

Herstellung von Quantenkaskadenlaserstrukturen
auf InP und Entwicklung alternativer
Bauteilkonzepte für den monomodigen Betrieb

Dissertation
Dipl.-Ing. Julia Semmel
Universität Würzburg
Lehrstuhl für Technische Physik

*Meinen Eltern
in Liebe und Dankbarkeit.*

Herstellung von Quantenkaskadenlaserstrukturen auf InP und Entwicklung alternativer Bauteilkonzepte für den monomodigen Betrieb

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades der Julius-Maximilians-Universität
Würzburg



vorgelegt von Julia Birgit Semmel
Würzburg im Januar 2010

Eingereicht am:
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Forchel
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. A. Forchel
2. Prüfer: Prof. Dr. J. Geurts
3. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 01. Dezember 2010

Doktorurkunde ausgehändigt am:

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Kristallstruktur von III-V Halbleitern	3
2.2	Bandstruktur von III-V Halbleitern und effektive Masse	3
2.3	Phononendispersion	6
2.4	Das InP-Materialsystem	8
2.5	Elektronische Zustände in Quantenfilmen und Übergittern	11
3	Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern für das mittlere Infrarot	15
3.1	Aktive Zone	15
3.2	Optischer Resonator und Laserbedingungen	22
4	Molekularstrahlepitaxie und Herstellung der Laserstrukturen	25
4.1	Theoretische Grundlagen der Molekularstrahlepitaxie	25
4.2	Aufbau der Gasquellen-MBE	27
4.3	Wachstum der Laserstrukturen	29
4.4	Charakterisierung der Laserstrukturen	29
4.5	Prozessierung und Montage der Bauelemente	32
5	Laserstrukturen für den Dauerstrichbetrieb	35
5.1	Theoretische Grundlagen	35
5.2	Optimierung der Laserstrukturen für den Dauerstrichbetrieb	37
5.3	Realisierung des Dauerstrichbetriebs	44
6	Mikrolaser mit tief geätzten Bragg-Spiegeln	47
6.1	Theoretischer Ansatz	47
6.2	Experimentelle Umsetzung	50
6.3	Ergebnisse der Charakterisierung	54
7	Stegwellenleiter mit gekoppelten aktiven Ringresonatoren	59
7.1	Prinzipielle Funktionsweise	59
7.2	Experimentelle Umsetzung und Untersuchung der Laser mit gekoppelten Ringresonatoren	64

8	Trapezlaser	75
8.1	Konzept und prinzipielle Funktionsweise eines trapezförmigen Verstärkungsbereichs	75
8.2	Strahleigenschaften	77
8.3	Dimensionierung der Trapezlasers	83
8.4	Praktische Umsetzung trapezförmiger Verstärkungsbereiche	85
8.5	Ergebnisse der Charakterisierung	87
8.6	Strahlqualität der Trapezlasers	91
8.7	Monomodige Trapezlasers	93
A	Anhang	107
	Anhang	106
B	Symbolverzeichnis	109
B.1	Formelzeichen	109
B.2	Abkürzungen und Akronyme	111
	Literaturverzeichnis	114

EINLEITUNG

SAH man sich vor nur etwas mehr als 15 Jahren noch mit der Herausforderung konfrontiert, Mittel und Wege zu finden, das bereits 1971 von R.F. Kazarinov und R.A. Suris theoretisch vorhergesagte Konzept der Quantenkaskadenlaser zu realisieren, stellen diese Bauteile heutzutage für Anwendungen, für die Halbleiterlaser im mittleren Infrarot benötigt werden, das Mittel der Wahl dar [Kaz71][Kaz72].

Mit der Etablierung modernster Techniken zur Herstellung monokristalliner atomarer Halbleiterschichten wie der Molekularstrahlepitaxie oder der metallorganischen Gasphasenepitaxie war der Grundstein zur praktischen Umsetzung dieses neuartigen Konzeptes leistungsstarker Halbleiterlaser gelegt. Faist et al. gelang es 1994 erstmals einen Quantenkaskadenlaser in der Praxis zu verwirklichen [Fai94]. Die prinzipielle Funktionsweise dieser Bauteile beruht dabei auf der quantenmechanischen Kopplung mehrerer Quantenfilme. Aus den einzelnen quantisierten Subbandzuständen können sich durch Anlegen eines elektrischen Feldes Subbänder in der Art ausbilden, dass zwischen mindestens zwei Niveaus Besetzungsinversion erzielt werden kann. Zwischen diesen können wiederum strahlende Übergänge stattfinden. Bei der Realisierung der für den Laserbetrieb notwendigen Besetzungsinversion spielen allerdings auch nicht strahlende Streu- und Relaxations- sowie Tunnelprozesse eine entscheidende Rolle. Die Art und Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem komplexen Gesamtsystem und damit auch ihre Emissionswellenlänge kann dabei indirekt allein über die Dicke und Anzahl der einzelnen gekoppelten Quantentöpfe und -barrieren bestimmt werden. Lasertätigkeit ist allerdings nur dann möglich, wenn das Zusammenspiel all der eben genannten ablaufenden Prozesse in dem überaus komplexen System stimmt. Bei der Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern spielen demnach im Gegensatz zu konventionellen Interbanddiodenlasern hauptsächlich quantenmechanische Phänomene wie die Ausbildung von quantisierten Subbändern in den gekoppelten Quantenfilmen und der Tunneleffekt die entscheidende Rolle. Außerdem tragen nur Elektronen und keine Löcher zum Laserbetrieb bei – Quantenkaskadenlaser sind unipolare Bauteile. Ihre Wellenlänge kann dabei innerhalb gewisser Grenzen über die Dicke der einzelnen Quantenfilme eingestellt werden und ist somit nicht durch die Bandlücke des verwendeten Halbleitermaterials vorgegeben. Sie emittieren im mittleren bis fernen Infrarot. Für auf InP basierenden Quantenkaskadenlaserstrukturen, die das zentrale Thema der vorliegenden Arbeit sind, bedeutet dies oberhalb einer Wellenlänge von ca. $3.1 \mu\text{m}$ [Zha09].

Halbleiterlaser haben sich unter anderem in vielen Bereichen der modernen Wissenschaft etabliert. Dazu zählen vor allem die biomedizinische Forschung, die klinische Medizin, Kommunikationstechnik sowie die industrielle Verfahrenstechnik. Sie kommen dabei in bildgebenden Verfahren, therapeutischen Anwendungen, der optischen Datenübertragung oder zur Analyse von Prozessgasen oder Stoffwechselprodukten zum Einsatz. Optische Methoden bieten sich nämlich besonders dort an, wo sehr hohe Empfindlichkeit und Zeitauflösung gefragt sind [Her04]. Dies ist insbesondere in der Spurengasanalyse der Fall, was einer der Hauptanwendungsbereiche für Quantenkaskadenlaser ist [Ebr08].

Lange Zeit war es nahezu unmöglich Spurengase in so geringen Konzentrationen, wie sie bei den meisten industriellen oder auch medizinischen und biologischen Prozessen auftreten, quantitativ zu analysieren. Der entscheidende Vorteil von Quantenkaskadenlasern besteht dabei in ihrem Emissionsbereich

oberhalb von ca. $3\ \mu\text{m}$, weil dort auch die stark absorbierenden Fundamental-Schwingungsbanden vieler wichtiger Moleküle liegen. Seit der Herstellung des ersten Quantenkaskadenlasers 1994 konnte der realisierbare Emissionsbereich vergrößert und die Leistungsfähigkeit dieser Bauteile stetig gesteigert werden: 2002 wurde erstmals von Beck et al. der Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur erreicht [Bec02]. Zudem stellen Quantenkaskadenlaser als besondere Klasse von Halbleiterlasern elektrisch betreibbare, zuverlässige, kompakte - und damit anwendungsfreundliche - Bauteile mit einer großen Lebensdauer dar. Dank dieser hervorragenden Eigenschaften haben sie die Bleisalzlaser, die lange Zeit die einzigen verfügbaren Halbleiterlaser in diesem Emissionsbereich waren, längst aus allen Anwendungsbereichen verdrängt. Auch ihre ausgezeichneten spektralen Eigenschaften sowie ihre hohen Ausgangsleistungen zeichnen sie aus.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung von alternativen Konzepten für Quantenkaskadenlaserbauteile im InP-Materialsystem für den monomodigen Betrieb. Die theoretischen Grundlagen zu III-V-Halbleitern werden im nächsten Kapitel erläutert. Dabei wird auch auf die Besonderheiten des InP-Materialsystems eingegangen. Die Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern sowie zwei Möglichkeiten des Schichtdesigns werden im dritten Kapitel detaillierter beschrieben. Bei der Herstellung der Laserstrukturen kam dabei die im vierten Kapitel umrissene Molekularstrahlepitaxie zum Einsatz. Die verschiedenen im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Schichtstrukturen dienen als Grundlage der in den Kapiteln 5 – 8 vorgestellten Ergebnisse. Im fünften Kapitel werden die Optimierungsschritte sowohl beim Wachstum als auch bei der Prozessierung der Strukturen zur Realisierung von Dauerstrichbetrieb diskutiert. Zur Entwicklung alternativer Konzepte zur Optimierung der opto-elektronischen und spektralen Eigenschaften der Halbleiterlaserbauteile werden verschiedene Ansätze gezeigt. So beschäftigt sich das sechste Kapitel mit Mikrolasern mit tief geätzten Bragg-Spiegeln. Diese zeichnen sich durch extrem kleine Bauteilabmessungen aus und ermöglichen dadurch eine hohe „on-chip“-Integrationsdichte. Zur Herstellung der Bragg-Spiegel wurde eigens ein Trockenätzverfahren entwickelt. Einen weiteren, neuartigen Ansatz zur Umsetzung von monomodigem Betrieb stellen die aktiven gekoppelten Ringresonatoren dar. Diese werden in Kapitel 7 vorgestellt. Die im achten Kapitel diskutierten erstmalig auf Quantenkaskadenlaserstrukturen umgesetzten Bauteile mit trapezförmigen Verstärkungsbereiche bringen erhöhte Ausgangsleistungen sowie verbesserte Fernfeldigenschaften mit sich. Mit Hilfe von zusätzlichen Oberflächengittern zeigen auch diese Bauteile monomodige Emission.

Zusammenfassend werden in der vorliegenden Arbeit monomodig emittierende Quantenkaskadenlaser vorgestellt, die auf drei verschiedenen Konzepten beruhen.

Im nun folgenden Kapitel werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten III-V Halbleiter beschrieben. Außerdem wird die Entstehung der Bandstruktur in Festkörpern und die Rolle der effektiven Masse von Ladungsträgern in Kristallen dargelegt. Der dritte Abschnitt befasst sich mit der Phononendispersion. Insbesondere werden auf die Besonderheiten des InP-Materialsystems, auf dem alle für diese Arbeit verwendeten Strukturen basieren erklärt. Abschließend wird auf elektronische Zustände in Quantenfilmen und die Besonderheiten von mehreren gekoppelten Quantenfilmen, sogenannten Übergittern, eingegangen. Diese Übergitter spielen für die Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern (*engl. quantum cascade laser - QCL*), die im nächsten Kapitel erklärt werden, eine entscheidende Rolle.

2.1 Kristallstruktur von III-V Halbleitern

III-V-Verbindungshalbleiter sind Halbleiter, die aus Verbindungen zwischen Atomen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente bestehen. Sie liegen meist in einer Zinkblende-Struktur vor, was bedeutet, dass die Atome ein kubisch flächenzentriertes Gitter mit zweiatomiger Basis darstellen. Sie bilden einen Kristall, der sich aus zwei um $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})^T$ (in Einheiten des kubischen Gitterparameters a) verschobenen kubisch-flächenzentrierten Gittern zusammensetzt. Jedes Atom aus der dritten Hauptgruppe ist demnach von vier Atomen der fünften Hauptgruppe tetraedrisch umgeben und umgekehrt, wobei sich die beiden Atome der Basis bei $(0, 0, 0)^T$ bzw. bei $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})^T$ befinden (s. auch Abbildung 2.1). Die atomaren Bindungen in diesen Halbleitern weisen sowohl einen kovalenten als auch einen polaren Anteil auf, was auf die unterschiedlichen Elektronegativitäten der an der Verbindung beteiligten Atome zurückzuführen ist.

Dem im Ortsraum periodischen Kristallgitter entspricht im Impulsraum ein reziprokes periodisches Gitter. Die primitive Einheitszelle des Ortsraums, die Wigner-Seitz-Zelle, ist die erste Brillouinzone des Impulsraums. Der Ursprung der ersten Brillouinzone im Impulsraum wird als Γ -Punkt bezeichnet. Ihm entspricht der reziproke Gittervektor $\mathbf{k}_\Gamma = (0, 0, 0)^T$. Weitere Punkte hoher Symmetrie sind der X-Punkt bei $\mathbf{k}_X = 2\pi/a(1, 0, 0)^T$ und der L-Punkt bei $\mathbf{k}_L = 2\pi/a(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})^T$ [Coh88].

2.2 Bandstruktur von III-V Halbleitern und effektive Masse

Elektronen, die sich in den äußeren Schalen von Atomen befinden, weisen in Kristallen deutlich andere Eigenschaften als in freien Atomen auf. Dies ist durch das gitterperiodische Potential, das durch die Elektronen der inneren Schalen und Atomrümpfe im Kristall erzeugt wird, zu erklären. Die Wellengleichung für ein solches periodisches Potential ist durch die zeitunabhängige Schrödingergleichung im Ortsraum nach [Kit91] gegeben

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + U_P(\mathbf{x}) \right) \psi_{\vec{v}, \vec{k}} = \varepsilon_{\vec{v}, \vec{k}} \psi_{\vec{v}, \vec{k}}. \quad (2.1)$$

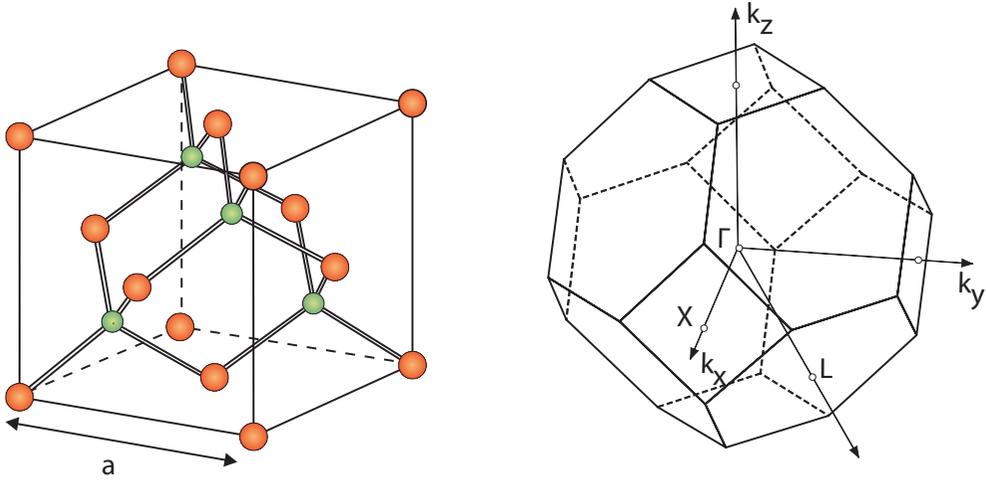


Abbildung 2.1: Kristallgitter der Zinkblende-Struktur mit zweiatomiger Basis (links). In Einheiten des Gitterparameters a befinden sich die Atome der Basis bei $(0, 0, 0)^T$ (orange) bzw. bei $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})^T$ (grün). Erste Brillouinzone des kubisch flächenzentrierten Gitters (rechts).

Dabei ist m_0 die Masse des freien Elektrons, U_P die potentielle Energie, $\psi_{\bar{\nu}, \vec{k}}$ die Wellenfunktion des Elektrons im Kristall mit dem Index $\bar{\nu}$ und dem Wellenvektor \vec{k} und $\varepsilon_{\bar{\nu}, \vec{k}}$ die Energieeigenwerte, die für ein festes $\bar{\nu}$ einem Energieband im Festkörper entsprechen. Da das Kristallpotential gitterperiodisch ist, lösen die Wellenfunktionen

$$\psi_{\bar{\nu}, \vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \vec{u}_{\bar{\nu}, \vec{k}}(\vec{r}) \quad (2.2)$$

das Bloch'sche Theorem [Kit91] für periodische Potentiale.

Die gitterperiodischen Blochfaktoren sind gegeben durch

$$\vec{u}_{\bar{\nu}, \vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\bar{\nu}, \vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}). \quad (2.3)$$

Hierbei ist N eine Normierungskonstante und \vec{R} ein beliebiger Gittervektor des periodischen Kristallgitters. Der Bandverlauf der binären III-V Halbleiter GaAs, InAs und AlAs ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Durch entsprechende Kombination dieser erhält man die ternären Halbleiter InGaAs bzw. InAlAs, die bei der Herstellung der in dieser Arbeit vorgestellten QCL-Strukturen entscheidend sind (s. dazu Abschnitt 2.4).

Die Beziehung zwischen Energie und Wellenvektor für freie Elektronen ist durch die Gleichung

$$E = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right) \vec{k}^2 \quad (2.4)$$

gegeben. Für Elektronen im Festkörper ist diese umzuschreiben in

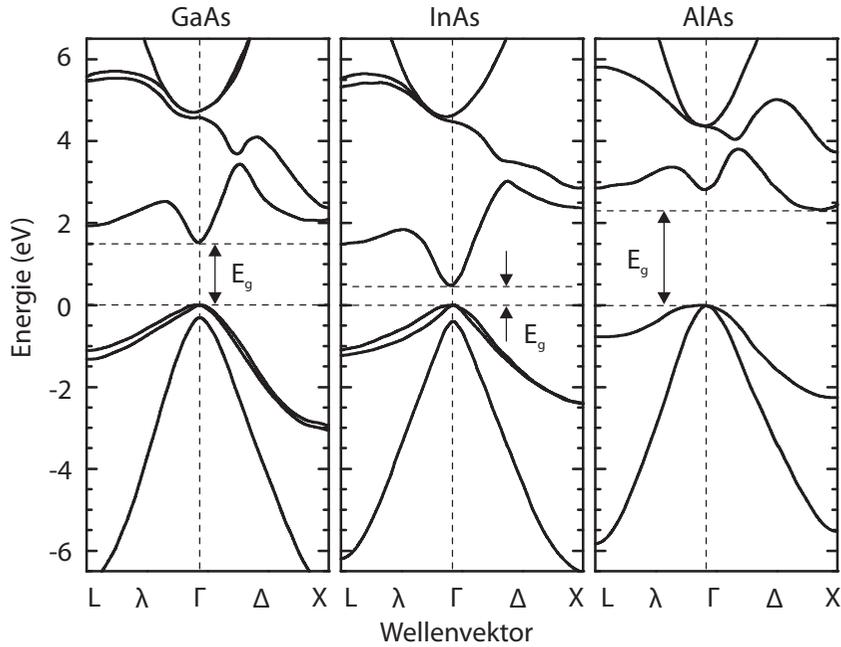


Abbildung 2.2: Berechneter Bandverlauf der binären Halbleiter GaAs, InAs und AlAs innerhalb der ersten Brillouinzone [Coh76, Coh88, Hua85].

$$E = E_0 \pm \frac{\hbar^2}{2m^*} \vec{k}^2 \quad (2.5)$$

Hier wurde die skalare Masse m_0 durch die effektive Masse m^* ersetzt. In der hier vorliegenden Zinkblendestruktur ist m^* ein Skalar. Die Nullpunktsenergie E_0 kann frei gewählt werden. Demnach gibt der Koeffizient von \vec{k}^2 in Gleichung 2.5 die Krümmung des Energiebandes an. Umgekehrt wird die Krümmung durch die reziproke effektive Masse $\frac{1}{m^*}$ bestimmt. Die effektive Masse ist nach [Iba02] definiert als

$$m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2 E}{d \vec{k}^2}}. \quad (2.6)$$

Durch den Einfluss des gitterperiodischen Potentials im Kristall unterscheidet sich dementsprechend die effektive Masse m^* von Elektronen im Kristall von der Masse der freien Elektronen m_0 . Die Energiebänder verlaufen in gewissen \vec{k} -Bereichen näherungsweise parabolisch. Befindet man sich in einem Extremum der Energiebänder, beispielsweise nahe der Bandlücke E_g , ist die effektive Masse nach Gleichung 2.6 in guter Näherung eine Konstante. Man hat demzufolge in der Nähe dieser Bandextrema nur m_0 durch m^* zu ersetzen. Ansonsten hängt m^* von \vec{k} ab.

2.3 Phononendispersion

Bei den bisherigen Berechnungen wurde angenommen, dass die Atome im Kristallgitter starr auf ihren Gitterplätzen verbleiben. Tatsächlich schwingen sie allerdings um ihre Gleichgewichtslage mit einer Amplitude, die klein im Vergleich zum Gitterparameter a ist. Da die Atomrümpfe jedoch eine wesentlich größere Masse und damit eine geringere mittlere Geschwindigkeit als die Elektronen aufweisen, können sie der Bewegung der Elektronen nur zeitlich versetzt folgen. Das Potential für die Bewegung der Atomrümpfe ist damit letztlich durch die Eigenschaften des Elektronensystems gegeben. Es handelt sich um ein zeitlich gemitteltes elektronisches Potential, das durch die sogenannte „Born-Oppenheimer-Näherung“ beschrieben wird [Bor27]. Die Energie dieser Gitterschwingungen ist in Einheiten von $\hbar\omega_{\vec{q}}$ quantisiert und hängt von \vec{q} , dem Wellenvektor für Phononen, ab. In Analogie zum Photon, dem Quant einer elektromagnetischen Welle, nennt man die Energiequanten der Gitterschwingungen Phononen.

Bei Kristallen mit mehr als einem Atom in der primitiven Basis, wie der vorliegenden Zinkblende-Struktur, zeigt die Dispersionsrelation neue charakteristische Eigenschaften auf, denn für jede mögliche Polarisation in einer gegebenen Fortpflanzungsrichtung liefert sie zwei Zweige. Diese werden als akustischer und optischer Zweig bezeichnet. Demnach gibt es longitudinale (LA) und transversale (TA) akustische Schwingungszustände (Moden), sowie longitudinale (LO) und transversale (TO) optische Schwingungszustände. Diese sind in Abbildung 2.3 anschaulich dargestellt.

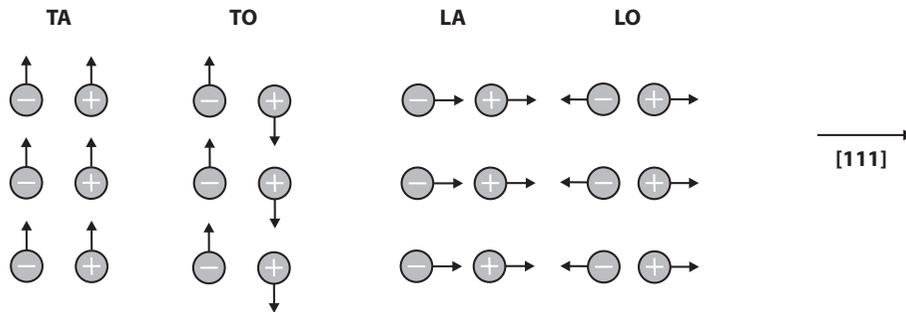


Abbildung 2.3: Anregung von TA, TO, LA und LO-Phononen entlang der [111]-Richtung in einem III-V Verbindungshalbleiter (Auslenkung durch Pfeile gekennzeichnet). Auf Grund des polaren Bindungsanteils sind Gruppe-III Atome leicht positiv, Gruppe-V Atome leicht negativ geladen.

Bei zwei Atomen in der primitiven Elementarzelle liefert die Dispersionsrelation (3.2) Zweige: 3 akustische und $(3-2)=3$ optische. Für III-V Halbleiter gibt es demzufolge einen LA, zwei TA, einen LO sowie zwei TO, insgesamt also sechs Zweige. Die transversalen Zweige sind hier zweifach entartet. Nach [Iba02] schwingen für $\vec{q} \rightarrow 0$ bei akustischen Phononen benachbarte Atome in Phase und die Dispersionsrelation verläuft $\sim \vec{q}$. Diese Schwingungen weisen für $\vec{q} = 0$ keine Energie auf, da es sich dann lediglich um eine Translation des Kristallgitters in die drei möglichen Raumrichtungen handelt. Im Gegensatz dazu schwingen die Atome bei optischen Phononen genau gegenphasig und ihre Energie ist nur schwach von \vec{q} abhängig. Die berechneten Dispersionsrelationen für die III-V Halbleiter GaAs, InAs und AlAs sind in Abbildung 2.4 gezeigt. Im Gegensatz zu TO-Gitterschwingungen wirken bei LO-Schwingungen durch die Coulomb-Wechselwirkung bedingte Rückstellkräfte auf die Atome.

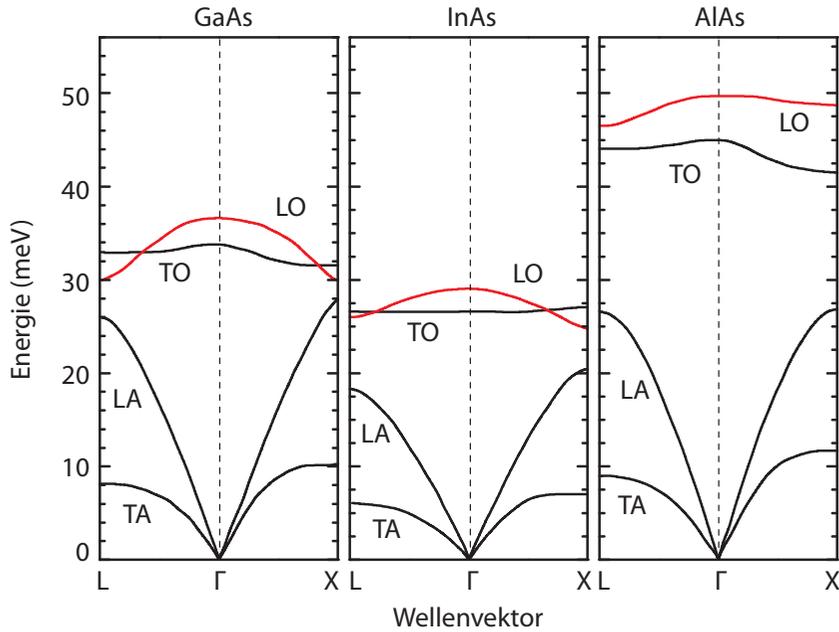


Abbildung 2.4: Dispersionsrelation für Phononen für jeweils zwei Richtungen hoher Symmetrie in den binären Halbleitern GaAs, InAs und AlAs innerhalb der ersten Brillouinzone [Gia91, Bor78].

Die Energien der Phononen bei $\vec{q} = 0$ am Γ -Punkt für die oben genannten III-V Halbleiter betragen nach [Lan87a][Lan87b] für GaAs 36 meV (LO) bzw. 33 meV (TO), für InAs 30 meV (LO) bzw. 27 meV (TO), für AlAs 50 meV (LO) bzw. 45 meV (TO) und für InP 43 meV (LO) bzw. 38 meV (TO).

Die Dispersionsrelation kann im Rahmen der oben erwähnten Born-Oppenheimer-Näherung für Phononen und Elektronen unabhängig voneinander berechnet werden. Allerdings beeinflusst die Bewegung der Atome, die Phononen, wiederum die Elektronen im Festkörper. Phononen können also mit Elektronen wechselwirken, was mathematisch als Störung betrachtet wird.

Ein Elektron mit dem Wellenvektor \vec{k} kann ein Phonon mit dem Wellenvektor \vec{q} absorbieren (+) oder emittieren (−), wobei sowohl die Energie- als auch die Impulserhaltung gilt. Nach der Wechselwirkung hat das Elektron demnach die Energie

$$E_{\vec{v}, \vec{k}'} = E_{\vec{v}, \vec{k}} \pm \hbar\omega_{\vec{q}} \quad (2.7)$$

und den Wellenvektor

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q}. \quad (2.8)$$

Die Wechselwirkung von Elektronen mit LO Phononen ist in III-V Halbleitern am stärksten, da sie zu einem makroskopischen elektrischen Feld führt. Diese Wechselwirkung wurde erstmals von H. Fröhlich 1937 berechnet und wird als Fröhlich-Wechselwirkung bezeichnet [Fro37]. Die Fröhlich-Wechselwirkung

ist zur Erzeugung der Besetzungsinversion in Quantenkaskadenlasern von entscheidender Bedeutung, was im folgenden Kapitel 3 noch näher erläutert werden soll.

2.4 Das InP-Materialsystem

Aus binären Verbindungshalbleitern wie z.B. InAs, AlAs oder GaAs können verschiedene Mischhalbleiter, ternäre, quaternäre usw. Verbindungshalbleiter, hergestellt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die ternären Verbindungen $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ zur Herstellung der aktiven Zonen der Laserstrukturen verwendet. Deshalb sollen zunächst einige Besonderheiten dieser ternären Verbindungshalbleiter und des InP-Materialsystems erläutert werden.

Durch Variation des Indiumanteils, das dann einen Teil der Gruppe-III-Elemente Gallium - oder entsprechend Aluminium - ersetzt, kann der Gitterparameter a der Mischhalbleiter und somit die Energielücke E_g variiert werden. Die Abhängigkeit der Bandlücke E_g vom Parameter a bei $T = 300\text{ K}$ für verschiedene III-V Halbleiter zeigt Abbildung 2.5.

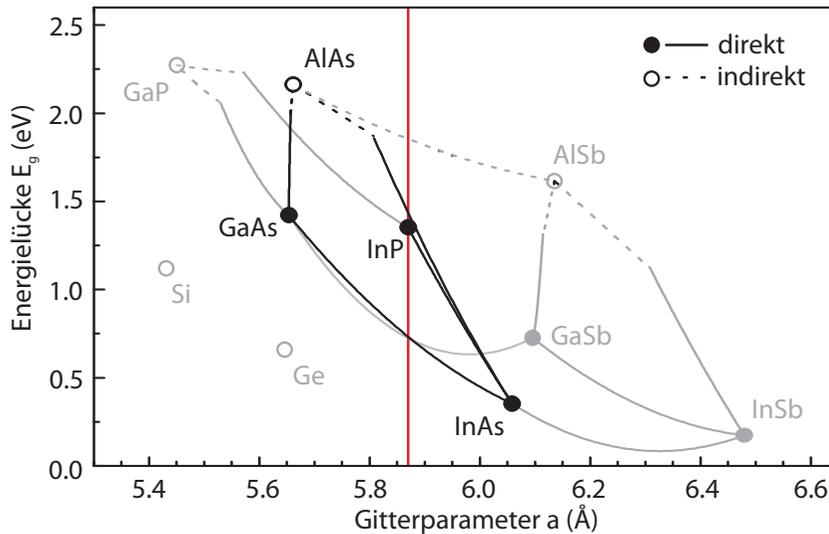


Abbildung 2.5: Energielücke E_g in Abhängigkeit vom Gitterparameter a für verschiedene III-V-Verbindungshalbleiter sowie die elementaren Halbleiter Silizium und Germanium bei $T = 300\text{ K}$. Die in dieser Arbeit verwendeten Halbleiter sind schwarz gezeichnet. Die grau gekennzeichneten Halbleiter dienen als Referenz. Die Verbindungslinien kennzeichnen den Verlauf der Energielücke für ternäre Halbleiter. Direkte (indirekte) Halbleiter sind durch geschlossene (offene) Kreise und durchgezogene (gestrichelte) Linien gekennzeichnet [Iba02].

Der Gitterparameter eines binären Verbindungshalbleiters kann mit Hilfe der Regel von Vegard bestimmt werden. Um diese auch für ternäre Halbleiter $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{C}$ anwenden zu können, muss sie allerdings um einen quadratischen Term ergänzt werden. Somit ergibt sich für eine physikalische Größe G ternärer Halbleiter

$$G(A_{1-x}B_xC) = (1-x)G(AC) + xG(BC) - x(1-x)C_G. \quad (2.9)$$

Diese Regel kann auch auf andere physikalischen Größen G angewandt werden, wobei Abweichungen vom linearen Verhalten, wie z.B. bei E_g , durch den zusätzlichen Term $-x(1-x)C_G$ mit dem „Bowling-Parameter“ C angegeben werden. Dieser ist materialspezifisch.

Die Verbindungslinien zwischen den binären Materialien in Abbildung 2.5 kennzeichnen demnach die entsprechenden ternären Halbleiter. Da alle in dieser Arbeit beschriebenen Strukturen gitterangepasst auf InP-Substrate gewachsen wurden, muss der Indiumgehalt der ternären Verbindungen dementsprechend $x = 0.532$ bzw. $y = 0.523$ für InGaAs bzw. InAlAs betragen. Dies entspricht einer Energielücke von $E_{g(\text{InGaAs})} = 0.74 \text{ eV}$ bzw. $E_{g(\text{InAlAs})} = 1.45 \text{ eV}$ und einer Gitterkonstanten von $a = 5.870 \text{ \AA}$. Diese ist somit an die des Substrats angepasst, dessen Bandlücke $E_g = 1.344 \text{ eV}$ beträgt. Anschaulich bedeutet das, dass nur die Verbindungen, die sich auf der senkrechten Linie bei $a = 5.870 \text{ \AA}$ befinden (s. Abbildung 2.5), also den entsprechenden Indiumgehalt aufweisen (s.o.), in dieser Arbeit Verwendung finden.

Übereinstimmende Gitterkonstanten spielen eine wichtige Rolle, da Schichten, die auf ein kristallines Substrat aufgewachsen werden und nicht die gleiche Gitterkonstante aufweisen, Verspannungen erfahren. Bis zu einer kritischen Schichtdicke sind diese Verspannungen elastisch und beginnen dann teilweise zu relaxieren. Das bedeutet, dass die Schicht, die beim Wachstum die Gitterkonstante des Substrats „aufgezwungen“ bekommt, schließlich doch ihre unverspannte Gitterkonstante annimmt. Die potentielle Energiedichte, die dabei in der Schicht gespeichert wurde, wird frei. Entspricht diese Energie der Aktivierungsenergie für einen Defekt, kann dieser während des Wachstums in den Kristall eingebaut werden. Die potentielle Energie, die bei pseudomorphem, d.h. elastisch verspanntem Wachstum in den aufgewachsenen Schichten gespeichert wird, ist proportional zur Schichtdicke. Dies erklärt die Existenz einer kritischen Schichtdicke, ab der die aufgewachsene Schicht beginnt zu relaxieren. Da für die Bildung von Schraubenversetzungen die geringste Energie aufgebracht werden muss, gelten diese als Kriterium für die kritische Schichtdicke. Dieses Modell von R. People und J.C. Bean wird auch „Energy-Balance-Modell“ genannt [Peo85, Peo86].

Bei dem Modell von J.W. Matthews und A.E. Blakeslee, das „Modell des mechanischen Gleichgewichts“ genannt wird, geht man hingegen davon aus, dass im Substrat bereits Versetzungen zu finden sind, die sich bis an die Oberfläche der aufgewachsenen Schicht senkrecht durch sie hindurch ziehen. Beim Überschreiten der kritischen Schichtdicke wird die Kraft auf diese Versetzungen parallel zur Substratoberfläche so groß, dass diese seitlich abgleiten [Bla74].

Die kritischen Schichtdicken in Abhängigkeit vom Indiumgehalt x bzw. y für sowohl $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ als auch $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ sind in Abbildung 2.6 aufgetragen. Sie wurde für jeweils beide Modelle berechnet. An Hand dieser beiden Modelle wird deutlich, dass für einen Indiumgehalt von $x = 0.532$ in InGaAs sowie $y = 0.523$ in InAlAs - also bei gitterangepasstem Wachstum - die kritische Schichtdicke beliebig groß wird. Die Übereinstimmung der Gitterkonstanten von Substrat und aufgewachsenen Schichten ist bei gitterangepasstem Wachstum eine Voraussetzung für eine möglichst gute Qualität der hergestellten Kristalle.

Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Materialsystem $\text{In}_{0.523}\text{Al}_{0.477}\text{As}/\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$ weist eine Typ-I-Bandanordnung auf und die Leitungsbanddiskontinuität bei

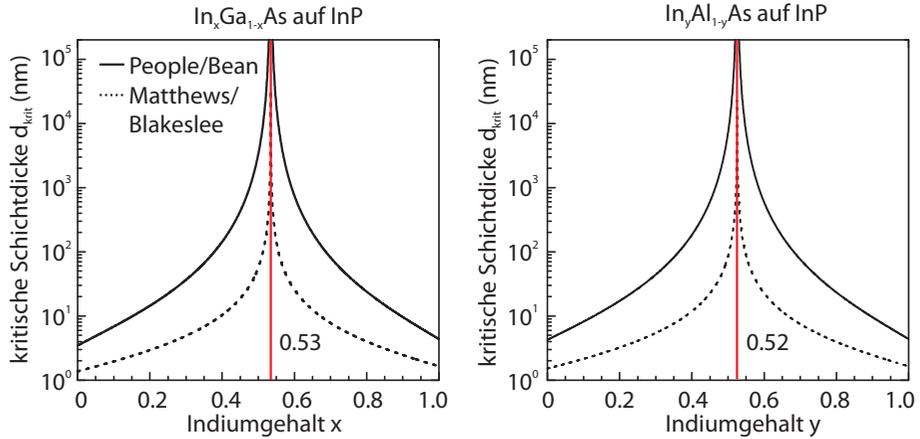


Abbildung 2.6: Kritische Schichtdicken für $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (links) und $\text{In}_y\text{Al}_{1-y}\text{As}$ (rechts) in Abhängigkeit vom In-Gehalt x bzw. y berechnet nach dem Modell von People und Bean (durchgezogene Linie) sowie dem von Matthews und Blakeslee (gestrichelte Linie).

gitterangepasstem Wachstum beträgt $\Delta E_L = 510 \text{ meV}$ (s. Abbildung 2.7). In einem Typ-I-Quantenfilm (QF) überlappen die Energielücken der verwendeten Halbleiter vollständig, wobei sich sowohl im Leitungsband als auch im Valenzband des Halbleiters mit der kleineren Bandlücke Potentialtöpfe für die Elektronen bzw. Löcher ausbilden (s. auch Abschnitt 2.5). Nur auf Grund dieser relativ großen Leitungsbanddiskontinuität lassen sich Emissionswellenlängen von bis zu minimal $\approx 5 \mu\text{m}$ bei gitterangepasstem Wachstum verwirklichen [Man04]. Diese Bauteile zeigten maximale Betriebstemperaturen von bis zu 400 K im gepulsten Betrieb bzw. 222 K im Dauerstrichbetrieb.

Einige entscheidende Vorteile des gewählten Materialsystems bei der Herstellung von QCLs im Vergleich zu z.B. GaAs sind neben der höheren Leitungsbanddiskontinuität ($\Delta E_{L(\text{GaAs}/\text{AlGaAs})} = 390 \text{ meV}$), die hohe Wärmeleitfähigkeit von InP (vgl. Abschnitt 5.1) sowie die niedrigere effektive Elektronenmasse m^* . Diese beträgt im GaAs-Materialsystem das 0.067-fache der Ruhemasse m_0 des Elektrons und im InP-Materialsystem das 0.043-fache. Dies ist entscheidend, da sowohl das Dipolmatrixelement z_{kl} eines Intersubbandübergangs als auch die Lebensdauer τ_k eines Intersubbandzustandes indirekt proportional zur effektiven Elektronenmasse sind [Ben08]:

$$|z_{kl}| \sim \frac{1}{\sqrt{m^*}} \quad (2.10)$$

und

$$\tau_k \sim \frac{1}{\sqrt{m^*}}. \quad (2.11)$$

Diese beiden Größen spielen eine entscheidende Rolle für den Gewinnkoeffizienten bzw. die Besetzungsinversion in QCLs und damit ihre Funktionsweise. Die näheren Zusammenhänge werden in Kapitel 3 erläutert.

Durch verspannungskompensiertes Wachstum, bei dem der Anteil x bzw. y der Gruppe-III-Elemente Ga bzw. Al erniedrigt bzw. erhöht wird, lässt sich die Leitungsbanddiskontinuität noch vergrößern und

somit die minimale Emissionswellenlänge noch verkleinern. Dabei werden Zug- und Druckverspannung der beiden verwendeten ternären Halbleiter so aufeinander abgestimmt, dass im Mittel keine Verspannung der Schichten mehr vorhanden ist; sie kompensieren sich gegenseitig. Auf diese Art und Weise konnten auf InP basierende QCLs mit Emissionswellenlängen von bis zu $3.8 \mu\text{m}$ im Dauerstrichbetrieb bzw. $3.7 \mu\text{m}$ im gepulsten Betrieb bei Raumtemperatur realisiert werden [Yu 06][Raz09]. Durch den Einbau von Antimon in die Barrieren der aktiven Zone konnten sogar Emissionswellenlängen von $3.1 \mu\text{m}$ bei Raumtemperatur im gepulsten Betrieb erzielt werden [Zha09]. Diese Art der Epitaxie der ternären Verbindungshalbleiter InAlAs und InGaAs kam für die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen allerdings nicht zum Einsatz und soll nur der Vollständigkeit wegen erwähnt werden.

2.5 Elektronische Zustände in Quantenfilmen und Übergittern

Da sich die Halbleiter in ihrer Energielücke unterscheiden, entstehen bei der Herstellung von Halbleiter-Heterostrukturen sowohl für Löcher als auch für Elektronen zusätzliche Potentiale, die die Ladungsträger in ihrer Bewegungsfreiheit einschränken. Bei Schichtstrukturen mit Dicken im Nanometerbereich geschieht dies in einer Dimension, wobei die Energie in dieser Dimension quantisiert ist. Eine solche Schichtstruktur nennt man Quantenfilm. Grenzt man die Bewegung der Ladungsträger in einer weiteren Dimension ein, entsteht ein Quantendraht. Strukturen, die den Elektronen bzw. Löchern in keiner Dimension die Möglichkeit bieten sich frei zu bewegen, sind Quantenpunkte.

Nachdem Quantenkaskadenlaser aus Halbleiterschichtstrukturen bestehen, spielen QF für diese Arbeit eine entscheidende Rolle. Ein sogenannter Typ-I-QF entsteht, wenn eine dünne InGaAs-Schicht zwischen zwei Schichten InAlAs eingeschlossen wird. Die Dicke der eingeschlossenen Halbleiterschicht muss dabei in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge der Löcher bzw. Elektronen liegen. In Abbildung 2.7 ist der Potentialverlauf in Abhängigkeit von der Wachstumsrichtung für einen solchen QF aufgetragen, wobei die Wachstumsrichtung z die Richtung senkrecht zu den gewachsenen Schichten ist.

Die beiden äußeren Schichten bilden, wenn man den Potentialverlauf betrachtet (s. Abbildung 2.7), die Barriere B . Die Differenz der Energielücke zwischen QF und Barrieren setzt sich aus der Leitungsbanddiskontinuität ΔE_L und der Valenzbanddiskontinuität ΔE_V zusammen. Diese bezeichnen die Teildifferenzen zwischen den Leitungs- bzw. Valenzbandkanten der Schichten. Meist ist die Leitungsbanddiskontinuität größer als die Valenzbanddiskontinuität ($\Delta E_L > \Delta E_V$). Sowohl im Leitungs- als auch im Valenzband stehen den Elektronen bzw. Löchern diskrete Energieniveaus zur Verfügung.

Die diskreten Energieniveaus in QF lassen sich entsprechend den Eigenenergien eines unendlich tiefen Potentialtopfes berechnen. Dabei befindet sich der QF in der x - y -Ebene, die Wachstumsrichtung liegt in z -Richtung und die Breite des Potentialtopfes entspricht der Dicke des QFs (s. Abbildung 2.7). Die Energieeigenwerte in einem Potentialtopf der Breite b berechnen sich zu [Kit91]

$$E_{\vec{v}} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \vec{k}^2 \quad (2.12)$$

mit

$$\vec{k}^2 = (k_x, k_y, k_z) = \left(\frac{\vec{v}\pi}{b} \right)^2. \quad (2.13)$$

Für endlich tiefe Potentialtöpfe existiert immer mindestens ein gebundener Zustand; die zugehörigen

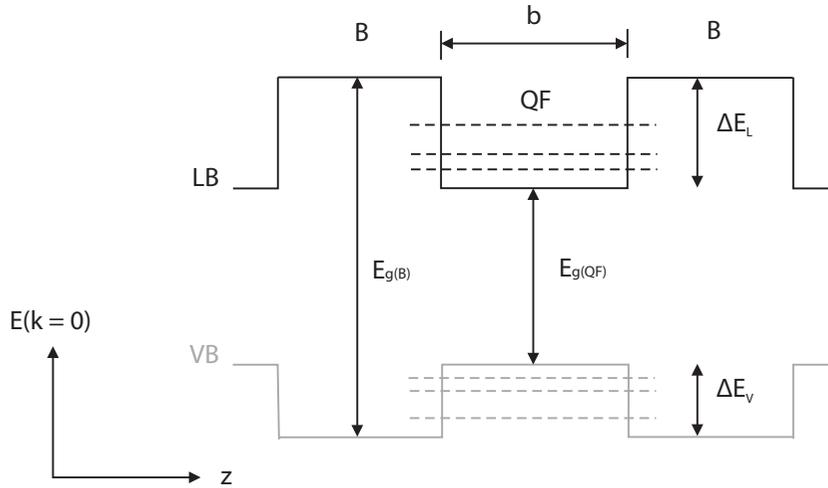


Abbildung 2.7: Bandverlauf eines Typ-I-QF. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die quantisierten Zustände der Elektronen bzw. Löcher im Leitungs- bzw. Valenzband.

Energiewerte können allerdings nur numerisch berechnet werden und steigen quadratisch mit der Hauptquantenzahl $\bar{\nu}$ bzw. mit dem Wellenvektor \vec{k} an. In der Wachstumsrichtung ist die Bewegung der Elektronen somit quantisiert.

In der Ebene des QFs bewegen sie sich mit dem Wellenvektor $\vec{k}_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$.

Bei der Betrachtung der quantisierten Zustände von Elektronen im Leitungsband wurde bisher von einem ausschließlich parabolischen Verlauf des Bandes ausgegangen. Durch Wechselwirkungen mit dem Valenzband weicht der tatsächliche Verlauf des Leitungsbandes jedoch von dieser Näherung ab. Dies macht sich in QF bemerkbar, wenn die Quantisierungsenergie der QF in der gleichen Größenordnung wie die Energielücke des Halbleiters liegt. Diese beträgt nach [Kit91] von $E_g = 0.2$ eV bis zu einigen wenigen eV.

Für den Grundzustand $\bar{\nu} = 1$ und bei den in QCLs vorliegenden QF-Dicken b sind diese Abweichungen vernachlässigbar klein, nehmen jedoch mit größer werdender Hauptquantenzahl $\bar{\nu}$ zu. Die Nicht-Parabolizität des Leitungsbandes kann dann nicht mehr außer Acht gelassen werden. Auf die genaue Berechnung der Abweichung vom parabolischen Verlauf soll hier jedoch nicht näher eingegangen werden. Sie sind aber in den nachfolgenden Berechnungen der Bandstrukturen der QCLs berücksichtigt und können bei [Sir94] im Detail nachgelesen werden.

Die Übergänge zwischen den quantisierten Zuständen des Leitungsbandes spielen für die Funktionsweise von QCLs eine entscheidende Rolle. Da nach Gleichung 2.12 die Energieeigenwerte eines QFs indirekt proportional zu seiner Breite sind, lassen sich über Variation der Schichtdicke die Übergangsenergien modifizieren.

Eine periodische Anordnung mehrerer QF, die durch hinreichend dünne Barrieren voneinander getrennt sind, wird Übergitter (*engl.: superlattice – SL*) genannt. Koppelt man so eine genügend große Anzahl von QF, bildet sich aus den diskreten Zuständen der einzelnen isolierten QF ein quasikontinu-

ierliches „Miniband“. Zwischen diesen Minibändern existieren keine erlaubten Zustände; es handelt sich um sogenannte „Minibandlücken“.

Die Ausbildung geeignet gelegener Minibänder und Minibandlücken bei einem angelegten elektrischen Feld sind von entscheidender Bedeutung für die Funktionsweise von QCLs. Sie soll im folgenden Kapitel detaillierter beschrieben werden.

BEREITS 1971 zeigten R.F. Kazarinov und R.A. Suris theoretisch, dass Photonen auch durch Übergänge von Elektronen zwischen den einzelnen quantisierten Subbändern des Leitungsbandes von QF erzeugt bzw. verstärkt werden können [Kaz71]. In der aktiven Zone eines QCLs spielt dabei die Kopplung mehrerer hundert QF und die Ausbildung von Minibändern und Minilücken – wie bereits im vorangegangenen Kapitel erwähnt – die entscheidende Rolle. Die Funktionsweise dieser Halbleiterheterostrukturen sowie der Aufbau eines geeigneten optischen Resonators soll in den nun folgenden Abschnitten im Detail erläutert werden. Die vorgestellten Strukturen dienen als Lichtquellen mit Emission im mittleren Infrarot (*engl.: mid-infrared - MIR*).

3.1 Aktive Zone

Im Gegensatz zu konventionellen Interband-Diodenlasern, bei denen durch induzierte Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern aus dem Valenzband Photonen erzeugt werden, handelt es sich bei QCLs um unipolare Bauteile. Das bedeutet, dass nur eine Art von Ladungsträgern für die Funktionsweise eine Rolle spielt. Bei bipolaren Interband-Diodenlasern bestimmt weitestgehend die Bandlücke des verwendeten Halbleitermaterials die Wellenlänge des emittierten Lichts. Bei QCLs hingegen wird die Wellenlänge durch die Breite der Potentialtöpfe und Barrieren - und somit der Lage der Energieniveaus - des Leitungsbandes vorgegeben. Auf Grund der größeren Potentialtiefe im Leitungsband und der geringeren effektiven Masse m_{eff} von Elektronen im Vergleich zu Löchern im Valenzband werden Elektronen als Ladungsträger bei der Verwirklichung von QCLs vorgezogen. Eine weitere Rolle spielt dabei auch die Tatsache, dass sich für Elektronen im Leitungsband nur ein Energieband im Festkörper ausbildet, während es für die Löcher im Valenzband drei sind (light hole, heavy hole und split off).

Die aktive Zone eines QCLs besteht aus der periodischen Anordnung mehrerer hundert gekoppelter QF, wodurch ein sogenanntes Übergitter entsteht (s. Abschnitt 2.5). Die Dicke der einzelnen QF wird dabei so gewählt, dass durch Anlegen eines elektrischen Feldes gezielt das Entstehen von Minibändern an bestimmten Stellen des Übergitters beeinflusst werden kann. Für in die Halbleiterstruktur injizierten Elektronen wird es so möglich durch die entstandenen Minibänder zu tunneln. Dabei finden unter anderem Streuprozesse mit LO-Phononen statt, weshalb man von „phononenassistiertem“ Tunneln spricht. Der Bereich der aktiven Zone eines QCLs, in dem sich die Minibänder ausbilden wird Injektor genannt.

Auf jeden Injektor folgt ein aktiver Bereich. Der Grundzustand des ersten QF dieses aktiven Bereichs liegt durch das äußere elektrische Feld nun auf der gleichen energetischen Höhe des Grundzustands des vorangegangenen QFs des Injektors. Die durch das elektrische Feld entstandenen Minibandlücken verhindern hier ein weiteres Tunneln der Ladungsträger durch die Halbleiterstruktur. Hier können die Elektronen unter Emission eines Photons von dem angeregten Zustand dieses QFs in den nächsten energetisch tiefer liegenden Zustand übergehen. Unter Emission eines Phonons kann dieses untere Laserniveau nun schnell entleert werden, wobei die Elektronen in den Grundzustand übergehen. Von dort können sie nun wieder durch das Miniband des nächsten Injektors in den angeregten Zustand des ersten QFs des

FUNKTIONSWEISE VON QUANTENKASKADENLASERN

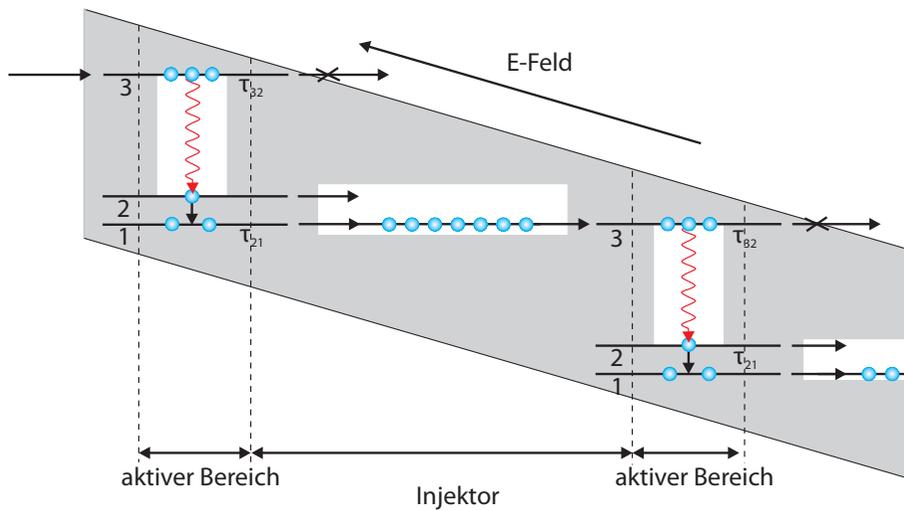


Abbildung 3.1: Prinzipielle Funktionsweise eines QCLs: Elektronen werden in das obere Laserniveau 3 des aktiven Bereichs injiziert und emittieren beim Übergang in den Zustand 2 Photonen. Nach der schnellen Entleerung des zweiten Zustands unter Emission von Phononen gelangen sie in den Injektor, der als Ladungsträgerreservoir dient, und können von dort in den angeregten Zustand 3 des nächsten aktiven Bereichs tunneln.

benachbarten aktiven Bereichs tunneln. Dieses Prinzip ist in Abbildung 3.1 anschaulich dargestellt. Wie sehr die QF gegeneinander verschoben werden lässt sich dabei durch die elektrische Feldstärke einstellen.

Die aktive Zone eines QCLs kann demnach also in zwei Bereiche unterteilt werden:

- der aktive Bereich, bestehend aus z.B. einem Drei-Niveau-System wie in Abbildung 3.1, in der Elektronen unter Emission eines Photons von einem angeregten Zustand höherer Energie in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen, der dann unter Emission von Phononen entleert wird und in
- den Injektor, der als Ladungsträgerreservoir dient, und in den Elektronen aus den unteren beiden Niveaus der aktiven Zone tunneln können. Diese werden somit entleert und die Ladungsträger können vom in Injektor entstandenen Miniband aus in das obere Niveau der nächsten aktiven Zone injiziert werden.

Ein Injektor und ein aktiver Bereich bilden zusammen eine sogenannte Kaskade. Durch Erhöhung der Anzahl \mathcal{N}_K der aneinandergereihten Kaskaden lässt sich die Anzahl der erzeugten Photonen erhöhen, da jedes Elektron beim Durchlaufen einer Kaskade ein Photon erzeugen kann.

Die Besetzungsinversion, die eine Grundvoraussetzung für die stimulierte Emission von Photonen ist, ist bei QCLs keine intrinsische Eigenschaft der Halbleiterstruktur, sondern kann durch die geeignete Wahl der Abstände der Subbänder 1, 2 und 3 in den einzelnen QF beeinflusst und optimiert werden. Ist der energetische Abstand ΔE der Subbänder 1 und 2 nämlich größer oder gleich der Energie $\hbar\omega_{LO}$ der LO-Phononen, so ist die Wechselwirkung von Elektronen mit LO-Phononen der dominierende -

strahlungslose - Streuprozess zwischen den einzelnen Subbändern. Die Emission von Phononen erfolgt dabei über die Fröhlich-Wechselwirkung (s. Abschnitt 2.3). Dieser Relaxationsprozess ist besonders effizient, da die entsprechende Intersubband-Lebensdauer τ_{21} im Picosekunden-Bereich oder darunter liegt, während die Lebensdauer für die Rekombination von Elektronen im Leitungsband mit Löchern im Valenzband im Vergleich dazu im Nanosekunden-Bereich läge.

Für die Intersubband-Lebensdauer τ_{kl} gilt: $\tau_{kl} \propto q_{kl}$, wobei \vec{q} der Wellenvektor der LO-Phononen ist. Der Zusammenhang zwischen \vec{q} und der Energie der Subbänder ist gegeben durch

$$q_{kl} = \sqrt{\frac{2m_e^*}{\hbar^2} (E_k - E_l - \hbar\omega_{LO})}. \quad (3.1)$$

Dies bedeutet, dass die Intersubband-Lebensdauer mit abnehmendem Wellenvektor, d.h. mit abnehmender Energiedifferenz der Subbänder, ebenfalls kleiner wird. Die Lebensdauer τ_{kl} dieser Intersubbandübergänge ist für $\Delta E_{kl} = \hbar\omega_{LO}$ minimal. Die Intersubbandlebensdauer τ_k eines Zustandes ist indirekt proportional zur Rate aller stattfindenden nicht strahlenden Streuprozesse.

Folglich wird in QCLs die für den Laserbetrieb notwendige Besetzungsinversion erreicht, indem die Schichtdicken der einzelnen QF so gewählt werden, dass $E_{32} \gg E_{21}$ und $E_{31} \gg E_{21}$. Des Weiteren muss gelten $E_{21} \gtrsim \hbar\omega_{LO}$. Somit kann Zustand 2 über die Wechselwirkung mit LO-Phononen wesentlich schneller entleert werden als Zustand 3. Es gilt $\tau_3 \gg \tau_{21}$. Die Energie des LO-Phonons in $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$ beträgt $\hbar\omega_{LO} = 34 \text{ meV}$.

Allerdings sind der Bandbreite der möglichen Emissionswellenlängen, die mit ein und demselben Materialsystem erzielt werden können auch in QCL-Strukturen Grenzen gesetzt: Die größtmögliche Emissionsenergie- und somit die kleinstmögliche Wellenlänge - die mit gitterangepassten InAlAs/InGaAs-Übergittern erreicht werden kann ist durch den Leitungsbandoffset ΔE_L vorgegeben. Er beträgt 510 meV (s. Abschnitt 2.4), wovon ca. die Hälfte der Energie für den Laserübergang E_{32} aufgewendet werden kann.

Nach oben hin ist die für gitterangepasste InAlAs/InGaAs-Strukturen maximal erreichbare Wellenlänge dahingehend beschränkt, dass mit abnehmendem Abstand der für den Laserbetrieb verantwortlichen Intersubbandzustände E_3 und E_2 auch die Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_3 abnimmt. Dies resultiert darin, dass ab einem gewissen minimalen Abstand dieser Intersubbandzustände die für die Besetzungsinversion wichtige Voraussetzung $\tau_3 \gg \tau_{21}$ nicht mehr erfüllt werden kann. Die geringste mögliche Übergangsenergie liegt für QCLs, die im MIR emittieren also knapp über der LO-Phonon Energie.

Die für dieses Materialsystem erzielte maximale Emissionswellenlänge bei Raumtemperatur liegt bei $16 \mu\text{m}$ [Roc01], die minimale bei ca. $4 \mu\text{m}$ [Raz09], wobei hierfür schon verspannungskompensiertes Wachstum zum Einsatz kam. Dazu wird der Anteil der Gruppe-III Elemente Indium, Gallium und Aluminium so verändert, dass sich eine höhere Leitungsbanddiskontinuität ergibt, sich gleichzeitig aber auch die Zug- und Druckverspannung der einzelnen aufeinander folgenden InAlAs- und InGaAs-Schichten ausgleichen. Die mit gitterangepasstem Wachstum erreichbare Minimale Wellenlänge liegt bei ca. $5 \mu\text{m}$ [Man04]. Diese Strukturen zeigen allerdings auf Grund von thermischen Einflüssen schlechtere Ergebnisse als verspannungskompensiert gewachsene mit der gleichen Emissionswellenlänge. Verspannungskompensierte Strukturen wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht hergestellt, weshalb auf diese auch nicht weiter im Detail eingegangen werden soll.

Die experimentelle Umsetzung einer aktiven Zone und die Funktionsweise eines QCLs soll nun im Folgenden an Hand zweier Designs, die allen in dieser Arbeit vorgestellten Bauteilen zu Grunde liegen

noch genauer erläutert werden.

3.1.1 2-LO-Phononresonanz-Design

Das erste auf Grund seiner guten Kenndaten gewählte Schichtdesign ist ein 2-LO-Phononresonanz-Design. Der aktive Bereich der aktiven Zone eines 2-LO-Phononresonanz-Designs besteht nicht wie in dem vorangegangenen Abschnitt dargestellt aus einem Drei-Niveau-System, sondern vielmehr wird er um ein viertes Niveau ergänzt. Dieses zusätzliche Niveau dient als zweites Entleerungsniveau 1". Die beiden Entleerungsniveaus 1' und 1" sowie das untere Laserniveau 2 haben jeweils einen energetischen Abstand von $E_{21' / 11''} \approx \hbar\omega_{LO}$. Das Entleerungsniveau 1' kann also nun wiederum seinerseits über einen nicht strahlenden Streuprozess, der Emission eines LO-Phonons, auf das Niveau 1" entleert werden, was eine Steigerung der Besetzungsinversion und somit der Leistungsfähigkeit der Laserstruktur bedeutet.

Das Leitungsbanddiagramm unter einem elektrischen Feld von $E = 51 \text{ kV/cm}^2$ entlang der Wachstumsrichtung sowie die berechneten Betragsquadrate der Wellenfunktionen dieser Laserstruktur sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Der Übersichtlichkeit wegen sind nur zwei über einen Injektor verbundene aktive Bereiche dargestellt.

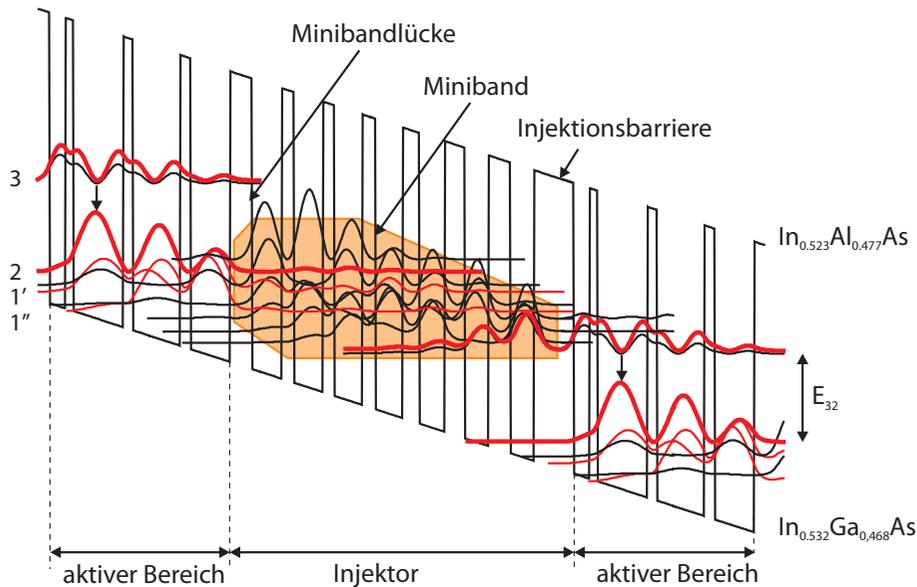


Abbildung 3.2: Berechnete Bandstruktur und Betragsquadrate der Wellenfunktionen unter einem entlang der Wachstumsrichtung angelegten elektrischen Feld von 51 kV/cm für ein 2-LO-Phononresonanzdesign. Das Miniband des Injektors ist orange unterlegt. Die Pfeile kennzeichnen jeweils den Laserübergang $3 \rightarrow 2$. Die Laserniveaus 3, 2, 1', 1" sind rot gezeichnet.

Die Schichtdicken einer Kaskade angefangen mit der Injektionsbarriere in nm sind: **4.4/1.8/0.9/5.7/1.1/5.4/1.2/4.5/2.5/3.4/1.4/3.3/1.3/3.2/1.5/3.1/1.9/2.9/2.3/2.7/2.5/2.7** [Liu06]. Die **fett** gedruckten Schichtdicken bestehen aus InAlAs die normal gedruckten aus InGaAs.

Die unterstrichenen Schichten sind n-dotiert. Die Übergangsenergie E_{23} zwischen dem oberen und dem unteren Laserniveau wurde zu 154 meV berechnet, was einer Emissionswellenlänge von ungefähr $8.1 \mu\text{m}$ entspricht. Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus 3 beträgt $\tau_3 = (\tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{31}^{-1})^{-1} = 2.11 \text{ ps}$, die des unteren Niveaus 2 $\tau_2 = (\tau_{21}^{-1} + \tau_{21}^{-1})^{-1} = 0.22 \text{ ps}$ [Liu06]. Die Bedingung für die Besetzungsinversion $\tau_3 \gg \tau_2$ ist damit also erfüllt.

Um eine gute Leitung des elektrischen Stroms innerhalb des Leitungsbandes zu gewährleisten werden einige wenige Schichten (hier vier) in der Mitte des Injektors mit Silizium n-dotiert. Der Injektor dient somit als Elektronenreservoir. Die nominelle Dotierkonzentration für das vorliegende Design beträgt $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, was einer Flächendichte von $2.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ entspricht. Der aktive Bereich wird undotiert belassen um eine Streuung der Elektronen an den entstehenden Störstellen zu verhindern.

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, kann mit einer Erhöhung der Anzahl der Kaskaden in der aktiven Zone auch der modale Gewinn der Struktur gesteigert werden, da jedes Elektron beim Durchlauf einer Kaskade ein Photon erzeugen kann. Prinzipiell kann also die Anzahl der Kaskaden beliebig gewählt werden. Allerdings hängt auch die Betriebsspannung U_B des Bauteils direkt von der Kaskadenanzahl und Dicke ab. Im Allgemeinen können also über die im Wellenleiter eingebettete Kaskadenanzahl verschiedene charakteristische Laserparameter wie die Betriebsspannung, die optische Leistung, die Effizienz und die Schwellstromdichte beeinflusst werden [Gma99].

Um nun also ein Bauteil mit möglichst hoher emittierter optischer Leistung bei gleichzeitig geringen Schwellenströmen zu erhalten, sollte die Kaskadenanzahl hoch gewählt werden. Ist hingegen in erster Linie die Betriebsspannung des Bauteils von Bedeutung bietet es sich an die Kaskadenanzahl zu minimieren. Zur Optimierung der während des Betriebs injizierten elektrischen Leistung muss allerdings ein Kompromiss gefunden werden, da sich diese sowohl aus der Schwellstromstärke des Bauteils als auch der Betriebsspannung errechnet. Für das in dieser Arbeit verwendete 2-LO-Phononresonanz-Design wurde die Kaskadenanzahl N_K zu 35 gewählt.

Die gesamte aktive Zone der Bauteile besteht also aus 784 QF, die sich zu einer Gesamtdicke von 2124 nm aufaddieren.

3.1.2 Bound-to-continuum-Design

Neben dem oben erwähnten 3-QW- und dem im vorangegangenen Abschnitt im Detail beschriebenen 2-LO-Phononresonanz-Design besteht noch die Möglichkeit die aktive Zone eines QCLs als sogenanntes *bound-to-continuum*-Design (btc-Design) aufzubauen. Wie die Namensgebung bereits impliziert, findet bei diesem Design der Laserübergang zwischen einem oberen, gebunden Laserniveau und einem energetisch niedriger liegenden Miniband statt. Der Unterschied zu den beiden anderen bereits andiskutierten Designs besteht also darin, dass das untere Laserniveau durch ein ganzes Band von möglichen Entleerungszuständen ersetzt wird. Dies gewährleistet die Aufrechterhaltung der Besetzungsinversion und folglich auch niedrige Schwellstromstärken auch bei höheren Betriebstemperaturen [Fai02]. Der Bandverlauf mit den berechneten Betragsquadraten der Wellenfunktionen eines solchen btc-Designs ist in Abbildung 3.3 gezeigt [Mau06]. Das für die Berechnungen angenommene elektrische Feld \bar{E} beträgt 35 kV/cm .

Aus Abbildung 3.3 geht deutlich hervor, dass bei diesem Design keine klare Trennung von Injektor

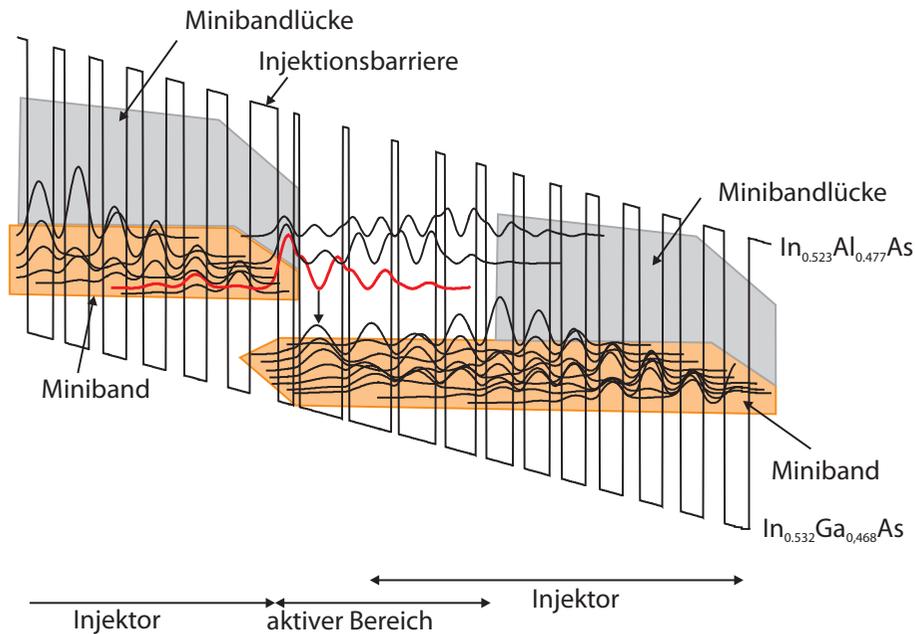


Abbildung 3.3: Berechnete Bandstruktur und Betragsquadrate der Wellenfunktionen unter einem entlang der Wachstumsrichtung angelegten elektrischen Feld von 35 kV/cm für ein btc-Design. Das Miniband ist orange unterlegt. Der Pfeil kennzeichnet den Laserübergang. Das obere Laserniveau ist rot hervorgehoben. Die entstehende Minibandlücke ist grau unterlegt.

und aktivem Bereich besteht. Eine Kaskade besteht vielmehr aus einem sogenannten „gechirpten“ Übergitter. Dabei nehmen die Dicken der InAlAs-Barrieren sukzessive zu während die InGaAs-Quantentöpfe im Verlauf einer Kaskade an Dicke abnehmen. Das obere Laserniveau ist in dem ersten QF nach der Injektionsbarriere - also im Miniband - lokalisiert (in Abb. 3.3 rot, von rechts nach links) und hat sein Maximum nahe der Injektionsbarriere. Es ist energetisch klar von den anderen Zuständen getrennt.

Die unteren Zustände liegen so dicht beieinander, dass das untere Laserniveau direkt in das entstehende Miniband übergeht. Folglich sind nicht nur Übergänge von dem oberen Laserniveau in ein unteres Laserniveau möglich, sondern es bestehen mehrere - wenn auch energetisch eng beieinander liegende - Übergangsmöglichkeiten. Diese Tatsache resultiert daraus, dass in einem btc-Design die unteren Entleerungszustände so gewählt werden, dass ihre Übergangsmatrixelemente, die ja ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit sind (s. Abschnitt 3.2) annähernd gleich groß sind. Welcher Übergang im Betrieb dominiert hängt dabei vom der angelegten elektrischen Feldstärke ab. Das Gewinnspektrum eines QCLs dessen aktive Zone auf einem btc-Design besteht ist demnach theoretisch wesentlich breiter als das eines 3-QF- oder eines 2-LO-Phononresonanz-Designs.

Abbildung 3.4 gibt einen Überblick über die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Laserstrukturen und die mit ihnen realisierten Emissionswellenlängen. Der blaue Balken kennzeichnet die Wellenlängen, die mit einem 2-LO-Phononresonanz-Design abgedeckt wurden, die roten Balken die Wellenlängenbereiche, die mit unterschiedlichen btc-Designs realisiert wurden.

Zur Umsetzung der in den folgenden Kapiteln vorgestellten verschiedenen Bauteilkonzepte wurden

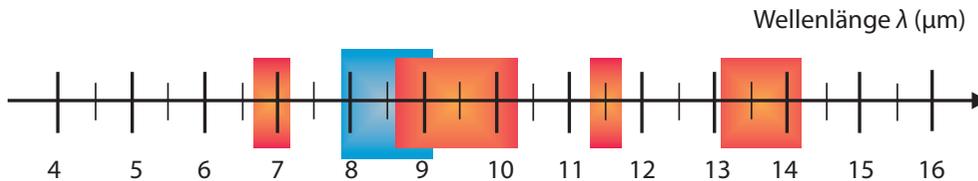


Abbildung 3.4: Überblick über die mit den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Laserstrukturen realisierten Emissionswellenlängen.

jeweils die am geeignetsten scheinenden Laserstrukturen ausgewählt. Dabei spielten die Grundcharakteristiken der Schichtdesigns, wie beispielsweise Ausgangsleistung, Schwellstromdichte, Aussteuerbereich und Abstimmbereich der Wellenlänge die entscheidende Rolle.

3.1.3 Aufbau des vertikalen Wellenleiters

Die aktive Zone der QCLs ist - wie bei allen Halbleiterlasern - in einen Wellenleiter eingebettet. Dieser dient der Führung der elektromagnetischen Welle. Die Entwicklung eines geeigneten Wellenleiters mit hinreichend geringer Absorption stellte eine weitere Herausforderungen bei der Realisierung der ersten QCLs dar. Dabei spielt es keine Rolle, ob die aktive Zone des QCLs auf einem 3-QF-, einem 2-LO-Phononresonanz- oder einem btc-Design basiert. Lediglich die Emissionswellenlänge der Struktur muss beim Entwurf berücksichtigt werden. Dies soll beispielhaft an Hand eines Wellenleiters für das in Abschnitt 3.1.1 vorgestellte 2-LO-Phonon-Resonanz-Design nun erläutert werden.

Zum Entwurf und der Optimierung eines geeigneten vertikalen Wellenleiters müssen die optischen Konstanten wie Brechungsindex n und Absorptionskoeffizient α der verwendeten Halbleiter bekannt sein. Der Realteil dieser Konstanten für n-dotierte Halbleiter ist proportional zur Elektronenkonzentration N und der Wellenlänge λ und kann nach dem klassischen Drudemodell berechnet werden [Sca02]. So kann für das verwendete $\text{In}_{0,523}\text{Al}_{0,477}\text{As}/\text{In}_{0,532}\text{Ga}_{0,468}\text{As}$ -Materialsystem der Verlauf der Brechungsindizes für verschiedene Dotierkonzentrationen, sowohl im Wellenleiter als auch in der aktiven Zone, und die Intensität der TM-polarisierten optischen Mode nullter Ordnung bestimmt werden.

Der vertikale Wellenleiter ist so entworfen, dass nur die Mode nullter Ordnung zum Laserbetrieb beitragen kann. Die Mode zweiter Ordnung weist einen Knoten in der Mitte der aktiven Zone auf und wird deshalb stark unterdrückt. Die Tatsache, dass sich in QCL-Strukturen die optische Mode TM-polarisiert ist beruht auf den Auswahlregeln für Intersubbandübergänge (s. dazu auch [Bas88]). Das letztendlich gewählte Wellenleiterdesign ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Hier sind sowohl der Realteil des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Schichtdicke, sowie der Verlauf der TM-polarisierten Mode nullter Ordnung gezeigt.

Der vertikale Wellenleiter setzt sich zusammen aus dem unteren und dem oberen Kern mit hohem Brechungsindex, zwischen denen die aktive Schicht eingebettet ist. Diesen hohen Brechungsindex erhält man durch die Wahl von InGaAs als Material für die Kernschichten. Die Dotierkonzentration in den beiden 500 nm dicken Kernschichten beträgt $5 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Darauf folgt die Mantelschicht mit einer Dotierkonzentration von $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ und die obere Kontaktschicht. Diese dient zusätzlich auf Grund ihrer sehr hohen Dotierung von $8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ der Wellenführung, da das Licht am Grenzübergang zum

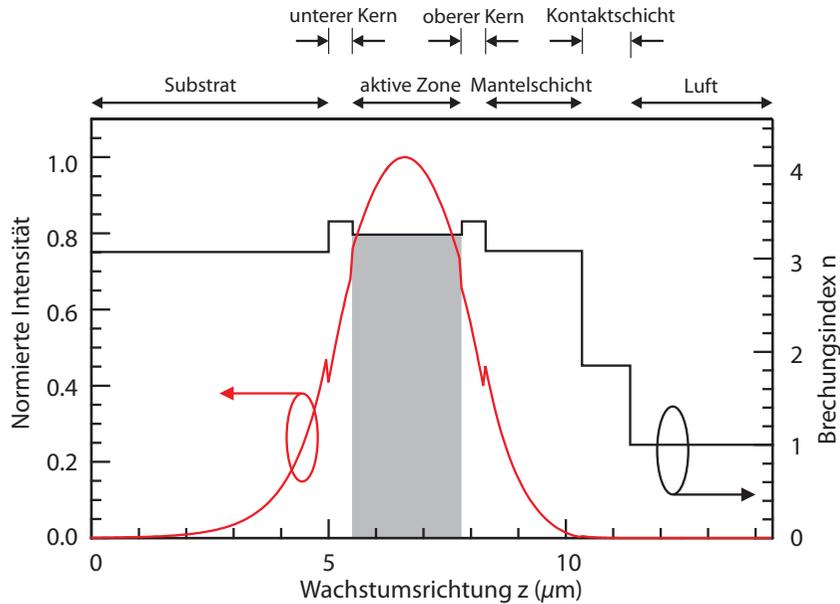


Abbildung 3.5: Brechungsindexverlauf in Abhängigkeit von der Schichtdicke eines für QCLs mit Emissionsbereich im MIR geeigneten Wellenleiters.

optisch dünneren Medium für große Einfallswinkel gegenüber der Oberflächennormalen totalreflektiert wird. Der Kern dient ebenfalls der Wellenführung und hält die Mode innerhalb der aktiven Zone (s. Abbildung 3.5). Sowohl die Mantel- als auch die Kontaktschicht bestehen aus InP, was sich durch eine hohe Wärmeleitfähigkeit auszeichnet. Sie sind insgesamt $3 \mu\text{m}$ dick. Die Funktion der unteren Mantelschicht übernimmt das Substrat.

Der Anteil der optischen Mode, der mit der aktiven Zone überlappt (in Abb. 3.5 grau unterlegt) beträgt 63 %. Dies entspricht einem Füllfaktor Γ von 0.63. Der Füllfaktor beschreibt dabei den Anteil der Mode, der mit dem aktiven Bereich überlappt.

Die gesamte Struktur mit dem in diesem Abschnitt vorgestellten Wellenleiter hat einen berechneten effektiven Brechungsindex von $n_{\text{eff}} = 3.19$ bei Raumtemperatur.

Der komplette Aufbau des Wellenleiters und die Dotierkonzentrationen des 2-LO-Phononresonanz- sowie des im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten btc-Designs sind in den Tabellen A.1 und A.2 im Anhang A aufgeführt.

3.2 Optischer Resonator und Laserbedingungen

Um eine Rückkopplung der optische Mode in der Struktur zu erreichen, muss ein geeigneter Resonator geschaffen werden, der durch partielle Rückreflexion und die daraus folgende Verstärkung der Mode den Laserbetrieb des fertigen Bauteils ermöglicht. Bei Halbleiterlasern wird dies meist durch das Spalten der Struktur erreicht. Da der Kristall entlang einer Vorzugsrichtung bricht, entstehen planparallele Spaltflächen, die als Facetten bzw. Spiegel dienen und somit den optischen Resonator bilden (s. dazu auch

Abschnitt 4.5). Zur Berechnung der Facettenreflektivität R geht man von einem senkrechten Einfall der Lichtwelle auf die Grenzfläche aus. R berechnet sich dann nach Fresnel [Ger95] zu

$$R = \left(\frac{n_{\text{eff}} - n_L}{n_{\text{eff}} + n_L} \right)^2 \quad (3.2)$$

Hierbei ist n_{eff} der effektive Brechungsindex der Struktur und n_L der Brechungsindex des umgebenden Materials, also im Normalfall Luft. Durch den Brechungsindexunterschied an der Halbleiter/Luft Grenzfläche beträgt die auf die Intensität bezogene relative Reflektivität R der Spaltfacetten 27 %.

Laseremission ist nur dann zu beobachten, wenn die gesamten Verluste des optischen Resonators, die sich aus den internen und den Spiegelverlusten α_i und α_M zusammensetzen durch den modalen Gewinn des Lasermediums kompensiert werden können. Der modale Gewinn ist das Produkt aus dem Füllfaktor Γ und dem Materialgewinn g des Lasermediums. Folglich gilt an der Laserschwelle

$$\Gamma g_{\text{th}} = \alpha_i + \alpha_M \quad (3.3)$$

wobei g_{th} den Materialgewinn des Lasermediums an der Laserschwelle beschreibt. Den Faktor Γg bezeichnet man auch als modalen Gewinn.

In anderen Worten lässt sich die Schwelle eines Halbleiterlasers auch als den Punkt beschreiben, an dem die Intensität \mathcal{I}_0 der optischen Mode nach einem vollen Umlauf im Resonator unverändert ist. Diese Schwellenbedingung lässt sich nach [Col95] durch die Beziehung

$$\mathcal{I}_0 = \mathcal{I}_0 R_1 R_2 \exp(\Gamma g_{\text{th}} - \alpha_i) 2L \quad (3.4)$$

beschreiben. Hier sind $R_{1/2}$ die Reflektivitäten der Facetten und L die Resonatorlänge des untersuchten Bauteils.

Aus den Gleichungen (3.3) und (3.4) folgt demnach für α_M

$$\alpha_M = -\frac{\ln(R_1 R_2)}{2L}. \quad (3.5)$$

Im optischen Resonator eines Lasers bilden sich longitudinale stehende Wellen aus. Der Abstand zwischen den sich ausbildenden longitudinalen Fabry-Perot-Moden, die freie spektrale Weglänge (*engl.: free spectral range - FSR*) berechnet sich zu

$$\text{FSR} = \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L n_g}. \quad (3.6)$$

Dabei ist $\Delta\lambda$ die FSR des Bauteils in Längeneinheiten, λ die Emissionswellenlänge der Struktur, L die Resonatorlänge und n_g der Gruppenbrechungsindex der Halbleiterstruktur. Der Gruppenbrechungsindex und der effektive Brechungsindex sind nach [Col95] über die Beziehung

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda} \quad (3.7)$$

verknüpft. Dabei ist λ wieder die Emissionswellenlänge der Struktur und folglich $\frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda}$ die Wellenlängendispersion.

Das Gewinnspektrum von QCL-Strukturen kann in guter Näherung als lorentzförmig und folglich symmetrisch angenommen werden. Seine volle Halbwertsbreite ζ_{32} (*engl.: full width half maximum - FWHM*) ist durch den Intersubbandübergang von Ladungsträgern durch Elektrolumineszenz vom oberen Laserniveau 3 auf das untere Laserniveau 2 gegeben. Der Materialgewinn in QCL-Strukturen kann mit Hilfe von Fermis Goldener Regel in einem vereinfachten Modell berechnet werden [Yan00]. Auf die detaillierte Berechnung soll im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht eingegangen werden (nachzulesen u.a. bei [Man04]). Der Gewinnkoeffizient g ist nach [Gma98b] durch die Gleichung

$$g = \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \frac{4\pi e |z_{32}|^2}{\varepsilon_0 L_K n_{\text{eff}} \lambda (2\zeta_{32})} \quad (3.8)$$

gegeben. Der Betrag des Übergangsmatrixelements z_{32} ist dabei wiederum ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des strahlenden Übergangs $3 \rightarrow 2$, ε_0 ist die Dielektrizitätskonstante im Vakuum, e die Elementarladung und L_K die Dicke einer Kaskade.

Mit Gleichung (3.3) ergibt sich daraus für den Zusammenhang zwischen Schwellstromdichte J_{th} und modalem Gewinn nach [Gma01]

$$J_{\text{th}} = \frac{\alpha_i + \alpha_M}{\Gamma g}. \quad (3.9)$$

Analog zu herkömmlichen Diodenlasern lässt sich auch für QCLs die Abhängigkeit der Schwellstromdichte von der Temperatur über die sogenannte „charakteristische Temperatur“ T_0 beschreiben. Diese ist nach [Col95] durch den exponentiellen Zusammenhang

$$J_{\text{th}}(T) = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (3.10)$$

gegeben. Das T_0 für QCL-Strukturen hat typischerweise einen Wert von 100–300 K und ist somit wesentlich größer als die charakteristische Temperatur von Diodenlasern, die normalerweise ca. 100 K beträgt [Gma01].

Mit den in diesem Abschnitt eingeführten Kenngrößen und der Kenntnis der verschiedenen Verlustmechanismen lässt sich nun auch die Effizienz, also der Anstieg der optischen Leistung pro injizierten Strom pro Ausgangsfläche abschätzen. Diese ist nach [Gma01] durch die Beziehung

$$\frac{\partial P}{\partial I} = \frac{1}{2} \frac{h\nu}{e} \mathcal{N}_K \frac{\alpha_M}{\alpha_M + \alpha_i} \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \quad (3.11)$$

gegeben. Hierbei ist $h\nu$ die Photonenenergie und \mathcal{N}_K die Anzahl der Kaskaden in der Struktur.

Die tatsächliche Realisierung der bereits 1971 von R. A. Suris und R.F. Kazarinov theoretisch vorhergesagten Funktionsweise von QCL-Strukturen war lange Zeit nicht möglich, da die entsprechende für die praktische Umsetzung der nur wenige Nanometer dicken Schichtstrukturen nötige Technologie mit ausreichender Präzision fehlte [Kaz71]. Mit der Entwicklung und Optimierung der Molekularstrahlepitaxie (*engl.: molecular beam epitaxy - MBE*) war jedoch eine geeignete Möglichkeit gefunden, kristalline Schichten unterschiedlicher Verbindungshalbleiter auf ein entsprechendes Substrat aufzubringen, so dass 1994 von J. Faist und F. Capasso et al. das erste auf photonassistiertem Tunneln basierende QCL-Bauteil verwirklicht werden konnte.

In dem nun folgenden Kapitel sollen die Grundlagen der MBE kurz erklärt werden. Ferner wird der Aufbau und die Funktionsweise der Gasquellen-MBE Anlage (*engl.: gas-source molecular beam epitaxy system - GS-MBE*) beschrieben, die bei der Herstellung der in dieser Arbeit vorgestellten QCL-Strukturen zum Einsatz kam. Außerdem wird auf die Prozessierung von Stegwellenleitern auf den gewachsenen Laserstrukturen eingegangen.

4.1 Theoretische Grundlagen der Molekularstrahlepitaxie

Grundprinzip der Epitaxie ist die Abscheidung einkristalliner Schichten auf der Oberfläche eines thermisch aktivierten, einkristallinen Trägersubstrats. Dabei unterscheidet man zwischen Schichten derselben und unterschiedlicher Materialzusammensetzung (Homoepitaxie bzw. Heteroepitaxie). Des Weiteren lassen sich die verschiedenen Epitaxieverfahren in chemische und physikalische Verfahren untergliedern, je nachdem welche Prozesse auf der Substratoberfläche stattfinden. Die beiden wichtigsten Verfahren sind die metallorganische Gasphasenepitaxie (*engl.: metallorganic vapor phase epitaxy - MOVPE*), bei der ein laminarer Strom metallorganischer Verbindungen an dem Substrat vorbeifließt und sich auf dessen Oberfläche abscheidet, sowie die MBE. Das zuletzt genannte Verfahren kam in dieser Arbeit zum Einsatz und soll im Folgenden genauer erklärt werden.

Bei der MBE werden Flüsse verschiedener Elemente in atomarer oder molekularer Form auf ein beheiztes Substrat gerichtet und reagieren dort in unterschiedlicher Art und Weise mit der Oberfläche. Dabei gilt es eine möglichst hohe Schichtqualität zu erzielen. Die mittlere freie Weglänge \bar{l} zwischen den einzelnen Atomen muss größer als der Abstand der Effusionszellen vom Halbleitersubstrat sein. Es muss also ein Molekularstrahl auf die Substratoberfläche gewährleistet sein. Die mittlere freie Weglänge ist nach [Her89] abhängig vom Moleküldurchmesser d_{Mol} sowie vom Umgebungsdruck p unter dem der Epitaxievorgang stattfindet:

$$\bar{l} \sim \frac{1}{d_{\text{Mol}}^2 p} \quad (4.1)$$

Eine der wichtigsten Voraussetzungen für die MBE ist demnach ein Ultrahochvakuum (UHV), also ein Druck, der deutlich unter 1×10^{-7} mbar sein muss. Nur so wird der benötigte Molekularstrahl erzielt

und eine Kontamination der Probenoberfläche durch Adsorption von Atomen aus dem Restgas vermieden. Auf die technische Umsetzung und Aufrechterhaltung des UHVs während des Wachstums wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Außerdem spielen verschiedene konkurrierende Prozesse, die auf der Substratoberfläche ablaufen, für die Qualität der Schicht eine Rolle. Diese sind schematisch in Abbildung 4.1 gezeigt.

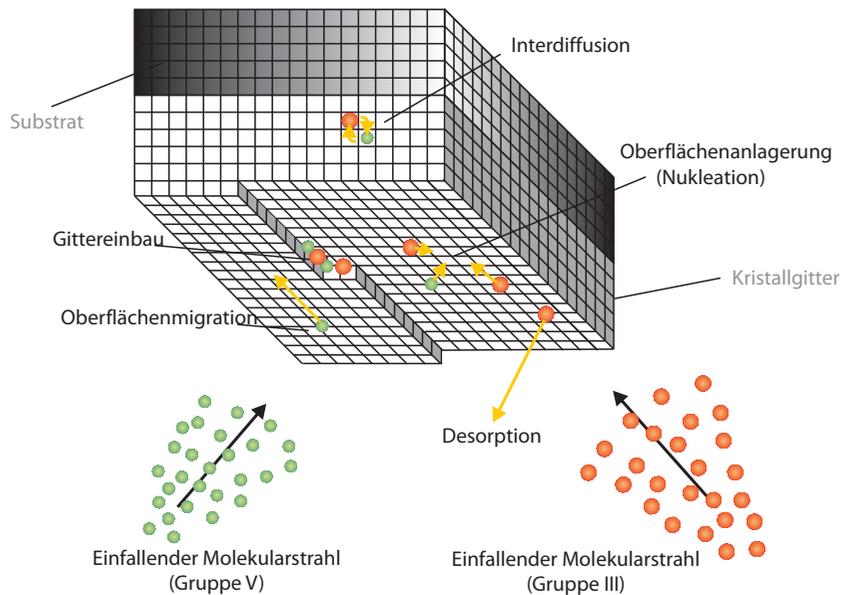


Abbildung 4.1: Grundlegende Prozesse beim epitaktischen Wachstum von Verbindungshalbleitern [Her89].

Die wichtigste Rolle spielen hierbei die Anlagerungsprozesse, die einen positiven Beitrag zum Schichtwachstum beisteuern. Atome oder Moleküle werden hier beim Auftreffen auf die Substratoberfläche an einer geeigneten Stelle in das Kristallgitter eingebaut. Moleküle werden vor dem Einbau allerdings noch thermisch aufgespalten, was induziert durch geeignete Wahl der Substrattemperatur geschieht. Als besonders geeignet erweisen sich energetisch betrachtet die Stellen, an denen das Teilchen auf Grund von Wechselwirkungen mit den nächsten Nachbarn die geringste potentielle Energie besitzt. Dies ist hauptsächlich an Stufen, die die Kristalloberfläche durchziehen, der Fall, da hier prinzipiell mehr Nachbaratome zum Aufbau von Verbindungen zur Verfügung stehen. Je größer also die Migrationslänge der Gruppe-III Atome ist, desto größer ist auch die Wahrscheinlichkeit, dass sie auf eine solche atomare Stufe treffen und sich dort anlagern. Dies führt wiederum zu einer glatteren Schichtoberfläche und folglich zu einer besseren Schichtqualität. Die Oberflächendiffusionsrate D der Atome auf der Oberfläche kann über die Substrattemperatur T_{Sub} während des Wachstums gesteuert werden, da diese über folgende Beziehung von einander abhängen:

$$D \sim \exp\left(-\frac{E_{\text{diff}}}{k_{\text{B}}T_{\text{Sub}}}\right), \quad (4.2)$$

E_{diff} ist dabei die Diffusionsenergie der Atome.

Eine zu hoch gewählte Substrattemperatur führt jedoch im Gegensatz dazu, dass schwach gebundene Oberflächenatome auf Grund ihrer hohen thermischen Energie desorbiert werden können. Desorption stellt somit einen negativen Beitrag zum Schichtwachstum dar. Die Desorptionsrate R_{des} ist dabei exponentiell von der Substrattemperatur T_{Sub} abhängig.

Um die Substrattemperatur sowie alle anderen Wachstumsparameter (s.u.) entsprechend optimieren zu können, dürfen allerdings auch nicht die neutralen Prozesse, die zunächst weder einen positiven noch einen negativen Beitrag zum Schichtwachstum leisten außer Acht gelassen werden. Es handelt sich um Diffusionsprozesse, die zum Teil im Inneren der schon gewachsenen Schicht eine Durchmischung oder Umlagerung bewirken können (sog. Interdiffusion, s. Abbildung 4.1), hauptsächlich aber an der Oberfläche eine wichtige Rolle spielen. Die Reichweite dieser Adatome, ihre Diffusions- bzw. Migrationslänge, bestimmt wo und ob sie in das Kristallgitter eingebaut werden können. Reicht die Migrationslänge der Adatome aus um einen energetisch günstigen Platz auf der Oberfläche des Substrats zu erreichen, werden sie in das Kristallgitter eingebaut.

Neben der oben erwähnten Substrattemperatur spielen noch andere Wachstumsparameter bei den eben beschriebenen Anlagerungsprozessen eine tragende Rolle. Dazu zählen die Temperaturen der Zellen und damit der Molekularstrahl der auf die Substratoberfläche gerichteten Elemente. Diese müssen ebenfalls so eingestellt sein, dass eine ausreichende Migrationslänge gegeben ist um ein planares Wachstum zu ermöglichen und gleichzeitig die Desorption möglichst gering gehalten wird. Außerdem ist zu beachten, dass die verschiedenen Elemente entsprechend ihrer Hauptgruppenzugehörigkeit mehr oder weniger bevorzugt in das Kristallgitter eingebaut werden. Während Gruppe-III-Atome nahezu vollständig an der Oberfläche angelagert werden, was bei zu wenigen Gruppe-V-Bindungspartnern zu Tröpfchenbildung führen kann, werden Gruppe-V-Atome nur unter großem Überschuss und unter bestimmten Wachstumsbedingungen in die Oberfläche eingebaut, da sie generell einen höheren Dampfdruck als Gruppe-III-Elemente aufweisen und somit eine höhere Desorptionsrate haben. Sie werden also nur in das Gitter eingebaut, wenn ein geeigneter Gruppe-III Bindungspartner zur Verfügung steht. Aus diesem Grund wird meist unter einem Gruppe-V Überschuss gearbeitet.

MBE ermöglicht somit die Herstellung von Halbleiterheterostrukturen bestehend aus unterschiedlichen, oft nur wenige Nanometer dicken Schichten mit abrupten Materialübergängen und hoher Schicht-homogenität.

4.2 Aufbau der Gasquellen-MBE

Die Besonderheit der MBE-Anlage der Firma EIKO, die bei der Herstellung der Laserstrukturen zum Einsatz kam, ist, dass die verwendeten Gruppe-V Elemente Arsen und Phosphor in Gasform und zwar in Hydriden, Arsin AsH_3 bzw. Phosphin PH_3 vorliegen. Bei den Gruppe-III Elementen handelt es sich um Feststoffzellen.

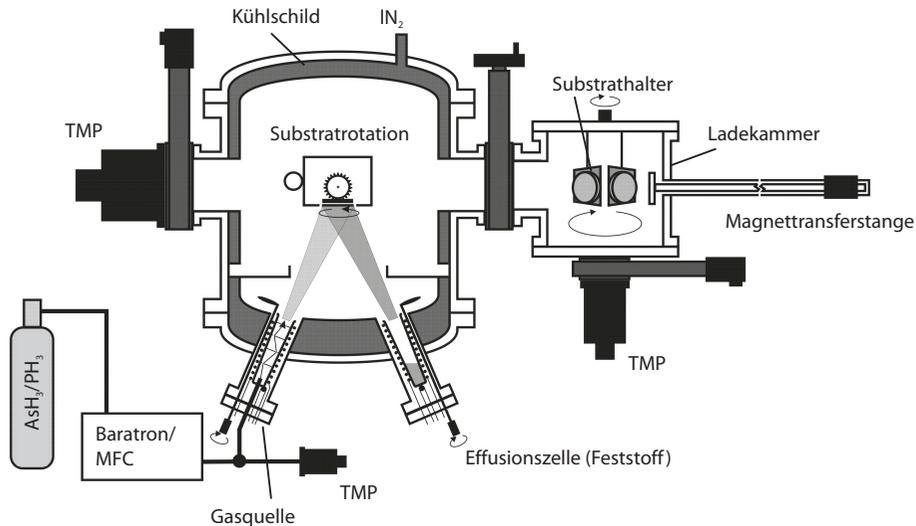


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau der GS-MBE-Anlage.

Die Anlage selbst besteht aus zwei Vakuum-Kammern, der Lade- und der Hauptkammer. Der schematische Aufbau der im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz gekommenen MBE-Anlage ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Über die Ladekammer können Halbleitersubstrate in die Hauptkammer eingeschleust werden ohne dabei das UHV in der Hauptkammer zu zerstören. Während des Wachstums rotiert der Substrathalter um sich selbst um ein möglichst gleichmäßiges Wachstum über die gesamte Substratoberfläche zu gewährleisten. Die Substrattemperatur wird zum einen über Strahlungsheizung durch ein Heizfilament auf der Rückseite des Substrats eingestellt und kann zum anderen über ein Pyrometer während des Wachstums überwacht und per Hand nachkorrigiert werden. Dies ist notwendig, da die thermische und elektrische Leitfähigkeit des Wafers und damit die tatsächliche Temperatur auf der Substratoberfläche mit Größe, Dotierkonzentration und Substrathalter variiert.

Die verwendeten Feststoffe (Indium, Gallium, Aluminium sowie Silizium als Dotierstoff) befinden sich in thermischen Verdampferzellen im Abstand von ca. 30 cm von der Substratoberfläche. Über die Zellentemperatur kann der Fluss des entsprechenden Elements und damit die gewünschte Schichtzusammensetzung eingestellt und kontrolliert werden.

Um das im vorangegangenen Abschnitt schon erwähnte, notwendige UHV zu gewährleisten, sind an der GS-MBE-Anlage zwei leistungsstarke Turbomolekularpumpen (TMP) direkt an der Hauptkammer und zwei kleinere TMPs an der Ladekammer und an den Gaslinien der Gasquellen angebracht (s. Abb. 4.2). Zusätzlich befinden sich an den Innenwänden der Hauptkammer Kühlschilde, die während des Wachstums mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden und somit eine zusätzliche Erniedrigung des Kammerdrucks ermöglichen. Dieses Kühlschild dient dazu sowohl Restgasatome als auch überschüssige Gruppe-III und Gruppe-V Atome an den Innenwänden der Anlage auszufrieren. Die Kryopumpe hat eine um einen Faktor zehn höhere Pumpleistung als die TMPs und ist somit unentbehrlich.

4.3 Wachstum der Laserstrukturen

Gerade die Herstellung von QCLs stellt hohe Anforderungen an das epitaktische Wachstum, da die einzelnen Halbleiterschichten, deren Dicke oft nur wenige Monolagen betragen darf, mit möglichst abrupten Schichtübergängen hergestellt werden müssen. Zudem sollte sich ihre Materialzusammensetzung und Dicke innerhalb der Kaskaden nicht ändern. Deshalb ist beim Wachstum dieser Strukturen die Stabilität des Molekularstrahls der einzelnen Elemente und die Wahl geeigneter Wachstumsparameter eine Grundvoraussetzung für eine hohe Schichtqualität.

4.3.1 Wachstumsparameter für die Herstellung von Quantenkaskadenlasern

Wie aus dem vorangegangenen Abschnitt bereits hervorgegangen spielt die Anpassung der Wachstumsbedingungen für die gewünschten Schichtfolgen eine grundlegende Rolle, da optimale Bedingungen die Grundvoraussetzung für eine gute Qualität der Schichten und folglich auch der Bauelemente sind.

Um die optimalen Wachstumsparameter zu ermitteln, werden verschiedene Kalibrierproben hergestellt und mittels unterschiedlicher Analysemethoden wie Rasterelektronenmikroskopie (REM) und hochauflösender Röntgenstrahlbeugung (*engl.: high-resolution x-ray diffraction - HR-XRD*) untersucht. Temperaturen der Effusionszellen, Wachstumsraten, Gasflüsse sowie die Substrattemperatur in Abhängigkeit von der gewachsenen Schicht können an Hand dieser Proben angepasst und optimiert werden.

Die Wachstumsraten der Halbleiterschichten wird durch die Flüsse der Gruppe-III Elemente bestimmt, da diese einen Haftkoeffizienten - das Verhältnis zwischen auftreffenden und eingebauten Atomen - von fast eins haben, während Gruppe-V Elemente nur mit einem entsprechenden Gruppe-III Element Bindungspartner auf der Oberfläche in das Kristallgitter eingebaut werden.

Alle Laserstrukturen, die für diese Arbeit hergestellt wurden, wurden auf niedrig dotierte ($N = 2.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) InP-Substrate mit einer Kristallorientierung in [001]-Richtung aufgewachsen. Die verwendeten Substrate hatten einen Durchmesser von 2" und eine Dicke von 350 μm .

Diese werden nach dem Ausheizen in der Ladekammer bei 300 °C, das dem Entfernen von Unreinheiten auf der Substratoberfläche dient, in die Hauptkammer transferiert. Dort wird bei einer Temperatur von 517 °C die dünne Oxidschicht auf der Oberfläche desorbiert. Dies geschieht unter einem Gruppe-V-Stützdruck. Anschließend werden der untere Wellenleiter, die aktive Zone und der obere Wellenleiter bei Substrattemperaturen zwischen 450 °C und 495 °C auf das Substrat aufgewachsen. Die angegebenen Temperaturen beziehen sich dabei auf die an Hand eines Pyrometers auf der Substratoberfläche bestimmten Werte.

4.4 Charakterisierung der Laserstrukturen

Um eine erste Information über Schichtdicken und Schichtqualität der hergestellten Laserstrukturen zu erhalten, wird nach dem Ausschleusen des bewachsenen Wafers aus der MBE-Anlage jeweils ein Probenstück herausgespalten und mittels eines REMs sowie HR-XRD untersucht.

4.4.1 Rasterelektronenmikroskop

Das REM stellt eine Methode zur Charakterisierung der Probe hinsichtlich der Güte der einzelnen Schichtübergänge und -dicken dar. Dabei wird der Probenquerschnitt mit einem Elektronenstrahl abgerastert und die aus der Probe herausgetretenen Sekundärelektronen detektiert. Eine REM-Aufnahme von einer QCL-Struktur ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

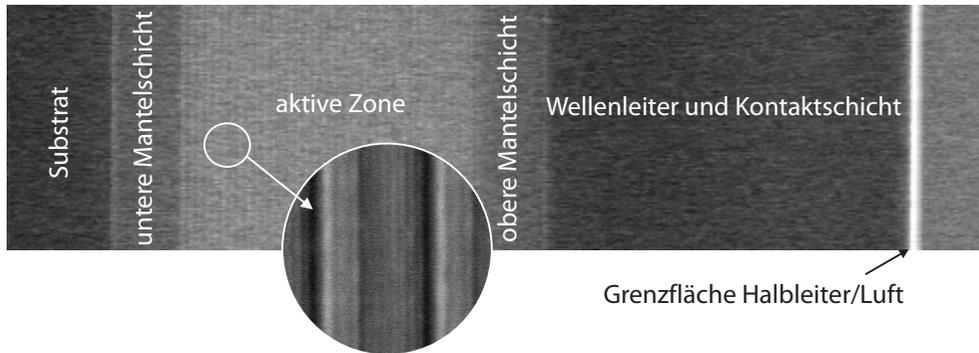


Abbildung 4.3: REM-Aufnahme eines QCLs, die Wachstumsrichtung liegt in z-Richtung.

Schichten unterschiedlicher Materialzusammensetzung bzw. Dotierung werden in unterschiedlichen Grauschattierungen abgebildet. Mit Hilfe des REMs lassen sich die Schichtdicken bis auf einen Fehler von $\pm 1\%$ genau bestimmen und die Rauigkeit der Oberfläche und der Grenzflächen genauer beurteilen.

4.4.2 Hochauflösende Röntgenbeugung

Die Messung der Gitterkonstanten a und somit die Genauigkeit der gewünschten Materialzusammensetzung (s. dazu auch Abschnitt 2.4) sowie die kristalline Qualität der gewachsenen Struktur geschieht mit Hilfe von HR-XRD. Dabei wird gebündeltes, hochmonochromatisches Röntgenlicht auf die Probenoberfläche eingestrahlt und an den parallelen Netzebenen des Kristalls mit Abstand a gebeugt. Das hier verwendete Gerät X'Pert der Firma Philips erzeugt monochromatische Röntgenstrahlung durch Vierfachreflexion der $\text{Cu-K}\alpha$ -Linie an der (220)-Ebene eines Germanium-Kristalls. Die Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlung beträgt 194,6 pm bzw. 194,1 pm, da es sich bei der $\text{Cu-K}\alpha$ -Linie um ein Dublett handelt. Es gilt die Bragg-Beziehung für konstruktive Interferenz [Kit91]

$$2a \cdot \sin \omega = m \cdot \lambda \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (4.3)$$

Dabei ist m die Beugungsordnung und ω der Einfallswinkel der Röntgenstrahlung relativ zu den Netzebenen. Das gebeugte Licht wird dann in Abhängigkeit vom Winkel 2Θ zur einfallenden Strahlung detektiert. Die Messung des unter dem Winkel ω gebeugten Lichts ermöglicht somit die Bestimmung der Gitterkonstanten a . Die Probe ist mit Hilfe einer Euler-Wiege um jede Raumachse drehbar und kann gleichzeitig um den Einfallswinkel ω und den Reflexionswinkel Θ verfahren werden. Dies ist notwendig um an Hand eines bestimmten Reflexes die Gitterkonstante a bestimmen zu können. Diese Messung wird folglich ω - 2Θ -Scan genannt.

Zusätzlich zu den gitterperiodischen Netzebenen des Kristalls kann die einfallende Röntgenstrahlung auch an periodischen Halbleiter-Heterostrukturen, wie beispielsweise den in den QCL-Strukturen vorkommenden Übergittern, gebeugt werden. Dann muss in Gleichung 4.3 der Abstand der Netzebenen a durch die Periode des Übergitters Λ_{SL} ersetzt werden.

Die Intensität \mathcal{I} des reflektierten Lichtes wird in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ω und dem Verkipfungswinkel 2Θ der Probe gemessen. Das Beugungsmaximum des Substrats dominiert auf Grund der im Vergleich zur epitaktisch aufgewachsenen Schicht großen Substratdicke das Spektrum. Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch das Röntgendiffraktogramm eines QCLs (rot) sowie die dazugehörige Simulation (blau) des Übergitters.

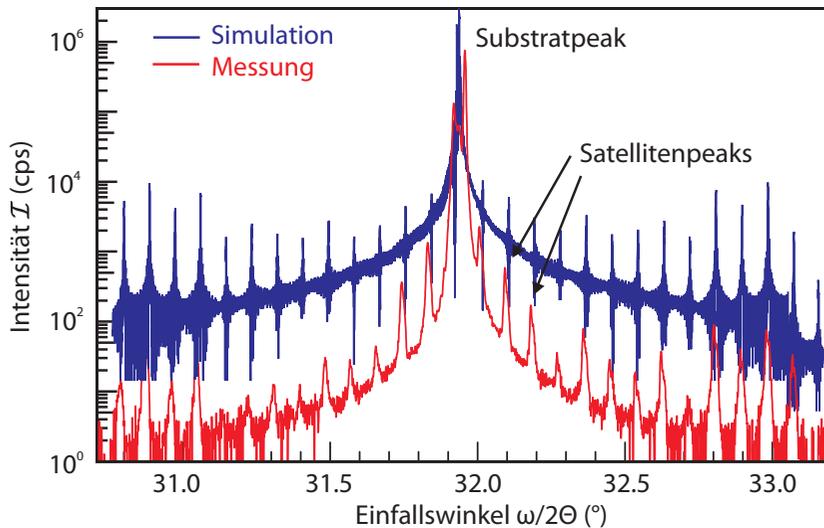


Abbildung 4.4: Gemessenes (rot) und simuliertes (blau) Röntgendiffraktogramm eines QCLs. Die Messung wurde in der Umgebung des (004)-Reflexes des InP-Substrates durchgeführt. Die Satellitenpeaks entstehen durch Reflexion an dem Übergitter der aktiven Zone. Die Simulation wurde in der Darstellung zur besseren Übersichtlichkeit auf der y-Achse verschoben und ist in guter Übereinstimmung mit dem Messergebnis.

Die Lage des benachbarten Maximums kann der oberen und unteren Mantelschicht des Wellenleiters zu geordnet werden und dient der Bestimmung der Gitterfehlpassung der aus diesem Halbleitermaterial bestehenden Schichten. Unter Anwendung der Vegardschen Regel (s. Abschnitt 2.4) kann somit die genaue Zusammensetzung der aufgewachsenen Halbleiterschichten bestimmt werden. Die Lage der Beugungsmaxima des Übergitters, der Satellitenpeaks (s. Abbildung 4.4), gibt Aufschluss über die Periode des Übergitters Λ_{SL} bzw. die Kaskadendicke. Die Linienbreite der einzelnen Beugungsmaxima sind ein Maß für die Güte der Schichtübergänge. Die etwas verschobene Lage der Satellitenpeaks in der Simulation (blau) im Vergleich zu denen der Messung (rot) ist auf eine etwas zu hohe Wachstumsrate und damit eine Abweichung in der Kaskadendicke zurück zu führen. Bis auf diese kleine Abweichung sind Messung und Simulation in guter Übereinstimmung.

HR-XRD spielt demnach bei der Optimierung der Wachstumsbedingungen bzw. bei der Bestimmung und Anpassung der exakten Materialzusammensetzung und Wachstumsraten eine entscheidende Rolle.

4.5 Prozessierung und Montage der Bauelemente

Um eine möglichst präzise und schnelle Rückmeldung über die grundlegenden Kenndaten wie Schwellstromdichte, maximale Betriebstemperatur, Ausgangsleistung und Emissionswellenlänge der gewachsenen QCL-Strukturen zu erhalten, werden Stegwellenleiter (*engl.: ridge waveguide - RWG*) auf ein $10 \times 11 \text{ mm}^2$ großes Probenstück der jeweiligen Halbleiterscheibe prozessiert. Da eine schnelle Rückmeldung über diese Daten für die einzelnen Strukturen für das weitere Vorgehen hinsichtlich der Herstellung weiterer Laserstrukturen ausschlaggebend sind, steht bei der ersten Prozessierung von Bauteilen auf einer QCL-Struktur der zeitliche Faktor im Vordergrund.

Daher wurde ein so genannter Schnellprozess entwickelt, der innerhalb weniger Tage eine Charakterisierung der Bauteile möglich macht und so schnell und zuverlässig die Ermittlung der benötigten Kenndaten einer Laserstruktur erlaubt.

Abbildung 4.5 zeigt den schematischen Aufbau eines mit dem Schnellprozess hergestellten Stegwellenleiters. Zur Herstellung eines Stegwellenleiters mit dem Schnellprozess wird das Probenstück nach der organischen Reinigung zunächst mit einem optischen Positivlack beschichtet. Anschließend werden die Wellenleiterstege mit den angeschlossenen Kontaktpads optisch belichtet und entwickelt. Dabei werden die belichteten Stellen aus dem Lack herausgelöst. Die in dieser Arbeit charakterisierten Laser haben eine Stegbreite von $18\text{--}24 \mu\text{m}$; die Größe der Kontaktpads beträgt $75 \times 75 \mu\text{m}^2$. Dann wird der Kontakt bestehend aus Chrom, Platin, Gold und die eigentliche Ätzmaske aus Nickel aufgedampft. Nach dem Abhebeprozess werden schließlich die Stege in der ICP-Anlage (*engl.: inductively coupled plasma etching - ICP*) geätzt. Danach wird das Nickel entfernt. Dies geschieht mit 5 %iger Salpetersäure (HNO_3). Der Cr-Pt-Au-Kontakt verbleibt auf den vorher belichteten Stellen. Bei QCLs wird prinzipiell durch die komplette aktive Schicht geätzt, da hier die strahlungslose Oberflächenrekombination von Ladungsträgern im Unterschied zu konventionellen Interband-Diodenlasern kein Problem darstellt und so einer Stromaufweitung entgegen gewirkt werden kann. Die Ätztiefe variiert demnach mit der Dicke der aufgewachsenen Struktur und kann bis zu $12 \mu\text{m}$ betragen. Zuletzt werden substratseitig der n-Kontakt aufgedampft und die Kontakte beidseitig bei 380°C einlegiert.

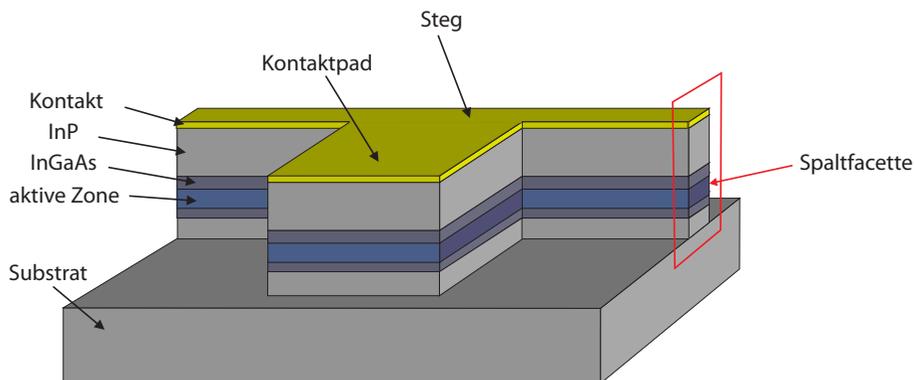


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau eines Stegwellenleiters.

Nach der Prozessierung wird die Probe mit Hilfe eines Diamantritzers in Barren mit Bauteilen verschiedener Längen (1.0 – 4.0 mm) gespalten und die Laser vereinzelt. Durch das Spalten entstehen die teildurchlässigen Facetten des Laserresonators, deren Reflektivität nach Gleichung (3.2) ungefähr $R = 27\%$ beträgt (vgl. Abb. 4.5).

Diese einzelnen Laser werden mit der Substratseite nach unten auf eine plan abgeschliffene und mit wenigen Mikrometern Indium bedampfte Kupferwärmesenke gelötet. Anschließend werden die Kontaktpads (s. Abb. 4.5) mit einem $25\ \mu\text{m}$ dicken Golddraht kontaktiert. Das Foto eines so prozessierten und montierten Bauteils ist in Abbildung 4.6 gezeigt.

Zur Grundcharakterisierung der Laserstrukturen wurden alle Bauteile im gepulsten Betrieb mit einer Pulsdauer von 100 ns und einer Repetitionsrate von 1 kHz betrieben.

Bei der Herstellung von Bauteilen, an die besondere Anforderungen wie monomodiger oder Dauerstrichbetrieb (*engl.: continuous wave - cw*) gestellt werden, finden komplexere Prozesse Anwendung. Diese sollen in den jeweiligen noch folgenden Kapiteln beschrieben werden.

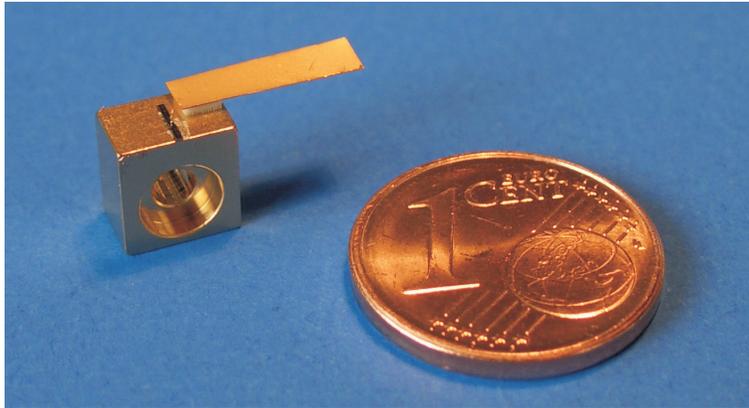


Abbildung 4.6: Foto eines auf eine Kupferwärmesenke aufgelöteten und mit einem Golddraht kontaktierten Bauteils.

UM die Anwendbarkeit von QCL-Bauteilen zu erhöhen ist neben anderen Anforderungen wie beispielsweise monomodige Emission die Funktion der Bauteile im cw-Betrieb äußerst erstrebenswert. Auf Grund der recht hohen Schwellstromdichten und verhältnismäßig großen Betriebsspannungen von QCLs gestaltet sich die Umsetzung allerdings etwas anspruchsvoller. Im Jahr 2002 wurde erstmals cw-Betrieb bei Raumtemperatur bei einer Wellenlänge von $9.1 \mu\text{m}$ von Beck et al. realisiert [Bec02]. Die Struktureigenschaften, auf die dabei das Hauptaugenmerk gelegt werden muss und Konzepte zur ihrer Optimierung sollen in dem nun folgenden Kapitel erläutert und diskutiert werden. Dabei wird auf die Verbesserung sowohl grundlegender Eigenschaften der QCL-Struktur sowie einen speziellen Herstellungsprozess der Bauteile zur Steigerung der Wärmeabfuhr eingegangen.

5.1 Theoretische Grundlagen

Während in konventionellen Interbanddiodenlasern die aktive Zone meist aus einem oder einigen wenigen QFs bzw. Quantenpunkt- oder Quantendrahtschichten besteht, kann die aktive Zone in QCLs bis zu einige Mikrometer dick sein. Wie bereits mehrfach erwähnt besteht die aktive Zone dabei aus einigen hundert QF. Die Wärmeleitung in der aktiven Zone der QCLs findet dabei - so wie die Stromleitung - anisotrop bevorzugt parallel zu den gewachsenen Schichten statt. Die Wärmeleitfähigkeit senkrecht zu den gewachsenen Schichten ξ_{\perp} ist dabei je nach Materialsystem um einen Faktor 3 – 16 größer als die parallel zu den Schichten, ξ_{\parallel} [Pfl03][Eva06b], was sich im cw-Betrieb auf die Laserkenndaten auswirkt. Die tatsächliche Temperatur der aktiven Zone des Bauteils T_{act} kann im cw-Betrieb demnach signifikant von der eigentlichen Temperatur der Wärmesenke, auf die es montiert ist abweichen [Eva06a].

Diese Erwärmung der Bauteile bei größeren Tastverhältnissen oder gar im cw-Betrieb führt zu einer verstärkten thermischen Anregung von Ladungsträgern ins Kontinuum oder Streuung vom Grundzustand des Injektors direkt in das untere Laserniveau. Dadurch wird die Besetzungsinversion zwischen dem oberen und unteren Laserniveau maßgeblich beeinflusst. Der Materialgewinn sinkt folglich mit zunehmender Erwärmung bis hin zum völligen Zusammenbruch des Laserbetriebs [Eva06a]. Auf Grund dessen wird es zur Realisierung des cw-Betriebs notwendig die Stromaufnahme der Bauteile im Betrieb zu minimieren und die Wärmeabfuhr aus der aktiven Zone der Bauteile zu optimieren.

Die Temperaturerhöhung $\Delta T = T_{\text{act}} - T_{\text{sink}}$ der aktiven Zone mit T_{act} im Vergleich zur Temperatur der Wärmesenke T_{sink} und die dadurch entstehende Verlustleistung P_{diss} können nach [Col95] über folgende Formel miteinander in Beziehung gesetzt werden:

$$\Delta T = R_{\text{th}} \cdot P_{\text{diss}} = R_{\text{th}} \cdot U_{\text{th}} \cdot I_{\text{th}}. \quad (5.1)$$

Die Verlustleistung ist das Produkt aus der über der gesamten Struktur an der Schwelle abfallenden Spannung U_{th} und dem (Schwell-)Strom I_{th} durch das Bauteil. Die über der Struktur abfallende Spannung

kann in guter Näherung über den gesamten Funktionsbereich als konstant angenommen werden und wird im Folgenden mit U bezeichnet. Die Temperaturerhöhung ΔT und die Verlustleistung P_{diss} sind direkt über den Proportionalitätsfaktor R_{th} , den thermischen Widerstand der Struktur, verknüpft. Dieser ist wiederum näherungsweise durch die Formel [Col95]

$$R_{\text{th}} = \frac{\ln\left(\frac{4d}{b}\right)}{\pi\xi L} \quad (5.2)$$

gegeben. Die Größen d , b und L bezeichnen hierbei die Dicke d des Stegwellenleiters, die Breite b und die Länge L des Bauteils. Außerdem geht noch die effektive Wärmeleitfähigkeit ξ des Materials mit ein. Die Wärmeleitfähigkeit von InP in Abhängigkeit von der Temperatur ist in Abbildung 5.1 aufgetragen [Iof09]. Die Kreise kennzeichnen die Werte für ξ bei 80 K bzw. bei Raumtemperatur (298 K). Man sieht, dass in diesem Temperaturbereich die Wärmeleitfähigkeit sehr stark von 4.1 W/Kcm auf 0.68 W/Kcm abnimmt, was sich wiederum auf den cw-Betrieb bei höheren Wärmesenktemperaturen negativ auswirkt.

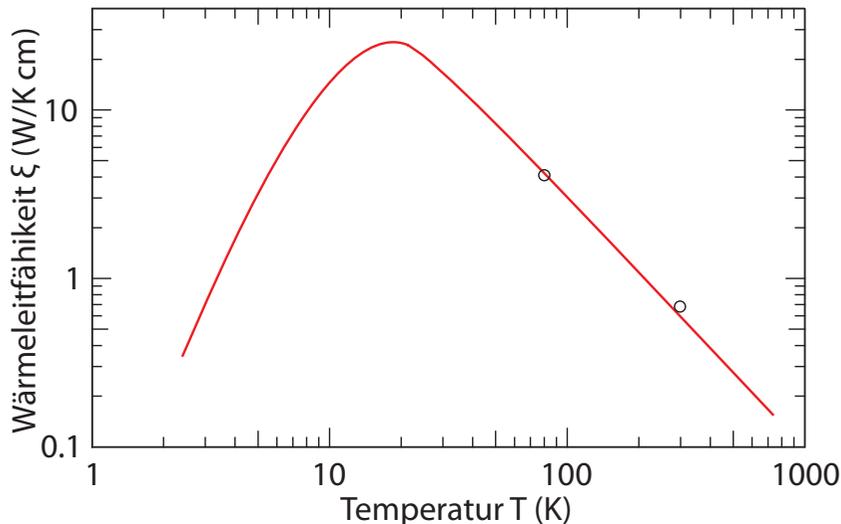


Abbildung 5.1: Wärmeleitfähigkeit von undotiertem InP in Abhängigkeit von der Temperatur.

Gleichung (5.1) lässt sich wiederum umschreiben in

$$R_{\text{th}} = \frac{T_{\text{act}} - T_{\text{sink}}}{UI_{\text{th}}} \quad (5.3)$$

Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen (5.2) und (5.3) lässt sich der thermische Widerstand des Bauteils an der Laserschwelle sowie die tatsächliche Erwärmung der Laserstruktur im Betrieb theoretisch abschätzen:

Geht man von den für ein QCL-Bauteil typischen Abmessungen mit $d = 7 \mu\text{m}$, $b = 12 \mu\text{m}$ und $L = 3.0 \text{ mm}$ aus, erhält man nach Gleichung (5.2) einen thermischen Widerstand von $R_{\text{th}}(298 \text{ K}) = 2.4 \text{ K/W}$ bei 298 K. Die Wärmeleitfähigkeit der Struktur wird dabei näherungsweise als gewichteter Mittelwert der Wärmeleitfähigkeit der aktiven Zone (InGaAs/InAlAs, ca. 0.05 W/Kcm) und des Wellenleiters (InP, 0.68 W/Kcm) angenommen und beträgt demnach 0.37 W/Kcm .

Daraus folgt mit Gleichung (5.1) eine theoretische Erwärmung der aktiven Zone im Dauerstrichbetrieb von 45 K. Für diese Abschätzung wurde die Schwellstromstärke I_{th} zu 1.5 A und die Bauteilspannung zu $U = 12.5$ V angenommen.

Setzt man voraus, dass die Schwellspannung des Bauteils konstant ist, so lässt sich die maximal erreichbare Temperatur, bis zu der die jeweilige Struktur im cw-Betrieb betrieben werden kann, nach [Bec02] über die maximale Wärmesenkentemperatur $T_{sink, max}$ berechnen:

$$T_{sink, max} = T_0 \cdot \left(\ln \left(\frac{T_0 G_{th}}{J_0 U} \right) - 1 \right). \quad (5.4)$$

Dabei ist J_0 die Schwellstromdichte des Bauteils bei $T = 0$ K (s. Gleichung (3.10)), den man aus der Anpassung der temperaturabhängigen Messung der Schwellstromdichten erhält und G_{th} der thermische Leitwert pro Flächeneinheit, den man aus Gleichung (5.3) erhält

$$G_{th} = \frac{1}{R_{th} \cdot A} = \frac{U J_{th}}{\Delta T}. \quad (5.5)$$

Eine große charakteristische Temperatur T_0 spielt demnach also eine entscheidende Rolle bei der praktischen Umsetzung des cw-Betriebs.

Betrieibt man das Bauteil bei der maximalen cw-Temperatur $T_{sink, max}$ bedeutet dies wiederum, dass die aktive Zone eine Temperatur von

$$T_{act} = T_0 \cdot \ln \left(\frac{T_0 G_{th}}{J_0 U} \right) \quad (5.6)$$

im cw-Betrieb hat. Die Temperaturdifferenz zwischen Wärmesenke und aktiver Zone beträgt in diesem Fall folglich genau T_0 . Je größer die charakteristische Temperatur T_0 ist, desto größer ist also auch der Temperaturgradient zwischen aktiver Zone und Wärmesenke. Dies kann unter Umständen auf Grund von thermischer Verspannung zu einem Einbruch des Laserbetriebs schon bei niedrigeren Temperaturen als $T_{sink, max}$ führen [Bec02]. Aus diesem Grund muss nicht nur die Schwellstromdichte der Laserstruktur minimiert werden, sondern auch die optimale Bauteilgeometrie gefunden werden.

5.2 Optimierung der Laserstrukturen für den Dauerstrichbetrieb

Um die Stromaufnahme der fertigen Bauteile zu reduzieren und die Wärmeabfuhr aus der Laserstruktur während des Laserbetriebs zu optimieren gibt es verschiedene Möglichkeiten: Zum einen können über die Anpassung einiger Parameter beim Wachstum der Laserstrukturen die charakteristischen Kenndaten der Bauteile wie Schwellstromdichte, Betriebsspannung und Ausgangsleistung beeinflusst werden [Gma99] [Hö06], zum anderen kann die Wärmeabfuhr aus der Struktur durch die Konzipierung eines geeigneten Wellenleiters sowie eine entsprechende laterale Strukturierung der Bauteile verbessert werden.

Als Grundlage zur Realisierung von cw-Betrieb wurde das bereits in Abschnitt 3.1.1 vorgestellte QCL-Design von Liu et al. gewählt [Liu06], da dieses sich durch gute Kenndaten auszeichnet. Die nominellen Schichtdicken sowie Dotierkonzentrationen N wie sie im Originaldesign verwendet wurden, sind im Anhang A in Tabelle A.1 aufgeführt.

5.2.1 Vertikaler Wellenleiter

Wegen der großen Wärmeleitfähigkeit ξ von InP, die mit $0.68 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$ um eine Größenordnung höher ist als die von beispielsweise gitterangepasstem InGaAs ($0.05 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$) [Iof09] haben QCLs, die auf dem InP-Materialsystem basieren die besten Voraussetzung zur Umsetzung von cw-Betrieb im MIR bei Raumtemperatur. Aus unter anderem diesem Grund wird InP als Material für die Mantelschicht und die Kontaktschicht des vertikalen Wellenleiters der Laserstrukturen auch gegenüber beispielsweise InGaAs der Vorzug gegeben.

5.2.2 Optimierung der charakteristischen Laserkenndaten

Um die grundlegenden Kenndaten der QCL-Strukturen zunächst für den cw-Betrieb zu optimieren, wurden in einigen epitaktischen Wachstumsserien diverse Parameter variiert. Auf Probenstücken dieser Strukturen wurde der in Abschnitt 4.5 vorgestellte Schnellprozess durchgeführt und jeweils mehrere Bauteile im gepulsten Betrieb charakterisiert um eine möglichst gute Statistik über den Einfluss der vorgenommenen Variationen auf beispielsweise Schwellstromdichte, Aussteuerbereich und optische Leistung der QCL-Strukturen zu erhalten.

Variation der Injektordotierung

Zur Reduktion der Schwellstromdichten wurde entsprechend [Hö06] zunächst die Dotierung in den Injektorschichten der aktiven Zone beim Wachstum auf 90 %, 70 % bzw. 50 % des Originaldesigns sukzessive verringert. Das entspricht nominellen absoluten Dotierkonzentrationen von $1.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $1.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Die niedrigere Dotierung verspricht geringere Schwellstromdichten auf Grund der verminderten Absorption an freien Ladungsträgern. In Abbildung 5.2 sind die Schwell- und Sättigungsstromdichten von Bauteilen der drei Strukturen in Abhängigkeit von der Injektordotierung aufgetragen.

Wie erwartet, sinkt die Schwellstromdichte der Bauteile mit abnehmender Dotierkonzentration, so dass sie von 4.6 kA/cm^2 für die Struktur mit 90 % der ursprünglichen Dotierung in den Injektorschichten auf 1.2 kA/cm^2 für die Bauteile der Struktur mit nur 50 % der ursprünglichen Dotierkonzentration gesenkt werden konnte.

Wie aus Abbildung 5.2 allerdings auch ersichtlich wird, sinkt mit abnehmender Injektordotierung und abnehmender Schwelle auch der Aussteuerbereich der Bauteile. Dieser ist allerdings für die Verwirklichung des cw-Betriebs von elementarer Bedeutung. Hier gilt es also einen Kompromiss zwischen niedriger Schwellstromdichte und genügend großem Aussteuerbereich zu finden. Aus diesem Grund wurde für die zweite Wachstumsserie eine Injektordotierung von $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ gewählt.

Variation der Dotierkonzentration im Wellenleiter

Bei den nächsten drei hergestellten Strukturen wurde nun die Wellenleiterdotierung, also die Dotierkonzentration in den Kernschichten, der Mantel- und Kontaktschicht, von 50 % über 100 % bis hin zu

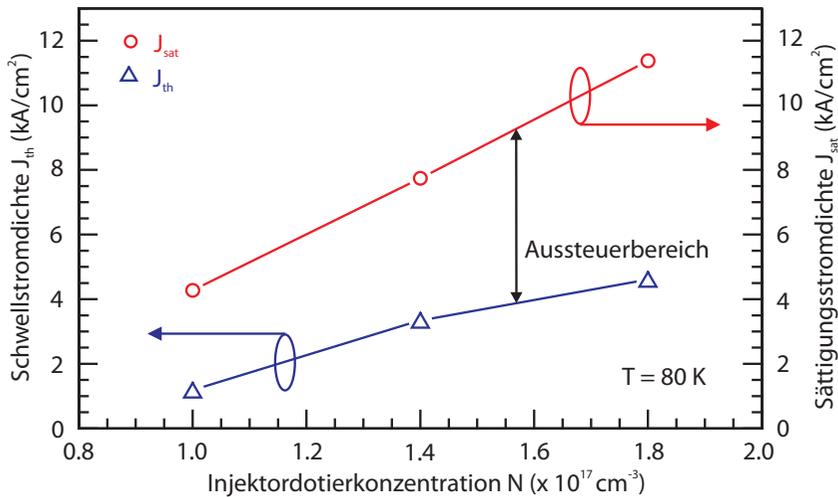


Abbildung 5.2: Schwel- und Sättigungsstromdichten (blau bzw. rot) in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration im Injektor.

150 % der Dotierung des Originaldesigns variiert (vgl. Tab. A.1). Basierend auf den Ergebnissen der ersten Wachstumsserie betrug die Dotierkonzentration im Injektor in allen Strukturen $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bzw. 65 % der Dotierkonzentration des Originaldesigns. In Abbildung 5.3 sind auch für Bauteile dieser Wachstumsserie die mittleren Schwel- und Sättigungsstromdichten der drei Strukturen in Abhängigkeit von der Wellenleiterdotierung aufgetragen.

Hier zeigt sich, dass die Schwelstromstärke kaum noch nennenswert gesenkt werden konnte, aber

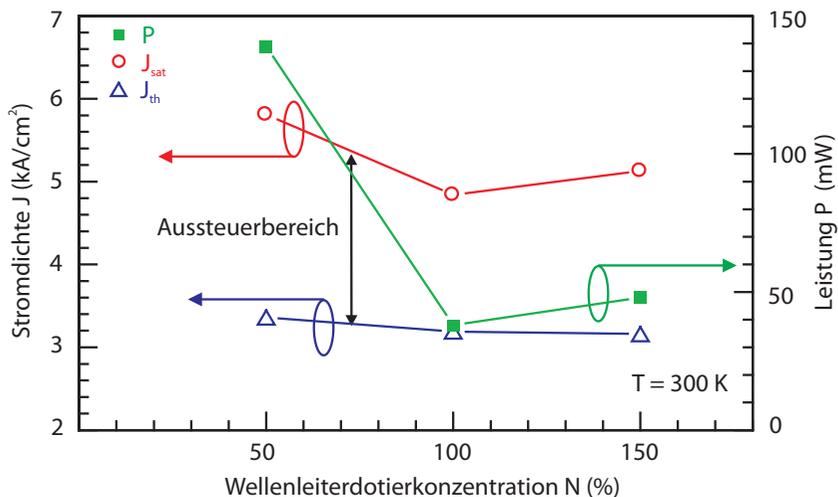


Abbildung 5.3: Schwel- und Sättigungsstromdichten (blau bzw. rot) sowie mittlere optische Leistung (grün) in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration im Wellenleiter.

die Struktur mit der niedrigsten Dotierkonzentration im Wellenleiter den größten Aussteuerbereich aufweist. So hat die Laserstruktur mit der niedrigsten Wellenleiterdotierung eine Schwellstromdichte von 3.4 kA/cm^2 , während die mit 150 % der Dotierung eine Schwellstromdichte von 3.2 kA/cm^2 zeigt. Der Aussteuerbereich beträgt für die Bauteile der Struktur mit der niedrigsten Dotierkonzentration 2.5 kA/cm^2 , für die Struktur mit der Originaldotierung im Wellenleiter (100 %) nur 1.7 kA/cm^2 .

Weitere Untersuchungen zeigten zudem, dass die QCL-Struktur mit der 50 %-igen Wellenleiterdotierung mit 139 mW bei Raumtemperatur mit Abstand die höchste Ausgangsleistung hatte. Die mittlere Ausgangsleistung der Strukturen ist ebenfalls in Abbildung 5.3 aufgetragen (grün). Dieses Ergebnis ist konsistent mit Simulationen des Wellenleiters. Diese bestätigten, dass eine höhere Wellenleiterdotierung auch eine höhere interne Absorption α_i zur Folge hat. So stiegen die internen Verluste mit zunehmender Dotierkonzentration im Wellenleiter von 7.98 cm^{-1} über 8.83 cm^{-1} auf 9.71 cm^{-1} . Entsprechend Gleichung 3.11 resultiert dies in geringeren Ausgangsleistungen mit steigenden internen Verlusten.

Ein weiteres Simulationsergebnis die Wellenleiterdotierung betreffend ergab, dass bei einer Reduzierung der Dotierkonzentration im Wellenleiter auf 60 % die geringste Schwellstromdichte zu erwarten ist. So wurde bei der nächsten Wachstumsserie die nominelle Wellenleiterdotierung auf 60 % der des Originaldesigns eingestellt.

Variation des AsH₃-Flusses

Da Ergebnisse aus früheren Wachstumsserien zeigten, dass die Oberflächenrauigkeit der gewachsenen Strukturen direkt mit dem während des Wachstums verwendeten AsH₃-Fluss zusammen hängen, wurde dieser nun in dritten Wachstumsserie systematisch variiert. Zudem wurde die Injektordotierung nochmals um 5 % auf einen nominellen Wert von $1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ gesenkt um die Schwellstromdichte noch etwas zu senken.

Ausgehend von dem bisher verwendeten ursprünglichen AsH₃-Fluss von 17 %, wurde er zu 10% bzw. 25% gewählt. Diese Werte wurden an den in den Gasleitungen zwischengeschalteten Massendurchflussreglern eingestellt und entsprechen Flüssen von 10, 17 bzw. 24 sccm.

Wie erwartet, zeigten Untersuchungen der Oberflächen der drei Strukturen mit dem Lichtmikroskop, dass mit abnehmendem AsH₃-Fluss auch die Oberflächenrauigkeit abnimmt. Die Charakterisierung der Strukturen im Pulsbetrieb ergab allerdings, dass die Oberflächenrauigkeit keinen merklichen Einfluss auf die Kenndaten der QCL-Strukturen hat.

Die Schwellstromdichte lag wie erwartet etwas niedriger als bei den Strukturen der vorangegangenen Wachstumsserie mit gleicher Wellenleiterdotierung und betrug 2.3 bzw. 2.6 kA/cm^2 . Allerdings brach auch der Aussteuerbereich auf 0.87 bzw. 1.46 kA/cm^2 ein. Bauteile mit 2 mm Resonatorlänge des Originaldesigns von Liu et al. hatten im gepulsten Betrieb Schwellstromdichten von ca. 2.0 kA/cm^2 .

Alle in den letzten beiden Wachstumsserien hergestellten Strukturen hatten im Vergleich zum Originaldesign von Liu et al. mit einer charakteristischen Temperatur von $T_0 = 217 \text{ K}$ sehr hohe T_0 -Werte von 245 – 290 K.

Von den in allen drei Wachstumsserien hergestellten neun Laserstrukturen zeigte auf Grund seines großen Aussteuerbereichs sowie seiner relativ großen mittleren charakteristischen Temperatur $T_0 \approx 283 \text{ K}$ die Laserstruktur aus der zweiten Wachstumsserie mit 50 % der ursprünglichen Wellenleiter- und

65 % der ursprünglichen Injektordotierung die vielversprechendsten Ergebnisse hinsichtlich der Realisierung des cw-Betriebes.

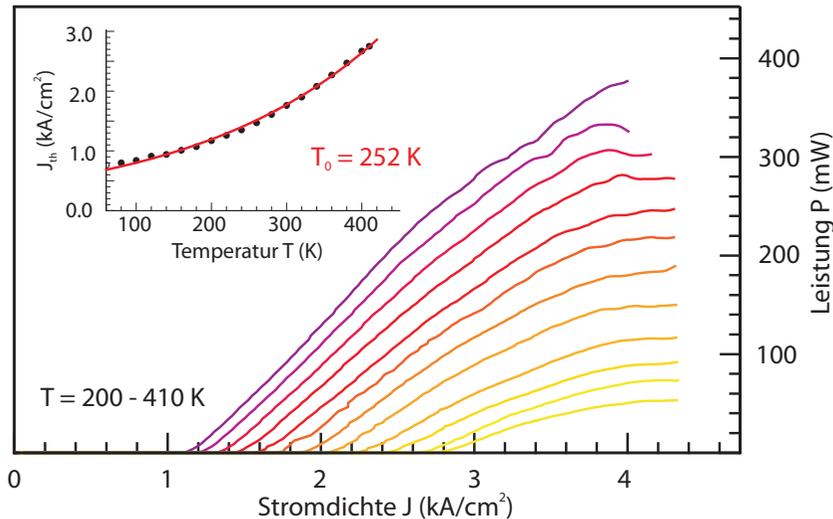


Abbildung 5.4: Temperaturabhängige im gepulsten Betrieb gemessene P-J-Kennlinien eines Bauteils der Struktur mit 50 % der Originalwellenleiterdotierung. Zur besseren Übersichtlichkeit sind nur die Kennlinien ab 200 K gezeigt. Das kleine Bild zeigt die temperaturabhängige Schwellstromdichte mit $T_0 = 252$ K.

Die temperaturabhängigen im gepulsten Betrieb gemessenen P-J-Kennlinien ab 200 K eines Bauteils dieser Struktur, das mit dem im folgenden Abschnitt erläuterten Doppelkanal-Stegwellenleiter-Prozess hergestellt wurde sind in Abbildung 5.4 gezeigt. Das kleine Bild zeigt die Schwellstromdichte in Abhängigkeit von der Temperatur von 80 – 410 K. Die charakteristische Temperatur T_0 liegt für dieses Bauteil mit 252 K etwas unter dem für diese Struktur gemessenen Mittelwert, ist aber immer noch 45 K höher als der Literaturwert für dieses 2-LO-Phonon-Design [Liu06]. Zudem wird aus Abbildung 5.4 klar ersichtlich, dass die Schwellstromdichte dieser Struktur durch diese Art der Prozessierung um fast 50 % auf 1.76 kA/cm^2 gesenkt werden konnte.

5.2.3 Strukturierung des lateralen Wellenleiters

Neben dem vertikalen Wellenleiter spielt auch die Art und Weise der lateralen Strukturierung des Bauteils und die Wahl der dabei verwendeten Materialien eine wichtige Rolle. Daher weicht die Strukturierung der Bauteile für den cw-Betrieb von der in Abschnitt 4.5 vorgestellten Prozessierung ab und ist etwas komplexer.

Bei der Prozessierung der cw-fähigen Bauteile kommt ein sogenannter Doppelkanal-Stegwellenleiter (*engl.: double-channel ridge waveguide - DCRWG*)-Prozess zum Einsatz. Abbildungen 5.5(a) und 5.5(b) zeigen schematisch die Querschnitte durch ein mit dem in Abschnitt 4.5 vorgestellten Schnellprozess hergestelltes Bauteil (s. Abb. 5.5(a)) im Vergleich zu einem DCRWG (s. Abb. 5.5(b)). Aus dieser schematischen Abbildung geht auch der Grund für die Namensgebung deutlich hervor: Der eigentliche Steg-

wellenleiter wird seitlich durch zwei nasschemisch geätzte Gräben begrenzt. Diese werden zunächst mit einem Isolator und anschließend mit Gold aufgefüllt, was eine verbesserte laterale Wärmeabfuhr gewährleistet. Durch das nasschemische Ätzen erhält man keine senkrechten Flanken, wie es bei Anwendung eines Trockenätzverfahrens der Fall wäre. Die Oberseite des Bauteils ist folglich wesentlich schmaler als die Basis, was allerdings keinen maßgeblichen negativen Einfluss auf die Funktionstüchtigkeit der Bauteile hat. Im Gegenzug erhält man durch das nasschemische Ätzverfahren wesentlich glattere Flanken.

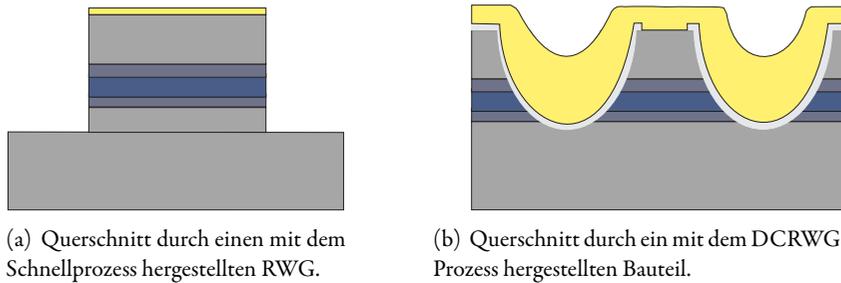


Abbildung 5.5: Vergleich der beiden RWG-Prozesse an Hand eines schematischen Querschnitts durch die Strukturen.

Bei der Prozessierung werden zunächst die Stege des Bauteils mittels optischer Lithographie so definiert, dass sie parallel zur $(0\bar{1}1)$ -Ebene des Kristalls verlaufen. Dieses Detail ist wichtig, da das verwendete nasschemische Ätzverfahren anisotrop ist, also eine Vorzugsrichtung besteht. Die Stege werden anschließend mit einer Ätzlösung bestehend aus $\text{HBr}:\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ geätzt. Die Probe wird dann mit einer ca. 500 nm dicken Isolatorschicht passiviert. Als Isolator wurde SiO_2 gewählt, das in einer Sputteranlage aufgebracht wurde. So wurde eine gleichmäßige Isolatorbeschichtung auch auf den Flanken der Probe erzielt. Zur Eröffnung des Kontaktfensters auf dem Steg kam eine RIE-Anlage (*engl.: reactive ion etching - RIE*) mit einem CHF_3/Ar -Gemisch zum Einsatz. Die Kontaktfenster wurden dazu vorher mittels optischer Lithographie in den ca. 2 μm dick auf die Probe aufgeschleuderten optischen Positivlack übertragen. Die verbleibende Ätzmaske wird abschließend mit HNO_3 im Ultraschallbad entfernt. Nun wurde ein 300 nm dicker Goldkontakt auf die Stege aufgedampft, wobei 10 nm Titan und 100 nm Platin als Haftvermittler bzw. Diffusionsbarriere dienten. Zur Verbesserung der Wärmeableitung wurden nun noch zusätzlich 5 μm Gold elektrochemisch in einem Goldchloridbad auf der Probe abgeschieden, wobei ein zuvor aufgebrachtener optischer Positivlack dazu diente, die Spaltfacetten und -kanten auszusparen, was das spätere Spalten und Vereinzeln der Proben vereinfacht. Durch diesen Galvanikschritt wird gewährleistet, dass das Gold auch in den Gräben seitlich des Steges aufwächst. Zuletzt wurde die gesamte Probe noch auf 150 μm abgedünnt und der rückseitige Kontakt bestehend aus $\text{Au}/\text{Ge}/\text{Ni}/\text{Au}$ aufgedampft.

Der gesamte Double-Channel-Prozess ist im Detail auch bei [Fuc07] nachzulesen.

Die fertige Probe wurde in Barren gespalten und die rückseitige Facette mit Gold HR verspiegelt, was eine Minimierung der Spiegelverluste α_M und somit nach Gleichung (3.9) eine weitere Reduktion der Schwellstromdichte J_{th} verspricht. Um einen Kurzschluss der beiden Kontakte und somit des Bauteils zu vermeiden, wurde als Isolationsschicht zuvor SiO_2 auf die Facette aufgebracht.

Für die Charakterisierung wurden die Bauteile vereinzelt und mit Indium-Lot mit der epitaxierten

Seite nach oben auf Kupferwärmesenken aufgebaut. Abschließend wurden sie mit 6 – 10 Golddrähten kontaktiert.

5.2.4 Einfluss der Bauteilgeometrien

Im nächsten Schritt wurde der Einfluss der Bauteilabmessungen auf die Laserkennndaten untersucht. Da nach [Yu 03] innerhalb der Grenzen für die optimale Resonatorlänge eine längere Resonatorlänge L im cw-Betrieb auch eine größere Ausgangsleistung zur Folge hat, wurde $L = 4$ mm gewählt. Die Stegwellenleiterbreite wurde von $11.8 \mu\text{m}$ über $13.2 \mu\text{m}$ bis hin zu $15.0 \mu\text{m}$ variiert. Die Breite wurde dabei nach dem nasschemischen Ätzen mit Hilfe von REM-Aufnahmen bestimmt und jeweils die Breite des Stegs in der Mitte der aktiven Zone gemessen. Rein theoretisch betrachtet verspricht eine schmalere Stegbreite eine bessere laterale Wärmeabfuhr aus dem Bauteil. Allerdings steigen mit abnehmender Stegbreite auch die Wellenleiterverluste an. Auch hier gilt es also einen für den cw-Betrieb geeigneten Kompromiss zu finden. Die Ergebnisse der stegbreitenabhängigen, gepulsten Messungen ist in Abbildung 5.6 gezeigt.

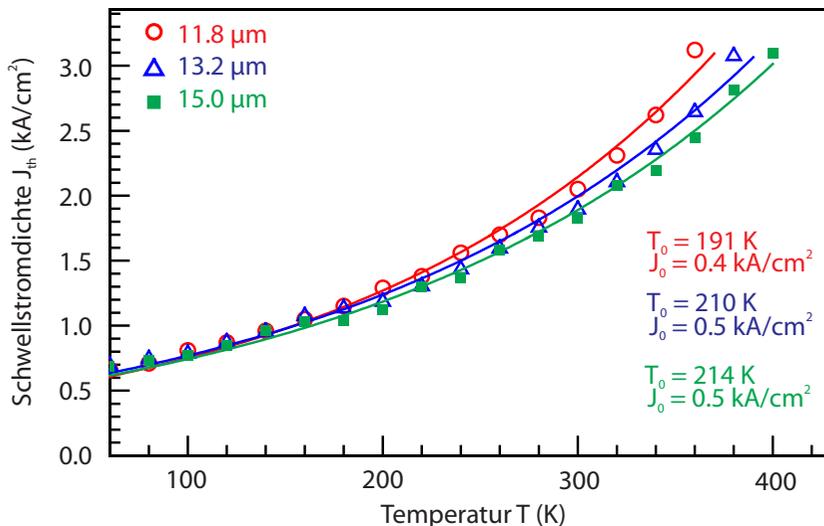


Abbildung 5.6: Schwellstromdichte in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Stegbreiten.

Nicht nur nimmt mit zunehmender Stegbreite die maximale Betriebstemperatur zu, auch ist ein Anstieg in der charakteristischen Temperatur T_0 von 191 K für den $11.8 \mu\text{m}$ breiten Steg auf 214 K für das $15.0 \mu\text{m}$ breite Bauteil klar erkennbar. Da wie bereits in Abschnitt 5.1 diskutiert ein extrem hohes T_0 sich nicht ausschließlich positiv auf den cw-Betrieb auswirkt, eine hohe maximale Betriebstemperatur allerdings erstrebenswert ist, scheint die mittlere Stegbreite für den cw-Betrieb am geeignetsten.

Neben der eigentlichen Stegbreite des Bauteils kann beim DCRWG-Prozess auch die Breite des galvanisierten Goldes seitlich des geätzten Steges variiert werden. Bei den bisher charakterisierten Bauteilen betrug diese $200 \mu\text{m}$ und wurde in einem nächsten Prozessdurchlauf auf $800 \mu\text{m}$ verbreitert. Davon versprach man sich eine verbesserte Wärmeabfuhr aus dem Bauteil, da nicht nur mehr Gold den Stegwellenleiter umgibt, sondern auch die Kontaktfläche zwischen Wärmesenke und Laserchip vergrößert werden

kann.

Die Bauteile mit der größeren Gesamtfläche zeigten etwas kleinere Schwellstromstärken sowie einen größeren Aussteuerbereich im Vergleich zu Bauteilen mit einer Chipgröße von nur $200\ \mu\text{m}$ aber ansonsten gleichen Bauteilabmessungen, wie Stegwellenleiterbreite und Resonatorlänge.

Mit diesen Bauteilen konnte auch der cw-Betrieb realisiert werden. Die Ergebnisse werden im folgenden Abschnitt gezeigt und diskutiert.

5.3 Realisierung des Dauerstrichbetriebs

Wie bereits in Abschnitt 5.2.2 erläutert, zeigte die QCL-Struktur der zweiten Wachstumsserie mit einer 50 %-igen Dotierkonzentration im Wellenleiter und 65 % der Originaldotierung im Injektor die vielversprechendsten Ergebnisse hinsichtlich der Realisierung des cw-Betriebs. Entsprechend den in den vorangegangenen Abschnitten präsentierten Ergebnissen der Vorcharakterisierung, wurde auf einem Probenstück dieser Struktur ein DCRWG-Prozess durchgeführt. Als Isolatormaterial wurde SiO_2 gewählt, die Chipbreite betrug $800\ \mu\text{m}$ und die Resonatorlänge $4\ \text{mm}$.

Mit einem so hergestellten Bauteil konnte der cw-Betrieb bis $130\ \text{K}$ erreicht werden. Die P-I-Kennlinien von $80 - 130\ \text{K}$ eines $13.5\ \mu\text{m}$ breiten DCRWG sind in Abbildung 5.7 gezeigt. Die maximale Ausgangsleistung betrug $52\ \text{mW}$ bei $80\ \text{K}$. Die Schwellstromdichte bei $80\ \text{K}$ betrug $630\ \text{A}/\text{cm}^2$.

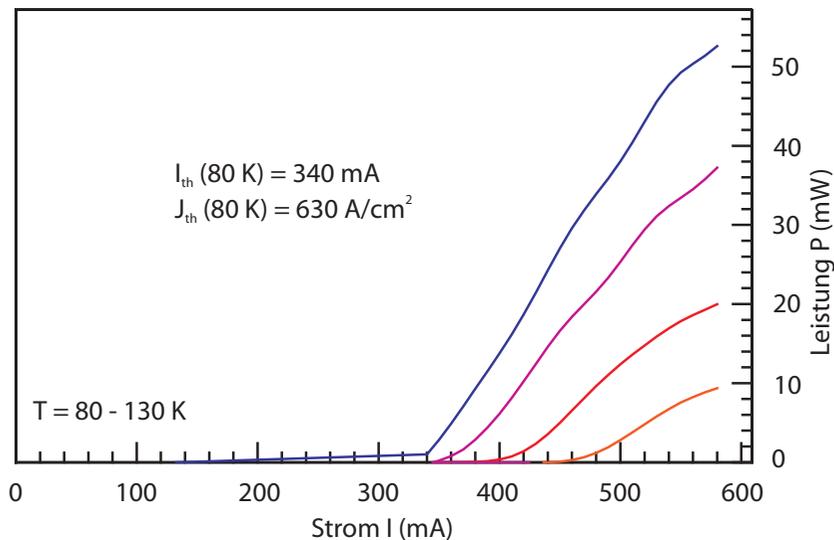


Abbildung 5.7: P-I-Kennlinien von $80 - 130\ \text{K}$ eines DCRWG-Bauteils der Struktur mit 50 %-iger Wellenleiterdotierung aus der zweiten Wachstumsserie im cw-Betrieb. Bei $80\ \text{K}$ beträgt die Schwellstromstärke $340\ \text{mA}$ und die Schwellstromdichte entsprechend $630\ \text{A}/\text{cm}^2$. Die Bauteilabmessungen betragen $13.5 \times 4000\ \mu\text{m}$.

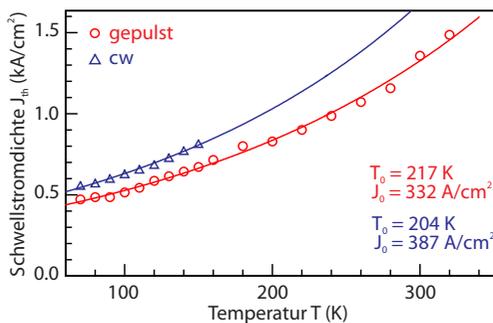
5.3.1 Abschätzung der Erwärmung der aktiven Zone

Wie bereits in Abschnitt 5.1 beschrieben lässt sich über die Erwärmung der aktiven Zone im cw-Betrieb der thermische Widerstand der Struktur abschätzen. Dazu wird vorausgesetzt, dass sich das Bauteil im

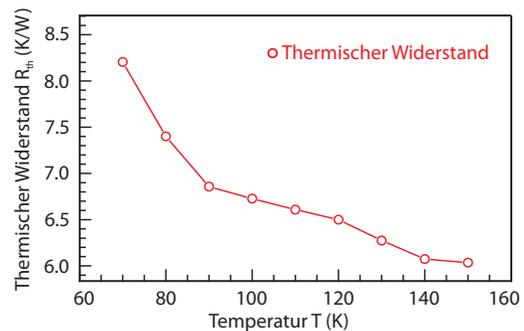
Pulsbetrieb mit Pulslängen von 100 ns nicht erwärmt. Über die Werte für die Schwellstromdichte eines Bauteils im gepulsten bzw. cw-Betrieb lässt sich so die Erwärmung der aktiven Zone im cw-Betrieb und folglich sein thermischer Widerstand R_{th} bestimmen.

Die Schwellstromdichten in Abhängigkeit von der Temperatur für ein 4 mm langes und $17.5 \mu\text{m}$ breites Bauteil der selben Struktur wurden sowohl im cw-Betrieb als auch im gepulsten Betrieb gemessen. Abbildung 5.8(a) zeigt die Ergebnisse. Aus der Anpassung der Messwerte nach Gleichung (3.10) erhält man die jeweiligen Werte für die charakteristische Temperatur T_0 sowie J_0 des Bauteils. Im gepulsten Betrieb entspricht $T_{0, \text{gepulst}}$ recht genau dem der Originalstruktur von Liu et al. [Liu06], während der $T_{0, \text{cw}}$ -Wert im cw-Betrieb sogar um 100 K höher ist. Dies ist allerdings hauptsächlich darauf zurück zu führen, dass Liu et al. den $T_{0, \text{cw}}$ -Wert im Temperaturbereich von 200 – 300 K bestimmten, während er hier für den Temperaturbereich von 70 – 150 K bestimmt wurde.

An Hand dieser in Abhängigkeit von der Temperatur experimentell ermittelten Schwellstromdichten konnte mit Hilfe von Gleichung (5.3) der thermische Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur für dieses Bauteil bestimmt werden. Er beträgt 8.2 K/W bei 70 K und nähert sich an einen Wert von 6.0 K/W bei 150 K an. Die jeweiligen Werte für R_{th} für den Temperaturbereich von 80 – 150 K sind in Abbildung 5.8(b) zu sehen. Die Verbindungslinie zwischen den einzelnen Datenpunkten dient der Führung des Auges. Der experimentell ermittelte Wert für den thermischen Widerstand R_{th} bei 150 K ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem am Anfang dieses Kapitels in Abschnitt 5.1 theoretisch abgeschätzten. Diese Werte sind etwas niedriger als der von Liu et al. veröffentlichte mit 13.4 K/W bei 300 K. Der Abfall des thermischen Widerstandes mit zunehmender Temperatur ist vergleichbar mit den von Hoffman et al. gezeigten Ergebnissen [Hof09].



(a) Schwellstromdichten im gepulsten (rot) und cw-Betrieb (blau).



(b) Aus der Erwärmung der aktiven Zone im cw-Betrieb errechneter thermischer Widerstand R_{th} in Abhängigkeit von der Temperatur.

Abbildung 5.8: Schwellstromdichten und thermischer Widerstand eines 4 mm langen und $17.5 \mu\text{m}$ breiten DCRWG in Abhängigkeit von der Temperatur.

Unter Anwendung von Gleichung (5.4) lässt sich nun wiederum mit diesen Ergebnissen die maximale cw-Betriebstemperatur des Bauteils abschätzen. Diese beträgt ca. 265 K. Dass das hier gemessene Bauteil die Lasertätigkeit bereits bei einer Wärmesenktemperatur von 150 K einstellte, ist vermutlich auf eine fehlerhafte Isolationsschicht auf dem Stegwellenleiter zurück zu führen, die der hohen thermischen Belastung im cw-Betrieb nicht Stand hielt.

5.3.2 Dauerstrichbetrieb bis 200 K

Ein zu dem im vorangegangenen Abschnitt charakterisierten exakt identisches Bauteil wurde nochmals auf eine Kupferwärmesenke montiert und im cw-Betrieb charakterisiert. Die temperaturabhängigen P-I-Kennlinien sind in Abbildung 5.9 zu sehen. Bei 80 K beträgt die Schwellstromstärke 409 mA und die Schwellstromdichte entsprechend 585 A/cm². Die maximale optische Leistung bei 80 K betrug 85 mW.

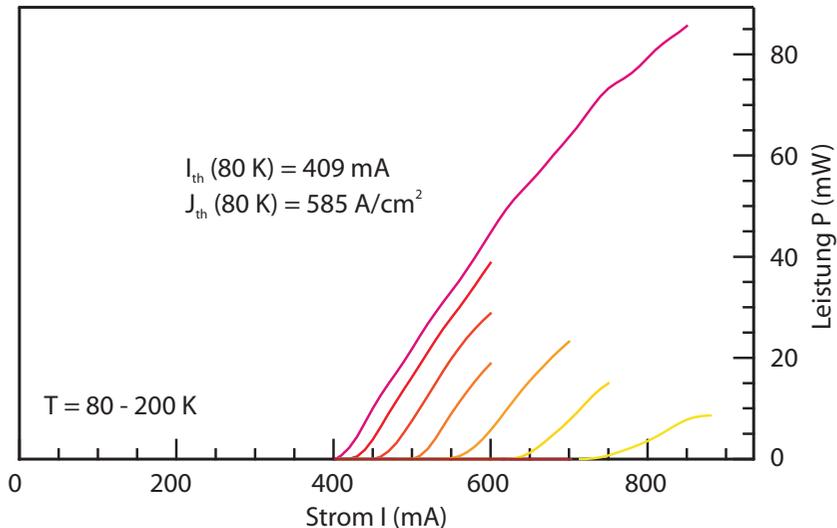


Abbildung 5.9: P-I-Kennlinien von 80 – 200 K eines DCRWG-Bauteils der Struktur mit 50 %-iger Wellenleiterdotierung aus der zweiten Wachstumsserie im cw-Betrieb. Die Bauteilabmessungen betragen $17.5 \times 4000 \mu\text{m}$.

Dieses Bauteil konnte bis zu einer maximalen cw-Betriebstemperatur von 200 K charakterisiert werden. Die maximal erwartete Betriebstemperatur liegt mit 265 K (s.o.) immer noch um 65 K höher. Diese Temperaturdifferenz kann darauf zurück geführt werden, dass die Temperatur nur seitlich an der Wärmesenke, nicht aber direkt an dem Bauteil gemessen werden konnte.

Im Rahmen mehrerer Wachstumsserien konnten also QCL-Strukturen mit einer Emissionswellenlänge von ca. $8 \mu\text{m}$ so optimiert werden, dass der cw-Betrieb bis zu einer messbaren Wärmesenkentemperatur von 200 K realisiert werden konnte. Eine weitere Steigerung der maximalen cw-Betriebstemperatur sollte durch komplexere Aufbautechniken wie die Montage der Strukturen mit der epitaxierten Seite nach unten oder dem Aufbau auf Diamantwärmesenken möglich sein.

EINER der Hauptanwendungsbereiche, in denen QCLs zum Einsatz kommen ist die Spurengasanalyse. Für diesen Anwendungsbereich ist monomodiger Betrieb mit einer hinreichend großen Seitenmodenunterdrückung (*engl.: side-mode suppression ratio - SMSR*) von mindestens 20 dB wünschenswert, wenn nicht sogar erforderlich. Zur Erfüllung dieser Anforderungen gibt es verschiedene Möglichkeiten der Bauteilprozessierung, wie z. B. die der Realisierung von wellenlängenselektiven Oberflächengittern [Gma97], gekoppelten Kavitäten [Hvo00] oder Mikroringlasern [And04], die das Potential des monomodigen Betriebs bergen. Einer der vielfältigen Ansätze ist die Herstellung von Mikrolasern, der bereits auf verschiedensten Materialsystemen erfolgreich realisiert wurde [Mü07][Sch01][Hö05] und in dem nun folgenden Kapitel vorgestellt werden soll.

6.1 Theoretischer Ansatz

Da der Abstand der longitudinalen Fabry-Perot-Moden (*engl.: free spectral range - FSR*), die sich im Laserresonator ausbilden, nach Gleichung (3.6) indirekt proportional zur Resonatorlänge ist, führt eine Verkleinerung der Bauteile zu monomodigem Laserbetrieb, sobald eine gewisse Bauteilgröße unterschritten wird und gleichzeitig eine der Fabry-Perot-Moden im Verstärkungsbereich der Laserstruktur liegt.

Abbildung 6.1 zeigt die FSR für eine QCL-Struktur mit einem Emissionsbereich von ca. $8.5 - 8.9 \mu\text{m}$ ($\approx 1124 - 1176 \text{ cm}^{-1}$) und einem Gruppenbrechungsindex von typischerweise $n_g = 3.42$ in Abhängigkeit der Resonatorlänge. Der Gruppenbrechungsindex wurde an Hand der Modenabstände eines RWG-Spektrums der gleichen Struktur bestimmt (hier nicht gezeigt).

Um eine FSR von mindestens 60 nm und damit monomodige Emission für die hier zu Grunde liegende Struktur zu erzielen sind demnach Resonatorlängen von unter $175 \mu\text{m}$ erforderlich.

Zudem ergibt sich aus Gleichung (3.11), dass die optische Leistung P proportional zu $\frac{\alpha_M}{\alpha_M + \alpha_i}$ ist. Demnach sollte eine Reduktion der internen Verluste α_i durch Verkürzung der Resonatorlänge L bei gleichzeitiger Erhaltung bzw. Erhöhung der Facettenreflektivitäten R auch eine Steigerung der optischen Leistung des Bauteils zur Folge haben. Nach Gleichung 3.5 für die Spiegelverluste α_m müssen bei einer Verkürzung der Resonatorlänge L allerdings auch die Facettenreflektivitäten $R_{1/2}$ entsprechend angepasst werden. Außerdem bringt eine Reduktion der Resonatorlänge bei gleichem Strom I konsequenterweise auch eine Erhöhung der Stromdichte im Bauteil und somit eine stärkere Erwärmung mit sich. Um die Schwellenbedingung (s. Gleichung (3.4)) weiterhin zu erfüllen, muss also der in das Bauteil injizierte Strom erhöht werden. Dies kann allerdings nicht beliebig erfolgen, da ab einer gewissen elektrischen Feldstärke die sich im Übergitter der Struktur ausbildenden Eigenzustände so weit gegeneinander verschieben, dass kein resonantes Tunneln für Elektronen in der Struktur mehr möglich ist (vgl. Kapitel 3). Die Zustände befinden sich im „Misalignment“ und der Laserbetrieb bricht ein, was sich in einem Überrollen der P-I-Kennlinie äußert [Hö06].

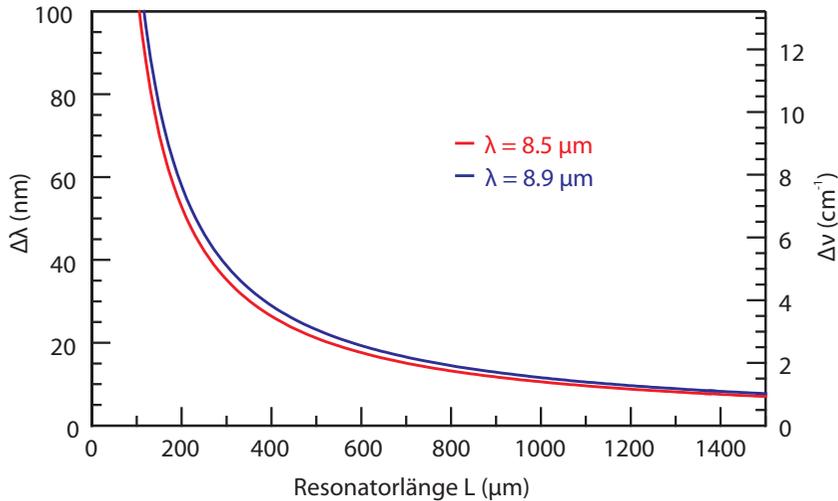


Abbildung 6.1: FSR - sowohl in nm (linke y-Achse) als auch in Wellenzahlen (rechte y-Achse) - einer QCL-Struktur mit einer Emissionswellenlänge von 8.5-8.9 μm in Abhängigkeit von der Resonatorlänge.

Bei Bauteilen mit herkömmlichen Resonatorlängen im Bereich von 1–4 mm erhält man die Resonatorfacetten durch Spalten des Halbleiters. Die entstehenden Spaltkanten sind glatt genug und der Brechungsindexsprung zwischen dem Halbleitermaterial und der umgebenden Luft groß genug, dass auf diese Weise Spiegelreflektivitäten von $R = 27\%$ erreicht werden können (vgl. Abschnitt 3.2).

Abbildung 6.2 zeigt die Spiegelverluste α_M in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für verschiedene Spiegelreflektivitäten. Geht man von für eine QCL-Struktur üblichen internen Verlusten von $\alpha_i \sim 10 \text{ cm}^{-1}$ aus, können diese mit wie oben angenommenen Resonatorlängen von einem bis mehreren mm mit Facettenreflektivitäten von 27% kompensiert werden. Laseremission kann statt finden. Die internen Verluste einer QCL-Struktur lassen sich über die Simulation der freien Ladungsträgerabsorption bestimmen. Diese internen Verluste entstehen zum Beispiel durch Absorption an freien Ladungsträgern in den dotierten Schichten der Struktur. Verkürzt man nun aber die Resonatorlänge auf einige hundert Mikrometer wie für den monomodigen Betrieb erforderlich, wird die Verweildauer der Photonen im Resonator bei Facettenreflektivitäten von nur 27% zu kurz, als dass die optische Verstärkung für den Laserbetrieb ausreichen würde. Die Verluste im Laserresonator können nicht mehr ausgeglichen werden. Wie aus Abbildung 6.2 klar hervorgeht müssen mit abnehmender Resonatorlänge die Facettenreflektivitäten entsprechend erhöht werden. Ausgehend von der in diesem Kapitel vorgestellten Laserstruktur mit minimalen Resonatorlängen von bis zu 165 μm , bedeutet dies entsprechend Gleichung (3.5) eine benötigte Facettenreflektivität von mindestens 80% um α_M im Vergleich zu einem Bauteil mit einem 1 mm langen Resonator und einer Facettenreflektivität von 27% konstant zu halten.

Diese hohen Reflektivitäten können durch photonische Kristalle an einem oder auch beiden Enden des Resonators realisiert werden.

Als photonische Kristalle bezeichnet man transparente Festkörper, die eine periodische Modulation des Brechungsindex aufweisen. Durch Interferenz- und Beugungseffekte beeinflussen sie die op-

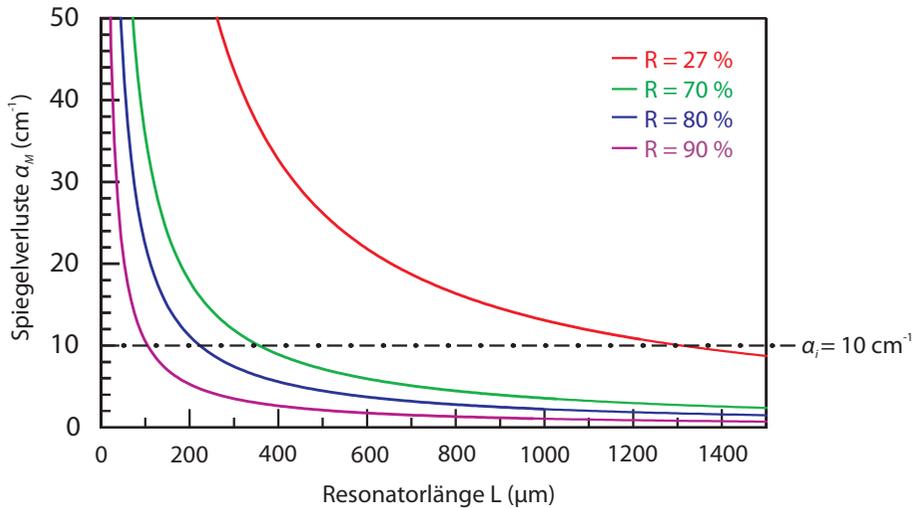


Abbildung 6.2: Spiegelverluste α_M für verschiedene Facettenreflektivitäten in Abhängigkeit von der Resonatorlänge. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Größe der internen Verluste, die für eine QCL-Struktur mit Emissionsbereich im mittleren Infrarot bei ca. 10 cm^{-1} liegen.

tische Mode und können als Spiegel wirken. Man spricht von eindimensionalen photonischen Kristallen oder auch Bragg-Reflektoren (*engl.: distributed Bragg-reflector - DBR*), wenn die Abmessungen der Bragg-Spiegel in einer Dimension der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge λ_{dB} der Photonen in der Laserstruktur entsprechen, ihre Ausdehnung in die anderen beiden Raumrichtungen für die Photonen aber quasi unendlich ist (s. Abbildung 6.3 vordere Facette). Dies gilt analog für zweidimensionale photonische Kristalle.

Bei der Ermittlung des richtigen Verhältnisses der Luft-/ Halbleiterdicken $d_{\text{HL}/L}$, kommt folgende Gleichung zum Einsatz, in welche die Emissionswellenlänge λ der Laserstruktur und der Brechungsindex $n_{\text{HL}/L}$ von Luft bzw. der Struktur eingehen:

$$n_{\text{HL}}d_{\text{HL}} + n_{\text{L}}d_{\text{L}} = \frac{k \cdot \lambda}{2}; \quad k = 1, 3, 5, \dots \quad (6.1)$$

k ist hierbei die Ordnung der Bragg-Reflektoren, die in diesem Fall aus herstellungstechnischen Gründen, auf die im Laufe dieses Kapitel noch näher eingegangen werden wird, zu $k = 3$ gewählt wurde. Konstruktive Interferenz der Laserstrahlen im Resonator erhält man also nur dann, wenn die Periodenlänge des eindimensionalen photonischen Kristalls Gleichung (6.1) erfüllt. Um Streuprozesse an den Luft-Halbleiterübergängen sowie eine Beugung des Strahls zwischen den Bragg-Spiegeln möglichst gering zu halten, ist nach [Jam97] ein kleiner Luftspalt zu bevorzugen. Besonders kritisch ist hierbei die Aufbeugung des Strahls in vertikale Richtung, da die Mode im Luftspalt vertikal nicht mehr geführt und deshalb stark aufbeugt wird.

Die Reflektivitäten dieser Spiegel können mit Hilfe der Transfermatrixmethode berechnet werden, auf die hier nicht im Detail eingegangen werden soll, aber u.a. bei [Gha03] nachgelesen werden kann. Dabei wird die Transmission und Ausbreitung der Lichtmode durch die einzelnen Grenzflächen und in

den Medien mit Hilfe von Matrizen beschrieben. So kann letztendlich unter Berücksichtigung der Geometrie sowie der Brechungsindizes der jeweiligen Medien, die die Welle durchläuft, der spezifische Reflexionskoeffizient berechnet werden. Dabei wird vereinfachend von einer unendlichen Ausdehnung der Grenzflächen ausgegangen. Die für verschiedene Spiegelanzahlen berechnete Reflektion \mathcal{R} in Abhängigkeit von der Wellenlänge bzw. Wellenzahl für die verwendete Struktur ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Für die hier gezeigte Berechnung wurde der Luftspalt zu $2.4\ \mu\text{m}$ und die Dicke der Halbleiterspiegel zu $3.37\ \mu\text{m}$ gewählt. Der effektive Brechungsindex der Halbleiterheterostruktur beträgt 3.19. Die Breite des Stopbandes dieser Bragg-Spiegel beträgt bei fünf Spiegeln gut $250\ \text{cm}^{-1}$ bzw. fast $2\ \mu\text{m}$.

Aus Abbildung 6.4 geht deutlich hervor, dass die Reflektivität von nur einem Spiegel lediglich 67.7 % beträgt, sich aber schon mit einer weiteren Wiederholung auf 96.0 % steigern lässt. Bereits ab drei Spiegeln steigt die Reflektivität für die zentrale Wellenlänge, die hier bei $8.8\ \mu\text{m}$ liegt auf 99.5 % an. Ab fünf Spiegeln ist kaum noch ein Unterschied in der Reflektivität der Spiegelpaare innerhalb des Stopbandes zu erkennen.

Abweichungen wie Rauigkeit der Grenzflächen sowie deren endliche Abmessungen werden bei dieser Methode allerdings nicht berücksichtigt. Auch für die oben genannte Streuung des Lichts an den Grenzflächen wird keine Sorge getragen. Aus diesen eben genannten Gründen lässt sich mit der Transfermatrix-Methode höchstens eine theoretische Vorhersage über die maximal erreichbare Reflektivität machen. Die tatsächlichen Werte können durchaus darunter liegen.

6.2 Experimentelle Umsetzung

6.2.1 Herstellung und Prozessierung

Als Laserstruktur, auf der die Mikrolaser realisiert wurden, wurde ein Design gewählt, das auf dem Prinzip der 2-LO-Phononresonanz basiert [Liu06] (vgl. Abschnitt 3.1.1).

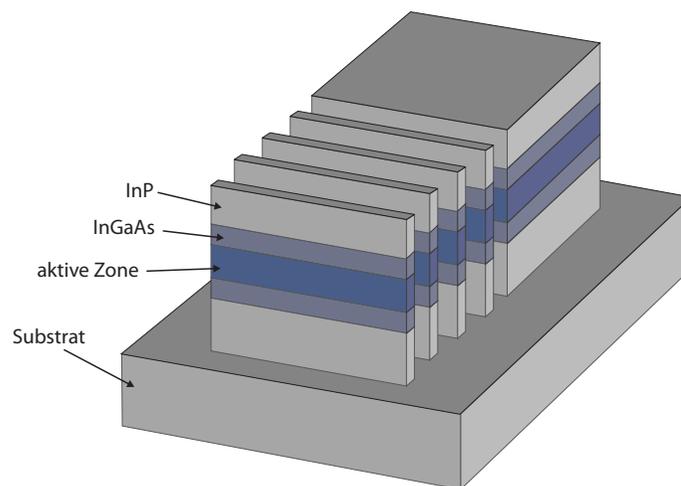


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung eines Mikrolasers mit tief geätzten DBRs.

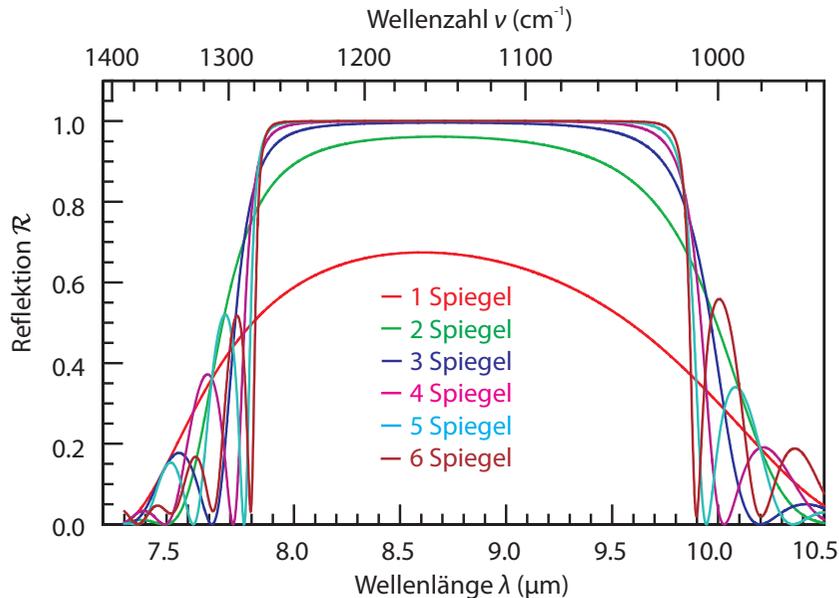


Abbildung 6.4: Reflexion der DBRs in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ bzw. der Wellenzahl ν für einen bis sechs Spiegel.

Bei der Prozessierung der Probe wurden zunächst die Kontaktpads mittels optischer Lithographie belichtet und mit Siliziumdioxid isoliert um eine Stromleitung durch die Pads, sowie einen eventuellen späteren Laserbetrieb der Pads zu minimieren. Die nicht belichteten Stellen wurden in einem Abhebeschritt vom optischen Lack und dem Isolationsmaterial befreit. Anschließend wurden die Stege und Kontaktpads der Laser auch mit Hilfe optischer Lithographie definiert und entwickelt. Die nicht belichteten Probenstellen wurden in einem Abhebeschritt von den Überresten des optischen Lacks und aufgedampften Kontakts befreit. Anschließend wurden die eindimensionalen photonischen Kristalle an beiden Enden des Resonators mittels Elektronenstrahlolithographie belichtet und entwickelt. Dann wurde der p-Kontakt bestehend aus Chrom, Gold und Nickel auf die Probenoberfläche aufgedampft. Dabei fungiert Chrom als Haftvermittler zwischen der Probe und dem Kontakt. Nickel dient als Ätzmaske in dem darauf folgenden Ätzschritt. Nach einem weiteren Abhebeschritt wurde nun die Probe mittels ICP unter Einsatz eines Cl_2/Ar -Gemischs im Verhältnis ca. 3:1 geätzt. Das verbliebene Nickel wird im Ultraschallbad mit Hilfe von verdünnter HNO_3 entfernt. Die fertig prozessierte Probe wurde in Blöcke von jeweils vier Mikrolasern gespalten. Die vordere Spaltfacette befindet sich im Abstand von ca. $50 \mu\text{m}$ vor dem ersten DBR. Um die feinen, frei liegenden Strukturen beim Spaltvorgang nicht zu beschädigen, wurden die Probenstücke über einer Glasfaser gespalten. Anschließend wurden die Blöcke mit den jeweils vier Mikro-QCLs mit der Epitaxienseite nach oben auf Kupferwärmesenken gelötet. Als Lot diente Indium, das zuvor mit einer Dicke von ca. $6 \mu\text{m}$ auf die Wärmesenken aufgedampft wurde. Abschließend wurden zur Charakterisierung der Bauteile die Kontaktpads der Laser mit einem $25 \mu\text{m}$ dicken Golddraht einzeln kontaktiert.

Eine besondere Herausforderung bei der Herstellung von auf InP basierenden Quantenkaskaden-Mikrolasern stellte die Entwicklung eines geeigneten Ätzprozesses dar. Wie oben erwähnt, ist es von Vorteil die Dicke des Luftspalts zwischen den einzelnen Spiegeln möglichst gering zu wählen. Da der Ätzprozess allerdings neben dem hohen Aspektverhältnis mit hohen Ätztiefen auch glatte, senkrechte Flanken gewährleisten muss, ist hiermit ein unteres Limit für die tatsächlich realisierbare Dicke der Luftspalte gegeben.

Die anzustrebende Ätztiefe ist durch die Gesamtdicke der gewachsenen Schichten vorgegeben und beträgt in diesem Fall mindestens $7\ \mu\text{m}$. Ein Ätzen durch alle gewachsenen Schichten gewährleistet, dass die optische Mode vertikal vollständig in den Bragg-Spiegeln geführt wird und nicht in das Substrat streuen kann. Eine möglichst große Ätztiefe ist also von Vorteil, weshalb die Luftspalte zwischen den DBRs nicht beliebig dünn gewählt werden können. Ein Luftspalt von $1.8 - 2.4\ \mu\text{m}$ ist bei der vorgegebenen Ätztiefe gut realisierbar. Ein weiterer Punkt, der in diesem speziellen Fall erschwerend hinzukam, ist die Tatsache, dass das Polymer Benzocyclobutene (BCB), das gewöhnlich zur Planarisierung der fertigen Bauteile verwendet wird und somit zur Stabilisierung der DBRs beiträgt, nicht verwendet werden konnte, da es im Bereich von $1000 - 1500\ \text{cm}^{-1}$, also im Bereich der Emissionswellenlänge der Laserstruktur, einige sehr stark ausgeprägte Absorptionsspitzen aufweist, was aus Absorptionsmessungen des Herstellers hervorgeht. Dies ist ein zusätzlicher Grund, weshalb die Ordnung der Spiegel, wie bereits oben erwähnt, zu $k = 3$ gewählt wurde, was in dickeren und damit stabileren Bragg-Spiegeln resultiert. Die Spiegeldicken wurden von $3.56 - 3.37\ \mu\text{m}$ entsprechend der gewählten Luftspalte von $1.8 - 2.4\ \mu\text{m}$ Dicke unter Anwendung von Gleichung (6.1) variiert.

Wie Abbildung 6.5 zeigt, verschiebt sich mit der Vergrößerung des Luftspaltes zwischen den Spie-

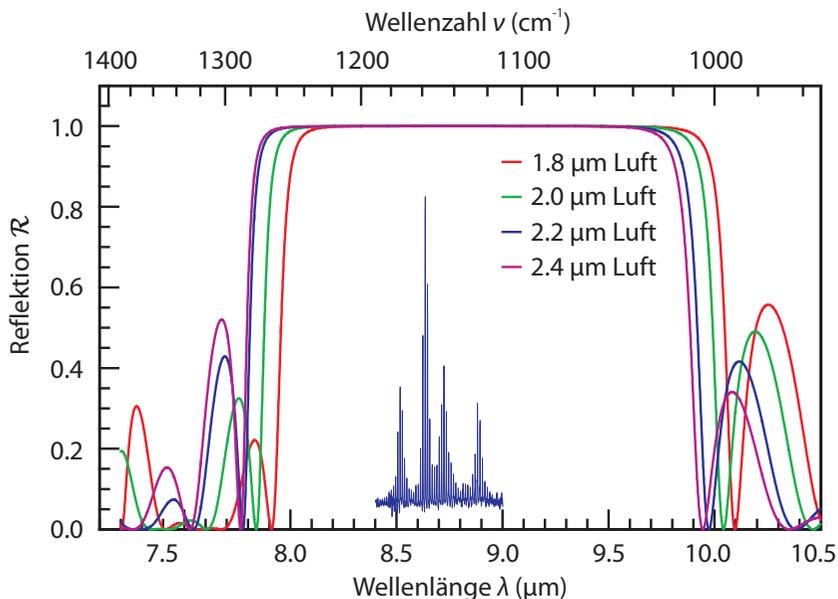


Abbildung 6.5: Stopbänder von jeweils fünf DBRs mit variierten Luftspalten und Spiegeldicken.

geln das Stopband der Spiegelkombination zu größeren Wellenlängen. Als Referenz ist das Spektrum eines RWGs der verwendeten Struktur eingefügt. Daraus wird klar ersichtlich, dass die Verschiebung des Stopbandes im Vergleich zu seiner Breite relativ gering ist und somit keinen Einfluss auf das Emissionsverhalten der fertigen Mikrolaser haben sollte.

Da aber die aktive Zone der auf InP basierenden QCLs Aluminium enthalten, musste zunächst ein geeignetes Verhältnis der Ätzgase Chlor und Argon gefunden werden, das die oben genannten Anforderungen an den Ätzprozess erfüllt, ohne allerdings dabei die aluminiumhaltigen Schichten in der Struktur zu beschädigen. Des Weiteren mussten auch alle anderen Parameter wie Temperatur, Hochfrequenzspannung und Druck der verwendeten ICP-Ätzkammer angepasst und optimiert werden. Die gefundenen Parameter betragen einen Cl_2 - bzw. Ar-Fluss von 4.7 sccm bzw. 15.0 sccm, 350 W ICP-Leistung, 175 W Hochfrequenz-Leistung und eine Spannung von 145 V. Die Probe wurde bei einem Kammerdruck von $p = 0.003$ mbar, bei einer Temperatur von 100°C für ca. zehn Minuten geätzt. Eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines Mikrolasers mit DBRs ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Die Nahaufnahme zeigt die DBRs in Vergrößerung. Die aktive Zone der Laserstruktur zeichnet sich im linken Teil der Abbildung 6.6 etwas dunkler ab. Bemerkenswert sind die tatsächlich erreichten Ätztiefen von bis zu $12\ \mu\text{m}$.

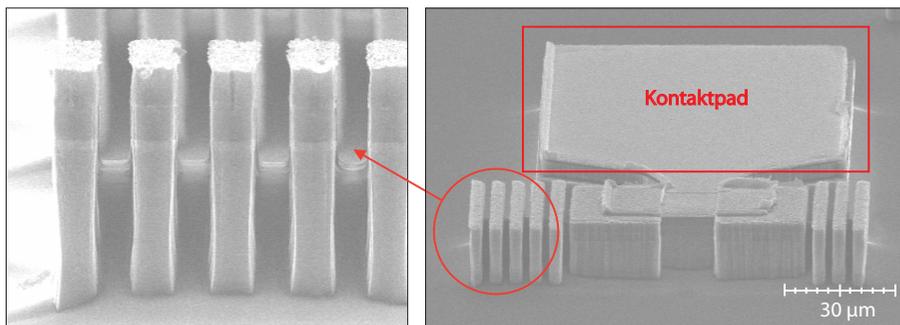


Abbildung 6.6: rechts: Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines $50\ \mu\text{m}$ langen Mikrolasers mit fünf bzw. drei DBRs an den Ausgangsfacetten, links: Bragg-Spiegel in Vergrößerung.

Auf dem 10×11 mm großen Probenstück wurden Mikrolaser verschiedener Längen von $50 - 1000\ \mu\text{m}$ mit jeweils drei Spiegeln an der Auskoppelfacetten (AR) und fünf an der rückseitigen Facette (HR) prozessiert. Die Breite der Resonatoren betrug für alle Bauteile $20\ \mu\text{m}$. Es wurden verschiedene Halbleiterdicke/Luft-Kombinationen mit Abständen von $1.8 - 2.4\ \mu\text{m}$ zwischen den einzelnen Spiegeln bzw. dem Resonator gewählt. Bei der späteren Charakterisierung der Bauteile zeigte sich allerdings, dass diese Variation keinen messbaren Einfluss weder auf die elektro-optischen noch die spektralen Eigenschaften der Mikrolaser hat, weshalb im Folgenden auch nicht näher auf diese Ergebnisse eingegangen werden wird. Dieses Verhalten entspricht dem an Hand der berechneten Stopbänder vorhergesagtem (vgl. Abb. 6.5).

6.3 Ergebnisse der Charakterisierung

Um zunächst die Funktionalität der prozessierten Bauteile zu überprüfen, wurden 1 mm lange Mikrolaser mit fünf DBRs an der Rückfacette und drei an der Auskoppelfacette charakterisiert.

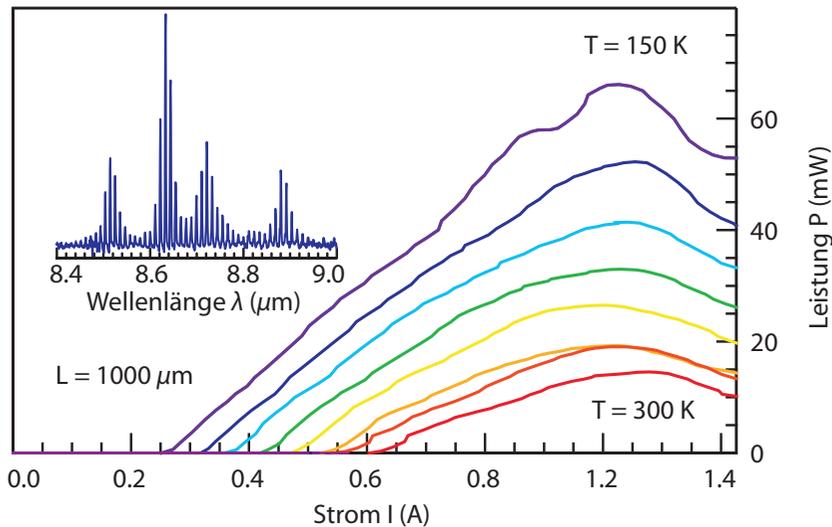


Abbildung 6.7: Elektro-optische Kenndaten eines $1000 \mu\text{m}$ langen Bauteils mit drei DBRs an der Frontfacette und fünf an der Rückfacette. Außerdem ist ein bei 80 K aufgenommenes Spektrum gezeigt. Die Fabry-Perot Moden sind deutlich zu erkennen.

Alle Bauteile wurden im gepulsten Betrieb mit Pulslängen von 100 ns bei Repetitionsraten von 1 – 3 kHz gemessen. Die elektro-optischen Kenndaten eines dieser Bauteile sind in Abbildung 6.7 gezeigt. Das Bauteil hatte eine maximale Betriebstemperatur von mehr als 320 K und zeigte bei 300 K noch eine Leistung von 15 mW bei einer Schwellstromstärke von ca. 600 mA, was einer Schwellstromdichte von $3.0 \text{ kA}/\text{cm}^2$ entspricht. Das Spektrum, das in Abbildung 6.7 zu sehen ist, zeigt eindeutige Fabry-Perot Moden, wie für diese Resonatorlänge erwartet. An Hand dieses Spektrums lässt sich mit Hilfe der Gleichung 7.2 auch nochmals der Gruppenbrechungsindex der Struktur überprüfen, der zu 3.48 bestimmt wurde (s.o.). Mit den Modenabständen aus diesem Spektrum von 11 nm und einer Emissionswellenlänge von ca. $8.6 \mu\text{m}$ erhält man hier einen leicht niedrigeren Gruppenbrechungsindex von 3.32 für die Laserstruktur. Diese beiden Werte sind in recht guter Übereinstimmung.

Verglichen mit einem 1 mm langen RWG der gleichen Probe konnte der Schwellenstrom bei 80 K von 290 mA auf 156 mA reduziert werden, was auf die erhöhte Reflektivität der DBRs im Vergleich zu den Spaltfacetten des RWG zurück zu führen ist. Um dieses Ergebnis nun detaillierter untersuchen zu können, muss der Einfluss der internen Verluste α_i und der Spiegelverluste α_M auf die Schwellstromstärke I_{th} der Bauteile betrachtet werden. Diese drei Größen können über die Gleichung (3.9) miteinander verknüpft werden. Wie bereits erwähnt, erhält man nach Gleichung (3.2) für die Spaltfacetten des RWG eine Reflektivität von 27 %. Setzt man nun die experimentell ermittelten Werte für die Schwellstromstärken der beiden Bauteile zueinander ins Verhältnis, erhält man unter Anwendung von Gleichung (3.4) für

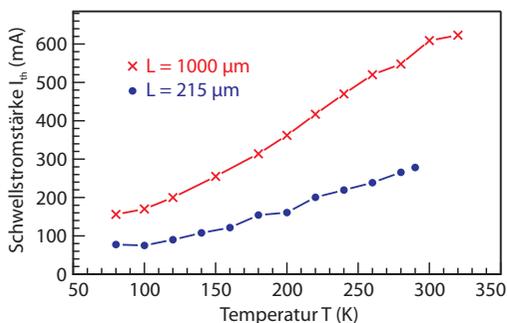
die Reflektivität der DBRs einen Wert, der mit 79 % deutlich höher ist, als der der Spaltfacetten. Die für die Berechnung verwendeten Parameter sind in Tabelle 6.1 nochmals zusammenfassend aufgelistet.

Bauteil	L (μm)	I_{th} (mA)	α_i (cm^{-1})	$R_{1/2}$
RWG ohne DBRs	1000	290	10	0.27
Mikrolaser mit DBRs	1000	156	10	0.79

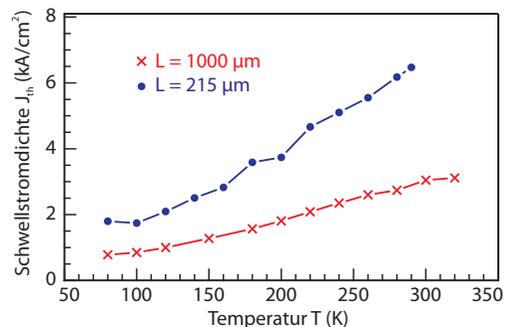
Tabelle 6.1: Verwendete Parameter zur theoretischen Abschätzung der Reflektivität der DBRs. Der mit den übrigen Parametern berechnete Wert ist fett hervor gehoben.

Der berechnete Wert ist natürlich als effektive Reflektivität der Front- und Rückfacette zu verstehen. Die Werte für die Reflektivitäten der fünf bzw. drei Spiegel im einzelnen lassen sich auf diesem Wege leider nicht ermitteln, sondern lediglich über die oben erwähnte Transfermatrixmethode theoretisch berechnen. Der gemittelte Wert liegt noch knapp unter dem theoretisch vorhergesagten Mindestwert von 80 % für die Facettenreflektivitäten eines für den monomodigen Betrieb genügend kurzen Bauteils.

Ausgehend von diesen Ergebnissen wurde nun ein Bauteil mit einer Resonatorlänge von nur $215 \mu\text{m}$ auch mit drei Spiegeln an der Frontfacette und fünf Spiegeln an der Rückfacette charakterisiert und die Ergebnisse vergleichend denen des ersten, 1 mm langen Bauteils gegenüber gestellt. Wie in Abbildung 6.8(a) zu sehen ist, hat das kürzere Bauteil auf Grund des kleineren Volumens, das gepumpt werden muss, um ungefähr die Hälfte reduzierte Schwellstromstärken (77 mA statt 156 mA bei 80 K). Die maximale Betriebstemperatur ist mit 290 K noch bei Raumtemperatur.



(a) Schwellstromstärke in Abhängigkeit von der Temperatur



(b) Schwellstromdichte in Abhängigkeit von der Temperatur

Abbildung 6.8: Vergleich der Schwellstromstärke (s. Abb. 6.8(a)) und der Schwellstromdichte (s. Abb. 6.8(b)) eines $1000 \mu\text{m}$ langen Bauteils mit fünf bzw. drei DBRs an der Rück- bzw. Frontfacette mit der eines $215 \mu\text{m}$ langen Bauteils mit der gleichen Spiegelkonfiguration in Abhängigkeit von der Temperatur.

Unter Anwendung von Gleichung (3.5) und (3.3) erhält man für die reduzierte Schwellstromstärke des kürzeren Bauteils einen theoretischen Wert von 58 % der Schwellstromstärke des längeren Bauteils,

was noch in guter Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Wert von 49 % ist. Die verwendeten Parameter sind zur besseren Übersicht in Tabelle 6.2 aufgeführt. Die leichte Abweichung dieser beiden Werte voneinander ist darauf zurück zu führen, dass das kürzere Bauteil im Verhältnis stärker gepumpt werden muss um die Spiegelverluste ausgleichen zu können. Die Stromaufnahme und die dadurch bedingte Erwärmung der Mikrolaser nimmt also mit abnehmender Resonatorlänge zu, was eine Zunahme der thermisch bedingten, nicht strahlenden Streuprozesse zur Folge hat, die die Elektronen aus dem Leitungsband der Struktur ins Kontinuum befördern können. Aus diesem Grund nimmt auch die maximale Betriebstemperatur für kürzere Bauteile ab.

Bauteil	L (μm)	α_i (cm^{-1})	$R_{1/2}$	$I_{\text{th,experimentell}}$ (mA)
Mikrolaser mit DBRs	1000	10	0.79	156
Mikrolaser mit DBRs	215	10	0.79	77

Tabelle 6.2: Verwendete Parameter zur theoretischen Abschätzung des Verhältnisses der Schwellstromstärken zweier Mikrolaser mit gleichen Facettenreflektivitäten und unterschiedlichen Resonatorlängen.

Zusammenfassend bedeutet dies wie erwartet: Je kürzer der Mikrolaser, desto größer die Spiegelverluste und desto kleiner der Anteil, der zum Lichtemission beitragenden Elektronen, was in erhöhten Schwellstromdichten (s. Abb. 6.8(b)) und niedrigeren maximalen Betriebstemperaturen resultiert. Dafür sind mit diesem Konzept Bauteilgrößen von nur wenigen Mikrometern realisierbar.

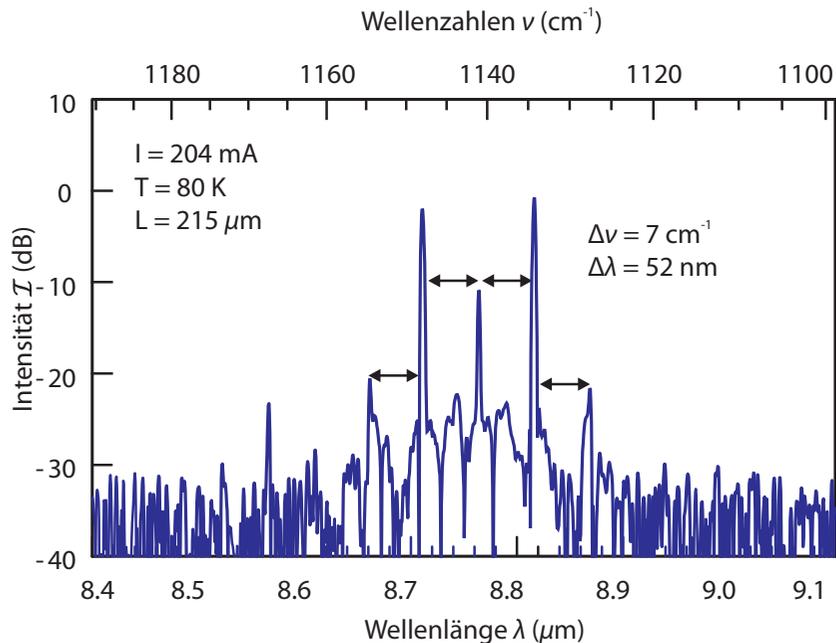


Abbildung 6.9: Spektrum eines $215 \mu\text{m}$ langen Mikrolasers bei 80 K. Der Abstand der einzelnen Moden beträgt 52 nm bzw. 7 cm^{-1} .

Ein Emissionsspektrum dieses $215\ \mu\text{m}$ langen Mikrolasers ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Wie bereits theoretisch vorhergesagt, hat der Laser eine noch zu große Resonatorlänge als dass monomodiger Betrieb mit diesem Bauteil sicher gestellt wäre. Der Abstand der Moden im Spektrum beträgt $52\ \text{nm}$ bzw. $7\ \text{cm}^{-1}$. Unter Verwendung des an Hand des Spektrums des $1\ \text{mm}$ langen Bauteils experimentell ermittelten Gruppenbrechungsindex n_g von ≈ 3.32 der Laserstruktur und unter Anwendung von Gleichung (7.2) erhält man einen theoretischen Wert für die FSR von $\Delta\nu = 7\ \text{cm}^{-1}$ bzw. $\Delta\lambda = 54\ \text{nm}$, was in sehr guter Übereinstimmung mit den tatsächlich im Spektrum beobachteten Modenabständen ist.

Da auch dieses Bauteil bei seiner maximalen Betriebstemperatur noch Ausgangsleistungen von einigen mW zeigte, wurde nun die Resonatorlänge nochmals um $50\ \mu\text{m}$ auf $165\ \mu\text{m}$ reduziert. Dieses kurze Bauteil, dessen Länge auch die oben berechnete maximale Resonatorlänge für monomodigen Betrieb unterschreitet, hat eine maximale Betriebstemperatur von nur noch knapp $120\ \text{K}$, zeigt aber die angestrebte monomodige Emission mit SMSRs von bis zu $20\ \text{dB}$ (s. Abb. 6.10). Die temperaturabhängige Wellenlängenverschiebung beträgt $\Delta\lambda/\Delta T \approx 0.34\ \text{nm}$ und ist damit mit dem Wert für QCL-DFBs mit Oberflächengitter vergleichbar, der bei [Gma97] zu $\Delta\lambda/\Delta T \approx 0.37\ \text{nm/K}$ angegeben ist. Beide Werte sind also auf die temperaturabhängige Brechungsindexänderung des Materials zurück zu führen. Auch die Ausgangsleistung dieses Bauteils betrug noch einige mW, was für das Anwendungsgebiet der Gassensorik durchaus ausreichend ist.

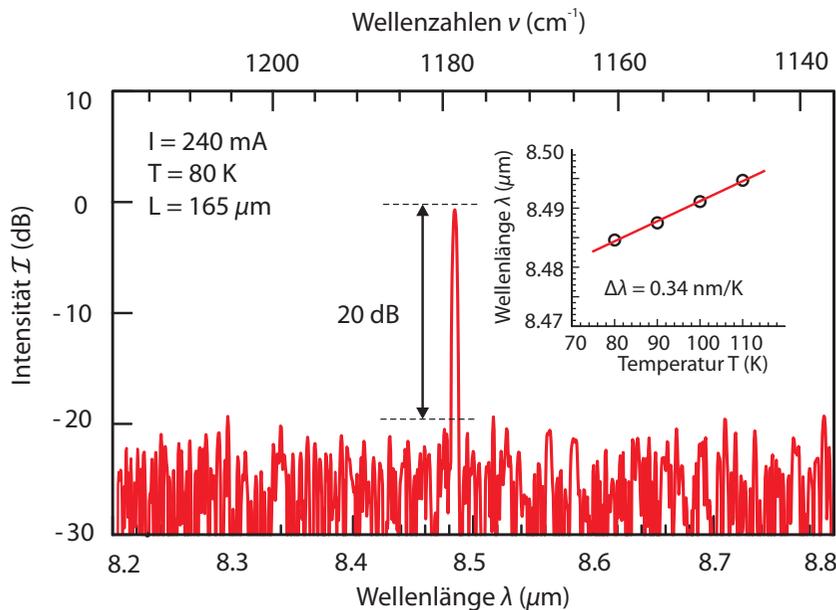


Abbildung 6.10: Spektrum eines $165\ \mu\text{m}$ langen Mikrolasers bei $80\ \text{K}$. Das Bauteil zeigt monomodige Emission und eine temperaturabhängige Wellenlängenverschiebung von $\Delta\lambda \sim 0.34\ \text{nm/K}$ (s. Inset).

Die angestrebte monomodige Emission mit SMSRs von mehr als $20\ \text{dB}$ ist also mit dem Konzept von Mikrokavitäten mit tief geätzten DBRs auch auf QCL-Strukturen im InP-Materialsystem realisierbar.

Die Bauteile haben den Vorteil, dass sie sehr kleine Abmessungen haben, was eine der Grundvoraussetzungen für monolithische Integration der Bauteile mit hoher Dichte als Chip-Komponenten darstellt. Dies erschließt ein weiteres mögliches Einsatzgebiet: die Optofluidik [Lon07].

Das im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Konzept der Mikrolaser zur Umsetzung von monomodigem Betrieb im mittleren Infrarot Bereich hat bereits sehr vielversprechende, aber auch durchaus verbesserungsfähige Ergebnisse geliefert. Ein weiterer Ansatz zur Erzielung monomodiger Emission bei gleichzeitiger Steigerung der Ausgangsleistung sowie der maximalen Betriebstemperatur soll nun in diesem Kapitel erläutert werden. Dabei kommen aktive Ringresonatoren zum Einsatz, die an herkömmliche Stegwellenleiter gekoppelt werden und als spektrale Filter fungieren.

7.1 Prinzipielle Funktionsweise

Ringresonatoren werden häufig in der optischen Nachrichtentechnik als passive optische Filter verwendet. Dank ihrer hohen Finessen, schmalen Linienbreite und hohen FSR eignen sie sich besonders gut für die monolithische Integration von passiven Komponenten und aktiven Bauteilen auf einem Chip. Darüber hinaus sind weder Oberflächengitter noch Facetten zur optischen Rückkopplung nötig. Die Idee einen solchen integrierten Ringresonator als Bandpassfilter zu verwenden wurde erstmals 1969 von E.A. Marcatili vorgestellt [Mar69]. Um Beugungs- und Streuverluste in den Ringstrukturen ausgleichen zu können, wurde schließlich auch das Konzept der aktiven Resonatoren als Lichtquellen umgesetzt [Roi94][Yu 98][Gri00]. Die vorteilhaften Eigenschaften der aktiven Ringresonatoren wurden auch bei der Umsetzung des in diesem Kapitel vorgestellten Bauteilkonzepts ausgenutzt.

Die FSR eines solchen Ringresonators ergibt sich analog zu (3.6) zu [Bac03]

$$\text{FSR} = \Delta\nu = \frac{1}{L_{\text{eff}}n_g} \quad (7.1)$$

bzw.

$$\text{FSR} = \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{L_{\text{eff}}n_g} \quad (7.2)$$

Auch hier ist $\Delta\nu$ bzw. $\Delta\lambda$ die FSR in Wellenzahlen bzw. Längeneinheiten, L_{eff} die effektive Resonatorlänge und n_g der Gruppenbrechungsindex der Struktur.

Bei Ringresonatoren ist die effektive Resonatorlänge durch einen Umlauf im Ring definiert. Bei herkömmlichen Fabry-Perot-Resonatoren hingegen entspricht ein kompletter Umlauf der optischen Mode der doppelten effektiven Resonatorlänge. Dies resultiert darin, dass mit Ringresonatoren mit einer doppelt so hohen effektiven Resonatorlänge die gleichen Modenabstände erzielt werden können. In Abbildung 7.1 ist dies nochmals graphisch veranschaulicht.

Dies hat den Vorteil, dass die zu belichtenden minimalen Bauteildimensionen größer gewählt werden können und somit der Herstellungsprozess im Vergleich zu den im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Mikrolasern mit tiefgeätzten DBRs um einige Schritte vereinfacht werden kann. Dies wird im Folgenden noch näher erläutert.

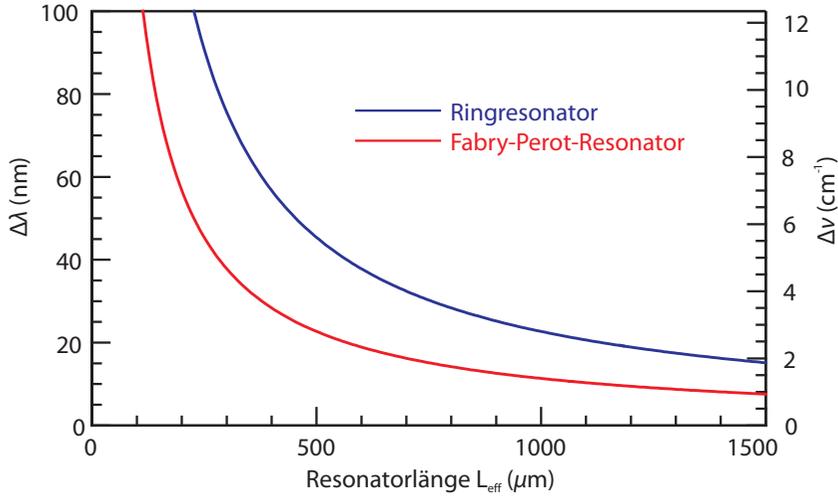


Abbildung 7.1: FSR eines Fabry-Perot Resonators (rot) und eines Ringresonators (blau) sowohl in nm als auch in Wellenzahlen der gleichen Laserstruktur ($\lambda \approx 9 \mu\text{m}$, $n_g \approx 3.57$) in Abhängigkeit von der effektiven Resonatorlänge.

Da die Abstrahlung der in dem Ringresonator entstehenden Lichtmode isotrop erfolgt und auch bei den aktiven Ringresonatoren von vergleichsweise geringer Intensität ist, musste eine Möglichkeit gefunden werden die Auskopplung des Lichts zu kontrollieren und gegebenenfalls zu erhöhen. Aus diesem Grund wurden die Ringresonatoren direkt an einen RWG gekoppelt und somit sowohl eine Richtung für die Auskopplung des Lichtes vorgegeben, als auch eine Möglichkeit gefunden die Mode zusätzlich zu verstärken [Bac03]. Die so entstandenen Bauteile werden CRRLs (*engl.: coupled ring resonator laser - CRRL*) genannt. Wie oben schon erwähnt funktioniert der gekoppelte Ringresonator dabei als Filter nach dem Vernier-Prinzip, das im Folgenden näher erläutert werden soll.

Zum weiteren Verständnis der Funktionsweise der CRRLs ist es sinnvoll zunächst nur die Ringresonatoren ohne gekoppelten RWG zu betrachten. Die Transmissionscharakteristik \mathcal{T} eines Ringresonators mit einer Emissionswellenlänge im mittleren Infrarot in Abhängigkeit von Φ ist für verschiedene Ringdurchmesser - und damit effektive Resonatorlängen - in Abbildung 7.2 gezeigt. Φ ergibt sich aus dem Produkt der effektiven Resonatorlänge L_{eff} und k_n , der Propagationskonstanten der Lichtwelle im Medium, die durch

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

gegeben ist:

$$\Phi = k_n L_{\text{eff}}. \quad (7.4)$$

Die Transmission als Quotient aus transmittierter und eingestrahelter Intensität \mathcal{I}_t und \mathcal{I}_i lässt sich nach [Rab02] mit der Formel

$$\mathcal{T} = \frac{\mathcal{I}_t}{\mathcal{I}_i} = \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = D^2 \left[1 - \frac{(1-x^2)(1-y^2)}{(1-xy)^2 + 4xy \sin^2(\frac{\Phi}{2})} \right] \quad (7.5)$$

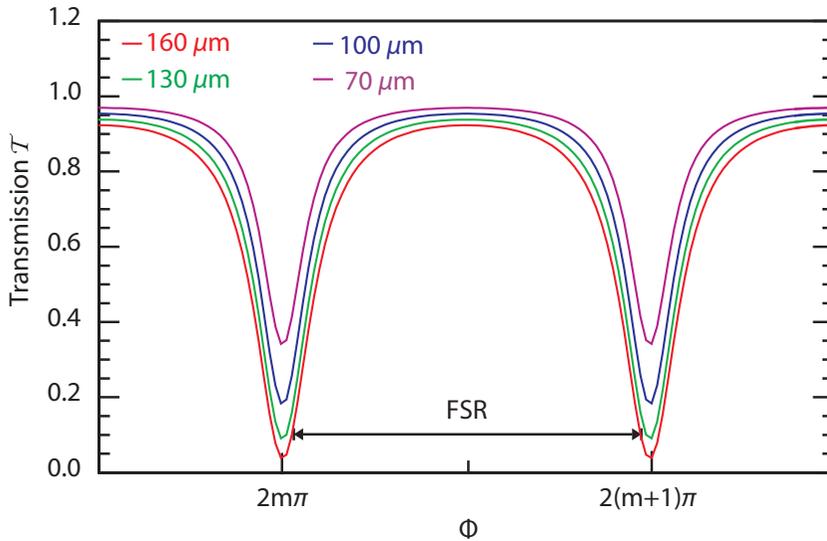


Abbildung 7.2: Transmissionscharakteristik \mathcal{T} eines Ringresonators für verschiedene Ringdurchmesser

beschreiben. Dabei wurden zur Vereinfachung entsprechend dem in Abbildung 7.3 gezeigten Schemabild folgende Variablen eingeführt:

$$D = \sqrt{1 - \gamma} \quad (7.6)$$

$$x = D e^{(-\frac{\alpha}{2} L_{\text{eff}})} \quad (7.7)$$

$$y = \sqrt{1 - \kappa} \quad (7.8)$$

Hier ist γ die Verlustrate des direkten Kopplers, α der Absorptionskoeffizient und κ die Kopplungskonstante des Rings.

Für die in Abbildung 7.2 gezeigte Transmission der idealen Ringresonatoren mit $\gamma = 0.0\%$ wurden $\alpha = 0.0008 \mu\text{m}^{-1}$ und $\kappa = 0.5$ angenommen. Der effektive Brechungsindex der verwendeten Laserstruktur wurde unter Anwendung der *full-vector finite difference discretization*-Methode bei Raumtemperatur zu 3.152 bestimmt.

An den Resonanzpunkten des Ringresonators wird die Transmission minimal. Minima in der Transmission des Ringresonators finden sich für

$$\Phi = k_n L_{\text{eff}} = 2m\pi \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (7.9)$$

(vgl. Abb. 7.2) wobei sich nach Gleichung (7.5) die minimale und die maximale Transmission \mathcal{T}_{min} und \mathcal{T}_{max} des Ringes zu

$$\mathcal{T}_{\text{min}} = D^2 \frac{(x-y)^2}{(1-xy)^2} \quad (7.10)$$

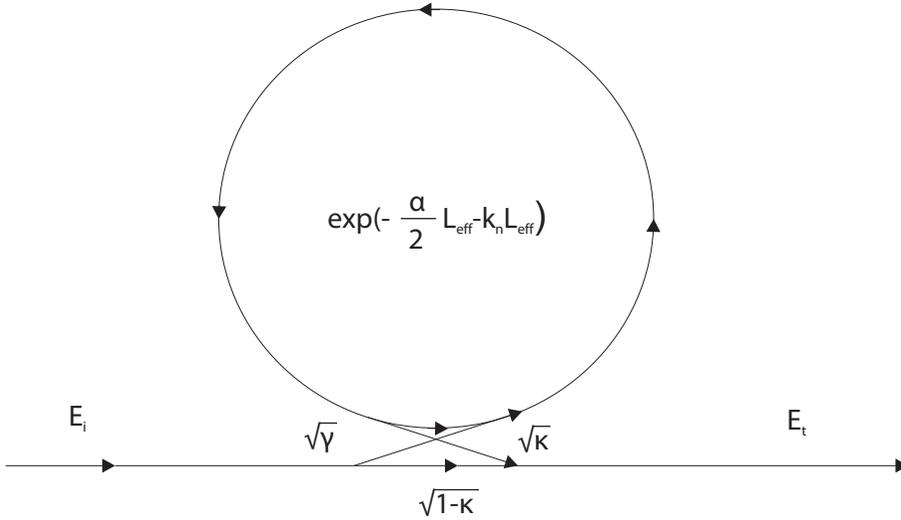


Abbildung 7.3: Schemabild eines an einen RWG gekoppelten Ringresonators.

$$\mathcal{T}_{\max} = D^2 \frac{(x+y)^2}{(1+xy)^2} \quad (7.11)$$

berechnen [Rab02]. Die Finesse \mathcal{F} , die ein Maß für die Transmissionscharakteristik eines Ringresonators ist, ergibt sich zu

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{(xy)}}{(1-xy)}. \quad (7.12)$$

Der Abstand der im Ringresonator entstehenden Longitudinalmoden zueinander berechnet sich nach Gleichung (7.2). Koppelt man nun den Ringresonator an einen RWG geschieht die Selektion der im Spektrum zu verstärkten Moden nach dem Vernier-Prinzip: Da der Ring nun direkt an den Steg gekoppelt ist, werden nur die Moden des RWGs verstärkt, für die die Transmission des Rings maximal ist. Dieses Verhalten ist in Abbildung 7.4 anschaulich dargestellt. Es ist klar erkennbar, dass der resultierende Modenabstand des CRRLs genau der FSR des Ringresonators entspricht (vgl. Abb. 7.2), die Lage der Moden im resultierenden Spektrum allerdings genau um $\Delta\lambda_{\text{Ring}}/2$ verschoben ist. Aus diesem Grund können Ringresonatoren als Filter bezeichnet werden.

Für das Design der eigentlichen Ringresonatoren gibt es mehrere Möglichkeiten, denen entsprechend sich auch die effektive Resonatorlänge L_{eff} berechnet. Für einen runden Resonator gilt (s. Abb. 7.5(a)):

$$L_{\text{eff}} = 2\pi \frac{r_1 + r_2}{2} \quad (7.13)$$

für einen Stadion-förmigen (s. Abb. 7.5(b)):

$$L_{\text{eff}} = 2\pi \frac{r_1 + r_2}{2} + 2l_c \quad (7.14)$$

STEGWELLENLEITER MIT GEKOPPELTEN RINGRESONATOREN

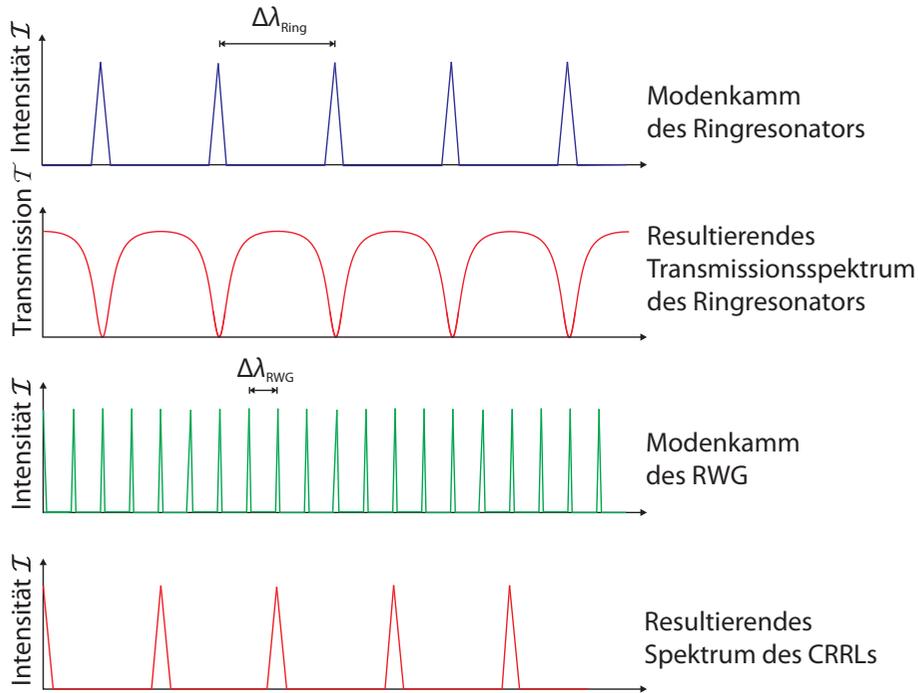


Abbildung 7.4: Ausbildung der Lasermoden in einem an einen RWG gekoppelten Ringresonator nach dem Vernier-Prinzip.

und für einen quadratischen (s. Abb. 7.5(c)) nach [Bac03]:

$$L_{\text{eff}} = 4 \times [D - (2 - \sqrt{2})e] \quad (7.15)$$

wobei $e = \sqrt{2}b_{\text{RWG}}$.

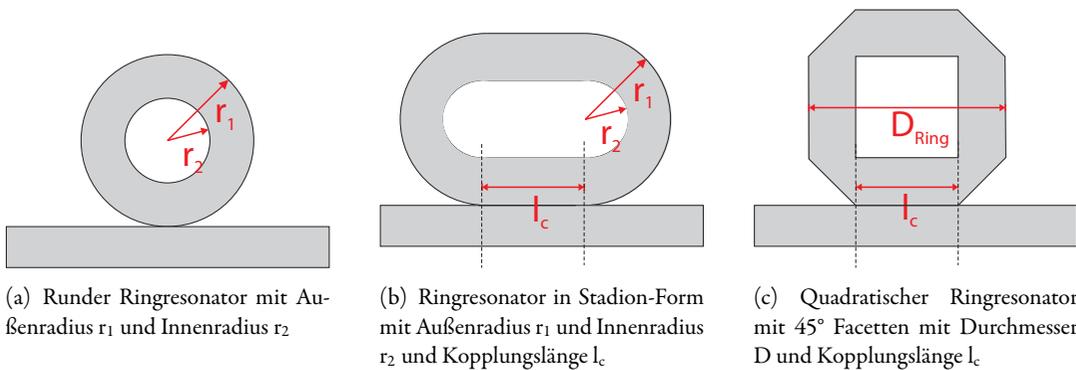


Abbildung 7.5: Verschiedene Möglichkeiten für das Design von Ringresonatoren.

7.2 Experimentelle Umsetzung und Untersuchung der Laser mit gekoppelten Ringresonatoren

Wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, bieten die CRRLs im Vergleich zu denen im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Mikrolasern u.a. den Vorteil, dass der Herstellungsprozess um einige Schritte vereinfacht werden kann, da die Strukturdimensionen um einiges größer sind als beispielsweise die der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten DBRs. Der Hauptvorteil dieses Bauteilkonzepts ist allerdings, dass die fertigen Bauteile wesentlich stabiler gegenüber mechanischer Belastung sind.

7.2.1 Prozessierung der Bauteile

Wie die Mikrolaser wurden auch die CRRL-Strukturen mittels Elektronenstrahlolithographie auf ein 10×11 mm großes Probenstück übertragen, das zuvor mit einigen Mikrometern eines elektronenstrahlempfindlichen Lackes beschichtet wurde. Der so belichtete Lack wurde anschließend entwickelt und die belichteten Stellen konnten von der Probe entfernt werden. Im Anschluss daran wurde wiederum eine Ätzmaske bestehend aus Nickel aufgedampft. Unter Anwendung eines Abhebeverfahrens wurde die Ätzmaske von den Stellen um die Bauteile herum entfernt. Da auch bei diesen Strukturen glatte, senkrechte Ätzflanken und vergleichbar hohe Ätztiefen erforderlich waren, kam auch hier der für die Mikrolaser entwickelte Trockenätzprozess mittels ICP zum Einsatz. Das verbliebene Nickel wurde von der Probenoberfläche im Ultraschallbad mit HNO_3 entfernt. Zum Planarisieren der ca. $14 \mu\text{m}$ tief geätzten Strukturen konnte hier BCB eingesetzt werden, da die Emission der fertigen Bauteile lediglich über die Spaltfacetten erfolgt und somit eventuelle Absorptionspeaks des Polymers bei der Laserwellenlänge keine Rolle spielen bzw. nur geringe Verluste durch evaneszente Kopplung entstehen.

Rasterelektronenmikroskopaufnahmen eines so prozessierten CRRLs sind in Abbildung 7.6 gezeigt. Bemerkenswert sind auch hier wieder die guten Ergebnisse des Ätzprozesses. Die durch die Dicke der gewachsenen Schichten minimal notwendige Ätztiefe konnte auch hier um mehrere Mikrometer übertroffen werden. Die Oberflächenrauigkeit ist im Verhältnis zur Emissionswellenlänge der Struktur vernachlässigbar.

Abschließend wurde der p-Kontakt bestehend aus Chrom, das als Haftvermittler dient, Platin und Gold großflächig auf die gesamte Probenoberfläche aufgedampft und unter Zuhilfenahme einer Schattenmaske von den unerwünschten Stellen weggesputtert. Als n-Kontakt wurden ebenfalls Chrom, Gold und Platin auf die Probenunterseite aufgedampft.

Die so prozessierte Probe wurde in 1 mm breite Barren gespalten und auf Kupferwärmesenken gelötet und mit einem $25 \mu\text{m}$ dicken Golddraht kontaktiert. Die fertigen Bauteile bestehen also aus Ringen verschiedener Designs mit Durchmessern zwischen 60 und $150 \mu\text{m}$, die jeweils direkt an einen $20 \mu\text{m}$ breiten, 1 mm langen Ridge gekoppelt sind. Die durch das Spalten der Probe entstehenden Facetten wurden nicht verspiegelt, verfügen also nach Gleichung (3.2) über eine Reflektivität von $R = 27\%$.

Im Gegensatz zu den Mikrolasern war also nur ein Belichtungsschritt zur Definition der Bauteile von Nöten. Die größeren Bauteildimensionen sowie der Einsatz von BCB zur Stabilisierung der CRRLs macht die Bauteile zudem wesentlich robuster gegenüber mechanischer Belastung wie sie z.B. beim Spalten und Aufbauen der Laser auf Wärmesenken auf die Strukturen ausgeübt wird.

Bei der zur Umsetzung der CRRLs verwendeten Laserstruktur handelt es sich um das in Abschnitt

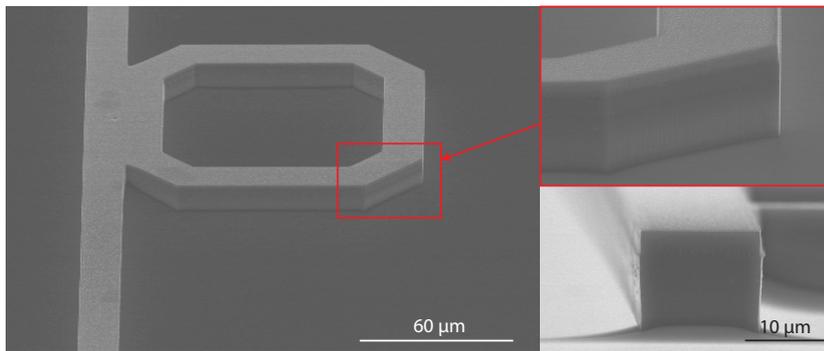


Abbildung 7.6: Links: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen eines mittels ICP trockenchemisch geätzten quadratischen CRRL, Rechts oben: Ätzzanke an einer der 45°-Facetten des Ringresonators, Rechts unten: Querschnitt durch den 16 μm breiten gekoppelten Stegwellenleiter. 14 μm wurden erreicht.

3.1.2 vorgestellte *btc*-Design, das eine nominelle Emissionswellenlänge von $\approx 9.2 \mu\text{m}$ hat [Mau06]. Die Schichtdicken der Gesamtstruktur sowie die Dotierkonzentrationen in den jeweiligen Schichten sind in Tabelle A.2 im Anhang aufgeführt.

7.2.2 Charakterisierung und Auswertung der elektro-optischen Eigenschaften

Ein weiterer Vorteil, den man sich bei dem in diesem Kapitel vorgestellten Bauteilkonzept zur Umsetzung monomodigen Laserbetriebs im Vergleich zu Mikrolasern verspricht, ist eine Steigerung der Ausgangsleistung sowie der maximalen Betriebstemperatur auf Grund des größeren Volumens an aktivem Material im Bauteil. Bei der Umsetzung wurden die im Abschnitt 7.1 vorgestellten verschiedenen Ringresonator-Designs zunächst theoretisch an Hand von FDTD-Simulationen (*engl.: finite-difference time-domain*) untersucht und anschließend die entsprechenden Bauteile charakterisiert.

Wie die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Mikrolaser wurden auch die CRRLs im gepulsten Betrieb mit Tastverhältnissen von 0.01 – 0.09 % charakterisiert (Pulslänge 100 ns, Repetitionsrate 1 – 9 kHz).

Runde Ringresonatoren

Das intuitiv naheliegendste weil auch simpelste Design stellen bei der Umsetzung des CRRL-Konzeptes die runden Ringresonatoren dar (vgl. Abb. 7.5(a)). Demnach wurde zunächst ein CRRL mit einem runden Ring mit einem Außendurchmesser von 25 μm , der an einen 20 μm breiten Stegwellenleiter gekoppelt ist mit Hilfe von FDTD-Simulationen untersucht. Diese Abmessungen liefern nach Gleichung (7.1) und (7.13) eine theoretische FSR von 241 nm. Die hohe Symmetrie des runden Ringresonators versprach eine gute Modenführung ohne unerwünschte Reflexionen oder gar ein Aufspalten des Wellenpakets beim Umlauf im Resonator (s. dazu Abschnitt 7.2.2).

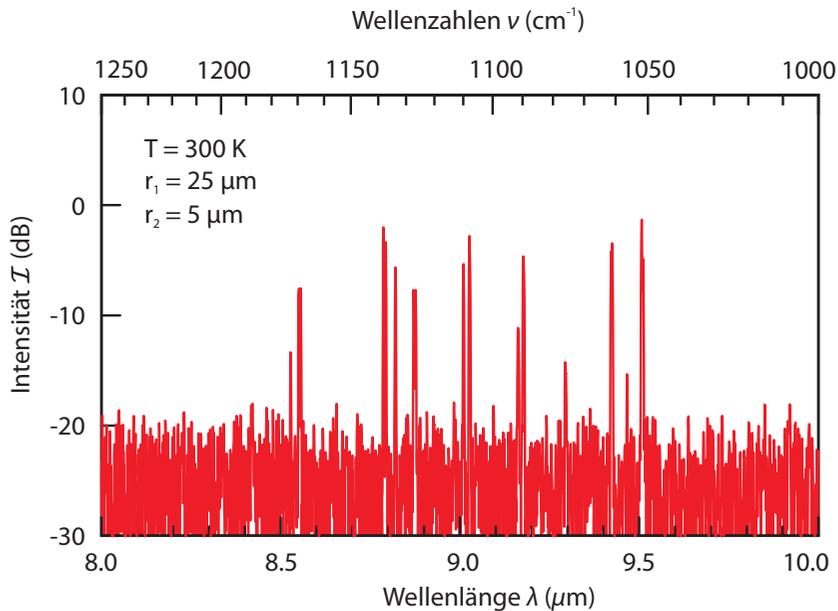


Abbildung 7.7: Emissionsspektrum eines runden an einen 1 mm langen RWG gekoppelten Ringresonators mit einem Außendurchmesser von $r_1 = 25 \mu\text{m}$.

Ein entsprechendes Bauteil mit einem runden Ringresonator gekoppelt an einen 1 mm langen RWG wurde demnach auch zuerst untersucht. Die maximale Betriebstemperatur dieses Bauteils war mit über 300 K schon sehr vielversprechend. Allerdings reichte die Kopplung des Rings an den RWG in diesem Fall offensichtlich nicht aus um monomodige Emission zu erzielen. Im Spektrum war nicht der gewünschte systematische Einfluss des Ringresonators auf das Emissionsspektrum des Bauteils erkennbar (s. Abb. 7.7). Diese Tatsache ist leicht mit der praktisch infinitesimal kleinen Kopplungsstrecke (also die Strecke, über die der Ring tatsächlich mit dem Stegwellenleiter verbunden ist) dieses Bauteils zu erklären. Offensichtlich reicht ein Berührungspunkt nicht aus um eine genügend große Kopplung zwischen dem Ringresonator und dem RWG und damit monomodige Emission zu erzielen.

Ringresonatoren in Stadionform

Basierend auf diesem Ergebnis war nun die naheliegendste Lösung die Kopplungslänge der Bauteile zu vergrößern, so dass Ringresonatoren in Stadionform entstehen (vgl. Abb. 7.5(b)). Die FDTD-Simulationen zeigten allerdings, dass es auf Grund der gekrümmten Bauteilflanken in Kombination mit den geraden Kopplungsstücken zu unerwünschten Reflexionen an den Innenkanten der Ringresonatoren kommen kann. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abbildung 7.8 zu sehen. Dabei wurde eine Wellenleitermode mit einer Wellenlänge von $9.0 \mu\text{m}$ in der Mitte der nicht an den Stegwellenleiter gekoppelten Kopplungsstrecke des Resonators angeregt und dessen zeitliche Entwicklung im Resonator verfolgt.

Bei diesem Design wird allerdings die Krümmung der Ringresonatoren problematisch, da diese einer Brechung der Translationssymmetrie des Resonators entsprechen. Liegt die Mode in dem geraden

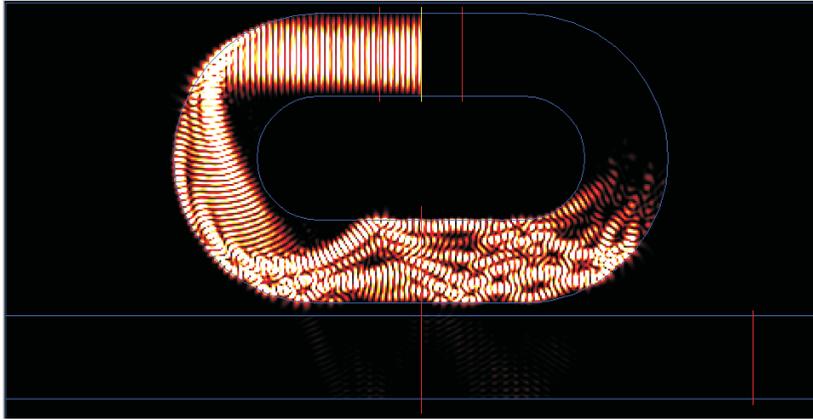


Abbildung 7.8: Verhalten einer ebenen Welle mit einer zentralen Wellenlänge von $9.03 \mu\text{m}$ in einem Stadion-förmigen Ringresonator.

Teilstück des Stadion-förmigen Ringes noch symmetrisch in dem durch den Wellenleiter vorgegebenen Potential (s. Abb. 7.9 links), muss in der Krümmung ein linearer Term auf das Potential addiert werden [Mä95]. Dies hat zur Folge, dass die Mode in der Krümmung nicht mehr symmetrisch im Resonator geführt wird (s. Abb. 7.9 rechts) und folglich in Moden höherer Ordnung aufspaltet. Dieses Aufspalten der Mode war auch in den Simulationen erkennbar und ist in Abbildung 7.8 zu sehen.

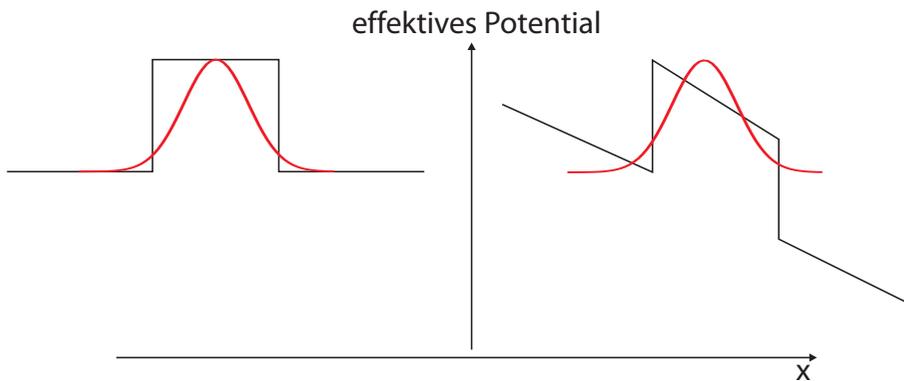
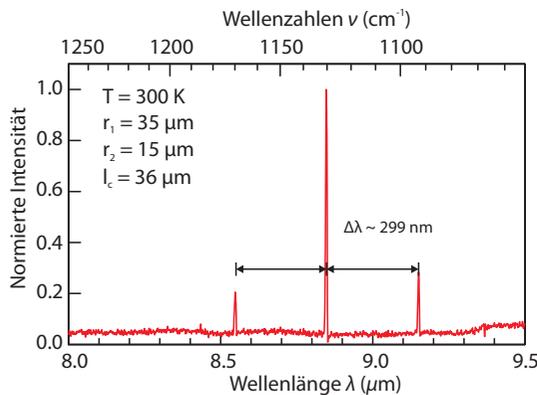


Abbildung 7.9: Lage der optisch geführten Mode in dem geraden Teilstück l_c des Stadion-förmigen Resonators (links) und in der Krümmung (rechts).

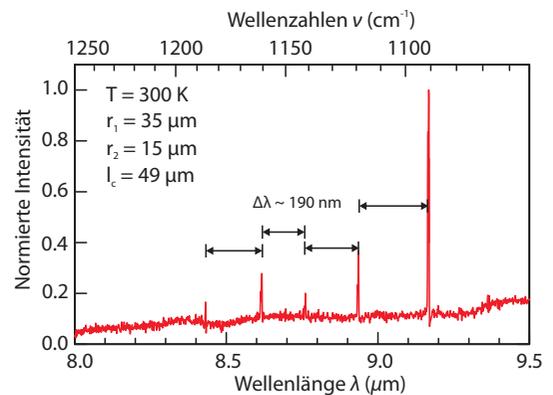
Die in Abbildung 7.8 zu sehenden, nicht kontrollierbaren oder vorhersagbaren Totalreflexionen an den Innenflanken des Ringresonators führen zu einer längeren effektiven Resonatorlänge für die Mode, was wiederum eine kleinere FSR zur Folge hat. Zudem teilt sich das ursprünglich als eben angenommene Wellenpaket wegen dieser mehrfach auftretenden Totalreflexionen nach nur einem halben Umlauf in mehrere kleine Wellenpakete auf (vgl. Abb. 7.8), was wiederum eine Vorhersage des Kopplungsverhaltens des Ringresonators an den Stegwellenleiter kaum möglich macht.

Zur Überprüfung dieser theoretisch vorhergesagten Ergebnisse wurden dennoch zwei Bauteile mit einem Ringresonator in Stadion-Form hergestellt und charakterisiert. Beide Bauteile bestanden aus einem 1 mm langen und $20\ \mu\text{m}$ breiten RWG an den ein Ringresonator gekoppelt war. Die beiden Ringresonatoren unterschieden sich lediglich in der Kopplungslänge l_c des mit dem RWG verbundenen geraden Teilstücks (vgl. Abb. 7.5(b)). So betrug der Außen-/Innenradius $r_{1/2}$ der Bauteile jeweils 35 bzw. $15\ \mu\text{m}$ und die Kopplungslängen l_c 36 bzw. $49\ \mu\text{m}$. Die nach Gleichung (7.1) theoretisch berechneten FSRs der beiden Bauteile betragen 45 bzw. $40\ \text{nm}$.

Abbildungen 7.10(a) und 7.10(b) zeigen die Emissionsspektren dieser beiden Bauteile, die bei jeweils $180\ \text{K}$ und $1.3\ \text{A}$ aufgenommen wurden. Ein Einfluss der Ringresonatoren auf die Spektren sind eindeutig erkennbar - allerdings entspricht die aus den Spektren ermittelte FSR nicht dem an Hand der effektiven Resonatorlänge berechneten, was auf die oben erwähnten unkontrollierbaren internen Reflexionen zurück zu führen ist. Das Bauteil mit der kürzeren effektiven Resonatorlänge zeigt allerdings systematisch mit $299\ \text{nm}$ die größere FSR dieser beiden CRRLs.



(a) Spektrum eines RWGs mit einem gekoppelten Stadionförmigen Ringresonator mit einer Kopplungslänge l_c von $36\ \text{nm}$. Die gemessene FSR beträgt $299\ \text{nm}$.



(b) Spektrum eines RWGs mit einem gekoppelten Stadionförmigen Ringresonator mit einer Kopplungslänge l_c von $49\ \text{nm}$. Die gemessene FSR beträgt $190\ \text{nm}$.

Dennoch erwies sich auch das Stadion-förmige Design aus den oben genannten Gründen für die Ringresonatoren als ungeeignet.

Quadratische Ringresonatoren

Angelehnt an das bei [Bac03] bereits verwendete Design der Ringresonatoren wurden schließlich quadratische Resonatoren mit 45° -Facetten verwirklicht (vgl. 7.5(c)). Dieses Design ermöglicht eine verlängerte Kopplungstrecke l_c . Die 45° -Facetten ergeben Totalreflexion an den Eckpunkten und verhindern somit eine Aufspaltung des Wellenpakets im Resonator, da kein Wegunterschied beim Durchlauf des Ringes für die einzelnen Wellenpakete entsteht. Die auch für dieses Design durchgeführten FDTD-Simulationen bestätigen dies (vgl. Abb. 7.10).

Allerdings zeigten die durchgeführten Simulationen auch, dass es unter Umständen an den Facetten in gewissem Maße sowohl zu unerwünschter Streuung als auch zu Rückreflexionen kommen kann, was

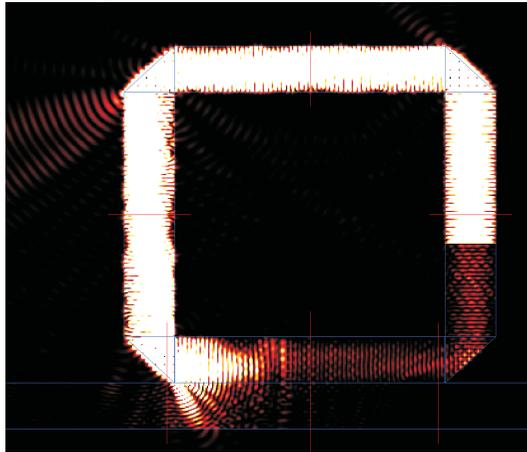


Abbildung 7.10: Verhalten einer ebenen Welle mit einer zentralen Wellenlänge von $9.1 \mu\text{m}$ in einem quadratischen Ringresonator mit 45° -Facetten und einem Durchmesser von $130 \mu\text{m}$.

in Abbildung 7.10 in der linken oberen Ecke des Resonators bzw. der rechten senkrechten Flanke zu erkennen ist und eine Abnahme der Intensität der Mode im Resonator zur Folge hat.

Um nun die Kopplungsstärke des quadratischen Ringresonators an den Stegwellenleiter abschätzen zu können, wurden weitere FDTD-Simulationen durchgeführt. Dabei wurde die Welle nicht wie in Abbildung 7.10 im Ring, sondern im Stegwellenleiter vor Beginn der Kopplungsstrecke angeregt (s. Abb. 7.11). Der Ringdurchmesser betrug auch hier wieder $130 \mu\text{m}$ bei einer Breite von $16 \mu\text{m}$, was einer Kopplungslänge l_c von $85 \mu\text{m}$ entspricht. Für diese Bauteilabmessungen beträgt der Modenabstand benachbarter Longitudinalmoden im Ringresonator nach Gleichung (7.1) und (7.15) 49 nm , der der Moden im 1 mm langen Stegwellenleiter 11 nm . Für diese Berechnung wurde von einer Emissionswellenlänge von $9.1 \mu\text{m}$ und einem Gruppenbrechungsindex n_g von 3.57 (s.o.) ausgegangen.

Das Ergebnis dieser zweiten Simulation ist in Abbildung 7.11 gezeigt. Wie daraus hervorgeht, beträgt der Anteil der Intensität der Mode, die vom Stegwellenleiter in den Ring koppelt, 5.35% . Im Vergleich dazu beträgt der in den Ring eingekoppelte Anteil der Mode für einen CRRL mit einem runden Ring mit gleicher effektiver Resonatorlänge nur 1.10% . Nach einem Umlauf im quadratischen Ring sind im Vergleich zu der ursprünglichen am im Bild linken Ende des Stegwellenleiters gemessenen Intensität noch 2.6% detektierbar. Um den oben erwähnten vermeintlichen Rückreflexionen an den Eckfacetten des Rings Rechnung zu tragen, wurde jeweils der Netto-Fluss durch die am Ring und RWG angebrachten Sensoren berechnet.

Das Bauteil mit den in der Simulation verwendeten Abmessungen wurde schließlich auch hergestellt und im Pulsbetrieb (s.o.) charakterisiert. Die P-I-Kennlinien des Bauteils in Abhängigkeit von der Temperatur bis 220 K sind in Abbildung 7.12 gezeigt, wobei die maximale Betriebstemperatur des Bauteils knapp über 240 K betrug. Der Schwellstrom steigt über den gesamten Temperaturbereich von 0.78 A bei 80 K auf 1.06 A bei 220 K an, was Schwellstromdichten von 3.32 kA/cm^2 bzw. 4.50 kA/cm^2 und damit einem T_0 von 462 K entspricht. Diese hohe charakteristische Temperatur ist vermutlich auf ei-

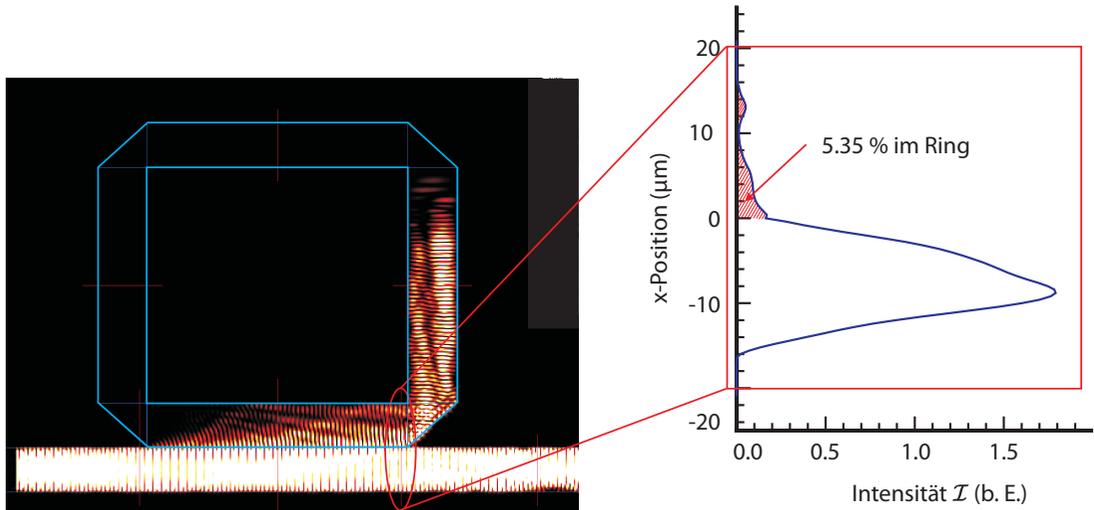


Abbildung 7.11: Verhalten einer ebenen Welle mit einer zentralen Wellenlänge von $9.1 \mu\text{m}$ in einem quadratischen Ringresonator mit 45° -Facetten und einem Durchmesser von $130 \mu\text{m}$. Der Graph rechts im Bild zeigt die Intensitätsverteilung der Mode zwischen Ringresonator und Stegwellenleiter am Ende der Kopplungsstrecke.

nen erhöhten Überlapp der Mode des Bauteils mit dem Gewinnspektrum der Laserstruktur bei größeren Temperaturen zurück zu führen, so dass die Erhöhung der Schwellstromdichte mit steigender Temperatur dadurch etwas kompensiert wird.

Die maximale Ausgangsleistung des Bauteils bei 80 K beträgt $\approx 80 \text{ mW}$, während ein als Referenz auf dem gleichen Probenstück prozessierter 1 mm langer Stegwellenleiter lediglich eine maximale Leistung von 20 mW erreichte. Um die feinen Ringstrukturen zu schützen wurde wie im vorangegangenen Unterkapitel bereits beschrieben der Herstellungsprozess leicht variiert und auf ein Einlegieren des substratseitigen n-Kontaktes verzichtet. Beim Einlegieren wird die Probe auf bis zu 420°C erwärmt, was ein Diffundieren der Goldatome in den Halbleiter ermöglicht und somit eine optimierte elektrische Kontaktierung der Probe gewährleistet. Der große Temperaturgradient von bis zu $420^\circ\text{C}/\text{min}$, führt allerdings zu einer starken thermischen Belastung der Probe und kann diese unter Umständen sogar zerstören. Aus diesem Grund wurden die CRRLs nicht einlegiert. Dies resultiert erfahrungsgemäß in bis zu um die Hälfte reduzierten Ausgangsleistungen und leicht erhöhten Schwellstromstärken.

Allerdings zeigte es über den gesamten Temperaturbereich monomodige Emission. Die erwartete Filterwirkung des Rings zeigt sich deutlich in den Spektren des Bauteils, die in Abbildung 7.13 gezeigt sind. Die Fabry-Perot-Moden des Stegwellenleiters mit einer theoretischen FSR von 11 nm werden durch den Ring vollständig unterdrückt. Die in Abbildung 7.13 gezeigten Emissionsspektren wurden mit Hilfe eines FTIR-Spektrometers mit einer Auflösung von 0.125 cm^{-1} aufgenommen und linear geplottet. Dabei wurde die Temperatur der Wärmesenke von 80 K auf 220 K in 20 K - Schritten erhöht.

Die Wellenlänge schiebt wie erwartet mit Erhöhung der Temperatur von $9.03 \mu\text{m}$ bei 80 K auf $9.10 \mu\text{m}$ bei 220 K, was auf die Temperaturabhängigkeit des effektiven Brechungsindex der Struktur zurück zu führen ist. Die Verschiebung der Wellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur sowie die jeweilige aus den hochaufgelösten Spektren ermittelte Seitenmodenunterdrückung ist nochmals graphisch

STEGWELLENLEITER MIT GEKOPPELTEN RINGRESONATOREN

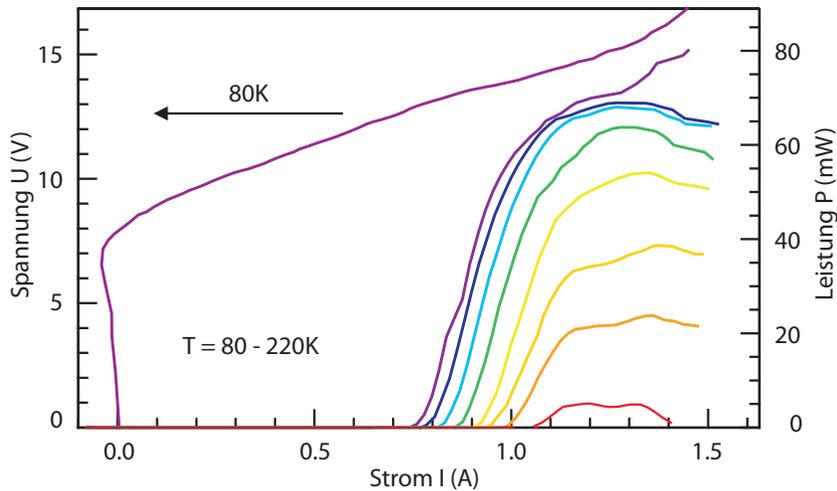


Abbildung 7.12: Kennlinien eines an einen 1 mm langen Stegwellenleiter gekoppelten quadratischen Ringresonators mit 130 μm Durchmesser. Die Temperatur der Wärmesenke wurde dabei von 80 bis 220 K in Schritten von jeweils 20 K variiert.

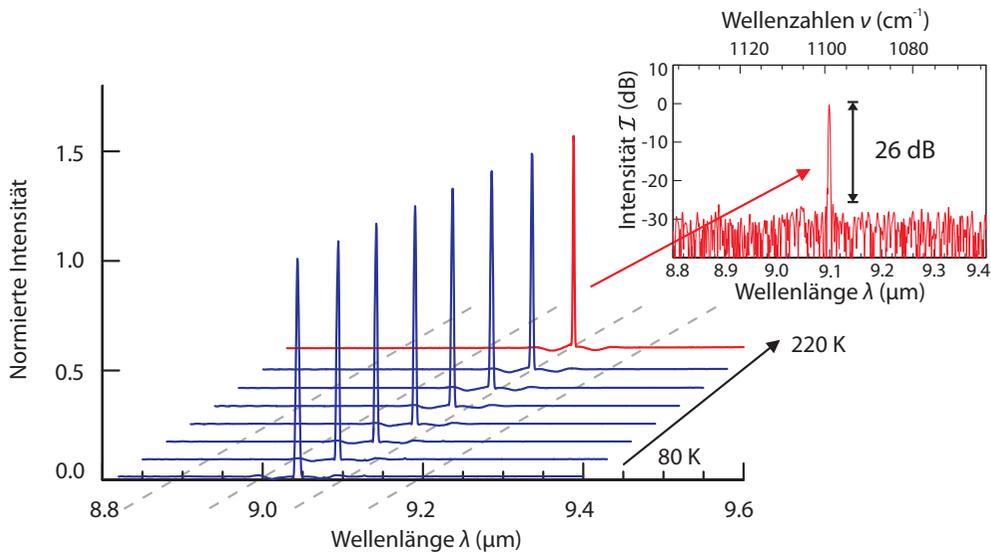


Abbildung 7.13: Normierte, lineare Emissionsspektren eines CRRLs in Abhängigkeit von der Temperatur. Das Inset zeigt das bei 220 K aufgenommene Spektrum nochmals hochaufgelöst mit logarithmischer Skala. Die grauen gestrichelten Linien dienen der Führung des Auges.

in Abbildung 7.14 dargestellt.

Mit einem Wert von $\Delta\lambda/\Delta T = 0.43 \text{ nm/K}$ entspricht die temperaturabhängige Wellenlängenverschiebung dieses Bauteils dem Wert, der auch für einen QCL mit DFB-Gitter zu erwarten ist. Im Gegen-

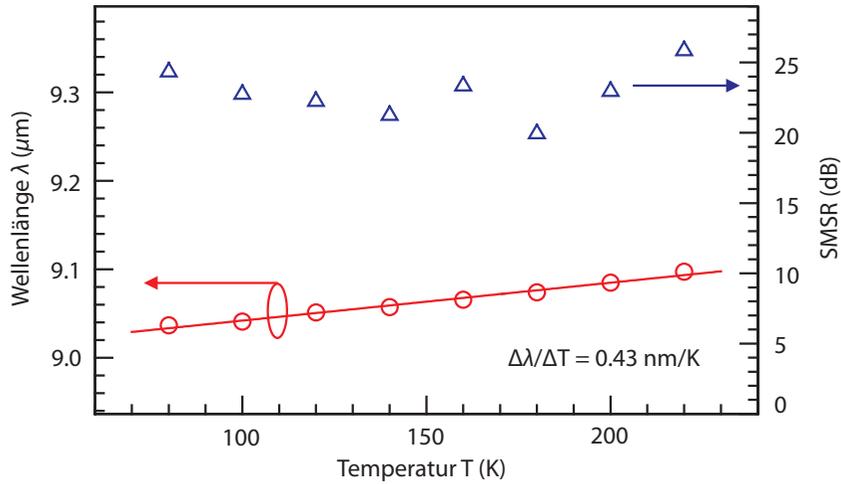


Abbildung 7.14: Temperaturabhängige Wellenlängenverschiebung sowie SMSRs in Abhängigkeit von der Temperatur eines CRRLs mit einem Ringdurchmesser von $130 \mu\text{m}$.

satz dazu wäre der Wert für die Wellenlängenverschiebung eines Bauteils ohne wellenlängenselektives Element ungefähr doppelt so groß (vgl. [Gma97]).

Die Seitenmodenunterdrückung in Abhängigkeit von der Temperatur beträgt durchweg mehr als 20 dB, wobei zu erwähnen ist, dass die gemessenen Werte für die SMSRs durch den dynamischen Bereich des verwendeten Spektrometers auflösungsbegrenzt sind.

Aus dem bei 140 K aufgenommenen hochaufgelösten Spektrum des Bauteils lässt sich zusätzlich zum Signal-Rausch-Verhältnis (*engl.: signal to noise ratio - SNR*) der Abstand der benachbarten longitudinalmoden des Rings ermitteln. Dieses Spektrum ist in Abbildung 7.15 zu sehen. Im Abstand von 49 nm zur Hauptmode bei $9.06 \mu\text{m}$ sind Seitenmoden erkennbar. Dieser experimentell ermittelte Modenabstand ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem theoretisch nach Gleichung (7.1) erwarteten Wert für die FSR dieses Bauteils. Mit den bereits am Anfang des Kapitels verwendeten Werten für α , γ und κ konnte für diesen Ringresonator nach Gleichung (7.12) eine Finesse von 5.8 abgeschätzt werden.

Das in diesem Kapitel vorgestellte Konzept zur Realisierung von monomodig emittierenden QCLs zeigt demnach sowohl höhere Ausgangsleistungen von bis zu 80 mW bei 80 K als auch mit knapp 240 K höhere Werte für die maximale Betriebstemperatur bei einem gleichzeitig vereinfachten Herstellungsprozess im Vergleich zu den im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Mikrolasern. Die Filterwirkung des aktiven gekoppelten Ringresonators konnte an Hand eines hochaufgelösten Emissionsspektrums bestätigt werden.

STEGWELLENLEITER MIT GEKOPPELTEN RINGRESONATOREN

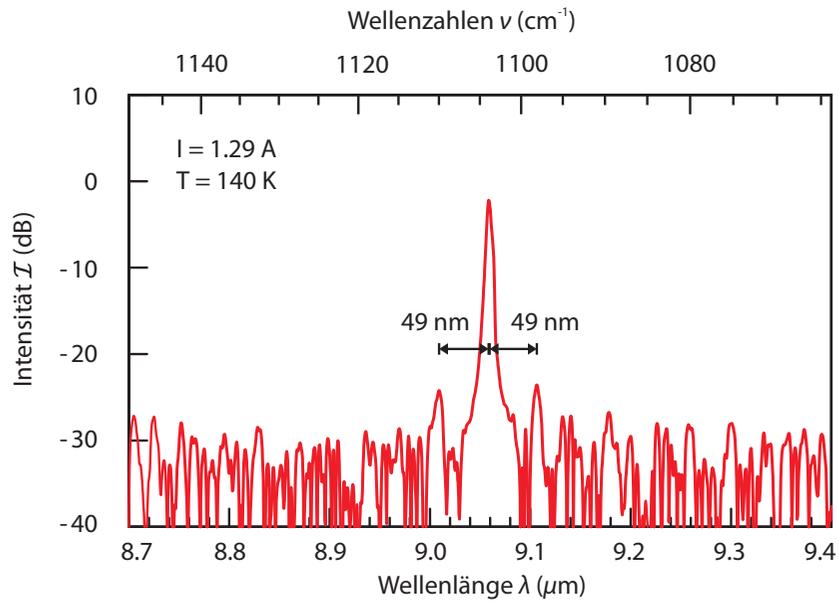


Abbildung 7.15: Hochaufgelöstes Emissionsspektrum eines CRRLs mit einem quadratischen Ring mit $130 \mu\text{m}$ Durchmesser gekoppelt an einen 1 mm langen RWG. Im Abstand von 49 nm zur Hauptmode sind deutlich Seitenmoden erkennbar.

NEBEN der in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten angestrebten Monomodigkeit der QCLs, spielt zudem für viele Anwendungen auch die Kopplungseffizienz, beispielsweise in Hohlfasern oder Optiken, sowie die Strahlqualität eine große Rolle. Das Verhalten eines idealen Laserstrahls wird durch einen Gaußstrahl beschrieben. Sowohl das Phasen- als auch das laterale Strahlprofil eines realen Laserstrahls weichen jedoch meist von diesem idealen gaußförmigen Strahl ab. Ein Ansatz, bei dem diese Abweichung minimiert und dabei zudem die Ausgangsleistung der Bauteile steigert, soll nun in diesem Kapitel vorgestellt werden. Des Weiteren wird gezeigt wie mit Hilfe eines Oberflächengitters auf der Stegwellenleitersektion der Trapezlaser auch mit diesen Bauteilen monomodiger Betrieb erreicht werden kann.

8.1 Konzept und prinzipielle Funktionsweise eines trapezförmigen Verstärkungsbereichs

Eine bloße Erhöhung der ausgekoppelten Laserleistung kann unter Umständen durch Vergrößerung des Volumens des aktiven Materials des Bauteils erreicht werden, wie im vorangegangenen Kapitel bereits demonstriert wurde. Dabei sind allerdings auch Faktoren wie interne und Spiegelverluste α_i bzw. α_M , die die Effizienz der Bauteile beeinträchtigen zu beachten (vgl. Abschnitt 6.1).

Verlängert man das Bauteil auf eine Resonatorlänge L , die größer als die optimale Resonatorlänge L_{optimal} ist, steigen gleichzeitig die Absorptionsverluste im Resonator, die sich über die gesamte Bauteillänge aufsummieren, was zu einer Verringerung des elektro-optischen Wirkungsgrades führt, da dieser nach Gleichung (3.11) proportional zu $\frac{\alpha_M}{\alpha_M + \alpha_i}$ ist.

Verbreitert man jedoch alternativ das Bauteil beliebig um das Volumen zu erhöhen, bilden sich mit zunehmender Resonatorbreite Lateralmoden höherer Ordnung im Resonator aus, was sich auf das horizontale Nah- und somit auch Fernfeldprofil des Bauteils auswirkt. Zwar resultiert eine breite Ausgangsfacette in einem breiten horizontalen Nahfeld und schließlich einem schmalen Fernfeld, allerdings bewirken Lateralmoden höherer Ordnung als der Grundmode auch eine Abweichung vom für die Kopplungseffizienz wichtigen gaußförmigen Strahlprofil.

Ein schmaler Resonator mit einer Breite in der Größenordnung der Wellenlänge bewirkt, dass sich nur die laterale Grundmode ausbilden kann, während eine breite Ausgangsfacette in einem möglichst schmalen horizontalen Fernfeld in Kombination mit gesteigerten Ausgangsleistungen resultiert. Um nun diese Vorteile, die die jeweiligen Resonatorgeometrien mit sich bringen, in einem Bauteil zu kombinieren, führt man das Konzept des Trapezlasers ein [Wal96]. Die Namensgebung ist in der lateralen Geometrie des Verstärkungsbereichs dieser Bauteile begründet. Die schematische Darstellung eines Trapezlasers ist in Abbildung 8.1 zu sehen. Mit „fast axis“ wird die Achse parallel zur Wachstumsrichtung - also senkrecht zu den Schichten - beschrieben, während die „slow axis“ parallel zu den gewachsenen Schichten verläuft (vgl. Abb. 8.1). Diese trapezförmige Resonatorgeometrie resultiert in einem instabilen Resonator, der zwar eine verbesserte räumliche Strahlcharakteristik aufweist, aber auch die elektro-optischen Eigenschaften der Bauteile beeinflusst. Welche Konsequenzen sich hinsichtlich

TRAPEZLASER

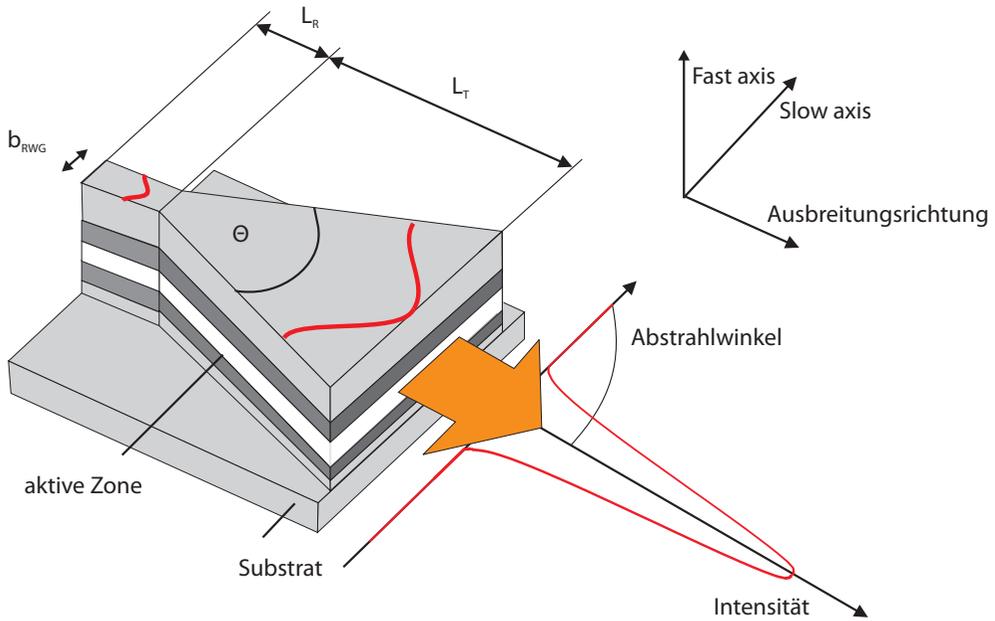


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung eines Trapezlasers.

der Bauteilkenndaten ergeben, wird im Folgenden noch detaillierter erläutert werden.

Die sich in dem Stegwellenleiter ausbreitende optische Mode, die als ebene Welle angenommen werden kann, wird am Übergang zum Trapezbereich gebeugt und schließlich im Trapezbereich verstärkt [Ebe89]. Die Beugung am Übergang vom Stegwellenleiter zum Trapezbereich des Bauteils, kann als Beugung einer ebenen Welle an einem Spalt der Breite b_{RWG} beschrieben werden. Die Intensitätsverteilung \mathcal{I} im Beugungsmuster ergibt sich entsprechend zu [Tip00]

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 \frac{\sin(\frac{1}{2}\Phi)}{\frac{1}{2}\Phi} \quad (8.1)$$

wobei Φ die mit dem Gangunterschied multiplizierte Phasendifferenz zwischen der oberen und unteren Welle beschreibt [Tip00]

$$\Phi = \frac{2\pi b_{RWG}}{\frac{\lambda_0}{n_{eff}}} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \quad (8.2)$$

\mathcal{I}_0 gibt das Maximum der Intensitätsverteilung an, ϑ den Divergenzwinkel der Mode und λ_0 die Emissionswellenlänge der Laserstruktur im Vakuum. Dieser Sachverhalt gilt allerdings nur für Trapezlaser mit gewinngeführter Trapezsektion, nicht aber für solche mit indexgeführter. Auf den Unterschied zwischen diesen beiden Ansätzen zur Umsetzung trapezförmiger Verstärkungsbereiche wird in Abschnitt 8.4 noch detaillierter eingegangen.

Um zu gewährleisten, dass ein Großteil der optischen Mode an der breiten Ausgangsfacette ausgekoppelt wird, wird die vordere Facette mit einer Antirefektionsschicht (AR) versehen (s. dazu auch Abschnitt 8.4). Der reflektierte Teil der Mode propagiert wieder in Richtung des Stegwellenleiters und weitet sich dabei weiter auf. Nur ein sehr geringer Teil davon wird wiederum wieder in den RWG eingekoppelt und trägt somit zur Aufrechterhaltung Lasertätigkeit bei. Ein Großteil der zurück laufenden Mode geht verloren. Aus diesem Grund weisen Trapezlaser im Vergleich zu herkömmlichen Stegwellenleitern zusätzliche geometrische Verluste α_{geo} auf:

$$\alpha_{\text{ges}} = \alpha_i + \alpha_M + \alpha_{\text{geo}}. \quad (8.3)$$

Geht man nun vereinfachend davon aus, dass das Strahlprofil der Mode beim gesamten Durchgang durch den Trapezlaser gaußförmig bleibt und die Trapezlänge L_T wesentlich größer als die Rayleighlänge des Laserstrahls ist, ergeben sich die geometrischen Verluste eines Trapezlasers nach [Del01] zu

$$\alpha_{\text{geo}} = \frac{1}{2(L_R + L_T)} \ln \left(\frac{4L_T \tan\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}{b_{\text{RWG}}} \right). \quad (8.4)$$

Hier ist ϑ der Divergenzwinkel der optischen Mode. Dieser in Gleichung (8.4) gezeigte Zusammenhang ergibt sich aus der Abschwächung der ursprünglichen Mode pro Resonatorumlauf, also dem Quotienten aus transmittierter und eingestrahler Intensität \mathcal{I}_t und \mathcal{I}_i um den Faktor

$$\frac{\mathcal{I}_t}{\mathcal{I}_i} = e^{-2(L_R + L_T)\alpha_{\text{geo}}}, \quad (8.5)$$

wobei der Divergenzwinkel ϑ des Laserstrahls im Trapezbereich sowie die Länge der Trapezsektion L_T über geometrische Beziehungen mit einfließen (vgl. Abb. 8.1). Der Divergenzwinkel des Strahls im Bauteil kann vom eigentlichen Trapezwinkel Θ abweichen. Da diese Näherung von einem frei propagierenden gaußförmigen Feld ausgeht, was lediglich in einem gewinngeführten Trapezbereich, nicht aber in einem Bauteil mit einem indexgeführten Verstärkungsbereich der Fall ist, kann sie quantitativ nur für Trapezlaser mit einer gewinngeführten Trapezsektion angewendet werden. Da in dieser Näherung des Weiteren die Rückreflexion der optischen Mode am Übergang von der Trapezsektion in den schmalen Stegwellenleiter zurück in den gewinngeführten Bereich nicht berücksichtigt wird, werden die geometrischen Verluste leicht überschätzt [Odr05].

Nichtsdestotrotz werden durch die geometrischen Verluste auch in einem indexgeführten Trapezlaser die Gesamtverluste zusätzlich erhöht, was in einer zu erwartenden höheren Schwellstromdichte der Bauteile resultiert. Um diese Verluste zu minimieren und somit den Anteil der transmittierten Intensität im Bauteil zu erhöhen wird die bereits erwähnte Antireflectionsbeschichtung auf der Ausgangsfacette notwendig.

8.2 Strahleigenschaften

8.2.1 Brillanz

Eine weitere Besonderheit von Bauteilen mit trapezförmigem Verstärkungsbereich besteht darin, dass sie im Vergleich zu herkömmlichen Stegwellenleitern eine um eine Größenordnung höhere Strahlbrillanz

\mathcal{B} aufweisen. Diese ist ein Maß für die optisch abgestrahlte Leistung P pro Fläche A und Raumwinkel Ω , wobei es gilt die Strahldivergenz - also die Abweichung des tatsächlichen Laserstrahls vom perfekten Gaußstrahl - zu minimieren und gleichzeitig große Werte für die Ausgangsleistung der Bauteile zu erzielen. Die Brillanz wird nach [Wal96] durch die Gleichung:

$$\mathcal{B} = \frac{P}{\Omega A} \quad (8.6)$$

quantitativ beschrieben. Der Raumwinkel Ω ergibt sich dabei zu

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \vartheta_{\text{vertikal}} \vartheta_{\text{horizontal}} \quad (8.7)$$

mit dem vertikalen und horizontalen Beugungswinkel des Bauteils $\vartheta_{\text{vertikal}}$ und $\vartheta_{\text{horizontal}}$.

Schwingt in dem Bauteil nur die laterale und transversale Grundmode an, sind Ω und A durch eine Fouriertransformation miteinander verknüpft. Zeigt auch das Fernfeld, das sich aus der Fouriertransformation des Nahfeldes auf der Ausgangsfläche des Bauteils errechnet, keine unerwünschten Seitenmoden, nähert sich das Produkt $A\Omega$ dem Wert λ^2 , wobei λ die Emissionswellenlänge der Laserstruktur ist. Einen solchen Laser nennt man beugungsbegrenzt. Um im Vergleich dazu in einem konventionellen Stegwellenleiter laterale und transversale Monomodigkeit zu erzeugen, muss die Breite des Bauteils auf die Größenordnung der Emissionswellenlänge verkleinert werden, was gleichzeitig wiederum eine Begrenzung der Leistung zur Folge hat.

Die Brillanz \mathcal{B} gibt also einen Wert für die emittierte Leistung pro Fläche und dient demnach als Maß für die fokussierbare Leistungsdichte eines Halbleiterlasers.

8.2.2 Beugungsmaßzahl

Da die Eigenschaften eines realen Laserstrahls und dessen Ausbreitung im Medium von denen eines idealen Laserstrahls abweichen, muss eine Größe definiert werden, die diese Abweichung beschreibt. Um die Strahlqualität eines Halbleiterlasers quantitativ zu beschreiben, wird die Beugungsmaßzahl M^2 eingeführt. Diese verknüpft den Strahldurchmesser des Bauteils im Nahfeld mit seinem Divergenzwinkel im Fernfeld.

In Abbildung 8.2 ist das Verhalten eines idealen Strahls (rot) im Vergleich zu dem eines realen Strahls (blau) gezeigt. Der reale Strahl weist neben einem größeren Divergenzwinkel ϑ auch eine kürzere Rayleighlänge z_R auf.

Um diese Unterschiede noch weiter zu verdeutlichen soll jedoch zunächst das Verhalten eines idealen Laserstrahls beschrieben werden.

Ausbreitung eines idealen Laserstrahls im Medium

Die freie Ausbreitung sowie die Eigenschaften eines idealen Laserstrahls im Medium können in guter Näherung durch die normierte Gaußsche Grundmode beschrieben werden:

$$u(x,y,z) = \left(\frac{2}{\pi}\right) \frac{\exp(i\Psi(z))}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - ik\frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right] \quad (8.8)$$

TRAPEZLASER

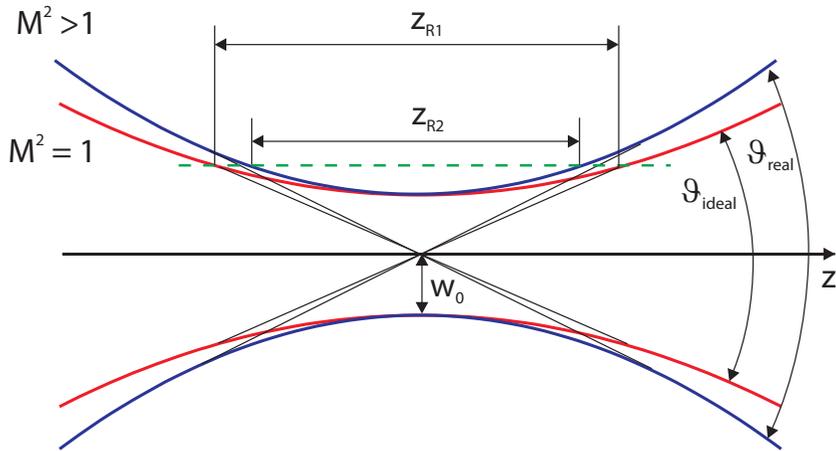


Abbildung 8.2: Vergleich eines perfekt gaußförmigen Strahls ($M^2=1$, rote Linie) mit einem realen Strahl mit $M^2 > 1$ (blaue Linie) mit gleichem Strahlradius w_0 .

wobei $\Psi(z)$ den Phasenwinkel des Strahls bezeichnet. Die Amplitude fällt rasch ab, wobei sie die Form einer Gaußschen Glockenkurve beibehält. In z -Richtung ändert sich außerdem der Strahlradius $w(z)$ sowie die Phasenfrontkrümmung $R(z)$. Der minimale Strahlradius $w(z) = w(z=0) = w(0)$ wird an der Strahltaile erreicht. Für einen perfekten Gaußstrahl gilt, dass die Phasenfront am Ort der Strahltaile als eben angenommen werden kann. Ihren minimalen Krümmungsradius erreicht sie bei der Rayleighlänge, im Unendlichen ist ihr Krümmungsradius unendlich. Der Krümmungsradius in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung ist graphisch in Abbildung 8.3 gezeigt.

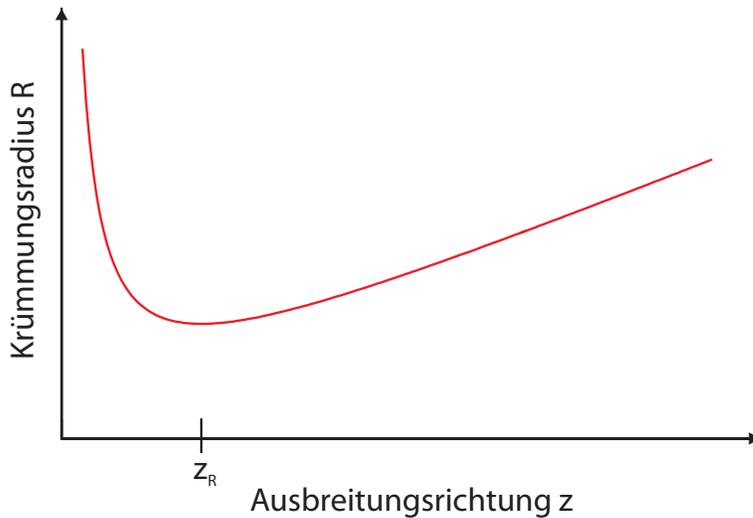


Abbildung 8.3: Krümmungsradius in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung eines idealen Gaußstrahls.

Die Ausbreitung eines idealen Gaußstrahl ist in Abbildung 8.4 zu sehen.

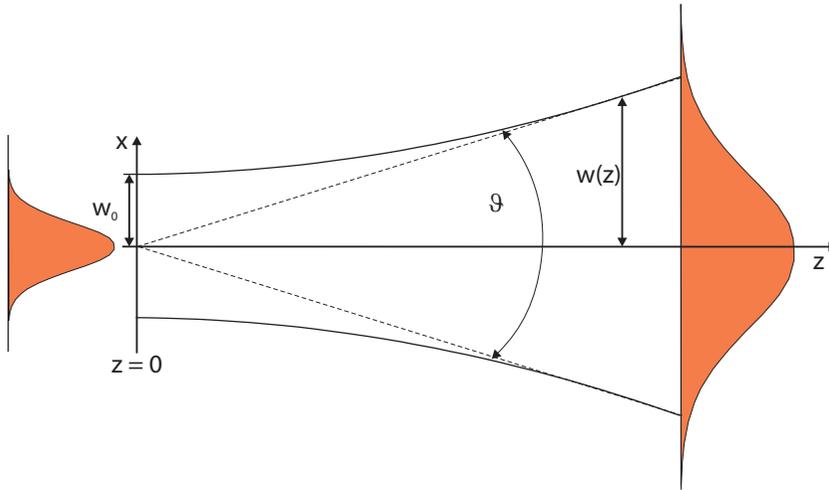


Abbildung 8.4: Ausbreitung eines idealen Gaußstrahls.

Mit der Formel für die Rayleighlänge z_R

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (8.9)$$

lassen sich alle wichtigen Größen des Gaußschen Strahls entlang der Propagation, wie der Strahlradius $w(z)$ und die Phasenfrontkrümmung $R(z)$ mittels der Wellenlänge λ und des minimalen Strahlradius w_0 beschreiben.

Für den Strahlradius gilt:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (8.10)$$

Die Phasenfrontkrümmung wie sie graphisch auch in Abbildung 8.3 dargestellt ist, ist durch die Beziehung

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right). \quad (8.11)$$

gegeben und für $z \gg z_R$ gilt weiterhin

$$w(z) \approx \frac{\lambda z}{w_0 \pi}. \quad (8.12)$$

Der Divergenzwinkel ϑ_{ideal} eines idealen Strahls im Fernfeld ist also konstant:

$$\vartheta_{\text{ideal}} = \frac{2w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (8.13)$$

Der reale Laserstrahl

Während die Ausbreitung eines idealen Laserstrahls mit Hilfe des Verhaltens eines Gaußstrahls näherungsweise beschrieben werden kann, weicht das Verhalten eines realen Laserstrahls davon ab. Zur quantitativen Beschreibung dieser Abweichung wird die Beugungsmaßzahl M^2 eingeführt.

Die Beugungsmaßzahl wird durch die Gleichung

$$M^2 = \frac{\pi}{2\lambda} w_0 \vartheta_{\text{ideal/real}} \quad (8.14)$$

definiert, wobei λ die Emissionswellenlänge des Lasers, w_0 der Strahlradius an der Strahltaile und ϑ der Divergenzwinkel des Laserstrahls ist (vgl. Abschnitt 8.2.2). M^2 beschreibt dabei die Abweichung des realen Laserstrahls vom perfekten gaußförmigen Strahl (vgl. Abb. 8.2). Folglich ist der Wert für $M^2 \geq 1$, wobei ein $M^2=1$ nur von einem perfekt gaußförmigen, also beugungsbegrenzten (s.o.) Strahl erreicht werden kann.

Wie in Abbildung 8.2 zu sehen ist, wird der Divergenzwinkel ϑ_{real} eines realen Strahls im Vergleich zu dem eines idealen Strahls ϑ_{ideal} um den Faktor M^2 aufgeweitet.

$$\vartheta_{\text{ideal}} = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad \text{bzw.} \quad \vartheta_{\text{real}} = M^2 \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (8.15)$$

Auch die Rayleighlänge z_R wird für einen realen Strahl um den Faktor M^2 verkürzt:

$$z_{R,\text{real}} = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \frac{1}{M^2} \quad (8.16)$$

Passt man nun $w(z)$ entlang der Propagationsrichtung des Strahls an, so lässt sich M^2 experimentell ermitteln. Hierbei ist von Bedeutung, dass die Beugungsmaßzahl bei Propagation durch eine ideale Optik gegenüber optischer Transformation invariant ist [Sas91]. Entsprechend reduziert sich auch die Brillanz eines realen Laserstrahls um den Faktor M^2 . Diese ergibt sich unter Anwendung von Gleichung (8.6) und (8.14) im Vergleich zu einem idealen Strahl nun zu

$$B = \frac{1}{M^2} \frac{P}{\lambda^2}. \quad (8.17)$$

Bei der Ermittlung von M^2 spielt demnach die Definition und Bestimmung des Strahlradius des realen Laserstrahls eine zentrale Rolle. Eine auf alle Strahlprofile anwendbare und somit gut praktisch einsetzbare Definition basiert auf den sogenannten Momenten des Strahlintensitätsprofils $\mathcal{I}(x,y)$. Das erste Moment gibt dabei die Lage des Strahlschwerpunktes an, während das zweite zentrierte Moment die Varianz beschreibt. Diese ist gegeben durch [Sie97]

$$\sigma_x^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 \mathcal{I}(x,y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{I}(x,y) dx dy} \quad (8.18)$$

Während der Strahl propagiert, wandert der Strahlschwerpunkt x_0 in einer geraden Linie, die in der hier gewählten Geometrie parallel zur z -Achse verläuft. Die Wurzel der Varianz $\sqrt{\sigma_x^2}$ wird als Standardabweichung bezeichnet. Für ein gaußförmiges Strahlprofil mit der Intensitätsverteilung $\mathcal{I}(x) =$

$\exp(-2x^2/w_x^2) \equiv \exp(-2x^2/2\sigma_x^2)$ entspricht der Strahldurchmesser genau zweimal der Standardabweichung:

$$w_x \equiv 2\sigma_x \quad (8.19)$$

Diese Definition des Strahlradius kann für jeden beliebigen realen, auch potenziell nicht gaußförmigen Strahl übernommen werden. Bei den vorangegangenen Annahmen und Definitionen wurde lediglich die Ausdehnung des Strahls in x-Richtung berücksichtigt. Die gleichen Annahmen gelten analog natürlich auch für die Ausdehnung des Strahls in y-Richtung. Für einen rotationssymmetrischen Strahl gilt ferner $w_x = w_y = w_0$. Betrachtet man die TEM₀₀-Mode, ergibt die Berechnung des Strahldurchmessers, also des doppelten Strahlradius, nach Gleichung (8.19) genau die Strahlbreite, bei der die Intensität auf $1/e^2 = 13.5\%$ des ursprünglichen Wertes abgefallen ist.

Zur experimentellen Bestimmung der Beugungsmaßzahl eines Halbleiterlasers dient folgender Messaufbau (s. Abb. 8.5):

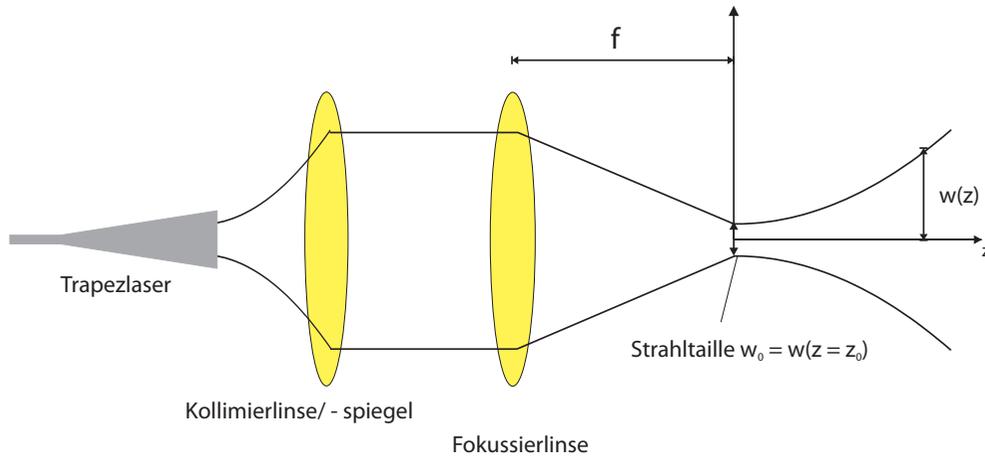


Abbildung 8.5: Messprinzip zur experimentellen Bestimmung von M^2 .

Der Laserstrahl wird mittels einer Linse oder eines Parabolspiegels kollimiert und dann mit Hilfe einer zweiten Linse fokussiert. Die Strahlweite w_0 des Laserstrahls befindet sich nun im Abstand der Brennweite f hinter der Fokussierlinse. Nun misst man den Strahlradius $w(z)$ in Abhängigkeit von der axialen Position z des Detektors. Diese Werte für den Strahlradius $w(z)$ ergeben die Strahlkaustik des Lasers und lassen sich nun mit der Gleichung für das Ausbreitungsgesetz anpassen

$$w^2(z) = w_0^2 + M^4 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^2} (z - z_0)^2. \quad (8.20)$$

Aus dieser Anpassung ergeben sich die experimentellen Werte für M^2 . Abbildung 8.6 zeigt exemplarisch die Strahlkaustik eines Trapezbauteils. Der hier gezeigte Wert von M^2 ist mit 6.33 sehr hoch. Eine Diskussion dieser Ergebnisse findet sich im Detail in Abschnitt 8.6.

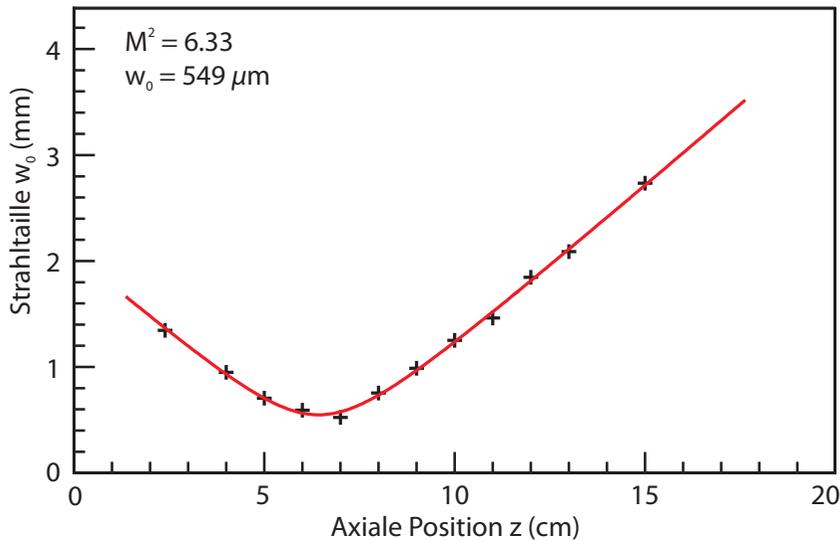


Abbildung 8.6: Nach dem in Abbildung 8.5 gezeigten Messprinzip gemessene laterale Strahlkaustik eines Trapezlasers. Die rote Linie zeigt die Anpassung der Messwerte (Kreuze) nach Gleichung (8.20).

8.3 Dimensionierung der Trapezlaser

Um eine gute Strahlqualität des Trapezlasers zu gewährleisten, ist laterale Monomodigkeit im RWG-Bereich des Bauteils unverzichtbar. Die Anzahl der Lateralmoden, die im Stegwellenleiter geführt werden, ist prinzipiell sowohl von der Breite des Stegs als auch der Ätztiefe abhängig. Da aber im Falle von QCLs die Ätztiefe keine maßgebliche Variable ist, sondern immer bis auf das Substrat geätzt wird, kann die erstrebte laterale Einmodigkeit nur über die Stegwellenleiterbreite eingestellt werden. Auf die Ätztiefe als Parameter für laterale Monomodigkeit wird demnach im Folgenden nicht näher eingegangen werden.

Gleichung (8.21) führt die normierte Stegbreite b_{RWG} ein [Bot99]:

$$b_{\text{RWG}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} d_{\text{WL}} \sqrt{n_{\text{W}}^2 - n_{\text{Substrat}}^2} \quad (8.21)$$

Diese hängt von der Emissionswellenlänge der Laserstruktur im Vakuum λ_0 , der Gesamtdicke des Wellenleiters d_{WL} und den Brechungsindizes n_{WL} , n_{Substrat} der Laserstruktur bzw. des Substrates ab. Der Verlauf des Brechungsindex der gewachsenen QCL-Struktur sowie die Lage der TM-polarisierten Mode im Wellenleiter ist in Abbildung 8.7 gezeigt. Wie aus dieser Abbildung hervor geht, wurde die Wellenleiterdicke d_{WL} so abgeschätzt, dass die Intensität der optische Mode innerhalb dieser Dicke auf Null abfällt.

Unter Verwendung der Parameter der QCL-Struktur, auf der die hier vorgestellten Trapezlaser prozessiert wurden, erhält man nach Gleichung (8.21) eine maximale Stegwellenleiterbreite b_{RWG} von $9 \mu\text{m}$. Für n_{WL} wurde dabei unter Berücksichtigung der jeweiligen Dotierkonzentration mit Hilfe des Drude-Modells ein Wert von 3.4 und für n_{Substrat} 3.07 in den Schichten berechnet. Als Wellenleiterdicke d_{WL} wurden mit den in Abbildung 8.7 gezeigten Simulationsergebnissen und

TRAPEZLASER

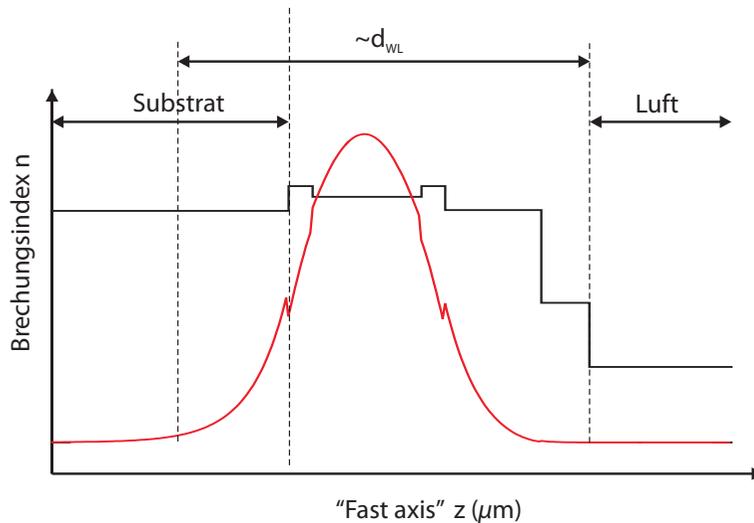


Abbildung 8.7: Verlauf des Brechungsindex einer QCL-Struktur und Lage der TM-polarisierten Mode 0. Ordnung.

an Hand der Tatsache, dass das Substrat den unteren Wellenleiter bildet ein Wert von $8.3 \mu\text{m}$ abgeschätzt.

Diese Berechnungen basieren allerdings auf theoretischen Überlegungen zu QF-Diodenlasern. Da bei der Prozessierung von Diodenlasern aber lediglich die obere Wellenleiterschicht abgeätzt und nicht wie bei QCLs durch die gesamte aktive Zone hindurch geätzt wird, ist ein großer Teil der optischen Mode im Substrat lokalisiert. Zudem ist die optische Mode in Diodenlasern meist TE- und nicht wie in QCL-Bauteilen TM-polarisiert.

Basierend auf der *full-vector discretization*-Methode von Fallahkhaier et al. [Fal08] wurde deshalb nochmals die Lage der optischen TM-polarisierten Mode nullter und erster Ordnung im Stegwellenleiter von QCL-Bauteilen für verschiedene Stegwellenleiterbreiten simuliert. Als Ätztiefe wurde entsprechend der oben abgeschätzten Wellenleiterdicke d_{WL} ein Wert von $8.3 \mu\text{m}$ angenommen. Abbildung 8.8 zeigt das Ergebnis für die TM-polarisierte Mode 0. Ordnung in einem Stegwellenleiter der oben berechneten Breite $b_{RWG} = 9.0 \mu\text{m}$.

Hier zeigt sich, dass auch für tief geätzte QCL-Stegwellenleiter ein großer Teil der optischen Mode in das Substrat überlappt.

Ein weiteres Ergebnis dieser durchgeführten Simulationen war, dass bis zu einer Stegwellenleiterbreite von $9 \mu\text{m}$ sich nur die Lateralmode 0. Ordnung in dem Steg ausbildet. Für alle größeren Breiten wird auch die Lateralmode erster Ordnung in dem Bauteil geführt. Dieses Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit den oben durchgeführten Berechnungen nach [Bot99].

Weitere Variablen bei der Dimensionierung der Trapezlaser stellen die Resonatorlänge sowie der Öffnungswinkel des Trapezbereiches dar. Wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, existiert für Halbleiterlaser eine optimale Resonatorlänge L_{optimal} von einigen wenigen Millimetern, die nach Möglichkeit nicht überschritten werden sollte.

Bei der Wahl des Trapezwinkels scheint auf den ersten Blick auch ein möglichst großer Öffnungs-

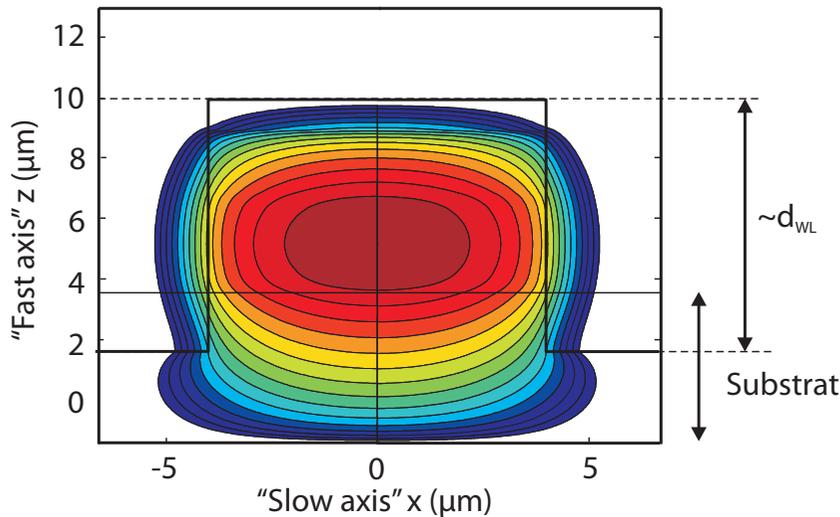


Abbildung 8.8: Lage der TM-polarisierten Mode 0. Ordnung im tiefgeätzten Stegwellenleiter.

winkel erstrebenswert, da dieser ein entsprechend großes Verstärkungsvolumen mit sich bringen würde. Bei einem gewinngeführten Trapezbereich ist allerdings die maximale Größe des Trapezwinkels auf 6° limitiert, da ungefähr ab dieser Winkelgröße die Phasenvariation nach dem Snellius'schen Gesetz nicht mehr quadratisch erfolgt und Terme höhere Ordnung Interferenzeffekte im Bauteil verursachen können [Ger95][Wal96].

Für indexgeführte Trapezsektionen ist der maximale Öffnungswinkel des Trapezbereiches für den gute Ergebnisse erzielt werden können durch die mit dem Winkel zunehmenden geometrischen Verluste limitiert. Bei sehr kleinen Trapezwinkeln von $< 1^\circ$ sind diese Verluste noch vernachlässigbar klein, steigen dann aber linear mit dem Trapezwinkel und der Größe der Ausgangsfacette an [Odr05]. Ähnlich wie bei der Wahl der Resonatorlänge gilt es also auch hier einen geeigneten Kompromiss zu finden, um eine möglichst große Bauteilfläche bei gleichzeitig möglichst geringen geometrischen Verlusten zu erzielen.

Bei gewinngeführten Bauteilen wird demnach der Trapezwinkel meist zu 6° gewählt, bei indexgeführten Trapezlasern zwischen 1 bis 3° [Odr05].

8.4 Praktische Umsetzung trapezförmiger Verstärkungsbereiche

Für die praktische Umsetzung solcher Trapezlaser gibt es zwei mögliche Ansätze. Zum einen die Verwirklichung eines gewinngeführten Trapezbereiches, bei dem der p-Kontakt in Trapezform auf die Probenoberfläche aufgedampft wird, und zum anderen der indexgeführte Ansatz. Bei letzterem wird die trapezförmige Bauteilstruktur in die Oberfläche der Probe geätzt, was einen starken Indexkontrast an den Halbleiter-/Luft Grenzflächen mit sich bringt und somit eine besonders effektive Modenführung im Laser zur Folge hat. Bei beiden Ansätzen wird der vorangehende Stegwellenleiterabschnitt durch Ätzen lateral definiert.

Der aktive Bereich von QCLs besteht aus einigen hunderten nur wenige Nanometer dicken Schichten, was in einer anisotropen elektrischen Leitfähigkeit resultiert (vgl. Abschnitt 5.1). Dabei

erfolgt die Stromleitung bevorzugt in lateraler Richtung, also entlang der „slow axis“ [Bec01]. Um einer Stromaufweitung im Laserbetrieb entgegen zu wirken, wird es deshalb notwendig bei der Herstellung der Bauteile durch die komplette aktive Zone hindurch zu ätzen. Aus diesem Grund ist die Verwirklichung eines gewinngeführten Trapezbereiches auf QCL-Strukturen nicht praktikabel.

Die Trapezlaser wurden wie die Mikrolaser auf einer 2-LO-Phononresonanz Laserstruktur realisiert. Zur Herstellung der Bauteile wurden auf ein 10×11 mm großes Probenstück einige Mikrometer optisch empfindlicher Lack aufgeschleudert und die Trapezstrukturen unter Verwendung einer Schattenmaske mittels optischer Lithographie in den Lack transferiert. Nach der Entwicklung wurde schließlich eine Ätzmaske bestehend aus Nickel auf die Probenoberfläche aufgedampft und ein Abhebeschritt durchgeführt. Anschließend wurden die Bauteilstrukturen mittels ICP unter Verwendung der gleichen Ätzparameter wie in 6.2.1 beschrieben auf der Probenoberfläche definiert. Die minimal notwendige Ätztiefe betrug auch hier entsprechend $\approx 7 \mu\text{m}$. Sie konnte allerdings um fast $5 \mu\text{m}$ übertroffen werden, so dass die Strukturen letztendlich Ätztiefen von knapp $12 \mu\text{m}$ aufwiesen. Abbildung 8.9 zeigt Rasterelektronenmikroskopaufnahmen des Probenstücks nach diesem Prozessschritt in verschiedenen Vergrößerungen.

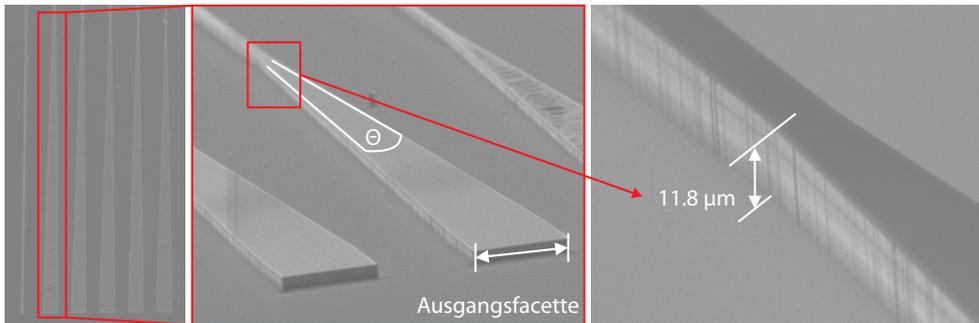


Abbildung 8.9: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen des Probenstücks nach dem Ätzen in verschiedenen Vergrößerungsstufen. Links: Ausschnitt eines Laserbarrens mit fünf Trapezlasern und einem Referenzstegwellenleiter, Mitte: Trapezsektion und Ausgangsfacette, Rechts: Ätzflanke am Übergang von Stegwellenleiter zu Trapezbereich.

Die so zwischen den einzelnen Bauteilen entstandenen Gräben wurden mit BCB aufgefüllt und die Probe so planarisiert. Das Probenstück wurde auf ca. $150 \mu\text{m}$ abgedünnt. Abschließend wurde ein p-Kontakt bestehend aus Chrom, Platin und Gold auf der Probenoberfläche abgeschieden und substratseitig ein n-Kontakt aus Chrom, Germanium und Gold substratseitig aufgedampft.

Die fertige Probe wurde in Barren gespalten und die entstandenen Spaltfacetten ent- bzw. verspiegelt. Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits erwähnt wurden die Auskoppelfacetten mit $1250 \text{ nm Al}_2\text{O}_3$ AR-verspiegelt bzw. entspiegelt. Die theoretische Reflektivität der Frontfacetten beträgt somit nur noch 0.06% , was gewährleisten soll, dass nur ein möglichst geringer Teil der Mode wieder in das Bauteil zurück reflektiert wird und die Rückkopplung und folglich die geometrischen Verluste so klein wie möglich zu halten. Die für die Wellenlängen angepasste Schichtdicke für die Facettenverspiegelung berechnet sich nach [Fre87] zu

$$d = \frac{\lambda}{4n(\lambda)} \quad (8.22)$$

mit λ als Emissionswellenlänge des Bauteils und $n(\lambda)$ dem Brechungsindex der Schicht bei der entsprechenden Wellenlänge.

Die rückseitigen Facetten wurden hochreflektierend (HR) verspiegelt. Dazu wurde Gold verwendet. Um einen Kurzschluss zwischen dem n- und dem p-Kontakt über die Goldverspiegelung auf der Facette zu verhindern, wurde zunächst eine einige hundert Nanometer dicke Al_2O_3 -Schicht auf die Facette aufgedampft, anschließend 10 nm Titan und schließlich 100 nm Gold. Dies gewährt eine theoretische Reflektivität der rückseitigen Facette von 99 %.

8.5 Ergebnisse der Charakterisierung

8.5.1 Optimierung des Trapezlaserdesigns

Um zunächst das beste Design bezüglich Ausgangsleistung und horizontale Fernfeldcharakteristik für die Trapezlaser experimentell zu ermitteln, wurden diverse Bauteilgeometrien auf einem Probenstück hergestellt und anschließend hinsichtlich ihrer elektro-optischen Eigenschaften untersucht. Besonderes Augenmerk lag dabei auf den Fernfeldeigenschaften der Laser entlang der „slow axis“.

Wie in dem vorangegangenen Abschnitt 8.3 bereits theoretisch und durch Simulationen abgeschätzt, wurde die minimale Stegwellenleiterbreite b_{RWG} der Bauteile zu $8 \mu\text{m}$ gewählt und dann in Schritten von vier Mikrometern bis $20 \mu\text{m}$ variiert. Die Resonatorlänge der Bauteile wurde zu 2.5 mm bei einer Ausgangsfacette von $100 \mu\text{m}$ gewählt. Um den Trapezöffnungswinkel möglichst klein zu halten, wurde die RWG-Sektion 0.5 mm und der Trapezbereich 2.0 mm lang entworfen. Diese Abmessungen entsprechen einem Trapezwinkel von $2.3\text{--}2.6^\circ$.

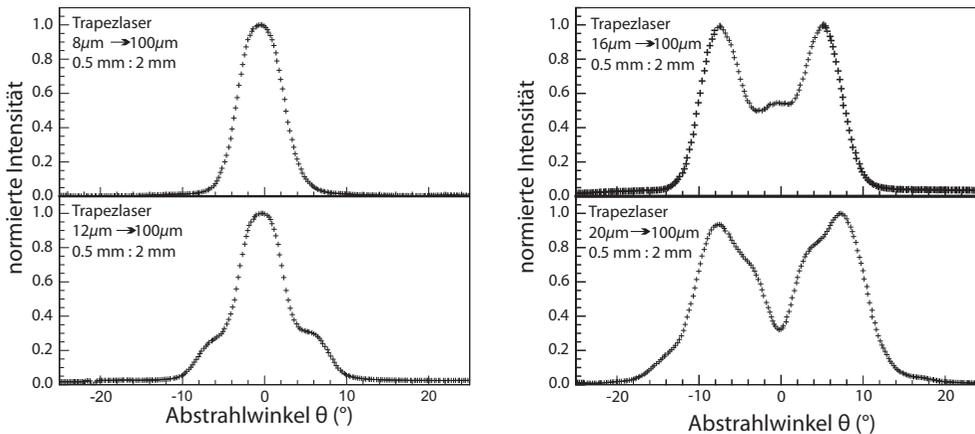


Abbildung 8.10: Horizontale Fernfeldcharakteristiken von Trapezlasern mit unterschiedlichen Stegwellenleiterbreiten.

Abbildung 8.10 zeigt die horizontalen, also die parallel der „slow axis“ aufgenommenen, Intensitätsprofile der vier verschiedenen Trapezlasergeometrien, die sich lediglich in der Breite der Stegwellenleitersektionen unterscheiden. Das Bauteil mit dem $8 \mu\text{m}$ breiten RWG zeigt im Fernfeld laterale Monomodigkeit (vgl. Abb. 8.10 links oben). Alle anderen charakterisierten Bauteile mit größeren Stegwellenleiterbreiten zeigen zwei Hauptmaxima bei etwa $\pm 10^\circ$.

lenleiterbreiten von $12\ \mu\text{m}$ oder mehr weisen kein lateral monomodiges Fernfeld auf. Diese Tatsache ist vermutlich auf das Anschwingen von Lateralmoden höherer Ordnung in diesen Bauteilen zurück zu führen. Die in Abbildung 8.10 gezeigten Ergebnisse bestätigen demnach die theoretischen Abschätzungen zur maximalen Stegwellenleiterbreite im Hinblick auf laterale Monomodigkeit.

8.5.2 Optimierung der horizontalen Fernfeldeigenschaften

Um nun den Einfluss der Facettenbreite bzw. des Trapezöffnungswinkels auf die Fernfeldeigenschaften sowie die optische Leistung der Bauteile systematisch zu untersuchen, wurden weitere Bauteile mit unterschiedlich breiten Ausgangsfacetten untersucht. Wie im vorangegangenen Abschnitt 8.3 bereits angesprochen steigen einerseits mit zunehmender Breite der Ausgangsfacette bzw. Größe des Öffnungswinkel auch die geometrischen Verluste. Andererseits verkleinert sich mit größerer Ausgangsfacette auch der horizontale Fernfeldwinkel. Die als nächstes untersuchten Bauteile wiesen entsprechend Ausgangsfacetten von $50 - 100\ \mu\text{m}$ auf. Dies entspricht Öffnungswinkeln von $1.2 - 2.6^\circ$.

Die Ergebnisse dieser Messreihe sind in Abbildung 8.11 rechts gezeigt. Wie erwartet sinkt mit zunehmender Facettenbreite auch die FWHM der horizontalen Fernfelder der Bauteile von 9.0° für das Bauteil mit der $50\ \mu\text{m}$ breiten Ausgangsfacette auf 6.6° für den Trapezlaser mit der $100\ \mu\text{m}$ breiten Facette.

Die experimentell ermittelten Werte für die horizontalen FWHM sind in guter Übereinstimmung mit den in Simulationen abgeschätzten Werten (vgl. Abb. 8.11, links). Dazu wurde für jede der drei Ausgangsfacettenbreiten der Brechungsindexverlauf eines tief geätzten Bauteils simuliert und basierend darauf das Fernfeld für die jeweilige Facettenbreite berechnet. Im Vergleich zu diesen Ergebnissen zeigte ein $12\ \mu\text{m}$ breiter Stegwellenleiter im horizontalen Fernfeld eine FWHM von 36.2° .

Da diese drei verschiedenen Bauteilgeometrien kaum nennenswerte Unterschiede bezüglich ihrer Ausgangsleistungen aufzeigten, wurde für das weitere Vorgehen das Design mit der größten Ausgangsfacette gewählt.

Auch eine Variation der Länge der Stegwellenleitersektion von $0.5 - 1.0\ \text{mm}$ bei sonst gleichen Bauteilabmessungen (nämlich $2.5\ \text{mm}$ Gesamtlänge mit einer $8\ \mu\text{m}$ breiten RWG-Sektion und einer $100\ \mu\text{m}$ breiten Ausgangsfacette) hatte keinen merklichen Einfluss auf die horizontalen Fernfeldeigenschaften der Laser. Alle diese Bauteile zeigten entsprechend ihrer Ausgangsfacette einen FWHM-Winkel von ungefähr $5 - 6^\circ$ im Fernfeld entlang der slow-axis.

8.5.3 Elektro-optische Eigenschaften der Trapezlaser

Die Messungen der im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Ergebnisse wurden alle im Hinblick auf die erhofften verbesserten Fernfeldcharakteristiken der Trapezlaser im Vergleich mit einem regulären Stegwellenleiter durchgeführt. Eine weitere Verbesserung, die man sich durch die Einführung eines trapezförmigen Verstärkungsbereiches verspricht, betrifft insbesondere die Ausgangsleistung der Bauteile aber auch ihre Brillanz \mathcal{B} .

Wie in Abschnitt 8.3 bereits erwähnt steigen nach [Odr05] mit zunehmendem Trapezwinkel auch die geometrischen Verluste im Bauteil an. Um den tatsächlichen Einfluss des Öffnungswinkels auf die Schwellstromdichten sowie auf die Leistung der Trapezlaser bei den hier gegebenen Struktureigenschaften

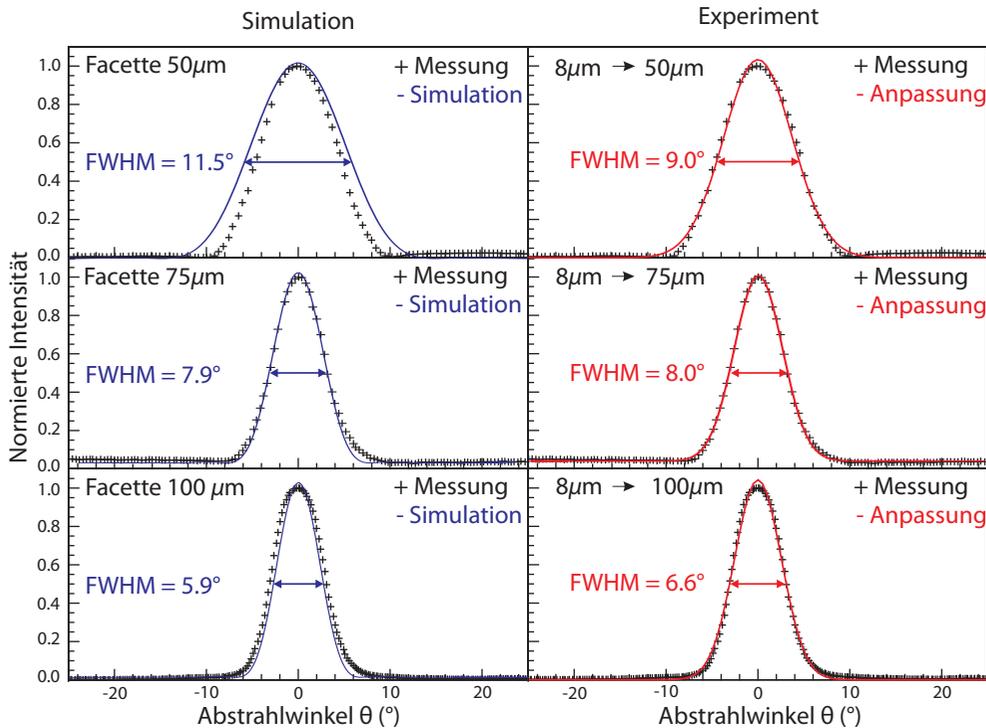


Abbildung 8.11: Horizontale Fernfeldcharakteristiken von Trapezlasern mit unterschiedlichen Ausgangsfacetten. Simulation (blau) und Messung (+) im Vergleich (links) und Messung (+) und Anpassung (rot, rechts). Die Messwerte (+) wurden rechts mit einer Gaußkurve angefitzt (rote Linien) und sind in guter Übereinstimmung mit der Theorie im linken Teilbild (blaue Linien).

ten nochmals zu überprüfen, wurden nun Bauteile mit verschiedenen Trapezwinkeln Θ hinsichtlich dieser Eigenschaften untersucht. Dabei wurde die Gesamtlänge der Bauteile sowie die Größe der Ausgangsfacette gleich belassen. Die Bauteile hatten also Resonatorlängen von jeweils 2.5 mm mit 100 µm breiten Ausgangsfacetten. Die Länge der Stegwellenleiterabschnitte wurde von 0.5 über 0.75 bis hin zu 1.0 mm variiert, was in Trapezwinkeln von 2.6° – 3.5° resultierte. Die Ergebnisse der im Hinblick auf die elektrooptischen Eigenschaften durchgeführten Charakterisierung sind in Abbildung 8.12 gezeigt. Zum besseren Vergleich sind hier die optischen Leistungen der Bauteile in Abhängigkeit von der Stromdichte aufgetragen.

An Hand dieser Messergebnisse wird offensichtlich, dass der theoretisch erwartete Anstieg der Schwellstromdichte mit zunehmendem Trapezwinkel in diesem Bereich nicht beobachtet werden kann. Statt eines Anstiegs der Schwellstromdichte mit zunehmendem Öffnungswinkel ist hier eine Abnahme derselbigen zu beobachten. Dies ist darauf zurück zu führen, dass der Trapezlaser mit dem größten Öffnungswinkel die kleinste Trapezsektion und damit auch die kleinste Fläche aufweist. Die Zunahme der geometrischen Verluste wird also durch das kleinere zu pumpende Volumen überkompensiert.

Trägt man nun die Leistung der Trapezlaser in Abhängigkeit von ihrer Fläche auf (s. Inset Abb. 8.12), ist zunächst ein linearer Zusammenhang zu erkennen. Dies lässt darauf schließen, dass entweder die Va-

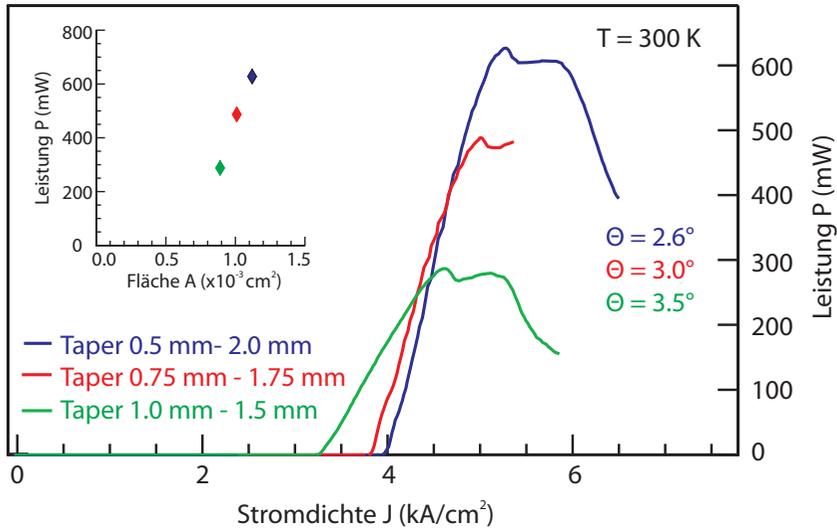


Abbildung 8.12: P-J-Kennlinien dreier Trapezlaser mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln Θ (2.6° - blau, 3.0° - rot, 3.5° - grün) im Vergleich.

riation der Öffnungswinkel zu klein gewählt wurde, als dass die Änderung der geometrischen Verluste in der Ausgangsleistung bemerkbar machen würden, oder dass die Größenordnung der geometrischen Verluste generell so klein ist, dass sie für die Ausgangsleistung der Laser keine Rolle spielen.

Geht man näherungsweise davon aus, dass der Divergenzwinkel ϑ der Mode beim Übergang in den Trapezbereich ungefähr dem Öffnungswinkel Θ der Trapezsektionen entspricht, ergibt eine Abschätzung der geometrischen Verluste entsprechend Gleichung (8.4) für die Öffnungswinkel Werte von ca. $6.24 - 6.26 \text{ cm}^{-1}$. Die Größenordnung der geometrischen Verluste α_{geo} ist demnach vergleichbar mit der der internen Verluste α_i ($\approx 10 \text{ cm}^{-1}$). Allerdings zeigt sich die Variation der Öffnungswinkel erst in der zweiten Nachkommastelle, was die oben gezeigten Messergebnisse bestätigen.

Die Ausgangsleistung für das hinsichtlich seiner Abmessungen größte Bauteil ist mit ca. 625 mW bei Raumtemperatur relativ klein. Dies kann darauf zurück geführt werden, dass sowohl die rückseitigen als auch die Auskoppelfacetten dieser Bauteile mit Al_2O_3 AR verspiegelt wurden. Der Grund hierfür ist die angestrebte Monomodigkeit der hier charakterisierten Bauteile mit Hilfe eines Oberflächengitters. Auf die Details wird in Abschnitt 8.7 eingegangen werden.

Eine Steigerung der Ausgangsleistung der Trapezlaser ist durch eine HR-Verspiegelung der rückseitigen Facette leicht zu erzielen. Durch das Aufbringen einer Goldverspiegelung kann die Ausgangsleistung eines sonst genau gleichen Bauteils um mehr als das Zweifache auf ca. 1000 mW gesteigert werden. Dies ist in Abbildung 8.13 gezeigt. Beide Trapezlaser sind 2.5 mm lang mit einer $8 \mu\text{m}$ breiten und 0.5 mm langen RWG-Sektion und einer $100 \mu\text{m}$ breiten Ausgangsfacette. Auch eine leichte Verbesserung der Schwellstromstärke von 2.5 kA/cm^2 auf 2.4 kA/cm^2 kann beobachtet werden. Alle untersuchten Bauteile hatten eine maximale Betriebstemperatur T_{max} von ungefähr 360 K.

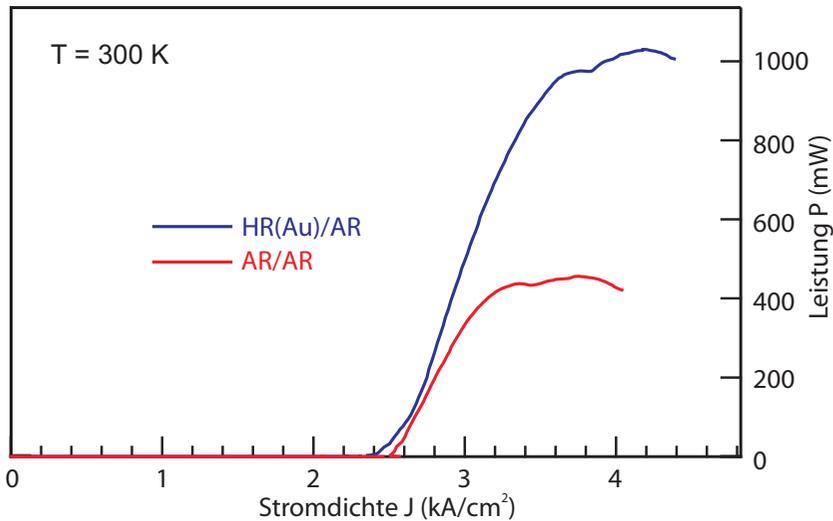


Abbildung 8.13: Leistung in Abhängigkeit der Stromdichte für zwei Trapezlaser mit gleichen Abmessungen und variiertes Facettenverspiegelung (rot: beide Facetten AR, blau: Rückfacette HR, Auskoppelfacette AR) im Vergleich.

Nimmt man an, dass die Fernfeldcharakteristiken dieser beiden Bauteile idealerweise beugungsbegrenzt sind, sich das Produkt aus Raumwinkel und Fläche ΩA also λ^2 annähert, erhält man mit Gleichung (8.6) demnach für die Brillanz des Bauteils mit der HR-Verspiegelung einen Wert von $1.4 \text{ MW/cm}^2\text{sr}$. Die Brillanz des Bauteils mit der AR-Verspiegelung beträgt dagegen lediglich $0.6 \text{ MW/cm}^2\text{sr}$, also noch nicht einmal die Hälfte. Diese Werte entsprechen der maximal erreichbaren Brillanz dieser Bauteile.

Berechnet man nun mit Hilfe von Gleichung (8.6) die Brillanz ausgehend von der realistischeren Annahme, dass der Laserstrahl nicht beugungsbegrenzt ist, erhält man Werte von $140 \text{ kW/cm}^2\text{sr}$ bzw. $60 \text{ kW/cm}^2\text{sr}$, also nur noch ein Zehntel der oben abgeschätzten Werte für die Brillanz. Für diese Berechnung wurde von einem lateralen Divergenzwinkel von 6° und einem vertikalen Fernfeldwinkel von 53° ausgegangen. Den Wert für den vertikalen Fernfeldwinkel erhielt man zum einen durch Messungen an Trapezlaserbauteilen und zum anderen durch Simulationen des Fernfeldes der Struktur. Diese beiden Werte waren in guter Übereinstimmung. Die Brillanz eines $12 \mu\text{m}$ breiten RWG mit vergleichbarer Ausgangsleistung betrüge hingegen lediglich $8 \text{ kW/cm}^2\text{sr}$, wenn man von einem horizontalen Fernfeldwinkel von 48° ausgeht. Dieser Wert wurde mittels einer Fernfeldmessung entlang der slow axis eines solchen Bauteils ermittelt.

8.6 Strahlqualität der Trapezlaser

Wie bereits in Abschnitt 8.5.2 beschrieben, hatten Variationen in der Länge der Stegwellenleiter-Sektion von $0.5 - 1.0 \text{ mm}$ keinen Einfluss auf die horizontalen Fernfeldeigenschaften der Bauteile. Alle charakterisierten Trapezlaser mit einer $100 \mu\text{m}$ breiten Ausgangsfacette zeigten FWHM-Winkel von ca. 5° . Die Bauteile unterschieden sich lediglich in ihrer Ausgangsleistung sowie ihrer Schwellstromdichte (s. Abschnitt 8.5.3).

Um nun jedoch eine vergleichende quantitative Aussage über die tatsächliche Strahlqualität dieser Bauteile machen zu können, wurden nun noch die Strahlkaustiken eines Bauteils mit einer 0.5 mm langen RWG-Sektion, eines Bauteils mit einer 1.0 mm langen RWG-Sektion und - als Referenz - eines regulären RWG mit ungefähr gleicher Ausgangsleistung wie die der Trapezlaser untersucht. Die Abmessungen des RWG betragen demnach $2000 \times 18 \mu\text{m}$. Der Fernfeldwinkel (FWHM) dieses Bauteils betrug 25.5° .

Zur experimentellen Bestimmung der M^2 -Werte wurde der in Abbildung 8.5 gezeigte Messaufbau verwendet und so der Strahlradius $w(z)$ der Bauteile in unterschiedlichen Abständen z von der Strahltaille $w(0)$ bestimmt. Die erhaltenen Messwerte für den Strahlradius $w(z)$ wurden mit Hilfe von Gleichung (8.20) angepasst. Für alle drei Bauteile wurde M^2 bei vier verschiedene Stromdichten J gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.14 zu sehen.

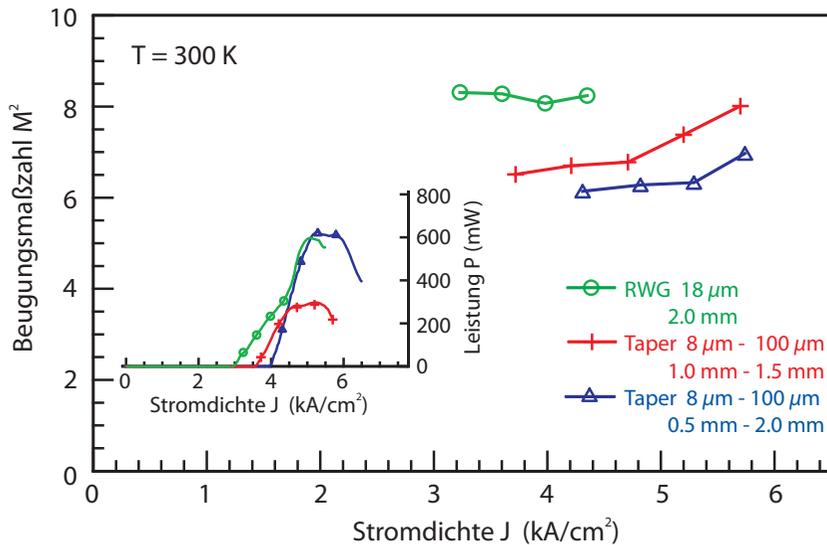


Abbildung 8.14: Beugungsmaßzahl M^2 in Abhängigkeit von der Stromdichte J für zwei verschiedene Trapezlasergeometrien (rote und blaue Linie) sowie für einen herkömmlichen Stegwellenleiter (grüne Linie). Die kleine Abbildung zeigt die zugehörigen P - J -Kennlinien, auf denen die Stromdichten, bei denen die Beugungsmaßzahlen gemessen wurden, jeweils durch entsprechende Symbole gekennzeichnet sind.

Die hier gezeigten Werte sind mit $M^2 \approx 6$ verhältnismäßig groß verglichen mit beispielsweise den Werten für monomodige Trapez-Quantenpunktlasern mit Emissionswellenlängen um $1 \mu\text{m}$, die M^2 -Werte von $\approx 2 - 2.5$ haben [Wei09].

Aus diesem Grund wurde für das Bauteil mit 0.5 mm langer RWG-Sektion bei einer Stromdichte von 5.92 kA/cm^2 auch das vertikale Fernfeld – also entlang der „fast axis“ – gemessen. Der gemessene Wert war mit $M^2_{\text{vertikal}} \gg 1$ auch wesentlich größer als erwartet. Diese hohen Werte für M^2 sind demnach also vermutlich auf Abbildungsfehler der für die Messungen zur Verfügung stehenden Optiken zurück zu führen. Da alle Messungen mit der gleichen Spiegel- und Linsenordnung durchgeführt wurden, bieten die M^2 -Werte also nur einen qualitativen Vergleich der gemessenen Bauteile untereinander, erlauben aber keine quantitative Einordnung der Trapez-DFB-Laser.

Es zeigt sich, dass das Bauteil mit der kürzeren RWG-Sektion von nur 0.5 mm ein etwas besseres M^2 von ca. 6.33 aufweist als der Trapezlaser mit der 1.0 mm langen RWG-Sektion. Die Strahlqualität eines RWG mit vergleichbarer Ausgangsleistung ist mit einem M^2 von ungefähr 8.1 nochmals schlechter. Außerdem ist aus Abbildung 8.14 deutlich zu erkennen, dass nach dem Erreichen der maximalen Ausgangsleistung des Bauteils und dem Überrollen der Kennlinie auch die Strahlqualität abnimmt, was in einer Zunahme der Beugungsmaßzahl resultiert.

Obwohl also die beiden Trapezlaser wie bereits in Abschnitt 8.5.2 diskutiert ein vergleichbar breites horizontales Fernfeld aufweisen, zeigt die Messung der Beugungsmaßzahlen beider Bauteile, dass die Strahlqualität des Lasers mit der kürzeren RWG-Sektion etwas besser ist.

Zusammenfassend zeigen die Messergebnisse, dass von den untersuchten Bauteilgeometrien ein 2.5 mm langer Resonator mit einer $8\ \mu\text{m}$ breiten und 0.5 mm langen RWG-Sektion und einer $100\ \mu\text{m}$ breiten Ausgangsfacette sowohl hinsichtlich der horizontalen Fernfeldeigenschaften als auch der maximalen Ausgangsleistung und der Strahlqualität die besten Ergebnisse liefert.

8.7 Monomodige Trapezlaser

Sowohl die optische Leistung als auch die horizontalen Fernfeldeigenschaften der QCL-Bauteile konnten mit dem in diesem Kapitel vorgestellten Konzept des trapezförmigen Verstärkungsbereiches gesteigert bzw. verbessert werden. Einer weiteren Optimierung bedürfen jedoch noch die spektralen Eigenschaften der Trapezlaser, da natürlich auch hier monomodige Emission mit genügend hoher Seitenmodenunterdrückung eine Steigerung der Anwendbarkeit der Bauteile verspricht.

Der Ansatz monomodige Emission bei QCLs mit Hilfe eines Gitters zu erzielen, wurde bereits vielfach auf herkömmlichen RWG Bauteilen realisiert. Bereits 1997 wurde von J. Faist et al. der erste QCL-DFB vorgestellt [Fai97]. Zur Verwirklichung dieses Ziels auf QCL-Strukturen gibt es drei verschiedene Möglichkeiten: die eines überwachsenen Gitters, das direkt in die obere Kernschicht geätzt wird, ein Plasmonen Oberflächengitter, ein laterales Gitter oder Oberflächengitter, die nach Fertigstellung der Laserstruktur in die oberste Kontaktschicht geätzt werden [Gma97][Tre00][Ken06][Kö00]. Letztere Methode wurde hier gewählt. Einen weiteren Ansatz, der zudem verbesserte Fernfeldeigenschaften verspricht stellen oberflächenemittierende Ringlaser mit Oberflächengittern dar [Muj08].

Auch die Idee monomodige Trapezlaser durch Einsatz eines wellenlängenselektiven Gitters in die Praxis umzusetzen wurde bereits mehrfach verwirklicht: 2002 publizierten M. Troccoli et al. Ergebnisse zu monomodig emittierenden Trapezlasern mit einem Oberflächengitter auf der RWG-Sektion der Bauteile [Tro02]. Der entscheidende Unterschied zu dem hier vorgestellten Ansatz ist allerdings, dass die RWG-Sektion in einem 7° -Winkel zur Trapezsektion angeordnet ist.

Dazu wurde in einem weiteren Prozessdurchlauf auf die RWG-Sektion des mit Hilfe der vorangegangenen Messungen optimierte Bauteildesigns (2.5 mm Gesamtlänge mit einer $8\ \mu\text{m}$ breiten und 0.5 mm langen RWG-Sektion und einer $100\ \mu\text{m}$ breiten Ausgangsfacette) ein Oberflächengitter strukturiert.

Analog zu herkömmlichen QCL-DFBs (*engl.: distributed feedback - DFB*) wird dabei im ersten Prozessschritt ein Oberflächengitter mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie auf die Probe belichtet. Das gewählte Tastverhältnis von 2:1 verspricht eine maximale Kopplung der Mode mit dem Gitter nach der Formel [Cho96]:

$$|\kappa| \sim \sin(m\pi\chi) \quad (8.23)$$

mit κ als der Kopplungskonstanten des Gitters, m der Ordnung und χ dem Tastverhältnis des Gitters, wobei χ definiert ist als $\frac{\Lambda_1}{\Lambda_1 + \Lambda_2}$ (vgl. Abb. 8.15).

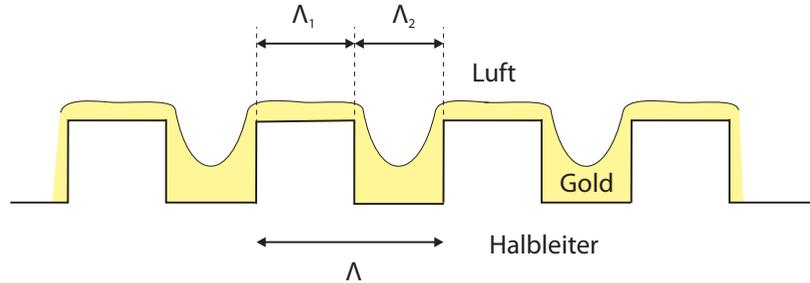


Abbildung 8.15: Tastverhältnis eines rechteckigen Oberflächen-Gitters.

Die Kopplungskonstante des Gitters ist weiterhin durch die Beziehung

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda_0 2} \quad (8.24)$$

gegeben, wenn plasmonische Effekte keine Rolle spielen wie es hier der Fall ist [Gma98a]. Die Emissionswellenlänge des Lasers im Vakuum wird dabei mit λ_0 bezeichnet. Um die Differenz der effektiven Brechungsindizes Δn zwischen den Gräben und den Plateaus des Gitters zu maximieren und somit die Indexkopplung der Mode mit dem Gitter zu erhöhen, werden die Gräben des Gitters wie in Abbildung 8.15 angedeutet mit Gold aufgefüllt.

Die Gitterperiode Λ ergibt sich zu [Gma98a]

$$\Lambda = \frac{\lambda(T)}{2n_{\text{eff}}}, \quad (8.25)$$

wobei $\lambda(T)$ die Emissionswellenlänge der Struktur bei einer gegebenen Temperatur, im Normalfall bei Raumtemperatur, ist. Den effektiven Brechungsindex n_{eff} erhält man aus Simulationen der Halbleiterstruktur nach [Fal08] zu $n_{\text{eff}} = 3.191$. Der Verstärkungsbereich der Struktur wurde mit Hilfe der Spektren der bereits prozessierten Trapezlaser sowie einiger Stegwellenleiter bestimmt. Der Emissionsbereich der verwendeten Probe reicht von $8.3 - 8.7 \mu\text{m}$. Die Gitterperiode wurde an Hand dieser Informationen zu $1300 - 1370 \text{ nm}$ bestimmt. Sie wurde entsprechend über diesen Bereich auf der Probe variiert um den gesamten spektralen Emissionsbereich der Struktur abdecken zu können.

Die Wellenlängenselektion und Rückreflektion erfolgt hier über das Gitter, das wie ein DBR wirkt. Um die Rückreflektionen von Moden anderer Wellenlängen als der jeweils bereits durch das Oberflächen-Gitter selektierten in den Resonator zu unterdrücken, wurden die rückseitigen Facetten der Bauteile wie bereits in Abschnitt 8.7 erwähnt ebenfalls AR-verspiegelt. Dies vermindert zwar die Ausgangsleistung und erhöht die Schwelle der Bauteile, erhöht aber die Wahrscheinlichkeit für

monomodige Emission (s. Abschnitt 8.5.3).

Einige Bauteile wiesen ein bimodales Spektrum auf, wobei die beiden benachbarten Moden einen Abstand von 5 nm bzw. 0.7 cm^{-1} voneinander hatten (s. Abb. 8.16).

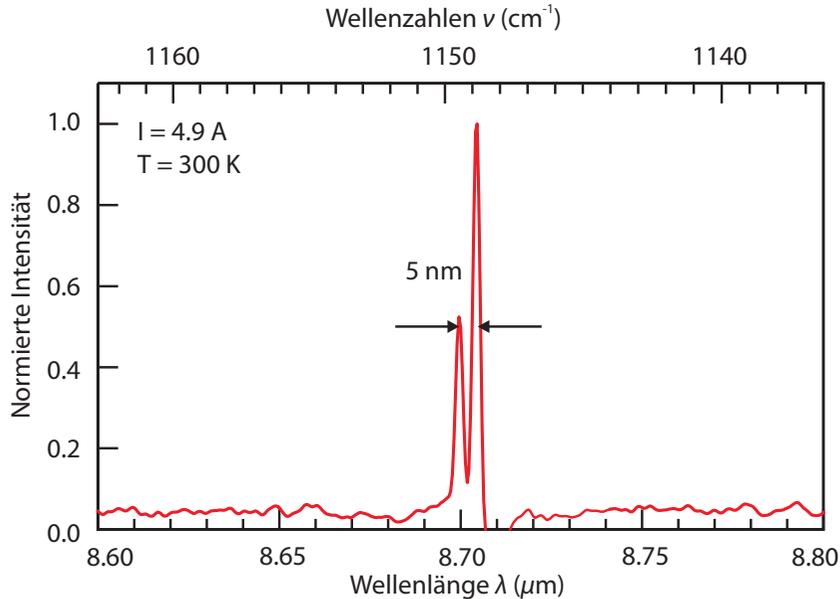


Abbildung 8.16: Emissionsspektrum eines Trapezlasers mit Oberflächen-gitter auf der RWG-Sektion. Der Abstand der beiden benachbarten Moden beträgt 5 nm.

Obwohl diese Bauteile nicht die gewünschte monomodige Emission zeigten, erhält man über die Lage der Peaks interessante Information hinsichtlich der Kopplungsstärke des Gitters. Die beiden im Spektrum erkennbaren Peaks kennzeichnen nämlich die breite des Bragg-Stopbandes des Gitters, da diese Resonanzen genau an den Punkten der maximalen Steigung des Stopbandes auftreten. Über die Definition

$$\kappa = \pi n_{\text{eff}} \Delta \left(\frac{1}{\lambda_{\text{Bragg}}} \right) \quad (8.26)$$

der Kopplungskonstanten nach [Gma98a] lässt sich diese leicht berechnen. In dieser Gleichung ist n_{eff} der effektive Brechungsindex der Struktur und $\Delta(1/\lambda_{\text{Bragg}})$ die Breite des Bragg-Stopbandes in Wellenzahlen. Der experimentell ermittelte effektive Brechungsindex lässt sich über die Lage des Hauptmaximums bestimmen: Das Hauptmaximum liegt bei $8.704 \mu\text{m}$ bzw. 1149 cm^{-1} bei Raumtemperatur und die Gitterperiode dieses Bauteils beträgt 1370 nm . Mit Hilfe von Gleichung (8.25) lässt sich der effektive Brechungsindex n_{eff} der Struktur zu 3.177 bei Raumtemperatur bestimmen. Dieser Wert ist etwas niedriger als der zuvor aus Simulationen erhaltene von 3.191, aber immer noch in guter Übereinstimmung. Die Kopplungskonstante des Gitters beträgt demnach 7.0 cm^{-1} .

Ein solches spektrales Verhalten wurde bei QCL-DFBs mit Oberflächengitter bereits des öfteren unter anderem von Schrenk et al. beobachtet [Sch00]. Hier betrug der Abstand der beiden Moden $\Delta\nu \approx 2.3 \text{ cm}^{-1}$, was in einer Kopplungskonstanten κ des Gitters von 24 cm^{-1} resultiert. Bei den untersuchten Lasern handelte es sich um QCLs auf GaAs/AlGaAs-Basis. Im Vergleich dazu beträgt die Kopplungskonstante κ bei einem direkt in die auf die aktive Zone folgende obere Mantelschicht geätzten und anschließend überwachsenen Gitter für einen QCL auf InP mit ungefähr der gleichen Emissionswellenlänge 33 cm^{-1} [Gma98a]. Dieser große Unterschied in den Kopplungskonstanten ist auf die Lage der Gitter relativ zum aktiven Medium der Bauteile zurück zu führen und ist demnach für das überwachsene Gitter entsprechend höher.

Das Erscheinen der zweiten Mode im Spektrum kann vermutlich auf die Lage der Spaltfacette im Gitter zurückgeführt werden [Gma98a]. Um dies zu umgehen wäre ein möglicher Ansatz die rückseitigen Facetten zu ätzen statt zu spalten. Damit wäre die Lage der Spaltfacette relativ zum Gitter sehr gut kontrollierbar. Die bereits im Kapitel 6 diskutierten Ergebnisse zeigen, dass mit Hilfe des dort vorgestellten Trockenätzprozesses exzellente Ergebnisse im Hinblick auf Glattheit und Funktionalität geätzter Facetten erzielt werden können.

Nichtsdestotrotz zeigten andere Bauteile der gleichen Probe monomodige Emission mit SMSRs von bis zu 28 dB. Das Emissionsspektrum eines solchen Bauteils ist in Abbildung 8.17 zu sehen. Die Gittersektion war dabei 0.5 mm lang.

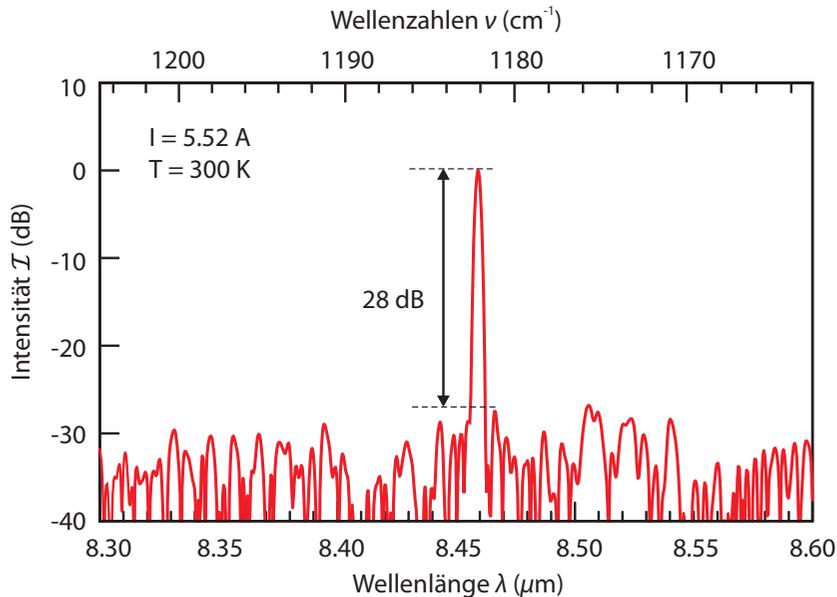


Abbildung 8.17: Monomodiges Emissionsspektrum eines Trapezlasers mit Oberflächengitter bei Raumtemperatur und maximaler Ausgangsleistung. Die SMSR beträgt ca. 28 dB.

Die Gitterperiode dieses monomodigen Bauteils betrug $\Lambda = 1328 \text{ nm}$, was auch die etwas kürzere Emissionswellenlänge von $8.459 \mu\text{m}$ im Vergleich zum dem vorher gezeigten Emissionsspektrum erklärt.

Die Wellenlängenverschiebung in Abhängigkeit von der Temperatur betrug für dieses Bauteil 0.47 nm/K , was in guter Übereinstimmung mit dem für einen QCL-DFB mit dieser Emissionswellenlänge erwarteten Wert ist (s. Abb. 8.18). Dieser Wert ist zudem mit dem für die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten CRRLs vergleichbar.

Auch der experimentell ermittelte temperaturabhängige effektive Brechungsindex von $3.132 + 1.750 \times 10^{-4} T/\text{K}$ ist in guter Übereinstimmung mit den zuvor ermittelten Werten für n_{eff} der Struktur.

Trotz der AR-Verspiegelung beider Facetten des Bauteils betrug die maximale Ausgangsleistung des Bauteils bei Raumtemperatur mehr als 600 mW (P-J-Kennlinie s. Abb. 8.12). Zudem zeigen diese Ergebnisse, dass eine Gittersektion von 0.5 mm ausreicht um monomodigen Betrieb dieser Bauteile zu realisieren.

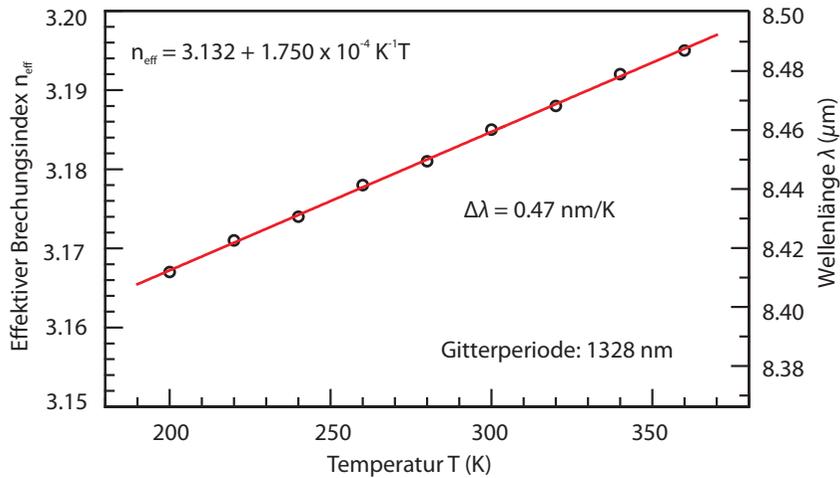


Abbildung 8.18: Temperaturabhängiger Brechungsindex sowie Wellenlängenverschiebung eines monomodig emittierenden Trapezlasers mit einer Gitterperiode von 1328 nm .

Im Vergleich zu den in den beiden vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Bauteilkonzepten zum Erreichen monomodigen Laserbetriebs haben Trapezlaser zwar die größten Bauteildimensionen, stechen allerdings auch durch höhere Ausgangsleistungen, höhere Betriebstemperaturen, bessere Kopplungseffizienz sowie verbesserte Strahlqualität hervor.

ZUSAMMENFASSUNG

Das zentrale Thema der vorliegenden Arbeit ist die Konzeptionierung und Charakterisierung verschiedener innovativer Bauteildesigns zur Optimierung der spektralen sowie elektro-optischen Eigenschaften von Quantenkaskadenlasern. Die Quantenkaskadenlaserschichten, die diesen Konzepten zu Grunde liegen wurden im Rahmen dieser Arbeit mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt und optimiert. Diese Optimierung machte auch die Realisierung von Dauerstrichbetrieb möglich.

Dazu werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften von den in dieser Arbeit verwendeten III-V-Halbleitern sowie des InP-Materialsystems erläutert. Für diese Arbeit ist dabei die Kombination der beiden ternären Verbindungshalbleiter InGaAs und InAlAs in einer Halbleiterheterostruktur von zentraler Bedeutung, aus denen die aktive Zone der hier vorgestellten Quantenkaskadenlaser besteht. Auf den Einfluss des nicht-parabolen Leitungsbandes auf die quantisierten Zustände in Quantenfilmen sowie die für die Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern überaus wichtige Wechselwirkung zwischen Elektronen und Phononen wird ebenfalls eingegangen. Letztere ist die grundlegende Voraussetzung für die Realisierung der Besetzungsinversion in den Strukturen. Des weiteren wird das Entstehen von Minibändern sowie Minibandlücken in mehreren gekoppelten Quantenfilmen erklärt.

Basierend auf dem zweiten Kapitel wird dann im dritten Kapitel auf das Zusammenspiel der einzelnen konkurrierenden strahlenden und nicht strahlenden Streuprozesse in einer Quantenkaskadenlaserstruktur eingegangen. Dabei wird die prinzipielle Funktionsweise eines solchen komplexen Systems an Hand eines 3-Quantenfilm-Designs erläutert. Dies ist das grundlegendste Strukturdesign, da bei Quantenkaskadenlasern wie bei herkömmlichen Diodenlasern mindestens zwei Laserniveaus sowie ein Grundzustandniveau Voraussetzung sind um eine Besetzungsinversion zwischen dem oberen und unteren Laserniveau zu verwirklichen. Die Unterschiede verschiedener Strukturdesigns, wie dem 3-Quantenfilm-, dem 2-LO-Phononresonanz- und dem sogenannten *bound-to-continuum*-Design werden nochmals detailliert aufgezeigt. Dies geschieht konkret am Beispiel der im Rahmen dieser Arbeit angefertigten Laserstrukturen. Bei einem 2-LO-Phononresonanz-Design besteht der aktive Bereich im Vergleich zum 3-Quantenfilm-Design aus nicht nur drei, sondern vier Quantenfilmen, was in vier diskreten Energieniveaus, die zum eigentlichen Laserbetrieb beitragen, resultiert. Der vierte Zustand dient dabei als zusätzliches Entleerungsniveau. Die Entleerung des unteren Laserzustandes kann dadurch schneller und somit effizienter vonstatten gehen, was in einer erhöhten Leistungsfähigkeit dieses Designs resultiert. Die Besonderheit des *bound-to-continuum*-Designs besteht darin, dass keine klare Trennung der aktiven Zone in aktiven Bereich und Injektor mehr vorgenommen werden kann. Ein in den oberen Zustand injiziertes Elektron kann vielmehr in ein ganzes Miniband von unteren Laserniveaus relaxieren. Es sind demnach mehrere Übergänge möglich. Aus diesem Grund verfügen *bound-to-continuum*-Designs über ein – im Vergleich zu 3-Quantenfilm- oder 2-LO-Phononresonanz-Designs – verbreitertes Gewinnspektrum. Auch die Konzeption und Umsetzung eines geeigneten Wellenleiters, in den die aktive Zone eingebettet wird, wird in diesem Kapitel beschrieben.

Das vierte Kapitel beschäftigt sich mit der Herstellung und Grundcharakterisierung der Laserstruk-

turen. Dabei wird kurz das Konzept der Molekularstrahlepitaxie erklärt sowie der Aufbau der verwendeten Anlage beschrieben. Die Etablierung dieser Technik zur Herstellung monokristalliner Halbleiterstrukturen hat neben der metallorganischen Gasphasenepitaxie einen großen Anteil zur technologischen Realisierung von Quantenkaskadenlasern beigetragen. Die Besonderheit der zur Herstellung der in dieser Arbeit vorgestellten Strukturen verwendeten Molekularstrahlepitaxieanlage ist der Einsatz von gasförmigen Gruppe-V Elementen, Arsin und Phosphin. In diesem Kapitel werden zudem die bei der Grundcharakterisierung der Strukturen zum Einsatz kommenden Analysemethoden der Rasterelektronenmikroskopie sowie der hochauflösenden Röntgenbeugung kurz dargelegt. Zur zeitnahen Charakterisierung der hergestellten Laserstrukturen kommt zur lateralen Strukturierung ein Schnellprozess zum Einsatz. Dabei wird ein Trockenätzverfahren verwendet. Dieses wird ebenfalls erläutert.

Da ein Betrieb der Bauteile im Dauerstrichbetrieb deren Anwendbarkeit in vielen Bereichen verbessert, wird im fünften Kapitel an Hand eines ausgewählten Strukturdesigns der Weg bis hin zur Realisierung des Dauerstrichbetriebs beschrieben. Aus diesem Grund wurden zunächst in mehreren Schritten einige Wachstumsparameter im Hinblick auf die Optimierung der Laserkenndaten, wie die Dotierkonzentrationen in den einzelnen Schichten und der AsH_3 -Fluss variiert um Quantenkaskadenlaserstrukturen mit kleinen Schwellstromdichten, großer optischer Leistung, hohen charakteristischen Temperaturen und einem großen Aussteuerbereich zu erhalten. Diese Strukturen wurden zunächst zur Untersuchung hinsichtlich ihrer Eignung für den Dauerstrichbetrieb mit einem Schnellprozess lateral strukturiert und im gepulsten Betrieb vorcharakterisiert. Hier zeigte sich, dass die Struktur mit 50 % der Originaldotierkonzentration im Wellenleiter und 65 % in den Injektorschichten die vielversprechendsten Ergebnisse liefert.

Des Weiteren wird auf einen besonderen Prozess zur Verbesserung der Wärmeleitfähigkeit der fertigen Bauteile eingegangen. Dieser sogenannte Doppelkanal-Stegwellenleiter-Prozess zeichnet sich dadurch aus, dass der entstehende Lasersteg seitlich durch zwei nasschemisch geätzte Gräben begrenzt wird. Nach einem Isolationsschritt werden diese mit galvanisiertem Gold aufgefüllt, was eine bessere Wärmeabfuhr aus der Laserstruktur ermöglicht. Im Rahmen der Prozessierung der Strukturen wurden zudem die Bauteilabmessungen wie Stegwellenleiterbreite und Größe der Fläche des galvanisierten Goldes systematisch variiert um die für den Dauerstrichbetrieb geeignetste Geometrie zu finden. Mit $13.5 - 17.5 \mu\text{m}$ breiten und 4 mm langen Doppelkanal-Stegwellenleitern, die seitlich von jeweils $400 \mu\text{m}$ breitem galvanisiertem Gold begrenzt sind, konnte schließlich der Dauerstrichbetrieb realisiert werden. Über die Bestimmung der Schwellstromdichten im gepulsten sowie im Dauerstrichbetrieb konnten der thermische Widerstand sowie die theoretisch maximal erreichbare Wärmesenktemperatur im Dauerstrichbetrieb abgeschätzt werden. Sie betragen 6.0 K/W bzw. 265 K . Schließlich konnte durch eine Verbesserung der Aufbautechnik eine maximale gemessene Dauerstrichbetriebstemperatur von 200 K erreicht werden.

Die letzten drei Kapitel beschäftigen sich mit verschiedenen Bauteilkonzepten zur Optimierung der spektralen sowie elektro-optischen Eigenschaften der Quantenkaskadenlaser. In Kapitel sechs werden dabei Mikrolaser mit tiefgeätzten Bragg-Spiegeln zur Realisierung von monomodigem Betrieb vorgestellt. Zur Herstellung dieser fragilen Strukturen mit sehr hohen Ätztiefen von bis zu $8 \mu\text{m}$ wurde eigens ein Trockenätzverfahren entwickelt, da die Umsetzung der Bragg-Spiegel mit höchster Präzision erfolgen muss. Dieses wird in diesem Kapitel näher beschrieben werden. Mit einem $165 \mu\text{m}$ langen Bauteil konnte mit diesem Konzept monomodiger Betrieb mit einer Seitenmodenunterdrückung von bis zu 20 dB

bei einer Betriebstemperatur von bis zu 120 K realisiert werden. Die Ausgangsleistung betrug dabei noch einige mW. Die kleinen Bauteilabmessungen der Mikrolaser erhöhen die Integrationsdichte dieser Bauteile als Chipkomponenten.

Im folgenden Kapitel werden Laser mit aktiven gekoppelten Ringresonatoren vorgestellt. Der gekoppelte Ring funktioniert dabei als Filter nach dem Vernier-Prinzip und ermöglicht so monomodigen Betrieb. Bei der Umsetzung dieses Konzeptes wurden dabei verschiedene mögliche Ringdesigns von runden über sogenannte Stadion-förmige bis hin zu quadratischen Resonatoren untersucht. Dazu wurden unter anderem auch *finite-difference time-domain*-Simulationen durchgeführt. Die besten Ergebnisse lieferten auf Grund ihrer Symmetrie und der vergleichsweise langen Koppelstrecke dabei die quadratischen Ringresonatoren. Die aus den Simulationen erhaltenen Ergebnisse ließen sich in der Praxis bestätigen: es wurde monomodige Emission mit Seitenmodenunterdrückungsraten von bis zu 26 dB bei einer maximalen Betriebstemperatur von 240 K gezeigt. Die temperaturabhängige Wellenlängenverschiebung dieser Bauteile ist mit einem Wert von 0.43 nm/K mit dem Wert eines Quantenkaskadenlasers mit Oberflächengitter vergleichbar.

Im letzten Kapitel stehen schließlich Quantenkaskadenlaser mit trapezförmigem Verstärkungsbereich im Mittelpunkt. Ziel dieses Teils der vorliegenden Arbeit war es die Ausgangsleistung der Bauteile zu erhöhen und dabei gleichzeitig die Fernfeldeigenschaften zu verbessern. Dies ermöglicht wiederum eine erhöhte Kopplungseffizienz. Zur Ermittlung der Fernfeldeigenschaften wurden verschiedene Bauteilgeometrien untersucht. Die mit knapp 6° kleinste Halbwertsbreite lieferten wie erwartet die Bauteile mit den breitesten, nämlich $100\ \mu\text{m}$ breiten Ausgangsfacetten. Um das Anschwingen von Lateralmoden höherer Ordnung als der Grundmode zu verhindern, musste die Breite der Stegwellenleitersektion auf $8\ \mu\text{m}$ verringert werden. Diese Bauteile zeigten maximale Ausgangsleistungen im gepulsten Betrieb von bis zu 2 W bei Raumtemperatur. Zur quantitativen Untersuchung der Strahlqualität wurden außerdem an diesen Bauteilen M^2 -Messungen an einzelnen Bauteilen durchgeführt. Die M^2 -Werte liegen bei 6.3. Ein Stegwellenleiter mit vergleichbarer Ausgangsleistung bei Raumtemperatur hatte hingegen ein M^2 von 8. Um zudem monomodigen Betrieb mit diesen Bauteilen zu realisieren, wurde zusätzlich ein Oberflächengitter auf die Stegwellenleitersektion der Bauteile aufgebracht. Diese Trapezlaser haben Ausgangsleistungen von ca. 600 mW bei Raumtemperatur und zeigen monomodige Emission mit Seitenmodenunterdrückungen von bis zu 28 dB über den gesamten Emissionsbereich. Die Kopplungskonstante des Gitters konnte zu $8\ \text{cm}^{-1}$ bestimmt werden. Neben der Ausgangsleistung der Halbwertsbreite der horizontalen Fernfelder sowie der Strahlqualität konnten also auch die spektralen Eigenschaften nachweislich verbessert werden.

ZUSAMMENFASSUNG

SUMMARY

Central topic of this work is the fabrication and characterization of various quantum cascade laser structures. Different concepts for optimizing the spectral as well as the electro-optical properties of quantum cascade laser devices have been investigated.

In the second chapter the basic properties of III-V-compound semiconductors and those of the InP-materialsystem are explained. The composition of the two ternary compound semiconductors InGaAs and InAlAs, of which the active region of the quantum cascade laser structures introduced in this work consists, is essential for this work. It is also commented on the influence of the non-parabolic conduction band on the quantized eigenstates of the quantum wells as well as on the interaction of electrons with phonons. These are elementary processes in order to realize population inversion in these structures. Furthermore, the formation of minibands and minibandgaps in several coupled quantum wells is presented.

Based on the second chapter the third chapter deals with the interplay of the individual radiative and non-radiative scattering processes in a quantum cascade laser structure. The principle operation mode of such a complex system is explained using a 3-quantum-well-design as a model system. Since in quantum cascade lasers as well as in regular diode lasers the minimum of three different stages is needed in order to realize permanent population inversion between the upper and the lower laser level, this design is the most elementary. The differences between the various designs, like the 2-LO-phonon-resonance- and a bound-to-continuum-design are explained in detail. This is done using the laser structures that have been fabricated during this work as examples. In a 2-LO-phonon-resonance design the active region consists of four quantum wells acting as the active region. Hence, four instead of only three energy levels compose the active region. The fourth state functions as an additional depopulation level in order to increase the population inversion between the upper and lower laser level. This design therefore exhibits an improved performance due to a faster depletion of the lower laser level. A bound-to-continuum design the active region and the injector of one cascade cannot longer be clearly distinguished. The lower laser level rather consists of several states creating a miniband. Hence, several radiative transitions are possible. In consequence, the gain spectrum of a bound-to-continuum design laser is wider than that of other designs. Also the conceptual design and realization of a possible waveguide in which the active region is embedded is specified in this chapter.

The fourth chapter focuses on the fabrication and basic characterization of the laser structures. The basic concept of molecular beam epitaxy is explained as well as the configuration of the used molecular beam epitaxy system. The establishment of molecular beam epitaxy finally paved the way for the actual realization of the first quantum cascade laser. The special feature of the molecular beam epitaxy system used for the fabrication of the laser structures presented in this work are gaseous group-V elements. Additionally the methods that are being used for the fundamental characterization of the grown structures, scanning electron microscopy and high resolution x-ray diffraction are introduced. In order to get a fast feedback concerning the basic properties of the grown structures a dry etch process for lateral structuring

of the devices has been introduced. This process as well as details on the laser mounting are also depicted.

Continuous wave operation paves the way for a better applicability in most areas, where lasers in the mid-infrared wavelength regime are needed. Therefore in the fifth chapter the realization of continuous wave operation is shown using one of the grown laser structures as an example. First several growth parameters such as doping concentration in the grown layers and the AsH_3 -flux were varied in order to optimize the laser performance. A low threshold current density, high output powers, low characteristic temperatures and a large dynamic range are highly desirable in order to obtain continuous-wave operation. In order to get a fast feedback concerning these basic laser properties these structures were processed using a dry etch process and were then pre-characterized in pulsed operation. The quantum-cascade laser structure with 50 % of the original doping concentration in the waveguide and 65 % in the injector regions showed the most promising results.

Furthermore a special processing technique involving chemical wet etching is described, which promises an improved heat dissipation in the devices. In this double-channel process the laser ridge is laterally defined by two trenches, which after an insulating step are then filled with electroplated gold. This allows for a better heat dissipation in the device and hence for higher duty-cycles up to continuous wave operation. A couple of parameters concerning the device geometry were varied in this process, such as ridge width and the width of the laterally applied galvanized gold. With 13.5 – 17.5 μm wide double-channel ridge waveguides with 400 μm wide electroplated gold on each side of the ridge continuous-wave operation could be realized. By measuring the threshold current densities in pulsed and continuous-wave operation the thermal resistance and the maximum heat-sink temperature could be estimated. They are 6.0 K/W and 265 K. By improving the mounting of these devices a maximum measured continuous-wave temperature of 200 K could be obtained.

The last three chapters concentrate on various device designs having the potential of optimizing the spectral as well as the electro-optical properties of the quantum cascade laser devices. Microlasers with deeply etched distributed Bragg reflectors in order to obtain single mode emission are introduced in chapter six. A one-step dry etch process has been developed that allows for smooth, perpendicular edges with etching depths of up to 8 μm . This fabrication process is described in detail in this chapter. Single-mode emission with side-mode suppression ratios of up to 20 dB up to 120 K could be observed using a 165 μm long device. Output powers of a few mW could be obtained. The small device dimensions of the microlasers allow for an increased integration density, when used as chip components.

In the following chapter ridge waveguides devices with coupled active ring resonators that function as a filter following the Vernier-principle are introduced. With this approach single-mode emission is achieved. A couple of different ring geometries, such as circular, racetrack and square ring resonators are investigated. For this purpose finite-difference time-domain simulations were performed. The best results were obtained for the square ring resonators due to their symmetry and elongated coupling section. The results obtained from the simulations could be confirmed in experiments single-mode emission with side-mode suppression ratios up to 26 dB and maximum operation temperatures of 240 K could be realized. The temperature dependent wavelength shift of 0.43 nm/K is comparable to that obtained for quantum cascade lasers with a surface grating.

SUMMARY

The last chapter finally focusses on quantum cascade lasers with tapered gain sections. This device concept allows for higher output powers and improved horizontal far-field properties as compared to regular ridge waveguides and in consequence an improved coupling efficiency. For investigating the far-field properties various different device geometries have been inspected. As expected, the devices with the widest output facets of $100\ \mu\text{m}$ showed the smallest horizontal full-width-half-maximum far-field angles of not quite 6° . In order to prevent lateral modes of higher order to emerge in the waveguide the ridge-section had to be narrowed down to $8\ \mu\text{m}$. These devices displayed output powers of up to $2\ \text{W}$ at room temperature. The beam quality factor of some of these devices has been measured and investigated in order to quantitatively evaluate the improvement in beam quality. The tapered lasers displayed M^2 values of about 6.3, whereas a ridge waveguide with comparable output powers featured an M^2 of only about 8. In order to obtain single mode emission a surface grating was applied to the ridge waveguide section of the devices. These tapered lasers showed output powers of still up to $600\ \text{mW}$ at room temperature and single-mode emission over the whole emission range with side mode suppression ratios of up to $28\ \text{dB}$. The coupling constant of the grating could be determined to be $8\ \text{cm}^{-1}$. Hence, not only the output power could be increased, the horizontal far-field narrowed and the spectral properties and beam quality improved, but also single-mode emission could be obtained employing this concept.

SUMMARY

ANHANG

A.0.1 Schichtaufbau der Quantenkaskadenlaserstrukturen

In den nachfolgenden Tabellen sind die Schichtaufbauten sowie die nominellen Dotierkonzentrationen eines 2-LO-Phononresonanz-Designs nach Liu et al. [Liu06] und eines btc-Designs nach Maulini et al. [Mau06] aufgeführt. Alle in dieser Arbeit vorgestellten Bauteilkonzepte und Ergebnisse beruhen auf einem dieser beiden Designs. Je nach Anforderungen wurden bei der Herstellung mittels Molekularstrahl-epitaxie die Dotierkonzentrationen in den verschiedenen Schichten variiert. Auf diese Modifikationen wird in den jeweils behandelnden Kapiteln eingegangen.

	Material	Schichtdicke (μm)	N (cm^{-3})
Kontaktschicht	InP	1000	8×10^{18}
Mantelschicht	InP	2000	1×10^{17}
oberer Kern	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	500	5×10^{16}
aktive Zone	$35 \times$ $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}/$ $\text{In}_{0.523}\text{Al}_{0.477}\text{As}$	2124	2×10^{17}
unterer Kern	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	500	5×10^{16}
Substrat	InP	150	2×10^{17}

Tabelle A.1: Schichtzusammensetzung, Schichtdicken und Dotierkonzentration des 2-LO-Phononresonanz-Designs nach Liu et al. [Liu06].

	Material	Schichtdicke (μm)	N (cm^{-3})
Deckschicht	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	50	1×10^{19}
Kontaktschicht	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	500	3×10^{18}
Mantelschicht	InP	4000	1×10^{17}
oberer Kern	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	300	6×10^{16}
aktive Zone	$40 \times$ $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}/$ $\text{In}_{0.523}\text{Al}_{0.477}\text{As}$	2651	2×10^{17}
unterer Kern	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	200	6×10^{16}
Substrat	InP	150	2×10^{17}

Tabelle A.2: Schichtzusammensetzung, Schichtdicken und Dotierkonzentration des btc-Designs nach Maulini et al. [Mau06].

SCHICHTAUFBAU

SYMBOLVERZEICHNIS

B.1 Formelzeichen

a	Gitterkonstante/-abstand
α	Absorptionskoeffizient
α_{geo}	geometrische Verluste
α_i	interne Verluste
α_M	Spiegelverluste
b_{RWG}	Stegwellenleiterbreite
C_G	Bowing-Parameter einer physikalischen Größe G
γ	Verlustrate
Γ	Füllfaktor
Γ_g	modaler Gewinn
D_{Ring}	Durchmesser eines Ringresonators
ΔE_L	Leitungsbanddiskontinuität
ΔE_V	Valenzbanddiskontinuität
e	Elementarladung
E	Energie
\vec{E}	elektrisches Feld
E_g	Bandlückenenergie
$E_{k/l}$	Energie des Subbandes k/l
E_ν	Energieeigenwert des ν -ten Niveaus in einem Quantenfilm
$E_{\nu,k}$	Energie eines Elektrons mit Bandindex ν und Wellenvektor k
$\varepsilon_{\nu,k}$	Energieeigenwerte
\mathcal{F}	Finesse
g	Materialgewinn
g_{th}	Materialgewinn an der Laserschwelle
g_0	Materialgewinn bzgl. der Stromdichte
\hbar	Plancksches Wirkungsquantum
$\hbar\omega$	Energie eines Photons
$\hbar\omega_{\vec{q}}$	Energie eines Photons mit Wellenvektor \vec{q}
$\hbar\omega_{\text{LO}}$	Energie eines LO-Phonons mit Wellenvektor $\vec{q} = 0$
I	Strom
I_{th}	Schwellstrom
\mathcal{I}	Intensität
\mathcal{I}_i	eingestrahlte Intensität
\mathcal{I}_t	transmittierte Intensität
J	Stromdichte
J_0	Stromdichte bei $T = 0 \text{ K}$

Symbolverzeichnis

J_{tr}	Transparenzstromdichte
J_{th}	Schwellstromdichte
\mathcal{I}	Intensität
\vec{k}	Wellenvektor des Elektrons
k_B	Boltzmannkonstante
k_n	Propagationskonstante
\vec{k}_Γ	reziproker Gittervektor des Γ -Punktes
\vec{k}_X	reziproker Gittervektor des X-Punktes
\vec{k}_L	reziproker Gittervektor des L-Punktes
$\vec{k}_{ }$	Wellenvektor eines Elektrons in einem Quantenfilm
κ	Kopplungskonstante
\bar{l}	mittlere freie Weglänge
l_c	Kopplungsstrecke
L	Länge des Laserresonators
L_{eff}	effektive Resonatorlänge
$L_{optimal}$	optimale Resonatorlänge
L_R	Länge der RWG-Sektion eines Trapezlasers
L_T	Länge der Trapezsektion eines Trapezlasers
λ	Emissionswellenlänge einer Laserstruktur
λ_0	Emissionswellenlänge einer Laserstruktur im Vakuum
Λ_{SL}	Übergitterperiode
m_0	Ruhemasse des freien Elektrons
m^*	tensorielle effektive Masse des Elektrons
M^2	Beugungsmaßzahl
n	Realteil des Brechungsindex n
n_g	Gruppenbrechungsindex
n_{eff}	effektiver Brechungsindex
ν	Wellenzahl
$\bar{\nu}$	Hauptquantenzahl
\mathcal{N}_K	Anzahl der Kaskaden in einem Quantenkaskadenlaser
N	Dotierkonzentration im Halbleiter
p	Druck
P	optische Leistung
P_{diss}	dissipierte / Verlustleistung
Φ	Phasendifferenz
φ	Différenzwinkel
$\psi_{\nu,k}$	Wellenfunktion des Elektrons im Kristall mit Index ν und Wellenvektor k
ξ	Wärmeleitfähigkeit
\vec{q}	Wellenvektor eines Phonons
q_{kl}	Betrag des Wellenvektors eines Phonons beim Übergang zwischen den Subbändern k und l

Symbolverzeichnis

$r_{1/2}$	Außen-/Innenradius
R	Facettenreflektivität
R_{des}	Desorptionsrate
R_{th}	thermischer Widerstand
\mathcal{R}	Reflektion
\vec{R}	Gittervektor des periodischen Kristallgitters
T	Temperatur
T_0	charakteristische Temperatur
T_{Sub}	Substrattemperatur
\mathcal{T}	Transmission
\mathcal{T}_{max}	maximale Transmission
\mathcal{T}_{min}	minimale Transmission
τ_k	Intersubbandlebensdauer des Subbandes k
τ_{kl}	Intersubbandlebensdauer zwischen den Subbändern k und l
ϑ	Beugungswinkel
U_p	potentielle Energie
ξ	Wärmeleitfähigkeit
z_{kl}	Dipolmatrixelement für den Übergang von Zustand k auf Zustand l

B.2 Abkürzungen und Akronyme

AR-Beschichtung	Anti-Reflektionsbeschichtung
btc-Design	<i>bound-to-continuum-Design</i>
cw-Betrieb	Dauerstrichbetrieb
	<i>continuous wave</i>
CRRL	gekoppelter Ringresonatorlaser
	<i>coupled ring resonator laser</i>
DBR	Bragg-Spiegel
	<i>distributed Bragg-reflector</i>
DCRWG	Doppelkanal-Stegwellenleiter
	<i>double channel ridge waveguide</i>
FDTD	<i>finite-difference time-domain</i>
FSR	freie spektrale Weglänge
	<i>free spectral range</i>
GS-MBE	Gasquellen-Molekularstrahlepitaxie
	<i>gas-source molecular beam epitaxy</i>
HR-Beschichtung	hochreflektierende Beschichtung
HR-XRD	hochauflösende Röntgenbeugung
	<i>high resolution x-ray diffraction</i>
ICP	induziertes Plasma-Ätzen
	<i>inductively coupled plasma etching</i>
LO	longitudinal-optisch

Symbolverzeichnis

LA	longitudinal-akustisch
MBE	Molekularstrahlepitaxie <i>molecular beam epitaxy</i>
MIR	mittleres Infrarot
MOVPE	Metall-organische Gasphasen-Epitaxie <i>metallorganic vapor phase epitaxy</i>
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	reaktives Ionenätzen <i>reactive ion etching</i>
RWG	Stegwellenleiter <i>ridge waveguide</i>
SL	Übergitter <i>superlattice</i>
SMSR	Seitenmodenunterdrückungsrate <i>side-mode suppression ratio</i>
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis <i>signal to noise ratio</i>
SS-MBE	Festkörper Molekularstrahlepitaxie <i>solid-source molecular beam epitaxy</i>
TA	transversal-akustisch
TE	transversal-elektrisch
TM	transversal-magnetisch
TO	transversal-optisch
QCL	Quantenkaskadenlaser <i>quantum cascade laser</i>
QF	Quantenfilm <i>quantum well</i>
UHV	Ultrahochvakuum

VERÖFFENTLICHUNGEN DER AUTORIN

In Fachjournalen

„Edge emitting quantum cascade microlasers on InP with deeply etched one-dimensional photonic crystals“ J. Semmel, L. Nähle, S. Höfling, A. Forchel in Applied Physics Letters, Vol. 91, 071104 (2007)

„Single mode emitting ridge waveguide quantum cascade lasers coupled to an active ring resonator filter“ J. Semmel, W. Kaiser, H. Hofmann, S. Höfling, A. Forchel in Applied Physics Letters, Vol. 93, 211106 (2008)

„Tapered quantum cascade lasers“ L. Nähle, J. Semmel, W. Kaiser, S. Höfling, A. Forchel in Applied Physics Letters, Vol. 91, 181122 (2007)

Auf Konferenzen

„Quantum Cascade Lasers on InP operating at $7.4 \mu\text{m}$ “ J. Semmel, A. Somers, A. Wolf, S. Höfling, A. Forchel; BaCaTec-Konferenz und iNow-Workshop 2006 in Berkley, Californien

„Tapered Quantum Cascade Lasers“ J. Semmel, L. Nähle, S. Höfling, A. Forchel; Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW) 2007 in Ambleside, Cumbria, England

„Edge Emitting InP based Quantum Cascade Microlasers with deeply etched Bragg Mirrors“ J. Semmel, L. Nähle, S. Höfling, A. Forchel; Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW) 2007, England

„Tapered Quantum Cascade Lasers“ J. Semmel, L. Nähle, S. Höfling, A. Forchel; 20th Annual Meeting of the IEEE Lasers & Electro-Optics Society (LEOS) 2007 in Florida, USA

„Tapered Quantum Cascade Lasers“ J. Semmel, L. Nähle, W. Kaiser, S. Höfling, A. Forchel; Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG) 2008 in Berlin, Deutschland

„Single-mode emitting quantum cascade lasers with coupled ridge waveguide-ring resonators or grating and taper sections“ J. Semmel, S. Höfling, A. Forchel; Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW) 2009 in Montreal, Canada

LITERATURVERZEICHNIS

- [And04] ANDERS S., TAMOSIUNAS V., SCHRENK W., STRASSER G.: Optical modes in mesoscopic quantum cascade ring lasers. In: *Physical Review B* 69 (2004), S. 073309
- [Bac03] BACH L., REITHMAIER J. P., FORCHEL A., GENTNER J. L., GOLDSTEIN L.: Wavelength Stabilized Single-mode Lasers by Coupled Micro-Square Resonators. In: *Photonics Technology Letters* 15 (2003), S. 377
- [Bas88] BASTARD G.: *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. Les éditions de physique, 1988 (Les Ulis Cedex)
- [Bec01] BECKER C., SIRTORI C.: Lateral current spreading in unipolar semiconductor lasers. In: *Journal of Applied Physics* 90 (2001), Nr. 4, S. 1688–1691
- [Bec02] BECK M., HOFSTETTER D., AELLEN T., FAIST J., OESTRELE U., ILEGEMS M., GINI E., MELCHIOR H.: Continuous wave operation of a midinfrared semiconductor laser at room temperature. In: *Science* 295 (2002), S. 301–305
- [Ben08] BENVENISTE E., VASANELLI A., DELTEIL A., DEVENSON J., TEISSIER R., BARANOV A., ANDREWS A. M., STRASSER G., SAGNES I., SIRTORI C.: Influence of the material parameters on quantum cascade devices. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), S. 131108
- [Bla74] BLAKESLEE A. E., MATTHEWS J. W.: Defects in epitaxial multilayers. In: *Journal of Crystal Growth* 27 (1974), S. 118–125
- [Bor27] BORN M., OPPENHEIMER M.: Zur Quantentheorie der Molekeln. In: *Annalen der Physik* 389 (1927), Nr. 20, S. 457 – 484
- [Bor78] BORCHERDS P. H., KUNK K.: The lattice constant of indium pnictides. In: *J. Phys. C.: Solid States Physics* 11 (1978), S. 4145–4155
- [Bot99] BOTEZ D.: Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), Nr. 21, S. 1302–1304
- [Cho96] CHOI W. - Y., CHEN J. C., FONSTAD C. G.: Evaluation of Coupling Coefficients for Laterally-Coupled Distributed Feedback Lasers. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 35 (1996), S. 4654–4659
- [Coh76] COHEN M. L., CHELIKOWSKI J. R.: Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors. In: *Physical Review B* 14 (1976), Nr. 2, S. 556–592

- [Coh88] COHEN M. L., CHELIKOWSKY J. R.: *Springer Ser. Solid-State Sci.* Bd. 75: *Electronic structure and optical properties of semiconductors*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1988
- [Col95] COLDREN S. A., CORZINE S. W.: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York : John Wiley and Sons, Inc., 1995
- [Del01] DELÉPINE S., GÉRARD F., PINQUIER A., FILLION T., PASQUIER J., LOCATELLI D., CHARDON J. -P., BISSESSUR H. K., BOUCHÉ N., BOUBAL F. R., SALET P.: How to Launch 1 W Into Single-Mode Fiber From a Single 1.48 μm Flared Resonator. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 7 (2001), Nr. 2, S. 111–123
- [Ebe89] EBELING K. J.: *Integrierte Optoelektronik*. Berlin : Springer Verlag, 1989
- [Ebr08] EBRAHIM-ZADEH M. ; I.T., Sorokina (Hrsg.): *Mid-infrared coherent sources and applications*. Berlin : Springer Verlag, 2008
- [Eva06a] EVANS C. A., JOVANOVIĆ V. D., INDJIN D., IKONIĆ Z., HARRISON P.: Investigation of Thermal Effects in Quantum-Cascade Lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 42 (2006), Nr. 9, S. 859–867
- [Eva06b] EVANS C., NGUYEN J., SLIVKEN S., YU J., DARVISH S., RAZEGHI M.: Quantum-cascade lasers operating in continuous-wave above 90° C at $\lambda \approx 5.25\mu\text{m}$. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 0501105
- [Fai94] FAIST J., CAPASSO F., SIVCO D. L., SIRTORI C., HUTCHINSON A. L., CHO A. Y.: Quantum cascade laser. In: *Science* 264 (1994), S. 553–556
- [Fai97] FAIST J., GMACHL C., CAPASSO F., SIRTORI C., SIVCO D. L., BAILLARGEON J. N., HUTCHINSON A. L., CHO A. Y.: Distributed feedback quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 70 (1997), S. 2670–2672
- [Fai02] FAIST J., HOFSTETTER D., BECK M., THIERRY A., ROCHAT M., BLASER S.: Bound-to-Continuum and Two-Phonon Resonance Quantum-Cascade Lasers for High Duty Cycle High-Temperature Operation. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38 (2002), Nr. 6, S. 533–546
- [Fal08] FALLAHKHAIR A. B., LI K. S., MURPHY T. E.: Vector Finite Difference Modesolver for Anisotropic Dielectric Waveguides. In: *Journal of Lightwave Technologies* 26 (2008), S. 1423
- [Fre87] FREY H.: *Dünnschichttechnologie*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1987
- [Fro37] FROELICH H.: Theory of electrical breakdown in ionic crystals. In: *Proc. Roy. Soc. A* 160 (1937), S. 230–241
- [Fuc07] FUCHS P.: *Herstellung und Charakterisierung monomodig emittierender Double-Channel Quantenkaskadenlaser auf Indiumphosphid*, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Diplomarbeit, 2007

- [Ger95] GERTHSEN CH.: *Physik*. Bd. 18. Auflage. Berlin : Springer-Verlag, 1995
- [Gha03] GHAFOURI-SHIRAZ H.: *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters*. John Wiley & Sons Ltd, 2003
- [Gia91] GIANOZZI P., GIRONCOLI S. R., PAVONE P., BARONI S.: Ab initio calculation of phonon dispersion in semiconductors. In: *Physical Review* 43 (1991), Nr. 9, S. 7231–7242
- [Gma97] GMACHL C., FAIST J., BAILLARGEON J.N., CAPASSO F., SIRTORI C., SIVCO D.L., CHU S.N.G., CHO A. Y.: Complex-Coupled Quantum Cascade Distributed-Feedback Laser. In: *Photonics Technology Letters* 9 (1997), S. 1090
- [Gma98a] GMACHL C., CAPASSO F., FAIST J., HUTCHINSON A. L., TREDICUCCI A., SIVCO D. L., BAILLARGEON J.N., CHU S. N. G., CHO A. Y.: Continuous-wave and high-power pulsed operation of index-coupled distributed feedback quantum cascade laser at $\lambda \approx 8.5 \mu\text{m}$. In: *Applied Physics Letters* 72 (1998), Nr. 12, S. 1430–1433
- [Gma98b] GMACHL C., TREDICUCCI F., CAPASSO F., HUTCHINSON A. L., SIVCO D. L., BAILLARGEON J. N., CHO A. Y.: High-power $\lambda \approx 8 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers with near optimum performance. In: *Applied Physics Letters* 72 (1998), Nr. 24, S. 3130–3132
- [Gma99] GMACHL C., CAPASSO F., TREDICUCCI A., SIVCO D. L., KÖHLER R., HUTCHINSON A. L., CHO A. Y.: Dependence of the Device Performance on the Number of Stages in Quantum-Cascade Lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (1999), Nr. 3, S. 808–816
- [Gma01] GMACHL C., CAPASSO F., SIVCO D. L., CHO A. Y.: Recent Progress in quantum cascade lasers and applications. In: *Report on Progress in Physics* 64 (2001), S. 1533–1601
- [Gri00] GRIFFEL G., ABELES J. H., MENNA R. J., BRAUN A. M., CONOLLY J. C., KING M.: Low-threshold InGaAsP ring lasers fabricated using bi-level dry-etching. In: *Photonische Technology Letters* 12 (2000), S. 146
- [Hö05] HÖFLING S., REITHMAIER J. P., FORCHEL A.: Device Performance and Wavelength Tuning Behavior of Ultra-Short Quantum-Cascade Microlasers with Deeply Etched Bragg-Mirrors. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 11 (2005), Nr. 5, S. 1048–1054
- [Hö06] HÖFLING S., JOVANOVIĆ V. D., INDJIN D., REITHMAIER J. P., FORCHEL A., IKONIĆ Z., VUKMIROVIĆ N., HARRISON P., MIRČECKETIĆ A., MILANOVIĆ V.: Dependence of saturation effects on electron confinement and injector doping in GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As quantum-cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 251109
- [Her89] HERMANN M., SITTE H.: *Molecular Beam Epitaxy, fundamentals and current status*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1989
- [Her04] HERING P., LAY J.P. ; S., Stry (Hrsg.): *Lasers in environmental and life sciences*. Berlin : Springer Verlag, 2004

- [Hof09] HOFFMAN A. J., BRAUN P. X., ESCARRA M. D., HOWARD S. S., FRANZ K. J., WANG X. W., FAN J., GMACHL C.: Lasing-induced reduction in core heating in high wall plug efficiency quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), S. 041101
- [Hua85] HUANG M. Z., CHING W. Y.: A minimal basis semi-ab initio approach to the band structure of semiconductors. In: *J. Phys. Chem. Solids* 46 (1985), Nr. 8, S. 977–995
- [Hvo00] HVOZDARA L., LUGSTEIN A., GIANORDOLI S., SCHRENK W., STRASSER G., UNTERRAINER K., BERTAGNOLLI E., GORNIK E.: Self-aligned coupled cavity GaAs/AlGaAs midinfrared quantum-cascade laser. In: *Applied Physics Letters* 77 (2000), S. 1077
- [Iba02] IBACH H., LÜTH H.: *Festkörperphysik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2002
- [Iof09] IOFFE PHYSICAL TECHNICAL INSTITUTE: *Thermal Properties of InP*. <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/InP/thermal.html>, April 22nd, 2009
- [Jam97] JAMBUNATHAN R., SINGH J.: Design Studies for Distributed Bragg Reflectors for Short-Cavity Edge-Emitting Lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 33 (1997), Nr. 7, S. 1180
- [Kö00] KÖHLER R., GMACHL C., CAPASSO F., TREDICUCCI A., SIVCO D. L., CHU S. N. G., CHO A. Y.: Single-mode tunable, pulsed and continuous wave quantum-cascade distributed-feedback lasers at $\lambda \cong 4.6\text{--}4.7 \mu\text{m}$. In: *Applied Physics Letters* 76 (2000), S. 2164–2166
- [Kaz71] KAZARINOV R. F., SURIS R. A.: Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. In: *Sov. Phys. Semicond.* 5 (1971), Nr. 4, S. 707–709
- [Kaz72] KAZARINOV R. F., SURIS R. A.: Electric and electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice. In: *Sov. Phys. Semicond.* 6 (1972), Nr. 1, S. 120–131
- [Ken06] KENNEDY K., KRYSA A. B., ROBERTS J. S., GROOM K. M., HOGG R. A., REVIN D. G., WILSON L. R., COCKBURN J. W.: High performance InP-based quantum cascade distributed feedback lasers with deeply etched lateral grtings. In: *Applied Physics Letters* 89 (2006), S. 201117
- [Kit91] KITTEL CH.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 1991
- [Lan87a] LANDOLT-BÖRNSTEIN ; MADELUNG, O. (Hrsg.): *New Series - Group III: Crystal and Solid State Physics*. Bd. 17a: *Numerical data and functional relationships in science and technology*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1987
- [Lan87b] LANDOLT-BÖRNSTEIN ; MADELUNG, O. (Hrsg.): *New Series - Group III: Crystal and Solid State Physics*. Bd. 22a: *Numerical data and functional relationships in science and technology*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1987

- [Liu06] LIU Z., WASSERMANN D., HOWARD S. S., HOFFMANN A. J., GMACHL C. F., WANG X., TANBUN-EK T., CHENG L., CHOA F.: Room-Temperature Continuous-Wave Quantum Cascade Laser grown by MOCHA without lateral Regrowth. In: *Photonics Technology Letters* 18 (2006), Nr. 12, S. 1347–1349
- [Lon07] LONČAR M., LEE B. G., DIEHL L., BELKIN M., CAPASSO F., GIOVANNINI M., FAIST J., GINI E.: Design and Fabrication of Photonic Crystal Quantum Cascade Lasers for Optofluidics. In: *Optics Express* 15 (2007), S. 4499–4514
- [Mä95] MÄRZ R.: *Integrated Optics: Design and Modeling*. Artech House, Boston, 1995
- [Mü07] MÜLLER M., BAUER A., LEHNHARDT T., RÖSSNER K., HÜMMER M., FORCHEL A.: One dimensional and two dimensional photonic crystal GaInSb/AlGaAsSb microlasers. In: *Applied Physics Letters* (2007) 91 (2007), S. 201116
- [Man04] MANN CH.: *Entwurf und Charakterisierung von Quantenkaskadenlasern*, Fakultät für Mathematik und Physik der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, Diss., 2004
- [Mar69] MARCATILI E. A. J.: Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics. In: *Bell Systems Technology Journal* 48 (1969), S. 2071–2101
- [Mau06] MAULINI R., MOHAN A., GIOVANNINI M., FAIST J.: External cavity quantum-cascade laser tunable from 8.2 to 10.4 μm using a gain element with heterogeneous cascade. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 201113
- [Muj08] MUJAGIĆ E., SCHARTNER S., HOFFMANN L. K., SCHRENK W., SEMTSIV M. P., WIENOLD M., MASSELINK W. T., STRASSER G.: Grating-coupled surface emitting quantum cascade ring lasers. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 011108
- [Odr05] ODRIZOLA H., BORRUEL L., TIJERO J. M. G., ESQUIVIAS I., SUJECKI S., LARKINS E. C.: Losses of the unstable cavity in tapered laser diodes: estimation from numerical simulations. In: *Proceedings of the 5th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices* IEEE, 2005
- [Peo85] PEOPLE R., BEAN J. C.: Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained layer heterostructures. In: *Applied Physics Letters* 47 (1985), Nr. 3, S. 322–324
- [Peo86] PEOPLE R., BEAN J. C.: Erratum: Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained layer heterostructures [Applied Physics Letters 47; 322 (1985)]. In: *Applied Physics Letters* 49 (1986), Nr. 4, S. 229
- [Pfl03] PFLÜGL C., LITZENBERGER M., SCHRENK W., POGANY D., GORNIK E., STRASSER G.: Interferometric study of thermal dynamics in GaAs-based quantum-cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 82 (2003), S. 1664–1666
- [Rab02] RABUS DOMINIK G.: *Realization of Optical Filters using Ring Resonators with integrated Semiconductor Optical Amplifiers in GaInAsP/InP*, TU Berlin, Diss., 2002

- [Raz09] RAZEGHI M.: High-Performance InP-Based Mid-IR Quantum Cascade Lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 15 (2009), Nr. 3, S. 941–951
- [Roc01] ROCHAT M., HOFSTETTER D., BECK M., FAIST J.: Long-Wavelength ($\lambda \approx 16 \mu\text{m}$), room temperature, single frequency quantum cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), Nr. 26, S. 4271–4273
- [Roi94] ROIJEN VAN R., PENNINGE E. C. M., VAN STALEN M. J. N., VAN DONGEN T., VERBEEK B. H., VAN DER HEIJDEN J. M. M.: Compact InP-based ring lasers employing multimode interference couplers and combiners. In: *Applied Physics Letters* 64 (1994), S. 1753
- [Sas91] SASNETT M.: Beam characterization and measurement of propagation attributes. In: *Laser beam diagnostics* Bd. 1414 Proceedings of SPIE, 1991, S. 21
- [Sca02] SCARPA G., ULBRICH N., SIGL A., BICHLER M., SCHUH C., AMANN M. -C., ABSTREITER G.: Improved large optical cavity design for $10.6 \mu\text{m}$ (Al)GaAs quantum cascade lasers. In: *Physica E* 13 (2002), S. 844–847
- [Sch00] SCHRENK W., FINGER N., GIANORDOLI S., HVOZDARA L., STRASSER G., GORNIK E.: GaAs/AlGaAs distributed feedback quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 76 (2000), Nr. 3, S. 253–255
- [Sch01] SCHULLER CH.: *Kantenemittierende Mikrolaser mit tiefgeätzten DBR-Spiegeln auf InAs/AlGaAs-Laserstrukturen*, Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Diplomarbeit, 2001
- [Sie97] SIEGMAN A. E.: How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality. In: *Tutorial Presentation at the Optical Society of America Annual Meeting*. Long Beach, California, 1997
- [Sir94] SIRTORI C., CAPASSO F., FAIST J., SCANDOLO S.: Nonparaplicity and a sum rule associated with bound-to-bound and bound-to-continuum intersubband transitions in quantum wells. In: *Physical Review B* 50 (1994), Nr. 12, S. 8663–8674
- [Tip00] TIPLER PAUL A.: *Physik*. Heidelberg Berlin : Spektrum Akademischer Verlag GmbH, 2000
- [Tre00] TREDICUCCI A., GMACHL C., CAPASSO F., HUTCHINSON A. L., SIVCO D. L., CHO A. Y.: Single-mode surface plasmon laser. In: *Applied Physics Letters* 76 (2000), S. 2164–2166
- [Tro02] TROCCOLI M., GMACHL C., CAPASSO F., SIVCO D. L., CHO A. Y.: Mid-infrared ($\lambda \approx 7.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser amplifier for high power single-mode emission and improved beam quality. In: *Applied Physics Letters* 80 (2002), Nr. 22, S. 4103–4105
- [Wal96] WALPOLE J. N.: Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain sections. In: *Optical and Quantum electronics* 28 (1996), S. 623 – 645
- [Wei09] WEINMANN P., ZIMMERMANN C., SCHLERETH T. W., SCHNEIDER C., HÖFLING S., KAMP M., FORCHEL A.: Mode-Controlled Tapered Lasers Based on Quantum Dots. In: *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 15 (2009), S. 780–784

- [Yan00] YANG Q. K., LI A.Z.: Calculation of sponateous emission in gain spectra for quantum cascade lasers. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 12 (2000), S. 1907–1914
- [Yu 98] YU S., KRAUSS T. F., LAYBOURN P. J. R.: Mode locking in large monolithic semiconductor ring lasers. In: *Optical Engineering* 37 (1998), S. 1164–1168
- [Yu 03] YU J. S., EVANS A., DAVID J., DORIS L., SLIVKEN S., RAZEGHI M.: Cavity-length effects of high-temperature high-power continuous-wave characteristics in quantum-cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), S. 5136–5138
- [Yu 06] YU J. S., EVANS A., SLIVKEN S., DARVISH S. R., RAZEGHI M.: Temperature dependent characteristics of $\sim 3.8 \mu\text{m}$ room-temperature continuous wave quantum-cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 251
- [Zha09] ZHANG S. Y., REVIN D. G., COCKBURN J. W., KENNEDY K., KRYSA A. B., HOPKINSON M.: $\lambda \sim 3.1 \mu\text{m}$ room temperature InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), S. 031106

LITERATURVERZEICHNIS

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während der Zeit meiner Promotion unterstützt haben und am Gelingen dieser Arbeit und den darin vorgestellten Ergebnissen beteiligt waren:

Bei Professor Dr. Alfred Forchel für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl für technische Physik mit seinen hervorragenden technischen Möglichkeiten, ohne die die praktische Umsetzung vieler der hier vorgestellten Ideen nicht möglich gewesen wäre sowie die Betreuung meiner Arbeit.

Professor Dr. Jean Geurts für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Vielen Dank an Sven Höfling für die Unterstützung bei meiner Arbeit, viele anregende Diskussionen und die nie abbreißende Flut an neuer Fachliteratur.

Danke an Lars Nähle, Andreas Farca und Yegor Rabets für die gute Zusammenarbeit während ihrer Diplomarbeiten und Praktika sowie die Unterstützung bei der Probenherstellung und Charakterisierung.

Ein großer Dank auch an Peter Fuchs von der Firma Nanoplus für die gute Zusammenarbeit und die vielen gemeinsamen mehr oder wenig erfolgreichen Stunden am QCL-Messplatz.

Vielen Dank den technischen Assistenten ohne deren engagierten Einsatz so einiges nicht so leicht möglich gewesen wäre: Adriana Wolf und Selina Handel für die Probenprozessierung sowie für ihre Hilfe bei der Prozessentwicklung, Margit Wagenbrenner für ihre ausdauernde und zuverlässige Unterstützung bei MBE-Öffnungen, SEM-Aufnahmen und dem morgendlichen Hochfahren der MBE und Theresa Steinl für die Verspiegelung der Proben. Danke auch an Monika Emmerling für die Belichtung der Proben sowie viele hilfreiche Tipps und ihre Hilfe bei der Erstellung der eBeam-Dateien.

Der Besatzung von AU-44, Mirjam Müller, Sebastian Hein, Adam Bauer, Sven Gerhard und Vasilij Baumann: danke für die angenehme Arbeitsatmosphäre und viele anregende – sowohl fachliche als auch fachfremde – Diskussionen.

Außerdem vielen Dank an Gerhard Heller für seine tatkräftige Unterstützung bei der Instandhaltung der MBE sowie allen anderen technischen Problemen.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für technische Physik für die tolle Stimmung und das gute Arbeitsklima sowie die ständige Diskussionsbereitschaft.

Vielen Dank an meine gute Freundin Verena Bartels für das professionell gestaltete Cover.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie und meinem Freund, Marcus Winter, die mich immer unterstützt und mir geduldigen Rückhalt geboten haben.

EHRENWÖRTLICHE ERKLÄRUNG

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5
der Promotionsordnung der
Fakultät für Physik und Astronomie
der Julius-Maximilians-Universität Würzburg

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, dass ich die Dissertation selbstständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel einen akademischen Grad zu erwerben vorgelegt.

Am 25. Juli 2006 wurde mir von der Julius-Maximilians-Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Ingenieurin Univ.“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 5. Januar 2010

Julia Semmel

