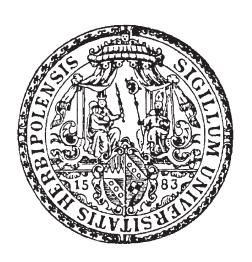
Interbandkaskadenlaser für die Gassensorik im Spektralbereich des mittleren Infrarot

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



vorgelegt von ROBERT WEIH aus Schwerin

Würzburg 2017

Eingereicht am: 08.12.2017

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Dr. Martin Kamp

2. Gutachter: Prof. Dr. Jean Geurts

3. Gutachter: der Dissertation

1. Prüfer: Dr. Martin Kamp

2. Prüfer: Prof. Dr. Jean Geurts

3. Prüfer: Prof. Dr. Björn Trauzettel

 $im\ Promotionskolloquium$

Tag des Promotionskolloquiums: 21.09.2018

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung						
2	Das GaSb - Halbleitersystem 2.1 Kristallstruktur						
	2.2	Bandstruktur und effektive Masse					
	2.3	Heterostrukturen und Quantisierungseffekte					
3	Funktionsweise von Interband - Halbleiterlasern						
	3.1	Fundamentalprozesse der Licht-Materie-Wechselwirkung					
	3.2	Lichtverstärkung und optische Übergänge					
	3.3	Verlustmechanismen in Halbleiterlasern					
		3.3.1 Rekombinationsverluste					
		3.3.2 Optische Verluste					
		3.3.3 Weitere Verlustmechanismen					
	3.4	Laserbedingungen					
	3.5	Kenngrößen von Interband-Halbleiterlasern					
		3.5.1 Kennlinien					
		3.5.2 Interne Parameter					
4	Aufbau und Besonderheiten von Interbandkaskadenlasern						
	4.1	Vergleich verschiedener Halbleiterlaserkonzepte					
	4.2	Aufbau der aktiven Zone					
		4.2.1 Der W - Quantenfilm					
		4.2.2 Der semi-metallische Übergang					
		4.2.3 Kaskadierung					
	4.3	Aufbau des Wellenleiters					
	4.4	Entwurf von ICLs mit unterschiedlichen Emissionswellenlängen					
5	Epi	taktisches Wachstum von Interbandkaskadenlasern					
	5.1	Heteroepitaxie					
	5.2	Probenherstellung mittels Molekularstrahlepitaxie					
	5.3	Die Fike FV 100S Anlage					

	5.4 5.5	Charakterisierung der hergestellten Schichten				
6	Las 6.1 6.2 6.3	Elektro-optische Charakterisierung 6.3.1 Messplatzaufbau 6.3.2 Messmodi Charakterisierung 6.4.5 Messmodi 6.5 Messmodi 6.5 Messmodi 6.6 Messmodi 6.7 Messmodi 6.8 Messmodi 6.8 Messmodi	70 74			
7	Var 7.1 7.2 7.3 7.4 7.5 7.6	Fiation der Struktur und daraus resultierende Eigenschaften Ladungsträgerausgleich in der aktiven Zone Varation der Kaskadenzahl	90 94 97			
8	Dauerstrichbetrieb von Interbandkaskadenlasern 8.1 Einfluss der Bauteildimensionierung					
9	9.1 9.2	erbandkaskadenlaser mit verteilter Rückkopplung Realisierung von ICL DFBs mithilfe von Metallgittern				
Zι	ısam	menfassung	135			
Sı	ımm	ary	139			
Li	terat	turverzeichnis	142			
V	eröffe	entlichungen des Autors	157			
\mathbf{D}_{i}	anks	agung	161			

1 Einleitung

Im Jahr 1962 lies Robert N. Hall, welcher zu dieser Zeit bei General Electric beschäftigt war, Halbleiterbauteile, welche stimulierte kohärente Emission aussenden, patentieren [1]. Er erkannte bereits zu dieser Zeit, dass sich die vorgestellten Bauelemente durch ihre Einfachheit und hohe Effizienz von bis dato entwickelten Laserquellen abhoben. Dass sich etwa 50 Jahre später ein Halbleiterlaser in nahezu jedem Haushalt befinden würde, war damals jedoch nicht absehbar. Stattdessen wurden Laser in den 60er - Jahren als Lösung für ein noch nicht vorhandenes Problem bezeichnet [2]. Heutzutage sind weitere Vorteile wie die vergleichsweise geringe Leistungsaufnahme, ein hoher Wirkungsgrad, Kompaktheit sowie die Überflüssigkeit von externen Spiegeln allgemein anerkannt. Aktuell wird mit Halbleiterlasern weltweit ein Umsatz von etwa 6 Milliarden US - Dollar erwirtschaftet, welcher bis zum Jahr 2024 voraussichtlich auf mehr als 9 Milliarden US - Dollar steigen wird [3].

Die wichtigste Kenngröße eines Halbleiterlasers ist seine Wellenlänge, welche den Einsatz in einem bestimmten Anwendungsbereich bestimmt. Die bisher realisierten Wellenlängen reichen vom UV-Bereich bis in den THz-Bereich. In konventionellen Diodenlasern hat die Bandlücke des aktiven Materials den entscheidenden Einfluss auf die Energie der emittierten Photonen. Mittels GaN - basierten, elektrisch gepumpten Lasern kann der kurzwellige Spektralbereich zwischen 338 nm [4] und 536 nm [5] abgedeckt werden. Die kommerziell weit verbreitete und wohl bekannteste Anwendung ist der Blu-Ray-Disc-Player, in welchem ein blauer Laser mit einer Emissionswellenlänge von 405 nm zum Einsatz kommt. Basierend auf dem Substratmaterial GaAs lassen sich Laser mit Wellenlängen im sichtbaren roten als auch im Bereich des nahen Infrarot (IR) realisieren [6]. Für den industriell wichtigen Bereich der Telekommunikation werden InP - basierte Halbleiterlaser eingesetzt. Diese können die beiden wichtigsten Bereiche um 1.30 µm und 1.55 µm abdecken, in denen die Dämpfung in Glasfasern lokale Minima zeigt. Für Anwendungen, in denen langwelligere Emission notwendig ist, werden für gewöhnlich GaSb-basierte Laser eingesetzt, welche imstande sind einen sehr breiten Spektralbereich abzudecken. So wurden basierend auf diesem Substrat bereits Laser mit einer Emission bei 1.55 µm [7] bis hin zu einer

Wellenlänge von 3.73 µm gezeigt [8].

Eines der Hauptanwendungsgebiete der zuletzt genannten Laser ist die Laserabsorptionsspektroskopie (engl.: Tuneable Laser Absorption Spectroscopy, TLAS). Mit diesem Verfahren lassen sich bereits sehr kleine Konzentrationen von Molekülen qualitativ und quantitativ nachweisen. Dabei werden charakteristische Absorptionslinien, welche aus diskreten Schwingungs - Rotations - Übergängen resultieren, ausgenutzt.

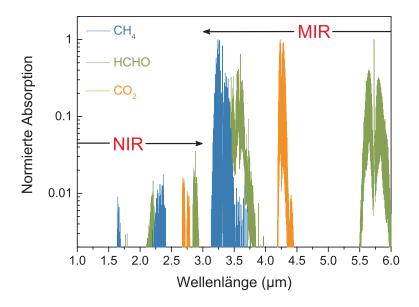


Abbildung 1.1: Absorptionsspektren von CH_4 , HCHO und CO_2 im Wellenlängenbereich zwischen $1.0 \,\mu\text{m}$ und $6.0 \,\mu\text{m}$.

In Abbildung 1.1 sind Absorptionsspektren von CH₄, HCHO und CO₂ dargestellt [9], welche jeweils Absorptionsbanden im Wellenlängenbereich unterhalb und oberhalb von 3.0 µm besitzen. Dabei wird schnell deutlich, dass die langwelligen Absorptionsbanden um mehr als eine Größenordnung stärker sind als die kurzwelligen, da die damit verbundenen Grundschwingungen eine deutlich höhere Absorptionsstärke haben. In der Anwendung ermöglicht dies sowohl eine höhere Sensitivität als auch eine höhere Messgeschwindigkeit. Es ist demnach wünschenswert entsprechende Systeme im langwelligen Bereich des mittleren Infrarot (MIR) zu betreiben. Konventionelle GaSb-basierte Diodenlaser stoßen dabei jedoch an ihre Grenzen. Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur konnte bisher nur bis zu einer Wellenlänge von 3.44 µm gezeigt werden [10]. Limitierend sind dabei hohe interne Verluste sowie ein mangelnder Ladungsträgereinschluss im Bereich der verwendeten Quantenfilme. Eine vielversprechende Alternative stellen sogenannte Interbandkaskadenlaser (engl.: Interband Cascade Laser, ICL) dar, welche ebenfalls auf GaSb-Substraten hergestellt werden

können und gewissermaßen eine Hybridstruktur zwischen konventionellen Diodenlasern und Quantenkaskadenlasern (engl.: Quantum Cascade Laser, QCL) darstellen. Sie wurden erstmals im Jahr 1994 von R.Q.Yang erwähnt [11] und im Jahr 1997 experimentell realisiert [12]. Etwas mehr als 10 Jahre später konnte erstmalig Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur gezeigt werden [13].

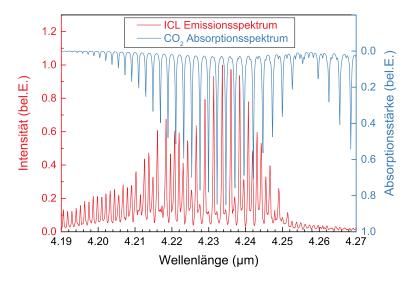


Abbildung 1.2: Auslöschung einiger Longitudinalmoden im Spektrum eines im Freistrahlbetrieb gepulst betriebenen, 2.0 mm langen ICLs infolge von Absorption durch CO₂.

Dass ICLs für die zuvor genannte Anwendung TLAS bestens geeignet sind, sei hier bereits vorweggenommen. In Abbildung 1.2 ist das Spektrum eines im Rahmen dieser Arbeit hergestellten ICLs im Wellenlängenbereich um 4.23 µm in rot dargestellt. Bei genauer Betrachtung fällt auf, dass im Bereich maximaler Intensität jede zweite Fabry-Pérot-Mode deutlich abgeschwächt wird. Ursächlich dafür ist der P-Zweig der Absorptionsbande der asymmetrischen Streckschwingung von CO₂, welcher in Abbildung 1.2 in blau dargestellt ist. Auf dem Weg von der Laserfacette zum Detektor wird also der Teil des vom ICL emittierten Lichts, welcher energetisch in Resonanz mit den Absorptionslinien liegt, absorbiert. Dass die Modenkämme außerhalb des Zentrums gegeneinander verschieben, liegt daran, dass die Absorptionslinien bezüglich der Energie äquidistant sind, während die Fabry-Pérot-Moden des Lasers unter Vernachlässigung der Dispersion im k-Raum äquidistant sind.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung von GaSb-basierten ICLs mit geringer Leistungsaufnahme im Spektralbereich zwischen $2.8\,\mu m$ und $5.7\,\mu m$. Dies umfasst die vollständige Herstellung vom Entwurf über die epitaktische Umsetzung als auch die anschließende Prozessierung zu elektrisch gepumpten Bauteilen. In Kapitel

2 werden grundlegende Eigenschaften des GaSb-Halbleitersystems vorgestellt. Dabei wird unter anderem auf Bandstrukturen und die Bildung von Heterostrukturen eingegangen. Kapitel 3 widmet sich der Funktionsweise von Interband- Halbleiterlasern. Neben der Einführung der für den Laserbetrieb fundamentalen Prozesse wird dabei auf die Verstärkung des Lichts sowie verschiedene Verlustmechanismen eingegangen. Darüber hinaus werden sowohl die Bedingungen für den Laserbetrieb erläutert als auch fundamentale Kenndaten von Interband-Halbleiterlasern vorgestellt. In Kapitel 4 werden verschiedene Halbleiterlaserkonzepte verglichen und die Besonderheiten sowie der Aufbau von Interbandkaskadenlasern herausgearbeitet. Weiterhin wird erläutert, was beim Entwurf der Laserstrukturen unter Variation der Wellenlänge zu beachten ist. Anschließend beschäftigt sich Kapitel 5 mit dem epitaktischen Wachstum sowie dessen Optimierung. In Kapitel 6 wird erläutert, wie aus dem epitaktisch hergestellten Material Laserchips prozessiert und diese charakterisiert wurden. Das folgende Kapitel 7 beschäftigt sich mit Variationen der ICL-Struktur und ihren Auswirkungen auf die Kenndaten. Im Speziellen wurde der Einfluss der Dotierung innerhalb der aktiven Zone, die Anzahl der eingesetzten Kaskaden, die Dotierung und Dicke der separaten Einschlussschichten, die Abhängigkeit ausgewählter Kenndaten von der Wellenlänge, sowie der Einsatz von quaternären Al_xGa_{1-x}As_vSb_{1-v}-Mantelschichten untersucht. Kapitel 8 beschäftigt sich mit dem Dauerstrichbetrieb von zu Stegwellenleitern prozessierten Interbandkaskadenlasern, welche auf eine Wärmesenke aufgelötet wurden. Dabei wird insbesondere auf die Bauteildimensionierung und die maximal erreichbare Temperatur im Dauerstrichbetrieb eingegangen. Das letzte Kapitel 9 stellt einen Ansatz vor, bei dem erstmalig monomodige Interbandkaskadenlaser basierend auf der komplexen Kopplung der optischen Mode an ein periodisches Metallgitter realisiert wurden. Abschließend folgt eine Zusammenfassung in deutscher und englischer Sprache.

2 Das GaSb-Halbleitersystem

Die Gruppe der III-V-Halbleiter setzt sich aus Elementen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems zusammen, welche eine Mischbindung mit kovalentem und ionischem Anteil eingehen. Je nach Anzahl der an einer Verbindung beteiligten Elemente spricht man dabei von binären (z.B. GaSb, InAs), ternären (z.B. Ga_xIn_{1-x}Sb), quaternären (z.B. Ga_xIn_{1-x}As_ySb_{1-y}, Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}) oder sogar quinternären (z.B. Al_xGa_yIn_{1-x-y}As_zSb_{1-z}) Verbindungen (x,y,z \in [0, 1]). Die binären Halbleiter GaSb, AlSb und InAs bilden die sogenannte 6.1 Å - Halbleiterfamilie, da ihre Gitterkonstante in etwa 6.1 Å beträgt. Dies erleichtert die epitaktische Realisierbarkeit von Heterostrukturen und zusammen mit dem großen Bandlückenbereich, der abgedeckt werden kann, ergibt sich ein enormes Potential für die Herstellung von emittierenden sowie detektierenden Bauteilen im spektralen Bereich des MIR.

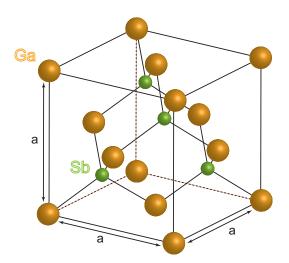


Abbildung 2.1: Einheitszelle der Zinkblendestruktur mit zweiatomiger Basis. Sie setzt sich aus zwei, um ein Viertel der Raumdiagonalen verschobenen, kubisch flächenzentrierten Gittern zusammen.

2.1 Kristallstruktur

Wie ein Großteil der III-V Halbleiter kristallisieren auch die des 6.1 Å Halbleitersystems in der Zinkblende-Struktur. Diese besteht wie die Diamantstruktur aus einem kubisch flächenzentrierten Gitter (engl.: face centered cubic, fcc) mit zweiatomiger Basis, welche jeweils aus einem Gruppe-III- und einem Gruppe-V-Atom gebildet wird. In Abbildung 2.1 ist diese Struktur für den Halbleiter GaSb dargestellt. Die Basisatome sind um ein Viertel der Raumdiagonalen der kubischen Einheitszelle mit Seitenlänge a gegeneinander verschoben. Somit ist jedes Gruppe-III-Atom in Form eines Tetraeders von vier Gruppe-V-Atomen im Abstand $\frac{\sqrt{3}}{4} \cdot a$ umgeben. Die Gitterkonstante ist von zentraler Bedeutung für das versetzungsfreie Wachstum von Halbleiterheterostrukturen. In Tabelle 2.1 sind die Gitterkonstanten einiger binärer Arsenide und Antimonide zusammengefasst. Setzt sich ein Kristall aus mehr als zwei Atomsorten zusammen, kann die mittlere Gitterkonstante nach der Regel von Vegard durch lineare Interpolation berechnet werden.

Material	Gitterkonstante bei 300 K [Å]		
GaAs	5,653		
AlAs	5,661		
InAs	6,058		
GaSb	6,096		
AlSb	6,136		
InSb	6,479		

Tabelle 2.1: Gitterkonstanten einiger binärer Halbleiter mit Zinkblendestruktur [14].

Für ternäre Halbleiter interpoliert man zwischen den binären Endpunkten:

$$a_{A_x B_{1-x} C} = x \cdot a_{AC} + (1-x)a_{BC} \tag{2.1}$$

Setzt sich eine Halbleiterverbindung aus vier Elementen zusammen, so spricht man von einer quaternären Verbindung. Diese kann aus jeweils zwei Elementen der Hauptgruppe - III und - V als auch aus drei Elementen der Hauptgruppe - III und nur einem Element der Hauptgruppe - V bestehen. Die Gitterkonstanten lassen sich jeweils wie folgt berechnen:

$$a_{A_x B_{1-x} C_y D_{1-y}} = xy a_{AC} + x(1-y)a_{AD} + (1-x)y a_{BC} + (1-x)(1-y)a_{BD}$$
 (2.2)

$$a_{AB_xC_yD_{1-x-y}} = xa_{AB} + ya_{AC} + (1-x-y)a_{AD}$$
 (2.3)

Dabei beschreiben $a_{A_xB_{1-x}C}$ und $a_{AB_xC_yD_{1-x-y}}$ die mittleren Kantenlängen des resultierenden kubischen Gitters und a_{AB} , a_{AC} , a_{AD} , a_{BC} und a_{BD} die Gitterkonstanten der binären Konstituenten. Es gilt $x, y \in [0, 1]$, wobei x und y den Gehalt der jeweiligen Legierungskomponente darstellt.

2.2 Bandstruktur und effektive Masse

Durch das periodische Potential im Kristall bildet sich eine Bandstruktur aus, in der erlaubte Energiebereiche (Bänder) durch verbotene Energiebereiche (Bandlücken (E_g)) getrennt sind. Beim letzten mit Elektronen besetzten Band spricht man vom Valenzband, während das energetisch nächsthöhere Band als Leitungsband bezeichnet wird. Für Isolatoren und Halbleiter liegt die Fermienergie innerhalb der Bandlücke, weshalb das Leitungsband im Grundzustand unbesetzt ist. In Abbildung 2.2 sind die richtungsabhängigen Dispersionsrelationen $(E_n(\overrightarrow{k}))$ von AlSb und GaSb entlang zweier charakteristischer Richtungen hoher Symmetrie ([111] und [100]) dargestellt.

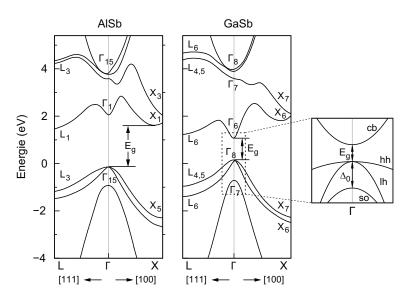


Abbildung 2.2: Bandstrukturen der binären Verbindungshalbleiter AlSb und GaSb entlang ihrer Symmetrieachsen Γ L und Γ X im reziproken Raum.

Befindet sich das Maximum des Leitungsbandes und das Minimum des Valenzbandes beim gleichen Wellenvektor, spricht man von einem direkten Halbleiter (z.B. GaSb). Ist dies nicht der Fall, bezeichnet man den Halbleiter als indirekt (z.B. AlSb). Im Vergleich zum typischen Wellenvektor eines Elektrons ist der Wellenvektor des Photons vernachlässigbar gering, weshalb Übergänge im Bandschema vertikal erfolgen. Um sowohl die Erhaltung der Energie als auch des Wellenvektors zu erfüllen, muss beim Übergang eines Elektrons zwischen Valenzband und Leitungsband im Falle indirekter Halbleiter zusätzlich ein Impulsübertrag stattfinden. Dieser kann beispielsweise durch ein Phonon erfolgen, was die Übergangsrate jedoch deutlich herabsetzt.

Im rechten Teil von Abbildung 2.2 ist ein Ausschnitt des reziproken Raums um das Zentrum der Brillouinzone am Γ -Punkt vergrößert dargestellt. Für kleine Wellenvektoren kann man für die Dispersion eine quadratische Approximation verwenden, bei der nur Terme bis zur Ordnung von k^2 berücksichtigt werden. Die Oberflächen konstanter Energie werden in direkten Halbleitern sowohl im Leitungs- als auch im Valenzband durch Kugeloberflächen beschrieben. Die Energie der Ladungsträger am Γ -Punkt ist somit richtungsunabhängig und die Dispersion hat die vereinfachte Form

$$E(\vec{k}) = E_{L/V} \pm \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m^*}.$$
 (2.4)

Mit $E_{L/V}$ ist hierbei die Leitungs- beziehungsweise die Valenzbandkante bezeichnet und m^* beschreibt die effektive Masse, mit deren Hilfe Ladungsträger im Halbleiter mit den Bewegungsgleichungen freier Teichen behandelt werden können. Weiterhin kann man im Valenzband drei verschiedene Bänder mit unterschiedlicher Krümmung identifizieren. Die Krümmung ist invers proportional zur effektiven Masse, weshalb man zwischen Schwerlochband (engl.: Heavy Hole, HH) und Leichtlochband (engl.: Light Hole, LH) unterscheidet. Diese sind am Γ -Punkt entartet. Das dritte Band (engl.: Split Off, SO) ist aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung energetisch nach unten verschoben.

Im Gegensatz zur Gitterkonstanten beschreibt eine lineare Interpolation der binären Halbleiterparameter die Bandlücke für ternäre Halbleiter nicht korrekt. Für Verbindungen der Art $A_xB_{1-x}C$ wird eine quadratische Approximation der Form

$$E_g(A_x B_{1-x}C) = x E_g(AC) + (1-x)E_g(AC) + x(1-x)c$$
 (2.5)

verwendet. Mit c ist dabei der empirisch ermittelte "Bowing-Parameter" bezeichnet. In Abbildung 2.3 ist die Bandlücke einiger binärer Halbleiter bei 300 K gegen ihre Gitterkonstante aufgetragen. Die Verbindungslinien beschreiben die Bandlücke ternärer Halbleiter. An ihnen ist der Einfluss des "Bowing-Parameters" direkt sichtbar. Die Werte für quaternäre Verbindungen liegen innerhalb der umschlossenen Flächen. Weiterhin ist die Bandlücke temperaturabhängig. Aufgrund der verringerten Wechselwirkung der Atome infolge der thermischen Expansion des Kristalls, sowie Effekten

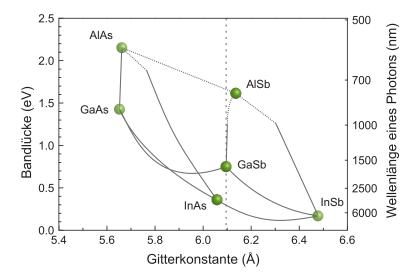


Abbildung 2.3: Auftragung der Bandlücken verschiedener binärer Halbleiter in Abhängigkeit von ihrer Gitterkonstanten. Die Bandlücken ternärer Legierungen werden durch die Verbindungslinien beschrieben. Der Einfluss des "Bowing-Parameters" ist dabei deutlich an der Krümmung zu sehen. Auf der rechten Ordinatenachse ist die Energie eines Photons aufgetragen, welches durch eine strahlende Rekombination von Ladungsträgern an der Leitungs- und Valenzbandkante erzeugt wurde.

der Elektron-Phonon-Wechselwirkung [15] nimmt sie mit der Temperatur ab. Gemäß der empirischen Varshni-Formel [16] hängt die Bandlücke wie folgt von der Temperatur ab:

$$E_{gap}(T) = E_{gap}(T=0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}.$$
 (2.6)

Dabei steht E_{gap} für die Energie der Bandlücke, während α und β materialspezifische Parameter sind.

2.3 Heterostrukturen und Quantisierungseffekte

Bei der Herstellung von Halbleiterstrukturen aus verschiedenen Schichten ist neben der Bandlücke vor allem die relative Anordnung der Bandextrema zueinander von Bedeutung. Werden verschiedenartige Halbleiter aufeinander abgeschieden, tritt zumeist eine Banddiskontinuität auf.

Man unterscheidet dabei zwischen Typ-I und Typ-II Bandanordnung. Bei der Typ-I Anordnung überlappen die Bandlücken der beteiligten Materialien vollständig, wäh-

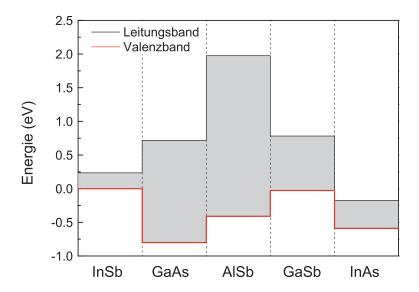


Abbildung 2.4: Relative Bandanordnung einiger binärer Halbleiter bei $T=300\,\mathrm{K}$. Die Valenzbandkante von InSb wurde auf $E=0\,\mathrm{eV}$ gesetzt [14].

rend sie bei der Typ-II Anordnung nur teilweise (Typ-IIa) oder gar nicht (Typ-IIb) überlappen. In Abbildung 2.4 ist die relative Bandanordnung der binären antimonidischen Halbleiter sowie von GaAs und InAs dargestellt. Unter Ausnutzung der Banddiskontinuität und der Bandlücke unterschiedlicher Materialien lassen sich in heterostrukturbasierten Bauteilen gezielt Bandverläufe maßschneidern. Mit den drei binären Halbleitern GaSb, InAs und AlSb, welche eine ähnliche Gitterkonstante haben, ergibt sich hierbei eine enorm hohe Flexibilität.

Sobald die Dimension von Halbleiterschichten in der Größenordnung der thermischen De-Broglie-Wellenlänge liegt, treten Quantisierungseffekte auf. Dies ist beispielsweise für einen Quantentopf der Fall, bei dem ein Material mit niedriger Bandlücke von Material mit höherer Bandlücke umschlossen wird. Unter der Annahme parabolischer Bandverläufe lässt sich das Problem durch die Schrödingergleichung im Ortsraum beschreiben:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_x^*} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_y^*} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_z^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - V(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}). \tag{2.7}$$

Dabei steht m^* für die effektive Masse der Ladungsträger, $\psi(\vec{r})$ für die Wellenfunktion des Teilchens, $V(\vec{r})$ für das Potential und E für die Energie. Im Fall von epitaktisch hergestellten Heterostrukturen ergibt sich ein Einschlusspotential und damit eine Quantisierung in Wachstumsrichtung z. In der x-y-Ebene sind die Ladungsträger nicht eingeschränkt und folgen der parabolischen Dispersionsrelation eines freien

Teilchens. Die vom Wellenvektor abhängige Gesamtenergie setzt sich wie folgt zusammen:

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^*} + E_n.$$
 (2.8)

Die Eigenenergien können nur für den Fall unendlich hoher Potentialwände analytisch berechnet werden und sind dann proportional zum Quadrat der Quantenzahl n und invers proportional zur effektiven Masse und dem Quadrat der Breite des Quantentopfes. Weiterhin ergeben sich harmonische Wellenfunktionen, welche am Rand des Einschlusspotentials Knoten aufweisen. Das im realen Fall auftretende Problem endlich hoher Potentialbarrieren lässt sich nur numerisch berechnen. Hier können die Wellenfunktionen in die Barrieren eindringen und klingen dort exponentiell ab. Unter Betrachtung des Betragsquadrats der Wellenfunktion lässt sich das anschaulich mit einer endlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Ladungsträgern in den Barrieren beschreiben.

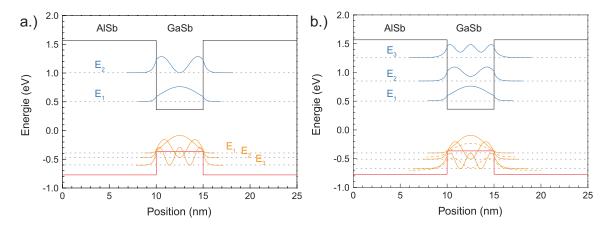


Abbildung 2.5: Banddiagramm am Γ -Punkt eines in AlSb-Barrieren eingebetteten 5 nm breiten GaSb-Quantenfilms mit den entsprechenden Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Ladungsträger a.) unter Vernachlässigung und b.) unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der Bänder miteinander.

In Abbildung 2.5 ist das Bandschema eines 5 nm breiten GaSb-Quantenfilms gezeigt, welcher von AlSb-Barrieren umgeben ist. Weiterhin sind die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im Leitungs- und Valenzband gezeigt, welche für Abbildung 2.5 a für den Fall parabolischer Bandverläufe unter Vernachlässigung der Wechselwirkung der Bänder untereinander berechnet wurden. In Abbildung 2.5 b wurden die Eigenenergien und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten hingegen im Rahmen der sogenannten

 $k \cdot p$ -Methode berechnet, welche die Wechselwirkung der einzelnen Bänder miteinander berücksichtigt und zur Berechnung zusätzlich eine empirische Korrektur am Verlauf der Valenzbänder vornimmt. Letzteres erfolgt mithilfe der sogenannten Luttinger-Parameter. Es ist zu erkennen, dass die Korrektur vor allem die Eigenenergien höherer Zustände im Leitungsband zu niedrigeren Energien verschiebt. So treten im Rahmen der $k \cdot p$ - Methode drei gebundene Zustände auf, während in der Einbandnäherung nur zwei auftreten. Des Weiteren kann man im Valenzband in Abbildung 2.5 b Zustände mit Schwerloch - und Zustände mit Leichtlochcharakter (gestrichelt) erkennen. Die Berechnungen sämtlicher Bandstrukturen und der Wellenfunktionen erfolgte mit dem kommerziell erhältlichen Programm $nextnano^3$. Die Berechnung komplexer Strukturen im Rahmen der $k \cdot p$ - Methode ist mit erheblichem Rechen - und Zeitaufwand verbunden. Da für die Berechnung von Bandstrukturen von ICLs vor allem die Grundzustände relevant sind, welche innerhalb beider Berechnungsmethoden nicht signifikant voneinander abweichen, wurden alle im Folgenden vorgestellten Berechnungen, sofern nicht anders deklariert, mithilfe der Einbandnäherung durchgeführt.

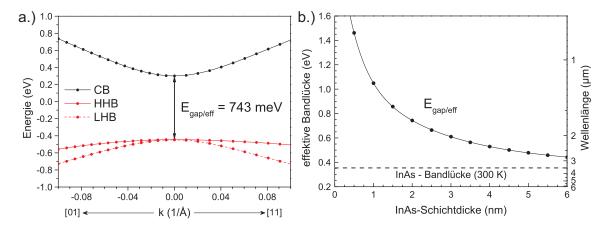


Abbildung 2.6: a.) Dispersionsrelation eines InAs(2nm)/AlSb(2nm)- Übergitters in zwei Richtungen senkrecht zur Wachstumsrichtung. b.) Abhängigkeit der effektiven Bandlücke von der InAs-Schichtdicke bei konstanter AlSb- Barrierendicke.

Eine weitere wichtige Art von Heterostrukturen, welche in ICLs zum Einsatz kommen, sind Kompositionsübergitter. Es handelt sich dabei um eine periodische Folge zweier Halbleitermaterialien mit unterschiedliche großer Bandlücke, also eine Folge von Quantentöpfen und Barrieren. Während für dicke Barrieren keine Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern in benachbarten Quantentöpfen auftritt, wird diese mit dünner werdenden Barrieren immer stärker, da die exponentiell abklingenden Wellenfunktionen miteinander wechselwirken. Wie bei Atomen im Kristallverband

ergibt sich bei Aneinanderreihung mehrerer identischer Quantentöpfe eine Vielzahl von energetisch dicht liegenden Energieniveaus, welche bei genügend hoher Repetition sogenannte Minibänder ausbilden. Innerhalb dieser Minibänder kann Ladungsträgertransport sehr effizient erfolgen [17], während sich zwischen den Minibändern keine erlaubten Zustände befinden. Übergitter sind für optoelektronische Bauteile sehr flexibel einsetzbar. Durch Variation der Quantentopfbreite lässt sich eine von der Bandlücke der Konstituenten verschiedene effektive Bandlücke $(E_{gap/eff})$ einstellen, während eine Variation der Barrierendicke eher die Kopplungsstärke benachbarter Quantentöpfe und somit die energetische Breite der Minibänder beeinflusst. In Abbildung 2.6 a ist die Dispersionsrelation eines Übergitters bestehend aus 2 nm dicken InAs - Schichten und 2 nm dicken AlSb - Schichten bei $T=300\,\mathrm{K}$ in zwei Richtungen der Schichtebene dargestellt. Es ist zu sehen, dass sich wie im Kristallverband elektronen - und lochartige Bänder ausbilden. Aufgrund der geringen Verspannung beider Konstituenten ist die Separation der schwerloch- und leichtlochartigen Bänder sehr gering. Bei gegebener Konfiguration ergibt sich $E_{gap/eff}$ zu 743 meV. Die effektive Bandlücke unter Variation der InAs-Schichtdicke bei konstanter AlSb-Barrierendicke ist in Abbildung 2.6 b gezeigt. Es ist zu sehen, dass die effektive Bandlücke exponentiell mit der InAs-Schichtdicke abnimmt und sich im Fall sehr dicker Schichten asymptotisch an die InAs-Bandlücke annähert.

3 Funktionsweise von Interband - Halbleiterlasern

Das folgende Kapitel zeigt die fundamentalen Prozesse der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie auf und beschreibt die Bedingungen, welche für den Laserbetrieb im Allgemeinen notwendig sind. Des Weiteren werden verschiedene, für Halbleiterlaser relevante Verlustprozesse vorgestellt.

3.1 Fundamentalprozesse der Licht - Materie - Wechselwirkung

Im Halbleiter kann die Wechselwirkung von Ladungsträgern und Photonen hauptsächlich durch drei fundamentale Prozesse beschrieben werden, welche in Abbildung 3.1 für ein Zwei-Niveau-System schematisch dargestellt sind. Mit E_1 ist die Energie des Grundzustands bezeichnet, während E_2 die des angeregten Zustands repräsentiert. Bei den Prozessen handelt es sich um die Absorption (Vernichtung eines Photons unter Übertrag der Energie und resultierender Anhebung eines Elektrons in einen energetisch höheren, unbesetzten Zustand), die spontane Emission (spontaner Übergang eines Elektrons in einen energetisch niedrigeren Zustand unter Aussendung eines Photons mit der Differenzenergie) und die stimulierte Emission (durch ein einfallendes Photon passender Energie induzierter Übergang eines Elektrons in einen energetisch tieferen Zustand unter Aussendung eines Photons gleicher Energie, Ausbreitungsrichtung und Phase). Letztere ist der für den Laserbetrieb grundlegende Prozess. Für ein an einem der Prozesse beteiligtes Photon gilt $E = E_2 - E_1 = h\nu_{ph}$, wobei ν_{ph} die Frequenz des Photons beschreibt.

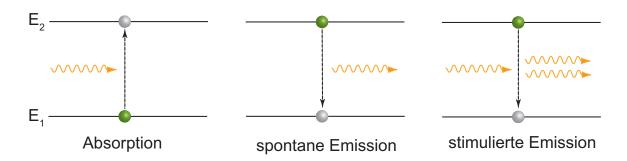


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der wichtigsten Übergangsprozesse in einem Zwei-Niveau-System.

3.2 Lichtverstärkung und optische Übergänge

Um Licht zu verstärken, muss das Verhältnis von der stimulierten Emissionsrate (dn_{st}) zu Absorptionsrate (dn_{ab}) größer als eins sein. Im Laser gilt näherungsweise:

$$\frac{dn_{st}}{dn_{ab}} = \frac{n_2}{n_1} > 1 \tag{3.1}$$

Der energetisch höhere Zustand muss also stärker bevölkert sein, was auch als Besetzungsinversion bezeichnet wird. Im Halbleiterlasern kann diese durch sogenanntes optisches oder elektrisches Pumpen erreicht werden. In auf Interbandübergängen basierenden Halbleiterlasern werden Photonen durch den Übergang eines Elektrons von einem Zustand im Leitungsband in einen Zustand im Valenzband erzeugt. Wie schon in Kapitel 2.2 erwähnt, unterliegen diese Übergänge bestimmten Restriktionen. So müssen dabei sowohl die Erhaltung der Energie als auch des Wellenvektors gewährleistet sein, was den Bereich möglicher Übergänge auf einen bestimmten Bereich der Dispersionskurve beschränkt. Weiterhin muss der Übergang zwischen einem besetzten Ausgangszustand und einem unbesetzten Endzustand erfolgen, woraus sich folgende Proportionalität für die Übergangsraten der stimulierten Emission R_{21} und der Absorption R_{12} ergibt:

$$R_{21} = C(f_2(1 - f_1))$$
 $R_{12} = C(f_1(1 - f_2)).$ (3.2)

Mit f_1 und f_2 sind dabei die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Zustände bezeichnet, welche auch im Nichtgleichgewicht mithilfe der Fermi-Statistik beschrieben werden können, indem separate Fermi-Niveaus für das Leitungs- und Valenzband verwendet werden. C bezeichnet eine Konstante.

$$f_1 = \frac{1}{e^{(E_1 - E_{fv})/kT} + 1}$$
 $f_2 = \frac{1}{e^{(E_2 - E_{fc})/kT} + 1}$ (3.3)

Dabei beschreiben E_{fv} und E_{fc} die entsprechenden Quasi-Ferminiveaus, $E_{1/2}$ die Energie des Zustands und T die Temperatur. Das Verhältnis von stimulierter Emission zu Absorption wird somit zu:

$$\frac{R_{21}}{R_{12}} = \frac{f_2(1 - f_1)}{f_1(1 - f_2)} = e^{\Delta E_f - E_{21}/kT}$$
(3.4)

Für den Laserbetrieb muss $R_{21} > R_{12}$ gelten, was nur für $\Delta E_f > \Delta E = E_2 - E_1$ ermöglicht wird. Der Abstand der Quasi-Ferminiveaus muss also größer sein als der Abstand der beiden beteiligten Energieniveaus. In einem Laser ist eine hohe Materialverstärkung wünschenswert, welche von der Übergangsrate zwischen den beteiligten Zuständen abhängig ist. Diese lässt sich mit der Beziehung

$$R_r = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{21}| \rho_r(E_{21}) \cdot \delta(E_{21} - \hbar\omega)$$
 (3.5)

beschreiben, was auch als Fermis Goldene Regel bekannt ist [18]. Die Übergangsrate hängt also von $|H'_{21}|$, dem aus der Wechselwirkung zwischen Elektron und elektromagnetischer Strahlung resultierendem Störungsterm des Wechselwirkungsoperators, und $\rho_r(E_{21})$, der reduzierten Zustandsdichte [18], ab. Das Kronecker-Delta stellt sicher, dass die Übergangsenergie mit der des Photons übereinstimmt. Mithilfe des Blochwellenansatzes (Wellenfunktionen können als Produkt aus Blochfunktionen $u_{c/v}$ und Hüllenfunktionen $F_{1/2}$ geschrieben werden) und unter der Annahme, dass das Vektorpotential $A(\mathbf{r})$ räumlich viel langsamer variiert als die Hüllenfunktionen, kann $|H'_{21}|$ mithilfe des Transfermatrixelements $|M_T|$ ausgedrückt werden:

$$|H'_{21}|^2 = \left(\frac{eA_0}{2m_0}\right)^2 |M_T|^2 \quad \text{mit} \quad |M_T|^2 = |\langle u_c | \hat{\boldsymbol{e}} \cdot \boldsymbol{p} | u_v \rangle|^2 |\langle F_2 | F_1 \rangle|^2.$$
 (3.6)

Der Vorfaktor in der linken Gleichung setzt sich aus der Elementarladung e, der Amplitude des Vektorpotentials A_0 und der Masse des Elektrons im Vakuum m_0 zusammen. Im linken Term des Transfermatrixelements spiegelt sich eine Polarisationsabhängigkeit des Übergangs wieder. Neben dieser kann der Term als materialspezifische Konstante betrachtet werden. Der rechte Term des Transfermatrixelements beinhaltet eine auf Impulserhaltung basierende Einschränkung der Zustände, welche miteinander wechselwirken können (k- Auswahlregel). Für den Wellenfunktionsanteil in der Ebene gilt dies auch in Quantenfilmen und die Stärke der Wechselwirkung wird nach

$$\langle F_2|F_1\rangle = \int_z F_2^*(z) F_1(z) dz \tag{3.7}$$

vom räumlichen Überlapp der Einhüllenden der Wellenfunktionen in Quantisierungsrichtung z dominiert. Aufgrund der Orthogonalität der Wellenfunktionen finden Interbandübergänge fast ausschließlich zwischen Zuständen mit gleicher Quantenzahl statt. Mit anderen Worten liegt der Überlapp erlaubter Übergänge in konventionellen Quantenfilmen nahe 1 und wird nur durch unterschiedliche effektive Massen und Barrierenhöhen in Leitungs- und Valenzband reduziert [18].

3.3 Verlustmechanismen in Halbleiterlasern

Beim Betrieb von elektrisch gepumpten Halbleiterlasern kommt es zu Verlusten. Diese können zum einen durch Rekombination von Ladungsträgern oder durch Vernichtung eines bereits erzeugten Photons entstehen. Auf beide Möglichkeiten soll im folgenden Abschnitt näher eingegangen werden.

3.3.1 Rekombinationsverluste

Verluste durch spontane Emission

Im Laser stellt die spontane Emission einen Verlustkanal dar, obwohl wie bei der stimulierten Emission Photonen erzeugt werden. Diese sind jedoch nicht kohärent, weder in ihrer Abstrahlrichtung noch ihrer Wellenlänge korreliert und koppeln demnach nur zu einem sehr geringen Anteil in die Lasermode. Die beteiligten Ladungsträger stehen also nicht mehr für einen stimulierten Emissionsprozess zur Verfügung und die spontane Emission stellt daher einen Verlustprozess dar.

Rekombination an Störstellen

In der im idealen Kristall energetisch verbotenen Bandlücke können Zustände infolge von Kristalldefekten entstehen. Zu diesen zählen unter anderem leere Gitterplätze, falsch besetzte Gitterplätze (z.B. Fremdatome) oder Atome auf Zwischengitterplätzen. Weiterhin zählen Grenzflächen zu Bereichen mit erhöhter Defektdichte und Oberflächen (z.B. Spaltkanten, Ätzflanken) zu Bereichen mit häufig nicht abgesättigten Bindungen. Auch hier entstehen Zustände innerhalb der Bandlücke infolge der Verletzung der Gitterperiodizität. Die Energieniveaus in der Bandlücke fördern die

nichtstrahlende Rekombination, bei welcher die Energie des Elektrons beim Übergang zur Erzeugung von Phononen genutzt wird und der injizierte Ladungsträger somit nicht mehr für die strahlende Rekombination zur Verfügung steht. Zur statistischen Beschreibung von Rekombinationsprozessen wird das in den frühen 50er Jahren entwickelte Shockley-Read-Hall (SRH) Modell verwendet [19][20], welches die Übergangsraten in und aus sogenannten Fangstellen (engl.: traps) betrachtet. Weil die Ladungsträgereinfangrate proportional zur Dichte der Fangstellen ist, folgt intuitiv, dass es vor allem in optisch aktiven Bauteilen gilt Störstellen zu vermeiden. Für den Fall, dass die injizierte Ladungsträgerdichte wesentlich größer als die intrinsische ist, ergibt sich folgender Zusammenhang für die SRH-Rekombinationsrate (R_{SRH}) [18]:

$$R_{SRH} = \frac{np}{n\tau_h + p\tau_e}. (3.8)$$

Die Verluste skalieren also mit der Dichte von Elektronen (n) und Löchern (p) und den Zeiten (τ_e/τ_h) , die ein Defektzustand braucht, um ein Elektron/Loch aus dem Leitungsband/Valenzband einzufangen unter der Voraussetzung, dass alle Defektzustände unbesetzt/besetzt sind.

Auger - Rekombination

Findet eine Rekombination zwischen Leitungs- und Valenzband statt, wird nicht zwangsläufig ein Photon erzeugt. Die frei werdende Energie kann unter Erhaltung dieser und des Wellenvektors ebenso an einen weiteren Ladungsträger abgegeben werden. Dieser relaxiert dann zumeist unter Beteiligung von Phononen wieder auf ein niedrigeres Energieniveau und trägt somit zur Erwärmung des Bauteils bei. Derartige Prozesse werden als Augerprozesse bezeichnet. In Abbildung 3.2 sind einige häufig auftretende Augerprozesse dargestellt. Die Bezeichnungen leiten sich dabei aus den am Prozess beteiligten Bändern ab (Leitungsband (C), Schwerlochband (H), Leichtlochband (L) und Split-off-Band (S)). Beim CCCH-Prozess gibt das Elektron seine Rekombinationsenergie an ein weiteres Elektron ab, welches in einen höheren unbesetzten Zustand im Leitungsband übergeht. Aufgrund der Beteiligung von zwei Elektronen und einem Loch (nnp-Prozess) ergibt sich eine Proportionalität zwischen Rekombinationsrate und Ladungsträgerdichte von $R_{CCCH} \propto n^2 p$. Bei den Prozessen CHHH, CHLH und CHSH sind jeweils zwei Lochzustände und ein Elektronzustand beteiligt (ppn - Prozess), woraus sich die Proportionalität zu $R_{CHHH/CHLH/CHSH} \propto np^2$ ergibt [18][21].

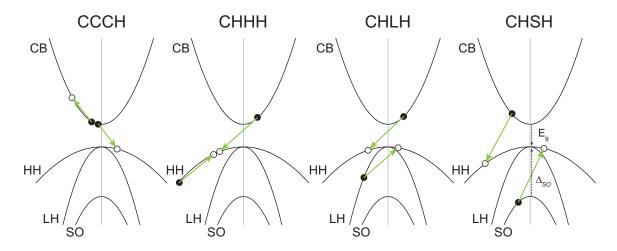


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung verschiedener Auger - Rekombinationsprozesse unter Energie - und Wellenvektorerhaltung. Die Nomenklatur ergibt sich aus den am Prozess beteiligten Bändern.

Aufgrund der bereits erwähnten Energie- und Wellenvektorerhaltung sind für Augerprozesse nur bestimmte Bereiche der Dispersionskurve zugänglich. Die Übergangsrate hängt in diesen Bereichen stark von den jeweiligen Besetzungswahrscheinlichkeiten und damit von der Bandstruktur ab [22, 23]. Insbesondere die Bandlücke spielt dabei eine große Rolle. Es ist leicht ersichtlich, dass beispielsweise für InSb die Wahrscheinlichkeit für CHSH - Prozesse stark herabgesetzt ist, da die Bandlücke deutlich kleiner ist als der energetische Abstand zwischen Schwerloch - und Splitoff-Band. Bei In-As spielt der CHSH-Prozess eine größere Rolle, da E_q und Δ_{SO} nah beieinander liegen [14]. Experimentell konnte mit steigender Wellenlänge ein Trend zu höheren Augerkoeffizienten gefunden werden [24]. Weiterhin sind Augerprozesse stark temperaturabhängig, da mit der Temperatur auch die Besetzungswahrscheinlichkeit von Ladungsträgern in höheren Zuständen steigt. Mittels verschiedener Maßnahmen kann bei der Entwicklung von Halbleiterbauelementen auf die Augerverluste Einfluss genommen werden. Um die Augerrate gering zu halten, gilt es bei Heterostrukturen vor allem in der Nähe des Γ -Punktes Resonanzen zwischen den Valenzbändern zu vermeiden, da die Besetzungswahrscheinlichkeit hier groß ist. Experimentell konnte für Quantenfilme eine Reduktion der Augerkoeffizienten gegenüber Volumenmaterial nachgewiesen werden [25]. Auch die Verspannung hat durch ihre Auswirkung auf die effektive Masse und somit die Bandstruktur Einfluss auf die Augerrekombination [26]. Speziell für verspannte Typ-II Materialien konnte eine Unterdrückung der Augerrekombination gezeigt werden [27].

3.3.2 Optische Verluste

Absorption durch freie Ladungsträger

Wird ein bereits angeregter Ladungsträger durch ein vorher erzeugtes Photon in einen höheren Zustand des gleichen Bandes angeregt, spricht man von der Freien-Ladungsträger-Absorption (engl.: free carrier absorption, FCA). Aufgrund der Impulserhaltung muss für diesen Prozess ein Phonon oder eine Störstelle involviert sein. Die Relation zwischen dem Absorptionskoeffizienten α_{FCA} und der Wellenlänge λ hängt von der Art der Wechselwirkung ab, kann aber im Allgemeinen gut mithilfe der Drude-Zener-Theorie approximiert werden [28].

$$\alpha_{FCA} = \left(\frac{e^3}{4\pi^2 c^3 m_0^2 \epsilon_0}\right) \left(\frac{1}{n(m^*/m_0)^2}\right) \left(\frac{\lambda^2}{\mu}\right) n_e \tag{3.9}$$

Der Absorptionskoeffizient hängt also linear von der Ladungsträgerdichte und quadratisch von der Wellenlänge ab. In der Gleichung sind n_e die Ladungsträgerdichte, n der Brechungsindex, μ die Beweglichkeit und m^* die effektive Masse.

Intervalenzband - Absorption

Die Absorption eines Photons kann ebenfalls durch ein Elektron erfolgen, welches von einem energetisch niedrigeren Valenzband in ein höheres übergeht. Dieser Verlustprozess wird als Intervalenzband - Absorption (engl.: intervalence band absorption, IVBA) bezeichnet [29, 30]. Absorptionsvorgänge sind zwischen allen Valenzbändern möglich, solange Energie - und Impulserhaltung gewährleistet sind. Die Übergangsrate ist auch bei der IVBA durch die Bandstruktur bestimmt. Da die Besetzungswahrscheinlichkeit an den Bandextrema am höchsten ist, treten Übergänge am häufigsten zwischen Schwerlochband und split off - Band auf und es gilt insbesondere energetische Resonanz zwischen der Photonenenergie, also in den meisten Fällen E_g , und der split - off - Energie zu vermeiden. Während Berechnungen gezeigt haben, dass sich beim Übergang von konventionellen Halbleiterlasern zu Quantenfilmlasern keine Reduktion der IVBA ergibt [31], konnte experimentell nachgewiesen werden, dass IVBA - Prozesse mithilfe von gezielter Verspannung im aktiven Material nahezu unterdrückt werden können [32].

3.3.3 Weitere Verlustmechanismen

Neben den bereits näher erläuterten Verlustmechanismen gibt es einige weitere, die der Vollständigkeit halber erwähnt werden sollen. In allen Laserstrukturen, in denen es durch räumliche Einschränkung zur Quantisierung von Zuständen im Leitungsband kommt, können bei entsprechender Resonanz Photonen entsprechend den Auswahlregeln absorbiert werden. In Quantenfilmlasern und ICLs spielt dieser Verlustpfad jedoch eine untergeordnete Rolle, da aufgrund des in Quantisierungsrichtung polarisierten Dipolmoments nur Absorption für TM-polarisiertes Licht auftritt [21]. Weiterhin können Streuverluste an Gitterfehlern und an geätzten Oberflächen des Wellenleiters auftreten, die im Gegensatz zu Absorptionsverlusten keine Wärme erzeugen [33].

3.4 Laserbedingungen

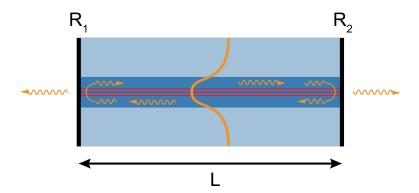


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines Halbleiterlasers. Der Resonator der Länge L beinhaltet das verstärkende Medium (rot) und wird von Spiegeln mit den Reflektivitäten R_1 und R_2 begrenzt. Aufgrund des Brechungsindexkontrasts zwischen dem Wellenleiter (dunkelblau) und den Mantelschichten (hellblau) wird die Lichtmode geführt.

Die einfachste Form eines Halbleiterlasers stellen Kantenemitter dar. In Abbildung 3.3 ist ein solcher schematisch dargestellt. Ein Resonator der Länge L wird durch gespaltene planparallele Facetten begrenzt, deren Reflektivität R sich für homogene Flächen aus der Fresnelschen Formel für senkrechten Lichteinfall berechnet:

$$R = \frac{(n_{eff} - 1)^2}{(n_{eff} + 1)^2}. (3.10)$$

Dabei bezeichnet n_{eff} den effektiven Brechungsindex. Nach [34] wird die Reflektivität im Falle einer dünnen aktiven Zone unter der vereinfachten Annahme planarer Wellen unterschätzt. Eine bessere Approximation kann analytisch aus der Dicke der aktiven Zone, der Wellenlänge und den Brechungsindizes aktiver und passiver Bestandteile

des Wellenleiters errechnet werden. Fortan wird für ICL-Strukturen ein Wert von R=0.4 angenommen, welcher eine gute Näherung für eine Dicke der aktiven Zone zwischen 200 und 500 nm darstellt. Ein Teil des Lichtes verlässt den Resonator also an der Facette, was auch als Spiegelverluste α_m bezeichnet wird und durch

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \tag{3.11}$$

ausgedrückt werden kann. Dabei bezeichnet L die Länge des Lasers und $R_{1/2}$ die Reflektivitäten der Facetten. Innerhalb des Resonators wird das Licht infolge innerer Verluste α_i , welche im vorhergehenden Abschnitt näher erläutert wurden, exponentiell abgeschwächt. Um eine Verstärkung des Lichtes zu erreichen, müssen diese mindestens kompensiert werden. Da nicht das gesamte Lichtfeld mit dem verstärkenden Medium wechselwirkt, wird der Füllfaktor Γ eingeführt, welcher dem Bruchteil der Mode entspricht, der mit dem verstärkenden Material wechselwirkt (siehe Abbildung 3.3) und die Materialverstärkung g_{mat} mit der modalen Verstärkung g verknüpft. Die erste Laserbedingung lautet dann:

$$g_{th} = \Gamma g_{mat} = \alpha_i + \alpha_m = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right). \tag{3.12}$$

Dabei beschreibt g_{th} die Schwellenverstärkung, welche notwendig ist, um gerade die Verluste zu kompensieren. Eine weitere Bedingung ergibt sich aus der Phasenlage der Lichtwelle zur Facette. Stehende Wellen bilden sich aus, wenn die Phasenbedingung:

$$L = m \frac{\lambda}{2n_{eff}} \tag{3.13}$$

erfüllt ist. Das Laserspektrum bilden letztlich die Moden, welche vom Material verstärkt werden, somit die Verluste kompensieren können und die Phasenbedingung erfüllen. Ihr Abstand berechnet sich zu:

$$\Delta \lambda = \frac{(\Delta m)\lambda^2}{2n_a L} \qquad m \in \mathbb{N}. \tag{3.14}$$

Der sogenannte Gruppenindex n_g ist in dispersiven Medien wellenlängenabhängig und größer als der Brechungsindex.

3.5 Kenngrößen von Interband - Halbleiterlasern

Um eine Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Lasern unterschiedlichen Aufbaus zu gewährleisten, müssen Kenngrößen definiert werden. Diese sind größtenteils von herkömmlichen Diodenlasern zu übernehmen und werden im Folgenden erläutert.

3.5.1 Kennlinien

In Abbildung 3.4 sind die Strom - Spannungs-Kennlinie (U(I)) und die Strom - Lichtleistungs-Kennlinie (P(I)) schematisch dargestellt. Im Bereich kleiner Ströme steigt die Spannung zuerst steil an, was bei herkömmlichen Halbleiterlasern aus dem Abbau der Sperrschicht eines pn - Übergangs resultiert. Im Falle von ICLs resultiert der steile Anstieg hauptsächlich daraus, dass durch eine externe Spannung die Bandstruktur im Laser so ausgerichtet werden muss, dass Ladungsträgertransport erfolgen kann. Ist dies erfolgt, steigt die Kennlinie bei geringerer Steigung weiter linear an, was auf ohmsche Verluste an den Kontakten und im Bauteil zurückzuführen ist. Die Steigung der Kennlinie wird auch als differentieller Widerstand bezeichnet (R_{diff}) . Extrapoliert man den linearen Verlauf, lässt sich aus dem Schnittpunkt mit der Ordinate die Einsatzspannung (U_0) ermitteln. Die optische Ausgangsleistung des Lasers steigt mit dem Pumpstrom unterhalb der Schwelle infolge spontaner Rekombinationsprozesse schwach linear an. Sobald die Verluste gerade durch die Verstärkung kompensiert werden, steigt die Kennlinie deutlich stärker linear an. Der sogenannte Schwellstrom (I_{th}) lässt sich dann aus dem Schnittpunkt der linearen Extrapolation auf die Abszisse ermitteln. Meistens wird zur besseren Vergleichbarkeit die Schwellenstromdichte (J_{th}) angegeben, welche zusätzlich die gepumpte Fläche berücksichtigt. Die bei I_{th} anliegende Spannung wird auch als Schwellspannung (U_{th}) bezeichnet. Die Schwel-

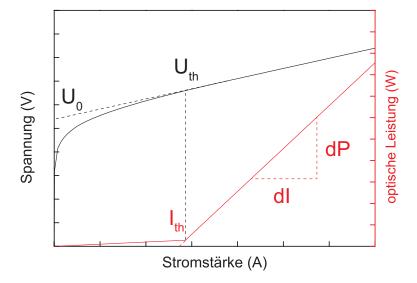


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der idealisierten U(I)- als auch der P(I)- Kennlinie eines Interband-Halbleiterlasers. Die wichtigsten Kenngrößen sind gekennzeichnet.

lenleistung (P_{th}) berechnet sich als Produkt aus I_{th} und U_{th} . Eine weitere wichtige Kenngröße stellt die externe Quanteneffizienz (η_e) dar, welche beschreibt, wie viele Photonen pro injiziertem Elektron emittiert werden. Sie ist experimentell über die Steigung der P(I)- Kennlinie zugänglich, welche fortan als $\Delta P/\Delta I$ bezeichnet wird.

$$\frac{dP}{dI} = \eta_e \frac{h\nu}{e} \tag{3.15}$$

3.5.2 Interne Parameter

Basierend auf der Längenabhängigkeit der Spiegelverluste (siehe Gleichung 3.11) sind einige interne Parameter extrahierbar, indem man Kenndaten von Lasern mit unterschiedlicher Kavitätslänge ermittelt. Die Abhängigkeit der Schwellenstromdichte von der Laserlänge kann für ICLs wie folgt ausgedrückt werden [35]:

$$J_{th} = \frac{q}{\eta_i \tau_R} \left[N_{tr} + \frac{\alpha_i}{\Gamma dg/dn} - \frac{ln(R)}{L\Gamma dg/dn} \right]. \tag{3.16}$$

Die Rekombinationszeit eines in den Quantenfilm injizierten Elektron-Loch-Paares ist mit τ_R bezeichnet. $\Gamma dg/dn$ beschreibt die differentielle modale Verstärkung. Es ist zu erkennen, dass für ICLs die Stromanteile für interne Verluste und Transparenz nicht ausschließlich unter Zuhilfenahme von $J_{th}(L)$ separiert werden können. Aus der Steigung der Geraden kann lediglich eine stromdichteabhängige Verstärkung an der Laserschwelle angegeben werden:

$$g_J = \frac{1}{q} \eta_i \tau \Gamma \frac{dg}{dn}.$$
 (3.17)

Zur Bestimmung der internen Quanteneffizienz (η_i) und der internen Verluste (α_i) wird die aus dem Anstieg der P(I)-Kennlinie bestimmte externe Quanteneffizienz durch die Kaskadenzahl (M) geteilt und invers gegen die Länge aufgetragen. Für $R_1 = R_2$ lassen sich die internen Parameter nach

$$\frac{1}{\eta_e} = \frac{1}{\eta_i} \left(1 + \frac{\alpha_i L}{\ln \frac{1}{R}} \right). \tag{3.18}$$

aus dem Achsenabschnitt und dem Anstieg der Ausgleichsgeraden bestimmen. Diese Methode ist nicht vollständig exakt. Für kurze Laserlängen erhöht sich aufgrund der höheren Spiegelverluste die Schwellenverstärkung (g_{th}) und damit J_{th} und N_{th} . Die höhere Ladungsträgerdichte an der Schwelle erhöht die internen Verluste, welche

in der Folge längenabhängig werden. Somit werden η_i und α_i systematisch unterschätzt [36]. Für nicht zu stark variierende Spiegelverluste liefert die Methode jedoch hinreichend gute Ergebnisse.

Temperaturabhängigkeit der Laserparameter

Mit steigender Betriebstemperatur nehmen Verluste zu, welche von der Ladungsträgerdichte oder der Besetzungswahrscheinlichkeit höherer Zustände abhängen. Der Laser muss also stärker gepumpt werden und J_{th} steigt. Aus der temperaturabhängigen Messung von J_{th} kann durch exponentielle Anpassung nach Gleichung 3.19 die charakteristische Temperatur (T_0) empirisch ermittelt werden.

$$J_{th} = J_0 \exp \frac{T}{T_0} \tag{3.19}$$

Diese kann abhängig vom jeweils dominanten Verlustmechanismus in unterschiedlichen Temperaturbereichen variieren. Manchmal ist es nützlich ein Maß für die Steigung von P_{th} zu ermitteln, was nach dem selben Prinzip funktioniert. Die entsprechende charakteristische Temperatur wird im Folgenden mit $T_{0,p}$ bezeichnet. Für den Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur und darüber ist ein möglichst hohes T_0 in diesem Temperaturbereich notwendig. Die Schwellenstromdichte sollte also unter Temperaturzunahme möglichst schwach steigen.

4 Aufbau und Besonderheiten von Interbandkaskadenlasern

ICLs sind aus mehr als 2000 Schichten aufgebaut. Alleine eine Kaskade im aktiven Bereich besteht aus etwa 20 einzelnen Schichten. Viele Veränderungen im Schichtaufbau beeinflussen mehrere Kenngrößen gleichzeitig und müssen sorgfältig optimiert werden. Das folgenden Kapitel soll das Konzept des ICLs mit anderen Halbleiterlaserkonzepten vergleichen und den Aufbau der aktiven Zone sowie der gesamten Wellenleiterstruktur erläutern.

4.1 Vergleich verschiedener Halbleiterlaserkonzepte

Die folgenden Ausführungen sind angelehnt an die Referenzen [37] und [38] und sollen aufzeigen, wie die Schwellenleistungsdichte in Lasern mit mehreren Quantenfilmen optimiert werden kann. In konventionellen Diodenlasern werden Elektronen und Löcher von zwei Seiten eines pn-Übergangs injiziert. Häufig werden Quantenfilme als aktives Medium verwendet, da sie die Ladungsträger im optisch aktiven Bereich einschließen und aufgrund der zweidimensionalen Zustandsdichte eine höhere Verstärkung als entsprechendes Volumenmaterial erzielen können [18]. Häufig werden dabei mehrere Quantenfilme hintereinander angeordnet, welche durch Barrieren getrennt werden, die dick genug sind, um eine Hybridisierung der Wellenfunktionen zu vermeiden und somit den zweidimensionalen Charakter der Quantenfilme zu wahren. Diese Anordnung kann als Parallelschaltung von M_p Quantenfilmen verstanden werden, wobei sich der Strom im idealisierten Fall gleichmäßig auf alle Quantenfilme aufteilt. Benötigt der Laser also im Falle eines Quantenfilms eine Stromdichte J_{tr} , um diesen transparent zu pumpen, wird für das gleichzeitige Pumpen mehrerer Quantenfilme eine Stromdichte M_pJ_{tr} benötigt. Um optische Verstärkung in Diodenlasern zu erreichen, muss die Separation der Quasiferminiveaus von Elektronen und Löchern größer sein als der energetische Abstand der Laserniveaus. Der Spannungsabfall an

der Laserschwelle setzt sich also aus E_g/q und einem Anteil $\Delta E/q$, welcher durch die differentielle Verstärkung und interne Verluste bestimmt wird, zusammen. Unter Berücksichtigung des seriellen Widerstandes ρ_s kann die Leistungsdichte an der Laserschwelle $(P_{th/p})$ ausgedrückt werden als:

$$P_{th/p} = \left[\frac{E_g + \Delta E}{q} + M_p J_{th} \rho_s \right] M_p J_{th} = \frac{(E_g + \Delta E) M_p J_{th}}{q} + M_p^2 J_{th}^2 \rho_s.$$
 (4.1)

Bei höheren Wellenlängen verkleinert sich die Bandlücke, während J_{th} und M_p tendenziell zunehmen. Der zweite Term nimmt also stark zu. Wenn man die Quantenfilme jetzt in einer Serienschaltung anordnet und alle mit dem gleichen Strom pumpt, skaliert die abfallende Spannung mit M_s und der Ausdruck für die Schwellenleistungsdichte $(P_{th/s})$ ändert sich zu:

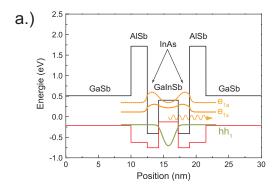
$$P_{th/s} = \left[\frac{M_s (E_g + \Delta E)}{q} + J_{th} \rho_s \right] J_{th} = \frac{(E_g + \Delta E) M_s J_{th}}{q} + J_{th}^2 \rho_s.$$
 (4.2)

Für M>1 ist im Falle der Serienschaltung der parasitäre zweite Term reduziert und somit auch P_{th} . Das Schema der Serienschaltung von Quantenfilmen, welches erstmals in QCLs umgesetzt wurde [39], wird als Kaskadierung bezeichnet und eignet sich in besonderem Maße zur Reduktion von P_{th} von Lasern im MIR. Ein weiterer Vorteil sind die hohen erreichbaren externen Quanteneffizienzen. Da ein Elektron auf seinem Weg durch die aktive Zone mehrere Photonen erzeugen kann, ist es möglich Quanteneffizienzen von über 100% zu erreichen [40, 12, 41, 42].

4.2 Aufbau der aktiven Zone

4.2.1 Der W-Quantenfilm

Zentrales Element eines ICLs ist der sogenannte Typ-II W-Quantenfilm (W-QW), dessen Struktur erstmalig 1995 [43] erwähnt wurde. Es handelt sich dabei um einen $Ga_xIn_{1-x}Sb$ Quantenfilm, welcher beidseitig von InAs-Quantenfilmen und AlSb-Barrieren, welche für den elektronischen Einschluss sorgen, umschlossen wird. Abbildung 4.1 a zeigt die Bandstruktur und die daraus resultierenden Wellenfunktionen der Grundzustände im Leitungs- und Schwerlochband (e_1 und hh_1) in einer Struktur mit der folgenden Schichtfolge: $[10 \text{ nm } GaSb \mid 2.5 \text{ nm AlSb} \mid 1.5 \text{ nm } InAs \mid 3.0 \text{ nm}$ $Ga_{0.65}In_{0.35}Sb \mid 1.5 \text{ nm } InAs \mid 2.5 \text{ nm AlSb} \mid 10 \text{ nm } GaSb$]. Aufgrund der gekoppelten Quantentöpfe im Leitungsband spaltet e_1 in einen symmetrischen e_{1s} und



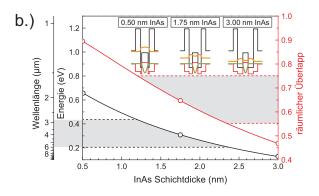


Abbildung 4.1: a.) Bandstruktur (LB, HHB) und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen und Löcher eines typischen W-QWs. b.) Abhängigkeit der Übergangsenergie sowie des räumlichen Überlapps der Grundzustandswellenfunktionen in Leitungs- und Valenzband von der InAs-Schichtdicke im W-QW ($d_{GaInSb}=3.0\,\mathrm{nm},\,\mathrm{Ga_{0.65}In_{0.35}Sb}$). Die Punkte auf den Kurven markieren die Werte der beispielhaft dargestellten W-QWs.

einen antisymmetrischen Zustand e_{1a} auf. Der antisymmetrische Zustand e_{1a} befindet sich energetisch mehr als $200\,\mathrm{meV}$ und damit ein vielfaches von k_bT oberhalb von e_{1s} und ist deshalb bei Raumtemperatur kaum besetzt [43]. Ein Vorteil der W - Quantenfilmstruktur ist sofort ersichtlich: ähnlich zu QCLs kann die Übergangsenergie durch Variation der InAs/Ga_xIn_{1-x}Sb-Schichtdicken eingestellt werden. Die Emissionswellenlänge ist somit nicht mehr strikt an die Bandlücke des Halbleiters gebunden. Weiterhin ist zu sehen, dass die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen $|\psi_{CB1}|^2$ im Bereich der InAs-Quantenfilme liegt, während die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Löcher $|\psi_{HHB1}|^2$ im Bereich des Ga_xIn_{1-x}Sb-Quantenfilms liegt. Bei der Rekombination von Elektronen und Löchern spricht man daher von einem räumlich indirekten Übergang, welcher im Gegensatz zu einem räumlich direkten Übergang (Typ-I) auch als Typ-II-Übergang bezeichnet wird. Während der räumliche Überlapp des einhüllenden Anteils der Wellenfunktionen $\langle F_{CB1}|F_{HHB1}\rangle$ von Typ-I Übergängen nahe 1 liegt, ist dieser im Fall von Typ-II Übergängen reduziert. Da dieser Überlapp nach Gleichung 3.7 die strahlende Rekombinationsrate bestimmt, gilt es $\langle F_{CB1}|F_{HHB1}\rangle$ für den Einsatz im Laser zu maximieren. Grundsätzlich kann der Überlapp der Wellenfunktionen durch Variation der Schichtdicke der InAs-Schichten sowie der Schichtdicke und Komposition der Ga_xIn_{1-x}Sb-Schicht optimiert werden. Mit der Veränderung dieser Parameter geht zusätzlich eine Veränderung der Übergangsenergie und somit der Emissionswellenlänge einher. Den größten Einfluss hat dabei die Schichtdicke der InAs-Filme. In Abbildung 4.1 b ist die Veränderung der Übergangswellenlänge sowie des räumlichen Überlapps bei $d_{Ga_xIn_{1-x}Sb}=3.0\,\mathrm{nm}$ und x=0.65 unter Variation der InAs-Schichtdicke gezeigt. Es ist zu sehen, dass beide Parameter stark von d_{InAs} abhängig sind. Je dünner die InAs-Filme werden, desto mehr verschiebt sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in die Mitte des W-QW bis der Übergang nahezu Typ-I-artig wird. Der für GaSb-basierte ICLs in dieser Arbeit relevante Wellenlängenbereich von $2.8\,\mu\mathrm{m}$ bis $6.0\,\mu\mathrm{m}$ ist im Graph grau hinterlegt. In diesem Bereich nimmt der räumliche Überlapp der Einhüllenden der Wellenfunktionen von $75.5\,\%$ auf $55.1\,\%$ ab. Bei höheren Wellenlängen ist somit aufgrund der niedrigeren strahlenden Rekombinationsrate und erhöhter Verluste mit schlechteren Laserkenndaten zu rechnen.

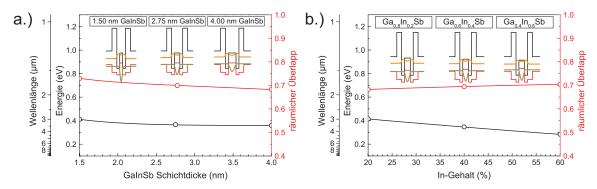


Abbildung 4.2: Abhängigkeit der Übergangsenergie sowie des räumlichen Überlapps der Grundzustandswellenfunktionen in Leitungs- und Valenzband von a.) der GaInSb-Schichtdicke im W-QW ($d_{InAs} = 1.5 \,\mathrm{nm}$, $\mathrm{Ga_{0.65}In_{0.35}Sb}$) und b.) dem In-Gehalt eines W-QWs ($d_{InAs} = 1.5 \,\mathrm{nm}$, $d_{Ga_xIn_{1-x}Sb} = 3.0 \,\mathrm{nm}$). Die Punkte auf den Kurven markieren die Werte der beispielhaft dargestellten W-QWs.

In Abbildung 4.2 ist die Veränderung der Übergangsenergie sowie des räumlichen Überlapps der Wellenfunktionen unter Variation weiterer Parameter dargestellt. In Abbildung 4.2 a wird ersichtlich, dass bei $d_{InAs}=1.5\,\mathrm{nm}$ und $x=65\,\%$ sowohl die Emissionswellenlänge als auch das Überlapp-Matrixelement mit zunehmender $Ga_{0.65}In_{0.35}Sb$ -Schichtdicke abnimmt. Zudem ist zu erkennen, dass für $d_{Ga_xIn_{1-x}Sb}<2.4\,\mathrm{nm}$ der schwerlochartige Grundzustand unterhalb der Valenzbandkante von GaSb liegt. Somit ist kein ausreichender Einschluss der Löcher mehr gewährleistet, was die strahlende Rekombinationsrate herabsetzt [44]. Dies gilt für den Fall des hier in GaSb eingebetteten W-QW und muss in einer vollständigen ICL Struktur unter Einfluss des elektrischen Feldes und der Einschlusspotentiale angrenzender Quantenfilme neu evaluiert werden. In Abbildung 4.2 b wurde der In-Gehalt bei $d_{InAs}=1.5\,\mathrm{nm}$ und

 $d_{Ga_xIn_{1-x}Sb} = 3.0 \,\mathrm{nm}$ zwischen 20 % und 60 % variiert. Durch die Verkleinerung der Bandlücke mit steigendem In - Gehalt nimmt die Emissionswellenlänge von 3.0 µm auf 4.4 µm zu, während der räumliche Überlapp mit steigendem In - Gehalt leicht steigt. Von Seiten der Epitaxie sind bezüglich der Variation in Komposition und Schichtdicke der $\mathrm{Ga_xIn_{1-x}Sb}$ - Schicht Grenzen gesetzt. Mit steigendem In - Gehalt steigt die Gitterkonstante und damit die kompressive Verspannung der Schicht. Die Schichtdicke sollte in jedem Fall kleiner als die kritische Schichtdicke gewählt werden [45, 46], um Relaxationseffekte und damit einhergehende optische Verluste zu vermeiden.

4.2.2 Der semi-metallische Übergang

Ein weiterer zentraler Bestandteil einer ICL - Struktur ist der sogenannte semi - metallische Übergang (engl.: Semi Metallic Interface, SMI). Dabei handelt es sich um eine Typ-IIb Bandanordnung, welche bei einer GaSb/InAs-Heterostruktur auftritt. Bei Raumtemperatur befindet sich die Valenzbandoberkante von GaSb energetisch etwa 0.21 eV höher als die Leitungsbandkante von InAs [14], was Interbandtunnelprozesse ermöglicht. Somit können mithilfe eines angelegten elektrischen Feldes Ladungsträger generiert werden. Im Falle von Volumenmaterial konnte für eine GaSb/InAs-Grenzfläche bei kleiner angelegter Spannung eine ohmsche Charakteristik sowohl theoretisch vorausgesagt als auch experimentell nachgewiesen werden [47, 48]. Weiterhin ist die Ladungsträgergenerationsrate invers proportional zur Temperatur, da die Anzahl der an der Grenzfläche zur Generation zur Verfügung stehenden Ladungsträger mit der Temperatur abnimmt [48]. Für dünne Quantenfilme ergibt sich infolge der quantisierten Energieniveaus eine veränderte Situation. In Abbildung 4.3 a ist die Bandstruktur einer in AlSb - Barrieren eingebetteten GaSb/InAs - Heterostruktur mit jeweils 8.0 nm Schichtdicke zu sehen. Weiterhin sind die im Rahmen der $(8x8)k \cdot p$ -Methode berechneten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten sowie die Dispersionsrelationen entlang der [01] - und [11] - Kristallrichtung dargestellt. Diese spalten für |k| > 0aufgrund der Spinentartung auf. Ohne elektrisches Feld liegt der elektronische Grundzustand etwa 24 meV höher als der Grunzustand im Schwerlochband. Die Elektronen und Löcher sind jeweils an der Stelle des InAs- beziehungsweise GaSb-Films lokalisiert. Legt man ein elektrisches Feld in Wachstumsrichtung an, verschieben sich die Zustände infolge des Stark-Effekts. Wie in Abbildung 4.3 b zu sehen ist, existiert schon bei einer Feldstärke von 20 kV/cm keine effektive Bandlücke mehr und es kommt zu einer Hybridisierung von Elektronen - und Lochwellenfunktionen. Bei einer weiteren Erhöhung des elektrischen Feldes auf 40 kV/cm erhöht sich die Kopplung zwischen den Zuständen e_1 und lh_1 . Wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, erstrecken

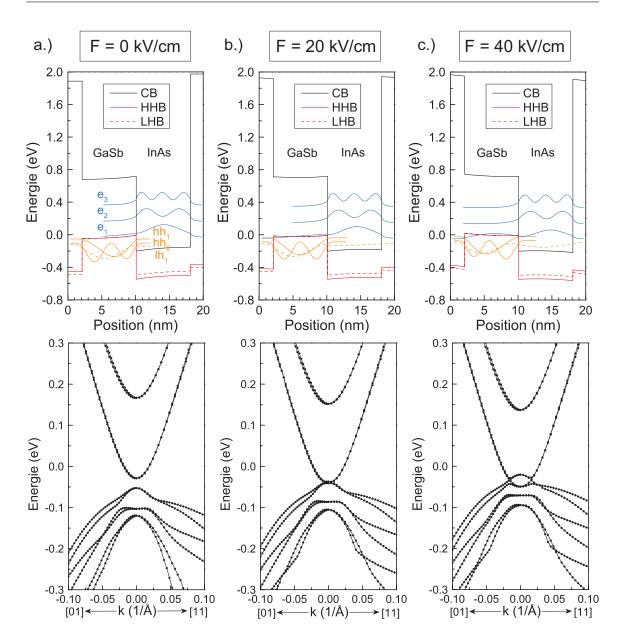


Abbildung 4.3: Bandstruktur und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen und Löcher einer sogenannten "broken-gap" - Anordnung aus $8.0\,\mathrm{nm}$ GaSb und $8.0\,\mathrm{nm}$ InAs bei elektrischen Feldstärken von a.) $0\,\mathrm{kV/cm}$, b.) $20\,\mathrm{kV/cm}$ und c.) $40\,\mathrm{kV/cm}$. Zusätzlich sind die entsprechenden Dispersionsrelationen in [010] - und [110] - Richtung gezeigt, welche die Hybridisierung von Elektronen - und Lochzuständen bei angelegtem Feld verdeutlichen.

sich die jeweiligen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten nun über beide Schichten. Weiterhin liegt der Zustand hh_1 nun energetisch um E_{SMI} höher als der Zustand e_1 . Mit E_{SMI} ist der energetische Abstand der Loch- und Elektronenwellenfunktionen am

Übergang bezeichnet. Er hängt nach

$$E_{SMI} = qE\left(d_e - d_h\right) - E_i \tag{4.3}$$

linear vom angelegten elektrischen Feld E ab [38]. Hierbei beschreibt E_i die durch Quantisierung erzeugte effektive Bandlücke, und mit d_e und d_h werden die Schwerpunktsabstände der Elektronen- und Lochwellenfunktionen von der Grenzfläche des semi-metallischen Übergangs bezeichnet. Die auch als "broken-gap" bezeichnete Bandanordnung wird in ICLs genutzt, um intern Ladungsträger zu generieren. Die bei einer Temperatur von 0 K intern erzeugte Ladungsträgerdichte kann unter der Annahme $E_{SMI} >> k_B T$, zweidimensionaler Zustandsdichten und parabolischer Bandverläufe zu

$$p = n \approx \frac{m_r^* E_{SMI}}{\pi \hbar^2} \tag{4.4}$$

genähert werden [38]. Mit m_r^* wird dabei die reduzierte effektive Masse bezeichnet. Aufgrund der intern generierten Ladungsträger dient die Strominjektion im ICL idealerweise ausschließlich der Injektion von Elektronen in den W-QW der ersten Kaskade.

4.2.3 Kaskadierung

Die zuvor vorgestellten Schlüsselelemente eines ICLs müssen zur Kaskadierung mittels eines Elektronen - und eines Lochinjektors in Verbindung gebracht werden. Um bestmögliche Lasereigenschaften zu erzielen, sollten dabei einige Vorgaben beachtet werden. Diese werden im Folgenden anhand einer Bandstruktur erläutert, welche zusammen mit den entsprechenden quantenmechanischen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten für $1\frac{1}{2}$ Kaskaden in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Die elektrische Feldstärke in der Simulation beträgt 95 kV/cm. Grundsätzlich muss bei angelegtem elektrischen Feld die Separation der Quasiferminiveaus der Elektronen in aufeinanderfolgenden Kaskaden mindestens der Photonenenergie entsprechen: $E_{e_1} - E_{e_2} > \hbar \omega$. Dies entspricht im wesentlichen der Bernard-Durrafourg-Bedingung für konventionelle Diodenlaser [49]. In einem idealen Design übersteigt der Energieunterschied der Quasifermilevel die Photonenenergie nur um einen verlustabhängigen Teil in der Größenordnung k_bT [18]. Weiterhin sollte bei gegebener Feldstärke eine ausreichende Ladungsträgerdichte am SMI erzeugt werden, um die Schwellenladungsträgerdichte erreichen zu können. Im linken Teil der Abbildung ist der W-QW mit den Laserniveaus e_1 und hh_1 zu sehen. Dieser ist jetzt asymmetrisch aufgebaut, um die aus dem

Stark - Effekt resultierenden Verschiebungen auszugleichen und somit den räumlichen Überlapp der Einhüllenden zu maximieren. Bei einer Position von 19 nm ist der aus der Bandanordnung von GaSb und InAs entstehende und zuvor beschriebene SMI zu sehen. Er ist durch eine AlSb - Barriere getrennt, deren Dicke entscheidenden Einfluss auf die Lasereigenschaften hat. Umso dünner sie ist, desto höher sind Verluste durch Intervalenzbandabsorption. Ist sie jedoch zu dick, wird der Interbandtunnelprozess am SMI gehemmt und es werden nicht ausreichend Ladungsträger generiert. In der Literatur wird eine Dicke von 2.0 nm bis 2.5 nm als optimaler Kompromiss erwähnt, wobei der räumliche Überlapp der entsprechenden Wellenfunktionen mindestens 0.3 % betragen sollte, um eine ausreichende Generationsrate zu wahren [50].

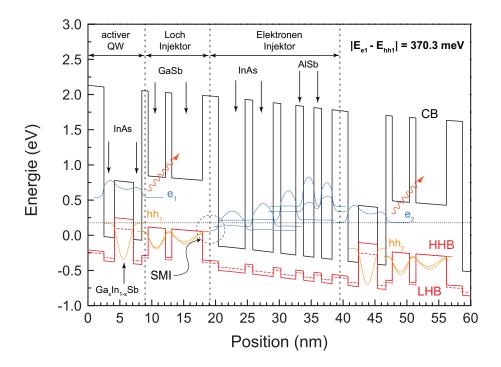


Abbildung 4.4: Bandstruktur (Leitungsband (CB), Schwerlochband (HHB) und Leichtlochband (LHB)) zusammen mit den relevanten Aufenthaltswahrscheinlichkeiten einer Kaskade. Diese ist etwa 39 nm lang und ist aufgebaut aus: $[2.50\,\mathrm{nm}$ AlSb | $1.64\,\mathrm{nm}$ InAs | $3.00\,\mathrm{nm}$ Ga_{0.65}In_{0.35}Sb | $1.30\,\mathrm{nm}$ InAs | $1.00\,\mathrm{nm}$ AlSb | $2.70\,\mathrm{nm}$ GaSb | $1.00\,\mathrm{nm}$ AlSb | $4.80\,\mathrm{nm}$ GaSb | $2.50\,\mathrm{nm}$ AlSb | $4.20\,\mathrm{nm}$ InAs | $1.20\,\mathrm{nm}$ AlSb | $3.20\,\mathrm{nm}$ InAs | $1.20\,\mathrm{nm}$ AlSb | $2.35\,\mathrm{nm}$ InAs | $1.20\,\mathrm{nm}$ AlSb | $1.64\,\mathrm{nm}$ InAs | 1.20

Der Lochinjektor

Der W-QW und der SMI sind über den Lochinjektor verbunden, welcher zwei wichtige Funktionen hat. Einerseits dient er der effizienten Injektion von Löchern in das untere Laserniveau. Andererseits verhindert er, dass Elektronen aus dem oberen Laserniveau die nächste Kaskade erreichen können, ohne vorher im W-QW strahlend zu rekombinieren. In Abbildung 4.4 besteht der Lochinjektor aus zwei durch AlSb-Barrieren getrennten GaSb-Quantentöpfen. Diese sind so entworfen, dass die Grundzustände im Schwerlochband unter Einfluss des elektrischen Feldes hybridisieren und ihr Energieniveau SMI-seitig nah an der GaSb-Bandkante liegt, was sich entsprechend positiv auf den effizienten Transport der Löcher zum W-QW und die Ladungsträgergeneration am SMI auswirkt. Die Barriere zwischen W-QW und Lochinjektor sollte so dünn sein, dass sie den Transport der Löcher zum W-QW nicht hemmt, aber dennoch einen ausreichenden Einschluss für das untere Laserniveau bildet [50]. Im Beispiel in Abbildung 4.4 ist die entsprechende AlSb-Barriere 1.0 nm dick. Um die Löcherdichte im W-QW zu konzentrieren, sollte der energetische Abstand zwischen den hybridisierten Wellenfunktionen im Schwerlochband des Lochinjektors und dem unteren Laserniveau ausreichend groß sein. In der Literatur wird ein Abstand von mindestens 100 meV empfohlen [51].

Der Elektroneninjektor

Dem Elektronentransport zum oberen Laserniveau dient der Elektroneninjektor. Auch hier gibt es beim Entwurf einige kritische Parameter. Um die Bedingung $E_{e_1}-E_{e_2}=$ $\hbar\omega + k_BT$ zu erfüllen, muss der Injektor bei gegebenem elektrischen Feld eine wellenlängenabhängige Mindestdicke haben. Im Hinblick auf die modale Verstärkung ist es vorteilhaft, den Elektroneninjektor so kurz wie möglich zu entwerfen, da dies den modalen Überlapp mit den W-QWs erhöht und die Anzahl an Grenzflächen in der aktiven Zone reduziert. Weiterhin sollte der erste InAs-Quantenfilm rechtsseitig des SMI nicht zu dünn sein, sodass bei der elektrischen Feldstärke, welche das untere Laserniveau energetisch an das obere Laserniveau der nachfolgenden Kaskade angleicht, eine ausreichende Ladungsträgerdichte am SMI erzeugt wird. Ist dies nicht gewährleistet, muss die Feldstärke im Betrieb weiter erhöht werden, was zu Lasten der Spannungseffizienz geht. Der soeben erwähnte Quantenfilm sollte jedoch ebenfalls nicht zu dick sein, da die hohe Dichte der erzeugten Ladungsträger dann zu Verlusten infolge von FCA führt. Zu dicke InAs-Quantenfilme und daraus resultierende dicke Injektoren limitierten die Charakteristik von ICLs in früheren Designs [41, 52]. Die weiteren InAs-Filme des Injektors sollten sukzessive dünner werden, sodass die

Grundzustände im Leitungsband ein Miniband formen, welches sich energetisch auf der Höhe des anschließenden oberen Laserniveaus (e_2) befindet. Aufgrund der höheren Zustandsdichte in einem Übergitter ist die Ladungsträgerdichte im Injektor nun am höchsten. Befindet sich das Miniband jedoch oberhalb von e_2 , bevölkern die Elektronen präferentiell zwar den oberen Laserzustand, es tritt jedoch ein zusätzlicher parasitärer Spannungsabfall auf. Aktuelle ICL Strukturen werden so entworfen, dass die Wellenfunktionen nicht im gesamten Elektroneninjektor delokalisiert sind, sondern nur über einige benachbarte Quantenfilme. Die Quantisierungsenergien steigen dann in Richtung des W-QW an und liegen in der Nähe des W-QW deutlich oberhalb von e_1 (siehe Abbildung 4.4), woraus sich die ideale Schichtdicke des letzten In
As-Films im Elektroneninjektor zu etwa $85\,\%$ bis $110\,\%$ der Dicke des ersten InAs - Films des W-QW ergibt [51]. Auch wenn diese Zustände der Rechnung nach im Quasi-Gleichgewicht nicht besetzt sein sollten, konnte experimentell nachgewiesen werden, dass Elektronen dennoch effektiv zum W-QW gelangen können und ICLs mit dieser Anordnung verbesserte Eigenschaften zeigen [38]. Dies könnte unter anderem auf eine verbesserte Entkopplung zwischen dem Elektroneninjektor und dem W-QW zurückzuführen sein, was einerseits die zweidimensionale Zustandsdichte im W-QW wahrt und andererseits Elektronen hindert aus diesem zurück in den Injektor zu tunneln. Genau aus selbigen Gründen ergibt sich, dass die linksseitige AlSb-Barriere des W-QW deutlich dicker sein sollte, als die Barrieren im Elektroneninjektor. Sie soll verhindern, dass der obere Laserzustand zu stark mit den Zuständen im Elektroneninjektor hybridisiert [50].

4.3 Aufbau des Wellenleiters

Um die optische Mode zu führen, bedarf es einer Wellenleiterstruktur. In MIR - Diodenlasern wird aufgrund des niedrigen Brechungsindex und der relativ großen Bandlücke häufig $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ mit hohem Al-Gehalt als Mantelschicht verwendet [53]. Sie dient dazu einen ausreichend großen Abstand zwischen der optischen Mode und den metallischen Kontakten sowie dem meist hoch dotierten Substrat zu schaffen und somit optische Verluste zu minimieren, sowie ein Tunneln der Mode in das Substrat mit hohem Brechungsindex zu verhindern. Im Gegensatz dazu werden in ICLs kurzperiodige InAs/AlSb-Übergitter eingesetzt. Sie können sehr gut verspannungskompensiert hergestellt werden und bieten eine enorme Flexibilität bezüglich ihrer effektiven Bandlücke [54, 55], was das Materialsystem für einen spektral breitbandigen Einsatz nutzbar macht. Es ist darauf zu achten, dass die effektive Bandlücke deutlich

größer als die Photonenenergie ist, um Absorptionsverluste zu vermeiden. Über das Schichtdickenverhältnis zwischen AlSb und InAs kann neben der Übergangsenergie auch der Brechungsindex in gewissen Grenzen eingestellt werden, wobei die elektrischen Transporteigenschaften sowie die epitaktische Umsetzbarkeit berücksichtigt werden müssen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden in den Mantelschichten stets Übergitter mit einer nominellen Periode von 4.73 nm verwendet (2.43 nm InAs | 2.30 nm AlSb). Infolge von Quantisierungseffekten ergibt sich für dieses Übergitter bei Raumtemperatur eine effektive Bandlücke von 785 meV, was einer Wellenlänge von 1.58 µm enspricht. Da die aktive Zone ebenfalls zu einem großen Teil aus AlSb- und InAs-Schichten aufgebaut ist, ist ihr mittlerer Brechungsindex nur geringfügig höher als der der Mantelschichten. In Abbildung 4.5 a ist die Simulation der vertikalen Feldverteilung der optischen Mode (λ =3.5 µm) resultierend aus dem Brechungsindexprofil eines ICLs mit 6 Kaskaden gezeigt. Die Berechnung erfolgte mit dem am Lehrstuhl entwickelten Programm LASIM, welches die Helmholtz-Gleichung mittels der Transfermatrixmethode [56] löst. Es ist zu sehen, dass mit $\Gamma_{Cl} = 0.848$ ein großer Teil der optischen Mode mit den Mantelschichten überlappt, während nur $\Gamma_{AR} = 0.152$ der optischen Mode mit der aktiven Zone überlappt, wovon sich wiederum nur ein geringer Teil von $\Gamma_{WQW} = 0.018$ im Bereich der aktiven Quantenfilme befindet.

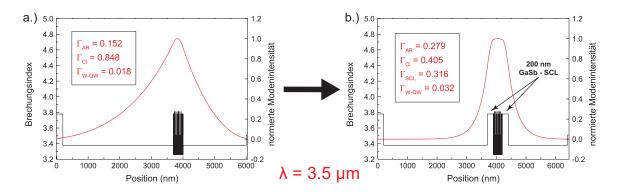


Abbildung 4.5: Brechungsindexprofil eines ICL - Wellenleiters a.) ohne und b.) mit GaSb-Wellenleiterschichten. Zusätzlich ist der Überlapp der optischen Grundmode in Wachstumsrichtung mit den einzelnen funktionellen Gruppen des Wellenleiters angegeben.

Im Jahr 2004 wurde in W-QW-Diodenlasern erstmals eine binäre GaSb-Einschlussschicht zwischen der unteren Mantelschicht und der aktiven Zone eingefügt [57], welche auch als SCL bezeichnet wird (engl.: Separate Confinement Layer, SCL). Aufgrund des relativ hohen Brechungsindexes hilft diese die optische Mode im Bereich der Quantenfilme zu konzentrieren. Wie erstmalig in 2008 demonstriert wurde [13], sind in heutigen ICLs zwei SCLs implementiert, welche die Kaskaden umschließen. In Abbildung 4.5 b ist der Brechungsindexverlauf der um 200 nm dicke SCLs ergänzten ICL-Struktur gezeigt. Es lässt sich leicht erkennen, dass die optische Mode wesentlich stärker im Bereich der aktiven Zone konzentriert wird. Γ_{AR} steigt auf 0.279, was eine Erhöhung der modalen Verstärkung zur Folge hat. Aufgrund des besseren optischen Einschlusses sinkt Γ_{Cl} auf 0.405, während jetzt ein relativ hoher Anteil mit den SCLs ($\Gamma_{SCL} = 0.316$) überlappt. Ein weiteres wichtiges Kriterium beim Entwurf einer geeigneten Wellenleiterstruktur ist die Dicke der Mantelschichten. Die obere Mantelschicht sollte so dick sein, dass kein signifikanter Überlapp der optischen Mode mit der hochdotierten Kontaktschicht besteht, da dies zusätzliche Verluste durch FCA hervorrufen würde. Aus selbigem Grund sollte eine signifikante Modenintensität am Übergang zwischen dem unteren Wellenleiter und dem hochdotierten Substrat vermieden werden. Ist dies nicht gewährleistet, können neben Verlusten durch FCA zusätzliche Verluste durch das Tunneln der optischen Mode in das Substrat auftreten [58]. Diese sind bedingt durch die Transparenz und den hohen Brechungsindex des Substrats und hängen unter anderem von der Wellenlänge, der Dicke der unteren Mantelschicht, der Dicke des Substrats sowie der Reflektivität der Substratrückseite ab. Die Verluste lassen sich durch folgende Formel beschreiben [59, 60]:

$$\alpha(\lambda) = \alpha_0 \left[\frac{exp(-2pd_c)(1 - R^2)}{1 + R^2 - 2R\cos(2q_O h_s - \phi)} \right]. \tag{4.5}$$

Dabei ist α_0 ein zum inversen Modenvolumen proportionaler Faktor, p der Abklingkoeffizient der optischen Mode in der unteren Mantelschicht der Dicke d_c , q_O stellt die räumliche Oszillationsfrequenz der optischen Mode im Substrat dar, h_s ist die Substratdicke, R beschreibt den Reflexionskoeffizient der Substratrückseite und ϕ ist ein Phasensprung. Ist die Reflektivität der Substratunterseite sehr gering ergibt sich ein konstanter Verlust. Sobald diese jedoch nicht mehr vernachlässigbar klein ist, resultieren in der Wellenlänge oszillierende Verluste mit der Periode

$$\Delta \lambda = (\pi \lambda / q h_s). \tag{4.6}$$

Aus der Gleichung 4.5 wird schnell ersichtlich, dass sich diese Verluste durch Verwendung eines ausreichend dicken SCLs, was den Abklingkoeffizienten vergrößert, oder ausreichend dicken unteren Mantelschicht minimieren lassen. Im Fall von $R \longrightarrow 1$ treten die Verluste lediglich spektral sehr schmalbandig an den Resonanzen $2qh_s = \phi$ auf

Neben der Wellenführung muss beim Aufbau der Struktur auf einen hinreichend guten elektrischen Transport der Ladungsträger durch die Struktur geachtet werden.

Durch Dotierung wird eine ausreichende Anzahl freier Ladungsträger erzeugt. Innerhalb von GaSb-Schichten wird das Element Te als Elektronen-Donator eingesetzt. Die verwendeten Dotierkonzentrationen zu Beginn der Arbeit betrugen $1 \times 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ in der Pufferschicht sowie $3 \times 10^{17} \, \mathrm{cm}^{-3}$ in den SCLs. In den zumeist relativ dünnen In As-Schichten wurde Si als n-Dotierung eingebracht. Dabei wurde die jeweils äußere Monolage an Grenzflächen undotiert aufgewachsen, um Inhomogenitäten durch Diffusion der Dotieratome an den Grenzflächen zu reduzieren. Die Dotierkonzentration in den Außenbereichen der Mantelschichten betrug dabei $8 \times 10^{17} \, \mathrm{cm}^{-3}$ und wurde zum Zentrum der Struktur, also den Bereichen mit hoher Modenintensität, sukzessive auf $2 \times 10^{17} \, \mathrm{cm}^{-3}$ abgesenkt. Innerhalb der aktiven Zone wurden ausgewählte In As - Quantenfilme mit einer Konzentration von $2 \times 10^{17} \, \mathrm{cm}^{-3}$ dotiert. Um parasitäre Spannungsabfälle an abrupten Potentialsprüngen im Leitungsband zu vermeiden, wurden zusätzlich Übergangsschichten (engl.: Transition Layer, TL) zwischen den einzelnen Bestandteilen des Wellenleiters eingefügt. In Abbildung 4.6 sind die Bandstrukturen inklusive der resultierenden Aufenthaltswahrscheinlichkeiten zweier in einer ICL-Struktur verwendeten Schichtfolgen dargestellt. Auch hierbei handelt es sich um übergitterartige Strukturen.

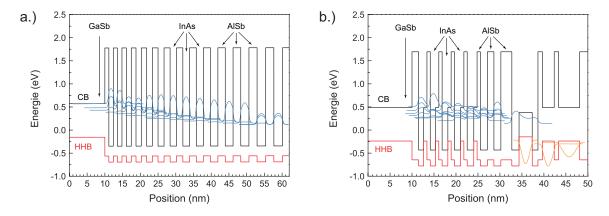


Abbildung 4.6: a.) Übergangsschicht von GaSb auf das Übergitter der Mantelschicht. Mithilfe von gradueller Vergrößerung der InAs- als auch der AlSb-Schichtdicke wird das Energieniveau im Leitungsband graduell abgesenkt. b.) Übergangsschicht von GaSb auf den ersten W-QW der ersten Kaskade in der aktiven Zone.

Abbildung 4.6 a zeigt die verwendete Übergangsschichtfolge, welche zwischen dem Substrat und der unteren Mantelschicht als auch zwischen dem oberen SCL und der oberen Mantelschicht verwendet wurde, um das Energieniveau im Leitungsband graduell anzupassen. Dies geschieht indem die verwendeten InAs-Schichten angefangen

von 1.10 nm nach 2.43 nm sukzessive dicker werden, bis sie also die Schichtdicke der InAs-Schichten in der Mantelschicht erreicht haben. Die Dicke der jweiligen vorausgehenden AlSb-Barriere wurde so gewählt, dass das Schichtdickenverhältnis von aufeinanderfolgenden AlSb/InAs-Paaren dem inversen Verhältnis der Abweichungen der Gitterkonstanten der jeweiligen Konstituenten von der GaSb-Gitterkonstante entspricht. Somit kann die sich aufbauende Verspannung kompensiert werden, was in Kapitel 5 näher erläutert wird. In Abbildung 4.6 b ist die Bandstruktur einer Übergangsschicht zwischen dem unteren SCL und der aktiven Zone gezeigt. Statt einfacher AlSb-Barrieren werden hier Doppelbarrieren aus AlSb und GaSb verwendet, um den mittleren Brechungsindex zu erhöhen. Auch hier wird das Energieniveau sukzessive abgesenkt, in diesem Fall jedoch auf eine Energie welche um etwa $2k_bT$ über dem oberen Laserzustand der ersten Kaskade liegt. Dies verhindert eine Hybridisierung der Zustände in der Übergangsschicht mit dem oberen Laserzustand.

Der gesamte Aufbau eines ICLs, welcher aus etwa 2000 bis 3000 einzelnen Schichten besteht, ist in Abbildung 4.7 schematisch dargestellt. Während eine adäquate Wellenführung durch die Implementierung der GaSb-SCLs gewährleistet wird, minimieren die Übergangsschichten parasitäre Spannungsverluste infolge von Potentialsprüngen im Leitungsband. Die gesamte Schichtfolge wird mit einer 25 nm dicken, im Bereich von $1\times 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ hoch dotierten InAs-Schicht abgeschlossen, welche einen nieder-ohmigen Kontakt mit der in der Prozessierung aufgebrachten Kontaktmetallisierung bildet.

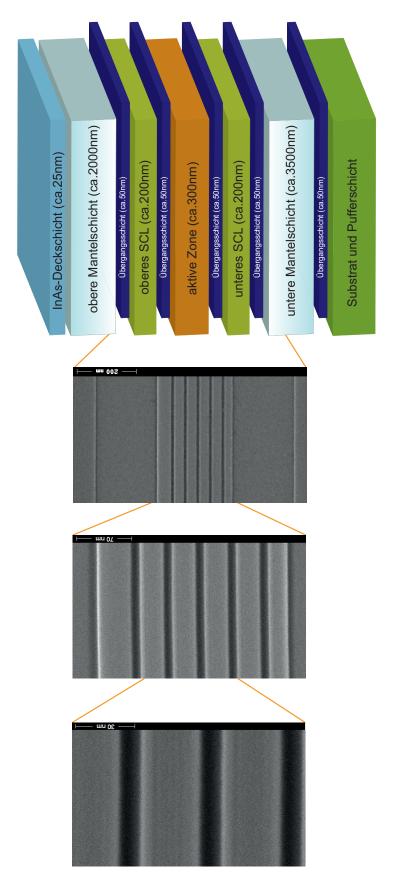


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau eines ICLs aus mehreren funktionellen Gruppen wie aktiver Zone, separater Einschlussschicht, Mantelschicht und Übergangsschichten.

4.4 Entwurf von ICLs mit unterschiedlichen Emissionswellenlängen

Die Flexibilität, welche auf dem Aufbau des W-QW basiert, ermöglicht es ICLs für

einen breiten Spektralbereich im MIR herzustellen. Auf der kurzwelligen Seite konnten bisher GaSb-basierte ICLs mit einer Emissionswellenlänge von 2.78 µm realisiert werden [61], während auf der langwelligen Seite Emission bis zu 6.1 µm gezeigt werden konnte [62]. Für ICLs auf InAs-Substraten konnte bei einer Temperatur von 127 K im gepulsten Betrieb bereits Emission im Bereich um 11 µm erreicht werden. Konzeptionell ergibt sich die kurzwellige Grenze für ICLs aus der energetischen Lage des oberen Laserniveaus zur Leitungsbandkante von GaSb beziehungsweise zu den quantisierten Zuständen im Lochinjektor. Theoretisch sollten durch Verringerung der Dicke der beiden InAs-Filme im W-QW Wellenlängen unter 2 µm erreichbar sein, wobei die Eigenschaften der Laser mit Erhöhung der Übergangsenergie schlechter werden. Einerseits hat die Rauigkeit der Grenzflächen der beteiligten InAs-Filme bei derartig dünnen Schichten einen immer größeren negativen Einfluss und andererseits wird die Temperaturstabilität, repräsentiert durch die charakteristische Temperatur der Laser, verringert, sobald das Einschlusspotential der Ladungsträger unter $3k_BT$ fällt. Auf der langwelligen Seite existiert keine derartige Limitierung. Auch hier ist jedoch davon auszugehen, dass aufgrund des kleiner werdenden räumlichen Überlapps der Wellenfunktionen (siehe Abbildung 4.1) und erhöhter wellenlängenabhängiger Verluste die Kenngrößen mit steigender Wellenlänge zunehmend schlechter werden. Nach dem bisherigen Entwicklungsstand ist der Bereich zwischen 3.0 und 4.0 µm als der Wellenlängenbereich auszumachen, in dem ICLs ihre besten Eigenschaften zeigen. Im folgenden Abschnitt wird auf zwei wichtige Kriterien beim Entwurf von ICLs für verschiedene Emissionswellenlängen eingegangen.

Je nach Anforderung an die charakteristischen Größen des zu entwerfenden ICLs kann die Kaskadenzahl angepasst werden. Soll beispielsweise U_0 bei einer Spannung von etwa 2.0 V liegen, verwendet man für eine Wellenlänge von 3.0 µm fünf Kaskaden und kann dies für steigende Wellenlängen sukzessive auf neun Kaskaden für 5.5 µm steigern. Soll für eine bestimmte Wellenlänge eine möglichst niedrige Schwellenleistungsdichte erzielt werden, muss darauf geachtet werden, wie lange J_{th} durch das Hinzufügen einer weiteren Kaskade schnell genug sinkt, um den Anstieg in U_0 zu kompensieren. In Abschnitt 7.2 wird beispielsweise für eine SCL - Dicke von 200 nm bei einer Wellenlänge von 3.6 µm eine optimale Kaskadenzahl von 4 zur Minimierung von P_{th} ermittelt.

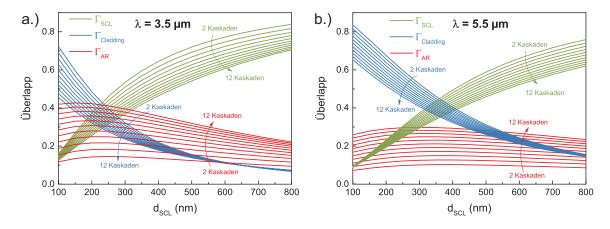


Abbildung 4.8: Verlauf des Überlapps der optischen Mode mit den verschiedenen Bestandteilen des Wellenleiters für Kaskadenzahlen zwischen 2 und 12 bei einer Wellenlänge von a.) 3.5 µm und b.) 5.5 µm.

Ein weiterer Parameter, welcher bei Veränderung der Emissionswellenlänge skaliert werden sollte, ist die SCL-Dicke d_{SCL} . In Abbildung 4.8 ist der Verlauf von Γ_{SCL} , Γ_{Cl} und Γ_{AR} unter Variation von d_SCL und M dargestellt. Dabei wurde eine geringere Kaskadenlänge im Falle der höheren Wellenlänge berücksichtigt. Für $\lambda = 3.5\,\mu\mathrm{m}$ wurde in der Berechnung ein Elektroneninjektor mit 5 InAs/AlSb - Paaren verwendet, während für $\lambda = 5.5 \,\mu\mathrm{m}$ nur 3 verwendet wurden. Anhand des Verlaufs bei $\lambda = 3.5 \,\mu\mathrm{m}$ lassen sich die grundlegenden Abhängigkeiten erklären. Für steigendes d_{SCL} nimmt Γ_{AR} als Folge der stärkeren Konzentration der optischen Mode im Zentrum aufgrund des hohen Brechungsindexes von GaSb zunächst zu. Das Maximum liegt abhängig von M zwischen 200 nm für M=2 und 250 nm für M=12. Bei einer weiteren Erhöhung von d_{SCL} sinkt Γ_{AR} wieder, da die optische Mode im Bereich der aktiven Zone ein lokales Minimum ausbildet. Mit steigender Kaskadenzahl nimmt Γ_{AR} monoton zu, was eine Verringerung von J_{th} bewirkt. Erwartungsgemäß steigt Γ_{SCL} mit steigender SCL-Dicke, während Γ_{Cl} fällt. Eine Erhöhung von M bewirkt ein Absinken von Γ_{SCL} sowie Γ_{Cl} . Wie schon in Abschnitt 7.4 erläutert, ist das Optimum hinsichtlich niedriger Verluste abhängig vom Verhältnis der einzelnen Verlustterme α_{SCL} , α_{AR} und α_{Cl} . Da die Verluste in einem niedrig dotierten binären SCL geringer sind als im Übergitter der Mantelschichten, liegt das Optimum von d_{SCL} typischerweise bei etwas höheren Werten als dem Maximum von Γ_{AR} . Zum Vergleich ist in 4.8 b der gleiche Verlauf für $\lambda = 5.5\,\mu\mathrm{m}$ dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass der Verlauf von Γ_{AR} in Abhängigkeit von d_{SCL} deutlich flacher ist und sich für vergleichbare Kaskadenzahlen grundsätzlich nur geringere Werte erreichen lassen. Das Maximum liegt in diesem Fall etwa bei 300 nm für M=2 und 400 nm für M=12. Dies und auch der höhere Überlapp mit den Mantelschichten ist die Konsequenz aus der höheren räumlichen Ausdehnung der Mode. Aufgrund dessen ist es vorteilhaft für ICLs mit höherer Emissionswellenlänge dickere SCLs zu verwenden. Diese können in erster Näherung linear mit λ skaliert werden.

5 Epitaktisches Wachstum von Interbandkaskadenlasern

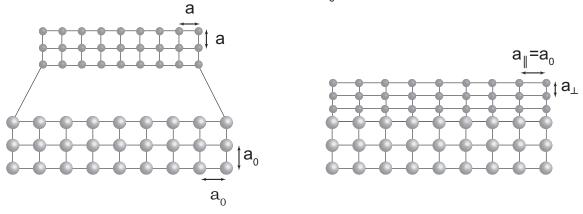
Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben wurden mittels des Verfahrens der Molekularstrahlepitaxie (engl.: Molecular Beam Epitaxy, MBE) hergestellt. Dieses Verfahren eignet sich zur atomlagengenauen Abscheidung sehr dünner Halbleiterschichten auf einem kristallinen Substrat. In diesem Kapitel werden die Voraussetzungen für das Verfahren sowie die technologischen Grundlagen erläutert. Des Weiteren werden Optimierungen hinsichtlich des Wachstums von ICLs anhand von verschiedenen Wachstumsserien aufgezeigt.

5.1 Heteroepitaxie

Die Gitterkonstante a der auf ein Substrat aufzuwachsenden Halbleiter nimmt eine Schlüsselrolle bei der Epitaxie von Heterostrukturen ein. Ein Halbleiter mit einer vom Substrat verschiedenen Gitterkonstante wächst unter Aufbau mechanischer Spannung bis zu einer gewissen Dicke, welche auch als kritische Schichtdicke bezeichnet wird, verspannt auf. Dabei passt sich die Gitterkonstante parallel zur Wachstumsebene elastisch der des Substrats an, was in Abbildung 5.1 schematisch gezeigt wird. Bei einer lateralen Streckung oder Stauchung der Elementarzelle kommt es entsprechend zu einer Stauchung oder Streckung senkrecht zur Grenzfläche. Ist die Gitterkonstante der Schicht kleiner als die des Substrats, spricht man von Zugverspannung, ist sie größer von Druckverspannung.

Insbesondere für optische Bauelemente ist dieses pseudomorphe Wachstum von entscheidender Bedeutung. Unregelmäßigkeiten im Kristall wie Versetzungen oder Fehlstellen sind durch möglichst genaue Gitteranpassung oder mithilfe von Maßnahmen zur Verspannungskompensation zu vermeiden, da sie als unerwünschte Rekombinationszentren für Ladungsträger fungieren. Von zentraler Bedeutung ist die kritische Schichtdicke einer verspannten Schicht. Wird diese überschritten, nimmt das aufwachsende Material unter Ausbildung von Versetzungen seine natürliche Gitter-

a.) zugverspanntes Wachstum (a<a onumber a.)



b.) druckverspanntes Wachstum (a>a₀)

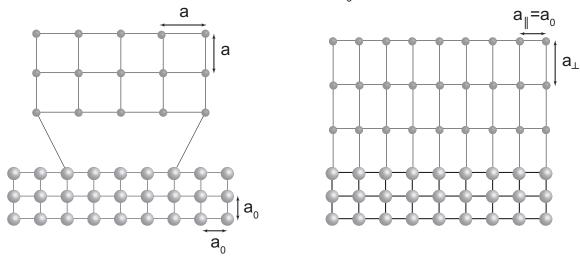


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des epitaktischen Wachstums von Schichten mit unterschiedlicher Gitterkonstante unter elastischer Verspannung. Wie im Graph dargestellt, kommt es in a.) für $a < a_0$ zu Zugverspannung unter Streckung von $a_{||}$ und in b.) für $a > a_0$ zu Druckverspannung unter Stauchung von $a_{||}$.

konstante an. Man spricht dabei von Relaxation. Zur Abschätzung der kritischen Schichtdicke sind die Modelle von Matthews und Blakeslee [63] sowie von People und Bean [64] gebräuchlich. Das Modell von Matthews und Blakeslee nimmt an, dass fadenförmige Versetzungen, deren Ursprung bereits im Substrat liegt, sich bis an die Oberfläche fortsetzen und beim Erreichen der kritischen Schichtdicke für ein seitliches Abgleiten der Versetzungen sorgen. Für Metalle liefert dieser Ansatz gute Vorhersagen. Im empirischen Modell von People und Bean, welches von einem

versetzungsfreien Substrat ausgeht, wird sie hingegen für gewöhnlich überschätzt.

5.2 Probenherstellung mittels Molekularstrahlepitaxie

Eine Grundvoraussetzung für definiertes, defektfreies, kristallines Wachstum ist eine Kammer, deren Druck so niedrig ist, dass die mittlere freie Weglänge der Atome deutlich größer ist als die Strecke, welche Atome auf ihrem Weg zum Substrat zurücklegen müssen. Noch wichtiger ist es den Einbau von Fremdatomen in das Kristallgitter zu vermeiden, was die höchste Anforderung an den Kammerdruck stellt. Je nach Anlagenkonfiguration werden typischerweise Drücke im Bereich von 1×10^{-9} torr erreicht, was eine ausreichende mittlere freie Weglänge gewährleistet und den unerwünschten Einbau von Fremdatomen weitestgehend ausschließt. Das Wachstum erfolgt durch gerichtete Atom - und Molekularstrahlen, welche mittels sogenannter Effusionszellen thermisch erzeugt werden. Zwischen der Temperatur des Zellentiegels und dem Materialfluss besteht ein exponentieller Zusammenhang. Mittels einer Druckmessröhre (engl.: Beam Flux Monitor, BFM) kann dies quantitativ gemessen werden, da der Druck im Molekularstrahl an der Stelle des Substrats proportional zum Materialfluss ist. In der Folge wird zumeist der so gemessene Druck als Äquivalent zum Materialfluss angegeben (engl.: Beam Equivalent Pressure, BEP). Mittels pneumatisch ansteuerbarer Blenden (engl.: shutter) kann der Materialfluss innerhalb von etwa 100 ms unterbrochen werden. Treffen die Atome auf das Substrat, finden verschiedene Prozesse wie Migration, Interdiffusion sowie Desorption statt, deren Wahrscheinlichkeit maßgeblich durch die Temperatur des Substrats bestimmt wird. Ist diese zu hoch, desorbieren zu viele Atome, um das Abscheiden einer Schicht zu ermöglichen. Im Falle einer zu niedrig gewählten Substrattemperatur ist die Migrationslänge der Atome auf der Oberfläche zu gering und es resultiert ein auch als Inselwachstum bezeichnetes dreidimensionales Wachstum. In einem materialspezifischen Temperaturfenster migrieren die auf das Substrat auftreffenden Atome gerade so weit, dass sie sich an Ecken und Kanten anlagern und somit ein zweidimensionales Schichtwachstum ermöglichen. Im Falle der Epitaxie von III-V basierten Verbindungshalbleitern wird die Wachstumsrate dabei maßgeblich durch die Anzahl der auf die Oberfläche auftreffenden Gruppe-III Atome bestimmt, da diese einen hohen Haftkoeffizienten besitzen. Das Gruppe - V Element wird im Überfluss angeboten, wobei hinsichtlich optimaler Wachstumsqualität auf das richtige Flussverhältnis geachtet werden muss. Ist die Anzahl der Gruppe - V Atome auf der Oberfläche zu gering, kommt es zu Tröpfchenbildung, wohingegen ein zu hoher Gruppe-V Fluss die Migrationslänge herabsetzt, was zu Rauigkeiten auf der Oberfläche führen kann. Typische Wachstumsraten beim MBE-Verfahren liegen im Bereich zwischen 200 und 1000 nm/h. Für weiterführende Informationen zur MBE Technologie sei auf einschlägige Literatur verwiesen [65, 66].

5.3 Die Eiko EV 100S Anlage

In Abbildung 5.2 ist der Aufbau der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten MBE Anlage vom Typ Eiko EV 100S schematisch dargestellt. Die Ladekammer, welche durch ein Handventil von der Hauptkammer abgetrennt werden kann, dient dem Beladen des Systems mit Substraten sowie der Entnahme bewachsener Proben. Mithilfe einer Kombination aus Drehschieberpumpe und Turbomolekularpumpe kann sie innerhalb weniger Stunden von Atmosphärendruck auf einen Druck von weniger als 5×10^{-8} torr abgepumpt werden. In der Hauptkammer wird das Vakuum durch eine Ionengetterpumpe aufrecht erhalten. Zusätzlich befinden sich zwei Kryoschilde innerhalb der Anlage, welche mit flüssigem Stickstoff befüllt werden können und der Adsorption von Restgasatomen dienen. Das untere der beiden Kryoschilde dient zu-

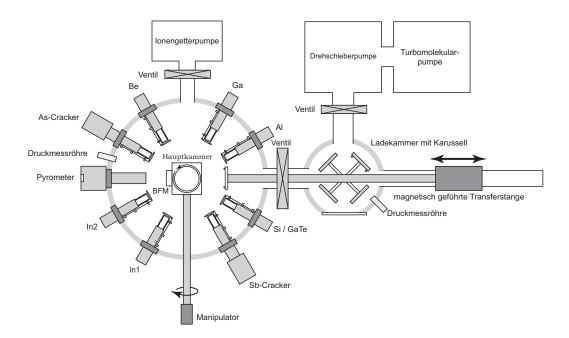


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der verwendeten Eiko EV 100S Epitaxie-Anlage. Das Substrat ist beim Wachstum horizontal orientiert. Die Skizze zeigt eine Aufsicht.

sätzlich der thermischen Entkopplung der ringförmig angeordneten Effusionszellen. Diese sind mit dem Elementen Aluminium (Al), Gallium (Ga), Indium (In), Arsen (As), Antimon (Sb) sowie den Dotierstoffen Beryllium (Be), Tellur (Te) und Silizium (Si) befüllt. Die Gruppe-III Elemente sowie die Dotierstoffe werden aus konventionellen Effussionszellen mit Tantalshuttern angeboten. Um eine höhere Flexibilität beim ICL-Wachstum zu erreichen, wurde die Anlage mit zwei In-Zellen ausgestattet, um instantan zwischen zwei verschiedenen Materialflüssen und dementsprechend Wachstumsgeschwindigkeiten umschalten zu können. Im Falle der Gruppe-V Elemente geschieht das Ändern des Flusses mittels eines stufenlos verstellbaren Nadelventils. Zusätzlich besitzen diese sogenannten Cracker-Zellen Zonen verschiedener Temperatur, mit welchen die durch Sublimation erzeugten As₄ und Sb₄-Cluster in Dimere und Monomere zerlegt werden können. Der Anteil dieser am Gesamtfluss lässt sich über die Temperatur der Cracking-Zone einstellen [67, 68]. In Abbildung 5.3 ist der gemessene Fluss (engl.: Beam Equivalent Pressure, BEP) beider Crackerzellen in Abhängigkeit der Ventilstellung zu sehen. Die Cracking-Zonen wurden bei 950°C (As) sowie 1000°C (Sb) betrieben, was einer sehr hohen Crackingeffizienz für beide Materialien gleichkommt.

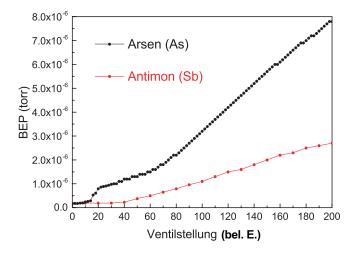


Abbildung 5.3: Fluss der beiden verwendeten Crackerzellen in Abhängigkeit von deren Ventilstellung. Die Cracking-Zonen wurden bei 950 °C (As) und 1000 °C (Sb) betrieben.

Der Manipulator der Anlage kann Halter mit bis zu 2 Zoll großen Substraten aufnehmen. Zum sparsamen Umgang mit dem Wafermaterial wurden Kalibrationsproben sowie Proben der Optimierungsserien auf Viertelwafer gewachsen, welche mithilfe von Mo-Adapterscheiben im Probenhalter befestigt werden können. Dieser rotiert während des Wachstums mit einer Frequenz von etwa 10 min⁻¹, um geometriebedingte

Inhomogenitäten hinsichtlich der Schichtdicke auszugleichen.

5.4 Charakterisierung der hergestellten Schichten

Zur Einschätzung der Wachstumsqualität sowie zur Ermittlung wichtiger Kenngrößen wie Schichtdicke, Verspannung sowie Zusammensetzung einzelner Schichten wurden verschiedene Charakterisierungsmethoden eingesetzt, welche im Folgenden kurz erläutert werden.

Licht - und Rasterelektronenmikroskopie

Schon unter dem Lichtmikroskop lassen sich erste Abschätzungen hinsichtlich der Schichtqualität vornehmen. Auftretende Versetzungslinien (siehe Abbildung 5.4 a) sind ein erster Indikator für Relaxationseffekte aufgrund von zu hoher Verspannung, während verschiedenartige Defekte Rückschlüsse auf eine Verunreinigung des Quellenmaterials oder falsch gewählte Wachstumsparameter zulassen. Um die Dicke einzelner Schichten einer Probe zu bestimmen und einen ersten Eindruck über die Qualität von Grenzflächen zu bekommen, wurden zusätzlich Aufnahmen der Spaltkante mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) erstellt. Um den Kontrast zwischen einzelnen Schichten zu erhöhen, wurden die Proben für einige Sekunden in einer Mischung aus einem Teil Tetramethylammoniumhydroxid und zwei Teilen Wasser angeätzt. In Abbildung 5.4 b ist eine entsprechende Aufnahme gezeigt. Relativ dicke Schichten der hergestellten Probe bis hin zur Modulation des Kompositionsübergitters mit einer Periode von etwa 5 nm lassen sich deutlich erkennen.

Hochauflösende Röntgendiffraktometrie

Mithilfe der hochauflösenden Röntgendiffraktometrie (engl.: High Resolution X-Ray Diffraction, HRXRD) lassen sich mittels Vergleich von Messungen mit Simulationen Kenngrößen wie Gitterfehlanpassung und die Dicke einzelner kristalliner Schichten ermitteln sowie Aussagen zur strukturellen Qualität der Probe treffen. Das verwendete Diffraktometer der Firma PANalytical nutzt monochromatisches Röntgenlicht mit einer Wellenlänge von $\lambda_{K_{\alpha}} = 1.540\,511\,\text{Å}$ (Kupfer K_{α} Linie), welches an den Netzebenen des Kristalls gestreut wird und nach der Bragg-Bedingung

$$2dsin\left(\omega_{B}\right) = n\lambda_{K\alpha} \tag{5.1}$$

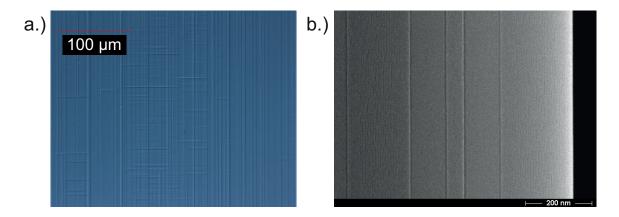


Abbildung 5.4: a.) Lichtmikroskopaufnahme der Oberfläche einer epitaktisch hergestellten Probe. Es sind Versetzungen zu sehen, welche sich aufgrund hoher Verspannung bildeten. b.) REM-Aufnahme der angeätzten Spaltkante einer Kalibrationsprobe.

konstruktiv interferiert. Dabei stellt d den Netzebenenabstand und ω_B den Winkel zwischen einfallendem Röntgenstrahl und Netzebene dar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Spektren im " $\omega-2\Theta$ -Modus" aufgenommen, bei dem sich der Winkel zwischen Detektor und Netzebene während einer Messung immer um das doppelte des Winkels zwischen einfallendem Strahl und Netzebene ändert. Besonders hilfreich sind HRXRD-Messungen bei der Untersuchung von Kompositionsübergittern. Aus dem Abstand des Übergittermaximums nullter Ordnung zum Substratmaximum lässt sich mithilfe der Bragg-Bedingung die mittlere Gitterfehlanpassung des Übergitters bestimmen. Des Weiteren kann mithilfe folgender Formel aus dem Abstand benachbarter Beugungsordnungen die Übergitterperiode berechnet werden:

$$d_{SL} = \frac{\lambda_{K\alpha}}{2 \cdot \Delta\omega \cdot \cos(\bar{\omega})}.$$
 (5.2)

Dabei ist $\Delta\omega$ der Abstand der Beugungsordnungen im Bogenmaß und $\bar{\omega}$ der Mittelwert der beiden Beugungsmaxima. In Abbildung 5.5 ist eine HRXRD-Messung des (004)-Reflexes einer vollständigen ICL-Struktur zu sehen. Bei dieser sowie sämtlichen folgenden HRXRD-Messungen wurde das Substratmaximum auf den Wert 0" gesetzt, um relative Abstände besser beurteilen zu können. Die Beugungsordnungen der Übergitterreflexe der Mantelschichten sind aufgrund ihrer Intensität, welche in der hohen Anzahl an Wiederholungen begründet liegt, deutlich zu sehen. Der Reflex nullter Ordnung fällt mit dem des GaSb-Substrats zusammen, was darauf schließen lässt, dass die Übergitter der Mantelschichten verspannungskompensiert aufgewachsen sind. Weiterhin lässt sich aus der Periode der Satellitenmaxima eine Übergitter-

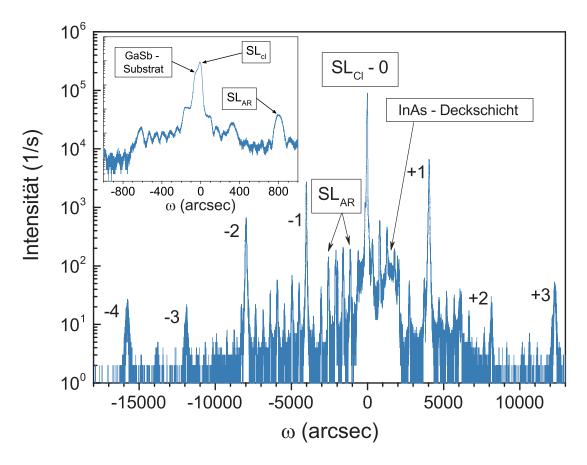


Abbildung 5.5: $\omega/2\theta$ -Röntgendiffraktogramm des (004) - Reflexes einer kompletten ICL-Struktur. Die Beugungsordnungen der verspannungskompensierten, kurzperiodigen Übergitter sind deutlich zu erkennen. Die kleineren Reflexe resultieren aus der Periodizität der aktiven Zone und sind bis zur 21-ten Ordnung beobachtbar. Die eingefügte Abbildung oben links zeigt einen vergrößerten Ausschnitt um das Substratmaximum.

periode von $4.69\,\mathrm{nm}$ ermitteln, welche im Rahmen der Wachstumsratenfluktuation sehr gut mit der nominellen Periode von $4.73\,\mathrm{nm}$ übereinstimmt. Die scharfen Reflexe mit kleinerer Intensität und geringerem Abstand resultieren aus der Periodizität der aktiven Zone der 6-kaskadigen ICL-Struktur. Sie lassen sich bis zur 21-ten Ordnung beobachten, was auf eine hohe Wachstumsqualität mit scharfen Grenzflächen schließen lässt. Die Kaskadendicke lässt sich zu 37.3 nm bestimmen. Rechtsseitig des Substratreflexes lässt sich ein relativ breiter Reflex beobachten, welcher der $25\,\mathrm{nm}$ dicken, tensil verspannten InAs-Deckschicht zuzuordnen ist. Im vergrößerten Ausschnitt in Abbildung 5.5 ist die Separation zwischen dem GaSb-Substratreflex und dem Übergitterreflex nullter Ordnung von etwa 50'' erkennbar, welche sich in eine Gitterfehlanpassung von weniger als 0.25×10^{-3} umrechnen lässt. Des Weiteren ist

eine kurzperiodige Oszillation des Signals zu erkennen, welche auf Interferenzen resultierend aus dickeren Schichtfolgen der aktiven Zone zurückzuführen sind. Auch sie ist ein Indikator für die hohe Wachstumsqualität.

Photolumineszenzmessungen

Die Messung der Photolumineszenz (PL) durch Anregung mit einem 50 mW starken Pumplaser mit einer Wellenlänge von 532 nm wurde zur exakten Kalibrierung der Wachstumsrate für die InAs-Filme der W-QWs und zur Optimierung der Wachstumsparameter genutzt. Zweiteres wird durch Vergleich der Messsignale verschiedener Proben bei gleichen Anregungsbedingungen ermöglicht, da Verunreinigungen und Kristallfehler die nichtstrahlende Rekombinationsrate erhöhen und somit das Messsignal abschwächen. Eine typische PL-Probe setzt sich aus 5 symmetrischen W-QWs zusammen, welche durch 20 nm GaSb separiert sind. Die aufgrund der hohen Anregungsenergie in der gesamten Probe erzeugten Ladungsträgerpaare relaxieren in den energetisch günstigsten Zustand und können dort strahlend oder nichtstrahlend rekombinieren. Dieses Signal wird mithilfe eines Fourier-Transformations-Infrarotspektrometers (FTIR-Spektrometer) mit einer maximalen Auflösung von 0.12 cm⁻¹ gemessen. Das Spektrometer ist mit einem KBr-sowie einem CaF₂-Strahlteiler und mit von flüssigem Stickstoff gekühlten Detektoren (InSb, HgCdTe) ausgestattet.

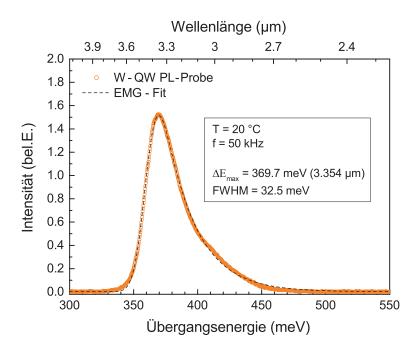


Abbildung 5.6: Photolumineszenzmessung an einer Teststruktur bestehend aus 5 W-QWs, welche jeweils durch 20 nm GaSb separiert sind. Das Emissionsmaximum liegt bei 3.354 µm. Ebenso gezeigt ist die Anpassung mittels einer exponentiell modifizierten Gauß-Funktion (EMG).

Zur Verbesserung des Signal - Rausch - Verhältnisses wird das sogenannte Step - Scan -Verfahren angewendet, bei dem der bewegliche Spiegel des Michelson-Interferometers während der Messung des Interferogramms nicht kontinuierlich, sondern schrittweise verfahren wird. Zusätzlich erfolgt die optische Anregung der Probe periodisch, was den Einsatz der Lock-In-Technik ermöglicht. Dabei wurde ein Rechtecksignal mit einer Anregungsfrequenz von 50 kHz bei einem Tastgrad von 50 % verwendet. In Abbildung 5.6 ist ein bei einer Temperatur von 20°C aufgenommenes, typisches PL-Spektrum einer Testprobe mit 5 gestapelten W-QWs gezeigt. Das Emissionsmaximum liegt bei 3.354 µm, was einer Übergangsenergie von 369.7 meV entspricht. Die Halbwertsbreite (FWHM) beträgt 32.5 meV. Auf der hochenergetischen Seite des Spektrums ist eine für PL-Spektren, welche bei Raumtemperatur aufgenommen wurden, typische Verbreiterung erkennbar. Dieser mit der Energie exponentiell abklingende Verlauf ist in der temperaturabhängigen energetischen Verteilung der Ladungsträger [69] begründet. Zur Anpassung, welche ebenfalls in Abbildung 5.6 gezeigt ist, eignet sich eine exponentiell modifizierte Gauß-Funktion (engl.: Exponentially Modified Gaussian, EMG) [70].

Sekundärionen - Massenspektroskopie

Mithilfe der Sekundärionen-Massenspektroskopie (SIMS) kann die Zusammensetzung einer Probe tiefenaufgelöst vermessen werden. Am Lehrstuhl für Technische Physik kommt dabei das Gerät TOF SIMS V der Firma IONTOF zum Einsatz. Dieses ist mit zwei verschiedenen Ionenquellen ausgestattet. Eine niederenergetische Ionenquelle, welche entweder Cäsium - oder Sauerstoffionen emittieren kann, dient der Erosion der Probenoberfläche zur Tiefenprofilierung. Der Ionenstrahl, welcher unter einem Winkel von 45° auf die Probenoberfläche trifft, rastert über eine quadratische Fläche mit einer Kantenlänge von mehreren hundert um und trägt dabei eine dünne Schicht ab. Mithilfe einer zweiten, hochenergetischen Ga-Flüssigmetall-Ionenquelle (engl.: Liquid Metal Ion Gun, LMIG) werden im Anschluss an den Sputterzyklus mittels eines kurzen (<1 ns) hochenergetischen (15 - 25 keV) Pulses Sekundärionen erzeugt, welche mithilfe eines Flugzeit Massenspektrometers (engl.: Time Of Flight, TOF) analysiert werden können. Der Messvorgang findet im UHV statt, da die Wiederbedeckungszeit groß gegenüber der Zerstäubungszeit der abgetragenen Schicht sein muss. Das SIMS-Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich zur tiefenaufgelösten Messung der Konzentration der Dotierstoffe Si und Te eingesetzt.

5.5 Optimierung der Wachstumsparameter

Im Folgenden werden sowohl die in unterschiedlichen Bereichen der ICL-Struktur verwendeten Wachstumsparameter, als auch Probenserien zur Optimierung der Qualität der Heterostrukturen diskutiert. Grundsätzlich wurde zu Beginn des Wachstums für sämtliche auf GaSb-Substraten hergestellten Strukturen in dieser Arbeit eine thermische Oxiddesorption bei 580°C für eine Dauer von 60 s durchgeführt. Dabei wurde die Oberfläche mit Sb stabilisiert, um den Austritt von Sb-Atomen aus der Oberfläche zu verhindern. Anschließend wurde die Temperatur auf 485°C abgesenkt und nach einer Stabilisierungspause von 30 s eine 200 nm dicke Pufferschicht aufgewachsen, welche dem Ausgleich von Unebenheiten auf der Substratoberfläche dient.

Optimierung des InAs/AlSb-Übergitterwachstums

Die als Mantelschichten eingesetzten Übergitter bestehen aus den binären Halbleitern InAs und AlSb, deren Gitterkonstante sich von der von GaSb geringfügig unterscheidet. Vorteilhaft wirkt sich aus, dass die Gitterkonstante von InAs um 0.038 Å kleiner und die von AlSb um 0.040 Å größer als die von GaSb ist. Somit kann die sich aufbauende Verspannung in aufeinanderfolgenden Schichten durch Einstellung der Schichtdicke eingestellt und kompensiert werden. Die Schichtdicken der einzelnen Schichten wurden unter Berücksichtigung der effektiven Bandlücke im Übergitter dementsprechend zu 2.43 nm InAs und 2.30 nm AlSb gewählt. Bei derartig dünnen Schichten kann der Einfluss der Grenzflächen nicht mehr vernachlässigt werden. Dies gilt vor allem dann, wenn sich beim Wechsel der binären Materialien Anion als auch Kation ändern. In Abhängigkeit der Blendensequenz und der Wachstumsbedingungen können sich sowohl InSb- als auch AlAs-artige Grenzflächen ausbilden, was aufgrund des großen relativen Abstands zur Gitterkonstanten des Substrats $(\Delta a_{InSb} = +6.28\%; \Delta a_{AlAs} = -7.14\%)$ zu starken Verspannungen führen kann. Die Verwendung von Blendensequenzen, bei denen an der Grenzfläche für eine bestimmte Zeit (engl.: soak time) ausschließlich Gruppe-V Material angeboten wird, wurde eingehend untersucht und wird als adäquates Mittel zur Verspannungskompensation sowie Optimierung der Schichtqualität angesehen. In der Literatur wurde dabei übereinstimmend von höherer Materialqualität berichtet, wenn InSb-artige Grenzflächen forciert wurden [71, 72, 73, 74, 55, 75]. Dies ist im Einklang mit Untersuchungen zur Anion - Austauschreaktion zwischen As und Sb [76, 77, 78, 79, 80, 81]. Dabei wurde beobachtet, dass As, vor allem wenn es als Dimer angeboten wird, in Abhängigkeit von der Substrattemperatur, des Materialflusses und der Expositionszeit Sb bis zu einer Tiefe von etwa drei Monolagen ersetzen kann, während der Sb für As-Austausch aufgrund des niedrigen Diffusionsvermögens von Sb auf die oberste Monolage der Oberfläche beschränkt ist. Beim Wachstum der ICL-Mantelschichten wurde in dieser Arbeit bewusst auf den Einsatz von soak-times verzichtet, um den Einbau von Fremdatomen an der Grenzfläche zu minimieren und die Wachstumszeit zu verkürzen. Statt dessen wurde die Verspannung über das Verhältnis der Gruppe - V Flüsse eingestellt. Dies ist so zu verstehen, dass nach Schließen einer Gruppe - V - Blende eine gewisse Menge Restatome in der Kammer vorhanden sind, welche in die Grenzfläche eingebaut werden können. Es entstehen somit gemischte Grenzflächen, deren Komposition präzise eingestellt werden kann. Bei einer Substrattemperatur von 450 °C und einer Wachstumsrate von 500 nm/h wurde Verspannungskompensation bei einem Sb-Fluss von $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr und einem As-Fluss von $(3.5 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr erreicht. Um den unerwünschten Einbau von As in AlSb und Sb in InAs zu vermeiden, wurde zusätzlich das Nadelventil der Crackerzellen instantan nach dem Schließen der Blende verschlossen. Ein weiterer entscheidender Parameter beim Wachstum von InAs/AlSb-Übergittern ist die Substrattemperatur. Mit InAs und AlSb setzen sich die Übergitter der Mantelschichten aus zwei binären Halbleitern zusammen, welche aufgrund ihrer unterschiedlichen Bindungsstärke und der Oberflächenmobilität ihrer Bestandteile bei der epitaktischen Herstellung in unterschiedlichen Temperaturbereichen optimal hergestellt werden können. Während GaSb/AlSb-Heterostrukturen im Temperaturbereich oberhalb von 500°C optimale Bedingungen vorfinden [82], wächst InAs besonders gut bei Substrattemperaturen um 420°C auf [83]. Da die Wachstumsdauer der einzelnen Schichten im Bereich von 15s liegt, kann die Substrattemperatur nicht schnell genug angepasst werden, weshalb als Kompromiss eine Wachstumstemperatur zwischen den optimalen Temperaturen der binären Halbleiter gewählt werden muss. Zur Untersuchung des Einflusses der Substrattemperatur auf die Qualität der Übergitter wurde eine Probenserie hergestellt, bei der die Substrattemperatur zwischen 430 °C und 450 °C variiert wurde. Dafür wurden jeweils 50 Übergitterperioden auf n-dotiertem GaSb-Substrat abgeschieden, welche mit einer 20 nm dicken GaSb-Schicht abgeschlossen wurden.

In Abbildung 5.7 ist das Ergebnis der Untersuchung mittels HRXRD dargestellt. Bei allen Proben sind die Beugungsordnungen sowie Oszillationen aus Schichtdickeninterferenzen deutlich zu erkennen, was auf eine hohe Schichtqualität schließen lässt. Als quantitatives Bewertungskriterium wurde die mittlere Halbwertsbreite der beiden Übergitterreflexe erster Ordnung herangezogen, welche mit 72s für die bei 450°C gewachsene Probe am geringsten ist. Weiterhin sind bei dieser Probe die kurzperiodigen Oszillationen besonders stark ausgeprägt, was auf eine besonders hohe Schichtqualität schließen lässt, weshalb für das Wachstum der Mantelschichten in der ICL-Struktur fortan eine Substrattemperatur von 450°C gewählt wurde. Eine interessante Beobachtung lässt sich bei der Betrachtung des Übergitterpeaks 0-ter Ordnung machen. Im vergrößerten Ausschnitt von Abbildung 5.7 ist der Winkelbereich um den GaSb-Substratpeak vergrößert dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der zentrale Beugungsreflex des Übergitters mit geringerer Substrattemperatur zu kleineren Winkeln schiebt. Dies ist mit der Temperaturabhängigkeit der thermisch aktivierten Austauschreaktion von As und Sb zu verstehen [76, 80]. Bei höherer Substrattemperatur ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass nach einer abgeschlossenen AlSb-Schicht eingebaute Sb-Atome durch As ersetzt werden. Die Grenzfläche wird somit stärker AlAs-artig und die mittlere Gitterkonstante im Übergitter nimmt ab.

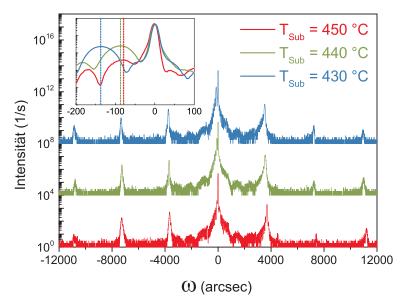


Abbildung 5.7: $\omega/2\theta$ -Röntgendiffraktogramm des (004)-Reflexes von InAs/AlSb-Übergitterstrukturen mit 50 Perioden, welche bei verschiedenen Substrattemperaturen aufgewachsen wurden. Der Einsatzgraph oben links zeigt einen vergrößerten Ausschnitt um das Substratmaximum.

Optimierung des W-QW-Wachstums

In der Literatur werden je nach Aufbau der PL-Proben unterschiedliche optimale Temperaturbereiche für das Wachstum von W-QWs angegeben. Teststrukturen mit relativ dicken (23.4 nm) AlAsSb-Barrieren zeigen die höchste PL-Intensität in einem Wachstumsfenster zwischen 487 und 507°C [84, 85]. Dies resultiert aus zwei die Wachstumsqualität beeinträchtigenden, konkurrierenden Prozessen, welche mittels Rastertunnelmikroskopie an der Spaltkante der Proben identifiziert wurden: Der Bildung von AlAs-Clustern in den AlAsSb-Barrieren bei niedrigen Temperaturen und der Bildung von In-Clustern im GaInSb-Quantenfilm bei hohen Substrattemperaturen. Weiterhin wurde eine Verschiebung des Emissionsmaximums mit höherer Substrattemperatur zu kürzeren Wellenlängen beobachtet. Dies wurde mit einer verstärkten Durchmischung der Grenzflächen bei höheren Temperaturen begründet, was in einer Verringerung der effektiven InAs-Schichtdicke resultiert und somit die Übergangsenergie erhöht. Für ähnliche Quantenfilme mit Al_{0.35}Ga_{0.65}Sb-Barrieren wurde ein optimales Temperaturfenster im Bereich zwischen 450 und 480°C identifiziert, was mit dem geringeren Al-Gehalt in den Barrieren begründet wurde [57]. Neueste Veröffentlichungen, in welchen W-QWs untersucht wurden, wie sie auch in aktuellen ICLs zum Einsatz kommen, berichten von einer optimalen Wachstumstemperatur im Bereich um 435 °C [86]. Darüber hinaus wird berichtet, dass mit einem As-Fluss von $1.7 \text{-} 1.8 \times 10^{-6}\,\mathrm{torr}$ während des Wachstums der In As-Quantenfilme eine maximale Intensität des PL-Signals erzielt wurde. Dies wurde jedoch nur für eine Substrattemperatur von 480°C untersucht. Es ist anzunehmen, dass sich dieser Wert bei abweichender Wachstumstemperatur ebenfalls ändert. Aufgrund der Diversität der veröffentlichten Ergebnisse wurden Probenserien unter Variation der als kritisch identifizierten Parametern Substrattemperatur und As-Fluss hergestellt. Diese setzten sich aus fünf W-QWs ($2.5 \,\mathrm{nm}$ AlSb | $1.5 \,\mathrm{nm}$ InAs | $3.5 \,\mathrm{nm}$ $\mathrm{Ga_{0.665}In_{0.335}Sb}$ | $1.5 \,\mathrm{nm}$ $InAs \mid 2.5 \,\mathrm{nm}$ AlSb) zusammen, welche durch 20 nm dicke GaSb - Schichten separiert wurden. Die Wachstumsgeschwindigkeiten betrugen 500 nm/h für GaSb und AlSb, 280 nm/h für InAs sowie 780 nm/h für Ga_{0.665}In_{0.335}Sb. Es wurden keine Wachstumsunterbrechungen unter Gruppe-V Stützdruck verwendet und somit kein Grenzflächentyp forciert. Zur Evaluation wurden HRXRD - Messungen sowie PL - Messungen an den Proben durchgeführt und ausgewertet.

Variation der Substrattemperatur

Zur Identifikation der optimalen Substrattemperatur wurde eine PL-Probenserie hergestellt, bei der die Substrattemperatur zum Ende der Pufferschicht für das Wachs-

tum der W-QWs auf 440, 450 und 460 °C abgesenkt wurde. In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse der PL-Messung sowie der HRXRD-Messungen bei einer Temperatur von 20 °C dargestellt. Die resultierenden Kenngrößen sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Wie erwartet ist mit steigender Substrattemperatur eine Verschiebung der Emission hin zu kürzeren Wellenlängen zu erkennen. Die höchste Intensität sowie die geringste Halbwertsbreite (29.1 meV) konnte für die bei 450 °C gewachsene Probe ermittelt werden.

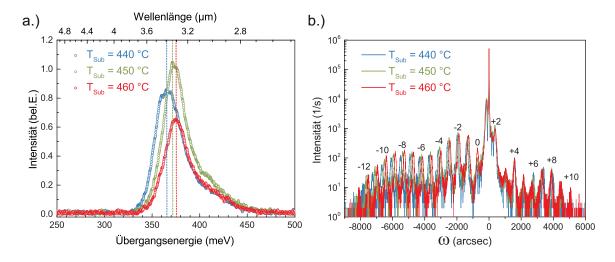


Abbildung 5.8: a.) Photolumineszenzmessung von Teststrukturen mit jeweils fünf W-QWs. Beim Wachstum wurde die Substrattemperatur variiert. b.) $\omega/2\theta$ -Röntgendiffraktogramm des (004) - Reflexes der W-QW Teststrukturen.

Aus den HRXRD-Messungen wurde die Periode der jeweiligen Strukturen ermittelt. Sie liegt für alle Proben nahe an der nominellen Periode von 31.5 nm, zeigt jedoch eine signifikante Zunahme mit steigender Substrattemperatur. Dies kann nur auf eine Erhöhung der Wachstumsrate von GaSb oder AlSb zurückzuführen sein, da sich ansonsten ebenfalls die Wellenlänge stark ändern müsste. Die Verringerung der Emissionswellenlänge mit steigender Substrattemperatur kann durch die stärkere Durchmischung der GaInSb/InAs-Grenzflächen infolge der stärkeren As für Sb-Austauschreaktion und somit Verringerung der effektiven Schichticke der InAs-Quantenfilme erklärt werden. Der Beugungsreflex 0-ter Ordnung ist, wie in Abbildung 5.8 b markiert, linksseitig des Substratreflexes zu finden. Die gesamte Struktur ist also im Mittel druckverspannt. Diese Druckverspannung nimmt mit steigender Wachstumstemperatur ab, was ebenfalls durch die stärkere As für Sb-Austauschreaktion an den GaInSb/InAs-Grenzflächen verursacht wird. Aufgrund der höchsten

PL-Intensität und der geringsten Halbwertsbreite wurde fortan eine Substrattempe-
ratur von 450°C für das Wachstum der W-QWs in der aktiven Zone gewählt.

$T_{Sub}[^{\circ}C]$	$\Delta E[meV]$	$I_{max}[bel.E.]$	FWHM [meV]	Periode [nm]	$\Delta\omega$ [arcsec]
440	364.9	0.859	35.2	31.0	-760
450	371.3	1.049	29.1	31.7	-737
460	374.9	0.657	32.0	32.1	-716

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der experimentell ermittelten Ergebnisse für W-QW Teststrukturen, welche bei unterschiedlichen Substrattemperaturen hergestellt wurden. Dies umfasst die aus der PL-Messung ermittelten Werte für die Übergangsenergie, die maximale PL-Intensität und die Halbwertsbreite sowie die aus der HRXRD-Messung ermittelten Werte für die Periode und die Abweichung des Maximums nullter Ordnung vom Substratmaximum.

Variation der Gruppe - V Flüsse

Ausgehend von einem As-Fluss von $(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr wurde eine Probenserie unter Variation des As-Flusses hergestellt. In der Literatur wird ein As-Fluss, der gerade ein stabiles InAs-Wachstum ermöglicht, als optimal eingestuft [86]. Aufgrund der im Vergleich verwendeten niedrigeren Wachstumsgeschwindigkeit sowie der vergleichsweise niedrigen Substrattemperatur wurde eine Variation hin zu geringeren As-Flüssen vorgenommen. Neben der Vergleichsprobe wurden Proben mit As-Flüssen von $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr und $(0.8 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr in den InAs - Schichten hergestellt. Der Sb-Fluss während des Wachstums der Ga_{0.665}In_{0.335}Sb-Schicht betrug aufgrund der hohen Wachstumsrate $(1.8 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr. Die Ergebnisse der PL - sowie der HRXRD - Messungen sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass infolge der Verringerung des As-Flusses auf $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr die PL-Intensität um mehr als 120 % gesteigert und die Halbwertsbreite auf 24.4 meV verringert werden konnte. Bei einer weiterer Verringerung des As-Flusses auf einen Wert von $(0.8 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr nimmt die Intensität wieder ab und die Halbwertsbreite zu. Dies ist auf eine vermehrte Bildung von Wachstumsdefekten zurückzuführen, welche schon unter dem optischen Mikroskop sichtbar waren. Offensichtlich reicht der verwendete As-Fluss bei einer Substrattemperatur von 450°C nicht mehr aus, um ein hochqualitatives Schichtwachstum zu ermöglichen. Weiterhin zeigt sich mit sinkendem As-Fluss eine Verschiebung zu höheren Übergangsenergien, was sich

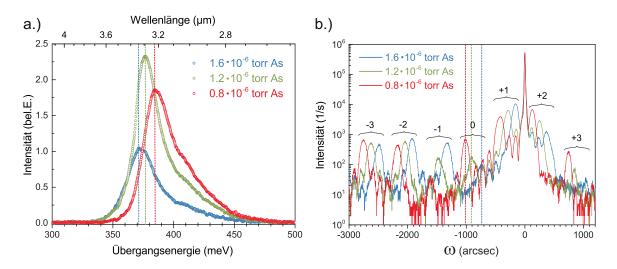


Abbildung 5.9: a.) Photolumineszenzmessung von Teststrukturen mit jeweils fünf W-QWs. Es wurde der As-Fluss während des Wachstums der InAs-Schichten variiert. b.) $\omega/2\theta$ -Röntgendiffraktogramm des (004)-Reflexes der W-QW Teststrukturen.

mithilfe der HRXRD-Messungen erklären lässt. In Abbildung 5.9 b ist zu erkennen, dass sich die Übergitterreflexe infolge der Veränderung des As-Flusses verschieben. Die mittlere Verspannung der Struktur nimmt mit sinkendem As-Fluss zu. Da sich die Übergitterperiode nicht ändert, kann dies nur auf eine Veränderung der Grenzflächen und somit die Stärke der As für Sb-Austauschreaktion zurückzuführen sein. Ein höherer As-Fluss resultiert demnach in einer verstärkten Bildung von GaAs-artigen Bindungen an der Grenzfläche. Des Weiteren bauen sich in der Kammer verbliebene As - Atome in die Ga_{0.665}In_{0.335}Sb - Schicht ein, was zu einer Verkleinerung der Bandlücke und einer Reduktion der Verspannung führt und somit die Verringerung der Übergangsenergie mit steigendem As-Fluss erklärt. In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse der Untersuchung noch einmal zusammengefasst. Schlussfolgernd ist zu sagen, dass der As-Fluss beim Wachstum der InAs-Filme im W-QW so gering gewählt werden sollte, dass er gerade ein stabiles InAs-Wachstum ermöglicht. Unter Variation des Sb-Flusses beim Wachstum des Ga_{0.665}In_{0.335}Sb-Films konnte keine signifikante Veränderung der Lumineszenzausbeute beobachtet werden, solange der Sb-Fluss einen Wert von $(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr nicht unterschreitet.

As-Fluss[torr]	$\Delta E[meV]$	$I_{max}[bel.E.]$	FWHM[meV]	Periode[nm]	$\Delta\omega[\mathrm{arcsec}]$
1.6×10^{-6}	371.3	1.049	29.1	31.7	-737
1.2×10^{-6}	376.8	2.331	24.4	31.4	-904
0.8×10^{-6}	384.5	1.861	33.8	31.6	-1014

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der experimentell ermittelten Ergebnisse für W-QW Teststrukturen, unter Variation des As-Flusses beim Wachstum der InAs-Schichten. Dies umfasst die aus der PL-Messung ermittelten Werte für die Übergangsenergie, die maximale PL-Intensität und die Halbwertsbreite sowie die aus der HRXRD-Messung ermittelten Werte für die Periode und die Abweichung des Maximums nullter Ordnung vom Substratmaximum.

Untersuchung der Wachstumshomogenität

Aufgrund der Anordnung der Zellen kann es speziell bei sehr dünnen Strukturen zu einer starken radialen Abhängigkeit der PL-Emission auf dem Wafer kommen. Dies resultiert aus dem unterschiedlichen Abstand zwischen verschiedenen Punkten auf der Probe und den Effusionszellen. Durch die Rotation des Substrats wird dieser Effekt teilweise kompensiert. Um die Homogenität sowie die Abhängigkeit der Emissionsparameter von der radialen Probenposition zu bestimmen, wurde eine PL-Probe (2.5 nm AlSb | 1.5 nm InAs | 3.5 nm $Ga_{0.65}In_{0.35}Sb$ | 1.5 nm InAs | 2.5 nm AlSb) auf einem 2 Zoll großen GaSb-Substrat hergestellt. Diese Struktur wurde noch nicht mit optimiertem As-Fluss gewachsen. Die Messungen wurden an der Technischen Universität Breslau durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde die Probe auf einem in zwei Dimensionen beweglichen Tisch befestigt und mit einem 660 nm Pumplaser bei einer Frequenz von 275 Hz angeregt. Der Laserstrahl wurde auf eine Fläche von 0.5 mm² auf der Probe fokussiert, was gleichzeitig der räumlichen Auflösung der Messung entspricht. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 5.10 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Abweichung der maximalen Emissionsenergie zwischen dem Zentrum und dem Rand der Probe nur etwa 4 meV beträgt, was einer Änderung der Wellenlänge um etwa 30 nm entspricht (siehe Abbildung 5.10 b) Gründe für diese Abweichung können Änderungen der Schichtdicke oder der Komposition einzelner Schichten aufgrund von Asymmetrien der Molekularstrahlen oder ein radiale Abhängigkeit der Substrattemperatur sein. Führt man die Abweichung auf die Dicke der InAs-Schichten zurück, welche die Emissionswellenlänge am stärksten beeinflussen, kann man die Variation der Schichtdicke auf etwa 0.03 nm abschätzen,

was deutlich weniger als einer Atomlage entspricht. Auch die Linienbreite sowie die integrierte Intensität zeigen eine hohe Homogenität (siehe Abbildung 5.10 c,d). Die geringste Linienbreite sowie die höchste Intensität sind im Zentrum der Probe zu finden. Aufgrund der hohen Uniformität der Probe ist davon auszugehen, dass Laserstrukturen, welche auf unterschiedlichen Stücken aus verschiedenen Bereichen der Probe prozessiert werden, vergleichbare Eigenschaften zeigen.

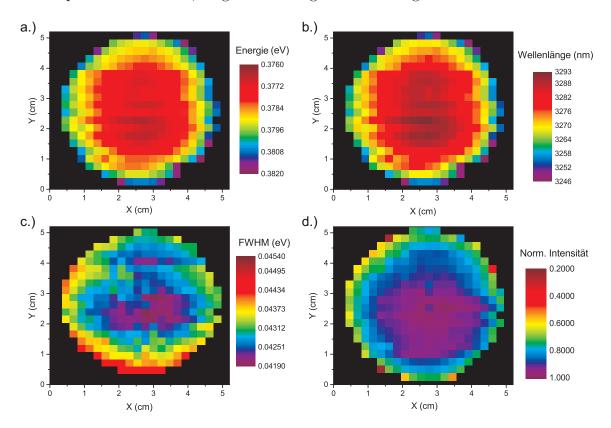


Abbildung 5.10: Ergebnisse der ortsaufgelösten Messungen an einer PL-Struktur, welche auf einem 2 Zoll großen Wafer aufgewachsen wurde. a.) Energie des Emissionsmaximums, b.) Wellenlänge des Emissionsmaximums, c.) Linienbreite, d.) integrierte und normierte Intensität des PL-Signals. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt.

6 Laserprozessierung und Charakterisierung

Um den Einfluss von Veränderungen am epitaktischen Aufbau auf die Lasereigenschaften zu untersuchen, wurden unterschiedliche Typen von Lasern zur elektrischen Kontaktierung prozessiert. Diese beinhalten Breitstreifen-Laser (engl.: Broad Area-Laser, BA-Laser) sowie Rippenwellenleiter-Laser (engl.: Ridge Waveguide-Laser, RWG-Laser). Die Prozessierung der unterschiedlichen Laserchips sowie deren anschließende Charakterisierung soll im folgenden Kapitel erläutert werden.

6.1 Laser in Breitstreifengeometrie

Um die grundlegenden Laserparameter zu ermitteln, eignen sich BA-Laser, da sie schnell zu prozessieren sind und eine geringe Abhängigkeit der Kenngrößen von der Qualität des Ätzprozesses zeigen. Je nachdem ob der Ätzprozess vor oder nach der aktiven Zone beendet wurde, spricht man von flach oder tief geätzten Bauteilen.

Flach geätzte Breitstreifen - Laser

Aufgrund der anisotropen elektrischen Leitfähigkeit in Kompositionsübergittern und der hohen elektrischen Leitfähigkeit der hoch dotierten InAs-Kontaktschicht weitet der Strompfad unterhalb definierter Metallkontakte weit auf, was den Schwellenstrom erhöht und infolge der falsch angenommenen Pumpfläche auch die Schwellenstrom-dichte scheinbar erhöht und somit keinen vergleichbaren Rückschluss auf die Laserkenndaten zulässt. Um die gewachsenen Strukturen relativ schnell und dennoch vergleichbar charakterisieren zu können, wurden flach geätzte Breitstreifenlaser prozessiert. Die Prozessierung kann innerhalb eines Tages erfolgen und ermöglicht somit eine Rückmeldung bezüglich der Wellenlänge sowie der elektrischen Eigenschaften vor dem Wachstum der nächsten Struktur. Auf einem etwa $10 \times 11 \text{ mm}^2$ großen Probenstück werden mittels optischer Lithographie zunächst Streifen mit einer Breite

von 100 µm in einem optischen Lack definiert. Nach der Entwicklung wird ein Metallkontakt bestehend aus 30 nm Ti, 90 nm Pt und 600 nm Au mittels eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht. Dabei dient die Ti-Schicht als Haftvermittler zwischen dem Halbleiter und den folgenden Metallschichten und die Pt-Schicht als Diffusionsbarriere, um zu verhindern, dass Goldatome aus der abschließenden Schicht in die Struktur diffundieren können. Anschließend werden der verbliebene Lack und und die darauf befindliche Metallschicht mit dem Lösungsmittel Pyrrolidon abgelöst (lift-off). Es folgt ein Cl₂- und Ar-basierter trockenchemischer Ätzprozess in einer ICP - Anlage (engl.: Inductively Coupled Plasma, ICP) welcher auf einer Tiefe von etwa 1.5 µm endet. Der obere Kontakt dient dabei als Ätzmaske. Anschließend wird ein flächiger Rückseitenkontakt bestehend aus 165 nm AuGe, 68 nm Ni und 450 nm Au aufgebracht. Die Probe wird abschließend mittels des RTA-Verfahrens (engl.: Rapid Thermal Annealing, RTA) für eine Dauer von 30s auf eine Temperatur von 300°C erhitzt, um den Kontaktwiderstand zu verringern [87]. Die epitaxieseitig aufgebrachte Pt-Schicht verhindert vor allem bei diesem Schritt das Eindringen von Goldatomen in die Laserstruktur, was hohe Verluste hervorrufen würde. Aus dem fertigen Probenstück werden Laserbarren definierter Länge herausgespalten, welche elektrisch kontaktiert und charakterisiert werden können. In Abbildung 6.1 ist links ein flach geätzter ICL schematisch dargestellt.

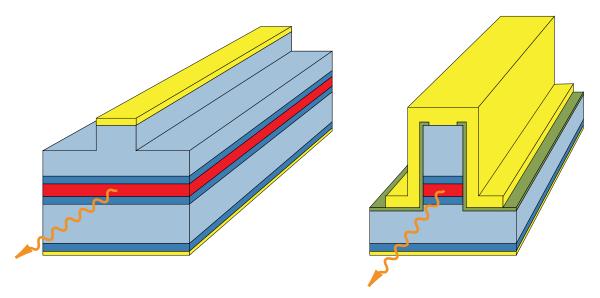


Abbildung 6.1: Links: Flach in die obere Mantelschicht geätzter Breitstreifenlaser. Rechts: Durch die aktive Zone geätzter RWG-Kantenemitter mit Passivierung und galvanisierter Goldschicht.

Tief geätzte Breitstreifen-Laser

Da der Strompfad selbst im verbleibenden Teil der oberen Mantelschicht sowie in der aktiven Zone signifikant aufweitet, kann eine verlässliche Aussage über die meisten Laserparameter nur durch die Untersuchung von BA - Lasern, welche durch die aktive Zone geätzt wurden, gemacht werden. Dieser Prozess ist aufwändiger, da die Ausbildung leitfähiger Randkanäle an der geätzten Seitenflanke unterbunden werden muss, da andernfalls hohe Verluste durch Leckströme auftreten können. Nach kurzer Zeit an Atmosphäre bilden sich leitfähige Randkanäle aus, welche sogar eine ohmsche Bauteilcharakteristik hervorrufen können und somit keinen Laserbetrieb zulassen. In der Literatur werden für das Auftreten von derartigen Leckströmen hauptsächlich zwei verschiedene Ursachen aufgeführt [88], welche im Folgenden kurz erläutert werden. Durch den Ätzprozess wird die periodische Kristallstruktur abrupt unterbrochen und aufgrund des nicht verschwindenden Potentials an der Oberfläche kommt es zu einer Verbiegung der Bänder, was wiederum eine Akkumulation von Ladungsträgern bedingt. Diese fördern die Ausbildung leitfähiger Randkanäle. Als zweite Ursache wird die Bildung von Oxiden an der Ätzflanke angegeben, welche eine leitfähige Schicht ausbilden. Die Reaktionen der binären Halbleiter GaSb und InAs mit Sauerstoff können vereinfacht dargestellt werden:

$$4GaSb + 3O_2 \rightarrow 2Ga_2O_3 + 4Sb$$

$$2InAs + 3O_2 \rightarrow 2InAsO_3.$$
(6.1)

Vor allem das elementare Antimon trägt zur Erhöhung der Leitfähigkeit der Halbleiter-Luft-Grenzfläche bei. Um Laserbetrieb von ICLs, welche durch die aktive Zone geätzt wurden, zu ermöglichen und die Verluste durch leitfähige Randkanäle zu begrenzen, bedarf es eines aufwändigeren Prozesses, welcher im Folgenden beschrieben wird. Zunächst erfolgt die Definition von 100, 150 und 200 µm breiten Streifen mittels optischer Lithographie und das anschließende Aufdampfen einer Schichtfolge bestehend aus 15 nm Ti, 18 nm Pt, 180 nm BaF₂ und 120 nm Cr, welche nach einem lift-off-Schritt als Ätzmaske dient. Der Ätzschritt mit einer typischen Ätztiefe von 3.5 µm erfolgt in einer ECR-Ätzanlage (engl.: Electron Cyclotron Resonance, ECR) unter Verwendung der Ätzgase Cl₂ und Ar. Anschließend erfolgt für eine Dauer von 15 s ein nasschemischer Ätzschritt in einer Lösung aus 35-prozentiger H₃PO₄ und Wasser im Verhältniss 1/10, welcher dazu dient die Seitenflanken zu glätten und beim Trochenätzschritt entstandene Verunreinigungen zu entfernen. Da BaF₂ ein

in Wasser löslicher Kristall ist, löst dieser Schritt den oberen Teil der zuvor aufgebrachten Ätzmaske bestehend aus BaF₂ und Cr ab. Nach dem Spülen in Wasser und Isopropanol wird die Probe umgehend in eine PVD-Anlage (engl.: Physical Vapor Deposition, PVD) eingebaut und eine Passivierungsschicht aufgebracht. Sie besteht aus Si₃N₄ und SiO₂ mit einer Gesamtdicke von mindestens 300 nm und vermindert die Ausbildung hochleitfähiger Randkanäle. Um die verbliebene Metallschicht auf der In As-Kontaktschicht freizulegen wird erneut ein Lack aufgebracht und ein Fenster in diesen belichtet, welches etwa 4 µm schmaler als der geätzte Steg dimensioniert ist. Der verbliebene Lack dient anschließend als Ätzmaske für einen CHF₃ - basierten Trockenätzschritt zur Öffnung eines Kontaktfensters. Nach einem weiteren photolithographischen Schritt kann der epitaxieseitige Ti/Pt/Au-Kontakt aufgebracht werden und das Substrat mechanisch auf eine Dicke von 150 µm abgedünnt werden. Dies dient der Vereinfachung des Spaltprozesses, da beispielsweise für längenabhängige Messungen aus einem Probenstück mehrere Barren verschiedener Länge präzise herausgespalten werden müssen. Im Anschluss wird der substratseitige AuGe/Ni/Au-Kontakt flächig aufgedampft. Die passivierten Proben werden dann für eine Dauer von 30s auf eine Temperatur von 260°C erhitzt, um den Kontakt einzulegieren. Die im Vergleich niedrigere Temperatur wurde bei diesen Bauteilen gewählt, um eine Beschädigung der Passivierung zu verhindern, welche aufgrund der unterschiedlichen thermischen Expansion der verwendeten Materialien auftreten kann. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden zum Vergleich der charakteristischen Eigenschaften im gepulsten Betrieb, soweit nicht anders erwähnt, stets 2.0 mm lange und 150 µm breite, tief geätzte Kantenemitter verwendet.

6.2 Laser in Rippenwellenleitergeometrie

Bis auf wenige Abweichungen gleicht der Rippenwellenleiterprozess dem der tief geätzten Breitstreifenlaser. Diese werden im folgenden Abschnitt erläutert. In Abbildung 6.1 ist rechts ein fertig prozessierter RWG-Laser schematisch gezeigt. Bei typischen Breiten zwischen 5 und 15 µm ist der Überlapp der in lateraler Richtung geführten Fundamentalmode mit den geätzten Seitenflanken größer als bei BA-Lasern, weshalb es aufgrund von Rauigkeit zu Streuverlusten kommen kann. Weiterhin ist das Verhältnis zwischen Umfang und Fläche des Laserstegs für schmale Laser größer, was den Einfluss von Leckströmen erhöht. Aus diesen Gründen ist der Trockenätzprozess sorgfältig zu optimieren. Die dabei zu variierenden kritischen Parameter sind Prozessdruck, Gasflüsse (Ar,Cl₂), Temperatur, ECR- beziehungsweise ICP-Leistung

sowie HF - Leistung. Diese sind stark von der Ätzanlage als auch der Probenkomposition abhängig und wurden in gesondert durchgeführten Tests mit vergleichbarem Probenmaterial iterativ optimiert. Die Beurteilung der Ätzqualität erfolgte mittels instantan nach dem Trockenätzprozess erstellter REM - Aufnahmen. In Abbildung 6.2 ist die Ätzflanke eines Laserstegs zu sehen, welcher mit den optimierten Parametern geätzt wurde. Die Flanken sind steil und es sind keine Stufen zu erkennen. Weiterhin existiert kein Ätzgraben am Fuß des Stegs und die geätzte Ebene weist nur eine sehr geringe Rauigkeit auf - Eigenschaften welche für die anschließenden Prozessschritte von großer Bedeutung sind.

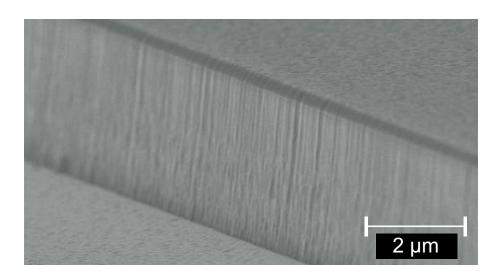


Abbildung 6.2: REM-Aufnahme eines mittels Ar und Cl_2 trockengeätzten Laserstegs. Die Ätztiefe beträgt etwa $3.5\,\mu\text{m}$. Auf dem Lasersteg ist der verbliebene Maskenrest zu sehen.

Eine weitere Abweichung von der im vorherigen Abschnitt erläuterten Prozessierung betrifft die Kontaktgeometrie sowie die thermischen Eigenschaften des Bauteils. Da die schmalen Laser für Messungen im Dauerstrichbetrieb (engl.: continuous wave, cw) verwendet werden, muss für eine ausreichend gute Abfuhr von Verlustwärme gesorgt werden. Zu diesem Zweck ist der epitaxieseitige Kontakt mit einer Breite von 50 µm deutlich breiter entworfen als die Breite des Stegs. Die Passivierung isoliert diesen abseits der Kontaktfenster. Auf dem Kontakt wird vor dem Abdünnen der Probe eine mindestens 5 µm dicke Goldschicht aufgalvanisiert, welche den Steg umschließt und somit für eine adäquate Ableitung der Verlustwärme sorgt.

Facettenvergütung

Eine verbreitete Maßnahme zur Optimierung von Laserkenndaten ist die Vergütung der gespaltenen Laserfacetten. Dies beeinflusst sowohl die Spiegelverluste als auch das Verhältnis der Ausgangsleistungen der beiden Laserfacetten im Falle asymmetrischer Vergütung. Im Wellenlängenbereich des MIR wird als hochreflektive (HR) Facettenbeschichtung zumeist eine aufgedampfte Metallschicht verwendet. Im Falle von Gold weist diese im gesamten Spektralbereich zwischen 700 nm und 10 μm eine sehr hohe Reflektivität von über 95 % auf [89]. Um zu vermeiden, dass die Goldschicht den Laser über die Facette kurzschließt, wird darunter eine isolierende Schicht aus Al₂O₃ aufgebracht. Des Weiteren besteht die Möglichkeit, eine antireflektive (AR) Beschichtung aufzubringen. Im einfachsten Fall handelt es sich dabei um eine isolierende Schicht, deren Brechungsindex kleiner als der effektive Brechungsindex des Lasermaterials ist und deren Dicke ein Viertel der Wellenlänge im Material beträgt. Bei senkrechtem Lichteinfall kommt es zu destruktiver Interferenz zwischen den an den beiden Grenzflächen reflektierten elektromagnetischen Wellen. Zur Ermittlung der erreichbaren Reflektivität wurde eine 560 nm dicke Al₂O₃ - Schicht mittels PVD auf ein Stück GaAs-Substrat aufgebracht. Die mittels des FTIR ausgemessene Reflektivitätskurve ist in Abbildung 6.3 a dargestellt. Bei einer Wellenlänge von 3.55 µm erreicht sie mit einem Wert von 1.3 % ein Minimum, welches näherungsweise auch als Facettenreflektivität für die Lasermode angenommen werden kann. In Abbildung 6.3 b sind die mittels Gleichung 3.11 berechneten Spiegelverluste in Abhängigkeit der Resonatorlänge aufgetragen. Dabei wurden verschiedene Kombinationen aus unbe-

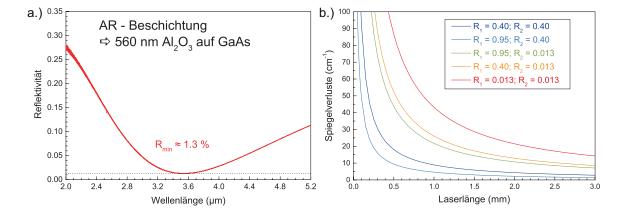


Abbildung 6.3: a.) Mittels FTIR ausgemessene Reflektivität eines mit 560 nm Al₂O₃ beschichteten GaAs-Wafers. b.) Berechnete Spiegelverluste möglicher Kombinationen aus unbeschichteten Facetten sowie hoch- und antireflektiv beschichteten Facetten.

handelten, gebrochenen Facetten sowie hoch- und antireflektiv beschichteten Facetten berücksichtigt. Es ist zu erkennen, dass α_m für sehr kurze Laser stark ansteigt. Dabei verschiebt dieser Anstieg für geringer werdende Facettenreflektivitäten zu größeren Kavitätslängen.

Montage von Laserbarren auf eine Wärmesenke

Um die verlustbedingte Erwärmung des Lasers im cw-Betrieb zu reduzieren, ist eine gute thermische Kopplung an eine Wärmesenke, welche sich auf definierter Temperatur befindet, notwendig. Dies wird gewährleistet, indem ausgewählte Laserchips oder ganze Laserbarren auf eine Wärmesenke aufgelötet werden, welche aus einem mit Gold bedampften Kupferstück, einem sogenannten c-mount, besteht. Als Lot wird eine 5 µm dicke Indiumschicht aufgedampft. Deren niedriger Schmelzpunkt von 157 °C ermöglicht eine Montage der Laserbarren ohne diese zu beschädigen. Nichtsdestotrotz ist darauf zu achten, dass die Temperaturrampen zum Erhitzen sowie zum Abkühlen flach verlaufen, um Beschädigungen des Bauteils durch thermische Verspannungen zu vermeiden.

6.3 Elektro-optische Charakterisierung

Zur Untersuchung des Einflusses struktureller Veränderungen am Aufbau der gewachsenen ICLs müssen die prozessierten Bauteile elektro-optisch charakterisiert werden. Dies umfasst die Aufnahme von IU- sowie IP-Kennlinien im gepulsten sowie im Dauerstrichbetrieb als auch die Aufnahme von Spektren unter Variation der Betriebsparameter. Der Aufbau des Messplatzes, die verwendeten Messgeräte sowie die verschiedenen Messmodi werden im folgenden Abschnitt erläutert.

6.3.1 Messplatzaufbau

In Abbildung 6.4 ist der Aufbau des verwendeten Messplatzes schematisch dargestellt. Der zu vermessende Laser kann in Barrenform auf eine temperaturgeregelte Wärmesenke gelegt werden. Alternativ können c-mounts mit aufgelöteten Laserbarren an ihr verschraubt werden. Der Temperatursensor befindet sich im Inneren der Wärmesenke, was eine stabile Temperaturregelung mittels eines wassergekühlten Peltierelements ermöglicht. Um die Probenposition in drei Dimensionen justieren zu können, ist die Wärmesenke auf einem mittels Mikrometerschrauben verfahrbaren Tisch montiert. Die elektrische Kontaktierung erfolgt mit einer Wolframnadel. Zur Stromversorgung stehen sowohl eine Gleichstromquelle als auch ein pulsbarer Lasertreiber zur Verfügung. Im Fall der Gleichstromquelle werden die Betriebsparameter direkt aus dieser ausgelesen, während Spannung und Strom im gepulsten Betrieb jeweils mittels eines Spannungs- und Stromtastkopfes auf ein Oszilloskop übertragen und dort ausgelesen werden. Das optische Lasersignal kann mit einem HgCdTe-Detektor (MCT) detektiert werden. Mittels zwei antireflektiv beschichteter ZnSe-Linsen mit einem Durchmesser und einer Brennweite von 2 Zoll kann das Licht auch für große Fernfeldwinkel effektiv auf den Detektor fokussiert werden. Des Weiteren ist am Messplatz ein geeichtes Leistungsmessgerät mit Thermosäule vorhanden, welches zur Messung der optischen Leistung direkt vor der Laserfacette platziert werden kann. Mithilfe eines mit Gold beschichteten Spiegels, welcher in den Strahlengang geklappt werden kann, ist es möglich das Licht in das FTIR-Spektrometer einzukoppeln und die relative Intensität des Laserstrahls wellenlängenaufgelöst zu bestimmen. Zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses kann ein Lock-in-Verstärker genutzt werden.

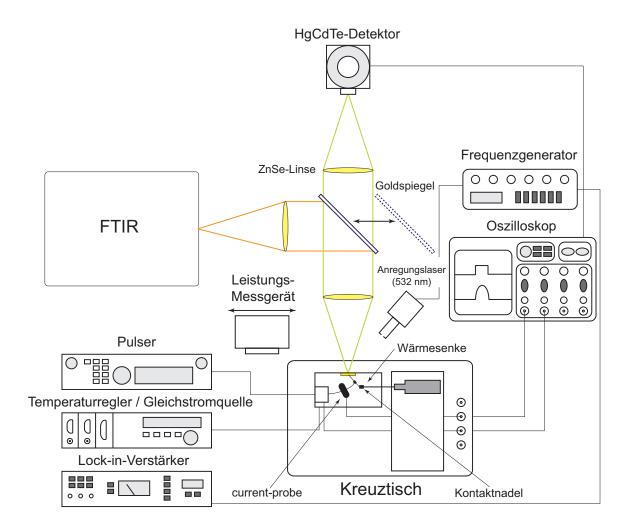


Abbildung 6.4: Schematischer Aufbau des Messplatzes, welcher zur elektro-optischen Charakterisierung von Teststrukturen und Lasern verwendet wurde. Mithilfe des FTIR-Spektrometers lassen sich Spektren in einem weiten Bereich des MIR messen.

6.3.2 Messmodi

Der MCT - Detektor (Kolmar Model KLD-0.5-J1/11) zeichnet sich durch eine hohe Sensitivität aus und ist im Wellenlängenbereich zwischen 2 und 11 µm einsetzbar. Aufgrund seiner Nichtlinearität für optische Leistungen von mehr als 10 mW und der starken Wellenlängenabhängigkeit der Detektivität eignet er sich nur bedingt zur Bestimmung von $\Delta P/\Delta I$ und kommt bei der Messung der Schwellenstromdichte unter Verwendung kurzer Pulse (250 ns) bei niedriger Repetitionsrate (1 kHz) zum Einsatz. Zur Messung von $\Delta P/\Delta I$ wird das Leistungsmessgerät (COHERENT Thermopile-Niedrigenergiesensor) verwendet. Da dieses Temperaturänderungen infolge von Absorption registriert, reagiert es empfindlich auf Schwankungen der Temperatur in der

Umgebung. Zur sinnvollen Messung wird eine mittlere Ausgangsleistung benötigt, welche deutlich über der Schwankungsbreite des Messgeräts liegt. Diese kann mit $\pm\,0.03\,\mathrm{mW}$ angegeben werden. Da die Verwendung hoher Tastraten zur Erwärmung des Bauteils und somit zu einer Veränderung der Kenndaten führt, wurde untersucht, mit welcher Tastrate BA-Laser ohne signifikanten Einfluss auf die Bauteiltemperatur betrieben werden können. Als Kontrollgrößen wurden die Schwellenstromdichte und der Anstieg der Ausgangsleistung mit dem Strom $\Delta P/\Delta I$ gewählt.

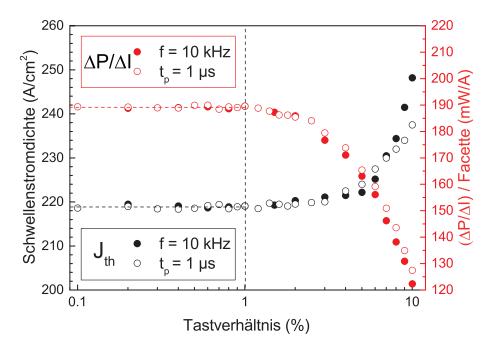


Abbildung 6.5: Messung der Schwellenstromdichte und des Anstiegs der IP-Kennlinie eines 100 µm breiten und 2.0 mm langen BA-Lasers unter Variation des Tastverhältnisses. Die geschlossenen Kreise symbolisieren Messungen bei einer Frequenz von 10 kHz und unterschiedlichen Pulslängen, während die offenen Kreise Messungen bei einer Pulslänge von 1 µs und veränderlicher Frequenz symbolisieren.

In Abbildung 6.5 ist die Abhängigkeit beider Parameter von der Tastrate gezeigt. Dabei wurden die Pulslänge und die Repetitionsrate unter Beibehaltung des jeweiligs anderen Parameters variiert. Die festen Werte betrugen 10 kHz und 1 μ s. Bei beiden Modi ist zu sehen, dass sowohl die Schwellenstromdichte als auch $\Delta P/\Delta I$ bis zu einer Tastrate von 1% konstant bleiben und erst bei weiterer Erhöhung signifikant abweichen. Dabei verändern sich beide Parameter unter Erhöhung der Pulslänge stärker als unter Erhöhung der Repetitionsrate. Vor allem bei Pulslängen von über 5 μ s ist bei Untersuchungen mit dem MCT-Detektor-Signal am Oszilloskop eine starke

Abnahme der optischen Leistung zum Ende des Pulses zu erkennen, was auf eine deutliche Erwärmung des Bauteils hinweist. Für die Bestimmung von $\Delta P/\Delta I$ wurde folglich eine Tastrate von 1% bei einer Frequenz von 10 kHz und einer Pulslänge von 1 µs gewählt, um eine möglichst hohe mittlere Leistung am Leistungsmessgerät messen zu können, ohne die Kenndaten des Lasers zu beeinflussen. Zur Aufnahme von Spektren mittels des FTIR wurden Pulse mit einer Länge von 150 ns verwendet, um eine thermisch bedingte Verschiebung der Longitudinalmoden während der Messdauer zu minimieren. Gleichzeitig wurde die Repetitionsrate auf 100 kHz erhöht, um die Intensität des Signals zu erhöhen.

In Abbildung 6.6 ist die am zuvor beschriebenen Messplatz durchgeführte IUP-Charakterisierung von 2.0 mm langen und 100 µm breiten BA-Lasern mit unterschiedlicher Ätztiefe dargestellt. Der linke Bildabschnitt zeigt schematisch den Aufbau der ICL-Struktur und die unterschiedliche Atztiefe der Bauteile. Die Laser, deren Ätzschritt vor der aktiven Zone endete, wurden nicht passiviert. In Tabelle 6.1 sind die Messergebnisse zusammengestellt. Anhand der IP - Kennlinien ist schnell ersichtlich, dass der Schwellenstrom mit zunehmender Ätztiefe deutlich abnimmt, während $\Delta P/\Delta I$ steigt. Dies ist mit der zuvor schon erwähnten Stromaufweitung innerhalb der Mantelschicht und der aktiven Zone zu erklären. Beim Betrieb flach geätzter Breitstreifenlaser wird eine deutlich größere Fläche gepumpt, als durch die Breite des Kontaktstreifens definiert wurde. Bei Erhöhung der Ätztiefe von 1.6 µm auf 2.8 µm reduziert sich I_{th} um fast 40 %, was auf eine etwa um den gleichen Wert kleinere gepumpte Fläche schließen lässt. Dieser Wert ist jedoch nicht für sämtliche ICL - Strukturen zu pauschalisieren, da die Stromaufweitung maßgeblich von der Dicke der oberen Mantelschicht sowie von der Anzahl und der Dicke der Kaskaden abhängt. Bei Betrachtung der IU-Kennlinie fällt auf, dass die Spannung mit zunehmendem Strom im Falle höherer Ätztiefe schneller ansteigt, was ebenfalls auf eine Vergrößerung des gepumpten Bereichs für flach geätzte Bauteile schließen lässt. Es zeigt sich, dass zur Ermittlung der Kenndaten sowie zur Sicherung internationaler Vergleichbarkeit die Prozessierung und Charakterisierung tief geätzter Breitstreifenlaser unabdingbar ist.

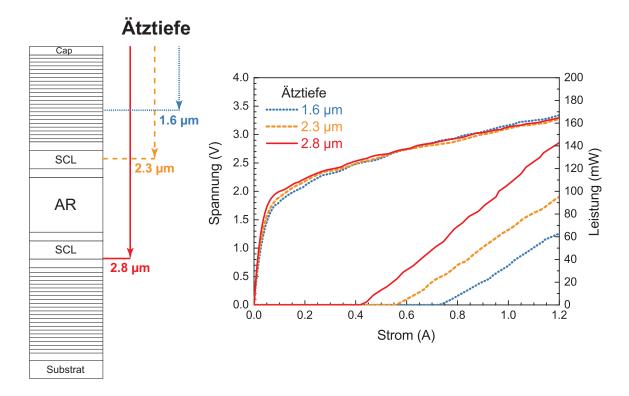


Abbildung 6.6: IUP - Charakterisierung von BA - Lasern $(2.0\,\mathrm{mm}\,\mathrm{x}\,100\,\mathrm{\mu m})$ mit unterschiedlicher Ätztiefe. Die Laser wurden gepulst bei Raumtemperatur betrieben.

Ätztiefe [µm]	$J_{\rm th}[A/cm^2]$	$P_{\rm th}[{ m W/cm^2}]$	$U_0[V]$	$R_{diff}[\Omega]$	$\Delta P/\Delta I [mW/A]$
1.6 µm	358	1026	2.09	1.07	282
2.3 µm	284	772	2.15	0.94	306
2.8 μm	219	565	2.20	0.92	378

Tabelle 6.1: Vergleich der Kenndaten der Breitstreifenlaser mit unterschiedlicher Ätztiefe.

7 Variation der Struktur und daraus resultierende Eigenschaften

Im Zuge der Optimierung der ICL-Strukturen hinsichtlich des cw-Betriebs bei Raumtemperatur in einem möglichst breiten Spektralbereich wurde der Einfluss verschiedener Änderungen an Schichtdicken, Schichtfolgen sowie Dotierkonzentrationen untersucht. Das Hauptziel war dabei zumeist die Reduktion der Schwellenleistungsdichte, was in Kombination mit der Temperaturstabilität der Laserschwelle typischerweise die maximal mögliche Betriebstemperatur im Dauerstrichbetrieb erhöht. Im folgenden Kapitel werden verschiedene Veränderungen an der Laserstruktur erläutert und deren Einfluss auf die Kenndaten aufgezeigt.

7.1 Ladungsträgerausgleich in der aktiven Zone

Anders als bei Diodenlasern oder QCLs werden bei ICLs, wie in Abschnitt 4.2.2 bereits erläutert, sowohl Elektronen als auch Löcher am semi-metallischen Übergang erzeugt. Durch das elektrische Feld werden sie in entgegengesetzte Richtung vom GaSb/InAs-Übergang abgezogen, woraus die Erzeugung einer internen Ladungsträgerdichte im Gleichgewicht (siehe Gleichung 4.4) folgt. Ein Hinzufügen von Ladungsträgern durch Dotierung scheint auf den ersten Blick nicht notwendig, da die erzeugten Ladungsträgerdichten typische Dotierkonzentrationen deutlich übersteigen. Simulationen zeigen jedoch, dass sich ein Großteil der erzeugten Elektronen im Elektroneninjektor aufhält, während die erzeugten Löcher nahezu vollständig zum W-QW gelangen [90]. Am Ort des W-QW herrscht also ein starkes Ungleichgewicht der Dichte der beiden beteiligten Ladungsträger. Diese Ladungsträgerdichten beeinflussen die jeweiligen Rekombinationsraten durch Augerrekombination (siehe Abschnitt 3.3.1). Je nachdem ob also Augerprozesse unter Beteiligung von zwei Elektronen oder zwei Löchern dominant sind, kann eine Verschiebung des Verhältnisses n/p im

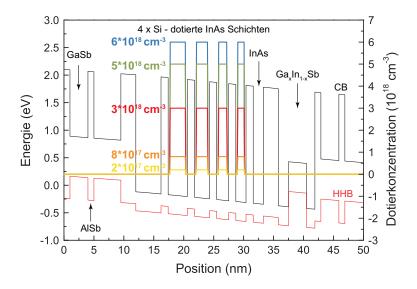


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Si-Dotierung in den inneren vier InAs-Filmen des Elektroneninjektors einer Kaskade. Innerhalb der Serie wurde die Konzentration zwischen 2.0×10^{17} cm⁻³ und 6.0×10^{18} cm⁻³ variiert.

W-QW diesen Verlustmechanismus verstärken oder abschwächen. Da die Schwellenstromdichte in ICLs maßgeblich von Verlusten durch Augerprozesse beeinflusst wird, wurde dies experimentell überprüft. Durch Variation der Si-Dotierung innerhalb der InAs-Schichten des Elektroneninjektors kann Einfluss auf das n/p-Verhältnis im W-QW genommen werden. Zu diesem Zweck wurden fünf 6-kaskadige ICL Strukturen mit Si-Konzentrationen zwischen $2.0 \times 10^{17} \, \mathrm{cm}^{-3}$ und $6.0 \times 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ im aktiven Bereich hergestellt. Wie in Abbildung 7.1 schematisch dargestellt ist, wurden die inneren vier von insgesamt sechs InAs-Filmen des Elektroneninjektors dotiert, wobei die äußeren Monolagen, wie bereits in Abschnitt 4.3 beschrieben wurde, undotiert gewachsen wurden. Die Schichtfolge einer Kaskade ist wie folgt aufgebaut: $[2.50 \,\mathrm{nm}\,\mathrm{AlSb} \mid 1.70 \,\mathrm{nm}\,\textit{InAs} \mid 3.00 \,\mathrm{nm}\,\mathrm{Ga_{0.68}In_{0.32}Sb} \mid 1.40 \,\mathrm{nm}\,\textit{InAs} \mid$ $1.00 \,\mathrm{nm} \,\mathrm{AlSb} \mid 3.00 \,\mathrm{nm} \,\,GaSb \mid 1.00 \,\mathrm{nm} \,\,\mathrm{AlSb} \mid 4.50 \,\mathrm{nm} \,\,GaSb \mid 2.50 \,\mathrm{nm} \,\,\mathrm{AlSb} \mid 4.20 \,\mathrm{nm} \,\,\boldsymbol{InAs}$ $\mid 1.20 \,\mathrm{nm}\,\mathrm{AlSb} \mid 3.20 \,\mathrm{nm}\, \boldsymbol{InAs} \mid 1.20 \,\mathrm{nm}\,\mathrm{AlSb} \mid 2.50 \,\mathrm{nm}\, \boldsymbol{InAs} \mid 1.20 \,\mathrm{nm}\,\mathrm{AlSb} \mid 2.00 \,\mathrm{nm}\, \boldsymbol{InAs}$ $\mid 1.20\,\mathrm{nm}\,\mathrm{AlSb}\mid 1.70\,\mathrm{nm}\,\textit{InAs}\mid 1.20\,\mathrm{nm}\,\,\mathrm{AlSb}\mid 1.70\,\mathrm{nm}\,\textit{InAs}\mid 1.20\,\mathrm{nm}\,\,\mathrm{AlSb}
vert.$ Für diese Struktur ergibt sich eine berechnete Emissionswellenlänge von 3.52 µm. Die Dicke der SCLs betrug 200 nm, während die untere und die obere Mantelschicht mit einer nominellen Dicke von 3.24 µm und 1.89 µm gewachsen wurden.

Von den gewachsenen Strukturen wurden tief geätzte Breitstreifenlaser prozessiert, Barren verschiedener Länge gespalten und diese charakterisiert. Die elektro- optischen Kennlinien der 2.0 mm langen Laser, welche bei einer Temperatur von 20 °C aufgenommen wurden, sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Die aus den Messungen ermittelten Kenndaten sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

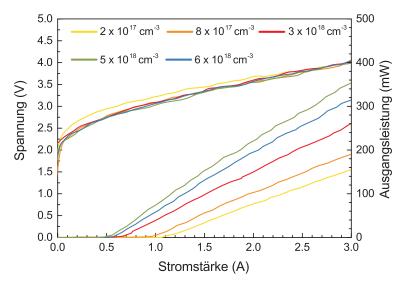


Abbildung 7.2: Im Pulsbetrieb aufgenommene elektro-optische Kennlinien von 2.0 mm langen und 150 µm breiten Breitstreifenlasern mit veränderter Dotierkonzentration im aktiven Bereich.

$n_{\rm dot} [{\rm cm}^{-3}]$	$\lambda [\mu m]$	$J_{\rm th}[{\rm A/cm^2}]$	$T_0[K]$	$P_{\rm th}[\rm kW/cm^2]$	$U_0[V]$	$\Delta P/\Delta I [mW/A]$
2.0×10^{17}	3.36	371	54	1.202	2.82	257
8.0×10^{17}	3.58	322	51	0.997	2.63	296
3.0×10^{18}	3.59	220	50	0.637	2.61	347
5.0×10^{18}	3.50	176	49	0.491	2.54	472
6.0×10^{18}	3.59	192	49	0.532	2.57	420

Tabelle 7.1: Im gepulsten Betrieb bei einer Temperatur von $20\,^{\circ}$ C ermittelte Kenndaten der durchgeätzten Breitstreifenlaser $(2\,\text{mm}\,\text{x}\,150\,\mu\text{m})$.

Die Emissionswellenlänge aller Laser liegt im Bereich um 3.5 µm, lediglich die Wellenlänge der Laserstruktur mit der niedrigsten Dotierung in der aktiven Zone weicht mit einer Wellenlänge von 3.36 µm leicht ab, was die Vergleichbarkeit der Strukturen jedoch nicht signifikant beeinflusst. Die Spannungseffizienz $(U_0/Mh\nu)$ liegt

bei allen Lasern im Bereich um 80 %, während die Schwellenstromdichte stark von der Dotiervariation beeinflusst wurde. Sie sinkt kontinuierlich mit steigender Dotierkonzentration, erreicht bei einer Dotierung von $5.0 \times 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ ein Minimum von 176 A/cm² und steigt mit einer weiteren Erhöhung der Dotierkonzentration wieder an. J_{th} konnte also um mehr als 50 % reduziert werden, was sich ebenso in einer deutlichen Reduktion von P_{th} um 59 % niederschlägt. Die charakteristische Temperatur, welche im Temperaturbereich zwischen 10°C und 80°C ermittelt wurde, nimmt mit steigender Dotierkonzentration leicht ab. Während für den Laser mit der niedrigsten Si-Konzentration ein T_0 von 54 K ermittelt wurde, lag es für den Laser mit der am höchsten dotierten aktiven Zone nur noch bei 49 K. Der hohe Wert von 54 K ist jedoch vermutlich der kürzeren Emissionswellenlänge geschuldet, da diese einen hohen Einfluss auf die Temperaturstabilität der Laser hat (siehe Abschnitt 7.5). Insgesamt ist also von einer eher geringen Abnahme von T_0 unter Erhöhung der Dotierkonzentration auszugehen. Wie J_{th} erreicht die Steigung der Leistungskennlinie ihr Maximum von $472\,\mathrm{mW/A}$ bei einer Dotierkonzentration von $5.0\times10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$. Die Abhängigkeit dieser beiden Kenngrößen von n_{dot} ist in Abbildung 7.3 dargestellt.

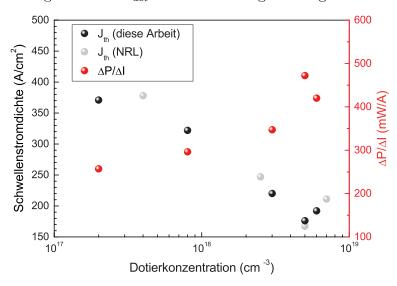


Abbildung 7.3: Schwellenstromdichte und $\Delta P/\Delta I$ in Abhängigkeit der Dotierung der In-As-Filme des Elektroneninjektors. Zum Vergleich sind ebenso die am U.S. Naval Research Laboratory (NRL) ermittelten Werte dargestellt.

Zusätzlich sind in grau die Ergebnisse der Forschergruppe des United States Naval Research Laboratory bezüglich J_{th} dargestellt. Dabei handelt es sich um 5-kaskadige Strukturen mit Emissionswellenlängen im Bereich zwischen 3.67 µm und 3.84 µm. Auch hier nimmt J_{th} mit steigender Dotierkonzentration ab und Bestwerte wurden

ebenfalls bei $5.0\times10^{18}\,\mathrm{cm^{-3}}$ erzielt, was die erzielten Ergebnisse bestätigt und für eine gute Kalibration der Si-Dotierung beim Wachstum spricht.

Um die Ursache für die Verringerung von J_{th} zu untersuchen, wurden gepulste Messungen an BA-Lasern unterschiedlicher Länge (0.8 mm, 1.2 mm, 1.6 mm, 2.0 mm und 2.4 mm) bei einer Temperatur von 20 °C durchgeführt. Dabei können sogenannte Spaltausbrüche an der Facette sowie Wachstumsdefekte $\Delta P/\Delta I$ entscheidend beeinflussen. Um für die jeweilige Struktur möglichst repräsentative Werte zu erhalten und derartige Beeinträchtigungen auszuschließen, wurden jeweils fünf Breitstreifenlaser gemessen und das arithmetische Mittel aus den drei höchsten Werten für $\Delta P/\Delta I$ gebildet. Nach Gleichung 3.15 wurde aus dem Anstieg der IP-Kennlinien η_e ermittelt.

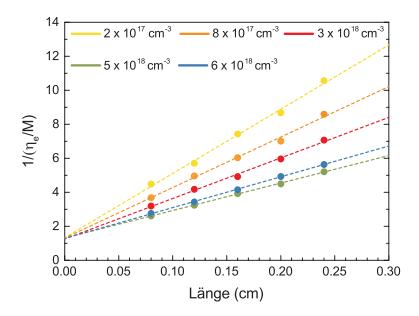


Abbildung 7.4: Reziproke externe Quanteneffizienz einer Kaskade für ICLs in Abhängigkeit von der Resonatorlänge mit verschieden hohen Si-Dotierkonzentrationen im Elektroneninjektor. Aus dem Schnittpunkt mit der Ordinate lässt sich die interne Quanteneffizienz (η_i) ermitteln und aus der Steigung der Ausgleichsgeraden die internen Verluste (α_i) .

In Abbildung 7.4 sind die auf diese Art und Weise ermittelten Werte für jeweils eine Kaskade reziprok gegen die Laserlänge aufgetragen. Die aus der linearen Anpassung ermittelten Werte für η_i und α_i sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Es fällt auf, dass die interne Quanteneffizienz, also die Wahrscheinlichkeit, dass ein injiziertes Elektron ein Photon erzeugt, stabil im Bereich zwischen 0.75 und 0.80 bleibt, was im Rahmen der Messgenauigkeit als konstant zu bewerten ist. Dies wurde erwartet,

da der Aufbau des W-QWs sowie der Injektoraufbau für alle Strukturen identisch ist. Für die internen Verluste hingegen ist ein deutlicher Einfluss der veränderten Dotierung zu erkennen. Während α_i für die Struktur mit einer Dotierkonzentration von $2.0 \times 10^{17} \, \mathrm{cm}^{-3}$ bei $26.0 \, \mathrm{cm}^{-1}$ liegt, wurde für die optimierte ICL-Struktur der geringste Wert von $11.3 \, \mathrm{cm}^{-1}$ ermittelt, was die deutliche Reduktion von J_{th} erklärt. Bei einer Dotierkonzentration von $5.0 \times 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ ergibt sich eine in etwa ausgeglichene Ladungsträgerkonzentration von Elektronen und Löchern im W-QW [90]. Da dies bei ansonsten unveränderter Struktur zur Reduzierung der Verluste führt, ist davon auszugehen, dass nnp- und ppn-Augerprozesse in Typ-II-artigen Strukturen vergleichbar wahrscheinlich sind, was bereits theoretisch vorhergesagt werden konnte [91]. Im Rahmen der durchgeführten Variation konnte der Nutzen des Ladungsträgerausgleichs innerhalb der aktiven Zone erfolgreich bestätigt und J_{th} um mehr als 50 % reduziert werden.

$n_{\rm dot} [{ m cm}^{-3}]$	$\eta_{\rm e}/{\rm M(L=2mm)}$	$\eta_{ m i}$	$\alpha_{\rm i}[{\rm cm}^{-1}]$
2.0×10^{17}	0.115	0.75	26.0
8.0×10^{17}	0.143	0.76	20.8
3.0×10^{18}	0.168	0.80	17.5
5.0×10^{18}	0.222	0.76	11.3
6.0×10^{18}	0.203	0.78	12.9

Tabelle 7.2: Interne Laserparameter (α_i, η_i) für Breitstreifenlaser mit unterschiedlicher Dotierung im Elektroneninjektor, welche aus der längenabhängigen Messung von $\Delta P/\Delta I$ extrahiert wurden.

7.2 Varation der Kaskadenzahl

Allein die Tatsache, dass ein Ladungsträger in jeder Kaskade ein Photon erzeugen kann, sowie der direkte Einfluss der Kaskadenzahl M auf die Wellenleiterstruktur, lässt darauf schließen, dass die Anzahl der Kaskaden einen entscheidenden Einfluss auf die Lasereigenschaften hat. Systematische Untersuchungen unter Variation von M wurden bereits für QCLs durchgeführt [92]. Im Rahmen dieser konnten entscheidende Erkenntnisse hinsichtlich der Optimierung von M bezüglich verschiedener Kenndaten wie der minimalen Leistungsaufnahme oder der maximalen Ausgangsleistung gewonnen werden. Typischerweise werden in QCLs relativ viele Kaskaden (20–50)

verwendet, um eine ausreichend hohe Verstärkung zu erzielen. ICLs hingegen erzeugen aufgrund der längeren Lebensdauer des oberen Laserzustands eine höhere Verstärkung pro Kaskade, weshalb gebräuchliche Werte für M eher im Bereich um 5 liegen. Zur Untersuchung des Einflusses von M auf die wichtigsten Laserkenndaten wurden ICLs mit 1, 2, 4, 6, 8 und 10 und 12 Kaskaden gewachsen, zu Breitstreifenlasern prozessiert und charakterisiert. Auch hier wurde die Schichtfolge der aktiven Zone sowie der Wellenleiteraufbau aus Abschnitt 7.1 verwendet. Weiterhin wurden die Strukturen mit der optimierten Dotierkonzentration von $5.0 \times 10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ in den InAs-Filmen des Elektroneninjektors gewachsen. Im Vorfeld wurde der Einfluss vom M auf die optische Mode mithilfe von Simulationen untersucht.

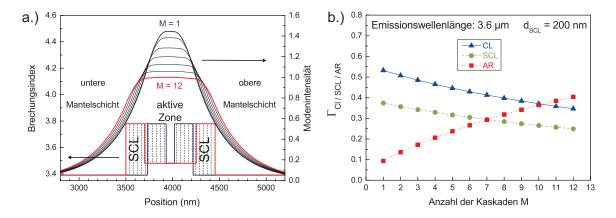


Abbildung 7.5: a.) Brechungsindex - und Modenprofil von ICLs mit $\lambda=3.6\,\mu\mathrm{m}$ unter Variation der Kaskadenzahl ($M=1,\,2,\,4,\,6,\,8,\,10\,\mathrm{und}\,12$). b.) Überlapp der optischen Mode mit den verschiedenen Bereichen des Wellenleiters (Mantelschicht, SCLs, aktive Zone) für M=1 bis M=12. Die Verbindungslinien zwischen den einzelnen Punkten dienen lediglich der Verdeutlichung des Verlaufs.

In Abbildung 7.5 a ist der Verlauf des Brechungsindex und das resultierende Modenprofil unter Variation der Kaskadenzahl (M=1 bis M=12) für eine Wellenlänge von 3.6 µm gezeigt. Zur besseren Visualisierung ist in der Graphik der mittlere Brechungsindex der aktiven Zone dargestellt, während die Simulationen mit dem detaillierten Verlauf durchgeführt wurden. Weiterhin wurden die Profile zur besseren Vergleichbarkeit so verschoben, dass die Mitte der aktiven Zone jeweils zentriert dargestellt ist. Es ist zu erkennen, dass die optische Mode für sämtliche untersuchten Kaskadenzahlen ein Plateau ausbildet und somit das Maximum der Modenintensität im Bereich der W-QWs liegt. Der Überlapp der optischen Mode mit den funktionalen Blöcken des Wellenleiters als Funktion von M ist in Abbildung 7.5 b dargestellt. Während im

Falle von M=1 weniger als 10% der optischen Mode mit der aktiven Zone überlappt, sind es für M=12 über 40%. Mit steigender Kaskadenzahl nimmt Γ_{AR} also stetig zu, woraus eine höhere modale Verstärkung resultiert. Ebenso stetig nehmen dafür mit steigender Kaskadenzahl Γ_{SCL} und Γ_{CL} ab. Abhängig von den optischen Verlusten in den einzelnen Teilbereichen ist somit ebenfalls mit einer Veränderung von α_i zu rechnen.

Zur Untersuchung der Kenngrößen wurden auch hier Breitstreifenlaser prozessiert und charakterisiert. Für die Struktur mit nur einer Kaskade konnte bei Raumtemperatur kein Laserbetrieb erreicht werden. In Abbildung 7.6 a sind Spektren der Breitstreifenlaser, welche gepulst bei Raumtemperatur betrieben wurden, gezeigt. Die Emissionswellenlänge liegt bei allen Lasern im Bereich zwischen $3.55\,\mu m$ und $3.67\,\mu m$. Aufgrund der Sensitivität der Wellenlänge bezüglich der Schichtdicke der InAs-Filme im W-QW ist somit von einer hohen Konstanz beim Wachstum der Probenserie auszugehen. Somit sind die Proben sehr gut vergleichbar, da wellenlängenabhängige Effekte nahezu vernachlässigt werden können. Der Einfluss von M auf die elektrischen Eigenschaften der Laser ist in Abbildung 7.6 b dargestellt.

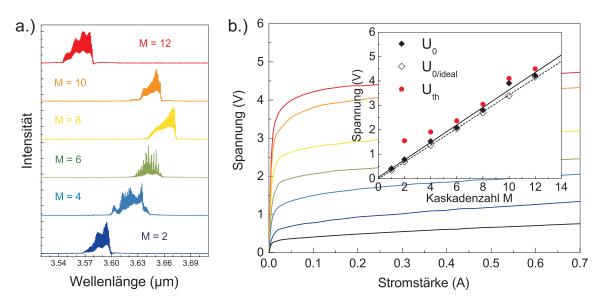


Abbildung 7.6: a.) Bei Raumtemperatur aufgenommene Spektren von durch die aktive Zone geätzten BA-Lasern mit unterschiedlicher Kaskadenzahl. b.) Elektrische Kennlinien der BA-Laser. Im Einsatzgraph ist die Abhängigkeit der Einsatzspannung U_0 und der Schwellenspannung U_{th} von der Kaskadenzahl gezeigt.

Erwartungsgemäß skaliert die Einsatzspannung U_0 mit der Kaskadenzahl, da das elektrische Feld zur Ausrichtung der Bänder über eine weitere Strecke wirken muss.

Wie im Einsatzgraph gezeigt wird, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen U_0 und M, wobei die Werte von U_0 nur geringfügig von der jeweils durch $M \cdot h\nu/q$ gegebenen idealen Einsatzspannung abweichen. Der zusätzliche Beitrag zu U_0 ist größtenteils auf parasitäre Spannungsabfälle an Diskontinuitäten im Leitungsband sowie einen kleinen verlustabhängigen Anteil zurückzuführen [90]. Zusätzlich ist die Schwellenspannung U_{th} dargestellt. Sie steigt ebenfalls monoton mit der Kaskadenzahl an, weicht jedoch für kleine M stärker von U_0 ab. Dies ergibt sich zum einen aus dem höheren relativen Anteil parasitärer Spannungsabfälle und zum anderen aus der höheren Schwellenstromdichte bei kleiner Kaskadenzahl. Das Verhalten von J_{th} in Abhängigkeit von M ist in Abbildung 7.7 a gezeigt.

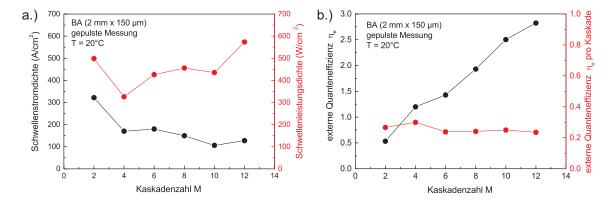


Abbildung 7.7: a.) Abhängigkeit der Schwellenstromdichte J_{th} und der Schwellenleistungsdichte von der Kaskadenzahl M. Die Messungen erfolgten mit gepulster Anregung bei einer Temperatur von 20 °C. b.) Gesamte externe Quanteneffizienz η_e sowie die auf eine Kaskade normierte externe Quanteneffizienz von 2.0 mm langen Breitstreifenlasern mit unterschiedlicher Kaskadenzahl.

Die dargestellten Werte repräsentieren den Mittelwert der drei Bestwerte von fünf gemessenen $2.0\,\mathrm{mm}$ langen Lasern eines Barrens. Insbesondere die Reduktion von $322\,\mathrm{A/cm^2}$ auf $170\,\mathrm{A/cm^2}$, welche mit der Erhöhung der Kaskadenzahl von 2 auf 4 einhergeht, ist auffällig. Dies ist mit dem starken Anstieg des modalen Überlapps mit der aktiven Zone von $13.6\,\%$ auf $20.6\,\%$ zu erklären. Bei einer weiteren Erhöhung von M reduziert sich J_{th} aufgrund der ansteigenden modalen Verstärkung weiterhin moderat. Dies ist konsistent mit dem aus der Gleichung

$$J_{th}(M) \propto \frac{\alpha_i + \alpha_m}{g \cdot \Gamma(M)}$$
 (7.1)

erwarteten Verlauf [92]. Dabei ist g die Materialverstärkung und $\Gamma(M)$ der Überlapp

mit den Quantenfilmen. Die niedrigste Schwellenstromdichte konnte für einen Laser mit 10 Kaskaden mit 98 A/cm² gemessen werden. Dass die Laser mit 10 Kaskaden eine niedrigere Schwellenstromdichte als die Laser mit 12 Kaskaden zeigen, ist vermutlich einer geringfügig geringeren Te-Dotierung im SCL geschuldet, wofür die im Vergleich zu den anderen Lasern der Serie erhöhte Einsatzspannung ein Indikator ist. Dieser Zusammenhang wird in Kapitel 7.3 noch einmal besonders deutlich. Da der modale Überlapp mit der weiteren Erhöhung von M über 12 hinaus immer schwächer steigt, ist davon auszugehen, dass sich J_{th} einem Minimalwert immer weiter annähert. Auch die Temperaturstabilität von J_{th} wurde im Temperaturbereich von 10 °C bis 70 °C untersucht. Für $M \geq 4$ zeigt sich kein Einluss von M auf die charakteristische Temperatur. Sie liegt zwischen 46 K und 47 K-ein Zeichen dafür, dass temperaturabhängige Verlustmechanismen unter Variation von M nicht stark variieren. Lediglich der Laser mit M=2 zeigt eine deutlich niedrigere charakteristische Temperatur von nur 37 K. Dies resultiert daraus, dass mit der höheren benötigten Verstärkung pro Kaskade eine höhere Ladungsträgerdichte an der Schwelle einhergeht und temperaturabhängige Verluste stärker zunehmen. Für den cw-Betrieb ist insbesondere die Schwellenleistungsdichte P_{th} von Bedeutung, deren Verlauf ebenfalls in Abbildung 7.7 a dargestellt ist. Sie nimmt für M=4 den geringsten Wert von $326\,\mathrm{W/cm^2}$ an. Für größere M nimmt U_{th} stärker zu als J_{th} abnimmt und dementsprechend steigt P_{th} . Es ist also davon auszugehen, dass P_{th} für einen Wert zwischen 3 und 5 minimiert wird. Dies verspricht höchstmögliche Betriebstemperaturen im cw-Betrieb, sowie eine lange Betriebszeit bei portablen, batteriebetriebenen Anwendungen. Die Minimierung der Leistungsaufnahme für M zwischen 3 und 5 ist jedoch keinesfalls für sämtliche ICL-Strukturen zu pauschalisieren, sondern hängt beträchtlich von der Wellenleiterstruktur, dabei insbesondere von der SCL-Dicke als auch von der Emissionswellenlänge, ab. Auf letzteres wird in Abschnitt 7.5 näher eingegangen. Aus der Steigung der Kennlinien wurde die externe Quanteneffizienz η_e für die verschiedenen Breitstreifenlaser ermittelt. Diese ist zusammen mit dem auf eine Kaskade normierten Wert für Kavitäten mit einer Länge von 2 mm sind in Abbildung 7.7 b dargestellt. Es ergibt sich ein linearer Verlauf, da im Idealfall jedes injizierte Elektron M Photonen erzeugen kann. Auch die Ergebnisse der Arbeitsgruppe des Naval Research Laboratory konnten diesen Trend bestätigen [93]. Auf eine Kaskade normiert ergibt sich für M=4 ein Maximalwert von 0.300, welcher mit steigender Kaskadenzahl auf 0.235 abfällt (M=12). Dies resultiert daraus, dass nicht alle Ladungsträger auch alle Kaskaden durchlaufen, sowie tendenziell aus höheren optischen Verlusten für Strukturen mit mehr als 4 Kaskaden. Diese wurden aus längenabhängigen Messungen ermittelt.

In Tabelle 7.3 sind die wichtigsten ermittelten Kennzahlen zusammengefasst. Mit $6.6\,\mathrm{cm^{-1}}$ hat der Laser mit 4 Kaskaden die geringsten internen Verluste. Ab einer Kaskadenzahl von 6 bleiben diese nahezu konstant bei Werten leicht über $9.0\,\mathrm{cm^{-1}}$. Dass die Struktur mit 10 Kaskaden im Vergleich zu denen mit 8 und 12 Kaskaden etwas geringere interne Verluste zeigt, kann aus der geringeren SCL-Dotierung resultieren und bestätigt die Vermutung von zuvor. Die interne Quanteneffizienz liegt für alle gemessenen Laser im Bereich zwischen 0.71 und 0.75. Dies zeigt, dass die W-QWs unabhängig von der Anzahl der hintereinander gewachsenen Kaskaden eine gleichbleibend hohe epitaktische Qualität aufweisen.

Μ	$J_{\rm th}[{\rm A/cm^2}]$	$P_{\rm th}[{\rm W/cm^2}]$	$T_0[K]$	$U_0[V]$	$\eta_{ m i}$	$\alpha_{\rm i}[{\rm cm}^{-1}]$
2	322	499	37	0.79	0.75	8.1
4	170	326	46	1.53	0.72	6.6
6	180	426	47	2.09	0.71	9.4
8	150	456	46	2.81	0.74	9.3
10	106	435	46	3.91	0.75	9.0
12	127	573	46	4.23	0.71	9.2

Tabelle 7.3: Vergleich von Kenndaten der Breitstreifenlaser mit unterschiedlicher Kaskadenzahl.

Im Rahmen einer systematischen Untersuchung konnte der Einfluss der Kaskadenzahl M auf ausgewählte Kenndaten von ICLs im Wellenlängenbereich um 3.6 µm untersucht werden. Die Betriebsspannung der Bauteile kann bei Bedarf weitestgehend frei eingestellt werden. Für den Dauerstrichbetrieb bei möglichst hohen Temperaturen sowie einen möglichst energieeffizienten Betrieb ist eine niedrige Kaskadenzahl im Bereich von 3 bis 5 zu wählen. Diese im besagten Wellenlängenbereich optimale Kaskadenzahl verschiebt sich mit steigender Wellenlänge. Soll ein möglichst steiler Anstieg der Ausgangsleistung mit dem Injektionsstrom erreicht werden, ist die Anzahl der Kaskaden zu erhöhen. Dabei ist jedoch zu beachten, dass sich die thermischen Eigenschaften von ICLs aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit der übergitterartigen aktiven Zone mit steigender Kaskadenzahl verschlechtern.

7.3 Reduktion der SCL-Dotierung

Aufgrund des hohen Brechungsindexes von GaSb überlappt die optische Mode abhängig von M und der Dicke der SCLs zu rund einem Drittel mit den SCLs. Diese haben eine deutlich höhere Bandlücke als die Photonenenergie, sodass eine direkte Interbandabsorption nicht möglich ist. Dennoch treten Absorptionsverluste unterhalb der Bandlücke durch Intervalenzbandabsorption, Absorption an freien Ladungsträgern und zwischen verschiedenen Leitungsbandminima auf, welche stark von der Ladungsträgerkonzentration abhängig sind. Nominell undotiert gewachsenes GaSb weist abhängig von der Art der Herstellung infolge von Gitterfehlern (Ga-Leerstellen und Ga-Substitutionsatome) grundsätzlich eine p-Leitfähgkeit mit einer Löcherkonzentration zwischen 1.0×10^{16} cm⁻³ und 1.0×10^{17} cm⁻³ auf [94, 95]. Beim mittels des LPE-Verfahrens (engl.: Liquid Phase Epitaxy, LPE) hergestelltem GaSb wurde eine starke Abhängigkeit dieser von der Wachstumstemperatur festgestellt, was jedoch beim MBE-Verfahren aufgrund des relativ geringen Temperaturfensters für das Wachstum mit hoher kristalliner Qualität eine untergeordnete Rolle spielt [94]. Eine Verringerung der Löcherkonzentration auf etwa $1.0 \times 10^{15} \, \mathrm{cm}^{-3}$ konnte beim Wachstum auf (311)B-orientierten Substraten erzielt werden [96], was sich bei der Herstellung von GaSb/InAs-Übergitterdetektoren bereits als förderlich herausgestellt hat [97]. Alternativ können die Akzeptoren durch das Einbringen von n-Dotierstoffen wie Te kompensiert werden [98]. Mithilfe von Transmissionsmessungen an Proben mit unterschiedlicher Te-Konzentration konnte festgestellt werden, dass für GaSb der höchste Transmissionsgrad beziehungsweise der niedrigste Absorptionskoeffizient für n-leitfähige Proben mit einer Ladungsträgerkonzentration zwischen $2.3 \times 10^{16} \,\mathrm{cm}^{-3}$ und $1.3 \times 10^{17} \,\mathrm{cm}^{-3}$ erreicht wird [28]. Diese Abhängigkeit resultiert aus der Dominanz unterschiedlicher Absorptionsmechanismen für p-leitfähiges, nleitfähiges und intrinsisches Material. Für ICLs wurde bereits ein starker Einfluss der Te-Dotierkonzentration im SCL auf die optischen Verluste vermutet. So wird eine Änderung der Verluste um etwa 1 cm⁻¹ für eine Änderung der Dotierkonzentration um $1 \times 10^{16} \, \text{cm}^{-3}$ erwartet [99].

Um die Verluste zu reduzieren, wurde eine Verringerung der Dotierkonzentration im SCL von der bisher verwendeten Konzentration von $3.0 \times 10^{17} \, \mathrm{cm^{-3}}$ auf einen nominellen Wert von $5 \times 10^{16} \, \mathrm{cm^{-3}}$ vorgenommen. Die beiden Vergleichsstrukturen wurden mit jeweils 5 Kaskaden gewachsen. Die SCL-Dicke betrug 200 nm. Aus einer vorangegangenen Untersuchung war bekannt, dass die Reduktion der Dotierkonzentration im gesamten SCL eine drastische Erhöhung der Einsatzspannung bedingt. Für Dotierkonzentrationen von weniger als $1 \times 10^{17} \, \mathrm{cm^{-3}}$ wurden Einsatzspannungen

von mehr als 10 V ermittelt, was die Schwellenleistungsdichte beträchtlich erhöht. Die hohe zusätzliche Spannung fällt aufgrund der Diskontinuität im Leitungsband am Übergang zwischen den Mantelschichten zum SCL und der aktiven Zone zum SCL ab. Um dies zu vermeiden, wurde ein alternatives Dotierprofil verwendet. Die jeweils äußeren 10 nm der SCLs wurden weiterhin mit einer Te-Konzentration von $3.0\times10^{17}\,\mathrm{cm^{-3}}$ dotiert, während die Temperatur der GaTe-Zelle innerhalb der anschließenden 20 nm kontinuierlich verfahren wurde, um im Zentrum der SCLs eine Dotierkonzentration von $5\times10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$ zu erreichen. In Abbildung 7.8 ist das mittels SIMS aufgenommene Dotierprofil des oberen SCLs beider Laserstrukturen gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Verlauf der Dotierprofile wie geplant epitaktisch realisiert werden konnte. Lediglich die Dotierkonzentration im Zentrum der Struktur mit der modifizierten Dotierkonzentration ist etwas geringer als nominell geplant und bewegt sich knapp über der messbaren Grenze zwischen 3.0 und $4.0\times10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$.

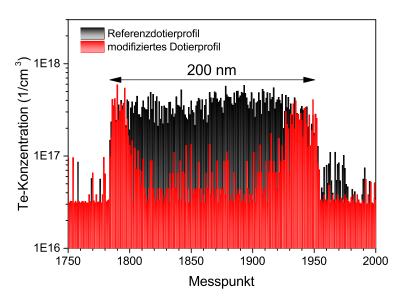


Abbildung 7.8: Mittels SIMS gemessene Dotierprofile des oberen SCLs der beiden Vergleichsstrukturen.

Um den Einfluss der Änderung auf die elektrischen und optischen Eigenschaften zu untersuchen, wurden BA-Laser prozessiert und charakterisiert. In Abbildung 7.9 a ist der temperaturabhängige Verlauf von J_{th} im Bereich zwischen 10 °C und 80 °C dargestellt. Bei 20 °C konnte die Schwellenstromdichte um mehr als 25 % von 232 A/cm² auf 172 A/cm² reduziert werden. Die im Vergleich zu den in 7.1 und 7.2 präsentierten Werten erhöhten Schwellenstromdichten resultieren aus der Reduktion der Kaskadenzahl von 6 auf 5. Weiterhin zeigt sich deutlich, dass die Struktur mit modifiziertem

Dotierprofil im gesamten untersuchten Temperaturbereich eine niedrigere Schwellenstromdichte zeigt. Die charakteristische Temperatur ist mit 47 K für die Referenzstruktur und 44 K für die modifizierte Struktur vergleichbar. Abbildung 7.9 b zeigt die längenabhängige Messung der auf eine Kaskade normierten externen Quanteneffizienz. Die Laser mit reduzierter Dotierung im SCL-Zentrum zeigen höhere Werte für $\Delta P/\Delta I$, was mit einer Verringerung der internen Verluste zu begründen ist. Diese konnten bei vergleichbarer interner Quanteneffizienz von $9.8\,\mathrm{cm}^{-1}$ auf $7.1\,\mathrm{cm}^{-1}$ reduziert werden, was einer Änderung um mehr als $27\,\%$ entspricht.

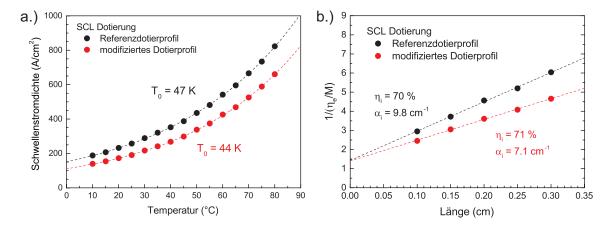


Abbildung 7.9: a.) An BA-Lasern gemessene Schwellenstromdichte im Temperaturbereich zwischen $10\,^{\circ}\text{C}$ und $80\,^{\circ}\text{C}$. b.) Reziproke auf eine Kaskade normierte externe Quanteneffizienz für verschieden lange Resonatoren der ICL-Strukturen mit unterschiedlicher SCL-Dotierkonzentration ($T=20\,^{\circ}\text{C}$).

Abbildung 7.10 zeigt die im Dauerstrichbetrieb aufgenommene elektrische Kennlinie beider Laser, welche auf eine Wärmesenke aufgebaut wurden, um eine übermäßige Erwärmung zu verhindern. Obwohl der Randbereich der SCLs in beiden Strukturen gleich hoch dotiert ist, erhöht sich U_0 von 1.82 V für die Referenzstruktur auf 1.99 V für die modifizierte Struktur. Dies könnte die Folge der sehr niedrigen Te-Konzentration im Zentrum des SCLs sein, welche die intrinsische p-Dotierung möglicherweise nicht vollständig kompensiert. Nichtsdestotrotz konnte P_{th} um 24 % von 573 W/cm² auf 435 W/cm² reduziert werden, was eine höhere maximale Betriebstemperatur im Dauerstrichbetrieb erwarten lässt. Im Einsatzgraph von Abbildung 7.10 ist ein bei Raumtemperatur aufgenommenes Spektrum der Breitstreifenlasers mit modifiziertem Dotierprofil gezeigt. Die Emissionswellenlänge liegt bei 3.81 µm.

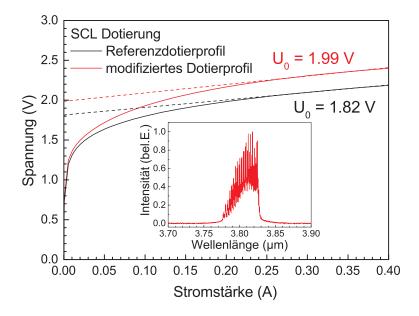


Abbildung 7.10: Elektrische Kennlinie der beiden Breitstreifenlaser mit unterschiedlichem SCL-Dotierprofil. Der Einsatzgraph zeigt ein bei 20 °C aufgenommenes Spektrum des Lasers mit verringerter SCL-Dotierkonzentration.

Zusammenfassend sind die Kenndaten der beiden untersuchten Laserstrukturen in Tabelle 7.4 aufgeführt. Die in der Verringerung der Verluste begründete, deutliche Reduzierung von J_{th} und P_{th} verdeutlicht den enormen Einfluss des Dotierprofils in den SCLs. Aus Absorptionsmessungen konnte gezeigt werden, dass der Anstieg der optischen Absorption mit steigender Wellenlänge für n-leitende Proben deutlich flacher ist als für p-leitende GaSb-Proben [28]. Für langwelligere Strukturen $(\lambda > 6 \,\mu\text{m})$ wird deshalb empfohlen, den inneren Bereich der SCLs mit einer Te-Konzentration von mindestens $1 \times 10^{17} \, \text{cm}^{-3}$ zu dotieren, um sicherzustellen, dass die intrinsische p-Dotierung kompensiert wird und somit möglichst geringe Verluste im Wellenleiter erzielt werden.

Dotierprofil	λ [μm]	$\begin{array}{ c c }\hline J_{\rm th}\\ [A/cm^2] \end{array}$	$T_0[K]$	$P_{\rm th}$ $[{ m W/cm^2}]$	$U_0[V]$	$\Delta P/\Delta I$ [mW/A]	$\alpha_{\rm i}[{\rm cm}^{-1}]$
Referenz	3.75	232	47	573	1.82	361	9.8
modifiziert	3.81	172	44	435	1.99	451	7.1

Tabelle 7.4: Vergleich von Kenndaten der Breitstreifenlaser mit unterschiedlichem Dotierprofil im SCL.

7.4 Variation der Wellenleiterstruktur

Wie bereits in Kapitel 4.3 verdeutlicht wurde, hat der Aufbau sowie die Dimensionierung des Wellenleiters einen entscheidenden Einfluss auf die Kenngrößen von ICLs. Grundsätzlich gilt es, den Überlapp der optischen Mode mit dem aktiven Lasermedium zu maximieren, um eine möglichst hohe modale Verstärkung erzielen zu können. Darüber hinaus sollte dabei der Überlapp der Mode mit den restlichen Komponenten des Wellenleiters und den darin entstehenden Verlusten beachtet werden. Diese setzen sich additiv aus den Verlustanteilen der einzelnen Bestandteile des Wellenleiters gewichtet mit ihrem modalen Überlapp zusammen:

$$\alpha_i = \Gamma_{Clad}\alpha_{Clad} + \Gamma_{SCL}\alpha_{SCL} + \Gamma_{AR}\alpha_{AR}. \tag{7.2}$$

Sind die einzelnen Verlustanteile ortsabhängig bekannt, kann die Dimensionierung des Wellenleiters unter Minimierung der Verluste vorgenommen werden. Weiterhin ist es wünschenswert, möglichst dünne Mantelschichten zu implementieren, da dies zum einen die Wachstumszeit und den Materialverbrauch senkt und zum anderen die thermischen Eigenschaften der Bauteile verbessert. Dabei sollte stets auf die durch Leckmoden periodisch auftretenden Verluste geachtet werden, welche einen Einfluss auf die Kenndaten sowie das Emissionspektrum des Lasers haben (siehe Abschnitt 4.3). Sie können durch die Verwendung ausreichend dicker Mantelschichten unterbunden werden, was jedoch vor allem für sehr langwellige ICLs einer erheblich längeren Wachstumszeit gleichkommt. Alternativ können dickere SCLs implementiert werden, welche die Mode stärker im Zentrum des Wellenleiters konzentrieren und somit eine geringere Eindringtiefe in die Mantelschichten bewirken. Im Vorfeld wurden Berechnungen zum Verlauf der optischen Mode unter Variation der Dicke der SCLs durchgeführt. In Abbildung 7.11 a sind die Brechungsindexprofile zusammen mit den resultierenden geführten Grundmoden ($\lambda = 4 \,\mu m$) für SCL-Dicken von 100 nm bis 800 nm gezeigt. Das Substrat wurde bei der Simulation nicht berücksichtigt und dient im Graph lediglich der Veranschaulichung. Infolge der dickeren SCLs verschiebt sich der Schwerpunkt beziehungsweise das Zentrum der optischen Mode weiter weg vom Substrat, was durch den grauen Pfeil gezeigt ist. In Abbildung 7.11 b sind die gleichen Simulationen im unteren Bereich des Wellenleiters und mit logarithmischer Skalierung gezeigt. In diesem Fall wurde nicht das Maximum der simulierten Kurven, sondern die Fläche unter den Kurven normiert, um eine konstante Anzahl von Photonen zu simulieren. Im gezeigten Graph wird die Auswirkung von zwei in die gleiche Richtung wirkenden Effekten sichtbar. Zum einen verschiebt sich

der Schwerpunkt der Mode weiter weg vom Substrat und zum anderen fällt die Mode in der unteren Mantelschicht schneller ab. Dies resultiert in einer geringeren Modenintensität an der Grenzfläche zum Substrat und stellt somit ein adäquates Mittel zur Vermeidung der Leckmoden dar.

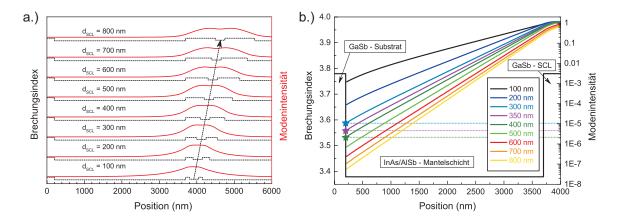


Abbildung 7.11: a.) Berechneter Verlauf der optischen Mode ($\lambda = 4.0\,\mu\text{m}$) unter Variation der Dicke der SCLs im Bereich von 100 nm bis 800 nm. Der Pfeil symbolisiert die Verschiebung des Zentrums des Wellenleiters. b.) Berechneter Verlauf der optischen Mode innerhalb der unteren Mantelschicht. Durch die logarithmische Auftragung der Modenintensität ergibt sich ein linearer Verlauf. Die Sterne markieren die an der Grenzfläche zum Substrat verbleibenden Modenintensitäten der ICLs aus der hergestellten Probenserie.

Nachdem bei einer mit 2.5 µm unterer Mantelschichtdicke gewachsenen Struktur mit 5 Kaskaden, einer Emissionswellenlänge von 3.99 µm, und einer SCL - Dicke von 300 nm eine periodische Modulation im Spektrum erkennbar war, wurde die Dicke der SCLs erhöht. Die mittels FTIR bei gepulstem Betrieb gemessenen Spektren von BA - Lasern sind in Abbildung 7.12 dargestellt. Beim ICL mit 300 nm dicken SCLs ist eine periodische Modulation mit Einbrüchen im Abstand von circa 15 bis 20 nm zu erkennen, was nach Gleichung 4.6 mit dem Effekt der Leckmoden korrespondiert, da die gemessene Modulationsperiode mit der berechneten übereinstimmt. Die Oszillation bleibt nach Erhöhung von d_{SCL} auf 400 nm aus und es ist ein Spektrum ohne Einbrüche zu sehen. Um den Übergangsbereich enger einzugrenzen, wurde eine weitere Struktur mit geringfügig dünneren SCLs ($d_{SCL}=350\,\mathrm{nm}$) hergestellt. Auch im Spektrum des darauf prozessierten Breitstreifenlasers ist keine Modulation zu erkennen. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass dies zu einem gewissen Teil auch der kurzwelligeren Emission bei 3.81 µm geschuldet sein kann, da der Abfall der Modenintensität in der unteren Mantelschicht in diesem Fall etwas stärker ist.

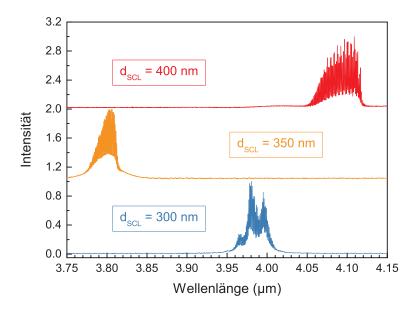


Abbildung 7.12: Emissionsspektren von drei 150 µm breiten und 2.0 mm langen Breitstreifenlasern mit unterschiedlich dicken SCLs im gepulsten Betrieb bei T = 20 °C.

Die Vermeidung der periodischen Verluste schlägt sich auch in den aus durchge- ätzten Breitstreifenlasern extrahierten elektro- optischen Kenndaten nieder, welche in Tabelle 7.5 zusammengestellt sind. So zeigen die ICLs mit dicker gewachsenen SCLs geringere Schwellenstromdichten sowie höhere Werte für $\Delta P/\Delta I$, was mit einer Verringerung der internen Verluste zu erklären ist. Die Unterschiede zwischen den Kenndaten der Strukturen mit 350 nm und 400 nm dicken SCLs sind vermutlich mit der circa 300 nm voneinander abweichenden Emissionswellenlänge und damit verschiedenen wellenabhängigen Verlusten zu erklären. Warum die charakteristische Temperatur des ICLs mit den dünnsten SCLs mit 51 K deutlich höher liegt als die der beiden anderen Laser der Serie (42 K), konnte nicht geklärt werden.

$d_{SCL}\left[nm\right]$	$\lambda [\mu m]$	$J_{\rm th}[{\rm A/cm^2}]$	$T_0[K]$	$P_{\rm th}[{ m W/cm^2}]$	$U_0[V]$	$\Delta P/\Delta I [mW/A]$
300	3.99	226	51	741	1.87	387
350	3.81	171	42	500	1.89	435
400	4.11	200	42	622	2.01	417

Tabelle 7.5: Vergleich der Kenndaten von Breitstreifenlasern mit unterschiedlich dicken SCLs.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass durch die Verwendung ausreichend dicker SCLs Verluste durch Leckmoden im Substrat vermieden werden können. Dies stellt eine zweckmäßige Alternative zur Verwendung dickerer Mantelschichten dar. In Abbildung 7.11 b wird zudem deutlich, dass die Erhöhung der SCL-Dicke ein adäquates Mittel ist, um die Modenintensität an der Grenzfläche zum Substrat zu verringern. Die für eine vergleichbare Verringerung notwendige Erhöhung der unteren Mantelschichtdicke übersteigt diese deutlich.

7.5 Abhängigkeit ausgewählter Kenndaten von der Wellenlänge

Im Rahmen diverser Projekte wurde ICL-Material mit Emissionswellenlängen für verschiedene Anwendungen hergestellt. Beispielhaft dafür sind in Abbildung 7.13 a Spektren von BA-Lasern gezeigt. Die Emissionswellenlängen liegen bei circa 3, 4 und 5 µm. In Abbildung 7.13 b sind die Schwellenstromdichten der Laser im Temperaturbereich von 10 bis 80 °C aufgetragen. Es ergeben sich charakteristische Temperaturen von 61 K ($\lambda = 3.06 \,\mu\text{m}$), 45 K ($\lambda = 4.08 \,\mu\text{m}$) und 42 K ($\lambda = 5.15 \,\mu\text{m}$). Während J_{th} bei 20 °C für die beiden kurzwelligen Laser mit jeweils fünf Kaskaden noch sehr ähnlich bei etwa 175 A/cm² liegt, ist der Wert für den langwelligsten der drei Laser auf 283 A/cm² gestiegen, obwohl dessen aktive Zone aus zehn Kaskaden aufgebaut ist.

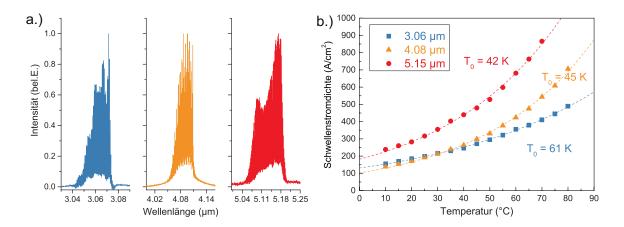


Abbildung 7.13: a.) Spektren von drei verschiedenen BA-ICLs mit Emissionswellenlängen im Bereich von 3, 4 und 5 µm bei einer Temperatur von 20 °C. b.) Schwellenstromdichte in Abhängigkeit der Betriebstemperatur für BA-Laser mit unterschiedlicher Emissionswellenlänge.

Dieser Trend wird in Abbildung 7.14 a noch deutlicher. Hier ist J_{th} für eine Vielzahl hergestellter ICLs gegen die Wellenlänge aufgetragen. Um die Daten vergleichbar zu machen, wurden nur durch die aktive Zone geätzte, 2.0 mm lange BA - Laser berücksichtigt, welche gepulst bei einer Temperatur von 20°C betrieben wurden. Zusätzlich wurde nach der Anzahl der Kaskaden differenziert, da M einen erheblichen Einfluss auf J_{th} hat. Wie aus der Probenserie in Abschnitt 7.2 zu erwarten war, liegt die Schwellenstromdichte für die beiden ICLs mit zehn Kaskaden deutlich geringer als bei hinsichtlich λ vergleichbaren Lasern mit nur fünf oder sechs Kaskaden. Dies geht natürlich mit einer deutlichen Erhöhung der Einsatzspannung U_0 einher. Für Laser mit M=5 und M=6 ist ein kontinuierlicher Anstieg von J_{th} mit steigender Wellenlänge erkennbar. Während im Bereich zwischen 3.0 und 4.0 µm Werte von weniger als $200\,\mathrm{A/cm^2}$ erreicht werden konnten, steigt J_{th} bei einer Wellenlänge von 5.7 µm auf 730 A/cm². Dies vergleicht sich gut mit einem in der Literatur angegebenen Wert von 650 A/cm² für einen ICL mit fünf Kaskaden, welcher etwas kurzwelliger bei 5.6 µm emittiert [100]. Beim Vergleich der Kenndaten ist davon auszugehen, dass auch mit auf diesem Material hergestellten RWG-Lasern problemlos Betriebstemperaturen oberhalb von 20°C im Dauerstrichbetrieb erreichbar sind. Die Erhöhung der Schwellenstromdichte mit steigender Wellenlänge kann im Allgemeinen mit höheren internen Verlusten (Vgl. Kapitel 3.3) sowie der geringeren Oszillatorstärke im W-QW erklärt werden. Die meisten Optimierungen in Bezug auf den Aufbau der aktiven Zone wurden bei Wellenlängen zwischen 3.0 und 4.0 µm durchgeführt, sodass

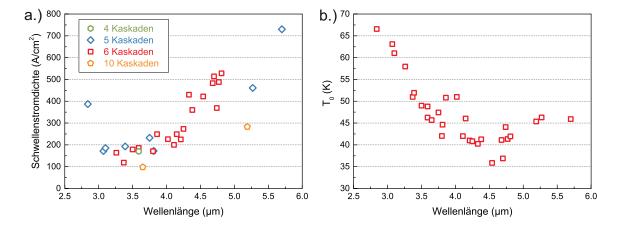


Abbildung 7.14: a.) Schwellenstromdichte von durch die aktive Zone geätzten BA-ICLs $(2.0\,\mathrm{mm}\,\mathrm{x}\,150\,\mathrm{\mu m})$ bei einer Temperatur von $20\,^{\circ}\mathrm{C}$. b.) Charakteristische Temperatur für verschiedene BA-ICLs im Temperaturbereich zwischen $10\,\mathrm{und}\,80\,^{\circ}\mathrm{C}$. Es wurde keine Unterscheidung nach der Anzahl der Kaskaden vorgenommen.

davon auszugehen ist, dass im langwelligen Bereich noch Optimierungspotential vorhanden ist. Auch wenn der einzige im Rahmen dieser Arbeit hergestellte Laser mit $\lambda < 3.0\,\mu\mathrm{m}$ nicht repräsentativ ist, scheinen sich die Kenndaten für ICLs übereinstimmend mit Literaturdaten auch in diesem Wellenlängenbereich zu verschlechtern [62]. Die Gründe dafür sind noch nicht vollständig geklärt. Ein Problem könnten jedoch die sehr dünnen InAs-Filme des W-QWs sein, in denen der Einfluss von Ungleichmäßigkeiten an den Grenzflächen stark zunimmt.

Wie sich in Kapitel 8 zeigen wird, ist die charakteristische Temperatur T_0 neben der Schwellenleistung die wichtigste Kenngröße hinsichtlich des Dauerstrichbetriebs bei hohen Temperaturen. Ihre Abhängigkeit von der Wellenlänge wurde bisher noch nicht systematisch betrachtet. Aufgrund des breiten spektralen Fensters, das im Rahmen dieser Arbeit abgedeckt wurde, können im folgenden Abschnitt Trends aufgezeigt werden. In Abbildung 7.14 b ist T_0 für verschiedene ICLs in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. Im Falle des kurzwelligsten Lasers ($\lambda = 2.84 \,\mu\text{m}$) konnte ein Rekordwert für ICLs von 67 K erreicht werden. Ausgehend davon ist zu erkennen, dass die charakteristische Temperatur mit steigender Wellenlänge kontinuierlich abnimmt, bei Wellenlängen im Bereich zwischen 4.4 µm und 4.7 µm ein Minimum zwischen 35 und 40 K erreicht und für höhere Wellenlängen wieder zu steigen scheint. Die Ursache dafür ist in einem temperaturabhängigen Verlustmechanismus zu suchen, welcher von der Emissionswellenlänge abhängt. Ein Anhaltspunkt dafür ist in Abbildung 7.15 zu finden, in der die Dispersionsrelationen senkrecht zur Wachstumsrichtung für zwei verschiedene, symmetrische W-QWs gezeigt sind. Sie unterscheiden sich lediglich in der Dicke der beiden InAs-Schichten (d_{InAs}), was unter anderem in einer Veränderung der Übergangsenergie resultiert. Zieht man diese von der Energie des energetisch höchstgelegenen Valenzbandes für den W-QW mit $d_{\rm InAs}=1.5\,{\rm nm}$ (Abbildung 7.15 links) ab, landet man im relevanten Bereich von $3k_bT$ um E(k=0) [36] in einem Bereich, in dem keine erlaubten Zustände existieren. Erhöht man jedoch d_{InAs} auf $2.0\,\mathrm{nm}$ und verändert damit die Emissionsenergie auf 264 meV (4.696 µm), ergeben sich eine Vielzahl von energetischen Resonanzen im Valenzband (Abbildung 7.15 rechts). Diese begünstigen CHSH - Augerprozesse und erhöhen die IVBA - Verluste, welche stark von der Ladungsträgerkonzentration und somit auch von der Temperatur abhängig sind. Dass diese Konstellation Verluste begünstigt und sich somit negativ auf die Laserkenndaten auswirkt, wurde bereits in der Literatur erwähnt [36] jedoch nicht direkt mit der Wellenlängenabhängigkeit der charakteristischen Temperatur in Verbindung gebracht. Ein adäquates Mittel, um derartige Resonanzen zu vermeiden, ist die Variation der Dicke und der Komposition des GaInSb-Films im W-QW, da diese Parameter die Dispersionsrelation beeinflussen.

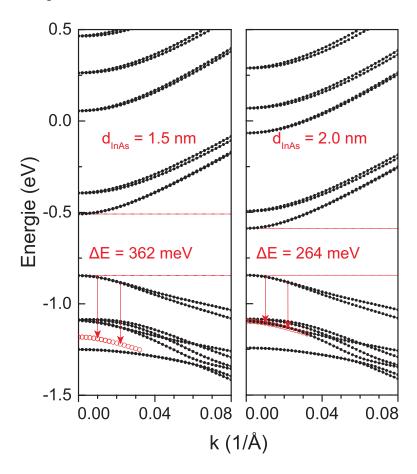


Abbildung 7.15: Dispersionsrelationen im Leitungs - und Valenzband von zwei verschiedenen W-QWs (links: $[2.5\,\mathrm{nm}\ \mathrm{AlSb}\ |\ 1.5\,\mathrm{nm}\ \mathit{InAs}\ |\ 3.0\,\mathrm{nm}\ \mathrm{Ga_{0.65}In_{0.35}Sb}\ |\ 1.5\,\mathrm{nm}\ \mathit{InAs}\ 2.5\,\mathrm{nm}\ \mathrm{AlSb}]$; rechts: $[2.5\,\mathrm{nm}\ |\ 2.0\,\mathrm{nm}\ \mathit{InAs}\ |\ 3.0\,\mathrm{nm}\ \mathrm{Ga_{0.65}In_{0.35}Sb}\ |\ 2.0\,\mathrm{nm}\ \mathit{InAs}\ 2.5\,\mathrm{nm}\ \mathrm{AlSb}]$) mit Übergangsenergien von $362\,\mathrm{meV}\ (3.425\,\mathrm{\mu m})$ und $264\,\mathrm{meV}\ (4.696\,\mathrm{\mu m})$. Die roten Kreise stellen das oberste Valenzband abzüglich der Übergangsenergie dar.

7.6 Einsatz von quaternären $Al_{x}Ga_{1-x}As_{y}Sb_{1-y} - Mantelschichten \label{eq:control}$

Im Gegensatz zu ICLs wird in konventionellen GaSb-basierten Diodenlasern zumeist $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ mit einem Al-Gehalt zwischen 80 und 90 % als Mantelschicht des Wellenleiters verwendet. Aufgrund der hohen Bandlücke sowie des niedrigen Brechungsindexes ist der Verbindungshalbleiter gut für diesen Zweck geeignet. Auf das

Substrat GaSb gitterangepasst kann die quaternäre Verbindung auch als (GaSb)_{1-z} (AlAs_{0.08}Sb_{0.92})_z dargestellt werden. Bis zu einem Al-Gehalt von 34 % handelt es sich dabei um einen direkten Halbleiter, welcher für höhere Al-Gehälter indirekt wird. Die Abhängigkeit der Bandlücke vom Al-Gehalt ist in Abbildung 7.16 a dargestellt. Die Berechnung erfolgte nach [101]. In elektrisch betriebenen ICLs wurden schon seit deren erster Demonstration kurzperiodige InAs/AlSb-Übergitter als Mantelschichten verwendet [41, 52]. Diese haben für die in dieser Arbeit verwendete Übergitterperiode (2.43 nm InAs/2.30 nm AlSb) einen mittleren Brechungsindex von 3.39 bei einer Wellenlänge von 3.5 µm. Nachteilig stellt sich beim Wachstum der Strukturen die hohe mechanische Belastung der Effusionszellenshutter dar, welche während des Wachstums der Mantelschichten eines ICLs je nach Dimensionierung über 1000 Bewegungszyklen ausführen. Dies kann durch den Einsatz von Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y} vermieden werden. Zu diesem Zweck sollte die Möglichkeit der Implementierung quaternärer Mantelschichten in ICLs untersucht werden.

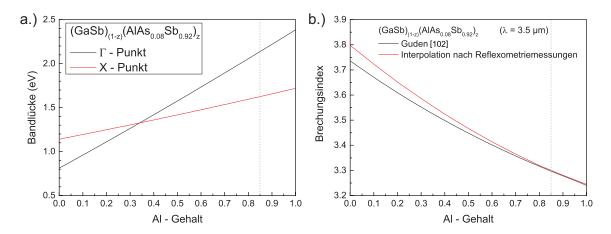


Abbildung 7.16: a.) Abhängigkeit der Bandlücke vom Al-Gehalt in auf GaSb gitterangepasstem $(GaSb)_{1-z}$ $(AlAs_{0.08}Sb_{0.92})_z$ nach [101]. b.) Verlauf des Brechungsindex von $(GaSb)_{1-z}$ $(AlAs_{0.08}Sb_{0.92})_z$ bei einer Wellenlänge von 3.5 µm nach [102] und nach Interpolation von am Lehrstuhl ermittelten Daten.

Konzept

Für eine möglichst hohe modale Verstärkung könnte ebenso ternäres auf GaSb gitterangepasstes AlAsSb verwendet werden, welches einen ternären Endpunkt von Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y} darstellt und aufgrund der Abhängigkeit des Brechungsindexes vom Al Gehalt (siehe Abbildung 7.16 b) den niedrigsten Brechungsindex aufweist. Dieses

oxidiert jedoch sehr schnell, ist in der Prozessierung demzufolge schwer zu handhaben und setzt die Lebensdauer der Laser herab. Schon ab einer Ga-Konzentration von 5% im quaternären Halbleiter wird der Oxidationsprozess deutlich gehemmt und ab 10% nahezu vollständig unterdrückt [103]. Um dies mit ausreichender Sicherheit auszunutzen wurde sich für eine Ga-Konzentration von 15% entschieden, was durch Hinzufügen von As zur Anpassung der Gitterkonstanten in einer Komposition von Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93} resultiert. Das in den Mantelschichten verwendete Material hat je nach verwendetem Interpolationsschema aus der Literatur bei einer Wellenlänge von 3.5 µm einen Brechungsindex von 3.28 [104] oder von 3.30 [102]. Im Rahmen einer Diplomarbeit am Lehrstuhl der Technischen Physik wurden Ellipsometriemessungen durchgeführt, welche nachweisen konnten, dass der berechnete Brechungsindex von Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y} zumeist unterschätzt wird. Im Bereich hoher Al-Gehälter stimmt er jedoch sehr gut mit den berechneten Werten überein. Im Folgenden wird daher ein Brechungsindex von 3.30 verwendet.

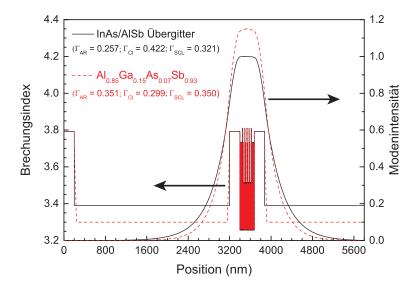


Abbildung 7.17: Brechungsindexprofile und Simulation der optischen Moden für ICLs mit verschiedenen Mantelschichten. Der Aufbau der aktiven Zone (M=5) ist identisch.

Wie anhand der Simulation in Abbildung 7.17 verdeutlicht wird, verändert sich das Profil der optischen Mode beim Einsatz von Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93} infolge der Verringerung des Brechungsindexes der Mantelschicht. Zur Verdeutlichung der Veränderung wurde die maximale Modenintensität für den ICL mit konventioneller Mantelschicht auf 1 normiert und die Flächen unter beiden Kurven angeglichen. Es ist zu erkennen, dass die maximale Modenintensität durch den Einsatz der quaternären Mantelschicht

um etwa 15 % erhöht wird. Damit erhöht sich Γ_{AR} ebenso von 0.257 auf 0.351 und damit die modale Verstärkung, während der Überlapp mit den Mantelschichten verringert wird. Dies sollte sich positiv auf die Schwellenstromdichte auswirken.

Epitaktische Umsetzung

Aus der Literatur und dabei vor allem aus Veröffentlichungen zu vertikal emittierenden Lasern mit Bragg-Spiegeln (engl.: Distributed Bragg Reflector, DBR) ist bekannt, dass es an den Potentialbarrieren von Grenzflächen zwischen Materialien mit verschieden hohen Leitungsbandminima im elektrischen Betrieb zu hohen Kontaktwiderständen kommt [105]. Dies kann durch das Einbringen einer hohen Dotierkonzentration sowie durch den Einsatz gradueller Übergänge an den Grenzen zwischen GaSb und Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93} abgemindert werden. Zu diesem Zweck wurden Voruntersuchungen an Teststrukturen durchgeführt. Diese bestanden aus einer 200 nm dicken GaSb - Pufferschicht, einer 300 nm dicken Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93} - Schicht und einer 50 nm dicken GaSb-Deckschicht. Als Referenz wurde die Struktur mit abrupten Übergängen gewachsen und mit einer Dotierkonzentration von $2 \times 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ dotiert. Des Weiteren wurden Strukturen mit graduellen Übergängen zwischen den verschiedenen Halbleitern und verschiedenen Dotierkonzentrationen $(4 \times 10^{17} \, \text{cm}^{-3})$ $8 \times 10^{17} \,\mathrm{cm}^{-3}$, $2 \times 10^{18} \,\mathrm{cm}^{-3}$) gewachsen. Dies wurde realisiert, indem die Temperaturen der Al- und Ga-Effusionszelle über einen Zeitraum von 350s logarithmisch verfahren wurde, was in einer linearen Anderung der Wachstumsrate resultiert, welche im kombinierten Mittel 1000 nm/s betrug. Die Übergangsschichten waren somit in etwa 100 nm dick. Der As-Fluss wurde währenddessen linear verändert, um zu jeder Zeit eine möglichst gute Gitteranpassung und verspannungsfreies Wachstum zu gewährleisten. Zusätzlich wurde eine Struktur mit einem sogenannten linearen digitalen Übergang (engl.: linear digital grading, LDG) hergestellt. Bei dieser Methode werden abwechselnd GaSb - und $Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93}$ - Schichten abgeschieden, deren Dicke sukzessive verringert beziehungsweise erhöht wird. Die Schichtdicken wurden dabei auf einer Gesamtlänge von 50 nm stufenweise von 0.5 nm auf 4.0 nm verändert. Aufgrund der Anlagenkonfiguration mit nur einer Ga-Zelle resultieren stark unterschiedliche Wachstumsraten der beiden Konstituenten (150 nm/s für GaSb und 1000 nm/s für Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93}). Die Dotierkonzentration in den GaSb-Schichten war demnach deutlich höher als $2 \times 10^{18} \,\mathrm{cm}^{-3}$. Die gewachsenen Proben wurden anschließend auf der Oberseite mit 100 µm breiten Kontaktstreifen und flächigen Rückseitenkontakten versehen. Der obere Kontakt wurde als Atzmaske genutzt und die Strukturen wurden mittels ICP-RIE bis in das Substrat geätzt,

um die Aufweitung des Stroms zu unterbinden. Von der Probe wurden 1.0 mm lange Barren gespalten, welche abschließend elektrisch charakterisiert wurden.

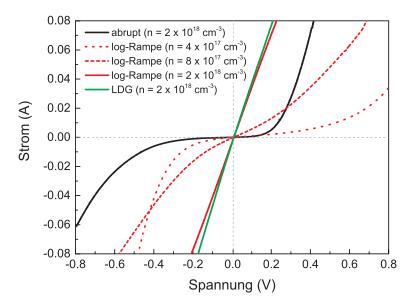


Abbildung 7.18: Strom-Spannungs Kennlinien von Proben mit verschiedenartigen Übergängen zwischen den Materialien GaSb und $Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93}$.

Das Ergebnis der Messungen ist in Abbildung 7.18 zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass im Falle des abrupten Übergangs zur Überwindung der Leitungsbanddiskontinuität ein elektrisches Feld notwendig ist, was sich in einer nichtlinearen Charakteristik der IU-Kennlinie bei geringen Spannungen zeigt. Dies ist ebenso der Fall für die mit graduellem Übergang gewachsenen Strukturen mit geringer Dotierung. Lediglich die beiden Strukturen mit graduellen Übergängen und einer Dotierung von $2 \times 10^{18} \,\mathrm{cm}^{-3}$ zeigen ein durchgehend lineares Verhalten. Der differentielle Widerstand der LDG-Struktur ist etwas geringer, weshalb sich in der Laserstruktur für dieses Konzept entschieden wurde. Eine Ursache dafür könnte die deutlich höhere Dotierkonzentration in den langsam gewachsenen GaSb-Schichten sein. Das Wachstum der Laserstruktur erfolgte bis auf geringe Änderungen wie im Falle von ICLs mit Übergitter - Mantelschichten. So wurde die 3 µm dicke untere Mantelschicht aufgrund des hohen Al-Gehalts bei einer Substrattemperatur von 500°C gewachsen. Die Te-Dotierung wurde während des Wachstums der ersten 2.8 µm linear von $1.5 \times 10^{18} \, \mathrm{cm^{-3}}$ auf $2.0 \times 10^{17} \, \mathrm{cm^{-3}}$ verringert. Im Anschluss an das LDG zwischen der unterer Mantelschicht und dem unterem SCL wurde die Substrattemperatur zu Beginn des SCLs von 500°C auf 485°C abgesenkt. Weiterhin wurde die Temperatur der Ga-Zelle über einen Zeitraum von 1080s logarithmisch verfahren, um die Wachstumsrate linear von $150\,\mathrm{nm/h}$ auf $520\,\mathrm{nm/h}$ zu verändern. Während dieser Zeit wurden etwa $100\,\mathrm{nm}$ mit einer mittleren Wachstumsrate von $335\,\mathrm{nm/h}$ abgeschieden. Während der Rampe wurde ebenfalls die Temperatur der GaTe-Zelle verfahren, um im Zentrum des SCLs eine konstante Dotierung im Bereich von etwa $5.0\times10^{16}\,\mathrm{cm^{-3}}$ zu gewährleisten. Für die letzten $10\,\mathrm{nm}$ des insgesamt $200\,\mathrm{nm}$ dicken SCLs wurde die Dotierkonzentration auf $4.0\times10^{17}\,\mathrm{cm^{-3}}$ erhöht. Für das Wachstum der aktiven Zone mit $5\,\mathrm{Kaskaden}$ wurde die Substrattemperatur $120\,\mathrm{s}$ vor dem Ende des unteren Wellenleiters auf $450\,\mathrm{°C}$ reduziert. Im Anschluss wurde die Substrattemperatur für die oberen Teilbereiche des Wellenleiters wieder auf $485\,\mathrm{°C}$ erhöht. Die obere Mantelschicht wurde $2\,\mathrm{\mu m}$ dick gewachsen. In Abbildung $7.19\,\mathrm{sind}$ REM - Aufnahmen der Spaltkante der Laserstruktur gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Grenzflächen scharf sind und somit keine verspannungsbedingte Relaxation stattgefunden hat. Dies wird durch die HR - XRD Messung bestätigt. Das Röntgendiffraktorgramm des (004) - Reflexes ist rechts in Abbildung $7.19\,\mathrm{gezeigt}$.

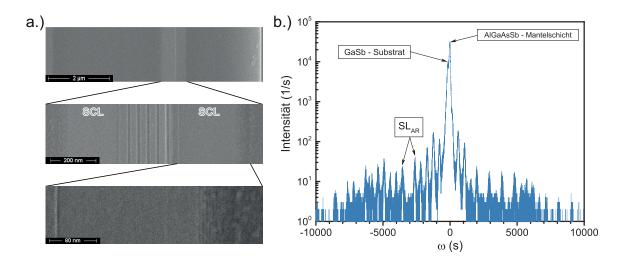


Abbildung 7.19: a.) REM-Aufnahmen der Spaltkante des ICLs mit quaternären Mantelschichten. b.) $\omega/2\theta$ -Röntgendiffraktogramm des 004-Reflexes der kompletten ICL-Struktur.

Es ist zu erkennen, dass die Mantelschichten leicht tensil verspannt sind. Aus den Winkeln der entsprechenden Maxima ergibt sich eine Gitterfehlanpassung senkrecht zur Schichtebene von $(\Delta a/a_0) = -1.1 \times 10^{-3}$. Aus dem Abstand der Beugungsordnungen lässt sich eine Kaskadendicke von 39.6 nm ermitteln. Dies ist etwas dicker als die nominelle Dicke von 38.4 nm, was auf geringfügige Abweichungen der Wachstumsraten zurückzuführen ist. Die Beugungsmaxima lassen sich bis über die fünfzehnte

Ordnung hinaus beobachten, was für eine hohe Grenzflächenqualität spricht. Dennoch sind diese etwas breiter als in den Strukturen, in denen InAs/AlSb-Übergitter in den Mantelschichten hergestellt wurden, was eine Folge der hohen Substrattemperatur in der oberen Mantelschicht und daraus resultierender Durchmischungseffekte an den Grenzflächen in der aktiven Zone sein könnte.

Von dem epitaktisch hergestellten Material wurden 150 µm breite BA-Laser hergestellt. Anschließend wurde ein 2.0 mm langer Barren abgespalten und bei verschiedenen Temperaturen elektro-optisch charakterisiert. Die Ergebnisse der Messungen

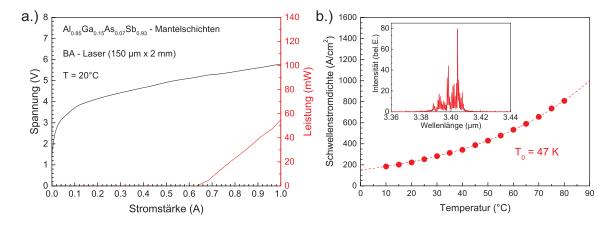


Abbildung 7.20: a.) IUP-Charakteristik des durchgeätzten BA-Lasers bei einer Temperatur von 20 °C. b.) Verlauf von J_{th} im Temperaturbereich zwischen 10 und 80 °C. Im Einsatzgraph ist ein bei Raumtemperatur und gepulster Anregung aufgenommenes Spektrum dargestellt.

sind in Abbildung 7.20 dargestellt. Die bei Raumtemperatur gemessene Schwellenstromdichte liegt mit $220\,\mathrm{A/cm^2}$ etwas höher als bei vergleichbaren Lasern mit Übergittermantelschichten (siehe Kapitel 7.3). Dies ist auf höhere innere Verluste zurückzuführen, was auch den geringeren Wert für $\Delta P/\Delta I$ von $320\,\mathrm{mW/A}$ erklärt. Zusätzlich sei zu erwähnen, dass J_{th} eines nur 1 µm tief geätzten Breitstreifenlasers zu $290\,\mathrm{W/cm^2}$ ermittelt werden konnte. Vergleicht man dies mit den Ausführungen in Kapitel 6, zeigt sich, dass die Stromaufweitung bei der Verwendung quaternärer Mantelschichten fast ausschließlich in der aktiven Zone und nicht in den Mantelschichten stattfindet. Weiterhin ist zu erkennen, dass U_0 mit $3.66\,\mathrm{V}$ deutlich von dem für die erreichte Wellenlänge ($3.4\,\mathrm{\mu m}$) idealen Wert von $1.82\,\mathrm{V}$ abweicht. Die Ursache für die geringe Spannungseffizienz von $50\,\%$ konnte jedoch im späteren Verlauf der Arbeit gefunden werden. Mithilfe von SIMS-Messungen wurde ersichtlich, dass die GaTe-Zelle den relativ schnellen Temperaturrampen bei der Veränderung der GaSb-

Wachstumsrate im Bereich der SCLs nicht folgen konnte und somit die Dotierung im Randbereich der SCLs nur im Bereich von $1 \times 10^{17} \,\mathrm{cm}^{-3}$ lag, was einen starken Anstieg der Einsatzspannung bedingt. Als Folge dessen ergibt sich U_{th} zu $4.97\,\mathrm{V}$ und P_{th} zu $1093\,\mathrm{W}\,\mathrm{cm}^{-2}$, was somit deutlich über den erreichten Werten vergleichbarer Laser mit Übergittermantelschichten liegt. Insgesamt wurden die Erwartungen an das veränderte Mantelschichtkonzept nicht erfüllt. Dennoch konnte das erste Mal ein elektrisch betriebener ICL mit quaternären Mantelschichten realisiert werden. Mithilfe von iterativer Optimierung hinsichtlich der Dotierniveaus in den Übergangsbereichen des Wellenleiters als auch der Wachstumsparameter in den quaternären Mantelschichten sollten sich zu konventionellen ICLs vergleichbare Ergebnisse erzielen lassen.

8 Dauerstrichbetrieb von Interbandkaskadenlasern

Für die meisten Anwendungen ist es von Vorteil, wenn Halbleiterlaser im Dauerstrichbetrieb (engl.: continuous wave, cw) betrieben werden können. Dies vereinfacht die Messtechnik zumeist erheblich. Als Beispiel sei hier zu nennen, dass im gepulsten Betrieb je nach Betriebsfrequenz und Pulsdauer thermische Effekte während eines Pulses auftreten, welche nicht schnell genug von einem entsprechenden Peltierelement mit Temperaturregelung ausgeglichen werden können. Dazu zählen die Abnahme der Ausgangsleistung über die Pulsdauer, sowie die Verschiebung der Wellenlänge infolge von Erwärmung. Im cw-Betrieb befindet sich der Laser im thermischen Gleichgewicht und derartige Effekte spielen nur für den kurzen Zeitraum des Einschaltens eine Rolle. Es ist somit wünschenswert Bauteile herstellen zu können, welche im Bereich von und oberhalb von Raumtemperatur im cw-Betrieb einsetzbar sind. Neben den Laserkenndaten spielt dabei die thermische Anbindung an die Wärmesenke beim Aufbau der Chips als auch die Dimensionierung der Laserstege eine entscheidende Rolle. Auf letzteres soll in den folgenden Abschnitten näher eingegangen werden. Abschließend werden Bestwerte hinsichtlich der maximalen Betriebstemperatur als auch der Ausgangsleistung, welche mithilfe der vorangegangenen systematischen Untersuchung erreicht werden konnten, gezeigt und diskutiert.

8.1 Einfluss der Bauteildimensionierung

Für die Untersuchung wurde Material mit einer Emissionswellenlänge von 3.7 µm verwendet. Anhand eines durch die aktive Zone geätzten Breitstreifenlasers mit einer Länge von 2.0 mm und einer Breite von 150 µm konnte im gepulsten Betrieb J_{th} zu $208 \,\mathrm{A/cm^2}$ und U_0 zu $2.18 \,\mathrm{V}$ bestimmt werden. Die charakteristische Temperatur im Bereich zwischen $10\,^{\circ}\mathrm{C}$ und $70\,^{\circ}\mathrm{C}$ betrug $47 \,\mathrm{K}$. Um den Einfluss der Abmessungen des Lasersteges auf die Kenndaten wie I_{th} , J_{th} , P_{th} , P_{max} sowie die Konversionseffizienz η_{WP} zu ermitteln, wurden Laserbarren wie in Abschnitt 6.2 beschrieben

auf Wärmesenken aufgebaut. Anschließend wurden elektro-optische Kennlinien bei einer Temperatur von 20 °C aufgenommen. Betrachtet wurden RWG-Laser mit einer Länge von 0.6, 1.2, 1.8, 2.4 und 3.0 mm. Für jede Länge wurden dabei Laser mit unbeschichteten Facetten und einer Breite von 7.8, 9.8, 11.8, 13.8 und 15.8 µm untersucht. Letztere wurde mittels REM-Aufnahmen an der Spaltkante eines abgespaltenen Barrens ausgemessen.

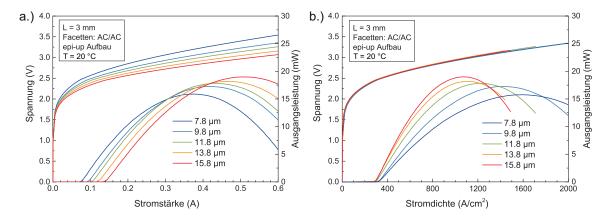


Abbildung 8.1: a.) Elektro-optische Kennlinien von $3.0\,\mathrm{mm}$ langen RWG-ICLs unterschiedlicher Breite in Abhängigkeit des Pumpstroms I im cw-Betrieb. b.) Elektro-optische Kennlinien von $3.0\,\mathrm{mm}$ langen RWG-ICLs unterschiedlicher Breite in Abhängigkeit der Stromdichte J im cw-Betrieb.

Die IUP - Charakteristik der $3.0\,\mathrm{mm}$ langen Laser ist in Abbildung $8.1\,\mathrm{a}$ dargestellt. Aufgrund der größeren Fläche zeigen die breiteren Laser einen höheren Schwellstrom und einen geringeren differentiellen Widerstand R_{diff} . Letzterer skaliert nahezu exakt invers zu der gepumpten Fläche, wie in der UJ - Charakteristik in Abbildung $8.1\,\mathrm{b}$ ersichtlich wird. Die Schwellstromdichte hingegen ist beim betrachteten Barren für breitere Laser geringer. Im Dauerstrichbetrieb bestimmen zwei gegenläufige Effekte ein Minimum von J_{th} in Bezug auf die Stegbreite. Einerseits ist die Wärmeabfuhr aus breiteren Stegen schlechter, was J_{th} erhöht, andererseits erhöht sich J_{th} für schmale Stege aufgrund von Verlusten durch Oberflächenrekombination sowie den größeren relativen Einfluss von Leckströmen entlang der Ätzflanken. Weiterhin ist mit höheren optischen Verlusten zu rechnen, da die Intensität der Mode an den geätzten Oberflächen höher ist und somit die Streuwahrscheinlichkeit an Rauigkeiten zunimmt. In der Literatur wird das Optimum für ICLs mit einer Emissionswellenlänge von $3.5\,\mathrm{\mu m}$ mit circa $11\,\mathrm{\mu m}$ angegeben [106]. Im Verlauf dieses Abschnitts zeigt sich auch für die hier untersuchten Laser ein ähnliches Verhalten.

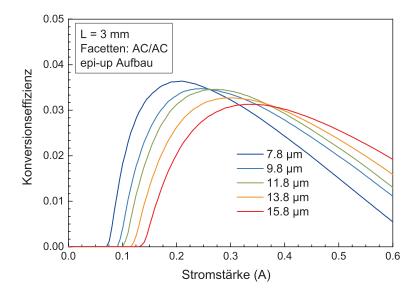


Abbildung 8.2: Konversionseffizienz von $3.0\,\mathrm{mm}$ langen RWG-ICLs unterschiedlicher Breite in Abhängigkeit des Pumpstroms I im cw-Betrieb.

In Abbildung 8.2 ist die Konversionseffizienz (engl.: Wall Plug Efficiency, WPE) für die 3.0 mm langen ICLs dargestellt. Dabei wurde die Ausgangsleistung aus beiden Facetten berücksichtigt. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die maximal erreichte Effizienz η_{WP} mit steigender Stegbreite abnimmt, was ein Resultat aus dem thermischen Überrollverhalten der aufgebauten Laser ist. Im Rahmen der Auswertung der Laserkennlinien wurden ebenfalls die Daten für Laser gleicher Breite und verschiedener Länge gegenübergestellt. Im Wesentlichen skalieren dabei die Spiegelverluste mit der Kavitätslänge. In Abbildung 8.3 a sind IUP - Kennlinien von 7.8 µm breiten ICLs unterschiedlicher Länge aufgetragen. Es lässt sich erkennen, dass die Schwellströme für kürzere Kavitäten abnehmen und für alle untersuchten Kavitätslängen außer $L=0.6\,\mathrm{mm}$ eine ähnliche maximale Ausgangsleistung von circa 15 mW erreicht wird. Weiterhin wird der stärkste Anstieg der optischen Leistung im Bereich nahe der Laserschwelle für den 1.2 mm langen Laser erreicht. Für längere Resonatoren nimmt dieser Wert erwartungsgemäß sukzessive ab. Auch der 0.6 mm lange Laser zeigt einen geringeren Anstieg, was in der zusätzlichen Erwärmung des Bauteils aufgrund der deutlich gestiegenen Schwellstromdichte begründet ist. Dies wiederum resultiert aus dem deutlichen Anstieg der Spiegelverluste für sehr kurze Kavitäten. Für $L = 0.6 \,\mathrm{mm}$ sind diese mit $15.3 \,\mathrm{cm}^{-1}$ bereits doppelt so hoch wie im Fall von $L=1.2\,\mathrm{mm}$. Der Einfluss der Resonatorlänge wird besonders deutlich, wenn man die Konversionseffizienz in Abbildung 8.4 betrachtet. Diese wächst mit dem Injektionss-

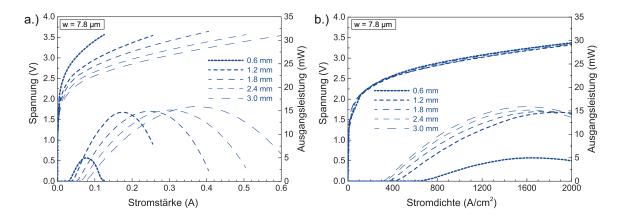


Abbildung 8.3: a.) Elektro-optische Kennlinien von 7.8 µm breiten RWG-ICLs unterschiedlicher Länge in Abhängigkeit des Pumpstroms I im cw-Betrieb. b.) Elektro-optische Kennlinien von 7.8 µm breiten RWG-ICLs unterschiedlicher Länge in Abhängigkeit der Stromdichte J im cw-Betrieb.

trom, erreicht ein Maximum und fällt dann aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der elektrischen Pumpleistung von I wieder ab. Dieser Abfall ist aufgrund des mit der Fläche skalierenden differentiellen Widerstands umso stärker, je kürzer der Laser ist. Die maximale Konversionseffizienz von $6.5\,\%$ wird für eine Länge von $1.2\,\mathrm{mm}$ erreicht. Die richtige Laserlänge zur Optimierung dieses Parameters wird durch das

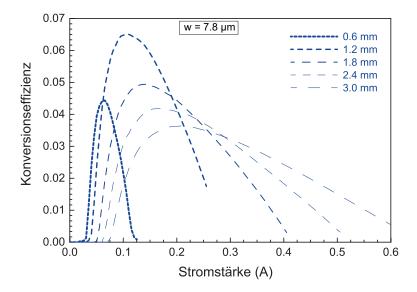


Abbildung 8.4: Konversionseffizienz von $7.8\,\mu\text{m}$ breiten RWG-ICLs unterschiedlicher Länge in Abhängigkeit des Pumpstroms I im cw-Betrieb.

Verhältniss von α_i zu α_m maßgeblich beeinflusst. Generell gilt, dass das Optimum in L bei einer Verringerung von α_i zu größeren Werten verschiebt. Dies hat, wie sich im späteren Verlauf dieses Kapitels zeigen wird, ebenfalls einen positiven Einfluss auf den thermischen Widerstand. In Abbildung 8.5 a ist J_{th} noch einmal für Laser sämtlicher untersuchter Dimensionen dargestellt. Für die 3.0 mm langen Laser ergeben sich die niedrigsten Werte für die Schwellenstromdichte im Bereich um 300 A/cm². Aufgrund der steigenden Spiegelverluste steigt J_{th} für kürzere werdende Kavitäten immer stärker. Der größte Anstieg um über 50 % ist demnach zwischen 1.2 mm und 0.6 mm zu sehen. Betrachtet man das Verhalten von J_{th} in Abhängigkeit von der Breite, ist ein leichter Anstieg der Schwellenstromdichte für geringer werdende Stegbreiten zu beobachten. Dieser wird stärker, je schmaler die Stege werden. Der Effekt

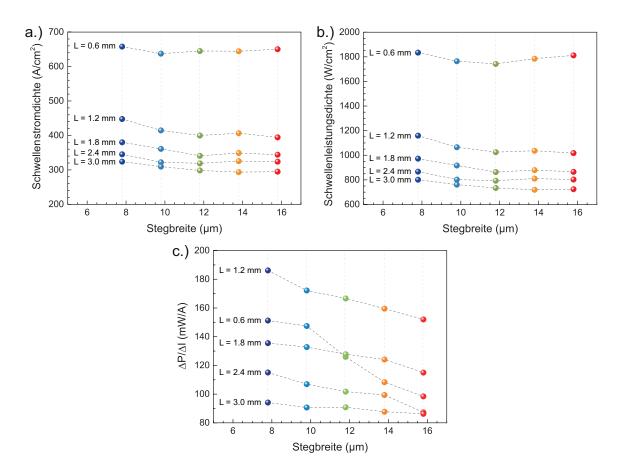


Abbildung 8.5: a.) Schwellenstromdichte, b.) Schwellenleistungsdichte, c.) $\Delta P/\Delta I$ einer Facette für RWG-ICLs verschiedener Länge und Breite, gemessen im Dauerstrichbetrieb bei einer Wärmesenkentemperatur von 20 °C. Die Linien dienen lediglich der visuellen Verbindung von Lasern gleicher Länge.

einer höheren Schwellenstromdichte aufgrund schlechterer Wärmeabfuhr kommt im untersuchten Bereich nicht signifikant zum Tragen. So haben die drei breitesten Stege nahezu die gleiche Schwellenstromdichte. Wie in Abbildung 8.5 b dargestellt ist, überträgt sich dieses Verhalten auch auf P_{th} . In Abbildung 8.5 c ist $\Delta P/\Delta I$ einer Facette für die verschieden dimensionierten Laser über die Stegbreite aufgetragen. Diese wurde im linearen Bereich über der Laserschwelle angepasst. Es ist zu erkennen, dass $\Delta P/\Delta I$ von $L=3.0\,\mathrm{mm}$ bis $L=1.2\,\mathrm{mm}$ erwartungsgemäß zunimmt. Den mit 186 mW/A höchsten Wert erreicht der 7.8 µm breite und 1.2 mm lange Laser. Lediglich für die 0.6 mm langen Resonatoren verringert sich der Anstieg der Kennlinien wieder signifikant, was auf die höhere Schwellenleistungsdichte sowie einen hohen thermischen Widerstand zurückzuführen ist. Dass $\Delta P/\Delta I$ für kürzere Laser stärker von der Stegbreite abhängig ist, ist ebenfalls dem thermischen Widerstand geschuldet (Vergleich mit Abbildung 8.7). Eine weitere wichtige Kenngröße beim Betreiben von Lasern im cw-Modus ist der thermische Widerstand R_{th} , welcher sowohl vom epitaktischen Aufbau des Lasers als auch von der thermischen Anbindung des Chips an die Wärmesenke abhängig ist. Zur Bestimmung des thermischen Widerstandes wurde ein Verfahren verwendet, welches nicht wie üblich auf der temperaturabhängigen Veränderung von J_{th} , sondern auf der spektralen Verschiebung longitudinaler Moden aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex beruht. Betrachtet wird also der Bereich, in dem sich die optische Mode aufhält, was zum Großteil die aktive

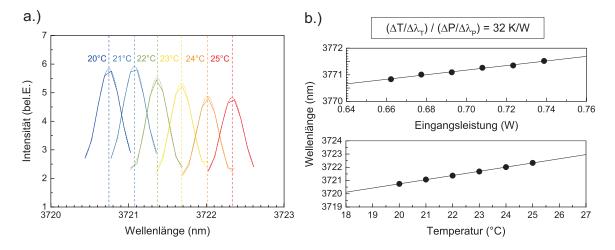


Abbildung 8.6: a.) Verschiebung einer einzelnen Longitudinalmode eines 3.0 mm langen und 13.8 µm breiten RWG-Lasers unter Veränderung der Wärmesenkentemperatur im gepulsten Betrieb. b.) Spektrale Positionen einer Longitudinalmethode unter Variation der Wärmesenkentemperatur und der Pumpleistung (cw-Betrieb).

Zone und die SCLs umfasst. Zuerst wurden Spektren im gepulsten Betrieb mit niedriger Tastrate (100 kHz, 100 ns) bei verschiedenen Temperaturen gemessen und die Verschiebung einzelner longitudinaler Moden bestimmt. Wie in Abbildung 8.6 a gezeigt ist, wurden aufgrund der begrenzten Auflösung des Spektrometers (0.12 cm⁻¹) die einzelnen Moden mit einer Gaussfunktion angepasst, um die Position des Maximums genauer bestimmen zu können. Die Verschiebungsrate liegt für alle betrachteten Laser im Bereich um 0.3 nm/°C. Anschließend wurde die Verschiebung einer Mode bei konstanter Wärmesenkentemperatur unter Veränderung der Pumpleistung im Dauerstrichbetrieb bestimmt. Die Variation wurde dabei so gering wie möglich gewählt, so dass die einhergehende Veränderung der Konversionseffizienz vernachlässigt werden kann. In Abbildung 8.6 b ist die Verschiebung einer Longitudinalmode für beide Messungen an dem 13.8 µm breiten und 3.0 mm langen Laser gezeigt. Aus den Verschiebungsraten lässt sich der thermische Widerstand des Bauelements zu 32 K/W ermitteln.

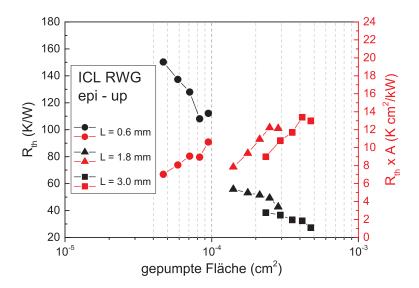


Abbildung 8.7: Absoluter und mit der Pumpfläche multiplizierter thermischer Widerstand für epi- up aufgebaute, verschieden breite ICLs mit Längen von 0.6, 1.8 und 3.0 mm.

In Abbildung 8.7 ist sowohl der thermische Widerstand als auch der mit der Pumpfläche multiplizierte Wert für $L=0.6 \,\mathrm{mm}$, 1.8 mm und 3.0 mm in Abhängigkeit der Pumpfläche dargestellt. Es ist zu erkennen, dass R_{th} sowohl mit der Laserlänge als auch mit der Stegbreite abnimmt, wobei die Abnahme mit der Länge stärker ist. Dies ist daran zu erkennen, dass im Fall von Lasern mit vergleichbar großer gepumpter Fläche aber unterschiedlicher Länge (siehe $L=1.8 \,\mathrm{mm}$ und $L=3.0 \,\mathrm{mm}$) der längere

Laser einen geringeren Wert für R_{th} zeigt. Der Grund dafür ist in der anisotropen Wärmeleitfähigkeit der Übergitterstrukturen zu finden. Die Wärmeleitfähigkeit parallel zu den Grenzflächen im Übergitter ist etwa 3 bis 4 mal höher als senkrecht dazu [107, 108], was dazu führt, dass im Falle schmalerer Laser ein Großteil der entstehenden Wärme schnell über die geätzten Seitenflanken in die dicke aufgalvanisierte Goldschicht entweichen kann, während der Transport durch die Mantelschichten deutlich schlechter erfolgt. Eben auch aus diesem Grund nimmt der mit der Fläche multiplizierte Wert des thermischen Widerstandes mit steigender Stegbreite zu. Insgesamt liegt R_{th} x zwischen 7 und 14 K cm²/kW mit dem niedrigsten Wert für den Laser mit der kleinsten zu pumpenden Fläche. Der kleinste absolute Wert für R_{th} wurde mit 27 K/W für den breitesten Laser mit einer Länge von 3.0 mm erreicht. Die Variation in R_{th} kann dazu genutzt werden, um die spektrale Verschiebung mit dem Pumpstrom an die entsprechende Anwendung anzupassen. Ein hoher Wert von R_{th} sorgt dafür, dass sich die Wellenlänge eines Lasers unter Variation des Pumpstroms schneller ändert.

8.2 Maximale Betriebstemperatur und Ausgangsleistung

Der folgende Abschnitt widmet sich der Ermittlung der maximal erreichbaren Betriebstemperatur von ICLs im Dauerstrichbetrieb T_{max}^{cw} . Zuerst wird eine Formel zur Abschätzung dieser entwickelt und anhand eines Beispiellasers überprüft. Anschließend erfolgt eine Betrachtung von T_{max}^{cw} in Abhängigkeit von der Dimensionierung des Lasersteges.

Mit steigender Temperatur nimmt die Schwellenleistung eines Halbleiterlasers aufgrund steigender Verluste zu. Im Folgenden wird angenommen, dass unterhalb der Schwelle der Anteil an durch spontane Emission ausgekoppelter Lichtleistung sehr klein ist und gegenüber der Verlustleistung, welche Wärme einträgt, vernachlässigt werden kann. Die eingetragene Wärme sorgt dafür, dass im Bereich der aktive Zone des Lasers eine Temperatur T_L herrscht, welche höher ist als die Wärmesenkentemperatur T. Die Pumpleistung unterhalb der Schwelle ruft eine Temperaturänderung im Inneren des Lasers hervor, welche durch den thermischen Widerstand des Bauelements R_{th} bestimmt ist:

$$\frac{\partial T_L}{\partial P_{cw}} = R_{th}. (8.1)$$

Der Laser kann nur bis zu einer maximalen Betriebstemperatur im cw-Modus be-

trieben werden, welche im folgenden Abschnitt anhand eines Beispiellasers bestimmt werden soll. Im Zuge dessen wird eine Formel zur Bestimmung von T_{max}^{cw} ausgearbeitet, welche es ermöglicht die zu erwartende maximale Betriebstemperatur aus den gemessenen Grunddaten eines Breitstreifenlasers vorauszusagen. In Abbildung 8.8 ist der Verlauf der Schwellenleistung P_{th} eines 3.0 mm langen und 13.8 µm breiten als RWG prozessierten ICLs in Abhängigkeit von der Betriebstemperatur im gepulsten Modus als auch im Dauerstrichbetrieb gezeigt. Durch eine exponentielle Anpassung an die empirische Gleichung 3.19 bezogen auf $P_{th,p}$ ergibt sich eine charakteristische Temperatur $T_{0,p}$ von 45.6 K. Durch die verlustbedingte Erwärmung im Inneren des Bauteils ist die Schwellenleistung im Dauerstrichbetrieb grundsätzlich höher als im Pulsbetrieb mit geringer Tastrate. Umso höher die Wärmesenkentemperatur ist, desto größer wird auch der nicht in Strahlung umgewandelte Anteil des Stroms und somit die Erwärmung im Bauteil.

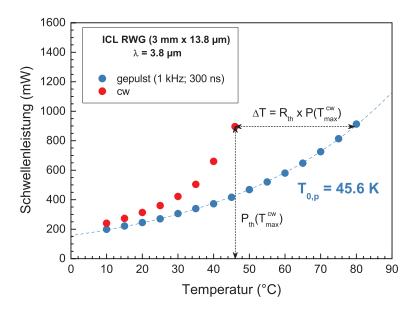


Abbildung 8.8: Temperaturabhängiger Verlauf der Schwellenleistungsdichte eines RWG-Lasers $(3 \,\mathrm{mm} \,\mathrm{x} \, 13.8 \,\mu\mathrm{m})$ im gepulsten und im Dauerstrichbetrieb. Die maximale Betriebstemperatur des Bauteils im cw-Modus beträgt $46\,^{\circ}\mathrm{C}$.

Eine Temperaturänderung im Laser hervorgerufen durch eine Änderung der Wärmesenkentemperatur oder Verlustleistung bedingt eine Änderung der Schwellenleistung nach:

$$\frac{\partial P_{th,p}}{\partial T} = \frac{\partial P_{th,cw}}{\partial T_L} = \frac{\partial P_{th,cw}}{\partial (P_{cw}R_{th})},\tag{8.2}$$

wobei $P_{th,p}$ und $P_{th,cw}$ die Schwellenleistungen im gepulsten und im cw-Betrieb sind.

Im Beispiellaser aus Abbildung 8.8 ergibt sich für eine Wärmesenkentemperatur von $30\,^{\circ}$ C ein thermischer Widerstand von $36\,\mathrm{K/W}$. Nach dieser Methode ermittelte Werte für R_{th} sind etwas höher als die mittels der spektralen Verschiebung ermittelten Werte. Dies ist damit zu erklären, dass in der ersten Methode die mittlere Erwärmung im kompletten Einflussbereich der optischen Mode betrachtet wird, während bei der zuletzt betrachteten Methode lediglich die Erwärmung der aktiven Zone im Bereich der W-QWs berücksichtigt wird, welche höher ist. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit im Material ist R_{th} außerdem schwach temperaturabhängig, was jedoch im Folgenden vernachlässigt wird. Die maximale Temperatur für den Dauerstrichbetrieb des Lasers wird erreicht, wenn die Steigung von $P_{th,cw}$ aufgrund der Temperaturänderung im Laser durch höhere Eingangs beziehungsweise Verlustleistung der Steigung von $P_{th,p}$ mit der Wärmesenkentemperatur entspricht. Anders formuliert bewirkt eine weitere Erhöhung von P einen derartig hohen Temperaturanstieg, dass die Schwelle durch zusätzliches Pumpen nicht mehr erreicht werden kann. An diesem Punkt gilt:

$$\frac{\partial P_{th,cw}}{\partial P_{cw}} = \frac{\partial P_{th,p}}{\partial T} R_{th} = 1. \tag{8.3}$$

Setzt man in den rechten Term die empirische Temperaturabhängigkeit von $P_{th,p}$ nach Gleichung 3.19 ein, so ergibt sich:

$$\frac{(\partial P_{th,p})_{(T=T_k)}}{\partial T} R_{th} = \frac{\partial}{\partial T} \left(P_0 e^{\frac{T}{T_{0,p}}} \right)_{(T=T_k)} R_{th} = \frac{1}{T_{0,p}} P_0 e^{\frac{T_k}{T_{0,p}}} R_{th}. \tag{8.4}$$

Bei T_k handelt es sich um die Temperatur auf der $P_{th}(T)$ -Kurve, bei der der für den cw-Betrieb kritische Anstieg erreicht wird. Daraus ergibt sich:

$$T_k = T_{0,p} \ln \frac{T_{0,p}}{P_0 R_{th}}. (8.5)$$

Mithilfe der Temperaturänderung, welche durch die bei T_{max}^{cw} eingebrachte Schwellenleistung $P_{th,k}$ hervorgerufen wird, lässt sich T_{max}^{cw} wie folgt berechnen:

$$T_{max,cw} = T_k - R_{th}P_{th,k} = T_{0,p} \ln \frac{T_{0,p}}{P_0 R_{th}} - R_{th}P_{th,k}.$$
 (8.6)

Anschließend kann $P_{th,k}$ noch substituiert werden und nach Vereinfachung der Gleichung ergibt sich:

$$T_{max}^{cw} = T_{0,p} \left[ln \left(\frac{T_{0,p}}{P_0 R_{th}} \right) - 1 \right].$$
 (8.7)

Unter Verwendung der Kenndaten des Beispiellasers berechnet sich T_{max}^{cw} zu 49 °C, was leicht über der experimentell ermittelten Temperatur von 46 °C liegt. Dies ist

vermutlich der nicht berücksichtigten Temperaturabhängigkeit von R_{th} geschuldet. Nichtsdestotrotz liefert die Rechnung ein hinreichend gutes Ergebnis. Unter bestimmten Voraussetzungen kann T_{max}^{cw} für vergleichbare Probendimensionen mithilfe der Formel schon aus temperaturabhängig gemessenen Breitstreifendaten abgeschätzt werden (Voraussetzung dafür ist ein vergleichbarer Aufbau der Probe, da die Schichtfolge ebenso einen Einfluss auf R_{th} hat). Aus der aufgestellten Formel gehen drei besonders wichtige Größen hervor, die es zu optimieren gilt, um ICLs bei einer möglichst hohen Temperatur im cw-Modus betreiben zu können: Die absolute Schwellenleistung beziehungsweise Schwellenleistungsdichte, ihre Entwicklung mit der Temperatur sowie der thermische Widerstand des Bauelements. Sowohl die absolute Schwellenleistung als auch der thermische Widerstand werden durch die geometrischen Dimensionen des Lasersteges beeinflusst. Beides wurde im vorhergehenden Abschnitt aufgezeigt.

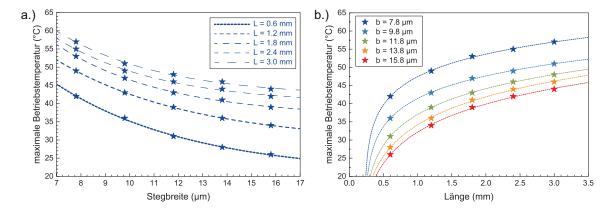


Abbildung 8.9: Maximale Betriebstemperatur von ICLs mit unterschiedlich dimensioniertem Lasersteg im cw-Betrieb, aufgetragen gegen die a.) Stegbreite und b.) Laserlänge.

In Abbildung 8.9 ist nun die ermittelte maximale Betriebstemperatur im Dauerstrichbetrieb in Abhängigkeit der a.) Stegbreite als auch der b.) Laserlänge dargestellt. Die Daten wurden mit a.) einer Exponentialfunktion und b.) einer Logarithmusfunktion angepasst. Aufgrund dessen, dass alle Laser einer Länge in Form eines Barrens gemeinsam auf die Wärmesenke aufgelötet wurden, konnte gewährleistet werden, dass der Einfluss des Aufbauprozesses für gleich lange Laser zu vernachlässigen ist. Es ist zu erkennen, dass die Dimensionierung des Lasersteges einen enormen Einfluss auf T_{max}^{cw} hat. Die maximale Temperatur von 57 °C erreichte der 3.0 mm lange Laser mit der geringsten Stegbreite (7.8 µm). Dies liegt deutlich über dem niedrigsten Wert von 26 °C, welcher für den 0.6 mm langen Laser mit der größten Stegbreite

 $(15.8\,\mu\mathrm{m})$ gemessen wurde. Die exponentielle Abnahme von $T_{max}^{cw}(b)$ im betrachteten Bereich zwischen 7.8 µm und 15.8 µm ist auf die schlechtere Wärmeabfuhr aus breiteren Stegen zurückzuführen. Es sei jedoch festzuhalten, dass hier lediglich ein beschränkter Bereich von b betrachtet wurde. Für noch schmalere Stege steigen die optischen Verluste und somit J_{th} immer schneller. Es ist davon auszugehen, dass dieser Anstieg den positiven Effekt der besseren Wärmeabfuhr irgendwann kompensiert und $T_{max}^{cw}(b)$ nach Erreichen eines Maximums wieder fällt. Auch die Laserlänge hat einen entscheidenden Einfluss auf T_{max}^{cw} . Über sämtliche Stegbreiten fällt T_{max}^{cw} für kürzer werdende Laser. Während sich für die drei längsten Resonatoren ein relativ flacher Verlauf ergibt, fäll
t T_{max}^{cw} für $L<1.8\,\mathrm{mm}$ deutlich schneller. Bei einer Halbierung der Resonatorlänge von $1.2\,\mathrm{mm}$ auf $0.6\,\mathrm{mm}$ fällt T_{max}^{cw} besonders stark, und zwar um 7 bis 8°C. Verantwortlich dafür ist hauptsächlich die durch die enorme Zunahme der Spiegelverluste deutlich erhöhte Schwellenleistungsdichte, weshalb für noch kürzere Laser mit noch erheblich geringeren Werten für T_{max}^{cw} zu rechnen ist. Im Hinblick auf das Ziel ICLs bei einer möglichst hohen Temperatur betreiben zu können, lässt sich also feststellen, dass für epi-up aufgebaute Laser im untersuchten Parameterbereich eine Laserlänge von 3.0 mm und eine Stegbreite von 7.8 µm das beste Ergebnis lieferten.

Um das Potential der hergestellten Strukturen hinsichtlich T_{max}^{cw} zu untersuchen, wurden von einer optimierten ICL-Struktur mit fünf Kaskaden und einer Emissionswellenlänge von 3.1 µm RWG-Laser hergestellt. Prozessiert als durchgeätzter Breitstreifenlaser mit einer Breite von 150 µm und einer Länge von 2.0 mm zeigte das Material vielversprechende Eigenschaften hinsichtlich des Hochtemperaturbetriebs. Mit J_{th} von 185 A/cm², einer Spannungseffizienz von 88 % und einer charakteristischen Temperatur von 61 K (siehe Abbildung 8.10 a) sollten sich Betriebstemperaturen deutlich oberhalb der Raumtemperatur erreichen lassen. Wie in Abbildung 8.10 b gezeigt ist, erreicht bereits ein 11.3 µm breiter Steg eines epi-up aufgebauten, 3.0 mm langen Barrens ohne behandelte Facetten eine Betriebstemperatur von 91 °C im cw-Betrieb. Messungen bei höheren Temperaturen waren aufgrund der offenen Bauweise des Messplatzes nicht mit der ausreichenden Temperaturstabilität durchzuführen, weshalb die gezeigte Messung lediglich das Potential des entwickelten Epi-Materials verdeutlichen soll. Der aktuelle, internationale Rekord bezüglich T_{max}^{cw} liegt etwas höher bei 118°C [99]. Dabei ist anzumerken, dass ein mit einer Breite von 7.7 µm schmalerer Steg mit einer Länge von 4.0 mm mit beschichteten Facetten (HR/AR) verwendet wurde, welcher zusätzlich epi-down aufgebaut wurde. Bei einer Temperatur von 20°C wurde eine Ausgangsleistung von 50 mW gemessen.

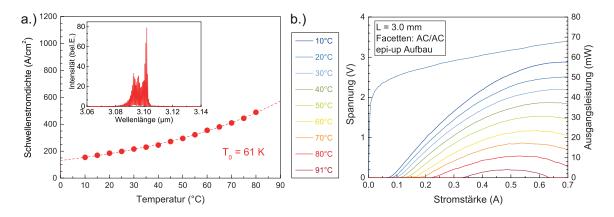


Abbildung 8.10: a.) An BA-Lasern gemessene Schwellenstromdichte im Temperaturbereich zwischen $10\,^{\circ}$ C und $80\,^{\circ}$ C. Der Einsatzgraph zeigt ein Spektrum, welches im gepulsten Betrieb bei einer Temperatur von $20\,^{\circ}$ C aufgenommen wurde. b.) IUP-Charakteristik eines $11.3\,\mu$ m breiten RWG-ICLs im Dauerstrichbetrieb bei verschiedenen Wärmesenkentemperaturen. Die Facetten sind unbeschichtet.

Diese wird im Falle unbeschichteter Facetten ebenfalls aus der rückseitigen Facette emittiert. Um dies auf eine Facette zu bündeln, wurde der Einfluss von hoch- und antireflektiven Facettenbeschichtungen untersucht. Dies wurde exemplarisch an nur 1.2 mm langen Lasern des gleichen Epi-Materials durchgeführt, da sich die Spiegelverluste für kurze Kavitäten unter Variation der Facettenreflektivität stärker ändern. In Abbildung 8.11 sind Kennlinien von 11.8 µm breiten Lasern mit verschiedenen Facettenreflektivitäten zu sehen. Diese wurden mit In auf eine Wärmesenke aufgelötet und im cw-Betrieb vermessen. Die lineare Anpassung der IP-Kurve zur Ermittlung von I_{th} und $\Delta P/\Delta I$ wurde im linearen Bereich unterhalb von 15 mW vorgenommen, um den Einfluss thermischer Effekte zu minimieren. Der Laser mit unbehandelten Facetten hat bei Spiegelverlusten von 7.6 cm⁻¹ einen Schwellenstrom von 40 mA, ab dem die optische Leistung mit 257 mW/A ansteigt. Aufgrund der niedrigeren Spiegelverluste ist die Schwelle des Lasers mit einer hochreflektiv beschichteten Rückfacette mit 32 mA um 20 % geringer und die IP-Kennlinie steigt mit 355 mW/A stärker an. Im Falle der Kombination aus HR- und AR- Vergütung erhöht sich die Schwelle auf 57 mA. Mit 498 mW/A steigt die Kennlinie fast doppelt so stark wie die des ICLs mit unbeschichteten Facetten. Nahezu die gesamte optische Leistung wird somit aus der Frontfacette emittiert und es wird eine maximale Ausgangsleistung von 44 mW erreicht. Die ermittelten Kenngrößen sind noch einmal in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Bei genauer Betrachtung fällt auf, dass die Laser mit Facettenvergütung bei geringeren Pumpströmen thermisch überrollen. Während der unbehandelte Laser bei

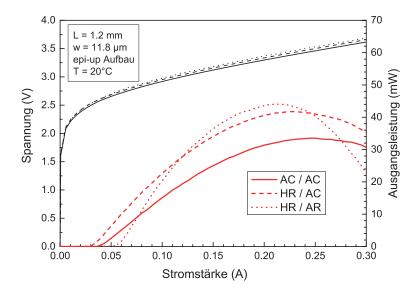


Abbildung 8.11: IUP-Charakteristik von 11.8 µm breiten und 1.2 mm langen RWG-ICLs mit verschiedenen Facettenreflektivitäten(AC / AC, HR / AC, HR / AR) im Dauerstrichbetrieb bei einer Wärmesenkentemperatur von 20 °C.

 $250\,\mathrm{mA}$ überrollt, geschieht das bei den HR / AC - und HR / AR - beschichteten Lasern schon bei 225 beziehungsweise $215\,\mathrm{mA}$. Dies resultiert daraus, dass die Facetten der Laserbarren beim Aufbringen der $\mathrm{Al_2O_3}$ -Schicht technisch bedingt nicht vollständig bündig in den Halter eingebaut wurden und somit ein geringer Teilbereich des Rückseitenkontaktes beschichtet wurde. Dieser isolierende Bereich verschlechtert die thermische Anbindung an die Wärmesenke. Zusätzlich verringert sich die Fläche des elektrischen Kontaktes, was, wie in den IU-Kennlinien in Abbildung $8.11\,\mathrm{zu}$ sehen ist, zu einer Erhöhung des differentiellen Widerstandes führt und die Verlustleistung zusätzlich erhöht. Um derartig negative Effekte zu minimieren, sollte nach Möglichkeit ausschließlich die Facette mit einer isolierenden Beschichtung versehen werden.

Facetten	R_1/R_2	$\alpha_{\rm m}[{\rm cm}^{-1}]$	$I_{\mathrm{th}}\left[\mathrm{mA}\right]$	$\Delta P/\Delta I [mW/A]$
AC / AC	0.400 / 0.400	7.6	40	257
HR/AC	0.950 / 0.400	4.0	32	355
HR/AR	0.950 / 0.013	18.3	57	498

Tabelle 8.1: Vergleich der Kenndaten von 1.2 mm langen und 11.8 µm breiten RWG - ICLs mit verschiedenen Facettenbeschichtungen im cw - Betrieb bei einer Temperatur von 20 °C.

Mithilfe der gewonnenen Erkenntnisse wurde getestet, welche Ausgangsleistung basierend auf optimiertem Epi-Material im anwendungsrelevanten Wellenlängenbereich um 3.4 µm erzeugt werden kann. Zu diesem Zweck wurden RWG-Laser basierend auf Epi-Material mit sechs Kaskaden prozessiert. Aus zuvor untersuchten, 2.0 mm langen Breitstreifenlasern konnte mithilfe von gepulsten Messungen J_{th} bei einer Temperatur von 20 °C zu 118 A/cm² bestimmt werden. Dies vergleicht sich sehr gut mit dem veröffentlichten Bestwert von 134 A/cm² für einen bei einer Wellenlänge von 3.6 µm emittierenden ICL mit 5 Kaskaden [99]. Die charakteristische Temperatur betrug 51 K und die Spannungseffizienz betrug 84 %. Aus einer Facette wurde ein Anstieg der IP-Kennlinie von 311 mW/A gemessen. Von den prozessierten RWG-Lasern wurde ein 3.0 mm langer Barren abgespalten und die Facetten wurden umgehend sowohl mit einer HR- als auch mit einer AR-Beschichtung versehen. Dabei wurde darauf geachtet, dass der zuvor erwähnte Überstand der Facette beim Einbau in den Halter der PVD-Anlage möglichst minimal war. Die IP-Kennlinien

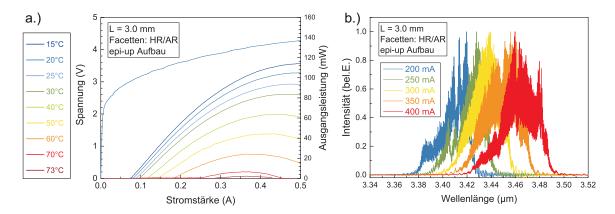


Abbildung 8.12: a.) IUP-Charakteristik eines $15.3\,\mu\text{m}$ breiten RWG-ICLs im Dauerstrichbetrieb bei verschiedenen Wärmesenkentemperaturen. Die Facetten sind HR- und AR-beschichtet. b.) Spektren des RWG-ICLs bei einer Wärmesenkentemperatur von $20\,^{\circ}\text{C}$ und Betriebsströmen zwischen $200\,\text{mA}$ und $400\,\text{mA}$.

eines 15.3 µm breiten Lasers sind in Abbildung $8.12\,a$ für verschiedene Temperaturen dargestellt. Bei einer Temperatur von $20\,^{\circ}\text{C}$ wurde eine Leistung von $105\,\text{mW}$ bei einem Pumpstrom von $500\,\text{mA}$ gemessen. Diese ist hauptsächlich durch thermisches Überrollen begrenzt, was auch das spektrale Verhalten unter Variation des Stroms zeigt. Wie in Abbildung $8.12\,b$ dargestellt ist, verschiebt die Emissionswellenlänge bei Erhöhung des Pumpstroms von $200\,\text{mA}$ auf $400\,\text{mA}$ um $65\,\text{nm}$. Bei einer für ICLs typischen Verschiebungsrate von etwa $2\,\text{nm/K}$ kann also abgeschätzt werden, dass

sich die aktive Zone infolge der Erhöhung des Stroms um über 30 °C erwärmt hat. ICLs mit vergleichbaren Grunddaten sowie Dimensionen können eine Ausgangsleistung von mehr als 250 mW bei einem Pumpstrom von 1200 mA [99] erreichen. Dass das thermische Überrollen erst wesentlich später eintritt, liegt in diesem Fall an der Aufbauweise. Durch das direkte Auflöten der epitaktisch bewachsenen Seite kann die Verlustwärme deutlich effizienter in Richtung Wärmesenke abgeführt werden, was den Betrieb mit wesentlich höheren Pumpströmen erlaubt. Diese Aufbauweise wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

In diesem Kapitel wurde das Verhalten von epi- up aufgebauten ICLs im Dauerstrichbetrieb untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, welchen Einfluss die Stegdimensionen Länge und Breite auf grundlegende Kenndaten wie I_{th} , J_{th} , R_{th} sowie T_{max}^{cw} haben. Insbesondere die Kavitätslänge hat sich dabei als entscheidender Parameter herauskristallisiert. Darüber hinaus wurde eine Formel entwickelt, mit deren Hilfe T_{max}^{cw} unter Zuhilfenahme von Breitstreifenkenndaten abgeschätzt werden kann, was eine zuverlässige und schnelle Beurteilung von epitaktisch hergestelltem ICL-Material zulässt. Unter Zuhilfenahme der gewonnenen Erkenntnisse wurden optimierte ICL- Strukturen zu RWG- Lasern prozessiert und aufgebaut. Im cw- Betrieb konnten dabei Betriebstemperaturen von über 90 °C sowie Ausgangsleistungen von mehr als 100 mW bei einer Betriebstemperatur von 20 °C erreicht werden.

9 Interbandkaskadenlaser mit verteilter Rückkopplung

Wie schon eingangs erwähnt, kommen in der laserbasierten Absorptionsspektroskopie bevorzugt Laser mit longitudinal monomodiger Emission zum Einsatz, um eine höchstmögliche Sensitivität zu erreichen. Diese unterscheiden sich von Fabry-Perot-Lasern darin, dass nur eine longitudinale Mode im Verstärkungsbereich die Laserschwelle erreicht und anschwingt.

9.1 Realisierung von ICL DFBs mithilfe von Metallgittern

Ist der Modenabstand sehr groß gegenüber der Verstärkungsbandbreite (z.B. in sehr kurzen Kavitäten), kann der Laser auch ohne weitere Maßnahmen monomodig sein, da der Abstand der Nebenmoden zur Verstärkungskurve dann sehr groß ist. Ist die Verstärkungsbandbreite jedoch größer als der Modenabstand, muss die Hauptmode vergleichsweise geringere Verluste erfahren. Somit besteht die Möglichkeit, die Verluste für besagte Mode zu reduzieren oder für alle anderen Moden zu erhöhen. Eine Möglichkeit der Realisierung basiert auf dem Prinzip der verteilten Rückkopplung (engl.: Distributed FeedBack, DFB). Durch eine periodische Modulation des Realteils des Brechungsindex entlang des Lasersteges im Einflussbereich der Lasermode können die Spiegelverluste α_m im Bereich des sogenannten "Stopp-Bandes" verringert werden. Man spricht dabei von Indexkopplung. Die Mitte des "Stopp-Bandes" liegt bei der Bragg-Wellenlänge, welche durch die Modulations- oder Gitterperiode festgelegt ist:

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff} \cdot \frac{d}{m}.\tag{9.1}$$

Dabei ist n_{eff} der effektive Brechungsindex der geführten Lateralmode, d ist die Gitterperiode und m beschreibt die Ordnung des Gitters. Um eine möglichst hohe

Kopplungsstärke zu erreichen, werden zumeist Gitter erster Ordnung verwendet, solange diese technologisch realisierbar sind. Für ICLs wurden DFB-Laser basierend auf Indexkopplung in verschiedenen Ausführungen realisiert. Dazu zählen unter anderem vertikale Seitenwandgitter, welche nach erfolgter Maskierung mit dem Trockenätzschritt seitlich des Lasersteges definiert werden [109, 110]. Es besteht somit kaum Mehraufwand in der Prozessierung der Laser. Bisher wurden dabei aufgrund technologischer Limitierungen bei der Lithographie sowie beim Ätzprozess lediglich Gitter vierter Ordnung verwendet. Nachteilig wird bei diesem DFB-Konzept die Sensitivität der Kopplungsstärke vom Füllfaktor des Gitters sowie von der Qualität des Ätzprozesses erachtet, da dies die Ausbeute an tauglichen DFB-Lasern verringert [111]. Zusätzlich wirkt sich die Existenz von zwei entarteten Moden auf beiden Seiten des Stoppbandes negativ aus [6, 33]. Ein weiteres Konzept, welches bereits für ICLs realisiert werden konnte, basiert auf Gittern, welche auf der Oberseite des Lasersteges definiert werden. Das Konzept konnte bereits im Jahr 2007 umgesetzt werden, war jedoch aufgrund fehlender Optimierungen hinsichtlich der Laserstruktur noch auf den Betrieb bei kryogenen Temperaturen limitiert [112]. Basierend auf Material mit besseren Grunddaten wurde mithilfe dieses Konzepts DFB-Betrieb bei und oberhalb von Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb realisiert [113]. Dabei wurde ein Germanium-Gitter auf dem Steg platziert, welches mit der Lasermode wechselwirkt. Um eine ausreichende Kopplung zu realisieren, muss dabei die Dicke der oberen Mantelschicht angepasst werden, was zu zusätzlichen Verlusten durch Überlapp der Lasermode mit der Kontaktmetallisierung führt. Diese an dieser Stelle ungewollten Verluste macht man sich bei einem alternativen DFB - Konzept zunutze, welches erstmalig mit InGaAs/AlGaAs-basierten Diodenlasern demonstriert wurde [114]. Dabei werden auf beiden Seiten des Lasersteges Metallgitter aufgebracht, welche mit der optischen Mode wechselwirken. Aufgrund der periodischen Modulation der Verluste spricht man dabei von Verlustkopplung. Der Überlapp der lateralen Grundmode mit dem Metallgitter ist dabei in der Größenordnung von 1×10^{-4} , was aufgrund des hohen Imaginärteils des Brechungsindexes des verwendeten Metalls Chrom in ausreichend starker Kopplung resultiert [115]. Da sich neben dem Imaginärteil des Brechungsindexes auch der Realteil ändert, wird zu einem geringen Teil zusätzlich eine Indexkopplung, wie sie von anderen DFB - Konzepten bekannt ist, erreicht. Dieses Konzept ist unabhängig vom Materialsystem einsetzbar und bedarf keinem erneuten Wachstum nach der Strukturierung der Gitter. Im Folgenden wird erläutert, wie das Konzept lateraler Metallgitter für ICLs realisiert wurde.

Prozessierung der DFB Laser

Für die Realisierung von monomodigen ICLs mithilfe des zuvor beschriebenen Konzepts wurde das Epitaxiematerial mit optimiertem SCL - Dotierprofil aus Kapitel 7.3 verwendet. Grundsätzlich besteht eine starke Abhängigkeit zwischen der Geometrie des Lasersteges und dem Überlapp mit dem Chromgitter und somit letztlich mit der Kopplungsstärke. Neben der Dimensionierung des Wellenleiters, welche den Abklingkoeffizienten der Mode in der Mantelschicht bestimmt, spielen die Stegbreite sowie die Atztiefe dabei eine entscheidende Rolle. Darüber hinaus kann die Kopplungsstärke über die Dicke des Chromgitters und dessen Füllfaktor entlang des Steges beeinflusst werden. Im Fall von Diodenlasern endet der Ätzschritt zumeist vor dem aktiven Medium, was im Falle von ICLs aufgrund von starker Stromaufweitung und des damit deutlich höheren Schwellenstroms nachteilig ist. Folglich ist es vorteilhaft, durch die aktive Kaskaden zu ätzen und die Metallgitter im Bereich des unteren SCL zu positionieren. Infolge der damit verbundenen starken Lokalisierung der optischen Mode im Wellenleiterkern fällt deren Intensität in Richtung der Ätzflanken stark ab. Um dennoch eine ausreichend hohe Kopplung zu erzielen, müssen die Metallgitter möglichst im oberen Bereich des unteren SCLs positioniert werden, was eine hohe Präzision beim Trockenätzschritt erfordert. Mithilfe einer Elektronenstrahlbelichtung und einer aufgedampften BaF₂/Cr - Maske wurden 7.8 µm und 9.8 µm breite Stege definiert, welche anschließend mittels eines ECR-Trockenätzschrittes präzise in den oberen Teil des 200 nm dicken unteren SCLs geätzt wurden. Um einen Kurzschluss der Kaskaden durch das Chromgitter zu verhindern, wurde anschließend eine 30 nm dicke Si₃N₄ - Schicht flächig aufgesputtert. Danach wurden mittels einer weiteren Elektronenstrahlbelichtung, eines Aufdampfschrittes und anschließendem lift - off Chromgitter mit einer Dicke von 110 nm seitlich des Steges aufgebracht. Die Gitterperiode wurde in Schritten von 2 nm zwischen 546 nm und 574 nm variiert. In Abbildung 9.1 ist eine REM-Aufnahme nach der Definition der Gitter gezeigt. Die Breite der Gitterstege wurde zu 180 nm ausgemessen, woraus sich eine Tastrate von circa 0.3 ergibt. Im Anschluss wurde eine Passivierungsschicht aus Si₃N₄ und SiO₂ mit einer Gesamtdicke von 300 nm aufgebracht, welche im Anschluss per lift-off mitsamt der Atzmaske auf der Stegoberseite entfernt wurde. Die weitere Prozessierung inklusive Kontaktierung, Abdünnen und Galvanisierung erfolgte analog zum in Kapitel 6.2 beschriebenen Ablauf.

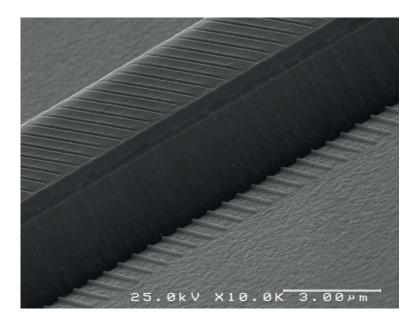


Abbildung 9.1: Geätzter IC - Lasersteg mit aufgedampften Chromgittern. Die Seitenflanken wurden zuvor mit einer Si_3N_4 - Schicht versehen, um einen Kurzschluss der Kaskaden zu verhindern.

Charakterisierung der DFB Laser

Zur elektro- optischen Charakterisierung wurde die prozessierte Probe in 1.2 mm und 2.4 mm lange Barren gespalten und mittels In-Lot auf c-mounts aufgelötet. In Abbildung 9.2 sind ASE-Spektren (engl.: Amplified Spontaneous Emission, ASE) eines 1.2 mm langen und 7.8 µm breiten Lasers im Temperaturbereich zwischen 10°C und 50 °C gezeigt. Diese zeigen die spektrale Intensitätsverteilung der verstärkten spontanen Emission unterhalb der Laserschwelle und eignen sich sehr gut dazu die Position des Verstärkungsspektrums und der DFB-Mode in Abhängigkeit der Temperatur zu beobachten. Die Gitterperiode des Chromgitters beträgt 548 nm. Im Spektrum ist zu erkennen, dass eine Longitudinalmode gegenüber ihren benachbarten Moden bevorzugt wird, also infolge des Überlapps mit dem Gitter niedrigere Verluste erfährt. Ihr effektiver Brechungsindex bei einer Temperatur von 20°C lässt sich aus Gleichung 9.1 zu 3.45 bestimmen, was sehr gut mit dem numerisch berechneten Wert von 3.44 vereinbar ist. Die Asymmetrie in der Nähe der Mode resultiert aus der nicht optimalen Phasenlage der Mode zur Facette. Aufgrund der temperaturabhängigen Änderung des Brechungsindex verschiebt sie mit einer Geschwindigkeit von 0.38 nm/K, während das Verstärkungsmaximum durch Veränderung der Bandlücken in W-QW mit 2.7 nm/K deutlich schneller zu höheren Wellenlängen schiebt. Für die Temperaturen 10 °C und 50 °C ist das Maximum der Verstärkungskurve für die erreichte Kopplungsstärke spektral zu weit entfernt von der DFB-Mode, was in multimodigem Betrieb resultiert. Der Temperaturbereich, in welchem der Laser monomodig betrieben werden kann und somit auch der sogenannte spektrale Abstimmbereich, wird also bestimmt durch die Kopplungsstärke, die Breite der Verstärkungskurve sowie deren Temperaturabhängigkeit.

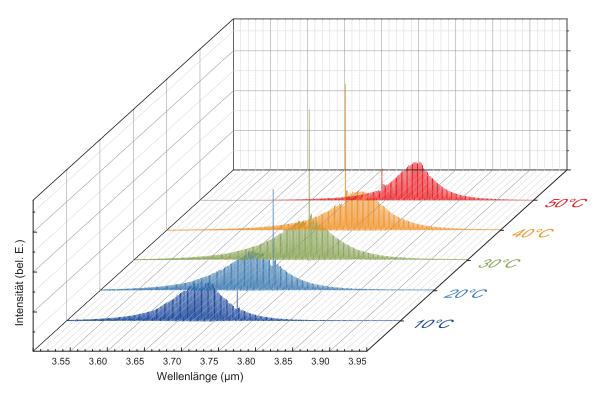


Abbildung 9.2: ASE-Spektren eines $1.2\,\mathrm{mm}$ langen und $7.8\,\mathrm{\mu m}$ breiten, unterhalb der Schwelle betriebenen DFB-ICLs im Temperaturbereich zwischen $10\,^{\circ}\mathrm{C}$ und $50\,^{\circ}\mathrm{C}$. Die Gitterperiode beträgt $548\,\mathrm{nm}$.

Des Weiteren wurde untersucht, wie groß der unter Variation der Gitterperiode bei Raumtemperatur für DFB-Betrieb nutzbare Bereich des Verstärkungsspektrums ist. Aufgrund der stärkeren Wechselwirkung mit dem Gitter erfolgten die Messungen an 2.4 mm langen DFB-Lasern. Bei einem Pumpstrom von 100 mA konnte, wie in Abbildung 9.3 dargestellt ist, bei einer Temperatur von 20 °C für sämtliche Gitterperioden zwischen 546 nm und 562 nm DFB-Betrieb nachgewiesen werden. Dies entspricht einem nutzbaren spektralen Bereich von mehr als 100 nm, was sich gut mit den veröffentlichten Werten von ICL-DFBs mit Gittern auf der Stegoberseite vergleicht [111]. Durch die Verwendung von schmaleren Laserstegen und der damit einherge-

henden Erhöhung der Kopplung konnte im Wellenlängenbereich um 2.8 µm sogar ein Bereich von mehr als 150 nm nutzbar gemacht werden [61].

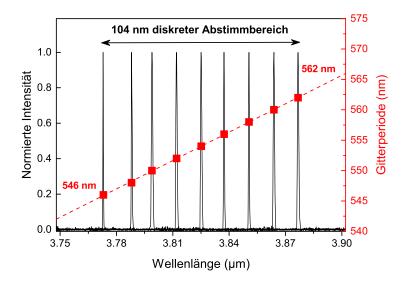


Abbildung 9.3: Monomodige Spektren von $2.4 \,\mathrm{mm}$ langen und $9.8 \,\mathrm{\mu m}$ breiten Lasern mit Gitterperioden zwischen $546 \,\mathrm{nm}$ und $562 \,\mathrm{nm}$. Die Laser wurden bei einer Stromstärke von $100 \,\mathrm{mA}$ und einer Wärmesenkentemperatur von $20 \,\mathrm{^{\circ}C}$ betrieben.

An einem Laser mit einer Gitterperiode von 548 nm wurden Spektren unter Stromund Temperaturänderung aufgenommen. In Abbildung 9.4 a ist das entsprechende Verhalten der DFB-Mode dargestellt. Unter Temperaturänderung wurde eine Wellenlängenänderung von 0.310 nm/K ermittelt, während die Mode unter Änderung des Pumpstromes mit einer Rate von 0.065 nm/mA schiebt. Insgesamt konnte somit ein Bereich von mehr als 10 nm im longitudinal einmodigen Betrieb abgedeckt werden. Hat der aktive Bereich des Lasers eine bestimmte Temperatur erreicht, wird das Spektrum multimodig, da sich das Maximum der Verstärkungskurve zu weit von der DFB - Mode entfernt hat. Es ist zu erkennen, dass dies bei einer Betriebstemperatur von $10\,^{\circ}\text{C}$ bei Pumpströmen oberhalb von $135\,\text{mA}$ geschieht, während bei $T=35\,^{\circ}\text{C}$ aufgrund der schon erhöhten Grundtemperatur schon ab 115 mA kein monomodiger Betrieb mehr beobachtbar ist. Aus der auf die Pumpleistung bezogenen Wellenlängenänderung von 0.017 nm/mW lässt sich der thermische Widerstand des Bauteils zu 55 W/K bestimmen. Dies ist etwas höher als erwartet, jedoch im Rahmen der durch den manuellen Aufbau zu erwartenden Schwankungen vereinbar mit den in Kapitel 8 ermittelten Werten für RWG-Laser mit vergleichbarer Pumpfläche. Ein nur 1.2 mm langer Laser zeigte aufgrund des höheren thermischen Widerstandes eine

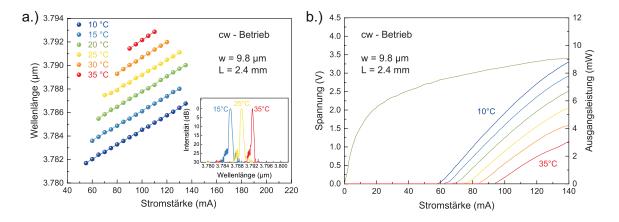


Abbildung 9.4: a.) Spektrales Abstimmverhalten der DFB-Mode eines ICLs unter Variation der Temperatur und des Pumpstromes. Im Einsatzgraph sind Spektren bei einem Betriebsstrom von 100 mA und Wärmesenkentemperaturen von 15 °C, 25 °C und 35 °C gezeigt. Die Seitenmodenunterdrückung liegt bei über 30 dB. b.) Elektro- optische Kennlinien eines DFB ICLs im cw-Betrieb bei Wärmesenkentemperaturen zwischen 10 °C und 35 °C.

stärkere Wellenlängenänderung von 0.079 nm/mA. Für Anwendungen, in denen eine schnelle Modulation der Wellenlänge wünschenswert ist, ist der Einsatz kürzerer Kavitäten also vorteilhaft. Eine weitere Möglichkeit der Manipulation dieser Kenngröße besteht natürlich ebenso in der Variation des thermischen Widerstandes durch den Aufbauprozess. Im Einsatzgraph von Abbildung 9.4 a sind Spektren bei verschiedenen Wärmesenkentemperaturen und einem konstanten Pumpstrom von 100 mA gezeigt. Aufgrund der für FTIR-Messungen charakteristischen Artefakte im unmittelbaren Bereich um die DFB-Mode ist das Signal-Untergrundverhältniss mit 22 dB anzugeben, während die Seitenmodenunterdrückung (engl.: Side Mode Suppression Ratio, SMSR) über 30 dB liegt. Sie gibt an, wie viel stärker die DFB-Mode in Verhältnis zur zweitintensivsten Mode ist:

$$SMSR = 10 \cdot Log_{10} \frac{P_1}{P_2}.$$
(9.2)

Neben den spektralen Eigenschaften wurden elektro-optische Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Diese sind in Abbildung 9.4 b dargestellt. Bei einer Temperatur von 20 °C konnte eine Ausgangsleistung von über 6 mW im monomodigen Betrieb gemessen werden. Die Schwellenleistung von 203 mW ist etwa doppelt so hoch wie bei einem in der Literatur zu findenden DFB-ICL mit auf dem Steg positionierten Gittern [111]. Dieser ist jedoch auch einseitig mit einer hochreflektiven Facettenbeschichtung versehen, was die Schwellenleistung absenkt. Auch

wenn ein Vergleich mit Literaturwerten aufgrund von Unterschieden in den Stegdimensionen, der Facettenvergütung sowie der Lasermontage schwierig ist, kann man festhalten, dass die Schwellenleistung deutlich geringer als bei QCLs ist, welche im spektralen Bereich des MIR emittieren. Typische Werte für cw-Betrieb liegen dabei eher im Bereich um 1000 mW [116] mit Rekordwerten im Bereich von 700 mW [117, 118].

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass das DFB-Konzept, welches einmodigen Betrieb durch Verlustkopplung mittels eines seitlich des Lasersteges aufgebrachtem Metallgitters ermöglicht, erfolgreich auf ICLs übertragen werden konnte. Als kritischster Parameter ist dabei die Position des Gitters, welche durch die Ätztiefe festgelegt ist, zu nennen. Mittels weiterer Optimierungen der Kopplungsstärke, beispielsweise durch Variation der geometrischen Dimensionen des Lasersteges als auch des Metallgitters, sollte es möglich sein, den DFB-Betrieb über einen weiteren Temperatur - und somit auch Spektralbereich aufrecht zu halten, was in der Absorptionsspektroskopie von Nutzen wäre, um weiter entfernte Absorptionslinien mehrerer Gase mit nur einer Laserquelle detektieren zu können. Für die Messung einzelner Absorptionslinien ist der erreichte Abstimmbereich jedoch schon mehr als ausreichend. Weiterhin ließe sich durch eine stärkere Kopplung der optischen Mode mit dem Metallgitter eine höhere Ausgangsleistung erzielen. Letztere kann ebenso durch adäquate Facettenvergütung und Lasermontage erhöht werden, sodass deutlich höhere Ausgangsleistungen im monomodigen Betrieb möglich sein sollten. Für die meisten Anwendungen im Bereich der Absorptionsspektroskopie sind einige mW jedoch schon ausreichend, um sehr geringe Konzentrationen von Gasen zu detektieren. So konnten mithilfe von ICL-DFBs mit einer typischen Ausgangsleistung zwischen 2 und 5 mW beispielsweise CH₄ [119, 120], C₂H₆ [120, 121] und CH₃SH [122] mit Konzentrationen von wenigen ppb (engl.: parts per billion, ppb) nachgewiesen werden.

9.2 Spektrale Breite von Interbandkaskadenlasern

Wenn spektral einmodige Laser benötigt werden, bestimmt die spektrale Emissionsbreite, für welchen Spektralbereich das epitaktisch hergestellte Lasermaterial zur Prozessierung von DFB-Lasern tauglich ist. Betrachtet man idealisierte Halbleiterlaser im Gleichgewichtszustand, so ist die Verstärkung und damit die Ladungsträgerdichte oberhalb der Laserschwelle konstant. Wird der Pumpstrom erhöht, so erhöht sich auf einer Zeitskala von Nanosekunden die stimulierte Emissionsrate und baut den Ladungsträgerüberschuss wieder ab [18]. Durch die stromabhängige Messung der

spontanen Emission, welche direkt proportional zum Quadrat der Ladungsträgerdichte ist, konnte für ICLs bereits gezeigt werden, dass diese für Temperaturen oberhalb von 180 K über der Laserschwelle keinesfalls konstant ist, sondern zunimmt [123]. Dies hat eine Zunahme der Verluste, welche von der Ladungsträgerdichte abhängig sind, mit steigendem Pumpstrom zur Folge. Weiterhin kann man beobachten, dass durch die damit verbundene Zunahme der Verstärkung das Emissionsspektrum von ICLs mit steigender Stromstärke deutlich breiter wird.

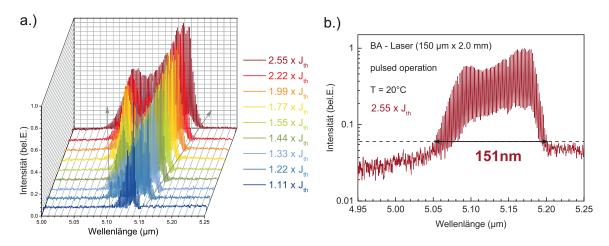


Abbildung 9.5: a.) Emissionsspektren eines bei 20 °C gepulst betriebenen BA - ICLs unter Variation des Pumpstroms. b.) Emissionsspektrum des BA - ICLs bei einem Betriebsstrom von $2.55 \times J_{th}$.

Dies ist in Abbildung 9.5 a gezeigt. Der BA-ICL, welcher gepulst bei einer Temperatur von 20 °C betrieben wurde, emittiert im Spektralbereich zwischen 5.1 µm und 5.2 µm, wobei das Spektrum mit steigendem Pumpstrom aufweitet. Wie in Abbildung 9.5 b gezeigt ist, erreicht das Spektrum des Lasers eine Breite von mehr als 150 nm. Zur Ermittlung der spektralen Breite wurde bei logarithmischer Auftragung beobachtet, bis zu welcher Wellenlänge sich äquidistante Fabry-Pérot-Moden deutlich vom Rauschen des Messignals abheben. Um das Verhalten in verschiedenen Wellenlängenbereichen zu untersuchen, wurden die gleichen Messungen an BA-Lasern mit einer Wellenlänge von 3.06 und 4.08 µm durchgeführt. In Abbildung 9.6 ist die spektrale Breite der Emissionsspektren in Abhängigkeit vom Pumpstrom unter gepulster Anregung für BA-Laser mit verschiedenen Emissionswellenlängen gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Spektren bei höherer Wellenlänge deutlich breiter sind. Während der ICL mit $\lambda = 3.06$ µm eine Breite von 40 nm erreicht, deckt der ICL mit $\lambda = 4.08$ µm bei hohen Pumpströmen schon einen Bereich von mehr als 70 nm ab.

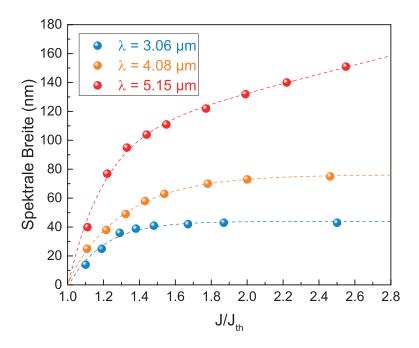


Abbildung 9.6: Spektrale Breite in Abhängigkeit des Pumpstroms für verschiedene BA-ICLs mit Emissionswellenlängen im Bereich von , 4 und $5 \,\mu m$.

Noch breitbandiger emittiert der ICL mit $\lambda = 5.15 \, \mu m$. Betrachtet man dies jedoch in Einheiten der Energie, lässt sich feststellen, dass die energetische Breite der Spektren vergleichbar ist. So zeigen alle Laser bei einem Pumpstrom von $2J_{th}$ eine energetische Breite von etwa 6 meV. Darüber hinaus fällt auf, dass die Ladungsträgerdichte im Falle des langwelligsten Lasers selbst bei relativ hohen Pumpströmen nicht zu sättigen scheint, da die spektrale Breite selbst oberhalb eines Pumpstroms von $2J_{th}$ weiter zunimmt. Dies könnte ein Indiz dafür sein, dass die internen Verluste mit steigendem Pumpstrom zunehmen und somit die Ladungsträgerdichte weiter zunimmt. Dieser Effekt wird in der Literatur auch als "efficiency-droop" bezeichnet [124].

Zusammenfassung

Aufgrund der hohen Sensitivität bei der Absorptionsmessung von Gasen im Spektralbereich des mittleren Infrarot steigt die Nachfrage nach monolithischen, kompakten und energieeffizienten Laserquellen in Wellenlängenfenster zwischen 3 und 6 µm stetig. In diesem Bereich liegen zahlreiche Absorptionsbanden von Gasen, welche sowohl in der Industrie als auch in der Medizintechnik von Relevanz sind. Mittels herkömmlicher Diodenlaser konnte dieser Bereich bisher nur unzureichend abgedeckt werden, während Quantenkaskadenlaser infolge ihrer hohen Schwellenleistungen vor allem für portable Anwendungen nur bedingt geeignet sind. Interbandkaskadenlaser kombinieren die Vorteile des Interbandübergangs von konventionellen Diodenlasern mit der Möglichkeit zur Kaskadierung der Quantenkaskadenlaser und können einen sehr breiten Spektralbereich abdecken.

Das übergeordnete Ziel der Arbeit war die Optimierung von molekularstrahlepitaktisch hergestellten Interbandkaskadenlasern auf GaSb-Basis im Spektralbereich des mittleren Infrarot für den Einsatz in der Gassensorik. Dies impliziert die Ermöglichung von Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur, das Erreichen möglichst geringer Schwellenleistungen sowie die Entwicklung eines flexiblen Konzepts zur Selektion von nur einer longitudinalen Mode.

Da die Qualität der gewachsenen Schichten die Grundvoraussetzung für die Herstellung von performanten Bauteilen darstellt, wurde diese im Rahmen verschiedener Wachstumsserien eingehend untersucht. Nachdem das Flussverhältnis zwischen den Gruppe - V Elementen Sb und As ermittelt werden konnte, bei dem die InAs/AlSb-Übergitter der Mantelschichten verspannungskompensiert hergestellt werden können, wurde die optimale Substrattemperatur beim Wachstum dieser zu 450 °C bestimmt. Anhand von PL - sowie HRXRD - Messungen an Testproben konnte auch die optimale Substrattemperatur beim Wachstum der charakteristischen W - Quantenfilme zu 450 °C festgelegt werden. Als weiterer kritischer Parameter konnte der As - Fluss beim Wachstum der darin enthaltenen InAs - Schichten identifiziert werden. Die besten Ergebnisse wurden dabei mit einem As - Fluss von $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr erzielt. Darüber hinaus konnte in Kooperation mit der Technischen Universität Breslau eine

sehr hohe gute Wachstumshomogenität auf den verwendeten 2'' großen GaSb - Wafern nachgewiesen werden.

Im Anschluss an die Optimierung des Wachstums verschiedener funktioneller Bestandteile wurden basierend auf einem in der Literatur veröffentlichten Laserschichtaufbau diverse Variationen mit dem Ziel der Optimierung der Laserkenndaten untersucht. Zum Vergleich wurden 2.0 mm lange und 150 µm breite, durch die aktive Zone geätzte Breitstreifenlaser herangezogen.

Eine erhebliche Verbesserung der Kenndaten konnte durch die Anwendung des Konzepts des Ladungsträgerausgleichs in der aktiven Zone erreicht werden. Bei einer Si-Dotierkonzentration von $5.0 \times 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ in den inneren vier InAs-Filmen des Elektroneninjektors konnte die niedrigste Schwellenleistungsdichte von 491 W/cm² erreicht werden, was einer Verbesserung von 59 % gegenüber des Referenzlasers entspricht. Mithilfe längenabhängiger Messungen konnte gezeigt werden, dass der Grund für die Verbesserung in der deutlichen Reduzierung der internen Verluste auf nur 11.3 cm⁻¹ liegt. Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Laserkenngrößen von der Anzahl der verwendeten Kaskaden in den Grenzen von 1 bis 12 untersucht. Wie das Konzept der Kaskadierung von Quantenfilmen erwarten ließ, wurde eine monotone Steigerung des Anstiegs der Strom-Lichtleistungskennlinie sowie eine Proportionalität zwischen der Einsatzspannung und der Kaskadenzahl nachgewiesen. Für ICLs mit einer gegebenen Wellenleiterkonfiguration und einer Wellenlänge um 3.6 µm wurde bei einer Temperatur von 20 °C mit 326 W/cm² die niedrigste Schwellenleistungsdichte bei einem ICL mit vier Kaskaden erreicht. Des Weiteren konnte für einen ICL mit 10 Kaskaden und einer Schwellenstromdichte von unter 100 A/cm² ein Bestwert für Halbleiterlaser in diesem Wellenlängenbereich aufgestellt werden. Eine weitere Reduktion der Schwellenleistungsdichte um 24 % konnte anhand von Lasern mit fünf Kaskaden durch die Reduktion der Te-Dotierung von $3\times10^{17}\,\mathrm{cm^{-3}}$ auf $4 \times 10^{16} \,\mathrm{cm}^{-3}$ im inneren Teil der SCLs erreicht werden. Auch hier wurde mittels längenabhängiger Messungen eine deutliche Reduktion der internen Verluste nachgewiesen. In einer weiteren Untersuchung wurde der Einfluss der SCL-Dicke auf die spektralen sowie elektro-optischen Eigenschaften untersucht. Darüber hinaus konnten ICLs realisiert werden, deren Mantelschichten nicht aus kurzperiodigen InAs/AlSb-Übergittern sondern aus quaternärem Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93} bestehen. Für einen derartig hergestellten ICL konnte eine Schwellenstromdichte von 220 A/cm² bei einer Wellenlänge von 3.4 µm gezeigt werden.

Mithilfe der durch die verschiedenen Optimierungen gewonnenen Erkenntnisse sowie Entwurfskriterien aus der Literatur wurden im Rahmen diverser internationaler Kooperationsprojekte ICLs bei verschiedenen Wellenlängen zwischen 2.8 und 5.7 µm hergestellt. Der Vergleich der Kenndaten zeigt einen eindeutigen Trend zu einer steigenden Schwellenstromdichte mit steigender Wellenlänge. Die charakteristische Temperatur der untersuchten Breitstreifenlaser nimmt von circa 65 K bei λ =3.0 µm mit steigender Wellenlänge auf ein Minimum von 35 K im Wellenlängenbereich um 4.5 µm ab und steigt mit weiter steigender Wellenlänge wieder auf 45 K an. Ein möglicher Grund für dieses Verhalten konnte mithilfe von Simulationen in der Anordnung der Valenzbänder im W-Quantenfilm gefunden werden.

Zur Untersuchung der Tauglichkeit der epitaktisch hergestellten Schichten für den in der Anwendung hilfreichen Dauerstrichbetrieb oberhalb von Raumtemperatur wurden Laser in Stegwellenleitergeometrie mit einer aufgalvanisierten Goldschicht zur verbesserten Wärmeabfuhr hergestellt. Nach dem Aufbau der Laser auf Wärmesenken wurde der Einfluss der Kavitätslänge sowie der Stegbreite auf diverse Kenndaten untersucht. Des Weiteren wurden eine Gleichung verifiziert, welche es erlaubt die maximal erreichbare Betriebstemperatur im Dauerstrichbetrieb aus der auf die Schwellenleistung bezogenen charakteristischen Temperatur sowie dem thermischen Widerstand des Bauteils zu berechnen. Mithilfe von optimierten Bauteilen konnten Betriebstemperaturen von mehr als 90 °C und Ausgangsleistungen von mehr als 100 mW bei einer Betriebstemperatur von 20 °C erreicht werden.

Im Hinblick auf die Anwendung der Laser in der Absorptionsspektroskopie wurde abschließend ein DFB-Konzept, welches zuvor bereits in konventionellen Diodenlasern zur Anwendung kam, erfolgreich auf das ICL-Material übertragen. Dabei kommt ein periodisches Metallgitter zum Einsatz, welches seitlich der geätzten Stege aufgebracht wird und aufgrund von Verlustkopplung eine longitudinale Mode bevorzugt. Durch den Einsatz von unterschiedlichen Gitterperioden konnten monomodige ICLs basierend auf dem selben Epitaxiematerial in einem spektralen Bereich von mehr als 100 nm hergestellt werden. Ein 2.4 mm langer DFB-Laser konnte einen Abstimmbereich von mehr als 10 nm bei Verschiebungsraten von 0.310 nm/K und 0.065 nm/mA abdecken. Der DFB-ICL zeigte im Dauerstrichbetrieb in einem Temperaturbereich zwischen 10 und 35 °C monomodigen Betrieb mit einer Ausgangsleistung von mehreren mW. Basierend auf dem in dieser Arbeit gewachsenem Material und dem DFB-Konzept konnte im Rahmen verschiedener Entwicklungsprojekte bereits erfolgreich Absorptionsspektroskopie in einem breiten Spektralbereich des mittleren Infrarot betrieben werden.

Summary

Due to the high sensitivity regarding absorption spectroscopy in the mid infrared spectral range the demand for monolithic, compact and energy efficient laser sources in the wavelength window between 3 and 6 µm is steadily increasing. Numerous absorption bands of gases relevant in industrial and medical applications are situated in this window. Utilizing conventional diode lasers this range could not be sufficiently covered, whereas quantum cascade lasers are of limited suitability for portable applications due to their high threshold power. Interband cascade lasers combine the advantage of interband transitions with the possibility of cascading from quantum cascade lasers and can cover a very wide spectral range.

The main objective of this work was the optimization of molecular epitaxially grown mid infrared interband cascade lasers based on GaSb substrates for their utilization in gas sensing. This implies the realization of continuous wave operation at room temperature, to achieve as low threshold powers as possible and also the development of a flexible concept that realizes the selection of a single longitudinal mode.

Since the quality of epitaxially grown layers is of high importance for the fabrication of high performance devices it was investigated and optimized in various growth series. After the flux ratio between the group - V elements Sb and As, that enables strain compensation in InAs/AlSb superlattices, was found the optimal substrate temperature during growth of these was determined to 450 °C. Using PL - as well as HRXRD-measurements of test samples the optimal substrate temperature during growth of the characteristic W - quantum wells was also set to 450 °C. The As - flux during the growth of the InAs layers inside these wells could be identified as a critical parameter as well. The best results could be achieved at an As - flux of $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-6}$ torr. Moreover a very high growth homogeneity on the GaSb wafers of 2" size could be verified in cooperation with the Wrocław University of Science and Technology.

Subsequently to the growth optimizations of the different functional groups of the laser structure various variations based on a published laser design were investigated in order to optimize the laser characteristics. To compare the results 2.0 mm long and 150 µm wide broad area lasers were processed and characterized.

A significant improvement of the laser characteristics could be achieved due to the implementation of the carrier rebalancing concept inside the active region. A Si-doping concentration of $5.0 \times 10^{18} \,\mathrm{cm}^{-3}$ in the inner four InAs - layers of the electron injector lead to a threshold power density as low as 491 W/cm². This equals a 59 % reduction from the value of the reference structure. By conducting cavity length dependent measurements the reason for this improvement could be found in the reduction of the internal losses to a value of only 11.3 cm⁻¹. Furthermore the dependence of different characteristic variables on the number of cascades inside the active region was investigated within the limits of 1 to 12 cascades. As expected from the concept of cascading a monotonic increase of the slope of the current-output power characteristic with the number of cascades and a proportionality between set in voltage and the number of cascades was found. For ICLs with a given waveguide configuration and a wavelength of 3.6 µm the lowest threshold power density of 326 W/cm² at a temperature of 20 °C was achieved for a four stage ICL. Beyond that a threshold current density of less than 100 A/cm² could be found for a device with 10 cascades a record for semiconductor lasers in this wavelength range. Additionally a reduction of the threshold power density in five stage ICLs of 24% could be achieved with the reduction of the doping density in the inner part of the separate confinement layers from $3 \times 10^{17} \,\mathrm{cm}^{-3}$ to $4 \times 10^{16} \,\mathrm{cm}^{-3}$. The reason for this was also found in a significant reduction of the internal loss. In a further test series the influence of the separate confinement layer-thickness on the spectral and electro-optic properties was investigated. Additionally ICLs were realized with cladding layers made of quaternary Al_{0.85}Ga_{0.15}As_{0.07}Sb_{0.93} instead of InAs/AlSb-superlattices. For an ICL of this kind a threshold current density of 220 A/cm² at a wavelength of 3.4 um could be reached.

Based on the before mentioned improvements and design rules from literature several ICLs in the wavelength window between 2.8 and 5.7 µm were fabricated in the framework of different international projects. Comparing these results a clear trend towards an increase in threshold current density with increasing wavelength was found. The characteristic temperature of the processed broad area lasers decreases from 65 K at λ =3.0 µm to a minimum of 35 K in the wavelength region around 4.5 µm and increases again for ICLs with even longer wavelengths. A possible reason for this was found in the arrangement of the valence bands in the W-quantum well.

To investigate the capability of continuous wave operation above room temperature, which brings a clear benefit in applications, ridge waveguide lasers with a thick electroplated gold layer for improved heat dissipation were processed. After mounting

the lasers on heat sinks the influence of the device length and width on several characteristics was determined. Furthermore an equation was verified which allows predicting the maximum operation temperature in continuous wave operation from the threshold power based characteristic temperature and the thermal resistance of a laser device. Optimized devices could reach a maximum operation temperature in continuous wave mode of more than $90\,^{\circ}\text{C}$ and an output power of more than $100\,\text{mW}$ at an operation temperature of $20\,^{\circ}\text{C}$.

With regard to the application in absorption spectroscopy a DFB concept, which has already been demonstrated in conventional diode lasers, could be successfully adapted for ICLs. The concept is based on a metal grating that is placed on the side of the laser ridge and favours one longitudinal mode due to loss coupling. By utilizing different grating periods single mode ICLs based on the same epitaxial material could be fabricated in a spectral range of more than 100 nm width. A 2.4 mm long DFB-laser could cover a tuning range of more than 10 nm with temperature and current tuning rates of 0.310 nm/K and 0.065 nm/mA respectively. The DFB-ICL device showed single mode operation in a temperature range from 10 to 35 °C with an output power of several mW. Based on the epitaxial material grown in this work and the DFB-concept a variety of absorption spectroscopy experiments in the framework of several projects could be carried out in a wide range of the mid infrared spectral region.

Literaturverzeichnis

- [1] Hall, R. N.: Stimulated emission semiconductor devices. 5 1962. US Patent US3245002 A
- [2] J. HECHT: Beam: The Race to Make the Laser. 1. Auflage. New York, USA: Oxford University Press, Inc., 2005
- [3] GrandViewResearch: Semiconductor Laser Market Report. 2016
- [4] H. TAKETOMI, Y. Aoki, Y. Takagi, A. Sugiyama, M. Kuwabara, H. Yoshida: Over 1 W record-peak-power operation of a 338 nm AlGaN multiple-quantum-well laser diode on a GaN substrate. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 55 (2016), Nr. 5S
- [5] S. Takagi, M. Ueno, K. Katayama, T. Ikegami, T. Nakamura, K. Yanashima: High-Power and High-Efficiency True Green Laser Diodes. In: SEI Tech. Rev. 77 (2013)
- [6] L. A. COLDREN, S. W. Corzine, M. L. Mashanovitch: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. 2nd Edition. John Wiley & Sons, 2012
- [7] L. CERUTTI, J. B. Rodriguez, E. Tournie: GaSb-Based Laser, Monolithically Grown on Silicon Substrate, Emitting at 1.55 μ m at Room Temperature. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 22 (2010), Nr. 8, S. 553–555
- [8] K. Vizbaras, M.- C. Amann: Room-temperature 3.73 μ m GaSb-based type-I quantum-well lasers with quinternary barriers. In: Semicond. Sci. Technol. 27 (2012), Nr. 032001
- [9] S. W. Sharpe, T. J. Johnson, R. L. Sams, P. M. Chu, G. C. Rhoderick, P. A. Johnson: Gas-Phase Databases for Quantitative Infrared Spectroscopy. In: Appl. Spectrosc. 58 (2004), Nr. 12, S. 1452–1461

- [10] T. HOSODA, G. Kipshidze, L. Shterengas und G. Belenky: Diode lasers emitting near 3.44 μ m in continuous-wave regime at 300K. In: *Electron. Lett.* 24 (2010), Nr. 11
- [11] R. Q. Yang: Infrared laser based on intersubband transitions in quantum wells. In: *Superlattice. Microst.* 17 (1995), Nr. 1, S. 77–83
- [12] R. Q. Yang, B. H. Yang, D. Zhang, C. H. Lin, S. J. Murry, H. Wu, S. S. Pei: High power mid-infrared interband cascade lasers based on type-II quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 71 (1997), Nr. 17, S. 2409–2411
- [13] M. Kim, C. L. Canedy, W. W. Bewley, C. S. Kim, J. R. Lindle, J. Abell, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Interband cascade laser emitting at λ =3.75 μ m in continuous wave above room temperature. In: *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008), Nr. 191110
- [14] I. Vurgaftman, J. Meyer, L. Ram-Mohan: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. In: *J. Appl. Phys.* 89 (2001), S. 5815
- [15] S. Hunklinger: Festkörperphysik. 3. Auflage. München: Oldenbourg, 2011
- [16] Y. P. Varshni: Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. In: *Physica* 34 (1967), Nr. 1, S. 149–154
- [17] L. ESAKI, L.L. Chang: New Transport Phenomenon in a Semiconductor "Superlattice". In: *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974), Nr. 8, S. 495–498
- [18] L. A. COLDREN, S. W. Corzine: *Diode Lasers, Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, 1995
- [19] W. Shockley, W. T. Read: Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (1952), Nr. 5, S. 835–842
- [20] R. N. Hall: Electron-Hole Recombination in Germanium. In: *Physical Review Letters* 87 (1952), S. 387
- [21] S. L. Chuang: *Physics of Photonic Devices*. 2nd Edition. John Wiley & Sons, 2009
- [22] M. TAKESHIMA: Auger recombination in InAs, GaSb, InP, and GaAs. In: J. Appl. Phys. 43 (1972), S. 4114–4119

- [23] A. Haug: Auger recombination in direct-gap semiconductors: band-structure effects. In: *J. Phys. C: Solid State Phys.* 16 (1983), S. 4159–4172
- [24] J. R. MEYER, C. L. Felix, W. W. Bewley, I. Vurgaftman, E. H. Aifer, L. J. Olafsen, J. R. Lindle, C. A. Hoffman, M. -J. Yang, B. R. Bennett, B. V. Shanabrook, H. Lee, C.-H. Lin, S. S. Pei, R. H. Miles: Auger coefficients in type-II InAs/Ga_{1-x}In_xSb quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998), Nr. 20
- [25] S. HAUSSER, G. Fuchs, A. Hangleiter, K. Streubel, W. T. Tsang: Auger recombination in bulk and quantum well InGaAs. In: Appl. Phys. Lett. 56 (1990), S. 913–915
- [26] A. D. Andreev, G. G. Zegrya: Auger recombination in strained quantum wells. In: *Semiconductors* 31 (1997), Nr. 3, S. 297–303
- [27] C. H. Grein, P. M. Young, M. E. Flatté, H. Ehrenreich: Long wavelength InAs/InGaSb infrared detectors: Optimization of carrier lifetimes. In: J. Appl. Phys. 78 (1995), Nr. 12, S. 7143–7152
- [28] A. Chandola, R. Pino, P. S. Dutta: Below bandgap optical absorption in tellurium-doped GaSb. In: Semicond. Sci. Technol. 20 (2005), S. 886–893
- [29] A. R. Adams: The Temperature Dependence of the Efficiency and Threshold Current of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} Lasers Related to Intervalence Band Absorption. In: *Jap. J. Appl. Phys.* 19 (1980), Nr. 10
- [30] G. N. CHILDS, S. Brand, R. A. Abram: Intervalence band absorption in semiconductor laser materials. In: *Semicond. Sci. Technol.* 1 (1986), S. 116–120
- [31] M. ASADA, G. G. Zegrya: Gain and Intervalence Band Absorption in Quantum-Well Lasers. In: *J. of Quant. Electr.* 20 (1984), Nr. 7, S. 745–753
- [32] G. Fuchs, J. Hörer, A. Hangleiter, V. Härle, F. Scholz, R. W. Glew, L. Goldstein: Auger coefficients in type-II InAs/Ga_{1-x}In_xSb quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992), S. 231–233
- [33] J. Carroll, J. Whiteaway, D.Plumb: Distributed feedback semiconductor lasers. The Institution of Electrical Engineers, 1998
- [34] Buus, J.: Analytical Approximation for the Reflectivity of DH Lasers. In: J. of Quant. Electr. 17 (1981), Nr. 12, S. 2256–2257

- [35] W. W. Bewley, J. R. Lindle, C. L. Canedy, M. Kim, C. S. Kim, D. C. Larrabee, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Gain, loss, and internal efficiency in interband cascade lasers emitting at λ=3.6-4.1μm. In: J. Appl. Phys. 103 (2008)
- [36] I. VURGAFTMAN, M. Kim, C. S. Kim, W. W. Bewley, C. L. Canedy, J. R. Lindle, J. R. Meyer: Auger Recombination, Internal Loss, and Other Processes in Interband Cascade Lasers. In: *Proc. of SPIE* 7211 (2009), S. 721111/1–8
- [37] R. Q. YANG, S. S. Pei: Novel type II quantum cascade lasers. In: J. Appl. Phys. 79 (1996), Nr. 11, S. 8197–8203
- [38] I. Vurgaftman, W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, J. R. Lindle, C. D. Merrit, J. Abell, J. R. Meyer: Mid-IR Type-II Interband Cascade Lasers. In: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 17 (2011), Nr. 5, S. 1435–1444
- [39] J. FAIST, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho: Theory of the Infrared Absorption of Carriers in Germanium and Silicon. In: Science 264 (1994), S. 553–556
- [40] J. Faist, A. Tredicucci, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho: High-power continuous-wave quantum cascade lasers. In: *IEEE J. Quantum. Electron.* 34 (1998), S. 336
- [41] C. L. Felix, W. W. Bewley, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, D. Zhang, C.-H. Lin, R. Q. Yang, S. S. Pei: Interband Cascade Laser Emitting >1 Photon per Injected Electron. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 9 (1995), Nr. 11, S. 1433–1435
- [42] B. H. YANG, D. Zhang, Rui Q. Yang, C.-H. Lin, S. J. Murry, S. S. Pei: Mid-infrared interband cascade lasers with quantum efficiencies > 200 %. In: Appl. Phys. Lett. 72 (1998), Nr. 18, S. 2220–2222
- [43] J. R. MEYER, C. A. Hoffman, F. J. Bartoli, L. R. Ram-Mohan: Type-II quantum-well lasers for the mid-wavelength infrared. In: *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995), Nr. 6
- [44] G. Sek, F. Janiak, M. Motyka, K. Ryczko, J. Misiewicz, A. Bauer, S. Höfling, A. Forchel: Carrier loss mechanisms in type II quantum wells for the active region of GaSb-based mid-infrared interband cascade lasers. In: *Opt. Mat.* 33 (2011), S. 1817–1819

- [45] E. Kuramochi, Y. Takanashi: Strain effects in InGaSb/AlGaSb quantum wells grown by molecular beam epitaxy. In: *J. Appl. Phys.* 77 (1995), Nr. 11, S. 5706–5711
- [46] T. A. NILSEN, M. Breivik, E. Selvig, B. O. Fimland: Critical thickness of MBE-grown Ga_{1-x}In_xSb (x<0.2) on GaSb. In: *J. Cryst. Growth* 311 (2009), S. 1688–1691
- [47] W. ZAWADSKI: Lecture Notes in Physics. Bd. 133. 1980
- [48] W. Lau, M. R. Singh: Activationless generation-recombination current in semimetallic heterostructures: application to InAs/GaSb. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 10 (1998), S. 4257–4266
- [49] M. G. A. Bernard, G. Duraffourg: Laser conditions in semiconductors. In: *Phys. Stat. Sol.* 1 (1961), Nr. 7, S. 699–703
- [50] VURGAFTMAN, J.R. I. und M. I. und Meyer: *High-Temperature Interband Cascade Lasers*. April 22 2010. US Patent App. 12/402,627
- [51] VURGAFTMAN, I.; MEYER, J.R.; CANEDY, C.L.; BEWLEY, W.W.; LINDLE, J.R.; KIM, C.S.; KIM, M.: Interband Cascade Lasers. Mai 24 2012. – US Patent App. 13/023,656
- [52] L. J. OLAFSEN, E. H. Aifer, I. Vurgaftman, W. W. Bewley, C. L. Felix, J. R. Meyer, D. Zhang, C.-H. Lin, S. S. Pei: Near-room-temperature mid-infrared interband cascade laser. In: Appl. Phys. Lett. 72 (1998), Nr. 19, S. 2370–2372
- [53] K. Vizbaras, A. Vizbaras, A. Andrejew, C. Grasse, S. Sprengel, M.- C. Amann: Room-temperature type-I GaSb-based lasers in the 3.0 3.7 μ m wavelength range. In: *Proc. SPIE*, *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XI* 8277 (2012), Nr. 82771B
- [54] D.H. Chow, R. H. Miles, T. C. Hasenberg, A. R. Kost, Y.H. Zhang, H. L. Dunlap, L. West: Midwave infrared diode lasers based on GaInSb/InAs and InAs/AlSb superlattices. In: Appl. Phys. Lett. 67 (1995), Nr. 25, S. 3700–3702
- [55] D. H. Chow, Y. H. Zhang, R. H. Miles, H. L. Dunlap: Structural and transport properties of InAs/AlSb superlattices. In: J. Cryst. Growth 150 (1995), S. 879– 882

- [56] X.Wang, C. Yin, Z. Cao: *Progress in Planar Optical Waveguides*. Springer Verlags, 2015 (Springer Tracts in Modern Physic)
- [57] C. CANEDY, W. W. Bewley, G. I. Boishin, C. S. Kim, I. Vurgaftman, M. Kim, J. R. Meyer, L. J. Whitman: Molecular beam epitaxy growth and characterization of mid-IR type-II "W"diode lasers. In: J. Vac. Sci. Technol. B 23 (2005), Nr. 3, S. 1119–1124
- [58] E. V. Arzhanov, A. P. Bogatov, V. P. Konyaev, O. M. Nikitina, V. I. Shvei-kin: Waveguiding properties of heterolasers based on InGaAs/GaAs strained quantum-well structures, characteristics of their gain spectra. In: *Quantum Electronics* 24 (1994), Nr. 7, S. 581
- [59] E. P. O'Reilly, A. I. Onischenko, E. A. Avrutin, D. Bhattacharyya, J. H. Marsh: Longitudinal mode grouping in InGaAs/GaAs/AlGaAs quantum dot lasers: origin, means of control. In: *Electron. Lett.* 34 (1998), Nr. 21, S. 2035–2037
- [60] W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, I. Vurgaftman, M. Kim, J. R. Meyer: Antimonide type-II "W"lasers: growth studies, guided-mode leakage into substrate. In: *Physica E* 20 (2004), S. 466–470
- [61] J. SCHEUERMANN, R. Weih, M. v. Edlinger, L. Nähle, M. Fischer, J. Koeth, M. Kamp, S. Höfling: Single-mode interband cascade lasers emitting below 2.8 μm. In: Appl. Phys. Lett. 106 (2015), Nr. 161103
- [62] C. L. CANEDY, M. V. Warren, C. D. Merritt, W. W. Bewley, M. Kim, C. S. Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, M. Fradet, C. F. Frez, R. M. Briggs, S. Forouhar: Interband cascade lasers emitting at 4.6-6.1μm. In: 2016 International Semiconductor Laser Conference (ISLC) (2016), S. 1–2
- [63] J. W. MATTHEWS, A. E. Blakeslee: Defects in epitaxial multilayers: II. Dislocation pile-ups, threading dislocations, slip lines and cracks. In: J. Cryst. Growth 29 (1975), Nr. 3, S. 273–280
- [64] R. People, J. Bean: Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer heterostructures. In: *Appl. Phys. Lett.* 47 (1985), Nr. 3, S. 322–324
- [65] H. SITTER, M. Hermann: Molecular Beam Epitaxy-fundamentals, current status. Springer-Verlag, 1996

- [66] R. F. C. FARROW: Molecular Beam Epitaxy Application to Key Materials. Noyes Publications, 1995
- [67] R. P. Campion, C. T. Foxon, R. C. Bresnahan: Modulated beam mass spectrometer studies of a Mark V Veeco cracker. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 28 (2010), Nr. 3
- [68] P. D. Brewer, D. H. Chow, R. H. Miles: Atomic antimony for molecular beam epitaxy of high quality III-V semiconductor alloys. In: J. Vac. Sci. Technol. B 14 (1996), Nr. 3
- [69] R. K. Ahrenkiel, M. S. Lundstrom: *Minority Carriers in III-V Semiconductors: Physics and Applications.* Bd. 39. Academic Press, 1993
- [70] M. DYKSIK, M. Motyka, G. Sęk, J. Misiewicz, M. Dallner, R. Weih, M. Kamp, S. Höfling: Submonolayer Uniformity of Type II InAs/GaInSb W-shaped Quantum Wells Probed by Full-Wafer Photoluminescence Mapping in the Midinfrared Spectral Range. In: *Nanoscale Res. Lett.* 10 (2015), Nr. 1
- [71] G. Tuttle, H. Kroemer, J. H. English: Effects of interface layer sequencing on the transport properties of InAs/AlSb quantum wells: Evidence for antisite donors at the InAs/AlSb interface. In: *J. Appl. Phys.* 67 (1990), Nr. 6, S. 3032–3037
- [72] J. SPITZER, H. D. Fuchs, P. Etchegoin, M. Ilg, M. Cardona, B. Brar, H. Kroemer: Quality of AlAslike and InSblike interfaces in InAs/AlSb superlattices: An optical study. In: *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993), Nr. 18, S. 2274–2276
- [73] B. R. Benett, B. V. Shanabrook, E. R. Glaser: Interface control in InAs/AlSb superlattices. In: *Appl. Phys. Lett.* 65 (1994), Nr. 5, S. 598–600
- [74] J. Wagner, J. Schmitz, D. Behr, J. D. Ralston, P. Koidl: Interface formation in InAs/AlSb and InAs/AlSb quantum wells grown by molecular beam epitaxy. In: *Appl. Phys. Lett.* 65 (1996), Nr. 10, S. 1293–1295
- [75] B. JEHNICHEN, S. A. Stepanov, B. Brar, H. Kroemer: Interface roughness of InAs/AlSb superlattices investigated by x-ray scattering. In: J. Appl. Phys. 79 (1996), Nr. 1, S. 120–124
- [76] Q. Xie, J. E. Van Nostrand, J. L. Brown, C. E. Stutz: Arsenic for antimony exchange on GaSb, its impacts on surface morphology, and interface structure. In: J. Appl. Phys. 86 (1999), Nr. 1, S. 329–337

- [77] Kaspi, R.: Compositional abruptness at the InAs-on-GaSb interface: optimizing growth by using the Sb desorption signature. In: *J. Cryst. Growth* 201-202 (1999), S. 864–867
- [78] Kaspi, R.: As-soak control of the InAs-on-GaSb interface. In: *J. Cryst. Growth* 225 (2001), S. 544–549
- [79] B. Z. Nosho, B. R. Bennett, L. J. Whitman, M. Goldenberg: Effects of As₂ versus As₄ on InAs/GaSb heterostructures: As-for-Sb exchange and film stability. In: J. Vac. Sci. Technol. B 19 (2001), S. 1626–1630
- [80] M. LOSURDO, P. Capezzuto, G. Bruno, A. S. Brown, T. Brown, G. May: Fundamental reactions controlling anion exchange during mixed anion heterojunction formation: Chemistry of As-for-Sb and Sb-for-As exchange reactions. In: J. Appl. Phys. 100 (2006), Nr. 1, S. 013531
- [81] L. HE, Laura E. Clinger, Christopher J. K. Richardson: Stability of arsenide and antimonide surfaces during molecular beam epitaxy growth. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 31 (2013), Nr. 6, S. 061204
- [82] B. LAMBERT, Y. Toudic, Y. Rouillard, M. Baudet, B. Guenais, B. Deveaud, I. Valiente, J. C. Simon: Optical properties of GaSb-AlSb heterostructures grown by molecular beam epitaxy. In: *Mater. Sci. Eng.* B21 (1993), Nr. 2-3, S. 185–188
- [83] H. YE, L. Li, R. T. Hinkey, R. Q. Yang, T. D. Mishima: MBE growth optimization of InAs (001) homoepitaxy. In: J. Vac. Sci. Technol. B B31 (2013), Nr. 3
- [84] C. Canedy, W. W. Bewley, C. S. Kim, M. Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Dependence of type II "W"mid-infrared photoluminescence and lasing properties on growth conditions. In: *J. Appl. Phys.* 94 (2003), Nr. 3, S. 1119–1124
- [85] C. Canedy, W. W. Bewley, C. S. Kim, M. Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Correlating growth conditions with photoluminescence and lasing properties of mid-IR antimonide type II "W" structures. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 22 (2004), Nr. 3, S. 1575–1579
- [86] C. CANEDY, J. Abell, W. W. Bewley, E. H. Aifer, C. S. Kim, J. A. Nolde, M. Kim, J. G. Tischler, J. R. Lindle, E. M. Jackson, I. Vurgaftman, J. R.

- Meyer: Molecular beam epitaxial growth effects on type-II antimonide lasers and photodiodes. In: J. Vac. Sci. Technol. B 28 (2009), Nr. 3
- [87] A. Subekti, V. W. L. Chin, T. L. Tansley: Ohmic contacts to n-type and p-type GaSb. In: *Solid State Electron*. 39 (1995), Nr. 3, S. 329–332
- [88] E. A. Plis, M. N. Kutty, S. Krishna: Passivation techniques for InAs/GaSb strained layer superlattice detectors. In: *Laser Photonics Rev.* 7 (2013), Nr. 1, S. 45–59
- [89] J. M. Bennett, E. J. Ashley: Infrared Reflectance and Emittance of Silver and Gold Evaporated in Ultrahigh Vacuum. In: *Appl. Opt.* 4 (1965), Nr. 2, S. 221–224
- [90] I. Vurgaftman, W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, C. D. Merritt, J. Abell, J. R. Lindle, J. R. Meyer: Rebalancing of internally generated carriers for mid-infrared interband cascade lasers with very low power consumption. In: *Nat. Commun.* 2 (2011), Nr. 585
- [91] C. H. Grein, P. M. Young, M. E. Flatté, H. Ehrenreich: Auger recombination in narrow-gap semiconductor superlattices incorporating antimony. In: *J. Appl. Phys.* 92 (2002), Nr. 12, S. 7311–7316
- [92] C. GMACHL, F. Capasso, A. Tredicucci, D. L. Sivco, R. Köhler, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho: Dependence of the Device Performance on the Number of Stages in Quantum-Cascade Lasers. In: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*. 5 (1999), Nr. 3, S. 808–816
- [93] W. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, C. D. Merritt, J. Abell, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: High-power continuous-wave interband cascade lasers with 10 active stages. In: *Opt. Express* 23 (2015), Nr. 8
- [94] J.L. LAZZARI, F. De Anda, J. Nieto, H. AïtKaci, M. Mebarki, F. Chevrier, P. Christol, A. Joullié: Carrier Concentration Control of GaSb/GaInAsSb System. In: AIP Conf. Proc. 890 (2007), S. 115–124
- [95] P. S. Dutta, H. L. Bhat, V. Kumar: The physics and technology of gallium antimonide: An emerging optoelectronic material. In: J. Appl. Phys. 81 (1997), Nr. 9, S. 5821–5870

- [96] K. F. LONGENBACH, W. I. Wang: Molecular beam epitaxy of GaSb. In: Appl. Phys. Lett. 59 (1991), Nr. 2427
- [97] H. Shao, W. Li, A. Torfi, D. Moscicka, W. I. Wang: Type-II InAsGaSb super-lattices grown on GaSb (311)B by molecular beam epitaxy for long-wavelength infrared applications. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 24 (2006), Nr. 2144
- [98] A. G. MILVIDSKAYA, A. Y. Polyakov, G. P. Kolchina, A. G. Milnes, A. V. Govorkov, N. B. Smirnov, I. V. Tunitskaya: The properties of heavily compensated high resistivity GaSb crystals. In: *Mater. Sci. Eng. B* 22 (1994), Nr. 2-3, S. 279–282
- [99] W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, C. D. Merritt, J. Abell, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: High-power room-temperature continuous-wave mid-infrared interband cascade lasers. In: Opt. Express 20 (2012), Nr. 19
- [100] W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, C. D. Merritt, J. Abell, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Continuous-wave interband cascade lasers operating above room temperature at $\lambda=4.7\text{-}5.6\mu\text{m}$. In: *Opt. Express* 20 (2012), Nr. 3
- [101] G. P. Donati, R. Kaspi, K. J. Malloy: Interpolating semiconductor alloy parameters: Application to quaternary III-V band gaps. In: *J. Appl. Phys.* 94 (2003), Nr. 5814, S. 5814–5819
- [102] M. Guden, J. Piprek: Material parameters of quaternary III–V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μ m wavelength. In: *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* 4 (1996), S. 349–357
- [103] S. K. Mathis, K. H. A. Lau, A. M. Andrews, E. M. Hall, G. Almuneau E. L. Hu, J. S. Speck: Lateral oxidation kinetics of AlAsSb and related alloys lattice matched to InP. In: *J. Appl. Phys.* 89 (2001), Nr. 4, S. 2458–2464
- [104] S. Adachi: Band gaps and refractive indices of AlGaAsSb, GaInAsSb, and InPAsSb: Key properties for a variety of the 2-4 μ m optoelectronic device applications. In: *J. Appl. Phys.* 61 (1987), Nr. 10, S. 4869–4876
- [105] O. DIER, C. Reindl, A. Bachmann, C. Lauer, T. Lim, K. Kashani-Shirazi, M.-C. Amann: Reduction of hetero-interface resistivity in n-type AlAsSb/GaSb distributed Bragg reflectors. In: Semicond. Sci. Technol. 23 (2008), Nr. 025018

- [106] W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, J. R. Lindle, J. Abell, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Ridge-width dependence of midinfrared interband cascade laser characteristics. In: *Opt. Eng.* 49 (2010), Nr. 11
- [107] C. Zhou, I. Vurgaftman, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, W.W. Bewley, C. D. Merritt, J. Abell, J. R. Meyer, A. Hoang, A. Haddadi, M. Razeghi, M. Grayson: Thermal conductivity tensors of the cladding and active layers of antimonide infrared lasers and detectors. In: *Opt. Mater. Express* 3 (2013), Nr. 10, S. 1632–1640
- [108] C. Zhou, Boya Cui, I. Vurgaftman, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, C. D. Merritt, J. Abell, J. R. Meyer, M. Grayson: Thermal conductivity tensors of the cladding and active layers of interband cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 105 (2014), Nr. 261905
- [109] C. S. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, J. R. Lindle, C. L. Canedy, J. Abell, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Corrugated-sidewall interband cascade lasers with single-mode midwave-infrared emission at room temperature. In: Appl. Phys. Lett. 95 (2009), Nr. 231103
- [110] M. V. Edlinger, J. Scheuermann, R. Weih, C. Zimmermann, L. Nähle, M. Fischer, J. Koeth, S. Höfling, M. Kamp: Monomode Interband Cascade Lasers at 5.2 μ m for Nitric Oxide Sensing. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 26 (2014), Nr. 5, S. 480–482
- [111] C. S. Kim, M. Kim, J. Abell, W. W. Bewley, C. D. Merritt, C. L. Canedy, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Mid-IR Distributed-Feedback Interband Cascade Lasers. In: *Proc. SPIE*, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices X 8631 (2012), Nr. 863110
- [112] C. S. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, C. L. Canedy, J. R. Lindle, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: High-Power Single-Mode Distributed-Feedback Interband Cascade Lasers for the Midwave-Infrared. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 19 (2007), Nr. 3, S. 158–160
- [113] M. Kim, C. L. Canedy, W. W. Bewley, C. S. Kim, J. R. Lindle, J. Abell, I. Vurgaftman, J. R. Meyer: Mid-infrared distributed-feedback interband cascade lasers with continuous-wave single-mode emission to 80 °C. In: Appl. Phys. Lett. 101 (2012), Nr. 061104

- [114] M. KAMP, J. Hofmann, A. Forchel, F. Schäfer, J. P. Reithmaier: Low-threshold high-quantum-efficiency laterally gain-coupled InGaAs/AlGaAs distributed feedback lasers. In: Appl. Phys. Lett. 74 (1999), Nr. 483
- [115] M. Kamp, J. Hofmann, F. Schäfer, M. Reinhard, M. Fischer, T. Bleuel, J. P. Reithmaier, A. Forchel: Lateral coupling a material independent way to complex coupled DFB lasers. In: Opt. Mater. 17 (2001), S. 19–25
- [116] B. Hinkov, A. Bismuto, Y. Bonetti, M. Beck, S. Blaser, J. Faist: Singlemode quantum cascade lasers with power dissipation below 1 W. In: *Electron. Lett.* 46 (2012), Nr. 21
- [117] A. BISMUTO, Y. Bidaux, S. Blaser, R. Terazzi, T. Gresch, M. Rochat, A. Muller, C. Bonzon, J. Faist: High power and single mode quantum cascade lasers. In: Opt. Express 24 (2016), Nr. 10
- [118] J. M. Wolf, S. Riedi, M. J. Süss, M. Beck, J. Faist: 3.36 μ m single-mode quantum cascade laser with a dissipation below 250 mW. In: *Opt. Express* 24 (2016), Nr. 1
- [119] K.M. Manfred, G.A. Ritchie, N. Lang, J. Röpcke, J. H. van Helden: Optical feedback cavity-enhanced absorption spectroscopy with a 3.24 μ m interband cascade laser. In: *Appl. Phys. Lett.* 106 (2015), Nr. 221106
- [120] L. Dong, F. K. Tittel, C. Li, N. P. Sanchez, H. Wu, C. Zheng, Y. Yu, A. Sampaolo, R. J. Griffin: Compact TDLAS based sensor design using interband cascade lasers for mid-IR trace gas sensing. In: *Opt. Express* 24 (2016), Nr. 6
- [121] C. Li, C. Zheng, L. Dong, W. Ye, F. K. Tittel, Y. Wang: ppb-level mid-infrared ethane detection based on three measurement schemes using a 3.34 μ m continuous-wave interband cascade laser. In: *Appl. Phys. B* 122 (2016), Nr. 185
- [122] Z. Du, W. Zhen, Z. Zhang, J. Li, N. Gao: Detection of methyl mercaptan with a 3393 nm distributed feedback interband cascade laser. In: Appl. Phys. B 122 (2016), Nr. 100
- [123] B. A. Ikyo, I. P. Marko, A. R. Adams, S. J. Sweeney, C. L. Canedy, I. Vurgaftman, C. S. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, J. R. Meyer: Temperature dependence of 4.1 μ m mid-infrared type II "W" interband cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 99 (2011), Nr. 021102

[124] C. D. MERRIT, W. W. Bewley, C. S. Kim, C. L. Canedy, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, M. Kim: Gain and loss as a function of current density and temperature in interband cascade lasers. In: Appl. Opt. 54 (2015), Nr. 31

Veröffentlichungen des Autors

- M. Motyka, F. Janiak, K. Ryczko, G. Sęk, J. Misiewicz, A. Bauer, **R. Weih**, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel: Above GaSb barrier in type II quantum well structures for mid-infrared emission detected by Fourier-transformed modulated reflectivity. In: *OptoElectron. Rev.* 19 (2011), Nr. 2
- S. HÖFLING, **R. Weih**, A. Bauer, A. Forchel und M. Kamp: Continuous-wave uncooled interband cascade lasers for gas sensing. In: *SPIE Newsroom* (2011)
- S. HÖFLING, **R. Weih**, A. Bauer, M. Kamp und A. Forchel: Room temperature continuous wave interband cascade lasers for gas sensing. In: *Proc. SPIE* 8432 (2012), Nr. 84320N-1
- S. Lundqvist, P. Kluczynski, **R. Weih**, M. v. Edlinger, L. Nähle, M. Fischer, A. Bauer, S. Höfling und J. Koeth: Sensing of formaldehyde using a distributed feedback interband cascade laser emitting around 3493 nm. In: *Appl. Opt.* 51 (2012), Nr. 25
- **R. Weih**, M. Kamp und S. Höfling: Interband cascade lasers with room temperature threshold current densities below $100 \,\mathrm{A/cm^2}$. In: *Appl. Phys. Lett.* 102 (2013), Nr. 231123
- K. Bertling, Y. L. Lim, T. Taimre, D. Indjin, P. Dean, R. Weih, S. Höfling, M. Kamp, M. von Edlinger, J. Koeth und A. D. Rakić: Demonstration of the self-mixing effect in interband cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 103 (2013), Nr. 231107
- F. Janiak, M. Motyka, G. Sęk, M. Dyksik, K. Ryczko, J. Misiewicz, **R. Weih**, S. Höfling, M. Kamp und G. Patriarche: Effect of arsenic on the optical properties of GaSb-based type II quantum wells with quaternary GaInAsSb layers. In: *J. Appl. Phys.* 114 (2013), Nr. 223510

- **R. Weih**, A. Bauer, M. Kamp und S. Höfling: Interband cascade lasers with Al-GaAsSb bulk cladding layers. In: *Opt. Mater. Express* 3 (2013), Nr. 10
- G. Sek, M. Motyka, F. Janiak, K. Ryczko, J. Misiewicz, A. Bauer, M. Dallner, R. Weih, S. Höfling, A. Forchel, S. Belahsene, G. Boissier und Y. Rouillard: Recent advances in GaSb-based structures for mid-infrared emitting lasers: spectroscopic study. In: *Proc. SPIE* 8631 (2013), Nr. 86312O-1
- **R. Weih**, L. Nähle, S. Höfling, J. Koeth und M. Kamp: Single mode interband cascade lasers based on lateral metal gratings. In: *Appl. Phys. Lett.* 105 (2014), Nr. 071111
- F. Janiak, M. Motyka, G. Sek, K. Ryczko, M. Dyksik, J. Misiewicz, **R. Weih**, S. Hofling und M. Kamp: Optical characterization of type II quantum wells for long-wavelength mid-infrared interband cascade lasers. In: *Proc. SPIE* 9134 (2014), Nr. 91340V-1
- S. HÖFLING, R. Weih, M. Dallner und M. Kamp: Interband Cascade Lasers for the Mid-Infrared Spectral Region. In: *Proc. SPIE* 9002 (2014), Nr. 90021B-1
- M. v. Edlinger, J. Scheuermann, R. Weih, C. Zimmermann, L. Nähle, M. Fischer, J. Koeth, S. Höfling und M. Kamp: Monomode Interband Cascade Lasers at 5.2 µm for Nitric Oxide Sensing. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 26 (2014), Nr. 5
- J. Scheuermann, **R. Weih**, M. v. Edlinger, L. Nähle, M. Fischer, J. Koeth, M. Kamp und S. Höfling: Single-mode interband cascade lasers emitting below 2.8 μm. In: *Appl. Phys. Lett.* 106 (2015), Nr. 161103
- M. Мотука, K. Ryczko, M. Dyksik, G. Sęk, J. Misiewicz, **R. Weih**, M. Dallner, S. Höfling und M. Kamp: On the modified active region design of interband cascade lasers. In: *J. Appl. Phys.* 117 (2015), Nr. 084312
- I. Vurgaftman, R. Weih, M. Kamp, J. R. Meyer, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, C. D. Merritt, J. Abell und S Höfling: Interband cascade lasers. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 48 (2015), Nr. 123001

- M. DYKSIK, M. Motyka, G. Sęk, J. Misiewicz, M. Dallner, **R. Weih**, M. Kamp und S. Höfling: Submonolayer Uniformity of Type II InAs/GaInSb W-shaped Quantum Wells Probed by Full-Wafer Photoluminescence Mapping in the Mid-infrared Spectral Range. In: *Nanoscale Res. Lett.* 10 (2015), Nr. 402
- M. Motyka, G. Sęk, K. Ryczko, M. Dyksik, R. Weih, G. Patriarche, J. Misiewicz, M. Kamp und S. Höfling: Interface Intermixing in Type II InAs/GaInAsSb Quantum Wells Designed for Active Regions of Mid-Infrared-Emitting Interband Cascade Lasers. In: *Nanoscale Res. Lett.* 10 (2015), Nr. 471
- M. VON EDLINGER, R. Weih, J. Scheuermann, L. Nähle, M. Fischer, J. Koeth, M. Kamp und S. Höfling: Monolithic single mode interband cascade lasers with wide wavelength tunability. In: *Appl. Phys. Lett.* 106 (2016), Nr. 201109
- J. Koeth, M. v. Edlinger, J. Scheuermann, L. Nähle, L. Hildebrandt, M. Fischer, R. Weih und M. Kamp: Distributed feedback interband cascade lasers for applications in research and industry. In: *Proc. SPIE* 9382 (2016), Nr. 93820V
- K. Bertling, T. Taimre, G. Agnew, Y. L. Lim, P. Dean, D. Indjin, S. Höfling, R. Weih, M Kamp, M. v. Edlinger, J. Koeth und A. D. Rakić: Simple Electrical Modulation Scheme for Laser Feedback Imaging. In: *IEEE Sensors Journal* 16 (2016), Nr. 7
- J. Scheuermann, M. v. Edlinger, R. Weih, S. Becker, L. Nähle, M. Fischer, J. Koeth, M. Kamp und S. Höfling: Single-mode interband cascade laser sources for mid-infrared spectroscopic applications. In: *Proc. SPIE* 9855 (2016), Nr. 98550G-1
- J. Koeth, M. v. Edlinger, J. Scheuermann, S. Becker, L. Nähle, M. Fischer, R. Weih, M. Kamp, S. Höfling und A. Reinhold: Interband cascade laser sources in the mid-infrared for green photonics. In: *Proc. SPIE* 9767 (2016), Nr. 976712
- M. Motyka, M. Dyksik, K. Ryczko, R. Weih, M. Dallner, S. Höfling, M. Kamp, G. Sęk und J. Misiewicz: Type-II quantum wells with tensile-strained GaAsSb layers for interband cascade lasers with tailored valence band mixing. In: *Appl. Phys. Lett.* 108 (2016), Nr. 101905

- J. Scheuermann, R. Weih, S. Becker, M. Fischer, J. Koeth und S. Höfling: Single-mode interband cascade laser multiemitter structure for two-wavelength absorption spectroscopy. In: *Opt. Eng.* 57 (2017), Nr. 1
- J. Koeth, R. Weih, J. Scheuermann, M. Fischer, A. Schade, M. Kamp und S. Höfling: Mid infrared DFB interband cascade lasers. In: *Proc. SPIE* 10403 (2017), Nr. 1040308
- S. Becker, J. Scheuermann, R. Weih, L. Nähle, O. König, M. Fischer, J. Koeth, S. Höfling und M. Kamp: Laterally coupled DFB interband cascade laser with tapered ridge. In: *Electron. Lett.* 53 (2017), Nr. 11
- A. PFENNING, G. Knebl, F. Hartmann, R. Weih, A. Bader, M. Emmerling, M. Kamp, S. Höfling und L. Worschech: Room temperature operation of GaSb-based resonant tunneling diodes by prewell injection. In: *Appl. Phys. Lett.* 110 (2017), Nr. 033507
- M. HOLZBAUER, R. Szedlak, H.Detz, R. Weih, S. Höfling, W. Schrenk, J. Koeth und G. Strasser: Substrate-emitting ring interband cascade lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 111 (2017), Nr. 171101
- A. Pfenning, G. Knebl, F. Hartmann, R. Weih, M. Meyer, A. Bader, M. Emmerling, L. Worschech und S. Höfling: GaSb/AlAsSb resonant tunneling diodes with GaAsSb emitter prewells. In: *Appl. Phys. Lett.* 111 (2017), Nr. 171104
- M. DYKSIK, M. Motyka, R. Weih, S. Höfling, M. Kamp, G. Sęk und J. Misiewicz: Carrier transfer between confined and localized states in type II InAs/GaAsSb quantum wells. In: *Optical and Quantum Electronics* 49 (2017), Nr. 2

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Dr. Martin Kamp für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik, die äußerst kompetente Betreuung der Doktorarbeit sowie die Möglichkeit die technologische Ausstattung des Lehrstuhls zu nutzen.

Prof. Dr. Sven Höfling für die Diskussion verschiedenster Fragestellungen sowie die Ermöglichung der Teilnahme an diversen Projekten und einer Vielzahl internationaler Konferenzen.

Den technischen Assistentinnen am Lehrstuhl Margit Wagenbrenner, Silke Kuhn, Selina Handel, Theresa Steinl und Adriana Wolf für die sorgfältige Prozessierung verschiedenster Proben, Analyse mittels REM und SIMS sowie die Unterstützung beim Betrieb und der Wartung der MBE-Anlage.

Gerhard Heller für die Unterstützung bei technischen Problemen sowie der Wartung und Installation von vielerlei technischem Gerät.

Matthias Dallner für die sehr gute Zusammenarbeit an der Eiko MBE, viele fachliche Diskussionen sowie die Entwicklung verschiedenster hilfreicher Software. Ich hätte mir keinen besseren Partner im A-Team vorstellen können.

Den weiteren MBE-lern Jonas Geßler, Matthias Heidemann, Sebastian Brodbeck, Vasilij Baumann, Georg Knebl, Fabian Langer, Sebastian Maier und Holger Suchomel für die stetige Hilfsbereitschaft in allen Bereichen rund um die Epitaxie.

Dr. Lars Nähle, Dr. Marc Fischer und Julian Scheuermann von der nanoplus Nanosystems and Technologies GmbH für zahlreiche fachliche Diskussionen und die erfolgreiche Zusammenarbeit im Projekt Widelase.

Meinen Eltern, Großeltern und meiner Patentante, die mich stets unterstützt haben und ohne die dieser Weg nicht möglich gewesen wäre. Nicht zu vergessen auch ein Dank meinen Freunden für die vielen schönen Jahre in Würzburg.