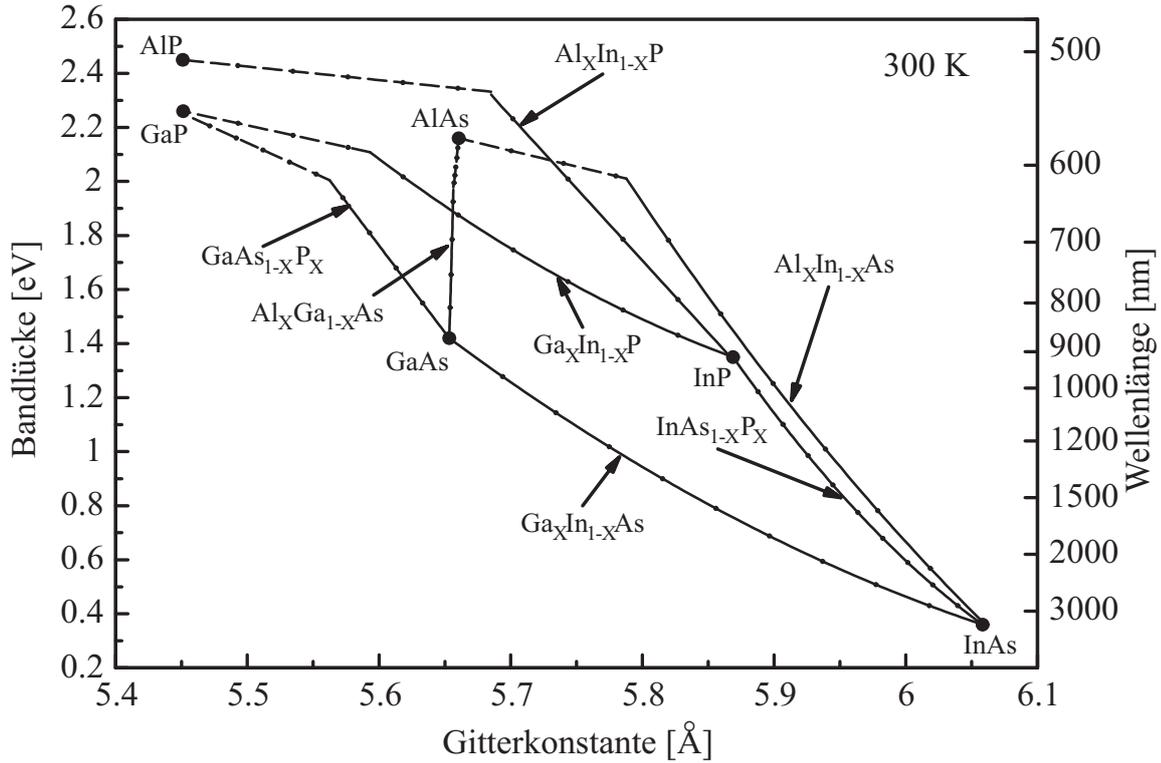


Abb. B.1: Energielücke einiger III-V Halbleiter, aufgetragen über der Gitterkonstante.

erzielt. Wobei $E_g(298 K, x)$, $\alpha(x)$ und $\beta(x)$ durch

$$E_g^\Gamma(298 K, x) = 1.424 + 1.266 x + 0.26 x^2 \quad [eV]$$

$$\alpha(x) = 5.405 + 4.038 x \quad [10^{-4} eV K^{-1}]$$

$$\beta(x) = \frac{204}{370} (370 + 54 x + 22 x^2) \quad [K]$$

angegeben werden.

Für 10 K und 300 K ist Gleichung (B.1) in Abb. B.2 aufgetragen

Aus [271] (ergab im Vergleich zu Formel (A.1) zu kleine Bandlücken):

$$E_g^\Gamma(T, x) = 1.519 + 1.247 x - \frac{0.0005405 T^2}{T + 204} \quad [eV] \quad x < 0.45 \quad (B.2)$$

$$E_g^\Gamma(T, x) = 1.519 + 1.247 x + 1.147(x - 0.45)^2 - \frac{0.0005405 T^2}{T + 210} \quad [eV] \quad x \geq 0.45$$

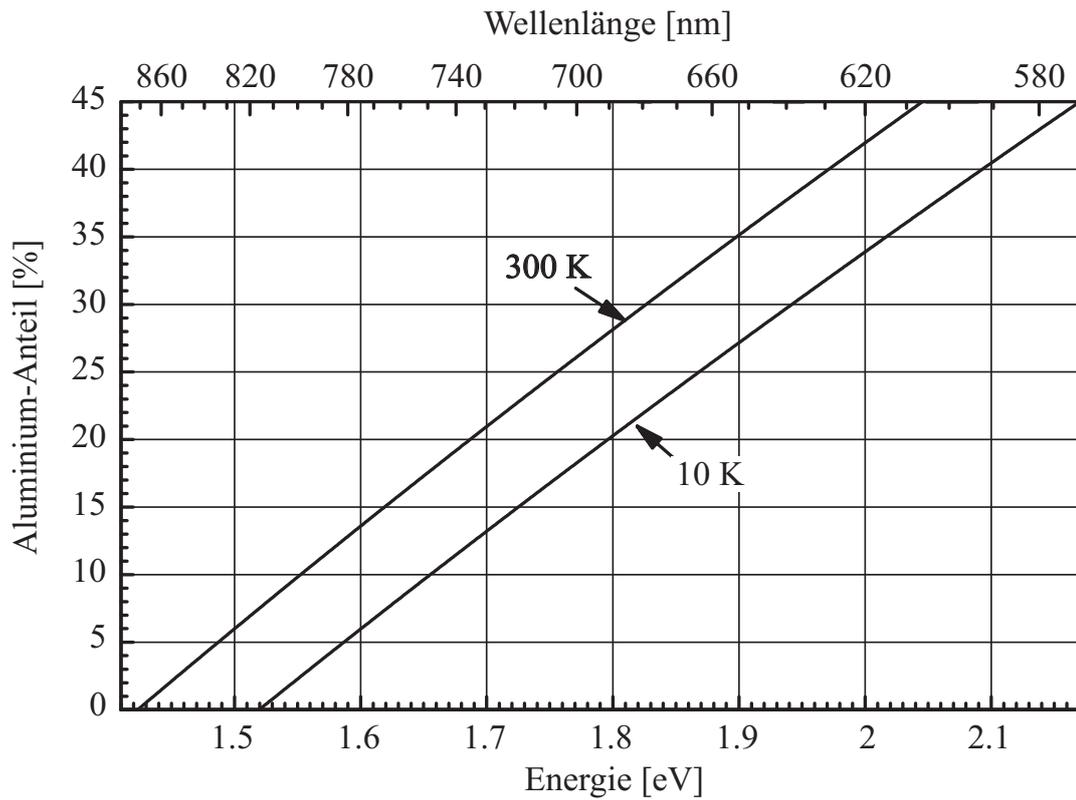


Abb. B.2: Energielücke von AlGaAs in Abhängigkeit vom Aluminiumanteil.

Einfluß der Temperatur auf die Bandlücke

Aus [206]:

$$E_g^\Gamma(T, x = 0) = E_g^\Gamma(T = 0 \text{ K}, x = 0) - \frac{10.6 \cdot 10^{-4}}{671 + T} T^2 \quad (\text{B.3})$$

$$E_g^\Gamma(T, x) = E_g^\Gamma(T = 0 \text{ K}, x = 0) - \frac{(5.5 + 3.35x) \cdot 10^{-4}}{(225 + 88x) + T} T^2 \quad (\text{B.4})$$

$$E_g^X(T, x = 0) = E_g^X(T = 0 \text{ K}, x = 0) - \frac{4.6 \cdot 10^{-4}}{204 + T} T^2 \quad (\text{B.5})$$

Aus [70]:

$$E_{BE}(T, x = 0) = 1.517 - \frac{5.5 \cdot 10^{-4}}{225 + T} T^2 \quad (\text{B.6})$$

$$E_{BE}(T, x = 0.18) = 1.771 - \frac{6.3 \cdot 10^{-4}}{236 + T} T^2 \quad (\text{B.7})$$

$$E_{BE}(T, x = 0.27) = 1.932 - \frac{6.48 \cdot 10^{-4}}{248 + T} T^2 \quad (\text{B.8})$$

$$E_{BE}(T, x = 0.53) = 2.251 - \frac{7.04 \cdot 10^{-4}}{261 + T} T^2 \quad (\text{B.9})$$

$$E_{BE}(T, x = 0.69) = 2.485 - \frac{7.88 \cdot 10^{-4}}{302 + T} T^2 \quad (\text{B.10})$$

Einfluß des Aluminiumgehalts auf die Bandlücke

Aus [206]:

$$E_g^\Gamma(T = 2 K, x) = 1.512 + 1.36 x + 0.22 x^2 \quad (\text{B.11})$$

$$E_g^\Gamma(T = 2 K, x) = 1.512 + 1.48 x \quad x \leq 0.8 \quad (\text{B.12})$$

$$E_g^X(T = 2 K, x) = 1.988 + 0.207 x + 0.055 x^2 \quad (\text{B.13})$$

$$E_g^L(T = 2 K, x) = 1.775 + 0.792 x \quad 0.2 \leq x \leq 0.55 \quad (\text{B.14})$$

Aus [96]:

$$E_{BE}(T = 4 K, x) = 1.512 + 1.245 x \quad (\text{B.15})$$

Aus [272]:

$$E_{BE}(T = 4 K, x) = 1.512 + 1.46 x \quad x \leq 0.38 \quad (\text{B.16})$$

$$E_{BE}(T = 77 K, x) = 1.508 + 1.443 x \quad x \leq 0.41 \quad (\text{B.17})$$

$$E_{BE}(T = 300 K, x) = 1.424 + 1.425 x \quad x \leq 0.43 \quad (\text{B.18})$$

Aus [206]:

$$E_{BE}(T = 2 K, x) = 1.514 + 1.463 x \quad 0.1 \leq x \leq 0.37 \quad (\text{B.19})$$

Aus [273]:

$$E_{BE}(T = 2 K, x) = 1.514 + 1.455 x \quad 0.1 \leq x \leq 0.37 \quad (\text{B.20})$$

Im Folgenden sind einige in der Literatur veröffentlichte Formeln für die Bandlücke von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ in Abhängigkeit von Temperatur (in Kelvin) und Verspannung aufgelistet.

Einfluß des Indiumgehaltes auf die Bandlücke bei unverspanntem Wachstum

Aus [274]:

$$E_g^\Gamma(T = 300 \text{ K}, x) = 1.43 - 1.53 x + 0.45 x^2 \quad (\text{B.21})$$

$$E_g^\Gamma(T = 10 \text{ K}, x) = 1.5192 - 1.5837 x + 0.475 x^2 \quad (\text{B.22})$$

Einfluß des Indiumgehaltes auf die Bandlücke bei verspanntem Wachstum auf GaAs

Aus [274]:

$$E_g^\Gamma(T = 300 \text{ K}, x) = 1.43 - 1.11 x + 0.45 x^2 \text{ (gilt nur für kleine Werte von } x \text{)} \quad (\text{B.23})$$

Anhang C

Transfermatrixmethode

Abb. C.1 zeigt einen Ausschnitt aus einer eindimensionalen Schichtfolge. In-

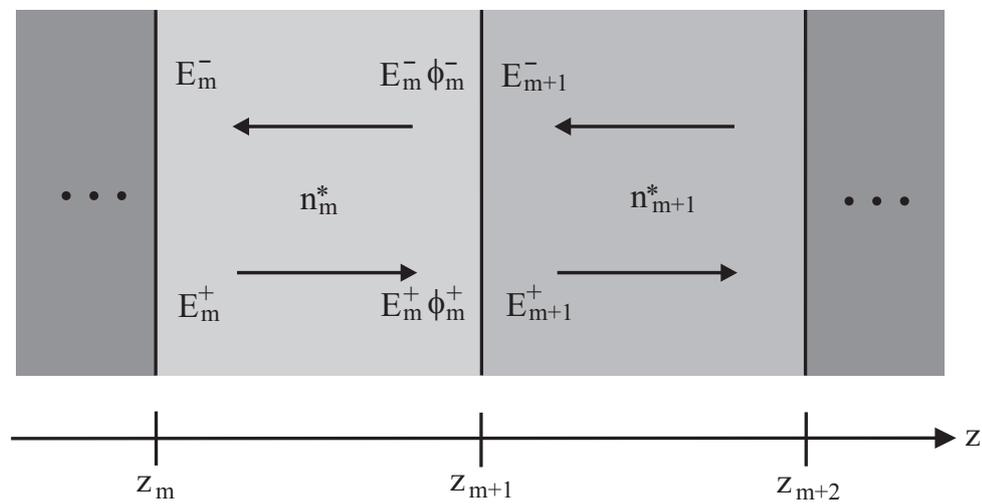


Abb. C.1: Eindimensionale Schichtfolge mit den für die Transfermatrixmethode notwendigen Größen der Schicht m wie elektrische Feldstärke E_m , deren Amplitude a_m , die Schichtgrenzen z_m und der komplexe Brechungsindex n_m^* .

nerhalb der m -ten Schicht zwischen z_m und z_{m+1} wird eine Überlagerung vor-

und rücklaufender Felstärken mit

$$\vec{E}_m(z) = \vec{E}_m^+ e^{i(\omega t - k_m(z - z_m))} + \vec{E}_m^- e^{i(\omega t + k_m(z - z_m))} \quad (\text{C.1})$$

beschrieben. \vec{E}_m^+ und \vec{E}_m^- sind die in z und $-z$ -Richtung sich ausbreitenden elektrische Feldstärkeanteile der Schicht m . Die eindimensionale Wellenzahl k_m hängt gemäß

$$k_m = 2\pi n_m^* / \lambda \quad (\text{C.2})$$

von der betrachteten Wellenlänge λ und dem komplexen Brechungsindex $n_m^* = n_m - i\kappa_m$ mit dessen Realanteil n_m und Imaginäranteil κ_m ab. Der Intensitätsabsorptionskoeffizient α_m der m -ten Schicht steht gemäß $\alpha_m = 4\pi\kappa_m/\lambda$ mit dem Imaginäranteil des komplexen Brechungsindex in Beziehung.

Besitzt die elektrische Feldstärke nur eine Komponente in y -Richtung so läßt die angewendete Maxwell-Gleichung

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} = -i\omega\mu_0 \vec{H} \quad (\text{C.3})$$

erkennen, daß auch die magnetische Feldstärke nur eine Transversalkomponente besitzt.

Aus der Forderung nach Stetigkeit der transversalen elektrischen und magnetischen Feldstärken an den Grenzflächen (\vec{E}_{\parallel} bzw. \vec{H}_{\parallel} stetig) folgen die Zusammenhänge

$$\vec{E}_m(z_{m+1}) = \vec{E}_m(z_m) \quad (\text{C.4})$$

$$\frac{d}{dz} \vec{E}_m(z_{m+1}) = \frac{d}{dz} \vec{E}_m(z_m) \quad (\text{C.5})$$

zwischen Feldamplituden und benachbarten Schichten m und $m+1$. Mit den Abkürzungen

$$\varphi_m^- = e^{-ik_m(z_{m+1} - z_m)} \quad (\text{C.6})$$

$$\varphi_m^+ = e^{+ik_m(z_{m+1} - z_m)} \quad (\text{C.7})$$

folgt aus (C.4) und (C.5)

$$E_m^+ \varphi_m^+ + E_m^- \varphi_m^- = E_{m+1}^+ + E_{m+1}^- \quad (\text{C.8})$$

$$k_m (E_m^+ \varphi_m^+ - E_m^- \varphi_m^-) = k_{m+1} (E_{m+1}^+ - E_{m+1}^-) \quad (\text{C.9})$$

wobei vor- und rücklaufende Welle in einem neuen Vektor zusammengefaßt werden kann. Dieser nimmt dann die Form

$$\vec{E}_m = \begin{pmatrix} E_m^+ \\ E_m^- E_m^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_m^+ \varphi_m^+ & k_m^- \varphi_m^+ \\ k_m^- \varphi_m^- & k_m^+ \varphi_m^- \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{m+1}^+ \\ E_m^- E_{m+1}^+ \end{pmatrix} \quad (\text{C.10})$$

an, wobei die Abkürzung

$$k_m^- = \frac{1}{2} - \frac{k_{m+1}}{k_m} \quad (\text{C.11})$$

$$k_m^+ = \frac{1}{2} + \frac{k_{m+1}}{k_m} \quad (\text{C.12})$$

verwendet wurde. Die Darstellung (C.10) kann verkürzt als

$$\vec{E}_m = \vec{T}_m \cdot \vec{E}_{m+1} \quad (\text{C.13})$$

geschrieben werden. \vec{T}_m stellt dabei die Transfermatrix dar. Werden bei einem Vielschichtsystem die elektrische Feldstärke nach M -Teilschichten betrachten, so folgt durch Matrixmultiplikation

$$\vec{E}_0 = \left(\prod_{m=0}^M \vec{T}_m \right) \cdot \vec{E}_{M+1} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \cdot \vec{E}_{M+1} \quad (\text{C.14})$$

die Feldstärke der 0-ten Schicht in Abhängigkeit von der $M + 1$ -ten. In dem Transfermatrixprodukt mit ihren Matrixelementen t_{ij} sind die Ausbreitungseigenschaften des gesamten Schichtstapels enthalten. Daraus folgt der Amplitudenreflexionsfaktor $r = t_{21}/t_{11}$ und Amplitudentransmissionsfaktor $t = 1/t_{11}$. Der in optischen Messungen ermittelte Leistungs- oder Intensitätsreflexionsfaktor R , sowie der Transmissionsfaktor T ist durch

$$R = |r|^2 \quad (\text{C.15})$$

$$T = \frac{n_{M+1}^*}{n_0^*} \cdot |t|^2 \quad (\text{C.16})$$

gegeben [275–277].

Anhang D

Vorveröffentlichungen

1. B. Weigl, M. Grabherr, R. Jäger, G. Reiner, and K. J. Ebeling, “57 % wall-plug efficiency wide temperature range 840 nm wavelength oxide confined GaAs VCSELs,” in *Proc. 15th Int. Semiconductor Laser Conf., Postdeadline paper PDP2*, (Haifa, Israel), Oct. (1996).
2. K. J. Ebeling, M. Grabherr, R. Jäger, and R. Michalzik, “Diode cascade quantum well VCSEL,” in *Proc. IEEE Summer Topical Meetings 1997, Vertical-Cavity Lasers*, (Montreal, Quebec, Canada), 61–62, Aug. (1997).
3. K. J. Ebeling, M. Grabherr, R. Jäger, C. Jung, R. King, R. Michalzik, G. Reiner, P. Schnitzer, B. Weigl, and D. Wiedenmann, “Advanced vertical cavity laser diodes and arrays for high speed optical interconnects,” in *Proc. 11th Japanese - German Forum on Information Technology*, (Nagano, Japan), Nov. (1997).
4. K. J. Ebeling, R. Michalzik, B. Weigl, G. Reiner, P. Schnitzer, C. Jung, R. Jäger, M. Grabherr, D. Wiedenmann, and W. Schmid, “57 % wallplug efficiency oxide-confined GaAs VCSELs for 1 Gbit/s bias-free data transmission,” in *Proc. Phantoms Strategic Domain Meetings, PHASDOM 97, paper D2.10*, (Aachen, Germany), Mar. (1997).

5. M. Grabherr, R. Jäger, R. Michalzik, G. Reiner, and K. J. Ebeling, "Efficient single-mode oxide-confined GaAs VCSELs emitting in the 850 nm wavelength regime," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 1304–1306, (1997).
6. J. Heerlein, M. Grabherr, R. Jäger, and P. Unger, "Improved performance of single-mode lasers by using native-oxide lateral-confinement layers," in *Proc. IEEE Summer Topical Meetings 1997, Advanced Semiconductor Lasers and Applications*, (Montreal, Quebec, Canada), 11–12, Aug. (1997).
7. R. Jäger, M. Grabherr, C. Jung, R. Michalzik, B. Weigl, and K. J. Ebeling, "57 % wallplug efficiency oxide-confined 850 nm wavelength GaAs VCSELs," *Electron. Lett.*, **33**, 330–331, (1997).
8. R. Jäger, M. Grabherr, C. Jung, P. Schnitzer, and K. J. Ebeling, "Optical data transmission over large temperature range using highly efficient oxide-confined GaAs VCSEL sources," in *Proc. GAAS 97*, (Bologna, Italy), 271–274, Sept. (1997).
9. C. Jung, M. Grabherr, R. Jäger, P. Schnitzer, D. Wiedenmann, R. Michalzik, U. Martin, S. Müller, and K. J. Ebeling, "Sub-half-mA single-mode 1-D vertical-cavity laser arrays for 1 Gbit/s data transmission," in *Proc. ECOC 1997*, **1**, (Edinburgh, Scotland, UK), 111–114, Sept. (1997).
10. C. Jung, R. Jäger, M. Grabherr, P. Schnitzer, R. Michalzik, B. Weigl, S. Müller, and K. J. Ebeling, "4.8 mW single-mode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diode," *Electron. Lett.*, **33**, 1790–1791, (1997).
11. C. Jung, M. Grabherr, R. Jäger, D. Wiedenmann, R. Michalzik, U. Martin, S. Müller, and K. J. Ebeling, "Sub-half-mA single-mode 1-D vertical-cavity laser arrays for 1 Gbit/s data transmission," *Trends in Optics and Photonics (TOPS), Advances in Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, **15**, 130, (1997).
12. R. Michalzik, R. Jäger, B. Weigl, M. Grabherr, C. Jung, G. Reiner, and K. J. Ebeling, "High efficiency 850 nm wavelength GaAs VCSELs (invited)," in *Proc. IEEE Summer Topical Meetings 1997, Vertical-Cavity Lasers*, (Montreal, Quebec, Canada), 13–14, Aug. (1997).

13. R. Michalzik, K. J. Ebeling, M. Grabherr, D. Wiedenmann, R. Jäger, C. Jung, and B. Weigl, "High power and high efficiency GaAs based VCSELs (invited)," in *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics LEOS'97*, (San Francisco, CA, USA), 347, Nov. (1997).
14. R. Michalzik, D. Wiedenmann, B. Weigl, P. Schnitzer, R. King, C. Jung, R. Jäger, M. Grabherr, and K. J. Ebeling, "High efficiency GaAs based VCSELs for optical interconnect applications (invited)," in *Proc. The Rank Prize Funds Symposium on Devices & Systems for Optical Interconnects & Data Links*, (Grasmere, UK), Sept. (1997).
15. W. Schmid, P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, G. Reiner, C. Jung, B. Weigl, and K. J. Ebeling, "High temperature range GaAs VCSELs for 1 Gbit/s data transmission," in *Proc. Semiconductor and Integrated Opto-Electronics SIOE'97*, (Cardiff, Wales, UK), Mar. (1997).
16. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, C. Jung, R. Michalzik, G. Reiner, W. Schmid, B. Weigl, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, "Bias-free 1 Gb/s data transmission using high efficiency VCSELs," in *Proc. ECTC 97*, (San Jose, CA, USA), 371, May (1997).
17. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, C. Jung, U. Koerbler, and K. J. Ebeling, "Bias-free 2.5 Gbit/s data transmission using GaAs VCSELs at 835 nm emission wavelength," in *Proc. ECOC 1997*, (Edinburgh, Scotland, UK), 35–38, Sept. (1997).
18. P. Schnitzer, R. Jäger, C. Jung, S. Müller, and K. J. Ebeling, "Linear 1×8 single-mode GaAs VCSEL arrays for 24 Gb/s data rate transmission," in *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics LEOS'97*, (San Francisco, CA, USA), 53–54, Nov. (1997).
19. B. Weigl, M. Grabherr, C. Jung, R. Jäger, G. Reiner, R. Michalzik, D. Sowada, and K. J. Ebeling, "High performance oxide confined GaAs VCSELs," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **3**, 409–415, (1997).
20. K. J. Ebeling, R. Michalzik, R. King, P. Schnitzer, D. Wiedenmann, R. Jäger, C. Jung, M. Grabherr, and M. Miller, "Applications of VCSELs for optical interconnects," in *Proc. ECOC '98*, (Madrid, Spain), 453, Sept. (1998).

21. M. Grabherr, R. Jäger, M. Miller, C. Thalmaier, J. Heerlein, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Bottom-emitting VCSELs for high cw optical output power," *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **10**, 1061–1063, (1998).
22. M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Efficient bottom emitting VCSEL arrays for high cw optical output power," *Electron. Lett.*, **34**, 1227–1228, (1998).
23. M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Rösch, U. Martin, and K. J. Ebeling, "Densely packed high power VCSEL arrays," in *Proc. ISLC'98*, (Nara, Japan), 245–246, Oct. (1998).
24. J. Heerlein, M. Grabherr, R. Jäger, and P. Unger, "Single-mode AlGaAs-GaAs lasers using lateral confinement by native-oxide layers," *IEEE Photonics Technology Lett.*, **10**, 498–500, (1998).
25. J. Heerlein, E. Schiehlen, R. Jäger, and P. Unger, "63% wall-plug efficiency InGaAs/AlGaAs broad area laser diodes and arrays," in *Proc. CLEO Europe 98, CThG2*, (Glasgow, UK), 267, Sept. (1998).
26. J. Heerlein, S. Gruber, M. Grabherr, R. Jäger, and P. Unger, "High-efficiency laterally oxidized InGaAs/AlGaAs single-mode lasers," in *Proc. ISLC'98*, (Nara, Japan), 219–220, Oct. (1998).
27. R. Jäger, J. Heerlein, E. Deichsel, and P. Unger, "63% wallplug efficiency MBE grown InGaAs/AlGaAs broad-area laser diodes and arrays with carbon p-type doping using CBr₄," in *Proc. Tenth Int. Conference on MBE*, (Cannes, France), 135–136, Sept. (1998).
28. G. Jost, U. Martin, R. Jäger, J. Heerlein, and P. Unger, "High-power tapered semiconductor amplifier with Nd:YAG microcrystal master laser oscillator," in *Proc. CLEO Europe 98, CTuI34*, (Glasgow, UK), Sept. (1998).
29. G. Jost, U. Martin, R. Jäger, J. Heerlein, E. Deichsel, and P. Unger, "High-power, single frequency semiconductor amplifier system with feedback-insensitive Nd:YAG microcrystal master oscillator," in *Proc. LEOS '98, vol. 1*, (Orlando, FL, USA), 350–351, Dec. (1998).

30. C. Jung, R. King, R. Jäger, M. Grabherr, F. Eberhard, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Highly efficient oxide confined VCSEL arrays for parallel optical interconnects," in *Optics in Computing OC '98*, (Brugge, Belgium), 2–5, Jun. (1998).
31. R. King, R. Michalzik, C. Jung, M. Grabherr, F. Eberhard, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Oxide confined 2D VCSEL arrays for high-density inter/intra- chip interconnects," in *Proc. SPIE OPTOELECTRONICS '98 - Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers II*, **3286**, (San Jose, California, USA), 64–71, Jan. (1998).
32. R. King, R. Michalzik, R. Jäger, F. Eberhard, C. Jung, M. Grabherr, and K. J. Ebeling, "Vertical-cavity surface-emitting laser diode arrays for parallel optical interconnects within multichip modules," in *Proc. PIERS '98 - Progress in Electromagnetics Research Symposium*, (Nantes, France), 1066, Jul. (1998).
33. R. King, D. Wiedenmann, P. Schnitzer, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Single-mode and multimode 2D VCSEL arrays for parallel optical interconnects," in *Proc. ISLC '98*, (Nara, Japan), 103–104, Oct. (1998).
34. R. Michalzik, D. Wiedenmann, B. Weigl, R. K. P. Schnitzer, C. Jung, W. Schmid, R. Jäger, M. Grabherr, and K. J. Ebeling, "Vertikallaserdioden - Physik und Anwendung," in *DPG Frühjahrstagung*, (Konstanz, Germany), 212, Mar. (1998).
35. R. Michalzik, M. Grabherr, R. Jäger, M. Miller, and K. J. Ebeling, "Progress in high power VCSELs and arrays," in *Proc. SPIE Photonics*, **3419**, (Taipei, Taiwan), 187–195, July (1998).
36. R. Michalzik, K. J. Ebeling, R. King, P. Schnitzer, D. Wiedenmann, C. Jung, and R. Jäger, "High-performance VCSEL array for optical interconnects," in *Proc. LEOS '98, vol. 2*, **3419**, (Orlando, FL, USA), 29–30, Dec. (1998).
37. M. Miller, M. Grabherr, R. Jäger, U. Martin, and K. J. Ebeling, "High power 3×3 VCSEL array (invited)," in *Proc. CLEO Europe 98, CThG1*, (Glasgow, UK), Sept. (1998).

38. W. Schmid, D. Wiedenmann, M. Grabherr, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "CW-operation of a diode cascade InGaAs quantum well VCSEL," *Electron. Lett.*, **34**, 553–555, (1998).
39. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, C. Jung, and K. J. Ebeling, "Linear 1×8 GaAs VCSEL arrays for 24 Gbit/s data rate transmission," *Electron. Lett.*, **34**, 187–18, (1998).
40. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, C. Jung, R. King, R. Michalzik, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, "Short distance polymer optical fiber data transmission at 2.5 Gb/s using GaAs vertical cavity surface emitting lasers at $\lambda = 780$ nm," in *Proc. OFC '98*, (San Jose, CA, USA), 157–158, Feb. (1998).
41. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Michalzik, R. Jäger, J. Joos, C. Jung, R. King, W. Schmid, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, "High performance VCSEL arrays for optical interconnection," in *Proc. ECTC '98*, (Seattle, Washington, USA), 762–770, May (1998).
42. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Michalzik, R. Jäger, J. Joos, C. Jung, R. King, W. Schmid, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, "Hochbitratige Datenübertragung mit Vertikallasermatrizen," in "Messung und Modellierung in der optischen Nachrichtentechnik", *MMONT'98, VDE-IT6*, (Günzburg, Germany), Mar. (1998).
43. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, C. Jung, and K. J. Ebeling, "Bias-free 2.5 Gbit/s data transmission using polyimide passivated GaAs VCSELs," *Electron. Lett.*, **34**, 573–575, (1998).
44. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, R. Michalzik, W. Schmid, and K. J. Ebeling, "GaAs VCSELs at $\lambda = 780$ nm for short distance polymer optical fiber links at 2.5 Gb/s," in *Proc. CLEO Europe 98, CTuC4*, (Glasgow, UK), 51, Sept. (1998).
45. P. Schnitzer, R. Jäger, R. King, R. Michalzik, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, "InGaAs VCSEL arrays for 1 Gbit/s bias-free and 8 Gbit/s biased data transmission," in *Proc. ECOC '98*, (Madrid, Spain), 195–196, Sept. (1998).

46. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, R. King, R. Michalzik, D. Wiedenmann, F. Mederer, and K. J. Ebeling, "Vertical-cavity surface-emitting lasers for plastic optical fiber data links," in *Proc. POF '98*, (Berlin, Germany), 157–162, Oct. (1998).
47. P. Schnitzer, R. Jäger, M. Grabherr, D. Wiedenmann, F. Mederer, and K. J. Ebeling, "GaAs VCSELs for biased and bias-free multi Gb/s data transmission over 4.3 km standard 1300 nm single-mode fiber," in *Proc. LEOS '98*, (Orlando, FL, USA), 164–165, Dec. (1998).
48. P. Schnitzer, R. Jäger, C. Jung, R. Michalzik, D. Wiedenmann, F. Mederer, and K. J. Ebeling, "Biased and bias-free multi-Gb/s data links using GaAs VCSEL's and 1300 nm single-mode fiber," *Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1781–1783, (1998).
49. D. Wiedenmann, P. Schnitzer, W. Schmid, C. Jung, M. Grabherr, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Extremely low intensity noise single-mode vertical cavity surface emitting lasers," in *CLEO Europe 98, CMH7*, (Glasgow, UK), 33, Sept. (1998).
50. D. Wiedenmann, M. Grabherr, C. Jung, R. Jäger, R. Michalzik, P. Schnitzer, and K. J. Ebeling, "Feedback insensitive 3 Gb/s fiber interconnect with low noise single-mode VCSEL," in *Proc. ECOC '98*, (Madrid, Spain), 457–458, Sept. (1998).
51. D. Wiedenmann, P. Schnitzer, C. Jung, M. Grabherr, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Noise characteristics of 850 nm single-mode vertical cavity surface emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 717–719, (1998).
52. D. Wiedenmann, C. Jung, M. Grabherr, R. Jäger, U. Martin, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Oxide-confined vertical-cavity semiconductor optical amplifier for 980 nm wavelength," in *Proc. CLEO '98*, (San Francisco, CA, USA), 378–379, May (1998).
53. M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H. Unold, and K. J. Ebeling, "High-power VCSELs: single devices and densely packed 2-D-arrays," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **5**, 495–502, (1999).

54. M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Reliable 1 W VCSEL module for high optical power density," in Proc. *IEEE 12th Annual Meeting LEOS'99*, **1**, (San Francisco, CA, USA), 265–266, Nov. (1999).
55. J. Heerlein, S. Gruber, M. Grabherr, R. Jäger, and P. Unger, "Highly-efficient laterally oxidized $\lambda = 950$ nm InGaAs/AlGaAs single-mode lasers," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **5**, 701–705, (1999).
56. R. Jäger, D. Wiedenmann, M. Grabherr, C. Jung, M. Kicherer, R. King, F. Mederer, M. Miller, P. Schnitzer, and K. J. Ebeling, "Shot noise limited VCSEL for high speed fiber optic data transmission (invited)," in *ISPA '99, SPIE Proc.*, **3896**, (Nanyang, Singapore), 116–132, Nov. (1999).
57. R. Jäger, J. Heerlein, E. Deichsel, and P. Unger, "63 % wallplug efficiency MBE grown InGaAs/AlGaAs broad-area laser diodes and arrays with carbon p-type doping using CBr_4 ," *J. Crystal Growth*, **201/202**, 882–885, (1999).
58. J. Joos, F. Mederer, M. Kicherer, I. Ecker, R. Jäger, W. Schmid, M. Grabherr, and K. J. Ebeling, "1129 nm InGaAs VCSELs for 2.5 Gbit/s data transmission over 10 km standard single-mode fiber," in Proc. *ECOC'99*, **2**, (Nice, France), 296–297, Sept. (1999).
59. G. Jost, E. Deichsel, J. Heerlein, R. Jäger, R. King, U. Martin, and P. Unger, "3 Gb/s high-power optical data transmission system," in Proc. *International Microwave and Optoelectronics Conference, IMOC'99*, **1**, (Rio de Janeiro, Brazil), 193–195, Aug. (1999).
60. C. Jung, R. King, R. Jäger, M. Grabherr, F. Eberhard, R. Rösch, U. Martin, D. Wiedenmann, H. Unold, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "64 channel flip-chip mounted selectively oxidized GaAs VCSEL array for parallel optical interconnects," in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers III, SPIE Proc.*, **3627**, (San Jose, CA, USA), 143–151, Jan. (1999).
61. R. King, R. Michalzik, D. Wiedenmann, R. Jäger, P. Schitzer, T. Knödl, and K. J. Ebeling, "2D VCSEL arrays for chip-level optical interconnects," in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers III, SPIE Proc.*, **3632**, (San Jose, CA, USA), 363–372, Jan. (1999).

62. R. King, P. Schnitzer, F. Mederer, M. Kicherer, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Vertikallaserdioden – Schlüsselkomponenten für die optische Datenübertragung auf Chipebene," in *ITG Workshop, Photonische Integration und Aufbautechnik, Artikel 14*, (Berlin, Germany), (1999).
63. T. Knödl, R. Jäger, M. Grabherr, R. King, M. Kicherer, M. Miller, F. Mederer, and K. J. Ebeling, "CW room temperature operation of a diode cascade InGaAs-AlGaAs quantum well VCSEL," in *Proc. IEEE 12th Annual Meeting LEOS'99*, **1**, (San Francisco, CA, USA), 143–144, Nov. (1999).
64. T. Knödl, H. K. H. Choy, J. L. Pan, R. King, R. Jäger, G. Lullo, J. F. Ahadian, R. J. Ram, C. G. Fonstad, Jr., and K. J. Ebeling, "RCE photodetectors based on VCSEL structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1289–1291, (1999).
65. F. Mederer, C. Jung, R. Jäger, M. Kicherer, R. Michalzik, P. Schnitzer, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, "12.5 Gbit/s data rate fiber transmission using single-mode selectively oxidized GaAs VCSELs at $\lambda=850$ nm," in *Proc. IEEE 12th Annual Meeting LEOS'99*, **2**, (San Francisco, CA, USA), 697–698, Nov. (1999).
66. F. Mederer, R. Jäger, P. Schnitzer, H. Unold, M. Kicherer, K. J. Ebeling, M. Naritomi, and R. Yoshida, "Multi-Gigabit/s perfluorinated graded-index plastic-optical-fiber data links with butt-coupled single-mode InGaAs VCSEL," in *ISPA '99, SPIE Proc.*, **3896**, (Nanyang, Singapore), 273–280, Nov. (1999).
67. W. Schmid, F. Eberhard, M. Schauler, M. Grabherr, R. King, M. Miller, E. Deichsel, G. Stareev, U. Martin, R. Jäger, J. Joos, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Infrared light-emitting diodes with lateral outcoupling taper for high extraction efficiency," in *Light-emitting diodes: research, manufacturing, and applications III, SPIE Proc.*, **3621**, (San Jose, CA, USA), 198–205, Jan. (1999).
68. P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, F. Mederer, R. Michalzik, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, "GaAs VCSEL's at $\lambda = 780$ and 835 nm for short distance 2.5 Gb/s plastic optical fiber data links," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 767–777, (1999).

69. P. Schnitzer, F. Mederer, H. J. Unold, R. Jäger, M. Kicherer, K. J. Ebeling, M. Naritomi, and R. Yoshida, "7 Gb/s data rate transmission using InGaAs VCSEL at $\lambda = 950$ nm and perfluorinated GI POF," in *Proc. International POF Conference '99*, (Chiba, Japan), 209–210, July (1999).
70. H. J. Unold, M. Grabherr, F. Eberhard, F. Mederer, R. Jäger, M. Riedl, and K. J. Ebeling, "Increased-area oxidized single-fundamental mode VCSEL with a self-aligned shallow etched surface relief," *Electron. Lett.*, **35**, 1340–1341, (1999).
71. D. Wiedenmann, R. King, C. Jung, R. Jäger, R. Michalzik, P. Schnitzer, M. Kicherer, and K. J. Ebeling, "Design and analysis of single-mode oxidized VCSELs for high-speed optical interconnects," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **5**, 503–511, (1999).
72. D. Wiedenmann, M. Kicherer, C. Jung, M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Sub-poissonian intensity noise from vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3075–3077, (1999).
73. G. Giaretta, F. Mederer, R. Michalzik, W. White, R. Jäger, G. Shevchuk, T. Onishi, M. Naritomi, R. Yoshida, P. Schnitzer, H. Unold, M. Kicherer, K. Al-Hemyari, J. A. Valdmanis, M. Nuss, X. Quan, and K. J. Ebeling, "Demonstration of 500 nm-wide Transmission window at multi-Gbit/s data rates in low-loss plastic optical fiber," in *Proc. ECOC'99*, **2**, (Nice, France), 240–241, Sept. (1999).
74. H. Martinsson, J. A. Vukušić, M. Grabherr, R. Michalzik, R. Jäger, K. J. Ebeling, and A. Larsson, "Transverse mode selection in large area oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers using a shallow surface relief," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1536–1538, (1999).
75. T. Ackemann, J. R. Tredicce, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Spatial structure of broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers," in *Proc. Quantum Electronics and Laser Sciences Conference 1999, OSA Technical Digest Series*, (Baltimore, MD, USA), 228, May (1999).
76. L. Zei, K. Petermann, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Operation range of VCSEL-Interconnect links with "below-threshold"-biasing," in *Proc.*

IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS) Annual Meeting Conference 1999, **2**, 762–763, Nov. (1999).

77. H. Martinsson, J. A. Vukusic, M. Ghisoni, M. Grabherr, R. Michalzik, R. Jäger, K. J. Ebeling, and A. Larsson, “Transverse mode selection in large area oxide-confined VCSELs using shallow surface reliefs,” in *Proc. IEEE Digest of the LEOS Summer Topical Meeting*, **36**, 236–238, July (1999).
78. E. Deichsel, R. Jäger, and P. Unger, “Resonatorspiegel mit einem Sättigbaren Absorber,” *Europäisches Patent*, **EP1079483 A**, (2000).
79. K. J. Ebeling, R. King, M. Kicherer, F. Mederer, H. Unold, J. Joos, R. Jäger, I. Ecker, and M. Golling, “Low-noise high-speed VCSELs and arrays for optical interconnects,” in *Proc. Int. Symp. on Ultra-Parallel Optoelectronics*, (Kawasaki, Japan), Feb. (2000).
80. K. J. Ebeling, F. Mederer, H. Unold, T. Knödl, M. Kicherer, M. Golling, R. Jäger, and R. Michalzik, “High performance VCSELs for optical data links,” in *Proc. Fifth Optoelectronics and Communications Conf., OECC 2000*, (Makuhari Messe, Chiba, Japan), 518–519, July (2000).
81. K. J. Ebeling, M. Miller, M. Grabherr, R. Jäger, M. Kicherer, and F. Mederer, “High-power vertical-cavity surface emitting laser diodes,” in *Proc. 10th Conference on Laser Optics*, (invited), (St. Petersburg, Russia), June (2000).
82. K. J. Ebeling, F. Mederer, H. Unold, T. Knödl, M. Kicherer, M. Golling, R. King, R. Jäger, I. Ecker, J. Joos, D. Wiedenmann, and R. Michalzik, “High speed modulation of VCSELs for optical data transmission,” in *Proc. Topical Meeting on Semiconductor Microcavity Photonics 2000*, (Monte Verità, Ascona, Switzerland), Oct. (2000).
83. M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “VCSELs show up in the Watt regime,” in *Proc. COST, European VCSEL Workshop*, (Brussels, Belgium), A1, Sept. (2000).
84. J. Joos, F. Mederer, M. Kicherer, I. Ecker, R. Jäger, W. Schmid, M. Grabherr, and K. J. Ebeling, “2.5-Gbit/s data transmission over 10 km

- standard single-mode fiber using InGaAs VCSELs at 1.13 μm emission wavelength,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 344–346, (2000).
85. M. Kicherer, R. Jäger, R. King, F. Mederer, H. J. Unold, and K. J. Ebeling, “Single- and multi-mode VCSELs for 12.5 Gb/s data links,” in *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2000*, (Nice, France), 73, Sept. (2000).
86. M. Kicherer, F. Mederer, R. Jäger, H. J. Unold, K. J. Ebeling, S. Lehmann, A. Neyer, and E. Griese, “Data transmission at 3 Gbit/s over intraboard polymer waveguides with GaAs VCSELs,” in *Proc. European Conference on Optical Communication, ECOC 2000*, **3**, (Munich, Germany), 289–290, Sept. (2000).
87. T. Knödl, R. Jäger, M. Golling, M. Miller, and K. J. Ebeling, “Improvement of diode cascade VCSEL performance,” in *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2000*, (Nice, France), 346, Sept. (2000).
88. F. Mederer, R. Jäger, P. Schnitzer, H. Unold, M. Kicherer, K. J. Ebeling, M. Naritomi, and R. Yoshida, “Multi-Gigabit/s graded-index POF data link with butt-coupled single-mode InGaAs VCSEL,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 199–201, (2000).
89. F. Mederer, M. Kicherer, R. Jäger, H. Unold, and K. J. Ebeling, “2.5 Gbit/s data transmission with singlemode GaAs VCSELs over -20 to 100°C temperature range,” *Electron. Lett.*, **36**, 236–238, (2000).
90. F. Mederer, M. Grabherr, F. Eberhard, I. Ecker, R. Jäger, J. Joos, C. Jung, M. Kicherer, R. King, P. Schnitzer, H. Unold, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, “High performance selectively oxidized VCSELs and arrays for parallel high-speed optical interconnects,” *Advances in Solid State Physics, Vieweg, Braunschweig*, **40**, 611–625, Sept. (2000).
91. F. Mederer, M. Grabherr, F. Eberhard, I. Ecker, R. Jäger, J. Joos, C. Jung, M. Kicherer, R. King, P. Schnitzer, H. Unold, D. Wiedenmann, and K. J. Ebeling, “High performance selectively oxidized VCSEL arrays

- for parallel, high-speed optical interconnects,” in Proc. *Electronic Components and Technology Conference, ECTC 2000*, (Las Vegas, NV, USA), 1242–1251, May (2000).
92. F. Mederer, M. Kicherer, R. Jäger, H. Unold, and K. J. Ebeling, “5 Gbit/s data transmission with single-mode GaAs VCSELs over a 0°C to 80°C temperature range,” in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2000*, **2**, (Munich, Germany), 65–66, Sept. (2000).
93. F. Mederer, R. Jäger, M. Kicherer, H. Unold, and K. J. Ebeling, “GaAs-basierende VCSELs für hochbitratige optische Datenübertragung,” in Proc. *Frühjahrstagung der DPG e.V.*, **HL 29.1**, (Regensburg, Germany), 557, Mar. (2000).
94. F. Mederer, M. Grabherr, R. Jäger, J. Joos, M. Kicherer, R. Michalzik, H. Unold, and K. J. Ebeling, “VCSELs for the optical data transmission to PCB-integrated waveguides,” in Proc. *Selected Optoelectronic Components and Functional Optical Structures for the Use in Electronics and Sensory Technique*, (Dresden, Germany), July (2000).
95. R. Michalzik, R. King, G. Giaretta, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “VCSEL arrays for 10 Gb/s multimode fiber optical interconnects,” in *Optoelectronic Interconnects VII, SPIE Proc.*, (invited), **3952**, 124–133, Jan. (2000).
96. M. Miller, M. Grabherr, R. Jäger, M. Kicherer, F. Mederer, and K. J. Ebeling, “kW/cm² VCSEL arrays for high power applications,” in *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers IV, SPIE Proc.*, **3946**, (San Jose, CA, USA), 198–206, Jan. (2000).
97. M. Miller, M. Grabherr, R. Jäger, H. J. Unold, and K. J. Ebeling, “Large-area high-power VCSEL,” in Proc. *IEEE International Semiconductor Laser Conference*, (Monterey, CA, USA), 63–64, Sept. (2000).
98. W. Schmid, F. Eberhard, R. Jäger, R. King, M. Miller, J. Joos, and K. J. Ebeling, “45 % quantum-efficiency light-emitting diodes with radial outcoupling taper,” in *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications IV, SPIE Proc.*, **3938**, (San Jose, CA, USA), 90–97, Jan. (2000).

99. H. J. Unold, S. W. Z. Mahmoud, F. Eberhard, R. Jäger, M. Kicherer, F. Mederer, M. C. Riedl, and K. J. Ebeling, "Large-area single-mode selectively oxidized VCSELs: approaches and experimental," in *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers IV, SPIE Proc.*, **3946**, (San Jose, CA, USA), 207–218, Jan. (2000).
100. H. J. Unold, S. W. Z. Mahmoud, R. Jäger, M. Kicherer, M. C. Riedl, and K. J. Ebeling, "Improving single-mode VCSEL performance by introducing a long monolithic cavity," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 939–941, (2000).
101. H. J. Unold, M. Kicherer, S. W. Z. Mahmoud, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, "Spatially varied anti-resonant DBR design for large-area single-mode VCSELs," in Proc. *IEEE International Semiconductor Laser Conference*, (Monterey, CA, USA), 57–58, Sept. (2000).
102. T. Ackemann, S. Barland, M. Cara, S. Balle, J. R. Tredicce, R. Jäger, M. Grabherr, M. Miller, and K. J. Ebeling, "Spatial mode structure of bottom-emitting broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers," *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **2**, 406–412, (2000).
103. T. Ackemann, S. Barland, M. Giudice, J. R. Tredicce, S. Balle, R. Jäger, M. Grabherr, M. Miller, and K. J. Ebeling, "Patterns in broad-area microcavities," *Phys. Stat. Sol. (b)*, **221**, 133–136, (2000).
104. T. Ackemann, S. Barland, M. Giudici, J. R. Tredicce, M. Cara, S. Balle, R. Jäger, M. Grabherr, M. Miller, and K. J. Ebeling, "Spatial structure of broad-area vertical-cavity regenerative amplifiers," *Opt. Lett.*, **25**, 814–816, (2000).
105. L. Zei, K. Petermann, R. Jäger, and K. J. Ebeling, "Operation range of VCSEL–Interconnect links with "below-threshold"–biasing," **18**, 477–481, (2000).
106. E. Deichsel, F. Eberhard, R. Jäger, and P. Unger, "High-power laser diodes with dry-etched mirror facets and integrated monitor photodiodes," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **7**, 106–110, (2001).

107. E. Deichsel, R. Jäger, and P. Unger, “Sättigbarer Reflektor und Sättigbarer Absorber,” *Deutsches Patent- und Markenamt*, **DE10030672 A1**, (2001).
108. E. Deichsel, R. Jäger, and P. Unger, “High-brightness unstable-resonator lasers fabricated with improved dry-etching technology for ultra-smooth laser facets,” *Special Issue of Jap. J. Appl. Phys.*, (2001). submitted.
109. R. King, R. Michalzik, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “32-VCSEL channel CMOS-based transmitter module for Gb/s data rates,” in *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers V, SPIE Proc.*, **4286**, (San Jose, CA, USA), 136–141, Jan. (2001).
110. S. W. Z. Mahmoud, H. J. Unold, W. Schmid, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, “Analysis of longitudinal mode wave guiding in vertical-cavity surface-emitting lasers with long monolithic cavity,” *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 586–588, (2001).
111. F. Mederer, R. Jäger, H. J. Unold, R. Michalzik, K. J. Ebeling, S. Lehmacher, A. Neyer, and E. Griese, “3 Gbit/s data transmission with GaAs VCSELs over PCB integrated polymer waveguides,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 1032–1034, (2001).
112. F. Mederer, R. Jäger, J. Joos, M. Kicherer, R. King, R. Michalzik, M. Riedl, H. Unold, K. J. Ebeling, S. Lehmacher, B. Wittmann, and A. Neyer, “Improved VCSEL structures for 10 gigabit-Ethernet and next generation optical-integrated PC-boards,” in *Proc. Electronic Components and Technology Conference, ECTC 2001*, (Orlando, USA), 1–7, May (2001).
113. F. Mederer, I. Ecker, J. Joos, M. Kicherer, H. Unold, K. J. Ebeling, M. Grabherr, R. Jäger, R. King, and D. Wiedenmann, “High performance selectively oxidized VCSEL arrays for parallel, high-speed optical interconnects,” *IEEE Trans. Advanced Packaging*, **24**, 442–449, (2001).
114. R. Michalzik, F. Mederer, R. King, M. Kicherer, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “Very short reach optical interconnect applications of vertical-cavity surface-emitting laser diodes,” *Kleinheubacher Berichte*, **44**, 85–94, (2001).

115. R. Michalzik, K. J. Ebeling, M. Kicherer, F. Mederer, R. King, H. Unold, and R. Jäger, “High-performance VCSELs for optical data links,” *IEICE Trans. Electron.*, (invited), **E84-C**, 629–638, (2001).
116. R. Michalzik, K. J. Ebeling, M. Kicherer, F. Mederer, R. King, H. Unold, and R. Jäger, “High-performance VCSELs for optical data links,” *IEICE Trans. Commun.*, (invited), **E84-B**, 1255–1264, (2001).
117. R. Michalzik, R. King, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “VCSEL arrays for CMOS integrated optical interconnect systems,” in Proc. *SPIEs International Symposium on The Convergence of Information Technologies and Communications, ITCOM 2001*, **4534B-17**, Aug. (2001).
118. M. Miller, M. Grabherr, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “High-power VCSEL array for emission in the watt regime at room temperature,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 173–175, (2001).
119. M. Miller, M. Grabherr, R. King, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, “Improved output performance of high-power VCSELs,” *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **7**, 210–216, (2001).
120. W. Schmid, M. Scherer, R. Jäger, P. Strauß, K. Streubel, and K. J. Ebeling, “Efficient light-emitting diodes with radial outcoupling taper at 980 and 630 nm emission wavelength,” in *Light-Emitting Diodes: Research, Manufacturing, and Applications V, SPIE Proc.*, **4278**, (San Jose, CA, USA), 109–117, Jan. (2001).
121. H. J. Unold, S. W. Z. Mahmoud, R. Jäger, M. Grabherr, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, “Large-area single-mode VCSELs and the self-aligned surface relief,” *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **7**, 386–392, (2001).
122. H. J. Unold, M. C. Riedl, S. W. Z. Mahmoud, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “Long monolithic cavity VCSELs for high singlemode output power,” *Electron. Lett.*, **37**, 178–179, (2001).
123. H. J. Unold, M. C. Riedl, S. W. Z. Mahmoud, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “Singlemode output power enhancement of InGaAs VCSELs by reduced spatial hole burning via surface etching,” *Electron. Lett.*, **37**, 570–571, (2001).

124. M. B. Willemsen, A. S. van de Nes, M. P. van Exter, J. P. Woerdman, M. Kicherer, R. King, R. Jäger, and K. J. Ebeling, “Polarization-resolved linewidth-power product of a vertical-cavity semiconductor laser,” *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 4183–4185, (2001).
125. H. J. Unold, S. W. Z. Mahmoud, R. Jäger, M. Golling, M. Kicherer, F. Mederer, M. Riedl, T. Knödl, M. Miller, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, “Single-Mode VCSELs,” Jan. (2002). submitted.
126. S. Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knödel, M. Miller, and R. Jäger, “Cavity solitons work as pixels in semiconductors,” *Submitted to Nature*, (2002).

Literaturverzeichnis

- [1] M. R. Krames, M. Ochiai-Holcomb, G. E. Höfler, C. Carter-Coman, E. I. Chen, I.-H. Tan, P. Grillot, N. F. Gardner, H. C. Chui, J.-W. Huang, S. A. Stockman, F. A. Kish, and M. G. Craford, “High-power truncated-inverted-pyramid $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}/\text{GaP}$ light-emitting diodes exhibiting $> 50\%$ external quantum efficiency,” *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2365–2367, (1999).
- [2] P. Heremans, “Non-resonant cavity LEDs,” in *Semiconductor Microcavity Photonics*, (Ascona), Summer School of the European Optical Society, (2000).
- [3] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, “Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions,” *Appl. Phys. Lett.*, **1**, 62–64, (1962).
- [4] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, “Coherent light emission from GaAs junctions,” *Phys. Rev. Lett.*, **9**, 366–368, (1962).
- [5] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*. Berlin: Springer-Verlag, (1992). 2. Auflage.
- [6] A. Al-Muhanna, L. J. Mawst, D. Botez, D. Z. Garbuzov, R. U. Martinelli, and J. C. Connolly, “14.3 W quasicontinuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 970 nm diode laser,” *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1142–1144, (1997).
- [7] S. O’Brian, H. Zhao, A. Schoenfelder, and R. J. Lang, “9.3 W CW (In)AlGaAs 100 μm wide lasers at 970 nm,” *Electron. Lett.*, **33**, 1869–1870, (1997).
- [8] D. Botez, L. J. Mawst, A. Battacharya, J. Lopez, J. Li, T. F. Kuech, V. P. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, and A. V. Syrbu, “66 % CW wallplug efficiency from Al-free 0.98 μm -emitting diode lasers,” *Electron. Lett.*, **32**, 2012–2013, (2001).
- [9] F. H. Peters, M. G. Peters, D. B. Young, J. W. Scott, B. J. Thibeault, S. W. Corzine, and L. A. Coldren, “High power vertical-cavity surface-emitting lasers,” *Electron. Lett.*, **29**, 200–201, (1993).

- [10] M. Grabherr, *Oberflächenemittierende Leistungsdiodenlaser mit Vertikalresonator*. Dissertation, Universität Ulm, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, (2000).
- [11] K. L. Lear, R. P. Schneider, Jr., K. D. Choquette, S. P. Kilcoyne, J. J. Figiel, and J. C. Zolper, "Vertical Cavity Surface Emitting Lasers with 21 % Efficiency by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **6**, 1053–1055, (1994).
- [12] K. L. Lear, K. D. Choquette, R. P. Schneider, Jr., S. P. Kilcoyne, and K. M. Geib, "Selectively oxidised vertical-cavity surface-emitting lasers with 50 % power conversion efficiency," *Electron Lett.*, **31**, 208–209, (1995).
- [13] H. Welker, "Über neue halbleitende Verbindungen," *Z. Naturforschg.*, **7 a**, 744–749, (1952).
- [14] K. G. Günther, "Aufdampfschichten aus halbleitenden III-V-Verbindungen," *Z. Naturforschg.*, **13 a**, 1081–1089, (1958).
- [15] W. Schröter, K.-H. Lautenschläger, and H. Bibrack, *Taschenbuch der Chemie*. Thun und Frankfurt/M.: Verlag Harri Deutsch, (1986). 12., Auflage.
- [16] H. M. Manasevit, W. B. Hewitt, A. J. Nelson, and A. R. Mason, "The Use of Metalorganics in the Preparation of Semiconductor Materials," *J. Electrochem. Soc.*, **136**, 3070–3076, (1989).
- [17] K. Nakamura, "Preparation and Properties of Boron Nitride Films by Metal Organic Chemical Vapor Deposition," *J. Electrochem. Soc.*, **133**, 1120–1123, (1986).
- [18] C. Prasad and M. Sahay, "Electronic Structure and Properties of Boron Phosphide and Boron Arsenide," *Phys. Stat. Sol.*, **154**, 201–207, (1989).
- [19] Stem Chemicals Inc., <http://www.strem.com>.
- [20] Groupe Arnaud Electronics, <http://www.arnaudelectronics.com>.
- [21] Mining & Chemical Products Ltd., <http://www.mcp-group.com>.
- [22] RASA Industries LTD., <http://www.rasa.co.jp>.
- [23] W. Mönch, "Calculation of valence-band offsets of lattice-matched GaIn-TiP/InP heterostructures and of Schottky barrier heights of metal-GaInTiP contacts," *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1231–1233, (1997).
- [24] M. van Schilfgaarde, A.-B. Chen, S. Krishnamurthy, and A. Sher, "InTiP a proposed infrared detector material," *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 2714–2716, (1994).
- [25] D. F. Storm, M. D. Lange, and T. L. Cole, "Surfactant effect of thallium in the epitaxial growth of indium arsenide on gallium arsenide(001)," *J. Appl. Phys.*, **85**, 6838–6842, (1999).

- [26] H. Asahi, H. Koh, K. Takenaka, K. Asami, K. Oe, and S. Gonda, “Gas source MBE growth and characterization of TlInGaP and TlInGaAs layers for long wavelength applications,” *J. Crystal Growth*, **201/202**, 1069–1072, (1999).
- [27] F. Sánchez-Almazán, M. Gendry, E. Bergignat, G. Grenet, P. Regreny, and G. Hollinger, “Crecimiento de aleaciones III-V usando el Talio sobre substratos de InP,” http://leom.ec-lyon.fr/activites/themes/b-materiaux/b1-epi/thallium_es.html, (1999).
- [28] ESPI, Electronic Space Products International, <http://www.espi-metals.com>.
- [29] Furukawa Ltd., Electronic Materials Division, <http://www.furukawakk.co.jp>.
- [30] Dowa Mining Co., LTD., <http://www.dowa.co.jp>.
- [31] K. Oe and H. Okamoto, “New Semiconductor Alloy GaAs_{1-x}Bi_x Grown by Metal Organic Vapor Phase Epitaxy,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, L1283–L1285, (1998).
- [32] M. C. Wagener, J. R. Botha, and A. W. R. Leitch, “Characterization of secondary phases formed during MOVPE growth of InSbBi mixed crystals,” *J. Crystal Growth*, **213**, 51–56, (2000).
- [33] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons, Inc., (1981). Second Edition, Chapter 1.2.
- [34] A. Ishihara and H. Watanabe, “Long-Wavelength (1072 nm) Strained InGaAs Quantum-Well Lasers Grown on 1.0° Misoriented (111)B GaAs,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33**, 1361–1362, (1994).
- [35] E. A. Khoo., A. S. Pabla, J. Woodhead, J. P. R. David, R. Grey, and G. J. Rees, “Low threshold InGaAs/AlGaAs lasers grown on (111)B GaAs substrate,” *Electron. Lett.*, **33**, 957–958, (1997).
- [36] S. Tanaka, S. Nishimura, and M. Koguchi, “Al segregation and ordered structure in AlGaAs grown on GaAs(110) by MBE,” *Eighth Int. Conference on Molecular Beam Epitaxy.*, **A6-11**, 108–109, (1994).
- [37] J. F. Wagner and C. W. Wilmsen, *PHYSICS AND CHEMISTRY OF III-V COMPOUND SEMICONDUCTOR INTERFACES*. New York and London: Plenum Press, (1985). Chapter 3.1: Crystallographic Structures of Surface and Bulk.
- [38] T. Wenckebach, *Essentials of Semiconductor Physics*. Chichester, New York, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto: John Wiley & Sons, LTD., (1999).
- [39] F. Herman, “Theoretical Investigation of the Electronic Energy Band Structure of Solids,” *Reviews of modern Physics.*, **10**, 102–121, (1958).
- [40] W. Kowalsky, *Dielektrische Werkstoffe der Elektronik und Photonik*. Stuttgart: Teuber Studienbücher, (1993). Kapitel 1.3: Elektrische Eigenschaften der Festkörper, Bändermodell.

- [41] M. P. C. M. Krijn, “Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys,” *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, 27–31, (1991).
- [42] W. A. Harrison, “Elementary theory of heterojunctions,” *J. Vac. Sci. Technol.*, **14**, 1016–1021, (1977).
- [43] J. A. Van Vechten, “Quantum Dielectric Theory of Electronegativity in Covalent Systems. I. Electronic Dielectric Constant,” *Phys. Rev.*, **182**, 891–905, (1969).
- [44] J. A. Van Vechten, “Quantum Dielectric Theory of Electronegativity in Covalent Systems. II. Ionization Potentials and Interband Transitions Energies,” *Phys. Rev.*, **187**, 1007–1020, (1969).
- [45] J. A. Van Vechten and T. K. Bergstresser, “Electronic Structures of Semiconductor Alloys,” *Phys. Rev. B*, **1**, 3351–3358, (1970).
- [46] D. J. Chadi and M. L. Cohen, “Tight-Binding Calculations of the Valence Bands of Diamond and Zincblende Crystals,” *Phys. stat. sol. (b)*, **68**, 405–419, (1975).
- [47] R. Enderlein and N. J. M. Horning, *Fundamentals of Semiconductor Physics and Devices*. Singapore: World Scientific, (1997). Kap. 2.6.
- [48] R. Enderlein and A. Schenk, *Grundlagen der Halbleiterphysik*. Berlin: Akademie Verlag, (1992). Kap. 6.2.
- [49] S. Sakai, Y. Ueta, and Y. Terauchi, “Band Gap Energy and Band Lineup of III-V Alloy Semiconductors Incorporating Nitrogen and Boron,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**, 4413–4417, (1993).
- [50] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*. Berlin: Springer-Verlag, (1996). Kap. 8.1.
- [51] M. A. Herrman, *Semiconductor Superlattices*. Berlin: Akademie-Verlag, (1986).
- [52] S. Miyoshi and K. Onabe, “Semi-Empirical Tight-Binding Calculation of the Electronic Structure of $\text{GaP}_{1-x}\text{N}_x$ ($X = 0.25, 0.5, 0.75$) Alloys,” *Solid-State Electronics*, **41**, 267–269, (1997).
- [53] S. Miyoshi and K. Onabe, “Band Structure of $\text{GaP}_{1-x}\text{N}_x$ ($X = 0.25, 0.5, 0.75$) Ordered Alloys: Semi-Empirical Tight-Binding Calculation,” *Jap. J. Appl. Phys.*, **37**, 4680–4686, (1998).
- [54] A. F. Wright and J. S. Nelson, “First-principles calculations for zinc-blende AlInN ,” *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3465–3467, (1995).
- [55] T. Kamiya, *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic integrated circuits*. London, Glasgow, Weinheim, New York, Tokyo, Melbourne; Madras: Chapman & Hall, (1994). Chapter 4: Radiative and non-radiative recombination in semiconductors.
- [56] Sandia National Labs., <http://www.mdl.sandia.gov>, (1999).

- [57] J. W. Matthew and A. E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations," *J. Crystal Growth*, **27**, 118–125, (1974).
- [58] J. W. Matthew and A. E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers: II. Dislocation PILE-UPS, threatening dislocations, slip lines and cracks," *J. Crystal Growth*, **29**, 273–280, (1975).
- [59] J. W. Matthew and A. E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers: III. Preparation of almost perfect multilayers," *J. Crystal Growth*, **32**, 265–273, (1976).
- [60] R. People and J. C. Bean, "Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 322–324, (1985).
- [61] R. People, "Correspondence between coherently strained multilayers and a single coherently strained layer on lattice mismatched substrate," *J. Appl. Phys.*, **59**, 3296–3298, (1986).
- [62] D. Teng, P. Mandeville, and L. F. Eastman, "Growth limitations of strained multiple quantum wells," *J. Crystal Growth*, **135**, 36–40, (1994).
- [63] J. R. Downes and D. A. Faux, "Analysis of the shortcomings of the Matthews-Blakeslee theory of critical thickness at higher strains," *Phil. Magazine Lett.*, **76**, 77–81, (1997).
- [64] J. Greenberg and L. F. Eastman, "1.3 μm lasers on GaAs(111)B employing ordered $(\text{InAs})_1(\text{GaAs})_1$ quantum wells for high frequency response applications," *Microelectronics Journal*, **1997**, 947–955, (1997).
- [65] J.-P. Reithmaier and H. Cerva, "Investigation of the critical layer thickness in elastically strained InGaAs/GaAlAs quantum wells by photoluminescence and transmission electron microscopy," *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 48–50, (1989).
- [66] I. C. Bassignana, D. A. Macquistan, and A. J. SpringThorpe, "Problems in the use of epitaxial AlAs layers as calibration standards for the Al content of AlGaAs/GaAs layers," *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **120**, 247–250, (1991). Chapter 5.
- [67] B. K. Tanner, A. G. Turnbull, C. R. Stanley, A. H. Kean, and M. McElhinney, "Measurement of aluminium concentration in epitaxial layers of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ on GaAs by double axis x-ray diffractometry," *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 2272–2274, (1991).
- [68] S. Adachi, "GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and Device applications," *J. Appl. Phys.*, **58**, R1–R29, (1985).
- [69] T. E. Sale, "Cavity and reflector design for vertical cavity surface emitting lasers," *IEE Proc. Optoelectron.*, **142**, 37–43, (1995).
- [70] S. Logothetidis, M. Cardona, and M. Garriga, "Temperature dependence of dielectric function and the interband critical-point parameters of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," *Phys. Rev.*, **B 43**, 11950–11965, (1991).

- [71] D. T. F. Marple, "Refractive Index of GaAs," *J. Appl. Phys.*, **35**, 1241–1242, (1963).
- [72] J.-H. Shin and Y.-H. Lee, "Optical dispersion of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ at crystal growth temperature," *J. Appl. Phys.*, **76**, 8049–8050, (1994).
- [73] S. Adachi, "Optical Properties," in *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, ch. 5, London: IEE, Inspec, (1993).
- [74] S. Adachi, "Thermal Conductivity of AlGaAs," in *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, ch. 3.3, London: IEE, Inspec, (1993).
- [75] W. Nakwaski, "Thermal conductivity of binary, ternary, and quaternary III-V compounds," *J. Appl. Phys.*, **64**, 159–166, (1988).
- [76] S. Adachi, "Lattice thermal resistivity of III-V compound alloys," *J. Appl. Phys.*, **54**, 1844–1848, (1983).
- [77] M. C. Ohmer, W. C. Mitchel, G. A. Graves, D. E. Holmes, H. Kuwamoto, and P. Yu, "Thermal properties of semi-insulating GaAs dilutely alloyed with InAs," *J. Appl. Phys.*, **64**, 2775–2777, (1988).
- [78] H. Beneking, P. Narozny, and N. Emeis, "High quality epitaxial GaAs and InP wafers by isoelectronic doping," *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 828–830, (1985).
- [79] T. Yao, "Thermal properties of AlAs/GaAs superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1798–1800, (1987).
- [80] M. Soltanolkotabi, G. L. Bennis, and R. Gupta, "Temperature dependence of the thermal diffusivity of GaAs in the 100-305 K range measured by the pulsed photothermal displacement technique," *J. Appl. Phys.*, **85**, 794–798, (1999).
- [81] H. L. Hartnagel and R. Riemenschneider, "Surface Oxidation and Passivation of AlGaAs," in *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, ch. 8.4, 238–242, London: IEE, Inspec, (1993).
- [82] G. P. Schwartz, B. V. Dutt, and G. J. Gualtieri, "Elemental arsenic in native oxide films on $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," *Appl. Phys. Lett.*, **39**, 52–54, (1981).
- [83] J. M. Dallesasse, N. Holonyak, Jr., N. Ei-Zein, T. A. Richard, F. A. Kish, A. R. Sugg, R. D. Burnham, and S. C. Smith, "Native-Oxide masked impurity-induced layer disordering of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum well heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 974–976, (1991).
- [84] B. Weigl, *Technologie und Charakterisierung hocheffizienter InAlGaAs-Vertikallaserdioden*. Dissertation, Universität Ulm, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, (2000).
- [85] P. O. Vaccaro, K. Koizumi, K. Fujita, and T. Ohachi, "AlAs oxidation process in GaAs/AlGaAs/AlAs heterostructures grown by molecular beam epitaxy on GaAs (n11)A substrates," *Microelectronics Journal*, **30**, 387–391, (1999).

- [86] P. Chavarkar, U. K. Mishra, S. K. Mathis, and J. S. Speck, "Effect of Sb composition on lateral oxidation rates in $\text{AlAs}_{1-x}\text{Sb}_x$," *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1291–1293, (2000).
- [87] P. Legay, P. Petit, G. L. Roux, A. Kohl, I. F. L. Dias, M. Juhel, and M. Quillec, "Wet thermal oxidation of AlAsSb alloys lattice matched to InP ," *J. Appl. Phys.*, **81**, 7600–7602, (1997).
- [88] O. Blum, K. M. Beib, J. Hafich, J. F. Klem, and C. I. H. Ashby, "Wet thermal oxidation of AlAsSb lattice matched to InP for optoelectronic applications," *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 3129–3131, (1996).
- [89] J. H. Epple, K. L. Chang, G. W. Pickrell, K. Y. Cheng, and K. C. Hsieh, "Thermal wet oxidation of GaP and $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{P}$," *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 1161–1163, (2000).
- [90] K. D. Choquette, J. R. P. Schneider, K. L. Lear, and K. M. Geib, "Low threshold voltage vertical-cavity lasers fabricated by selective oxidation," *Electron. Lett.*, **30**, 2043–2044, (1994).
- [91] A. Y. Cho, "How molecular beam epitaxy (MBE) began and its projection into the future," *J. Crystal Growth*, **201/202**, 1–7, (1999).
- [92] A. Y. Cho, M. B. Panish, and I. Hayashi, "Molecular beam epitaxy of GaAs , $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ and GaP ," *3rd Int. Symp. on Gallium Arsenide and Related Compounds*, **9**, 18–29, (1970).
- [93] A. Y. Cho, R. W. Dixon, H. C. Cassey, Jr., and R. L. Hartman, "Continuous room-temperature operation of $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ double-heterostructure lasers prepared by molecular-beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 501, (1976).
- [94] H. Tanaka and M. Mushiage, "MBE as a production technology for AlGaAs lasers," *J. Crystal Growth*, **111**, 1043, (1991).
- [95] S. J. I. A. J. SpringThorpe, B. Emmerstorfer, P. Mandeville, and W. T. Moore, "Measurement of GaAs surface oxide desorption temperatures," *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 77–79, (1987).
- [96] G. Wicks, W. I. Wang, C. E. C. Wood, L. F. Eastman, and L. Rathbun, "Photoluminescence of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ grown by molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, **52**, 5792–5796, (1981).
- [97] T. A. Flaim and P. D. Ownby, "Observations on Bayard-Alpert Ion Gauge Sensitivities to Various Gases," *J. Vac. Sci. Tech.*, **8**, 661–662, (1971).
- [98] M. Kundsén, "Die Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhren," *Ann. d. Phys.*, **28**, 75–130, (1909).
- [99] M. Hurich, "Untersuchung der strukturellen und elektrischen Eigenschaften von Niedrigtemperatur gewachsenen GaAs -Schichten," Diplomarbeit, Universität Ulm, Abteilung Halbleiterphysik, (1994).

- [100] A. Y. Cho, "Growth and Properties of III-V Semiconductors by Molecular Beam Epitaxy," *Molecular Beam Epitaxy and Heterostructures, NATO ASI Series E*, **87**, 191–226, (1985).
- [101] Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus der Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik, Technik*. Berlin: Springer-Verlag, (1961). Band II, Teil 4.
- [102] K. Tateno, Y. Kohama, and C. Amano, "Carbon doping and etching effects of CBr_4 during metalorganic chemical vapor deposition of GaAs and AlAs," *J. Crystal Growth*, **172**, 5–12, (1997).
- [103] M. Konagai, T. Yamada, T. Akatsuka, K. Saito, E. Tokumitsu, and K. Takahashi, "Metallic p-type GaAs and GaAlAs grown by Metalorganic Molecular Beam Epitaxy," *J. Crystal Growth*, **98**, 167–173, (1989).
- [104] B. T. Cunningham, L. J. Guido, J. E. Baker, J. S. Major, Jr., N. Holonyak, Jr., and G. E. Stillman, "Carbon diffusion in undoped, n-type, and p-type GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 687–689, (1991).
- [105] V. Swaminathan, J. L. Zilko, W. T. Tsang, and W. R. Wagner, "Photoluminescence study of acceptors in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," *J. Appl. Phys.*, **53**, 5163–5168, (1982).
- [106] K. Masu, M. Konagai, and K. Takahashi, "Diffusion of beryllium into GaAs during liquid phase epitaxial growth of p- $\text{Ga}_{0.2}\text{Al}_{0.8}\text{As}$," *J. Appl. Phys.*, **54**, 1574–1578, (1983).
- [107] W. E. Hoke, P. J. Lemonias, P. S. Lyman, H. T. Hendricks, and D. G. Weir, "Carbon doping of MBE GaAs and $\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ films using a graphite filament," *J. Crystal Growth*, **111**, 269–273, (1991).
- [108] W. E. Hoke, D. G. Weir, P. J. Lemonias, and H. T. Hendricks, "Carbon tetrabromide carbon doping of molecular beam epitaxial (GaAs) films," *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 202–204, (1994).
- [109] C. R. Abernathy, S. J. Pearton, F. Ren, W. S. Hobson, T. R. Fullowan, A. Katz, A. S. Jordan, and J. Kovalchick, "CARBON DOPING OF III-V COMPOUNDS GROWN BY MOBME," *J. Crystal Growth*, **105**, 375–382, (1990).
- [110] N. I. Buchan, T. F. Kuech, G. J. Scilla, and F. Cordone, "Carbon incorporation in metalorganic vapor phase epitaxy grown GaAs using $\text{CH}_y\text{X}_{4-y}$, TMG and AsH_3 ," *J. Crystal Growth*, **110**, 405–414, (1991).
- [111] T. J. Lyon, N. I. Buchan, P. D. Kirchner, J. M. Woodall, G. J. Scilla, and F. Cordone, "High carbon doping efficiency of bromomethanes in gas source molecular beam epitaxial growth of GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 517–519, (1991).
- [112] C. R. Abernathy, S. J. Pearton, F. Ren, W. S. Hobson, and P. W. Wisk, "Comparison of intrinsic and extrinsic carbon doping sources for GaAs and AlGaAs grown by metalorganic molecular beam epitaxy," *J. Vac. Sci. Technol. A*, **12**, 1186–1190, (1994).

- [113] C. R. Abernathy, J. D. MacKenzie, W. S. Hobson, and P. W. Wisk, “Carbon doping of AlAs using CCl_4 and CBr_4 during growth by metalorganic molecular-beam epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 2205–2207, (1994).
- [114] K. Bitzer, “Dotierte (AlGa)InAs Heterostrukturen hergestellt mittels MBE,” Diplomarbeit, Universität Ulm, Abteilung Halbleiterphysik, (1997).
- [115] H. Künzel, J. Knecht, H. Jung, K. Wüstel, and K. Ploog, “The Effect of Arsenic Vapor Species on Electrical and Optical Properties of GaAs Grown by Molecular Beam Epitaxy,” *Appl. Phys. A*, **28**, 167–173, (1982).
- [116] L. P. Erickson, T. J. Mattord, P. W. Palmberg, R. Fischer, and H. Morkoç, “Growth of $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ molecular beam epitaxy in the forbidden temperature range using As_2 ,” *Electronics Letters*, **1983**, 632–633, (1983).
- [117] J.-C. Harmand and M. Juhel, “Determination of oxygen and carbon contaminations in InGaAs molecular beam epitaxy using growth interruptions,” *Appl. Phys. Lett.*, **62**, –, (1993).
- [118] C. Gerthsen, H. O. Kneser, and H. Vogel, *Physik*. Berlin: Springer-Verlag, (1989). 16. Auflage.
- [119] J. J. Zhou, Y. LI, P. Thompson, D. L. Sato, H. P. Lee, and J. M. Kuo, “Physical origins of temperature variation and background radiation associated with pyrometric interferometry measurement during III-V molecular-beam-epitaxy growth,” *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2683–2685, (1996).
- [120] Z. Pan, Z. Zhou, Y. Lin, Z. Niu, Y. Zhang, R. Wu, and W. Wang, “In *Situ* Thickness Monitoring and Adjusting during MBE Growth for VCSEL,” in *15th IEEE Int. Semicond. Laser Conf. (Haifa, Israel)*, 85–86, (1996).
- [121] I. V. Markov, *Crystal growth for beginners: fundamentals of nucleation, crystal growth, and epitaxy*. P.O. Box 128, Farrer Road, Singapore 9128: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., (1995). Chapter 4: Epitaxial Growth.
- [122] M. L. Royer, “RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR L’ÉPITAXIE OU ORIENTATION MUTUELLE DE CRISTAUX D’ESPÈCES DIFFÉRENTES,” *Bull. Soc. Fr. Mineralog. Cristallogr.*, **51**, 7–15, (1928).
- [123] S. A. Nikishin, G. A. Seryogin, H. Temkin, V. G. Antipov, S. S. Ruvimov, and A. V. Merkulov, “Gas source molecular beam epitaxy of cubic GaN/GaAs (0011) using hydrazine,” *J. Crystal Growth*, **175/176**, 139–144, (1997).
- [124] N. Kuwano, S. Yamamoto, K. Oki, H. Tsuchiya, and F. Hasegawa, “Mixing Mode of α - and β -GaN Grown on GaAs Substrate by HVPE/GSMBE Hybrid Method,” in *Int. Conf. GaN-Materials (Nagoya/Japan)*, F–9, (1995).
- [125] H. J. Scheel, “Historical aspects of crystal growth technology,” *J. Crystal Growth*, **211**, 1–12, (2000).

- [126] N. Chand and R. F. Karlicek, Jr., "Epitaxy of InGaAs," in *Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide*, ch. 8.1, London: IEE, Inspec, (1993).
- [127] J. Sánchez, J. M. G. Tijero, I. Izpura, J. L. Sánchez-Rojas, M. Hopkinson, M. Guíérrez, D. González, G. Aragón, and R. García, "Relaxation study of InGaAs/GaAs quantum-well structures grown by MBE on (001) and (111)B GaAs for long wavelength applications," *J. Cryst. Growth*, **206**, 287–293, (1999).
- [128] K. H. Chang, R. Gibala, D. J. Srolovitz, P. K. Bhattacharya, and J. F. Mansfield, "Crosshatched surface morphology in strained II-V semiconductor films," *J. Appl. Phys.*, **67**, 4093–4098, (1990).
- [129] H. Y. Liu, X. D. Wang, B. Xu, D. Ding, W. H. Jiang, J. Wu, and Z. G. Wang, "Effect of In-mole-fraction in InGaAs overgrowth layer on self-assembled InAs/GaAs quantum dots," *J. Cryst. Growth*, **213**, 193–197, (2000).
- [130] D. Bimberg, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaeder, O. G. Schmidt, M. H. Mao, V. M. Ustinov, A. Y. Egorov, A. E. Zhukov, P. Kopev, Z. I. Alferov, S. S. Ruvimov, U. Gösele, and J. Heydenreich, "InAs-GaAs Quantum Dots: From Growth to Lasers," *Phys. Stat. Sol. (B)*, **194**, 159–173, (1996).
- [131] Y.-P. Chen, J. D. Reed, S. S. O'Keefe, W. J. Schaff, and L. F. Eastman, "Fabrication and characterization of InGaAs/GaAs strained quantum wires grown by molecular beam epitaxy," *J. Cryst. Growth*, **134**, 162–166, (1993).
- [132] S. L. Yellen, R. G. Waters, P. K. York, K. J. Beernink, and J. J. Coleman, "Reliable InGaAs Quantum Well Lasers at 1.1 μm ," *Electron. Lett.*, **27**, 552–554, (1991).
- [133] R. G. Waters, P. K. York, K. J. Beernink, and J. J. Coleman, "Viable strained-layer laser at $\lambda=1100\text{ nm}$," *J. Appl. Phys.*, **67**, 1132–1134, (1990).
- [134] C. T. Foxon and B. A. Joyce, "Interaction Kinetics of As_4 and Ga on (100) GaAs Surfaces using a modulated molecular beam technique," *Surf. Sci.*, **50**, 434–450, (1975).
- [135] C. T. Foxon and B. A. Joyce, "Interaction Kinetics of As_2 and Ga on (100) GaAs Surfaces," *Surf. Sci.*, **64**, 293–304, (1977).
- [136] S. R. McAfee, W. T. Tsang, and D. V. Lang, "The effect of substrate growth temperature on deep levels in n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ grown by molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, **52**, 6165–6167, (1981).
- [137] J.-P. Reithmaier, R. F. Broom, and H. P. Meier, "Gallium desorption during growth of (Al,Ga)As by molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1222–1224, (1992).
- [138] Y. Mihashi, M. Miyashita, N. Kaneno, and M. Tsugami, "Influence of oxygen on the threshold current of AlGaAs multiple quantum well lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition," *J. Crystal Growth*, **141**, 22–28, (1994).

- [139] E. F. Schubert, L. W. Tu, G. J. Zyzdik, R. F. Kopf, A. Benvenuti, and M. R. Pinto, "Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping," *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 466–468, (1992).
- [140] G. W. Yoffe, "Rectification in heavily doped p-type GaAs/AlAs heterojunctions," *J. Appl. Phys.*, **70**, 1081–1083, (1991).
- [141] G. Li, M. Petravić, and C. Jagadish, "Very high carbon δ -doping in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy using trimethylaluminum as a precursor," *J. Appl. Phys.*, **79**, 3554–3559, (1996).
- [142] G. Li, M. Petravić, and C. Jagadish, "Electrical activation of carbon δ -doped (Al,Ga)As grown by metalorganic vapor-phase epitaxy," *J. Cryst. Growth*, **173**, 302–306, (1997).
- [143] R. Jäger, "Wachstum und Charakterisierung von AlGaAs Quantenfilmen für Laserdioden," Diplomarbeit, Universität Ulm, (1996).
- [144] D. W. Koon, "Effect of contact size and placement, and of resistive inhomogeneities on van der Pauw measurements," *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, 271–274, (1989).
- [145] H. Kawada, S. Shirayone, and K. Takahashi, "Reduction of surface defects in GaAs layers grown by MBE," *J. Cryst. Growth*, **128**, 550–556, (1993).
- [146] M. Shinohara and T. Ito, "Thermodynamic study on the origin of oval defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, **65**, 4260–4267, (1989).
- [147] S. Weng, C. Webb, Y. G. Chai, and S. G. Bandy, "Particulates: An origin of GaAs oval defects grown by molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 391–393, (1985).
- [148] H. Kakibayashi, F. Nagata, Y. Katayama, and Y. Shiraki, "Structur Analysis of Oval Defect on Molecular Baem Epitaxial GaAs Layer by Cross-Sectional Transmission Electron Microscopy Observation," *Jap. J. Appl. Phys.*, **23**, L846–L848, (1984).
- [149] N. Watanabe, T. Fukunaga, K. L. I. Kobayashi, and H. Nakashima, "Surface Defect Formation in GaAs Layers Grown on Intentionally Contaminated Substrate by Molecular Beam Epitaxy," *Jap. J. Appl. Phys.*, **24**, L489–L500, (1985).
- [150] Y. Suzuki, M. Seki, Y. Horikoshi, and H. Okamoto, "Surface Defects on MBE-Grown GaAs," *Jap. J. Appl. Phys.*, **23**, 164–167, (1984).
- [151] S. Izumi, N. Hayafuji, T. Sonoda, A. Takamiya, and S. Mitsui, "Less than 10 defects/cm² μm in molecular beam epitaxy grown GaAs by arsenic cracking," *J. Cryst. Growth*, **150**, 7–12, (1995).
- [152] J. Blondelle, H. D. Neve, P. Demeester, P. V. Daele, G. Borghs, and R. Baets, "16 % external quantum efficiency from planar microcavity LEDs at 940 nm by precise matching of cavity wavelength," *Electron. Lett.*, **31**, 1286–1288, (1995).

- [153] H. D. Neve, J. Blondelle, P. V. Daele, P. Demeester, and R. Baets, “Recycling of guided mode light emission in planar microcavity light emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 799–801, (1997).
- [154] I. Schnitzer, C. Caneau, T. J. Gmitter, A. Scherer, and E. Yablonovitch, “30 % external quantum efficiency from surface textured, thin-film light-emitting diodes,” *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2174–2176, (1993).
- [155] R. Windisch, P. Heremans, A. Knoblauch, P. Kiesel, G. Döhler, B. Dutta, and G. Borghs, “Light-emitting diodes with 31 % external quantum efficiency by outcoupling of lateral waveguide modes,” *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2256–2258, (1999).
- [156] W. Schmid, *LED*. PhD thesis, Universität Ulm, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, (2001).
- [157] M. Asada and A. R. Adams, *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic integrated circuits*. London, Glasgow, Weinheim, New York, Tokyo, Melbourne; Madras: Chapman & Hall, (1994). Chapter 5: Fundamental Theory of Semiconductor Lasers.
- [158] E. Yablonovitch and E. O. Kane, “Reduction of Lasing Threshold Current Density by the Lowering of Valence Band Effective Mass,” *J. Lightw. Technol.*, **4**, 504–506, (1986).
- [159] J. Heerlein, *Laserdioden hoher optischer Aushangsleistung im Materialsystem InGaAs-AlGaAs-GaAs*. Dissertation, Universität Ulm, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, (1999).
- [160] H. Zhou, M. Diagne, E. Makarona, A. V. Nurmikko, J. Han, K. E. Waldrip, and J. J. Figiel, “Near ultraviolet optically pumped vertical cavity laser,” *Electron. Lett.*, **36**, 1777–1779, (2000).
- [161] Y.-K. S. H. Zhou, M. Diagne, A. V. Nurmikko, R. P. Schneider, Jr., C. P. Kuo, M. R. Krames, R. S. Kern, C. Carter-Coman, and F. A. Kish, “A quasicontinuous wave, optically pumped violet vertical cavity surface emitting laser,” *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1662–1664, (2000).
- [162] W. Heiss, T. Schwarzl, G. Springholz, K. Biermann, and K. Reimann, “Above-room-temperature mid-infrared lasing from vertical-cavity surface-emitting Pb-Te quantum-well lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 862–864, (2001).
- [163] W. W. Bewley, C. L. Felix, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, G. Xu, and Z. Shi, “Lead-salt vertical-cavity surface-emitting lasers operating at $\lambda = 4.5 - 4.6 \mu\text{m}$ with optical pumping,” *Electron. Lett.*, **36**, 539–540, (2000).
- [164] T. Schwarzl, W. Heiß, G. Springholz, M. Aigle, and H. Pascher, “ $6 \mu\text{m}$ vertical cavity surface emitting laser based on IV-VI semiconductor compounds,” *Electron. Lett.*, **36**, 322–323, (2000).

- [165] A. Mooradian, "High brightness cavity-controlled surface emitting GaInAs lasers operating at 980 nm," in *Optical Fiber Communication (OFC)*, (Anaheim, California), 17–22, March (2001). PD17-1.
- [166] H. Shoji, K. Otsubo, T. Fujii, and H. Ishikawa, "Calculated Performances of 1.3- μm Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers on InGaAs Ternary Substrates," *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 238–245, (1997).
- [167] S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J. K. Kim, D. A. Buell, H. Kroemer, and L. A. Coldren, "88°C, continuous-wave operation of apertured, intracavity contacted, 1.55 μm vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1337–1339, (2001).
- [168] M. H. Crawford, K. D. Choquette, R. J. Hickman, and K. M. Geib, "InAlGaP Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs): Processing and Performance," *IEEE Int. Conf. on Indium Phosphide and Related Materials*, **9th**, 32–35, (1997).
- [169] J. A. Lehman, R. A. Morgan, D. Carlson, M. H. Crawford, and K. D. Choquette, "High-frequency modulation characteristics of red VCSELs," *Electron. Lett.*, **33**, 298–299, (1997).
- [170] K. Tai, K. F. Huang, C. C. Wu, and J. D. Wynn, "Continuous Wave Visible InGaP/InGaAlP Quantum Well Surface Emitting Lasers Diodes," *El Lett.*, **29**, 1314–1315, (1993).
- [171] Y. H. Chen, C. I. Wilkinson, J. Woodhead, J. P. R. David, C. C. Button, and P. N. Robson, "Influence of Ordering on the Polarization Characteristics of GaInP Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **9**, 143–145, (1997).
- [172] C. Carlson, H. Martinsson, J. Vukusic, J. Halonen, and A. Larsson, "Nonlinear Distortion and Dynamic Range of Red (670nm) Oxide Confined VCSELs," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **13**, 358–360, (2001).
- [173] M. Saarinen, N. Xiang, V. Vilokkinen, P. Melanen, S. Orsila, P. Uusimaa, P. Savolainen, M. Toivonen, and M. Pessa, "Red vertical-cavity surface-emitting lasers grown by solid-source molecular beam epitaxy," *J. Crystal Growth*, **227-228**, 324–328, (2001).
- [174] A. Bhattacharya, M. Zorn, A. Oster, M. Nasarek, H. Wenzel, J. Sebastian, M. Weyers, and G. Tränkle, "Optimization of MOVPE growth for 650 nm-emitting VCSELs," *J. Crystal Growth*, **221**, 663–667, (2000).
- [175] R. Buttendeich, D. Graef, J. Schwarz, T. Ballmann, H. Schweizer, and F. Scholz, "Low threshold current densities in red VCSELs," *J. Crystal Growth*, **221**, 657–662, (2000).
- [176] A. Oster, M. Zorn, H. J. Unold, J. Sebastian, H. Wenzel, M. Weyers, and G. Tränkle, "Development of 650 nm-emitting VCSELs for cw operation," in *27th Int. Symposium of Compound Semiconductors*, (2000). Submitted.

- [177] J. K. Guenter, J. A. Tatum, A. Clark, R. S. Penner, R. H. Johnson, R. A. Hawthorne, J. R. Biard, and Y. Liu, "Commercialization of Honeywell's VCSEL technology: further developments," in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers V* (K. D. Choquette and C. Lei, eds.), **4286**, 1–21, SPIE, (2001).
- [178] M. H. Crawford, R. P. Schneider, Jr., K. D. Choquette, K. L. Lear, S. P. Kilcoyne, and J. J. Figiel, "High efficiency AlGaInP-based 660-680 nm vertical-cavity surface-emitting lasers," *El Lett.*, **31**, 196–198, (1995).
- [179] G. Steinle, H. Riechert, and A. Y. Egorov, "Monolithic VCSEL with InGaAsN active region emitting at 1.28 μm and CW output power exceeding 500 μW at room temperature," *Electron. Lett.*, **37**, 93–94, (2001).
- [180] A. W. Jackson, R. L. Naone, M. j. Dalberth, J. M. Smith, K. J. Malone, D. W. Kisker, J. F. Klem, K. D. Choquette, D. K. Serkland, and K. M. Geib, "OC-48 capable InGaAsN vertical cavity lasers," *Electron. Lett.*, **37**, 355–356, (2001).
- [181] J. Geske, V. Jayaraman, T. Goodwin, M. Culick, M. MacDougal, T. Goodnough, D. Welch, and J. E. Bowers, "2.5-Gb/s Transmission over 50 km with a 1.3- μm Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 1707–1709, (2000).
- [182] T. Anan, M. Yamada, K. Nishi, K. Kurihara, K. Tokutome, A. Kamei, and S. Sugou, "Continuous-wave operation of 1.30 μm GaAsSb/GaAs VCSELs," *Electron. Lett.*, **37**, 566–567, (2001).
- [183] S. Sato, N. Nishiyama, T. Miyamoto, T. Takahashi, N. Jikutani, M. Arai, A. Matsutani, and F. K. anf K. Iga, "Continuous wave operation of 1.26 μm GaInNAs/GaAs vertical-cavity surface-emitting lasers grown by metalorganic chemical vapor deposition," *Electron. Lett.*, **36**, 2018–2019, (2000).
- [184] J. A. Lott, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, N. A. Maleev, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, M. V. Maximov, B. V. Volovik, Z. I. Alferov, and D. Bimberg, "InAs-InGaAs quantum dot VCSELs on GaAs substrates emitting at 1.3 μm ," *Electron. Lett.*, **36**, 1384–1385, (2000).
- [185] W. Yuen, G. S. Li, R. F. Nabiev, J. Boucart, P. Kner, R. Stone, D. Zhang, M. Beaudoin, T. Zheng, C. He, K. Yu, M. Jansen, D. P. Worland, and C. J. Chang-Hasnain, "High-Performance 1.6 μm Single-Epitaxy Top-Emitting VCSEL," in *Conference on Laser and Electrooptics (CLEO)*, 23–24, (2000). CPD 12-1.
- [186] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Böhm, M. Zigldrum, J. Roskopf, F. Köhler, and M.-C. Amann, "90°C Continuous-Wave Operation of 1.83- μm Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 1435–1437, (2000).
- [187] V. Jayaraman, T. J. Goodnough, T. L. Beam, F. M. Ahedo, and R. A. Maurice, "Continuous-Wave Operation of Single-Transverse-Mode 1310-nm VCSELs up to 115°C," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 1595–1597, (2000). Gore Photonics.

- [188] A. Karim, P. Abraham, D. Lofgreen, Y.-J. Chiu, J. Piprek, and J. Bowers, "Wafer bonded 1.55 μm vertical-cavity lasers with continuous-wave operation up to 105°C," *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2632–2633, (2001).
- [189] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouché, E. Derouin, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, and J. Jacquet, "1-mW CW-RT Monolithic VCSEL at 1.55 μm ," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 629–631, (1999).
- [190] M. G. Craford and F. M. Steranka, "LIGHT-EMITTING DIODES," in *Encyclopedia of Applied Physics*, **8**, 485–514, VCH Publishers, Inc., (1994).
- [191] P. M. Smowton and P. Blood, "The Differential Efficiency of Quantum-Well Lasers," *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, **3**, 491–498, (1997).
- [192] R. L. Naone and L. A. Coldren, "Tapered Air Apertures for Thermally Robust VCL Structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1339–1341, (1999).
- [193] M. Mikulla, P. Chazan, A. Schmitt, S. Morgott, A. Wetzel, M. Walther, R. Kiefer, W. Pletschen, J. Braunstein, and G. Weimann, "High-Brightness Tapered Semiconductor Laser Oscillators and Amplifiers with Low-Modal Gain Epilayer-Estructures," *IEEE Photon Technol. Lett.*, **10**, 654–656, (1998).
- [194] S. T. Yen and C.-P. Lee, "Effects of Doping in the Active Region of 630-nm Band GaInP-AlGaInP Tensile-Strained Quantum-Well Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1644–1651, (1998).
- [195] A. Kikuchi, Y. Kaneko, I. Nomura, and K. Kishino, "Room Temperature Continuous Wave Operation of GaInP/AlInP Visible-Light Laser with GaInP/AlInP Superlattice Confinement Layer Grown by Gas Source Molecular Beam Epitaxy," *Electron. Lett.*, **26**, 1668–1670, (1990).
- [196] R. Heilman and G. Oelgart, "Ionization energy of the carbon acceptor in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 1040–1045, (1990).
- [197] K. Masu, M. Konagai, and K. Takahashi, "Acceptor energy level for Zn in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$," *J. Appl. Phys.*, **51**, 1060–11064, (1980).
- [198] C. R. Abernathy, J. D. MacKenzie, R. J. Shul, A. Howard, and J. S. Williams, "Metalorganic Molecular Beam epitaxy of III-Nitrides," *Electrochem. Soc. Proc.*, **95–21**, 1–9, (1995).
- [199] C. R. Abernathy, "Carbon Doping of III–V Materials," *Electrochem. Soc. Proc.*, **96–2**, 1–18, (1996).
- [200] N. Furuhashi, K. Kakimoto, M. Yoshida, and T. Kamejima, "Heavily Si-doped GaAs grown by metalorganic chemical vapor deposition," *J. Appl. Phys.*, **64**, 4692–4695, (1988).
- [201] H. Ibach and H. Lüth, *Einführung in die Grundlagen der Festkörperphysik*. Berlin: Springer-Verlag, (1990). 3. Auflage.

- [202] C. Hilsum, "Simple empirical relationship between mobility and carrier concentration," *Electron. Lett.*, **10**, 259–260, (1974).
- [203] M. Ilegems, *THE TECHNOLOGY AND PHYSICS OF MOLECULAR BEAM EPITAXY*. New York: Plenum Press, (1985). Properties of III-V Layers.
- [204] W. Walukiewicz, "Low-field mobilities in AlGaAs Alloys," in *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, ch. 7.1, 167–172, London: IEE, Inspec, (1993).
- [205] P. M. Mooney, "Donator-related levels in GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," *Semicond. Sci. Technol.*, **6**, B1–B8, (1991).
- [206] L. Pavesi, "Photoluminescence Spectra of AlGaAs," in *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*, ch. 9.1, 245–268, London: IEE, Inspec, (1993).
- [207] K. L. Lear and R. P. Schneider, Jr., "Uniparabolic mirror grading for vertical cavity surface emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 605–607, (1996).
- [208] E. Zeeb and K. J. Ebeling, "Potential barriers and current-voltage characteristics of p-doped graded AlAs-GaAs heterojunctions," *J. Appl. Phys.*, **72**, 993–999, (1992).
- [209] W. W. Chow, K. D. Choquette, M. H. Crawford, K. L. Lear, and G. R. Hadley, "Design, Fabrication, and Performance of Infrared and Visible Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1810–1824, (1997).
- [210] G. K. Reeves and H. B. Harrison, "Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements," *Electron. Dev. Lett.*, **3**, 111–113, (1982).
- [211] E. G. Woelk, H. Kräutle, and H. Beneking, "Measurements of low resistance ohmic contacts on semiconductors," *Trans. Electron. Dev.*, **33**, 19–21, (1986).
- [212] M. Bschorr, "Temperaturverhalten von p- und n-Kontakten auf GaAs," Studienarbeit, Universität Ulm, (1999).
- [213] W. G. Spitzer and J. M. Whelan, "Infrared Absorption and Electron Effective Mass in n-Type Gallium Arsenide," *Phys. Rev.*, **114**, 59–63, (1959).
- [214] H. C. Casey, Jr., D. D. Sell, and K. W. Wecht, "Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV," *J. Appl. Phys.*, **46**, 250–257, (1975).
- [215] J. P. Van der Ziel and A. C. Gossard, "Absorption, refractive index, and birefringence of AlAs-GaAs monolayers," *J. Appl. Phys.*, **48**, 3018–3023, (1977).
- [216] B. Monemar, K. K. Shih, and G. D. Pettit, "Some optical properties of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alloy system," *J. Appl. Phys.*, **47**, 2604–2613, (1976).
- [217] P. J. Pearah, W. T. Masselink, T. Henderson, C. K. Peng, H. Morkoç, G. D. Sanders, and Y.-C. Chang, "Optical properties of GaAs/AlGaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy," *J. Vac. Sci. Technol.*, **B4**, 525–527, (1986).

- [218] M. Beaudoin, A. J. G. DeVries, S. R. Johnson, H. Laman, and T. Tiedje, "Optical absorption edge of semi-insulating GaAs and InP at high temperatures," *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3540–3542, (1997).
- [219] J. L. Merz, R. A. Logan, and A. M. Sergent, "Loss measurements in GaAs and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dielectric waveguides between 1.1 eV and the energy gap," *J. Appl. Phys.*, **47**, 1436–1450, (1976).
- [220] R. J. Deri and E. Kapon, "Low-Loss III-V Semiconductor Optical Waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**, 626–640, (1991).
- [221] D. I. Babič, J. Piprek, K. Streubel, R. P. Mirin, N. M. Margalit, D. E. Mars, J. E. Bowers, and E. L. Hu, "Design and Analysis of Double-Fused 1.55- μm Vertical-Cavity Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1369–1383, (1997).
- [222] H. C. Casey, Jr. and J. Panish, *HETEROSTRUCTURE LASERS*. London: Academic Press, Inc., (1992). Cap. 3.8 "Threshold current density / Losses in Heterostructure Lasers.
- [223] C. Gürel, "Aufbau eines Meßplatzes zur Bestimmung der Absorption in Wellenleitern," Studienarbeit, Universität Ulm, (1998).
- [224] D. I. Babič, R. P. Mirin, E. L. Hu, and J. E. Bowers, "Characterisation of metal mirrors on GaAs," *Electron. Lett.*, **32**, 319–320, (1996).
- [225] L. Erdmann and D. Efferenn, "Technique for monolithic fabrication of silicon microlenses with selectable rim angles," *Opt. Eng.*, **36**, 1094–1098, (1997).
- [226] J. Heerlein, M. Grabherr, R. Jäger, and P. Unger, "Single-Mode AlGaAs-GaAs Lasers Using Lateral Confinement by Native-Oxide Layers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 498–500, (1998).
- [227] T. Saku, H. Iwamuda, Y. Hirayama, Y. Suzuki, and H. Okamoto, "Room Temperature Operation of 650 nm AlGaAs Multi-Quantum-Well Laser Diode Grown by Molecular Beam Epitaxy," *Jap. J. Appl. Phys.*, **24**, L73–L75, (1985).
- [228] D. Schlenker, T. Miyamoto, Z. Chen, F. Koyama, and K. Iga, "1.17- μm Strained GaInAs-GaAs Quantum-Well Lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 946–948, (1999).
- [229] X. He, S. Srinivasan, M. Ung, and R. Patel, "10.6 W continuous wave power from InGaAs/AlGaAs (915 nm) laser diodes," *OSA Technical Digest OFC '98*, **2**, 46–47, (1998). Optical Fiber Communication, February 22-27, San Jose, California.
- [230] X. He, S. Srinivasan, S. Wilson, C. Mitchell, and R. Patel, "10.6 W continuous wave optical power from 100 μm aperture InGaAs/AlGaAs (915 nm) laser diodes," *Electron. Lett.*, **34**, 2126–2127, (1998).
- [231] G. Jost, *Hochleistungs-Laserverstärker auf der Basis von InGaAs-AlGaAs-GaAs*. Dissertation, Universität Ulm, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, (2000).

- [232] R. J. Lang, D. M. Mehuys, D. F. Welch, and L. Goldberg, "Spontaneous filamentation in broad-area diode laser amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 685–694, (1994).
- [233] D. J. Bossert and D. Gallant, "Gain refractive index and α -parameter in InGaAs-GaAs SQW broad-area lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **8**, 623–645, (1996).
- [234] D. R. Scifres, D. F. Welch, R. R. Craig, E. Zucker, J. S. Major, G. L. Harnagel, M. Sakamoto, J. M. Haden, J. G. Endriz, and H. Kung, "HIGH POWER, HIGH RELIABILITY LASER DIODES," *Laser Diode Technology and Applications IV*, **SPIE Vol. 1634**, 192–197, (1992).
- [235] W. W. Fang, C. G. Bethea, Y. K. Chen, and S. L. Chuang, "Longitudinal spatial inhomogeneities in high-power semiconductor lasers," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **1**, 117–128, (1995).
- [236] H. Lee, "Effects of lateral heat and carrier diffusion on thermal runaway of CW DH semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 2619–2624, (1993).
- [237] J. Yoo, H. Lee, and P. Zory, "Temperature rise at mirror facet of CW semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 635–639, (1992).
- [238] O. Hess, S. W. Koch, and J. V. Moloney, "Filamentation and beam propagation in broad-area semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 35–43, (1995).
- [239] A. H. Paxton and G. C. Dente, "Filament formation in semiconductor laser gain regions," *J. Appl. Phys.*, **70**, 2921–2925, (1991).
- [240] N. W. Carlson, *Monolithic Diode-Laser Arrays*. Berlin: Springer-Verlag, (1994).
- [241] A. Moser, "Thermodynamics of facet damage in cleaved AlGaAs laser," *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 522–524, (1991).
- [242] Y. Hayashi, T. Mukaiyama, N. Hatori, N. Ohnoki, A. Matsutani, F. Koyama, and K. Iga, "Lasing characteristics of low-threshold oxide confined InGaAs-GaAlAs vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **7**, 1324–1326, (1995).
- [243] K. D. Choquette, K. M. Geib, H. C. Chui, B. E. Hammons, H. Q. Hou, T. J. Drummond, and R. Hull, "Selective oxidation of buried AlGaAs versus AlAs layers," *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1385–1387, (1996).
- [244] B. Weigl, G. Reiner, M. Grabherr, and K. J. Ebeling, "Oxidised GaAs QW vertical-cavity lasers with 40 % power conversion efficiency," *Electron. Lett.*, **32**, 1784–1786, (1996).
- [245] R. Michalzik, "Simple Understanding of Waveguiding in Oxidized VCSELs," *Annual Report, Department of Optoelectronics, Univ. Ulm*, 19–23, (1995).

- [246] R. R. Burton, M. S. Stern, P. C. Kendall, and P. N. Robson, "Self-consistent modeling of diffraction in VCSEL Bragg stacks," *OSA Technical Digest Series, Integrated Photon. Res.*, **7**, 112–114, (1995).
- [247] H. L. Unold, M. Grabherr, F. Eberhard, F. Mederer, R. Jäger, M. Riedl, and K. J. Ebeling, "Increased-area oxidised single-fundamental mode VCSEL with self-aligned shallow etched surface relief," *Electron. Lett.*, **35**, 1340, (1999).
- [248] S.-W. Ryu and P. D. Dapkus, "Highly strained InGaAs QW VCSEL with lasing wavelength at $1.22\ \mu\text{m}$," *Electron. Lett.*, **37**, 177–178, (2001).
- [249] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "High-Power ($>0.5\text{-W}$ CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM_{00} Beams," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 1063–1065, (1997).
- [250] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R. h. Yan, and L. A. Coldren, "Design of Fabry-Perot surface-emitting lasers with a periodic gain structure," *IEEE J. Quantum. Electron.*, **25**, 1513–1524, (1989).
- [251] M. Y. Raja, S. R. J. Brueck, M. Osinski, C. F. Schaus, J. G. McInnery, T. M. Brennan, and E. M. Hammons, "Resonant periodic gain surface-emitting semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum. Electron.*, **25**, 1500–1512, (1989).
- [252] Y. Kotaki and K. Iga, "GaInAsP/InP surface emitting laser with two active layers," in *16th Int. Conf. Sol. State Devices and Materials*, (Kobe, Japan), 133–136, (1984).
- [253] D. Wiedenmann, *Dynamische Eigenschaften und Rauschen selektiv oxidiertes Vertikallaserdioden*. Dissertation, Universität Ulm, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, (1999).
- [254] J. K. Kim, S. Nakagawa, E. Hall, and L. A. Coldren, "Near-room-temperature continuous-wave operation of multiple-active-region $1.55\ \mu\text{m}$ vertical-cavity lasers with high differential efficiency," *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3137–3139, (2000).
- [255] T. Knödl, M. Golling, A. Straub, and K. J. Ebeling, "Multi-diode cascade VCSEL with 130 % differential quantum efficiency at CW room temperature operation," *Electron. Lett.*, **37**, 31–32, (2001).
- [256] S. Shimada and H. Ishio, *Optical Amplifiers and their Applications*. Chichester: John Wiley & Sons, (1994).
- [257] R. Lewén, K. Streubel, A. Karlsson, and S. Rapp, "Experimentaldemonstration of a multifunctional long-wavelength vertical-cavity laser amplifier-detector," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1067–1069, (1998).
- [258] Infineon Technol. AG, <http://www.infineon.com>.
- [259] C. Simoneaux, "VCSELs poised to deliver more bandwidth," *Compound Semiconductor*, **7**, no. 5, (2001).

- [260] I. Aeby, "Oxide VCSELs rise to the challenge," *Compound Semiconductor*, **7**, no. 5, 33–35, (2001).
- [261] D. Kuhl, K. Drogemüller, J. Blank, M. Ehlert, T. Kraeker, J. Hohn, D. Klix, V. Pilkert, L. Melchior, P. Hildebrandt, M. Heinemann, A. Beier, L. Leininger, H. D. Wolf, T. Wipiejewski, and R. Engel, "PAROLI(R)-a parallel optical link with 15 Gbit/s throughput in a 12-channel wide interconnection," in *Proceedings of 6th Int. Conf. on Parallel Interconnects*, (Los Alamitos, CA, USA), 187–193, (1999).
- [262] Emcore Optical Device Division, <http://www.emcore.com>.
- [263] R. Michalzik, G. Giaretta, K. W. G. ab'nd J. A. Walker, and M. C. Nuss, "40 Gb/s coarse WDM data transmission with 825 nm wavelength VCSELs over 320 m of high-performance multimode fiber," *Proc. European Conference on Optical Communication, ECOC 2000*, **4**, 33–34, (2000).
- [264] C. Schubert, S. Diez, J. Berger, R. Ludwig, U. Feiste, H. G. Weber, G. Toptchivski, K. Petermann, and V. Krajinovic, "160-Gb/s All-Optical Demultiplexing Using a Gain-Transparent Ultrafast-Nonlinear Interferometer (GT-UNI)," *IE-EE Photon. Technol. Lett.*, **13**, 475–477, (2001).
- [265] T. G. Ulmer, M. C. Gross, K. M. Patel, J. T. Simmons, P. W. Juodawlkis, B. R. Wasbburn, W. S. Astar, A. J. SpringThorpe, R. P. Kenan, C. M. Verber, and S. E. Ralph, "160-Gb/s optically time-division multiplexed link with all-optical demultiplexing," *J. Lightwave Technol.*, **18**, 1964–1977, (2000).
- [266] K. Suzuki, K. Iwatsuki, S. Nishi, and M. Saruwatari, "160 Gbit/s single polarisation subpicosecond transform limited pulse signal demultiplexing using ultrafast optical loop mirror including MQW travelling wave semiconductor laser amplifier," *Electron. Lett.*, **30**, 660–661, (1994).
- [267] R. Jäger, D. Wiedenmann, M. Grabherr, C. Jung, M. Kicherer, R. King, F. Mederer, M. Miller, P. Schnitzer, and K. J. Ebeling, "Shot noise limited VCSEL for high speed fiber optic transmission (invited)," *ISPA 99, SPIE Proc.*, **3896**, 116–132, (1999).
- [268] C. Weißmantel and C. Hamann, *Grundlagen der Festkörperphysik*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, (1980). Kap. 5.13. Spannungskomponenten und Spannungstensor.
- [269] Y. A. Burenkov, Y. M. Burdukov, S. Y. Davydov, and S. P. Nikanorov, "Temperature dependences of elastic constants of gallium arsenide," *Sov. Phys. Solid State*, **15**, 1175–1177, (1973).
- [270] V. M. Beilin, Y. K. Vekilov, and O. M. Krasil'nikov, "Temperature Dependence of the Elastic Constants of Heavily-Doped Gallium Arsenide," *Sov. Phys. Solid State*, **10**, 2443–2446, (1969).
- [271] W. W. Chow, S. W. Koch, and M. S. III, *Semiconductor-Laser Physics*. Berlin: Springer-Verlag, (1994).

- [272] K. H. Chang and e. a. C. P. Lee, "Precise determination of aluminium content in AlGaAs," *J. Appl. Phys.*, **70**, 4877–4882, (1991).
- [273] T. F. Kuech and D. J. Wolford, "Dependence of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ band edge on alloy composition based on the absolute measurement of x ," *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 505–507, (1987).
- [274] J. Singh, "Energy gaps and band structure of lattice-matched and strained In-GaAs," in *Properties of Lattice-Matched and Strained Indium Gallium Arsenide*, ch. 3.1, London: IEE, Inspec, (1993).
- [275] R. Michalzik, *Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator*. PhD thesis, Universität Ulm, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, (1996).
- [276] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Oxford: Pergamon Press, (1989). 6th Ed.
- [277] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*. New York: J. Wiley & Sons, (1988).

Lebenslauf

Persönliche Daten

14.09.1966 Geboren in Ellwangen/Jagst

Schulbildung

29.05.1987 Abitur am Technischen Gymnasium in
Aalen/Württ.

Zivildienst

6/87 – 1/89 Jugendherberge Heilbronn/Neckar

Hochschulausbildung

9/89 – 2/96 Studium der Physik, Universität Ulm
1/95 – 1/96 Diplomarbeit, Abt. Optoelektronik/
Abt. Halbleiterphysik, Universität Ulm
2/1996 Abschluß Diplom-Physiker

Beruf

2/96 – 4/00 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung
Optoelektronik, Universität Ulm
seit 5/00 Wissenschaftlicher Assistent in der Abteilung
Optoelektronik, Universität Ulm

