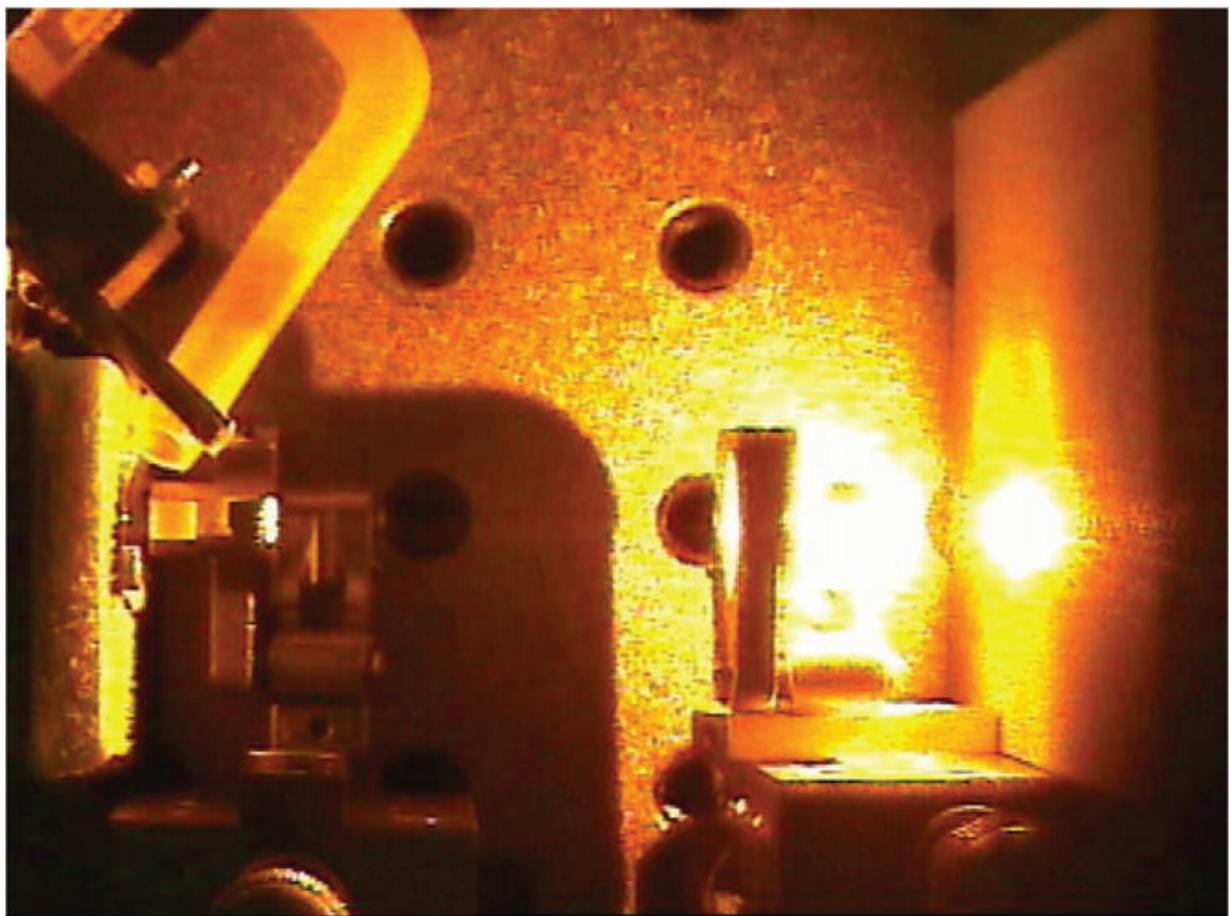


Eckart Gerster

**Optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser
in den Materialsystemen InGaAs/GaAs
und GaAsSb/GaAs**



Optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser in den Materialsystemen InGaAs/GaAs und GaAsSb/GaAs



Dissertation

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

von

Eckart Rolf Gerster

aus Freiburg

1. Gutachter:	Prof. Dr. rer. nat. P. Unger
2. Gutachter:	Prof. Dr. rer. nat. H. Hillmer
Amtierender Dekan:	Prof. Dr.-Ing. H.-J. Pfeiderer
Datum der Promotion:	06. September 2005

2005

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2005

Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2005

ISBN 3-86537649-5

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2005

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

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

1. Auflage, 2005

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-649-5

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm.

An dieser Stelle möchte ich all jenen meinen Dank aussprechen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Mein ganz besonderer Dank gilt dabei Herrn Prof. Dr. Peter Unger, der diese Arbeit angeregt, durch Bereitstellung ausgezeichneter experimenteller und technologischer Arbeitsmöglichkeiten unterstützt und mit großem Interesse wissenschaftlich begleitet hat. Herrn Prof. Dr. Hartmut Hillmer danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Allen Mitarbeitern der Abteilung Optoelektronik danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre und die fruchtbare Zusammenarbeit. Insbesondere geht mein Dank (unter Vernachlässigung aller akademischer Titel) an die Epitaktiker der Abteilung, Fernando Rinaldi, Susanne Menzel, Matthias Golling und Michael Riedl, für das Wachstum der InGaAs/AlGaAs- und GaAsSb/AlGaAs-Schichten, die die Basis der Laserstrukturen darstellen. Von Jürgen Joos wurde ich in die Halbleiterätztechnik eingeführt, Michael Miller vermittelte mir wichtige Grundlagen in der Aufbau- und Löttechnik. Besonders danken möchte ich auch Frank Demaria für die gute Zusammenarbeit im Messlabor, die vielen wertvollen wissenschaftlichen Diskussionen und nicht zuletzt für die Durchsicht des Manuskripts. Außerdem danke ich Steffen Lorch für verschiedenste Simulationen und Beschichtungen, sowie Manfred Mundbrod für seine technologische Unterstützung.

Auch meinen beiden Diplomanden Felix Anritter und Christian Hahn möchte ich an dieser Stelle für ihre engagierte Mitarbeit danken.

Oliver Casel von der Universität Kaiserslautern gebührt mein Dank für die erfolgreiche Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Frequenzverdopplung und der passiven Modenkopplung. Svent-Simon Beyertt von der Universität Stuttgart verdanke ich wichtige Diskussionen und ausführliche Untersuchungen im Bereich Quantenfilmpumpen. Reto Häring von der Toptica Photonics AG in München und Hans Lindberg von der Chalmers University of Technology in Göteborg/Schweden danke ich ebenfalls für die gute Zusammenarbeit.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht und mit Interesse verfolgt haben, und bei meiner Frau Ulrike für ihre liebevolle Anteilnahme, Motivation und vielfältige Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Prinzip des Halbleiter-Scheibenlasers	3
2.1	Aufbau eines Scheibenlasers	3
2.2	Eigenschaften	4
2.3	Vergleich mit Festkörper-Scheibenlasern	4
2.4	Vergleich mit VCSEL	5
3	Design von Halbleiter-Scheibenlasern	6
3.1	Design der Halbleiterschichtstruktur	6
3.2	Quantenfilme	8
3.3	Verspannung	9
3.4	Verspannungskompensation	10
3.5	InGaAs- und GaAsSb-Quantenfilme	12
3.6	Pumplicht-Absorptionszonen	14
3.7	Bragg-Reflektoren	15
3.8	Design des Resonators	19
3.9	Design der Pumpoptik	19
3.10	Wärmeableitung	20
3.11	Simulation der Temperaturverteilung	22
3.12	Mikrokanalkühler	25
4	Laserresonatoren	27
4.1	Resonatortypen	27
4.2	Scheibenlaserresonator	28
4.3	Gaußstrahl	30
4.4	Reale Strahlen und M^2 -Wert	31
4.5	Resonatormoden	32
5	Technologie	35
5.1	Normaler und invertierter Aufbau	35
5.2	Epitaxie von Halbleiter-Scheibenlasern	36
5.3	Metallisierung	38
5.4	Ritzen und Spalten	38
5.5	Dünnen des Substrats	39
5.6	Substratentfernung	39
5.7	Wärmesenken-Materialien	42
5.8	Kleben	42
5.9	Löten	43
5.10	Indiumlötung	45
5.11	Indium-Aufdampfanlage	45
5.12	Indiumlötprozess	46

6	Charakterisierung	50
6.1	Röntgendiffraktometrie	50
6.2	Reflexionsspektrum	52
6.3	Photolumineszenzspektrum	52
6.4	Kantenphotolumineszenz	54
6.5	Ortsaufgelöste Photolumineszenz	55
6.6	Kenmlinien	56
6.7	Spektrum	58
6.8	Strahlqualität	58
6.9	Faserkopplung	62
6.10	Modenselektion mit Etalon	63
6.11	Parasitäres Lasen in Scheibenebene	63
6.12	Alterungsverhalten	64
7	Frequenzverdopplung	66
7.1	Nichtlineare Optik	66
7.2	Theoretische Grundlagen	66
7.3	Phasen Anpassung durch Doppelbrechung	69
7.4	Quasi-Phasen Anpassung	69
7.5	Frequenzverdopplung mit Gaußstrahlen	70
7.6	Resonatorinterne Frequenzverdopplung	70
7.7	Optisch nichtlineare Kristallmaterialien	71
7.8	Frequenzverdoppelter Halbleiter-Scheibenlaser	72
7.9	Experimentelle Ergebnisse	74
8	Passive Modenkopplung mit SESAMs	77
8.1	Grundlagen	77
8.2	Design	80
8.3	Experimentelle Ergebnisse	80
9	Zusammenfassung	82
A	Anhang	84
A.1	Verwendete Formelzeichen	84
A.2	Verwendete Abkürzungen	85
A.3	Scheibenlaser-Schichtstruktur	87
A.4	SESAM-Schichtstruktur	89
A.5	Vorveröffentlichungen	90
	Literaturverzeichnis	91

1 Einleitung

Zahlreichen Studien zufolge besitzt die Photonik ein Entwicklungspotenzial, das mit dem der Elektronik im vergangenen Jahrhundert vergleichbar ist [1],[2],[3]. In Bereichen wie der optischen Datenübertragung und -speicherung hat sich der LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) als hochwertige Photonenquelle bewährt und steht inzwischen als Massenprodukt zur Verfügung. Als Beispiele sind Glasfasernetze, CD- und DVD-Spieler zu nennen. Laser haben aber auch in andere Bereiche längst Einzug gehalten: Aus der Drucktechnik, Medizintechnik, Materialbearbeitung, Messtechnik, Spektroskopie, Meteorologie und Holographie ist der Laser nicht mehr wegzudenken. Desweiteren stellen Laser Schlüsselkomponenten für Projektionsanwendungen, in der Sensorik und bei der Steuerung von Fertigungsprozessen dar. Darüber hinaus gibt es noch eine Vielzahl weiterer Anwendungen, insbesondere im Bereich der Wissenschaft.

Heute stehen für unterschiedlichste Anwendungen verschiedene Lasertypen wie Halbleiterlaser, Gaslaser, Festkörperlaser und Farbstofflaser zur Verfügung. Allen Lasern gemein ist die Aussendung von Strahlung, die gebündelt, monochromatisch (Licht einer Wellenlänge, „Farbe“) und zeitlich kohärent (Lichtwellenzüge mit gleicher Frequenz und Phasenbeziehung) ist. Die Güte der Bündelung der Laserstrahlung wird auch als Strahlqualität oder räumliche Kohärenz bezeichnet. Für die meisten Anwendungen ist die Strahlqualität des Lasers neben der zur Verfügung stehenden Leistung ein wichtiges Kriterium. Weitere Kriterien für ein Lasersystem sind sein Preis, aber auch seine Effizienz. Üblicherweise besitzen Gaslaser eine gute Strahlqualität, sind jedoch groß, ineffizient und wartungsintensiv. Halbleiterlaser dagegen sind kompakt, vielseitig, vergleichsweise günstig, effizient und langlebig, zeigen jedoch nur bei kleinen Leistungen gute Strahlqualitäten. Die Strahlqualität von Festkörperlaser ist hingegen üblicherweise auch bei höheren Leistungen gut, in der Wahl der Emissionswellenlänge ist man jedoch durch diskrete atomare Übergänge festgelegt.

Der Halbleiter-Scheibenlaser, auch VECSEL (*Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) genannt, nimmt eine Zwitterstellung zwischen Halbleiterlaser und Festkörperlaser ein [4],[5]. Der Systemaufbau ähnelt Festkörper-Scheibenlasern, als Gewinnmedium wird jedoch ein Halbleiter verwendet. Damit besitzt der Halbleiter-Scheibenlaser sowohl Eigenschaften des Festkörperlaser, als auch Eigenschaften des Halbleiterlaser: gute Strahlqualität auch bei hohen Ausgangsleistungen und eine weitgehend freie Wahl der Emissionswellenlänge.

Als einziger halbleiterbasierter Laser besitzt der Halbleiter-Scheibenlaser einen natürlichen externen Resonator. Werden in diesen Resonator zusätzliche optische Elemente, beispielsweise Etalons oder nichtlineare Kristalle, eingefügt, können die Eigenschaften des Laserstrahls gezielt modifiziert werden. Außerdem kann die Emissionswellenlänge durch einen nichtlinearen Konversionsprozess effizient halbiert werden. Dieser Prozess wird auch als Frequenzverdopplung bezeichnet. Darüber hinaus kann der Laser durch passive Modenkopplung mit einem sättigbaren Halbleiterabsorber zum Pulsieren gebracht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein auf dem etablierten Materialsystem InGaAs/GaAs basierendes Halbleiter-Scheibenlaser-System aufgebaut und untersucht. Dabei konnten Ausgangsleistungen von bis zu 3,6 W erzielt werden. Die Emissionswellenlänge dieser Scheibenlaser liegt bei knapp unter 1000 nm. Anschließend wurde das Konzept auf das Materialsystem GaAsSb/GaAs übertragen und damit die weltweit ersten im Wellenlängenbereich um 1200 nm emittierenden Halbleiter-Scheibenlaser demonstriert. Schwerpunkte der Arbeit liegen im Design der Schichtstrukturen, den technologischen Prozessen und in der Aufbau- und Verbindungstechnik zur thermisch optimierten Montage der Laserchips.

Als Anwendungsbeispiel wird die Frequenzverdopplung beim Halbleiter-Scheibenlaser gezeigt. Damit lässt sich die infrarote Laserstrahlung des Scheibenlasers effizient in sichtbare Laserstrahlung umwandeln. Es konnten blau, blau-grün, gelb und orange emittierende Scheibenlaser hergestellt werden. Einen Ausblick auf weitere Anwendungsmöglichkeiten bietet die Demonstration mittels sättigbaren Absorbern passiv modengekoppelten Halbleiter-Scheibenlasern, die typischerweise bei Wiederholraten um 2 Gigahertz Pulslängen von einigen Pikosekunden liefern. Dabei wurden Durchschnittsleistungen von mehreren 100 mW erreicht.

2 Prinzip des Halbleiter-Scheibenlasers

In diesem Kapitel werden der prinzipielle Aufbau und die allgemeinen Eigenschaften eines optisch gepumpten Halbleiter-Scheibenlasers beschrieben. Darüber hinaus wird ein Vergleich mit Festkörper-Scheibenlasern und elektrisch gepumpten oberflächenemittierenden Halbleiterlasern (VCSEL, *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) vorgenommen, sowie die wesentlichen Unterschiede herausgearbeitet. Der Halbleiter-Scheibenlaser wird auch VECSEL (*Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) oder OPSL (*Optically Pumped Semiconductor Laser*) genannt [5].

2.1 Aufbau eines Scheibenlasers

Der prinzipielle Aufbau eines Scheibenlasers ist in Abbildung 1 dargestellt. Das laseraktive Medium wird optisch durch einen Pumplaser angeregt, dessen Wellenlänge unter der des Scheibenlasers liegt. Im laseraktiven Medium (Scheibe) wird die Pumplaserstrahlung absorbiert, d.h. die Photonen des Pumplaserstrahls generieren dort Ladungsträger. Die stimulierte Rekombination dieser Ladungsträger im Laserresonator führt zur Ausbildung der Lasermode.

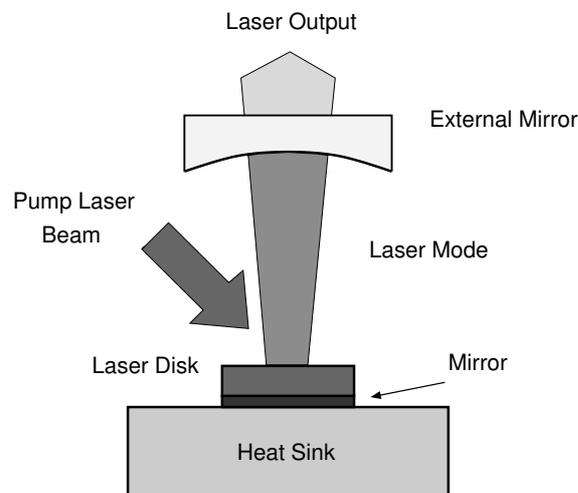


Abbildung 1: Prinzipieller Aufbau eines Scheibenlasers.

Das laseraktive Medium besteht im Falle eines Halbleiter-Scheibenlasers aus einer Vielzahl aufeinanderfolgender, unterschiedlich zusammengesetzter, undotierter Halbleiterschichten. Darin ist eine Sequenz äquidistant angeordneter Quantenfilme, die zwischen Absorptionsschichten eingebettet sind, enthalten, sowie eine Folge alternierender Halbleiterschichten, die einen hochreflektierenden Bragg-Reflektor bilden. Dieser wird durch AlAs/GaAs-Vielfachschichten, meist mit einer optischen Dicke von $\lambda/4$, realisiert. In Kapitel 3 wird detailliert auf die Struktur und in Kapitel 5.2 auf die Herstellung der Halbleiter-Schichtfolge eingegangen.

Beim Festkörper-Scheibenlaser besteht das laseraktive Medium aus einem dotierten Festkörperkristall. Bekannte Vertreter dieser Materialfamilie sind dotierte Yttrium-Aluminium-Granate (YAG, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) und Yttrium Vanadate (YVO_4). Als Dotierstoffe dienen meist Neodym und Ytterbium. Man kennzeichnet solche Laserkristalle mit Nd:YAG oder Yb:YVO₄. Der Laserresonator wird aus einem externen konkaven Spiegel und einem ebenen Bragg-Spiegel gebildet, der sich zwischen dem laseraktiven Medium und der Wärmesenke befindet. Beide Spiegel werden beim Festkörper-Scheibenlaser durch elektrische Vielfachschichten realisiert.

2.2 Eigenschaften

Bei richtiger Dimensionierung und Justage des stabilen sphärisch-planaren Resonators wird die Ausbildung der transversalen Grundmode erreicht, die sich durch ein ideales Strahlprofil auszeichnet. Das Strahlprofil bestimmt die Strahlqualität des Laserstrahls und damit die Fokussier- und Kollimierbarkeit, sowie die verfügbare Leistungsdichte im Strahl. In Kapitel 4 werden Scheibenlaserresonator und Strahlausbreitung behandelt.

Durch den relativ geringen Umlaufgewinn und die hohen Spiegelreflektivitäten besitzt der Halbleiter-Scheibenlaser eine enorme Leistungsüberhöhung im Resonator. Er verfügt als einziger Halbleiterlaser über einen natürlichen externen Resonator. In diesen können zusätzliche optische Elemente, z.B. Etalons oder doppelbrechende Filter, eingebracht werden, die die spektralen Eigenschaften gezielt beeinflussen oder, im Falle nichtlinearer Kristalle, eine effektive nichtlineare Frequenzkonversion (Frequenzverdopplung) ermöglichen. In Kapitel 7 wird der Prozess der Frequenzverdopplung des Halbleiter-Scheibenlaser behandelt.

2.3 Vergleich mit Festkörper-Scheibenlasern

Festkörper-Scheibenlaser [6] werden, wie der Halbleiter-Scheibenlaser, optisch gepumpt. Durch die Scheibengeometrie kann die unvermeidliche Verlustwärme homogen abgeführt werden, was eine thermische Linse im laseraktiven Material verhindert, die die Strahlqualität beeinträchtigt. Vergleicht man die Eigenschaften eines Festkörper-Scheibenlasers mit denen eines Halbleiter-Scheibenlasers, ergeben sich für den Halbleiter im Wesentlichen folgende Vorteile:

- Die Laserwellenlänge ist gezielt einstellbar
- Ein großer Absorptionskoeffizient
- Eine große spektrale Absorptionsbandbreite
- Preisgünstige Herstellbarkeit als Massenprodukt

Wie bei allen Halbleiterlasern kann beim Halbleiter-Scheibenlaser die Emissionswellenlänge durch das Design der Quantenfilme epitaktisch in einem weiten Bereich eingestellt

werden. Beim Festkörper-Scheibenlaser hingegen ist man auf die atomaren Übergänge der verwendeten seltenen Erden beschränkt. Der Absorptionskoeffizient der Fundamentalabsorption des Halbleiters ist wesentlich größer als der des Festkörpers. Beim Festkörper-Scheibenlaser ist daher zum Erreichen einer ausreichend hohen Absorptionseffizienz ein aufwändiger Mehrfachdurchgang des Pumplichts notwendig. Die spektrale Absorptionsbandbreite beim Halbleiter ist epitaktisch einstellbar und vor allem wesentlich größer als beim Festkörpermaterial. Daher spielen die genaue spektrale Lage des Emissionsmaximums und die spektrale Bandbreite des Pumplasers beim Halbleiter-Scheibenlaser eine geringere Rolle. Wie in der Halbleitertechnik üblich, lassen sich auch Scheibenlaser-Halbleiterstrukturen bei industrieller Massenfertigung prinzipiell preiswert flächig herstellen.

2.4 Vergleich mit VCSEL

Gegenüber dem konventionellen, elektrisch gepumpten, vertikal emittierenden Halbleiterlaser, dem VCSEL, zeichnet sich der Halbleiter-Scheibenlaser vor allem durch folgende Eigenschaften aus:

- Eine wesentlich höhere Ausgangsleistung durch Flächenskalierbarkeit
- Ein externer Resonator

Beim VCSEL kann die Ausgangsleistung durch Flächenskalierung nicht ohne Einbußen in Bezug auf die Strahlqualität erhöht werden. Eine homogene Injektion von Ladungsträgern in den aktiven Bereich ist für aktive Durchmesser oberhalb von etwa $100\ \mu\text{m}$ kaum noch möglich, da entsprechende transparente Kontakte technologisch nicht realisierbar sind [7]. Beim optischen Pumpen hingegen können mit geeigneten Pumpquellen auch große Flächen homogen gepumpt werden. Die Strahlqualität bleibt dabei hervorragend, da bei entsprechender Dimensionierung des Resonators nur die räumliche Grundmode existiert.

3 Design von Halbleiter-Scheibenlasern

In diesem Kapitel wird auf das Design der Halbleiterstruktur, des Resonators und der Pumpoptik eingegangen. Darüber hinaus werden thermische Aspekte des Scheibenlasers im Betrieb erörtert. Die Halbleiterstruktur eines Halbleiter-Scheibenlasers besteht aus 4 Bereichen:

- Der Oberflächenbarriere für die Ladungsträger
- Den Absorptionszonen für das Pumplicht
- Den Quantenfilmen
- Dem hochreflektierenden Bragg-Spiegel

Die Oberflächenbarriere hält die optisch generierten Ladungsträger im Innern der Struktur und verhindert deren nichtstrahlende Rekombination an der Halbleiteroberfläche. In den Pumplicht-Absorptionszonen werden die Pumplicht-Photonen absorbiert, wobei sie bewegliche Ladungsträgerpaare generieren. Diese wandern in die Quantenfilme, die beidseitig von den Absorptionszonen umgeben sind, und rekombinieren dort unter stimulierter Aussendung von Laserphotonen. Die Quantenfilme stellen beim Halbleiter-Scheibenlaser das Gewinnmedium dar. Ein epitaktisch integrierter hochreflektierender Bragg-Spiegel ist Teil des Resonators.

3.1 Design der Halbleiterschichtstruktur

Der Aufbau der Halbleiterscheibe besitzt eine gewisse Ähnlichkeit mit der eines VCSELs. Die Resonator-Mode läuft wie beim VCSEL senkrecht zur Waferoberfläche und den Quantenfilmen. In Abbildung 2 ist die Amplitude des Stehwellenfelds und der Brechungsindexverlauf in der Halbleiterschichtstruktur, für eine Emissionswellenlänge von 980 nm simuliert, dargestellt. Die Quantenfilme liegen idealerweise in den Maxima der Stehwelle, wodurch ein optimaler Modengewinn erzielt wird. Die Gesamtdicke der Struktur beträgt $5,6 \mu\text{m}$.

Beim VCSEL werden die Ladungsträger elektrisch als Majoritäten in die Quantenfilme injiziert, während sie beim Halbleiter-Scheibenlaser in Quantenfilmnähe oder im Quantenfilm selbst optisch generiert werden. Daraus ergeben sich zwei wesentliche Vorteile:

- Mehrere Quantenfilme können periodisch angeordnet werden
- Eine größere Fläche kann homogen gepumpt werden

Durch die periodische Anordnung der Quantenfilme wird der Umlaufgewinn (*round trip gain*) erhöht und es können höhere Resonatorverluste toleriert werden. Man spricht von resonant-periodischem Gewinn (*Resonant Periodic Gain, RPG*) [8],[9]. RPG-Strukturen sind für elektrisch gepumpte Bauelemente ungeeignet, da eine effektive und vor allem

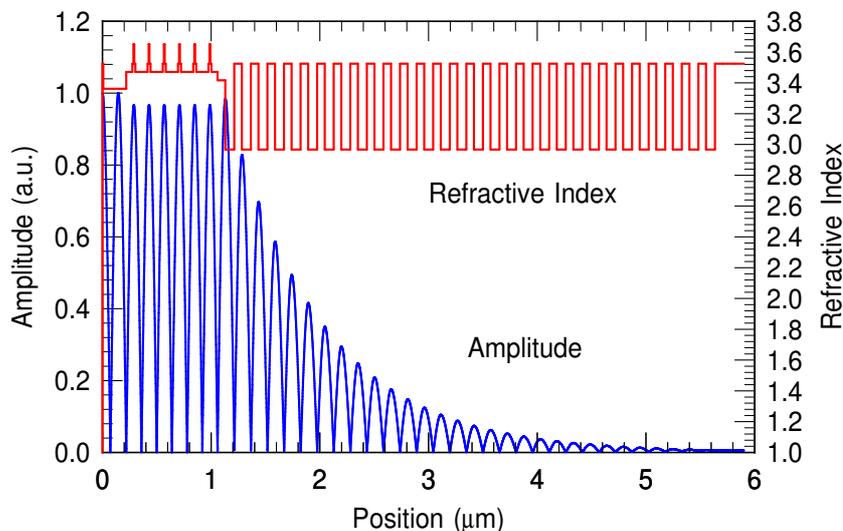


Abbildung 2: Amplitude des simulierten Stehwellenfeldes und Brechungsindexverlauf in der Schichtstruktur eines Halbleiter-Scheibenlaser für eine Emissionswellenlänge von 980 nm.

homogene Injektion der Majoritätsladungsträger in die relativ weit auseinanderliegenden Quantenfilme nicht möglich ist. Optisch können, entsprechende Pumpquellen vorausgesetzt, auch größere Flächen homogen gepumpt werden. Damit ist eine wesentliche Voraussetzung für die Flächenskalierbarkeit des Scheibenlasers gegeben. In Kapitel 3.9 werden Pumpquellen behandelt.

Die folgende Gleichung stellt die Schwellbedingung für den Scheibenlaser dar [10],[5]:

$$R_1 R_2 T_{\text{loss}} \exp(2\Gamma g_{\text{th}} N_w L_w) = 1 \quad (1)$$

Dabei ist R_1 die Reflektivität des Bragg-Reflektors, R_2 die Reflektivität des Auskoppelspiegels. T_{loss} ist der Transmissionsfaktor für einen Umlauf des Laserlichts im Resonator, der gegenüber 1 um die optischen Verluste verringert ist. Der longitudinale Füllfaktor Γ charakterisiert den Überlapp der Stehwelle im Resonator mit den Quantenfilmen [8]. g_{th} ist der Schwellgewinn, N_w die Anzahl der Quantenfilme und L_w deren Dicke. Bei einem kompletten Umlauf der Welle wird das Gewinnmedium zweimal durchlaufen.

Im Gegensatz zum VCSEL ist beim Halbleiter-Scheibenlaser aufgrund der optischen Generation von Ladungsträgern eine Dotierung des Halbleiters nicht erforderlich. Dadurch ergeben sich weitere Vorteile:

- Eine geringe Absorption durch freie Ladungsträger
- Ein einfacheres epitaktisches Wachstum
- Eine potentiell höhere Kristallqualität

Die Freie-Ladungsträger-Absorption (*free carrier absorption*) nimmt mit steigender Dotierung und größeren Wellenlängen ($\lambda > 1000$ nm) stark zu [11],[12]. Eine nominell undotierte Scheibenlaser-Halbleiterstruktur weist daher lediglich eine sehr geringe Absorption durch freie Ladungsträger auf. Darüber hinaus sind undotierte Epitaxieschichten meist einfacher und auch defekträrmer herstellbar als hoch dotierte Schichten.

3.2 Quantenfilme

In Halbleiterlasern haben sich Quantenfilme als aktive Bereiche gegenüber massivem Halbleitermaterial weitgehend durchgesetzt. Ein Quantenfilm wird von einer dünnen Schicht eines Halbleitermaterials gebildet, die von einem anderen Halbleitermaterial umgeben ist, das einen größeren Bandabstand aufweist. Wenn die Schichtdicke etwa der De Broglie-Wellenlänge thermisch thermisch angeregter Elektronen entspricht, also nur noch einige Nanometer bis wenige 10 Nanometer beträgt, tritt eine Quantisierung der Energieniveaus der Elektronen bzw. Löcher auf. Die Ladungsträger können sich nun nicht mehr frei senkrecht zur Filmebene bewegen; man spricht in diesem Fall auch von einem zweidimensionalen Elektronengas (*2-Dimensional Electron Gas, 2DEG*). Durch diese Bindung tritt eine Quantisierung der Energieniveaus im Quantentopf auf. Verglichen mit dreidimensionalem Elektronengas im massivem Material besitzt der Quantenfilm diskrete und höhere Energiezustände und eine im Bereich der Bandkante signifikant erhöhte Zustandsdichte [13].

Häufig benutzt man für die Herstellung von Quantenfilmen ein Material, das nicht nur einen kleineren Bandabstand, sondern auch eine größere Gitterkonstante als die umgebenden Schichten aufweist, siehe Abbildung 3. Ein Quantenfilm mit der Gitterkonstanten a_0

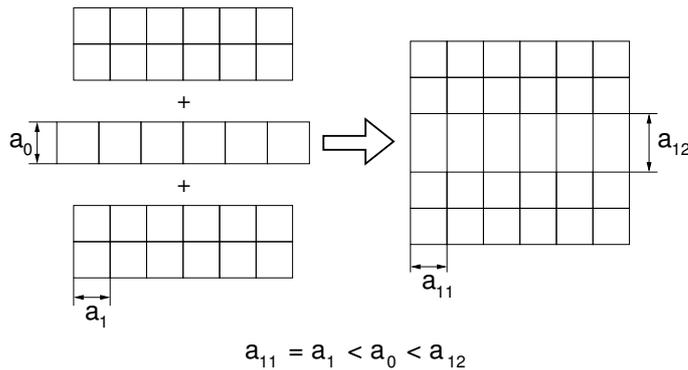


Abbildung 3: Kompressive Gitterverspannung durch das Aufwachsen eines Quantenfilms der Gitterkonstante a_0 zwischen Schichten der Gitterkonstanten $a_1 < a_0$ [14].

wird zwischen dickeren Schichten der Gitterkonstanten $a_1 < a_0$ gewachsen [14]. Die Einheitszelle wird in Waferebene kompressiv verspannt, was zu einer tetragonalen Verzerrung ($a_{11} < a_0 < a_{12}$) führt. Dabei ergibt sich eine Vergrößerung der Bandlücke. Vor allem aber tritt eine Aufspaltung der Bänder der schweren Löcher (*heavy holes, HH*) und leichten

Löcher (*light holes, LH*) bei $k = 0$ auf und die Bandkrümmung des HH-Bandes nimmt zu. Die effektive Masse der schweren Löcher nimmt also entsprechend ab und nähert sich derjenigen der Elektronen an. Dadurch wird die Zustandsdichte des Valenzbandes vergleichbar mit der des Leitungsbandes und damit die Übergangswahrscheinlichkeit erhöht. Quantenfilmlaser zeichnen sich durch ein sehr geringes aktives Volumen und eine verringerte Schwelle aus [15]. Der Materialgewinn ist höher und die durch die Bandauffüllung bedingte spektrale Verschiebung des Gewinnmaximums geringer [16],[17].

Dicke, Zusammensetzung und Verspannung des Quantenfilms bestimmen die Emissionswellenlänge. In Abbildung 4 ist am Beispiel von in GaAs eingebetteten $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilmen die Emissionswellenlänge in Abhängigkeit von der Zusammensetzung und der Filmdicke bei Raumtemperatur dargestellt [18].

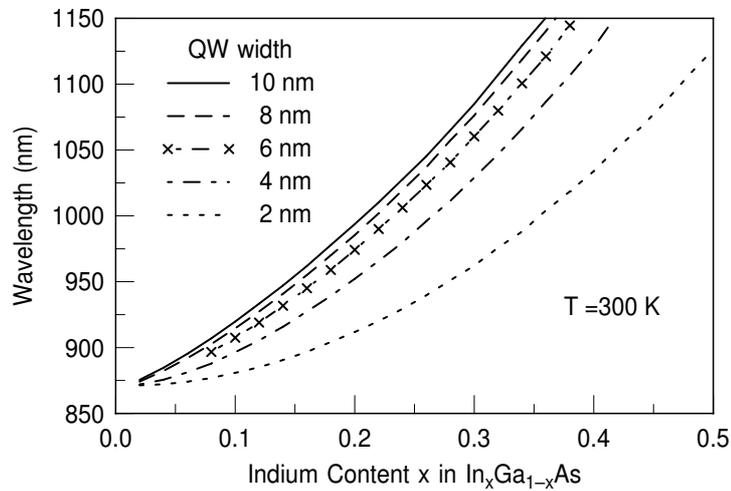


Abbildung 4: Emissionswellenlänge von in GaAs eingebetteten $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilmen in Abhängigkeit von der Zusammensetzung und der Filmdicke [18].

3.3 Verspannung

Bereits im vorigen Abschnitt wurden verspannte Quantenfilmstrukturen und deren Vorteile erwähnt. Solche Strukturen können versetzungsfrei auf ein geeignetes Substrat mit der Gitterkonstante a_s aufgewachsen werden, solange die Filmdicke, abhängig vom Unterschied der Gitterkonstanten $a_s - a_f$, gering ist. Man spricht von verspannten Schichten, wobei die Verspannung wie folgt definiert ist [19]:

$$f = \Delta a/a \approx \frac{a_s - a_f}{a_s}. \quad (2)$$

Wird die sogenannte kritische Schichtdicke überschritten, treten Relaxationen, also die Ausbildung von Versetzungen, auf [20],[21]. Versetzungen stellen nichtstrahlende Rekombinationszentren dar und reduzieren die Effizienz und Lebensdauer von Laserbauelementen drastisch. Daher müssen sie möglichst vermieden werden. Die Versetzungen treten

typischerweise in Form von Linien auf und werden daher auch als *dark lines* bzw. *Dark Line Defects*, *DLDD* bezeichnet [19]. In Abschnitt 6.5 wird ein Verfahren benutzt, mit dem diese Versetzungslinien sichtbar gemacht werden können. Die Linien korrespondieren direkt mit den nichtstrahlenden Rekombinationszentren [22].

Eine genauere Betrachtung der verspannungsbedingten Versetzungen zeigt, dass unterschiedliche Versetzungsmechanismen auftreten, die verschiedene kritische Schichtdicken besitzen. Bei eher niedriger Verspannung beobachtet man Stufenversetzungen und sogenannte 60° -Versetzungen, während man bei hoher Verspannung Versetzungsgruppen beobachtet [20],[23],[22].

Die untere kritische Schichtdicke beträgt für einzelne InGaAs-Quantenfilme mit einem In-Gehalt von 20 %, experimentell ermittelt, etwa 19 nm [24],[25]. Theoretische Betrachtungen ergeben mit 15 nm eine etwas geringere Schichtdicke [26]. Die in dieser Arbeit für die bei knapp unter 1000 nm emittierenden Laserstrukturen verwendeten InGaAs-Quantenfilme besitzen einen In-Gehalt von 16 % und eine Dicke von 8 nm. Die GaAsSb-Quantenfilme besitzen einen Sb-Gehalt von 26–30 % und eine Dicke von 7 nm, wobei im Quantenfilm eingebautes Antimon bei vergleichbaren Bandabständen eine etwas geringere Verspannung f verursacht als Indium.

In einer Halbleiter-Laserstruktur mit mehreren Quantenfilmen (MQW-Struktur), addiert sich die Verspannung. Das ist insbesondere bei der RPG-Struktur des Halbleiter-Scheibenlasers der Fall. Man kann davon ausgehen, dass die kritische Schichtdicke bei dem verwendeten Schichtdesign bei 3–4 Quantenfilmen erreicht wird. Daher muss die Anzahl der Quantenfilme reduziert, oder aber eine Verspannungskompensation eingesetzt werden [16],[27].

3.4 Verspannungskompensation

Bei der Verspannungskompensation wird die Verspannung, die durch Schichten eines Halbleiters mit einer größeren Gitterkonstante als GaAs (z.B. InGaAs-Quantenfilme) hervorgerufen wird, durch Schichten aus einem Halbleiter mit einer kleineren Gitterkonstante (z.B. GaAsP oder GaAsN, vgl. Abbildung 8) idealerweise vollständig kompensiert. Auf diese Weise können Schichtdicken von vielen Mikrometern mit einer großen Anzahl von verspannten Quantenfilmen praktisch versetzungsfrei aufgewachsen werden [27].

Beispielsweise besitzt ein InGaAs-Quantenfilm für eine Emissionswellenlänge von 1000 nm einen Indiumgehalt von etwa 20 %. Die Gitterkonstante eines solchen Quantenfilms (a) ist 1,5 % größer als die von GaAs, während die Gitterkonstante von $\text{GaAs}_{0.8}\text{P}_{0.2}$ (b) etwa 0,8 % kleiner ist. Eine Epitaxiestruktur ist verspannungskompensiert, wenn sie folgender Gleichung genügt:

$$N_a d_a f_a + N_b d_b f_b \simeq 0, \quad (3)$$

wobei N die Anzahl der Schichten, d die jeweilige Dicke und f die Verspannung der Schichten darstellt [28]. Im obengenannten Beispiel besitzt die Verspannung f der InGaAs- und GaAsP-Schichten unterschiedliche Vorzeichen, sodass die Gleichung durch geeignete Wahl der Dicke und Anzahl der Schichten erfüllt werden kann.

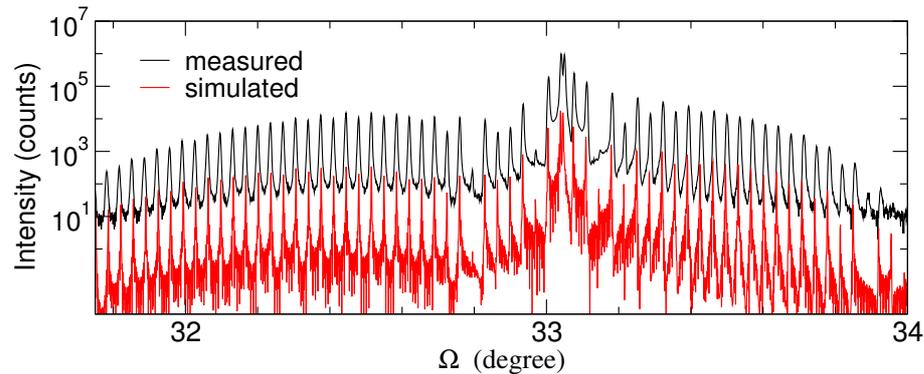


Abbildung 5: Röntgendiffraktogramm einer Schichtstruktur, die 20 InGaAs-Quantenfilme mit jeweils einer GaAsP-Kompensationsschicht besitzt. Der Phosphorgehalt beträgt 18 %. Die durch die Quantenfilme hervorgerufene Verspannung ist zu 82 % kompensiert.

Zum Test der Verspannungskompensation mit GaAsP wurde eine Struktur gewachsen, die 20 $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$ -Quantenfilme mit einer Dicke von jeweils 8 nm und 20 GaAsP-Kompensationsschichten, die jeweils 12,2 nm dick sind, besitzt. Dabei beträgt der Abstand der Quantenfilme $\lambda/2n$. Die Struktur zeigt unter dem Nomarski-Kontrast-Mikroskop fast keine Versetzungslinien, die ortsaufgelöste Photolumineszenz (siehe Abschnitt 6.5) zeigt Versetzungslinien, ihre Dichte ist jedoch gegenüber unkompenzierten Strukturen signifikant reduziert.

In Abbildung 5 ist das Röntgendiffraktogramm der Teststruktur dargestellt, das Verfahren der Röntgendiffraktometrie wird in Abschnitt 6.1 beschrieben. Über den Vergleich des Röntgendiffraktogramms mit der Simulation der Schichtstruktur konnten die genannten Schichtdicken bestätigt und der Indium-Gehalt der Quantenfilme zu 16,5 %, der Phosphorgehalt der Kompensationsschichten zu 18 % bestimmt werden. Ein einzelner dieser Quantenfilme besitzt gegenüber dem Substrat eine Verspannung von +2,277 %, während eine einzelne Kompensationsschicht eine Verspannung von -1,222 % besitzt. Berücksichtigt man dabei die Dicken der Schichten, ergibt sich für die Teststruktur eine Kompensation der Verspannung von 82 %. Die nicht vollständige Kompensation der Verspannung äußert sich auch im Doppelpeak im Röntgendiffraktogramm bei einem Winkel von knapp über 33°. Es tritt ein Sprung in der Periodizität der Satelliten auf.

Neben phosphorhaltigen-Verspannungskompensations-Schichten wurden auch AlGaAsN-Schichten zur Verspannungskompensation untersucht. Röntgendiffraktometrische Messungen zeigen auch hier eine gute Verspannungskompensation.

Analog zur oben beschriebenen Kompensation der Verspannung durch InGaAs-Quantenfilme kann auch die Verspannung, die durch GaAsSb-Quantenfilme hervorgerufen wird, kompensiert werden [29].

3.5 InGaAs- und GaAsSb-Quantenfilme

Je nach Art des verwendeten Halbleiters kann die Bandstruktur des Quantenfilms, die einen Heteroübergang darstellt, unterschiedliche Gestalt annehmen. In Abbildung 6 sind exemplarisch drei mögliche Fälle skizziert.

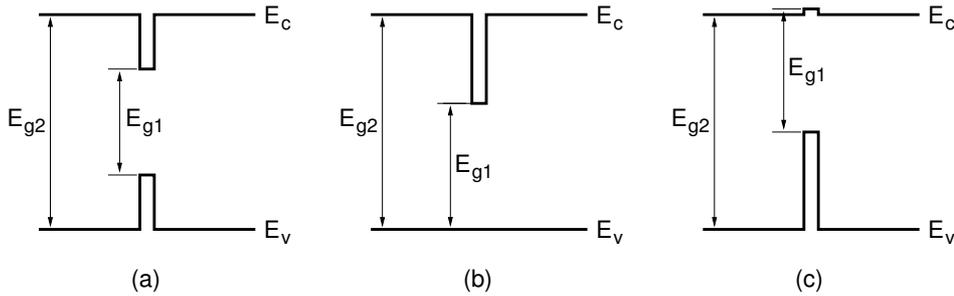


Abbildung 6: Typen von Heteroübergängen bei Quantenfilmstrukturen. Typ-I (links), schwacher Typ-I (Mitte) und Typ-II (rechts).

Das Halbleitermaterial des Quantenfilms besitzt die Energielücke E_{g1} , das der umgebenden Bereiche die Energielücke E_{g2} . Je nach Größe der Leitungs- und Valenzbanddiskontinuität stellt sich das resultierende Banddiagramm unterschiedlich dar. Von einem Typ-I Heteroübergang (a) steht sowohl für die Elektronen im Leitungsband als auch für die Löcher im Valenzband ein Potenzialtopf zur Verfügung. Beide Ladungsträgerarten können so jeweils leicht eingefangen werden, es liegt also ein gutes *Confinement* vor. Dieser Fall liegt beispielsweise bei InGaAs-Quantenfilmen in GaAs vor und ist für den Laserbetrieb ideal. Im Fall (b) liegt ein schwacher Typ-I Heteroübergang vor. Hier ist aufgrund einer großen Leitungsbanddiskontinuität für die Elektronen ein Potenzialtopf vorhanden, die nicht vorhandene Valenzbanddiskontinuität ist für das fehlende Löcher-*Confinement* verantwortlich. Der umgekehrte Fall ist ebenso möglich. Ein Heteroübergang des Typs II (c) liegt vor, wenn ein Band eine Potenzialbarriere ausbildet, im anderen jedoch ein Potenzialtopf vorliegt.

Ob sich bei GaAsSb-Quantenfilmen, die in GaAs eingebettet sind, ein Typ-I- oder Typ-II-Übergang ausbildet, ist nicht endgültig geklärt. Jüngeren Veröffentlichungen zufolge bildet sich bei hohen Antimongehalten ein schwacher Typ-II-Übergang aus, wie in Abbildung 7 dargestellt ist [30],[31]. Älteren Veröffentlichungen zufolge bildet sich eher ein deutlicher Typ-II-Übergang [32],[33] bzw. ein schwacher Typ-I-Übergang [34],[35] aus.

In jedem Fall ist das Elektronen-*Confinement* schwach, während das Löcher-*Confinement* sehr stark ist. Diese Situation wirkt sich vor allem auf die Eigenschaften von elektrisch gepumpten Bauelementen nachteilig aus. Hier werden jeweils Majoritätsladungsträger aus den dotierten Bereichen zum Quantenfilm hin injiziert, wobei die Elektronen nur schlecht eingefangen werden können. Bei optisch gepumpten Bauelementen werden in Quantenfilmnähe Elektronen-Loch-Paare generiert. Da die Löcher leicht eingefangen werden können, werden auch die zugehörigen Elektronen aufgrund der Coulomb-Anziehung im Bereich der

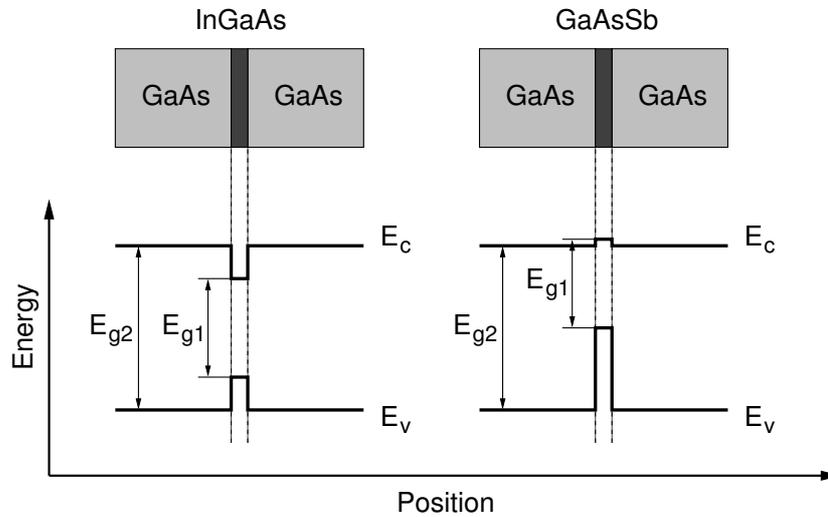


Abbildung 7: Banddiagramme von Quantenfilmen wie in dieser Arbeit verwendet, aus InGaAs (Typ-I, links) und GaAsSb (Typ-II, rechts) bestehend, die jeweils in GaAs eingebettet sind.

Leitungsbanddiskontinuität gehalten [33]. Dieser Effekt wird auch als *carrier screening* bezeichnet.

Hierbei ist der Potenzialtopf im Leitungsband, je nach Antimongehalt, nicht vorhanden, sondern es bildet sich dort sogar eine Barriere aus, wie in Bild 7 angedeutet. Der Potenzialtopf im Valenzband ist dagegen tiefer als beim InGaAs-Quantenfilm.

Das GaAsSb-Materialsystem besitzt für Antimongehalte zwischen 39 und 62% eine Mischungslücke [36]. Gegenüber InGaAs-Quantenfilmen besitzen GaAsSb-Quantenfilme für Antimongehalte unter 30% bei gleichem Bandabstand eine etwas geringere Verspannung, wenn man annimmt, dass das GaAsSb-Materialsystem dem Vegardschen Gesetz gehorcht [37]. Es wird aber für Antimongehalte unterhalb von 40% auch von einer deutlichen Abweichung vom Vegardschen Gesetz zu kleineren Gitterkonstanten hin berichtet, was die Verspannung der Quantenfilme weiter reduziert [38].

Die Bandabstände der in dieser Arbeit verwendeten Halbleitermaterialien sind in Abbildung 8 als Funktion von der Gitterkonstante dargestellt [36]. Für GaAsSb sind die dem Vegardschen Gesetz entsprechende Kurve und zusätzlich experimentell ermittelte Punkte für Antimon-Gehalte von 10, 30, 40 und 50% gemäß der Referenzen [38] und [39] eingezeichnet. Außerdem ist für GaAsN die Kurve bis zu einem Stickstoffgehalt von 5% aufgetragen, die eine sehr starke Bandverbiegung aufweist [40]. Die gestrichelten Teile der Kurven für AlAs und GaP markieren die Bereiche der indirekten Bandlücke. Schließlich ist noch die Gitterkonstante von GaAs (Substrat) markiert.

In dieser Arbeit werden Halbleiter-Scheibenlaser mit indium- oder antimonhaltigen, kompressiv verspannten Quantenfilmen untersucht. In beiden Fällen sind die Quantenfilme jeweils von 40 nm dicken GaAs-Barrieren, die einen größeren Bandabstand als die Quan-

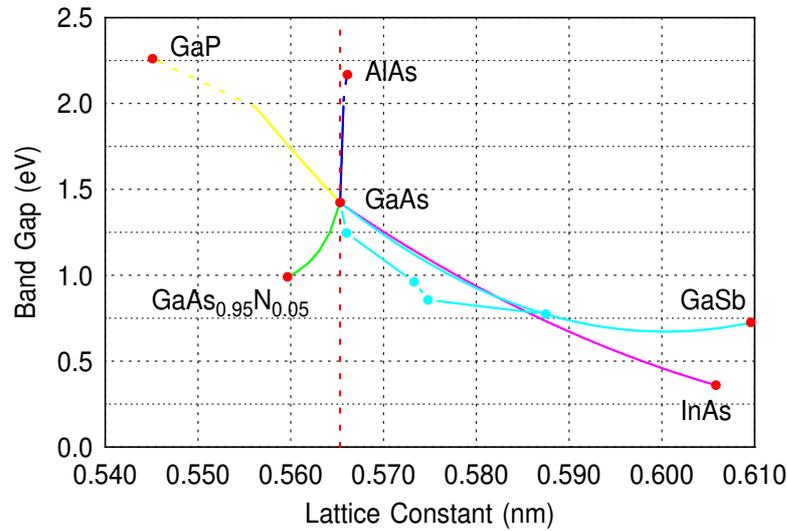


Abbildung 8: Bandabstände der in dieser Arbeit verwendeten Halbleitermaterialien in Abhängigkeit von der Gitterkonstante [36]. Zusätzlich sind für GaAsSb die experimentell ermittelten Punkte gemäß [38] und [39] eingezeichnet und die Gitterkonstante von GaAs markiert.

tenfilme besitzen, umgeben. Abbildung 7 zeigt die Banddiagramme von Quantenfilmen aus InGaAs (Typ-I, links) und GaAsSb (Typ-II, rechts), die jeweils in GaAs eingebettet sind.

3.6 Pumplicht-Absorptionszonen

Die GaAs-Barrieren, die die Quantenfilme umgeben, stellen bereits, wie auch die Quantenfilme selbst, Absorptionszonen für das Pumplicht mit einer Wellenlänge von 805 nm dar. Wie unten ausgeführt wird, reicht die Dicke der Quantenfilme jedoch zur effektiven Absorption des Pumplichts nicht aus, obwohl der Absorptionskoeffizient der Quantenfilme größer ist als der der Barrieren. Falls ein Mehrfachdurchgang des Pumplichts realisiert wird, kann die Absorption der Quantenfilme ausreichen. Üblicherweise werden die GaAs-Barrieren aber, wie in Abbildung 9 schematisch skizziert, beidseitig durch einen Bereich aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit einem von 0 bis auf 10% zunehmenden Aluminiumgehalt verstärkt. In diesem Bereich nimmt der Bandabstand zu, während der Brechungsindex abnimmt. Man spricht hier auch von einer GRIN-Struktur (*GRaded INdex*). Die Variation des Aluminiumanteils wird hier jedoch nicht wie beim Kantenemitter zur Wellenführung genutzt. Durch den kontinuierlich ansteigenden Bandabstand wird im Halbleiter ein quasi-elektrisches Feld erzeugt, das die Diffusion der Ladungsträger in den Quantenfilm unterstützt [41]. Die erforderliche Dicke und Anzahl der Absorptionszonen hängt von der Pumpwellenlänge, der Materialzusammensetzung und der Anzahl der Quantenfilme in der Struktur ab. Abbildung 10 zeigt den Verlauf der Fundamentalabsorption von GaAs und AlGaAs mit einem

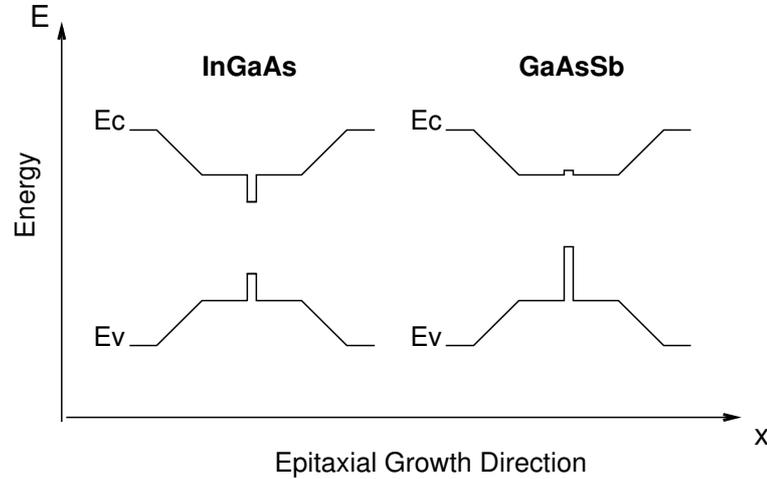


Abbildung 9: Banddiagramm der Quantenfilme und der Pumplicht-Absorptionszonen, die durch den zunehmenden Aluminiumgehalt die Diffusion der Ladungsträger in den Quantenfilm zusätzlich unterstützen.

Aluminiumgehalt von 10 % in Abhängigkeit von der Photonenenergie [13]. Die gestrichelte Linie markiert die Pumpwellenlänge von 805 nm. Man erkennt, dass der Absorptionskoeffizient für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit $0 < x < 0.1$ bei einer Pumpwellenlänge unter 810 nm einen Wert von etwa 10^4 cm^{-1} annimmt [42]. Für die Berechnung der Absorption wird daher im Folgenden ein Absorptionskoeffizient von $\bar{\alpha} = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ verwendet. Bei der Absorption einer einfallenden Welle der Intensität I_0 nimmt die Intensität im Verlauf durch den Halbleiter gemäß des Lambert-Beerschen Gesetzes exponentiell ab und wird durch eine von der Eindringtiefe z abhängigen Intensität $I(z)$ beschrieben.

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (4)$$

Die eintretende Intensität ist also nach dem Weg z durch den Halbleiter um den Faktor $\exp(-\alpha z)$ abgesunken. Damit ergibt sich für den Absorptionswirkungsgrad

$$\eta_{\text{abs}} = 1 - \frac{I(z)}{I_0} = 1 - \exp(-\alpha z). \quad (5)$$

Für einen gewünschten Absorptionswirkungsgrad von 0.9 benötigt man beispielsweise Absorptionsschichten mit einer Dicke von $1 \mu\text{m}$.

3.7 Bragg-Reflektoren

Der Bragg-Reflektor schließt sich direkt an den optisch aktiven Bereich des Halbleiterscheibenlasers an. Die effektive Länge des optisch verstärkenden Bereichs in der Halb-

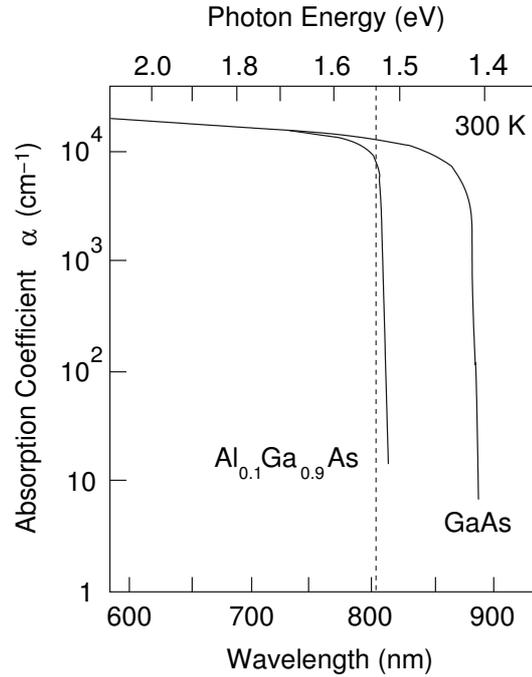


Abbildung 10: Verlauf der Fundamentalabsorption von GaAs und AlGaAs mit einem Aluminiumgehalt von 10 % in Abhängigkeit von der Photonenenergie [13]. Die gestrichelte Linie markiert die Pumpwellenlänge von 805 nm.

leisterscheibe ist zwar länger als beim VCSEL, trotzdem sind für den Scheibenlaser hohe Spiegelreflektivitäten notwendig.

Eine optische Welle wird von alternierenden transparenten Schichten mit unterschiedlichem Brechungsindex und einer optischen Dicke von $\lambda/2\bar{n}$ aufgrund von konstruktiver Interferenz reflektiert, wobei \bar{n} den mittleren Brechungsindex symbolisiert. Der Intensitätsreflexionsfaktor R hängt dabei von der Anzahl der Schichten und deren Brechungsindexunterschied, mit hohem Brechungsindex n_h und niedrigem Brechungsindex n_l , ab. Zu Luft ergibt sich der Intensitätsreflexionsfaktor eines solchen Bragg-Reflektors für eine Schichtzahl von $(2p+1)$ mit dem Substratbrechungsindex n_s zu [43]

$$R = \left(\frac{1 - (n_h/n_l)^{2p}(n_h^2/n_s^2)}{1 + (n_h/n_l)^{2p}(n_h^2/n_s^2)} \right)^2.$$

Je größer die Anzahl Spiegelschichten gewählt wird, desto höher wird die Reflektivität. Die höchste Reflektivität ergibt sich bei einer ungeraden Schichtanzahl immer dann, wenn sich die Schichten mit dem größeren Brechungsindex außen befinden. Für eine hohe Anzahl N von Schichtpaaren ergibt sich R nach [44] zu:

$$R = \tanh^2 \left(N \ln \frac{n_h}{n_l} + \frac{1}{2} \ln n_s \right).$$

Die relative Breite des Reflexionsbandes wird durch die folgende Beziehung bestimmt:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{4}{\pi} \sin^{-1} \frac{n_h - n_l}{n_h + n_l}.$$

Wie der Intensitätsreflexionsfaktor R hängt auch die Breite des Bandes $\Delta\lambda$ vom Brechungsindexunterschied der Schichtpaare ab.

Häufig werden für solche Vielfachschichten amorphe dielektrische Materialien verwendet, aber auch Halbleiterschichten sind in bestimmten Wellenlängenbereichen geeignet. Im Materialsystem AlGaAs stehen als Spiegelschichten GaAs und AlAs zur Verfügung, die einen relativ großen Brechungsindexkontrast aufweisen und noch dazu eine minimale Gitterfehlانpassung besitzen. Beispielsweise liegt der jeweilige Brechungsindex bei einer Temperatur von 300 K und einer Wellenlänge von 980 nm bei $n = 3,53$ (GaAs) und $n = 2,97$ (AlAs). Die Gitterkonstanten liegen bei 0,5653 nm und 0,5660 nm.

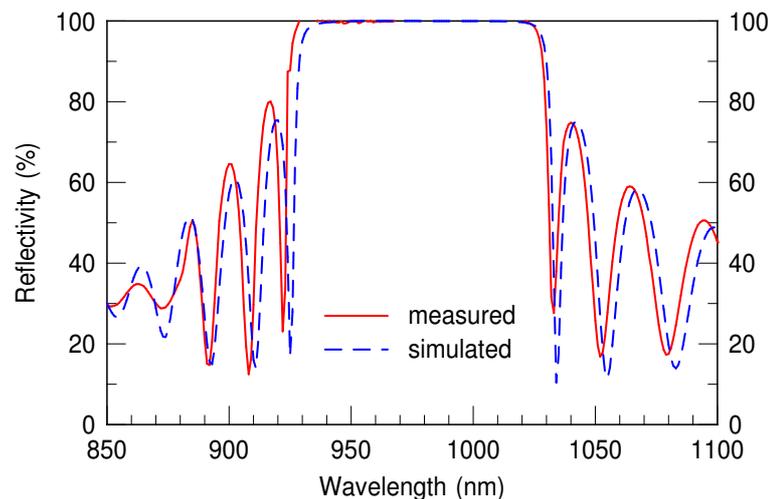


Abbildung 11: Gemessenes und simuliertes Intensitäts-Reflexionsspektrum eines Bragg-Reflektors aus 30 AlAs- und GaAs-Schichtpaaren mit einer Dicke von jeweils $\lambda/4n$ für eine Wellenlänge von 980 nm.

Abbildung 11 zeigt das gemessene Intensitäts-Reflexionsspektrum eines Bragg-Reflektors für eine Wellenlänge von 980 nm, der aus 30 AlAs- und GaAs-Schichtpaaren mit einer Dicke von jeweils $\lambda/4n$ besteht. Zusätzlich ist das simulierte Reflexionsspektrum gestrichelt dargestellt. Das Reflexionsspektrum des gewachsenen Spiegels ist im Vergleich zur Simulation minimal zu kürzeren Wellenlängen hin verschoben. Ansonsten liegt eine sehr gute Übereinstimmung vor.

Die Bandkante von GaAs liegt bei einer Wellenlänge von 870 nm. Daher besitzt ein solcher Bragg-Reflektor bei einer Pumpwellenlänge im Bereich von 800 nm keine nennenswerte Reflektivität mehr. Die nach einem Durchgang durch die Absorptionszone noch nicht absorbierte Pumpstrahlung wird im Bragg-Reflektor absorbiert. Um für die Pumpwellenlänge ebenfalls eine hohe Reflektivität zu erhalten, kann ein doppelt periodischer

Bragg-Reflektor realisiert werden. Somit wird die nach einem Durchgang noch nicht absorbierte Pumpstrahlung zurück in den aktiven Bereich reflektiert und die Absorptionseffizienz kann erhöht, beziehungsweise die Anzahl der Quantenfilme reduziert werden. Darüber hinaus wird das longitudinale Absorptionsprofil homogener, d.h. die Quantenfilme werden gleichmäßiger gepumpt. Es muss bei einem solchen Bragg-Reflektor allerdings auf die Verwendung von Schichten aus reinen GaAs verzichtet werden, da diese das Pumplicht fast vollständig absorbieren würden. AlGaAs-Schichten mit einem Aluminiumgehalt von 20% besitzen für eine Pumpwellenlänge um 800 nm eine ausreichende Transparenz und trotzdem noch einen relativ großen Brechungsindexkontrast gegenüber AlAs, vgl. Abbildung 10.

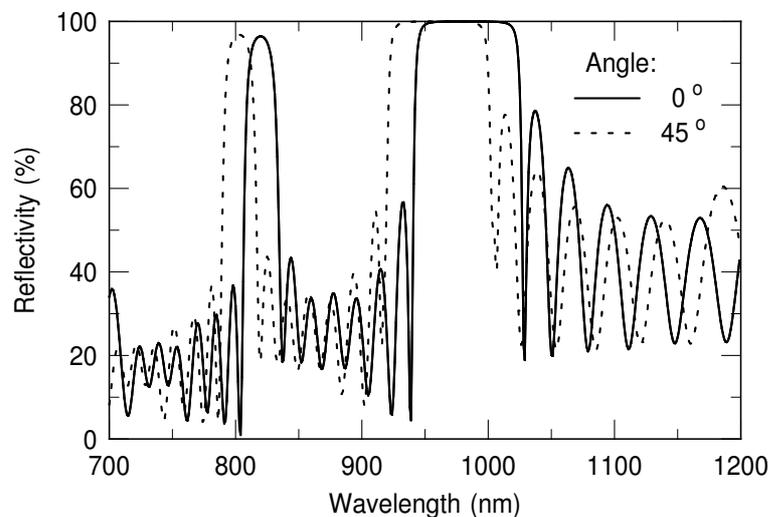


Abbildung 12: Reflexionsspektrum eines numerisch simulierten Doppelband-Bragg-Reflektors für Einfallswinkel von 0° und 45° . Die Emissionswellenlänge liegt bei 980 nm, die Pumpwellenlänge bei 805 nm.

In Abbildung 12 ist das Reflexionsspektrum eines numerisch simulierten Doppelband-Bragg-Reflektors für Einfallswinkel von 0° und 45° dargestellt. Die Designvorgaben waren sehr hohe Reflektivität bei 980 nm unter einem Einfallswinkel von 0° und hohe Reflektivität bei 805 nm unter 45° . Für die Simulation wurde das Programm ESSENTIAL MACLEOD [45] verwendet, welches auf dem Transfermatrixmodell beruht. Man erkennt, dass die Reflexionsbänder eine unterschiedliche Breite aufweisen und das Spektrum vom Einfallswinkel der optischen Welle abhängt. Das relativ schmale Reflexionsmaximum knapp über 800 nm kann bequem durch eine Variation des Pumpwinkels zur Pumpwellenlänge hin verschoben werden. Die optischen Dicken der einzelnen Schichten (*Quarter Wave Optical Thickness, QWOT*) sind in Abbildung 13 dargestellt. Im Schichtdesign lässt sich die doppelte Periodizität schön erkennen. Die unterschiedlichen Dicken der einzelnen Schichten ist auch in Abbildung 14 zu erkennen. Dies ist eine transmissionselektronenmikroskopische Aufnahme (*Transmission Electron Microscope, TEM*) einer GaAsSb-Scheibenlaserstruktur dargestellt, die 6 Quantenfilme besitzt, und bei 1200 nm emittiert.

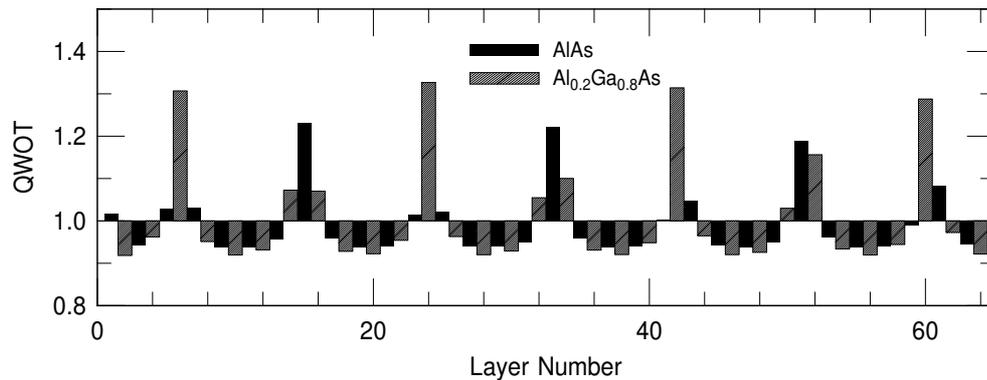


Abbildung 13: Auf die optische Schichtdicke von $\lambda/4$ normierte optische Dicken der einzelnen Schichten eines numerisch simulierten Doppelband-Bragg-Reflektors für eine Emissionswellenlänge von 980 nm. Im Schichtdesign lässt sich deutlich die doppelte Periodizität erkennen.

Zur Vermeidung von Absorption im Bragg-Reflektor wurden AlAs- und $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Schichten verwendet. Dabei ergeben sich als Nachteile gegenüber vergleichbaren binären Spiegelschichten eine geringere maximale Reflektivität, eine schmalere Reflexionsbandbreite und ein etwa dreimal so hoher Wärmewiderstand in den $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Schichten verglichen mit GaAs-Schichten (siehe auch Abschnitt 3.10).

3.8 Design des Resonators

Der Resonator des Scheibenlasers ist im Gegensatz zum Fabry-Perot-Resonator eines VCSELs ein konzentrisch-planarer Resonator, der auch halb-sphärischer Resonator genannt wird. Typische Resonatorlängen liegen hier im Bereich 1 bis 15 cm und damit um Größenordnungen über den bei VCSELn und Kantenemittern verwendeten Resonatorlängen. Der Resonator sollte möglichst so ausgelegt werden, dass sich Lasermode und Pumpfleck optimal überlappen. Wie im Kapitel 4 ausgeführt, bestimmen Spiegelradius und Resonatorlänge den Strahlradius der Grundmode. Der externe Resonatorspiegel, auch Auskoppelspiegel genannt, ist mit einer dielektrischen Beschichtung versehen, die eine möglichst geringe Absorption aufweist. Das Beschichtungsdesign und die verwendeten dielektrischen Materialien hängen von der Emissionswellenlänge, dem gewünschten Auskoppelgrad, bzw. von speziellen Anforderungen ab, wie beispielsweise hoher Transmission für die frequenzverdoppelte Welle.

3.9 Design der Pumpoptik

Das Erzeugen der Ladungsträger in der aktiven Zone geschieht mittels einer Halbleiter-Laserdiode bzw. eines Halbleiter-Laserdiodenbarrens. Im Falle einer einzelnen Laserdiode kann eine Freistrahloptik verwendet werden, bei der die Ausgangsfläche des Laserchips

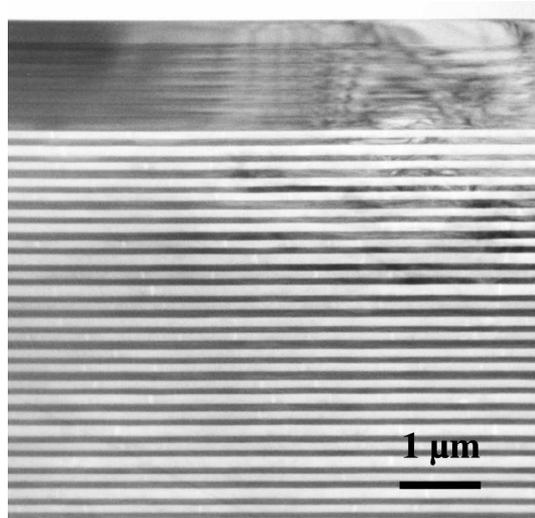


Abbildung 14: TEM-Aufnahme einer bei 1220 nm emittierenden GaAsSb-Scheibenlaserstruktur mit 6 Quantenfilmen. Die unterschiedlichen Dicken der Spiegelschichten und die einzelnen Quantenfilme sind gut erkennbar.

auf die Scheibenlaserscheibe abgebildet wird. Alternativ kann die Laserstrahlung zunächst in eine Glasfaser eingekoppelt werden; das Faserende wird dann auf die Scheibe abgebildet. Bei Laserdiodenbarren wird grundsätzlich eine Faserkopplung benutzt. Der Pump Laserstrahl trifft unter einem Winkel α von $30\text{--}50^\circ$ zur Normalen auf die Halbleiterscheibe. Ein ursprünglich rundes Pump Laserstrahlprofil wird durch diesen Einfallswinkel auf der Halbleiterscheibe elliptisch. Der Strahldurchmesser einer Achse wird um den Faktor $1/\cos(\alpha)$ gedehnt. Da die Grundmode des Scheibenlasers rund ist, sollte für eine gute Überlappung von Pumpfleck und Lasermode auch der Pumpfleck möglichst rund sein. Hier ist ein Kompromiss zwischen einem kleinen Pumpwinkel und der numerischen Apertur der Pumpoptik zu suchen.

3.10 Wärmeableitung

Der Brechungsindex von GaAs ist temperaturabhängig und nimmt mit etwa $4 \cdot 10^{-4}/\text{K}$ zu [13]. Somit verschiebt sich das Reflexionsspektrum des Bragg-Spiegels um $0,08 \text{ nm/K}$ mit der Temperatur. Der Bandabstand verringert sich mit steigender Temperatur, daher verschiebt sich das Photolumineszenzspektrum und damit auch das Gewinnspektrum mit $0,32 \text{ nm/K}$ zu größeren Wellenlängen. Darüber hinaus nimmt der Maximalwert der Gewinnkurve mit steigender Temperatur ab.

Im Design des Scheibenlasers können die temperaturbedingte Änderung des Brechungsindex und die Verschiebung des Gewinnspektrums bereits berücksichtigt werden. Die Abnahme des Gewinns bei höheren Temperaturen führt jedoch beim Scheibenlaser, wie bei anderen Halbleiterlasern auch, zu einer Verringerung der Effizienz. Daher muss die

Verlustwärme, die im Betrieb unweigerlich anfällt, möglichst effizient aus dem Bauelement abgeführt werden.

Je nach Dimensionierung des aktiven Bereichs und der Wärmesenke müssen bei der Betrachtung zwei Fälle unterschieden werden. Solange der aktive Durchmesser D im Vergleich zur Dicke d der Wärmesenke klein ist, wird die Wärme nicht nur senkrecht nach unten, sondern auch seitlich abgeführt. Dabei kann die Wärmequelle als Punktquelle angenähert werden. Es liegt ein dreidimensionaler Wärmefluss in einen thermisch leitfähigen Halbraum vor. Der Wärmewiderstand wird in diesem Fall durch

$$R_{th} \simeq \frac{1}{2\sigma D} \quad (6)$$

sehr gut angenähert und hängt lediglich von der materialspezifischen thermischen Leitfähigkeit σ und dem aktiven Durchmesser ab [46].

Ist der aktive Durchmesser gegenüber der Dicke der Wärmesenke groß, kann von einem linearen, eindimensionalen Wärmefluss ausgegangen werden. Dabei bestimmt sich der Wärmewiderstand zu

$$R_{th} = \frac{4d}{\sigma\pi D^2}, \quad (7)$$

wobei d die Dicke der Wärmesenke ist [47]. Hier hängt der Wärmewiderstand von der thermischen Leitfähigkeit, dem aktiven Durchmesser und von der Dicke der Wärmesenke ab. In Abbildung 15 sind beide Fälle dargestellt.

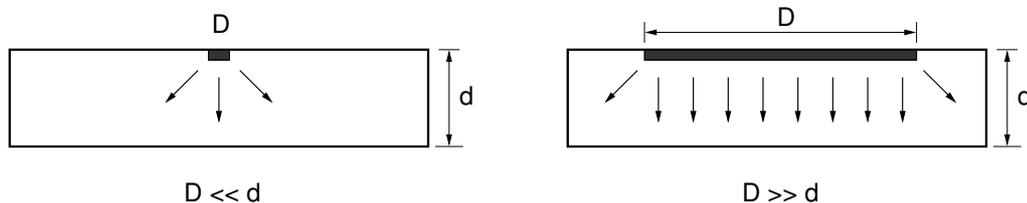


Abbildung 15: Wärmefluss in der Wärmesenke für die Extremfälle von punktförmiger Wärmequelle mit dreidimensionalem Wärmefluss und großflächiger Wärmequelle eindimensionalem Wärmefluss. Bei der großflächigen Wärmequelle hängt der Wärmewiderstand umgekehrt proportional von der aktiven Fläche ab. In diesem Fall ist Flächenskalierbarkeit gewährleistet.

Liegt der Fall des eindimensionalen Wärmeflusses vor, halbiert sich beispielsweise der thermische Widerstand, wenn die aktive Fläche verdoppelt wird. So kann, im Gegensatz zum dreidimensionalen Wärmefluss, die abzuführende Wärme verdoppelt werden, ohne dass die Temperatur des Laserchips ansteigt. Es ist dann Flächenskalierbarkeit gegeben.

In beiden Fällen muss der Wärmewiderstand des Bragg-Reflektors, des eventuell vorhandenen Halbleitersubstrats, des Lotes oder des Klebers mitberücksichtigt werden. Der Teil des Scheibenlasers, der der aktiven Schicht am nächsten ist, ist der Bragg-Reflektor. Er ist unverzichtbar und besitzt, realisiert als GaAs/AlAs-Halbleiter-Spiegel, einen geringeren Wärmewiderstand als ein vergleichbarer dielektrischer Bragg-Reflektor. Die binären Halbleiterschichten GaAs und AlAs besitzen eine thermische Leitfähigkeit von $44 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$

und $91 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [48]. Allerdings kann die Wärmeleitfähigkeit des Bragg-Reflektors nicht einfach aus dem Mittelwert beider alternierenden Schichtmaterialien gebildet werden. Die Wärmeleitung durch Phononendiffusion wird aufgrund von Phononenstreuung an den Grenzflächen des Übergitters gestört [49]. Die Wärmeleitfähigkeit ist dabei allerdings immer noch deutlich höher als bei entsprechendem ternären Volumenmaterial. Abhängig von der Dicke der jeweiligen Bragg-Schichten liegt die Wärmeleitfähigkeit für etwa $80 \mu\text{m}$ dicke Schichten bei etwa $40 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, also knapp unterhalb der Wärmeleitfähigkeit von GaAs [50]. Die ternären $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ -Schichten eines Doppelband-Bragg-Reflektors besitzen demgegenüber eine Wärmeleitfähigkeit von nur $15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [51]. Ein aus dielektrischen Schichten bestehender Bragg-Reflektor hat bei vergleichbarer Reflektivität beispielsweise im Fall von $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schichten einen 22-fach und bei $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$ -Schichten immer noch einen 3-fach höheren Wärmewiderstand.

Verglichen mit Metallen ist der Wärmewiderstand des GaAs-Substrats hoch. Das Substrat ist verzichtbar und kann komplett entfernt werden. In Abschnitt 5.6 ist das dazu notwendige Verfahren beschrieben. Die komplette Substratentfernung ist jedoch nur bei invertiert gewachsenen Schichtstrukturen möglich, siehe Abschnitt 5.1.

Lote besitzen im Vergleich zu thermisch leitfähigen Epoxyharzklebern eine sehr viel größere Wärmeleitfähigkeit, vgl. Abschnitt 5.7. Die Wärmeleitfähigkeit von Indiumlot liegt bei $82 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [52].

Die Wärmesenke selbst sollte aus einem Material mit sehr hoher Wärmeleitfähigkeit bestehen, hier bieten sich insbesondere Kupfer und Diamant an. Darüber hinaus sollte die Wärmesenke für die Flächenskalierbarkeit möglichst dünn sein, damit sich das Kühlmedium, das die Wärme schließlich abführt, in unmittelbarer Nähe des aktiven Bereichs befindet. Hier setzen die mechanische Belastbarkeit und die Bearbeitbarkeit der Wärmesenke Grenzen.

3.11 Simulation der Temperaturverteilung

Um den Einfluss des Aufbaus der Halbleiter-Schichtstruktur und der Geometrie der Wärmesenke auf die Temperaturverteilung bzw. Erwärmung des Scheibenlaser-Chips zu untersuchen, wurden numerische Simulationen durchgeführt. Dazu wurde das auf der Finite-Elemente-Methode basierende Programm FLEXPDE verwendet. Zunächst wurde ein Modell für Chip und Wärmesenke mit den entsprechenden Randbedingungen erstellt, anschließend die (stationäre) Wärmeleichung

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla T) + Q = 0 \quad (8)$$

gelöst, wobei der Gleichgewichtszustand betrachtet wurde. Es ist σ die Wärmeleitfähigkeit des Mediums, T die Temperatur und Q die Wärmeleistung. Für die Simulationen wird im Chip eine kreisförmige Wärmequelle, die eine gaußförmige Wärmeverteilung besitzt, angenommen. Als Wärmeleitfähigkeiten werden die in Tabelle 1 aufgeführten Werte verwendet. Das Wärmesenkenmaterial ist Kupfer bzw. Diamant. Als Randbedingung wurde angenommen, dass Luft als thermischer Isolator wirkt und daher kein Wärmefluss in die

Material	Thermische Leitfähigkeit σ [Wm ⁻¹ K ⁻¹]
GaAs	44
AlAs	91
GaAs/AlAs-DBR	40
Indium	82
Kupfer	398
CVD Diamant	1500

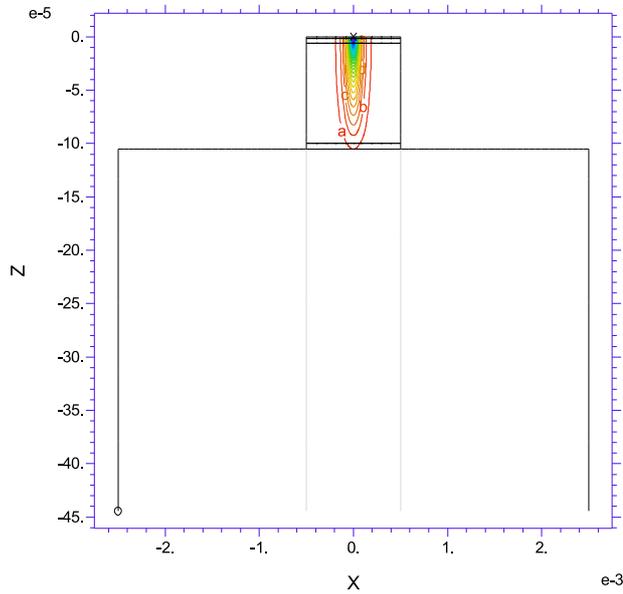
Tabelle 1: Übersicht über thermische Leitfähigkeiten σ für die thermische Simulation verwendeter Materialien [47],[48],[50],[52],[53].

Umgebung auftritt. Darüber hinaus wurde die Temperatur der Unterseite der Wärmesenke als konstant angenommen.

Zunächst wurde die Temperaturverteilung in einer Scheibenlaser-Schichtstruktur mit Kantenlängen von 1 mm, bestehend aus aktivem Bereich mit 12 Quantenfilmen, binärem Bragg-Reflektor und 100 μ m dickem GaAs-Substrat simuliert. Anschliessend wurde eine Simulation ohne das GaAs-Substrat durchgeführt. In beiden Fällen wurde ein mit Indiumlot auf eine Kupferwärmesenke montiertes Bauteil angenommen. Die Indium-Schicht ist dabei 5 μ m dick, die Kupfer-Wärmesenke hat eine Dicke von 1 mm, die Kantenlängen betragen 10 mm. Der Einfluss der Metallisierung von Halbleiter und Wärmesenke wurde bei der Simulation vernachlässigt. Der runde Pumpspot besitzt eine gaußförmige Intensitätsverteilung und hat einen Durchmesser von 100 μ m. Die Wärme-Verlustleistung im Pumpspot beträgt 1 W. Abbildung 16 zeigt die Ergebnisse der beiden Simulationen. Man erhält im Falle des Scheibenlasers mit Substrat eine maximale Temperaturerhöhung von 151 K, ohne Substrat beträgt die Temperaturerhöhung lediglich 59 K.

Stationärer Zustand 3D-Wärmeleitung in Chip

10:10:15 6/1/04
FlexPDE 2.22



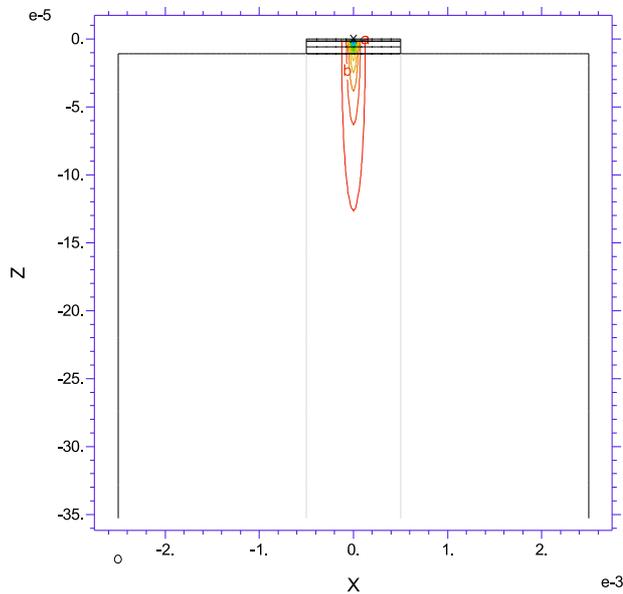
ZX Temp
on y=0
zoom(-wideHS/2,-longC-longHS/3-long)

max	451.	e :	325.
D :	450.	d :	320.
C :	445.	c :	315.
B :	440.	b :	310.
A :	435.	a :	305.
z :	430.	min	300.
y :	425.		
x :	420.		
w :	415.		
v :	410.		
u :	405.		
t :	400.		
s :	395.		
r :	390.		
q :	385.		
p :	380.		
o :	375.		
n :	370.		
m :	365.		
l :	360.		
k :	355.		
j :	350.		
i :	345.		
h :	340.		
g :	335.		
f :	330.		

disk_cu_100um: Grid#1 p2 Nodes=71909 Cells=49920 RMS Err= 1.
Integral= 5.784751e-4

Stationärer Zustand 3D-Wärmeleitung in Chip

10:15:43 6/1/04
FlexPDE 2.22



ZX Temp
on y=0
zoom(-wideHS/2,-longC-longHS/3-long)

max	359.3		
s :	357.0		
r :	354.0		
q :	351.0		
p :	348.0		
o :	345.0		
n :	342.0		
m :	339.0		
l :	336.0		
k :	333.0		
j :	330.0		
i :	327.0		
h :	324.0		
g :	321.0		
f :	318.0		
e :	315.0		
d :	312.0		
c :	309.0		
b :	306.0		
a :	303.0		
min	300.0		

disk_cu_6um: Grid#1 p2 Nodes=55899 Cells=38520 RMS Err= 1.
Integral= 5.454827e-4

Abbildung 16: Simulation der Temperaturverteilung in einer Scheibenlaser-Schichtstruktur mit Substrat (oben) und ohne Substrat (unten). Man erhält im Falle des Scheibenlasers mit Substrat eine maximale Temperaturerhöhung von 151 K, ohne Substrat beträgt die Temperaturerhöhung lediglich 59 K.

Dass die Temperaturerhöhung ohne Substrat nur auf 40 % des Wertes einer Struktur mit Substrat abfällt, überrascht zunächst. Man muss jedoch bedenken, dass bei der gewählten Geometrie und dem angenommenen Pumpspottdurchmesser teilweise noch ein dreidimensionaler Wärmefluss vorliegt, der den Wärmewiderstand im Falle der Struktur mit Substrat reduziert.

Substrat (GaAs)	Wärmesenkendicke	Temperaturerhöhung
0 μm	Kupfer, 1.0 mm	+ 82 K
0 μm	Kupfer, 0.2 mm	+ 65 K
0 μm	Kupfer, 0.1 mm	+ 54 K

Tabelle 2: Simulationsergebnisse der Temperaturerhöhung im Scheibenlaserchip in Abhängigkeit von der Wärmesenkendicke.

Um den Einfluss des dreidimensionalen Wärmeflusses zu reduzieren, wurden Strukturen mit dünneren Wärmesenken betrachtet. Dazu wurden vergleichbare Simulationen mit einem größeren Pumpspottdurchmesser und dünneren Wärmesenken durchgeführt. Der Durchmesser des ebenfalls runden Pumpspots betrug nun 500 μm , die Wärme-Verlustleistung 15 W. Die Dicke der Wärmesenke wurde variiert und es werden nur Strukturen ohne GaAs-Substrat betrachtet. In Tabelle 2 ist die jeweilige Temperaturerhöhung aufgelistet. Wie bei eindimensionalem Wärmefluss zu erwarten, hängt die Temperaturerhöhung in diesem Falle stark von der Wärmesenkendicke ab. Der Abstand des Scheibenlaserchips vom Kühlmedium muss also für eine optimale Kühlung so gering wie möglich sein. Mit den im folgenden Kapitel vorgestellten Mikrokanalkühlern lässt sich eine solche optimierte Kühlung realisieren.

3.12 Mikrokanalkühler

Die beiden vorangegangenen Kapitel belegen die Bedeutung der Dicke der Wärmesenke bezüglich der Flächenskalierbarkeit beim Scheibenlaser. Das Kühlmedium sollte sich demnach möglichst in unmittelbarer Nähe des aktiven Bereichs befinden. Ähnliche Anforderungen stellen auch Hochleistungs-Laserdioden an die Kühlung. Zu diesem Zweck sind am Fraunhofer-Institut Lasertechnik (ILT) in Aachen in der Vergangenheit Mikrokanalkühler entwickelt worden, die mittlerweile kommerziell eingesetzt werden [54],[55]. Die Mikrokanalkühler bestehen aus 5 strukturierten, etwa 0,3 mm dicken Kupferlagen, die miteinander verschweisst wurden. In Abbildung 17 ist links ein Mikrokanalkühler ohne Lecklage für 10 mm lange Laserdiodenbarren dargestellt [56]. Das rechte Bild zeigt die Flussgeschwindigkeit des Kühlmediums (Wasser) im Kühler bei einem Druckabfall über den Kühler von etwa 2 bar. Diese Mikrokanalkühler sind im vorliegenden Design für Laserdiodenbarren optimiert. Dabei befinden sich die Finnen, die eine Breite von 0,25 mm besitzen, an der vorderen Kante des Kühlers, wo üblicherweise die Diodenbarren montiert werden. In diesem Bereich liegt die Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmediums bei bis zu 5 m/s.

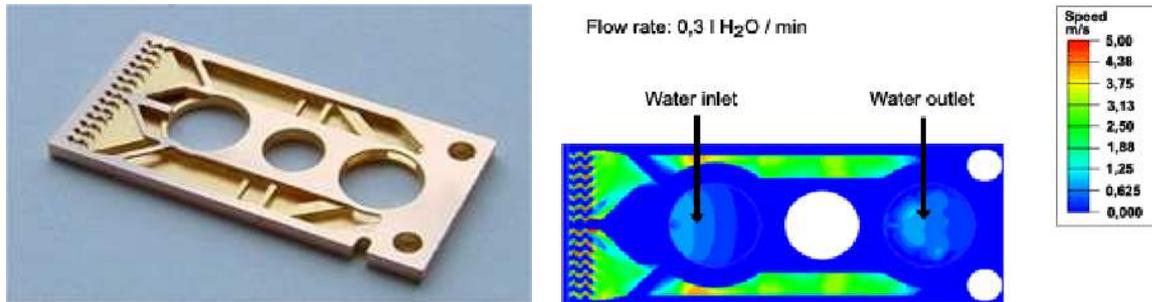


Abbildung 17: Mikrokanaalkühler ohne Decklage für 10 mm lange Laserdiodenbarren (links). Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmediums (Wasser) im Kühler (rechts) [56].

Für die Montage der Halbleiter-Scheibenlaser wurde zunächst dieses Design benutzt, wobei die Laserchips im Bereich der Finnen montiert wurden. Es ist jedoch auch ein für Oberflächenemitter optimiertes Kühlerdesign denkbar.

Um den Wärmewiderstand der Mikrokanaalkühler zu reduzieren, wurde die obere Kupferlage mittels eines Hochgeschwindigkeits-Fräsprozesses im Bereich der Finnen erfolgreich bis auf eine Restkupferdicke von $50\ \mu\text{m}$ reduziert. In diesen gefrästen Bereich wurden anschließend die Scheibenlaserchips montiert.

4 Laserresonatoren

Dieses Kapitel gibt zunächst einen Überblick über die verschiedenen Resonatoren und deren Stabilität. Insbesondere wird auf den stabilen Resonator eingegangen. Dieser Fall liegt vor, wenn sich das elektrische Feld nach einem Umlauf im Resonator reproduziert. Anschließend wird der Scheibenlaserresonator und dessen Eigenschaften näher betrachtet. Schliesslich wird speziell auf die Gaußsche Grundmode (Gaußstrahl) und reale Strahlen eingegangen. Im letzten Abschnitt werden die transversalen Moden, die im Scheibenlaserresonator ausbreitungsfähig sind, betrachtet und dabei experimentelle Beobachtungen den entsprechenden mathematischen Beschreibungen gegenübergestellt.

4.1 Resonatortypen

Um Laserbetrieb zu ermöglichen, ist ein verstärkendes Medium erforderlich, das von wenigstens zwei Spiegeln umgeben ist. Man spricht dann auch von einem Resonator. Der Fabry-Perot-Resonator ist der einfachste Typ eines optischen Resonators. Dabei wird der Resonator von zwei planparallelen Spiegeln gebildet. Ein VCSEL besitzt beispielsweise einen Fabry-Perot-Resonator, der in Form zweier ebener Bragg-Spiegel realisiert ist. Eine Krümmung der Spiegel verändert die Eigenschaften des Resonators: ein Resonator kann stabil oder instabil sein, oder sich wie im Fall des Fabry-Perot-Resonators gerade an der Stabilitätsgrenze befinden [57]. Üblicherweise werden kugelförmige (sphärische) Spiegelkrümmungen verwendet, da diese relativ einfach und trotzdem präzise herstellbar sind. Mit ihnen lassen sich stabile Resonatoren aufbauen. Die Spiegelradien werden gemäß Abbildung 18 mit ρ bezeichnet, der Abstand der Spiegel mit L . Für konkave Spiegel ist ρ positiv, für konvexe Spiegel negativ. Die g -Parameter der Resonatorspiegel werden folgendermaßen definiert:

$$g_i = 1 - \frac{L}{\rho_i} \quad , \quad i = 1, 2 \quad (9)$$

Anhand der g -Parameter kann nun jeder optische Resonator im sogenannten Stabilitätsdiagramm als Punkt in der g_1g_2 -Ebene dargestellt werden. Dazu wird der Parameter g_2 über g_1 aufgetragen.

Abbildung 19 zeigt das Stabilitätsdiagramm optischer Resonatoren. Die linke Ungleichung in (10) bedeutet, daß g_1 und g_2 das gleiche Vorzeichen haben müssen. Stabile Resonatoren können also nur im 1. und 3. Quadranten des Stabilitätsdiagrammes liegen. Die rechte Ungleichung kennzeichnet die Hyperbel $g_1g_2 < 1$, die auch im Stabilitätsdiagramm zu sehen ist. Der Bereich der stabilen Resonatoren wird durch die Koordinatenachsen und die Hyperbeln $g_2 = \pm 1/g_1$ eingeschlossen. Die Bedingung für stabile Resonatoren (Stabilitätsbedingung) lautet [58]:

$$0 < g_1g_2 < 1 \quad (10)$$

Die Linie sphärisch-planarer Resonatoren ($\rho_1 = \rho$, $\rho_2 = \infty$) und der Ort des Fabry-Perot-Resonators ($\rho_1 = \rho_2 = \infty$) sind im Stabilitätsdiagramm eingezeichnet. Der Fabry-Perot-Resonator liegt, unabhängig von der Länge des Resonators, immer an der Stabilitätsgrenze. Der sphärisch-planare Resonator ist für Werte $0 < L < \rho$ stabil, für $L = 0$ und $L = \rho$

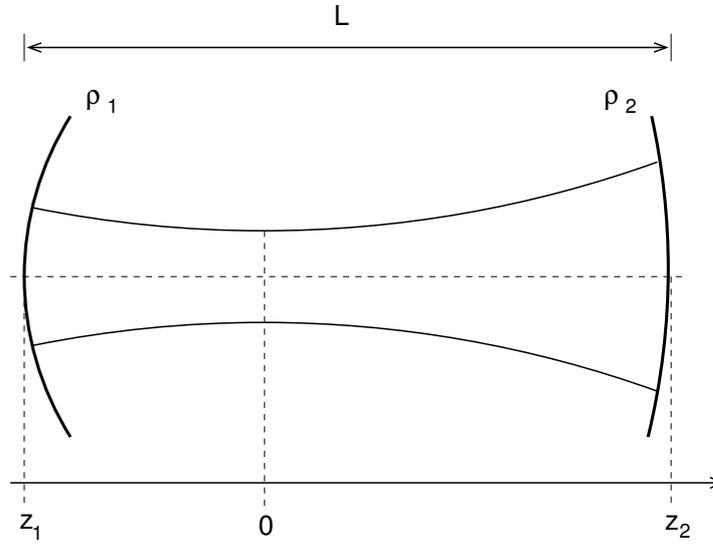


Abbildung 18: Definition des optischen Resonators mit den Spiegellradien ρ_i und der Resonatorlänge L .

liegt er an der Stabilitätsgrenze.

Für den Scheibenlaser wird ein sphärisch-planarer Resonator benutzt, wobei typischerweise $L < \rho$ gilt.

4.2 Scheibenlaserresonator

Die Strahlradien der Grundwelle hängen auf den Resonatorspiegeln von der Resonatorlänge und den g -Parametern (vgl. Abschnitt 4.1) ab [57]:

$$\omega_i^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \sqrt{\frac{g_j}{g_i(1 - g_1 g_2)}}; \quad i, j = 1, 2; \quad i \neq j \quad (11)$$

Der Resonator eines Scheibenlasers besteht aus einem in den Halbleiterchip integrierten ebenen Bragg-Reflektor, dessen Spiegelradius gegen unendlich geht, und einem sphärisch gekrümmten Auskoppelspiegel mit dem Krümmungsradius ρ . Es liegt hier ein stabiler sphärisch-planarer Resonator vor, bei dem sich die Strahltaile im dem Scheibenlaserchip befindet. Der Strahlradius auf dem Laserchip ω_C wird durch den folgenden Ausdruck bestimmt [5]:

$$\omega_C^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \sqrt{\frac{\rho - L}{L}} \quad (12)$$

Analog bestimmt sich der Strahlradius auf dem Auskoppelspiegel ω_M zu:

$$\omega_M^2 = \frac{\lambda \rho}{\pi} \sqrt{\frac{L}{\rho - L}} \quad (13)$$

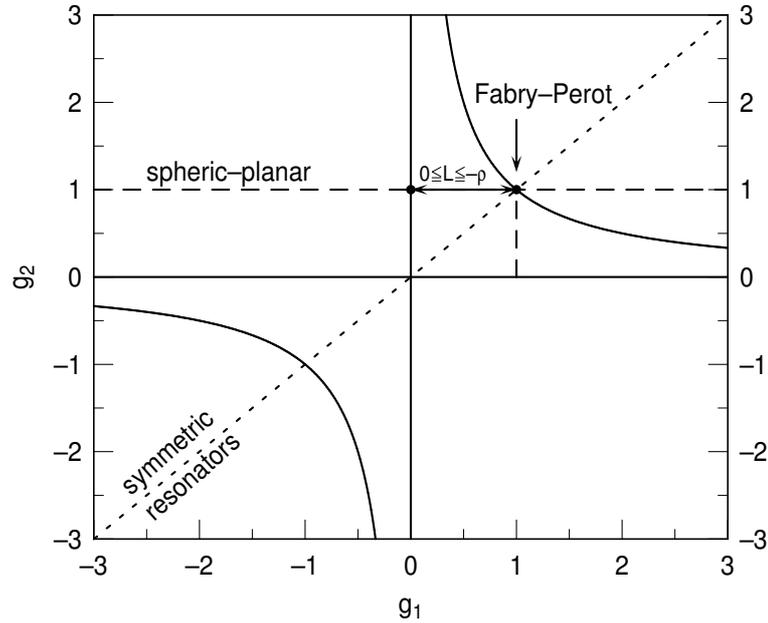


Abbildung 19: Stabilitätsdiagramm optischer Resonatoren. Neben der Linie der symmetrischen Resonatoren ist der Bereich der sphärisch-planaren Resonatoren und der Ort des Fabry-Perot-Resonators markiert.

Abbildung 20 zeigt die berechneten Strahldurchmesser auf Laserchip und Auskoppelspiegel in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für die Spiegelkrümmungsradien von 50 und 100 mm. Man erkennt, dass die Resonatorlänge immer kleiner als der Krümmungsradius des Spiegels sein muss: sie liegt in der Praxis bei etwa 80-95 % des Krümmungsradius. Ein Ansteigen des Modenradius auf dem Spiegel über dessen Radius hinaus würde zu hohen Verlusten führen. Außerdem würde der Modenradius auf dem Chip beliebig klein, was physikalisch unmöglich ist [10]. Man erkennt weiterhin, dass bei einer Leistungsskalierung über die Fläche auch der Spiegelradius, und damit die Resonatorlänge, vergrößert werden muss. Den größten Strahlradius auf dem Laserchip erhält man nach Gleichung (12), wenn der Krümmungsradius des externen Resonatorspiegels doppelt so groß ist wie die Resonatorlänge, also $R = 2L$ gilt. Löst man die Gleichung (12) nach L auf, erkennt man, dass die Resonatorlänge dann lediglich von der aktiven Fläche A_C auf dem Chip und der Wellenlänge abhängt:

$$L = \frac{A_C}{\lambda} \quad (14)$$

Anhand eines Zahlenbeispiels ergibt sich für einen Strahlradius ω_C von $100 \mu\text{m}$, was einer aktiven Fläche von $0,031 \text{ mm}^2$ entspricht, bei einer Emissionswellenlänge von 980 nm eine Resonatorlänge von 32 mm , wobei der Spiegelradius 64 mm beträgt.

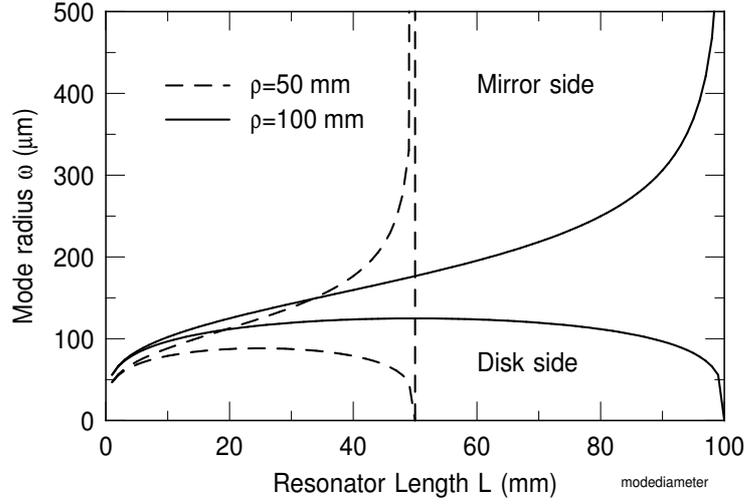


Abbildung 20: Strahlradien auf dem Laserchip und Auskoppelspiegel in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für die Krümmungsradien von 50 mm (gestrichelt) und 100 mm.

4.3 Gaußstrahl

Im stabilen sphärisch-planaren Resonator sind eine Vielzahl von transversalen Moden ausbreitungsfähig, siehe Abschnitt 4.5. Die einfachste Mode wird als Gaußsche Grundmode bzw. Gaußstrahl bezeichnet. Ausgehend von der paraxialen Helmholtzgleichung wird der Gaußstrahl durch die Strahltaile $\omega(z)$ und den Krümmungsradius der Wellenfront $\rho(z)$ charakterisiert [59]:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (15)$$

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (16)$$

Für den Krümmungsradius ρ ergibt sich:

$$\rho(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right) \quad (17)$$

Als Rayleighlänge z_R wird, ausgehend von der Strahltaile ω_0 , der Abstand auf der z -Achse bezeichnet, bei dem der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ zugenommen hat. Die Leistungsdichte hat sich an dieser Stelle im Vergleich zur Strahltaile halbiert.

Der Bereich $-z = z_R \leq z \leq z = z_R$, die Rayleighzone, wird mit dem konfokalen Parameter $b = 2z_R$ charakterisiert. Der Krümmungsradius $\rho(z)$ wird bei $z = z_R$ minimal, um im Fernfeld für große z linear zuzunehmen. Dort lässt sich die Divergenz (halber Divergenzwinkel) definieren:

$$\Theta_0 \approx \tan \Theta_0 = \frac{\omega_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (18)$$

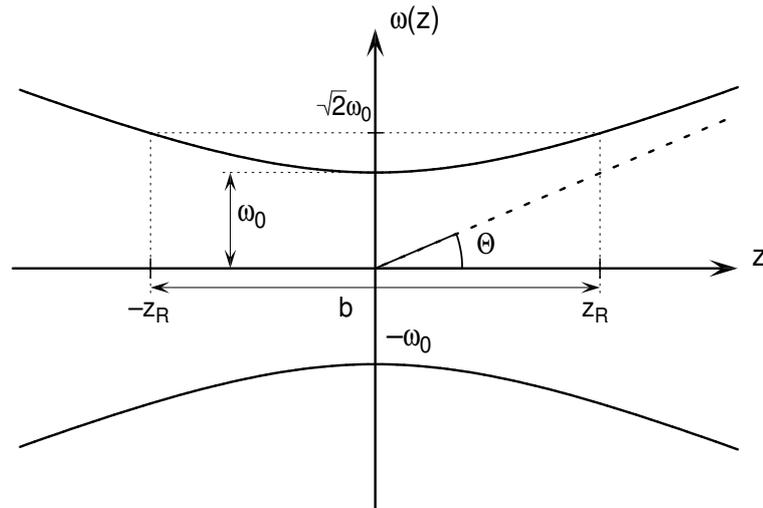


Abbildung 21: Strahltaile ω_0 , Divergenz Θ und Rayleighzone $b = 2z_R$ beim Gaußstrahl.

Aus (18) kann man erkennen, dass die Divergenz umgekehrt proportional zum Radius der Strahltaile ist. Eine kleine Strahltaile bedingt also einen großen Divergenzwinkel und umgekehrt. Abbildung 21 veranschaulicht Strahltaile, Divergenz und Rayleighzone beim Gaußstrahl. Der radiale Abfall der Amplitude des elektrischen Feldes und der Intensität beim Gaußstrahl wird durch die beiden folgenden Formeln beschrieben:

$$E(r) = E_0 \exp\left(\frac{-r^2}{\omega_0^2}\right), \quad I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2}\right) \quad (19)$$

4.4 Reale Strahlen und M^2 -Wert

Das Produkt aus Strahltaile und Divergenzwinkel ist bei fester Wellenlänge und vorgegebenem Brechungsindex eine Konstante und wird Strahlparameterprodukt genannt:

$$\omega_0 \Theta = \frac{\lambda}{\pi n} \quad (20)$$

Für höhere Moden bzw. reale Laserstrahlen ist das Strahlparameterprodukt im Vergleich zum Gaußstrahl um den Faktor M^2 , der Beugungsmaßzahl, vergrößert [60]:

$$\omega_{0,\text{real}} \Theta_{\text{real}} = M^2 \frac{\lambda}{\pi n}, \quad (21)$$

Gleiches ω_0 vorausgesetzt, ist der Divergenzwinkel eines realen Strahls immer größer gleich dem eines Gaußstrahls: $\Theta_{\text{real}} \geq \Theta_{\text{ideal}}$. Für die Definition der Beugungsmaßzahl gilt dann:

$$M^2 = \frac{\Theta_{\text{real}}}{\Theta_{\text{ideal}}}, \quad (22)$$

siehe auch Abbildung 22.

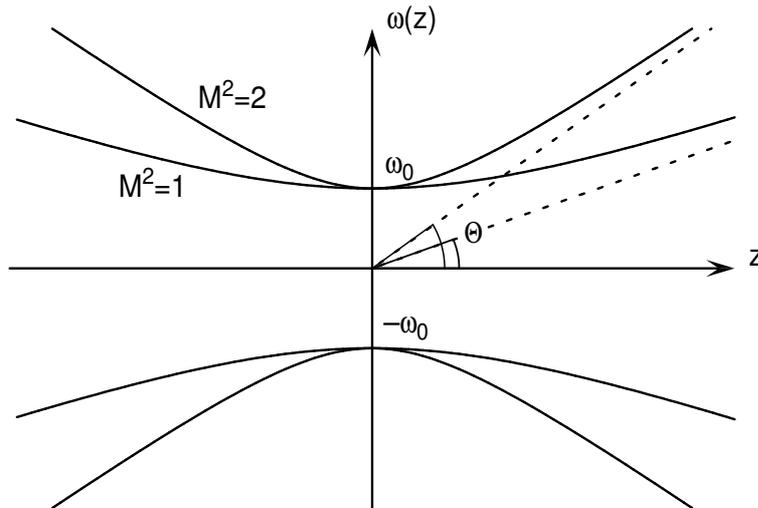


Abbildung 22: Verlauf der Strahlradien für einen Gaußstrahl ($M^2=1$) und einen 2-fach beugungsbegrenzten Strahl ($M^2=2$).

Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einem M^2 -fach beugungsbegrenzten Strahl. Die Gleichung 15 muss in diesem Fall erweitert werden [61]:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + M^4 \left(\frac{z}{z_R} \right)^2} \quad (23)$$

Die hier vorgestellten geometrischen Strahlparameter ermöglichen die Beschreibung eines Laserstrahls an jeder beliebigen Stelle in Ausbreitungsrichtung. Auch nach Durchlaufen eines optisches Systems (Linsen, Spiegel, usw.), sind die Strahlparameter weiterhin gültig; die Beugungsmaßzahl bleibt dabei im Idealfall konstant.

4.5 Resonatormoden

Im stabilen sphärisch-planaren Resonator sind eine Vielzahl von transversalen Moden ausbreitungsfähig [58]. Es können sowohl Hermite-Gauß- als auch Laguerre-Gauß-Moden beobachtet werden, wobei beim Scheibenlaser bevorzugt Hermite-Gauß-Moden auftreten. Die für die meisten Anwendungen interessanteste Mode ist die TEM_{00} -Grundmode (*Transversal Electro Magnetic Mode m n, TEM_{mn}*), die dem idealen Gaußstrahl entspricht. Ihre Intensitätsverteilung ist in Abbildung 23 (Messung) bzw. Abbildung 24 (Simulation) links oben dargestellt. Die TEM_{00} -Grundmode besitzt, verglichen mit allen anderen Moden, das geringste Modenvolumen, eine gaußförmige Intensitätsverteilung und lässt sich am besten fokussieren und kollimieren. Verschiedene transversale Hermite-Gauß-Moden des Halbleiterscheibenlasers wurden mit einer CCD-Kamera aufgenommen und sind in Abbildung 23 dargestellt.

Die kohärente Laserstrahlung führt durch Interferenz zu einem charakteristischen Punktmuster, auch Granulation (*speckles*) genannt, das in den Aufnahmen der gemessenen

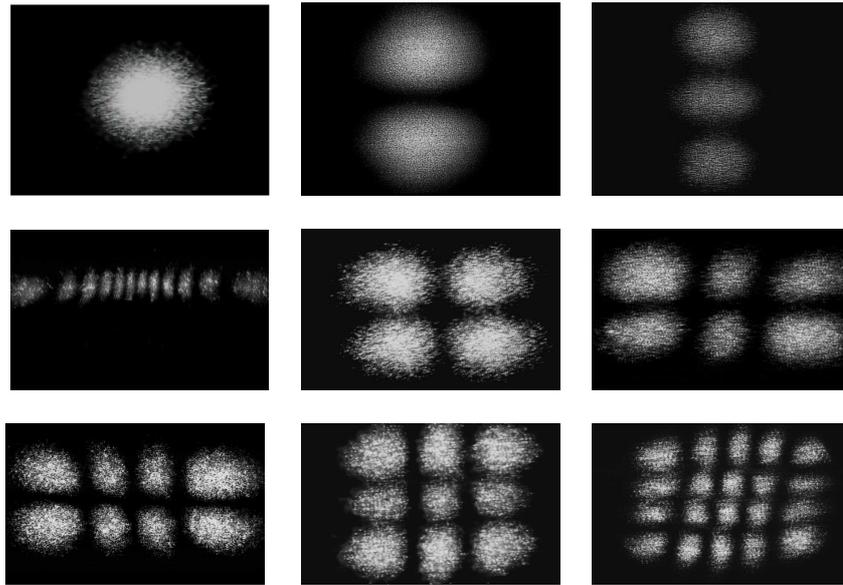


Abbildung 23: Gemessene Intensitätsverteilungen transversaler Moden des Halbleiterscheibenlasers. 1. Reihe: TEM_{00} - TEM_{02} , 2. Reihe: $TEM_{11,0}$, $TEM_{1,1}$, $TEM_{2,1}$, 3. Reihe: $TEM_{3,1}$, $TEM_{2,2}$, $TEM_{4,3}$. Ursache des Punktmusters (Granulation, *speckles*) in den Aufnahmen ist die Interferenz der kohärenten Laserstrahlung.

Transversalmoden, nicht jedoch in den berechneten Modenbildern in Abbildung 24 zu sehen ist. Die abgebildeten Hermite-Gauß-Moden können mathematisch als Lösung der paraxialen Helmholtzgleichung folgendermaßen dargestellt werden [57]:

$$E_{mn}(x, y) = E_0 \exp \left[\frac{-(x^2 + y^2)}{\omega_0^2} \right] H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega_0} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} \right) \quad (24)$$

Einige Hermite-Polynome niedriger Ordnung sind:

$$\begin{aligned} H_0(x) &= 1 & H_1(x) &= 2x \\ H_2(x) &= 4x^2 - 2 & H_3(x) &= 8x^3 - 12x \end{aligned}$$

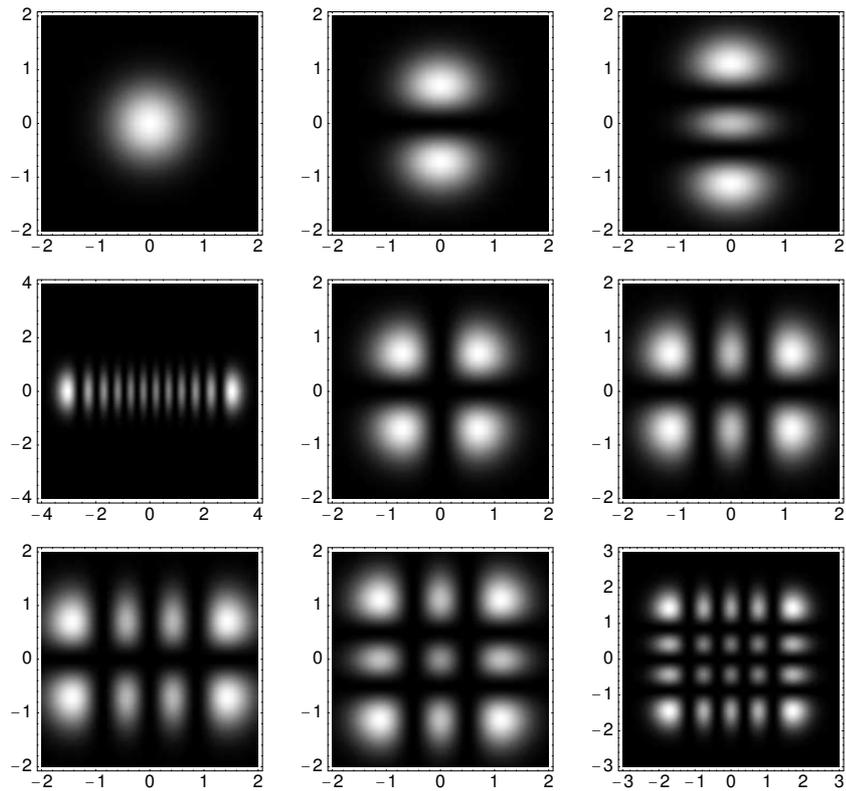


Abbildung 24: Gemäß Gleichung 24 berechnete Intensitätsverteilung transversaler Moden des Halbleiterscheibenlasers. 1. Reihe: TEM_{00} - TEM_{02} , 2. Reihe: $TEM_{11,0}$, $TEM_{1,1}$, $TEM_{2,1}$, 3. Reihe: $TEM_{3,1}$, $TEM_{2,2}$, $TEM_{4,3}$. Es wurde mit Radien der Strahltaillen ω_0 von $1 \mu\text{m}$ gerechnet, die Achsenskalierung ist in Einheiten von μm angegeben.

5 Technologie

Dieses Kapitel behandelt die technologischen Schritte, die zur Herstellung eines Halbleiter-Scheibenlasers notwendig sind. Im Vergleich zur Prozessierung von Laserdioden sind weniger Technologieschritte erforderlich. Insbesondere ist keine lithographische Strukturierung notwendig. Zunächst wird die Molekularstrahl-Epitaxie (MBE) beschrieben, anschließend werden Methoden vorgestellt, mit deren Hilfe das GaAs-Substrat gedünnt bzw. komplett entfernt werden kann. Außerdem wird auf die verwendete Aufbau- und Verbindungstechnik der Laserchips eingegangen, wobei der Schwerpunkt auf dem Indiumlötverfahren liegt.

5.1 Normaler und invertierter Aufbau

Normalerweise wird die Halbleiter-Scheibenlaserstruktur als Schichtfolge in folgender Reihenfolge auf das GaAs-Substrat epitaktisch aufgewachsen: Bragg-Reflektor, aktiver Bereich, Oberflächenbarriere. Anschließend wird das Substrat durch einen chemisch-mechanischen Polierschritt gedünnt, mit einer Metallisierungsschicht versehen und auf eine Wärmesenke montiert. Dieser Aufbau ist im linken Teil von Abbildung 25 dargestellt. Wie in Abschnitt 3.10 erläutert, ist aufgrund der relativ schlechten Wärmeleitungseigenschaften von GaAs eine effektive Wärmeabfuhr im Hochleistungsbetrieb nicht möglich. Da das GaAs-Substrat für den Betrieb des Scheibenlasers nicht benötigt wird, kann eine invertierte Scheibenlaserstruktur mit einer zusätzlichen Ätzstoppschicht auf das GaAs-Substrat aufgewachsen werden, wobei Substrat und Ätzstoppschicht nach der Montage durch einen nasschemischen Ätzschritt entfernt werden. Das verwendete Verfahren ist in Abschnitt 5.6 beschrieben. Die invertierte Schichtfolge der Scheibenlaserstruktur ist im rechten Teil von Abbildung 25 dargestellt und besitzt, vom Substrat ausgehend, folgende Schichtfolge: Ätzstoppschicht, Oberflächenbarriere, aktiver Bereich, Bragg-Reflektor, Metallisierung.

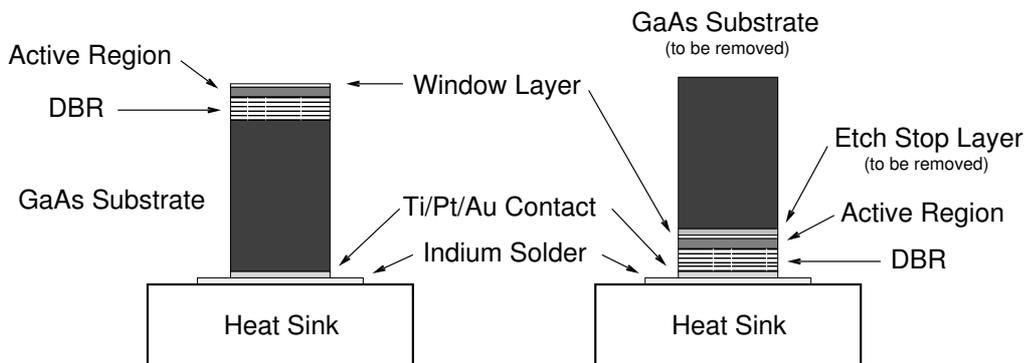


Abbildung 25: Montierter Halbleiter-Scheibenlaser mit normaler Schichtfolge (mit Substrat, links) und Scheibenlaser mit invertierter Schichtfolge zur kompletten Substratentfernung (rechts). Die Möglichkeit der Substratentfernung resultiert in einem erheblich reduzierten Wärmewiderstand der Scheibenlaser-Bauelemente.

5.2 Epitaxie von Halbleiter-Scheibenlasern

Das Verfahren der Molekularstrahl-Epitaxie (*Molecular Beam Epitaxy, MBE*) ermöglicht das kontrollierte einkristalline Wachstum von Schichten im Atomlagenbereich auf ein einkristallines Halbleitersubstrat [62]. Die Feststoff-Quellmaterialien befinden sich in geheizten Effusionszellen, deren Molekülstrahl das Wachstum ermöglicht. Man spricht in diesem Fall auch von Feststoffquellen-MBE (*Solid Source MBE, SSMBE*), wobei als Feststoffe hochreines elementares Gallium, Arsen, Aluminium, Indium und Antimon verwendet wird. Das zweizöllige GaAs-Substrat befindet sich auf einem rotierenden und geheizten Halter. Die Rotation des Substrats verbessert die Homogenität der aufgewachsenen Schichten. Um den unerwünschten Einbau von Fremdatomen zu verhindern, findet das Wachstum im Ultrahochvakuum ($p < 10^{-10}$ torr) statt.

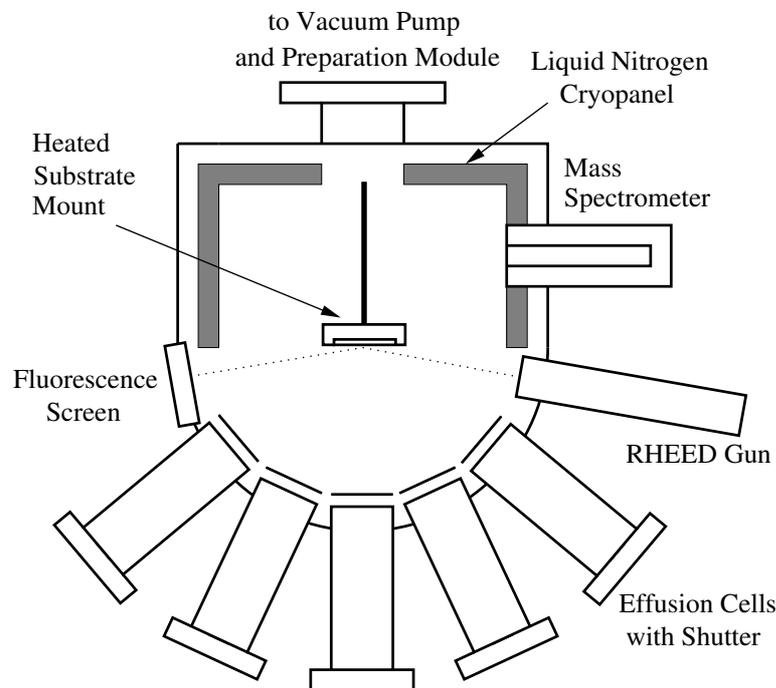


Abbildung 26: Schematische Darstellung einer MBE-Anlage.

Neben Dicke und Zusammensetzung der einzelnen aufgewachsenen Schichten spielt auch die kristalline Qualität der Schichten eine wichtige Rolle. Kristalldefekte stellen Rekombinationszentren für die angeregten Ladungsträger dar und reduzieren die Effizienz des Laserbauelements. Die Schichtqualität kann durch die Wachstumstemperaturen, das III/V-Verhältnis und die Wachstumsgeschwindigkeit stark beeinflusst werden. Außerdem hängt sie von der Güte des Vakuums, der Reinheit der Quellmaterialien und der Qualität des Substrats ab.

Abbildung 26 zeigt die schematische Darstellung einer MBE-Anlage. Durch die geometrische Anordnung und Abstrahlcharakteristik der einzelnen Effusionszellen und der Rotation des Substrats tritt eine radiale Inhomogenität der Schichtdicken auf. Bei der in den MBE-Anlagen verwendeten Wachstumsposition ist die Inhomogenität im mittleren

Waferbereich relativ gering, nimmt jedoch zum Rand hin immer stärker zu. Das ist einerseits nachteilig, da die nutzbare Waferfläche reduziert wird. Andererseits beeinflusst die Schichtdickenvariation die Emissionswellenlänge, sodass in der Wafermitte Chips mit der größten Wellenlänge und am Waferrand Chips mit der kleinsten Wellenlänge vorliegen. Das ist insbesondere dann vorteilhaft, wenn eine bestimmte Emissionswellenlänge gewünscht ist. In Abbildung 27 ist der radiale Schichtdickenverlauf über den Wafer von AlAs- und GaAs-Schichten dargestellt.

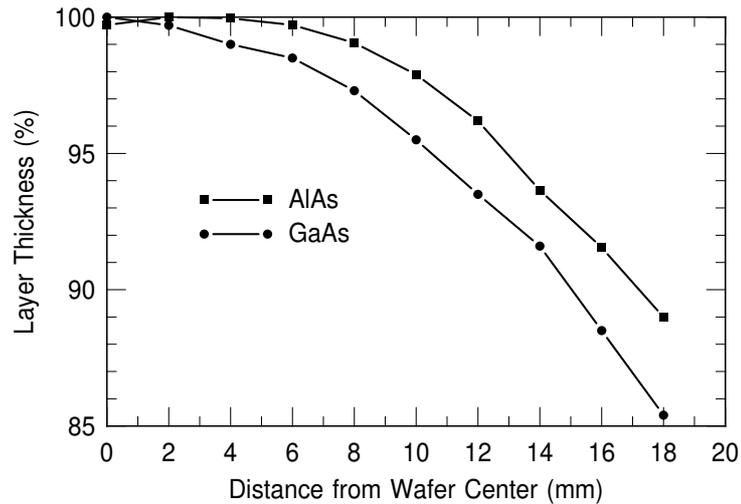


Abbildung 27: Radialer Schichtdickenverlauf von AlAs- und GaAs-Schichten über den Wafer. Der Verlauf der Kurven ist durch die geometrische Anordnung und Abstrahlcharakteristik der Effusionszellen und der Wachstumsposition bestimmt.

Das Wachstum einer Halbleiter-Scheibenlaserstruktur dauert etwa 20 Stunden. Ohne Spannungskompensationsschichten gewachsene InGaAs-Scheibenlaserstrukturen weisen, mit einem Nomarski-Kontrast-Mikroskop, auch Interferenzkontrastmikroskop genannt, betrachtet, an der Oberfläche rechtwinklig zueinander verlaufende Versetzungslinien (*cross-hatches*) auf. Sie verlaufen parallel entlang der Kristallebenen und sind im Mikroskopbild (Abbildung 28, links, 200-fache Vergrößerung) kaum zu erkennen. Durch nachträgliche Erhöhung des Kontrastes können sie besser sichtbar gemacht werden, wie in Abbildung 28, rechts, gezeigt. Man erkennt deutlich, dass sich in $[110]$ -Richtung mehr Linien als in $[1\bar{1}0]$ -Richtung ausbilden. Dieses Verhalten haben auch andere Gruppen beobachtet [63],[64],[65]. Die Linien werden als 60° -typ Spannungsversetzungen bezeichnet ([63]) und sind Hinweise auf Relaxationen.

Bei den InGaAs-Scheibenlaserstrukturen mit 6 Quantenfilmen, die eine Dicke von 8 nm besitzen, sind schon nach dem Wachstum Versetzungslinien auf der Waferoberfläche zu erkennen. In der Literatur werden bei vergleichbaren Quantenfilmstrukturen 4 bzw. 7 Quantenfilme als maximal zulässige Anzahl genannt, bei der noch keine Spannungsversetzungen zu erwarten sind [5],[66]. Zum Vergleich konnten lediglich bis zu 20 nm dicke InGaAs-Schichten mit einem Indiumgehalt von 20% praktisch versetzungsfrei auf GaAs gewachsen werden [25]. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass sich dies-

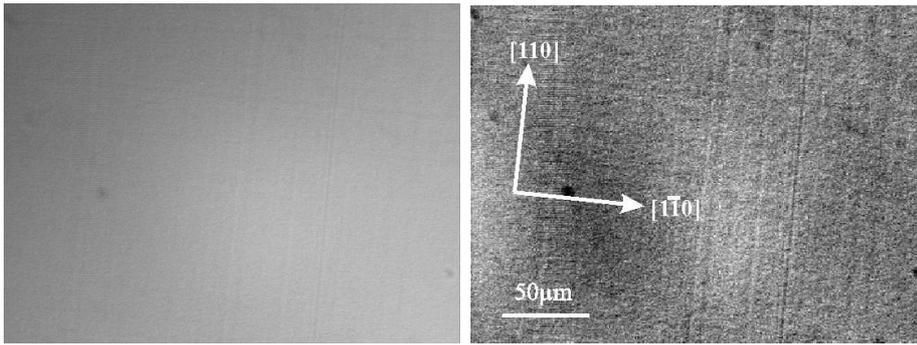


Abbildung 28: Waferoberfläche einer InGaAs-Scheibenlaserstruktur mit 6 Quantenfilmen, betrachtet unter einem Nomarski-Kontrast-Mikroskop bei 200-facher Vergrößerung (links). Das rechte Bild zeigt die selbe Aufnahme, nachdem der Kontrast nachträglich verstärkt wurde. Hier sind die rechteckig zueinander verlaufenden Versetzungslinien (*cross-hatches*) besser zu erkennen.

bezüglich auch bei gleichem Schichtdesign, je nach verwendetem Epitaxieverfahren und jeweiligen Wachstumsparametern, unterschiedliche Ergebnisse zeigen können.

5.3 Metallisierung

Die Rückseite des Halbleiter-Scheibenlaser-Chips wird mit einer Metallisierung versehen, die beim späteren Lötprozess eine gute Benetzung ermöglicht. Bei den Scheibenlaser-Strukturen, die eine normale Schichtfolge besitzen und später lediglich aufgeklebt werden, ist eine Metallisierung nicht unbedingt erforderlich. Jedoch ermöglicht die Metallisierung eine leichte Unterscheidung zwischen Epitaxie- und Substratseite des gedünnten Chips. Als Metallisierung wird eine Schichtfolge von Titan, Platin und Gold in einer Elektronenstrahl-Aufdampfanlage aufgebracht. Dabei dient die 20 nm dicke Titanschicht als Haftvermittler für die anderen Metallschichten auf der GaAs-Halbleiteroberfläche. Es folgt eine Platinschicht mit einer Dicke von 30 nm, die eine Diffusionsbarriere für die darauffolgende Goldschicht darstellt, da sie die Eindiffusion von Goldatomen in den Halbleiter verhindert. Als letzte Schicht wird 500 nm Gold aufgedampft, das als Edelmetall inert gegen Reaktionen an der Atmosphäre ist. Die Goldoberfläche sorgt für eine gute Benetzbarkeit beim späteren Lötvorgang.

5.4 Ritzen und Spalten

Vor der Montage werden die einzelnen Chips von der gedünnten Probe abgespalten. Dabei werden zunächst Streifen abgespalten, aus denen anschließend die Einzelchips gewonnen werden. An einem Laserspaltplatz wird mithilfe eines Diamantritzers an der gewünschten Stelle über die Kante der Probe geritzt. Von der Rückseite der Probe her wird nun ein leichter Druck auf den Bereich des Ritzes ausgeübt. Vom Ritz ausgehend bricht die Probe dann entlang der entsprechenden Kristallebene. Die Kantenlängen der abgespaltenen Scheibenlaserchips liegen bei 0,8 bzw. 1 mm. Die Dicke der Chips liegt entsprechend der

Probendicke zwischen 40 und 120 μm .

5.5 Dünnen des Substrats

Um die Probe besser spalten zu können, wird die Substratdicke durch einen chemisch-mechanischen Polierprozess von 360 μm auf etwa 100 μm gedünnt. Bei Scheibenlasern mit normalem Aufbau sinkt durch die Verringerung der Substratdicke auch der Wärmewiderstand deutlich. Im Fall des normalem Aufbaus kann das Substrat zur weiteren Reduktion des Wärmewiderstands auch auf Dicken bis zu 40 μm herunter gedünnt werden. Zunächst wird die Probe mit der nicht zu dünnenden Seite auf einen erwärmten Glasträger geklebt. Dazu wird ein thermoplastischer Kleber (CRYSTALBONDTM 509) verwendet, der bei einer Temperatur oberhalb von etwa 90 °C zähflüssig wird, bei Raumtemperatur jedoch eine gute Haftung bietet. Dieser Kleber kann am Ende des Prozesses mit Azeton rückstandsfrei entfernt werden. Zum chemisch-mechanischen Polieren wird eine Ätzlösung aus Wasserstoffperoxid und wässriger Ammoniaklösung ($\text{H}_2\text{O}_2/\text{NH}_4\text{OH}$) mit einem pH-Wert von 8,5 benutzt. Die aufgeklebte Probe wird in einen Halter gelegt unter dem ein Polierruch rotiert, das mit der Ätzlösung beträufelt wird. Beim Polierprozess dient das Wasserstoffperoxid als Oxidationsmittel für das GaAs-Substrat. In der leicht alkalischen Ätzlösung lösen sich mechanisch unterstützt die bei der Oxidation entstandenen Hydroxide $\text{Ga}(\text{OH})_3$ und $\text{As}(\text{OH})_3$ auf [67]. Die Ätzraten liegen typischerweise zwischen 5 und 8 $\mu\text{m}/\text{min}$.

5.6 Substratentfernung

GaAs besitzt, gemäß Tabelle 3, schlechte Wärmeleitungsseigenschaften. Daher ist eine vollständige Substratentfernung ideal. Allerdings ist die reine Epitaxieschicht mechanisch nicht ausreichend stabil, um sie auf eine Wärmesenke zu montieren. Daher wird eine invertiert gewachsene und um eine 100 nm dicke AlAs-Ätzstoppschicht ergänzte Struktur zunächst auf etwa 100 μm gedünnt, gespalten und auf eine Wärmesenke montiert. Dann wird mittels einer gegenüber AlAs selektiven Ätzlösung das verbliebene Substrat ([100]-Ebene) abgeätzt. Zur Ätzung wurde eine alkalische $\text{H}_2\text{O}_2/\text{NH}_3$ -Lösung verwendet. Nach einer Ätzdauer von 15-20 min ist das GaAs-Substrat komplett entfernt. Ist das Substrat abgeätzt, wird im nächsten Schritt mit Flußsäure (HF) die Ätzstoppschicht entfernt. Die Selektivität einer Flußsäureätzung von AlAs gegenüber GaAs ist sehr hoch, was zu einer sehr ebenen Oberfläche führt.

Abbildung 29 zeigt einen Halbleiterchip mit Substrat (links), die Ätzstoppschicht (Mitte) und den fertig prozessierten Halbleiterchip (rechts).

Ein Teil eines fertig prozessierten invertierten Scheibenlaserchips ist als raster-elektronenmikroskopische Aufnahme in Abbildung 30 dargestellt. Man erkennt unten die Rückseite der Metallisierung auf der Wärmesenke, die lateral angeätzte Schichtstruktur und oben die freigeätzte Oberfläche. Die Dicke der Struktur beträgt etwa 7 μm .

Die Oberflächengüte der Scheibenlaser-Chips kann nach der Substratentfernung nicht mit

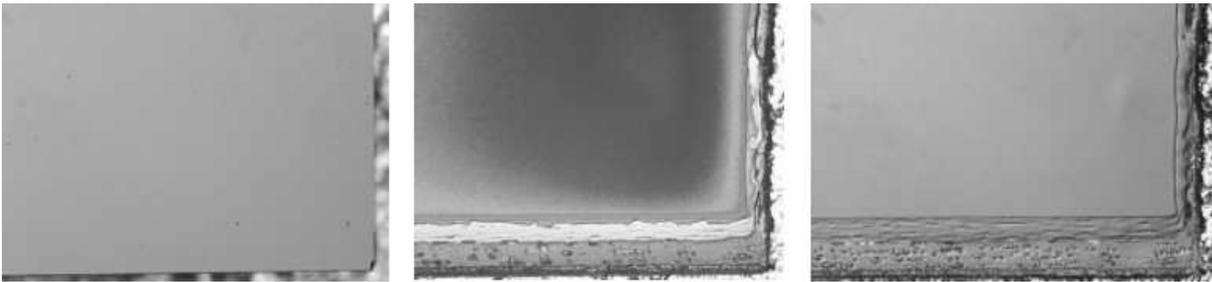


Abbildung 29: Ausschnitt eines aufgelöteten Halbleiterchips nach den einzelnen Prozessierungsschritten. Chip mit Substrat (links), bis auf die Ätzstoppschicht geätzter Chip (Mitte), fertigprozessierter Halbleiterchip (rechts).

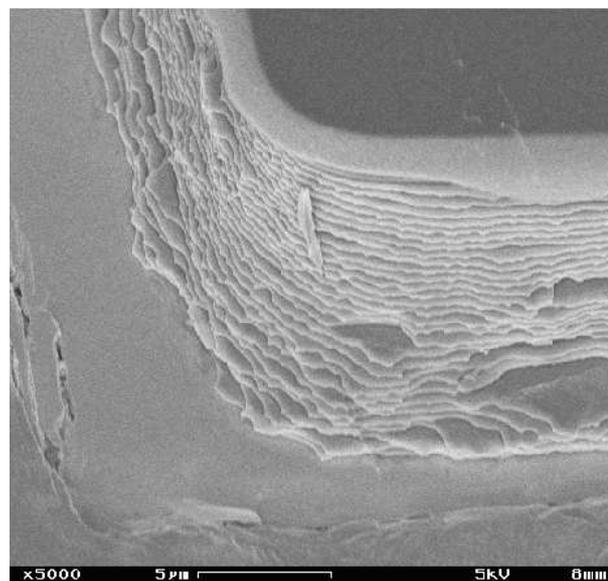


Abbildung 30: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines Teils eines fertigprozessierten invertierten Scheibenlaserchips. Man erkennt die lateral angeätzte Schichtstruktur und oben die freigeätzte Oberfläche.

einem Rastertunnelmikroskop (*Scanning Tunneling Microscope, STM*) untersucht werden, da die nominell undotierten Halbleiterschichten des Scheibenlasers nur eine geringe elektrische Leitfähigkeit aufweisen. Mithilfe eines Rasterkraftmikroskops (*Atomic Force Microscope, AFM*) ist jedoch auch die Untersuchung isolierender Oberflächen möglich [68]. Dabei wird die Oberfläche des Chips mit einer feinen Siliziumspitze an einer mikromechanischen Blattfeder abgetastet. Die Blattfeder ist an einer Piezo-Rastereinheit befestigt, mit der die Probe zeilenweise abgerastert wird. Die Verbiegung der Feder wird dabei laseroptisch detektiert und durch einen Regelkreis konstant gehalten. Die Höhe der Basis und die Verbiegung der Blattfeder werden als Bildinformation abgespeichert. Man erhält so eine zweidimensionale Darstellung der Oberflächentopografie des Chips mit einer Auflösung im Atomlagenbereich.

In Abbildung 31 ist das Oberflächenprofil eines invertiert gewachsenen und geätzten Scheibenlasers (oben) und das eines nichtinvertierten Scheibenlasers (unten) dargestellt. Die

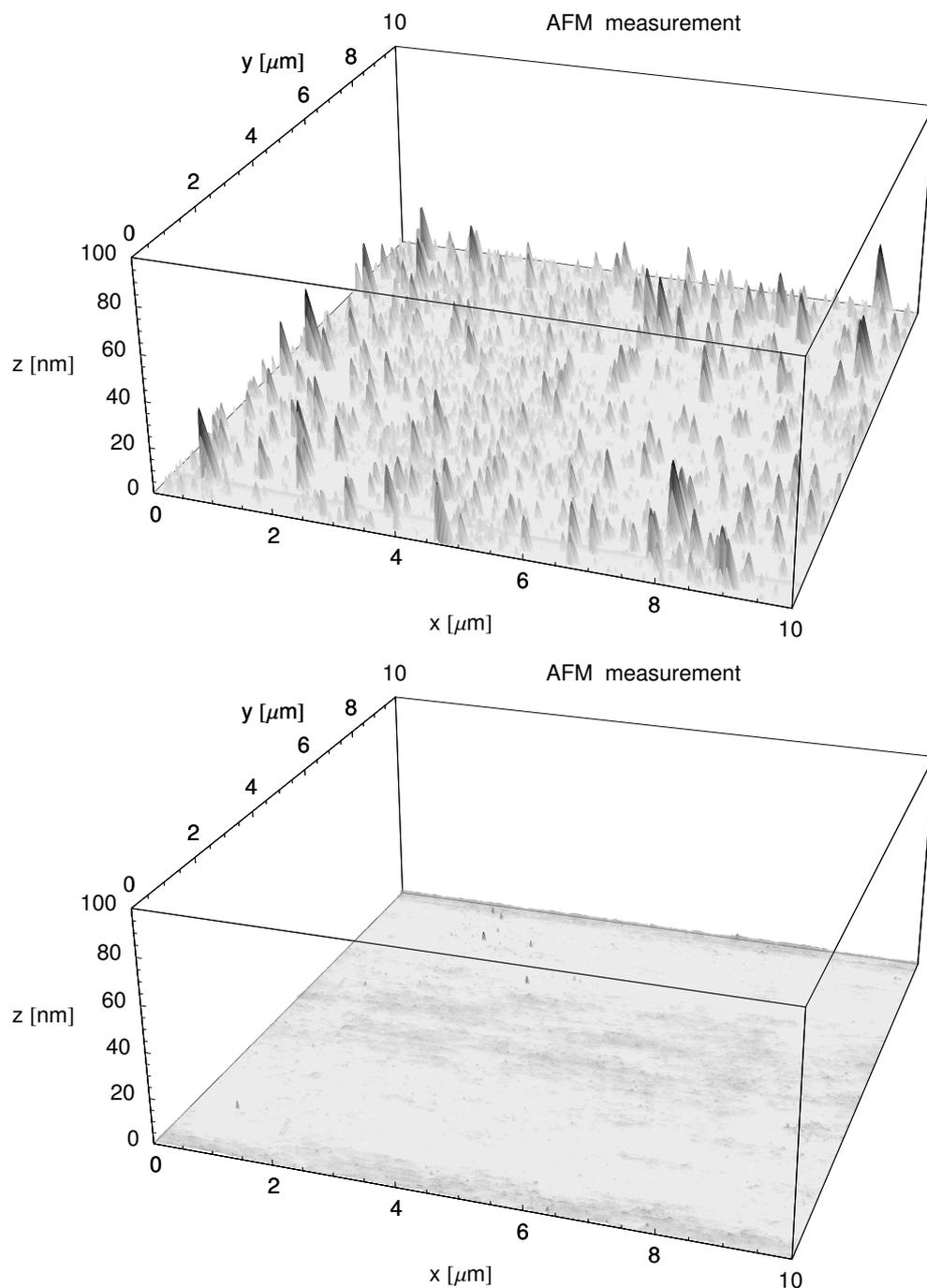


Abbildung 31: Rasterkraftmikroskopische Aufnahme des Oberflächenprofils eines invertiert gewachsenen und geätzten Scheibenlasers (oben) und das eines nichtinvertierten Scheibenlasers (unten).

Skalierung beider Aufnahmen ist identisch und die betrachtete Fläche beträgt jeweils $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$. Man erkennt beim geätzten Chip im oberen Bild Erhebungen, die eine maximale Höhe von etwa 30 nm und eine Breite von 60 nm besitzen. Diese Erhebungen ließen sich mit dem Rasterelektronenmikroskop lediglich als verschwommene hellere Punkte

erahnen. Die RMS-Rauhigkeit (*Root Mean Square*) beträgt 1,94 nm. Der nicht geätzte Chip hingegen zeigt eine sehr ebene Oberfläche mit einer RMS-Rauhigkeit von 0,44 nm. Dabei ist zu beachten, dass die Auflösungsgrenze des AFM bei etwa 1 nm liegt. Die Bilder lassen einen größeren Unterschied der RMS-Rauhigkeit vermuten.

5.7 Wärmesenken-Materialien

Hauptaufgabe einer Wärmesenke ist das effektive Abführen der unvermeidbaren Verlustwärme, die beim Betrieb des Scheibenlasers entsteht. Das Material der Wärmesenke muss eine möglichst gute Wärmeleitfähigkeit besitzen. Wichtig ist jedoch auch der thermische Ausdehnungskoeffizient der miteinander verbundenen Materialien, der idealerweise dem von GaAs entspricht. In der Praxis weicht der thermische Ausdehnungskoeffizient der zur Verfügung stehenden Materialien jedoch mehr oder weniger von dem von GaAs ab. In Tabelle 3 sind die thermischen Leitfähigkeiten und Wärmeausdehnungskoeffizienten der hier verwendeten Materialien dargestellt.

Material	Thermische Leitfähigkeit $\sigma[\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}]$	Thermischer Ausdehnungskoeff. $\alpha[10^{-6}\text{K}^{-1}]$
CVD Diamant	1500	2.3
Kupfer	398	16.8
Gold	312	14.3
Indium	82	56
GaAs	44	6.4
AlAs	91	5.2
Silber Epoxy H 20 E	1.43	55

Tabelle 3: Übersicht über thermische Leitfähigkeiten und thermische Expansionskoeffizienten der hier verwendeten Materialien [47],[48],[52],[53],[69][70],[71].

Darüber hinaus muss die Wärmesenke eine stabile und dauerhafte Montagebasis darstellen. Auf die 1 mm dicken massiven Kupferwärmesenken mit Kantenlängen von 13×15 mm wurde zunächst eine etwa $5 \mu\text{m}$ dicke Nickelschicht als Diffusionsbarriere galvanisch abgeschieden. Als beständige Oberfläche hat sich eine ebenfalls galvanisch abgeschiedene Goldbeschichtung, mit einer Dicke von $1\text{--}2 \mu\text{m}$, bewährt.

5.8 Kleben

Eine relativ einfache und schnelle Art der Montage ist das Aufkleben der Laserchips auf Kupfer-Wärmesenken. Als Kleber wird ein Zweikomponentenkleber auf Epoxydharzbasis (Silberleitkleber POLYTEC H20E) verwendet. Dieser besitzt eine für einen Epoxydharzkleber relativ gute thermische Leitfähigkeit von $1,43 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [71]. Im Vergleich zu Loten ist die thermische Leitfähigkeit jedoch nur gering. Zunächst muss hierbei eine gleichmäßige dünne Kleberschicht auf die Wärmesenke aufgebracht werden. Ist die Schicht zu dick,

wird der Wärmewiderstand unnötig hoch; ist sie zu dünn, können Bereiche des Chips unbenetzt und damit schlecht thermisch und mechanisch mit der Wärmesenke verbunden bleiben. Darüber hinaus ist es oft schwierig, kleine Chips ohne Verkippung aufzukleben, was später bei der Resonatorjustage häufig Schwierigkeiten bereitet. In einem Ofen wird der Kleber bei ca. 120 °C eine halbe Stunde lang ausgehärtet.

5.9 Lötten

Das Auflöten des Chips auf vergoldete Kupfer-Wärmesenken erzeugt eine Verbindung mit guter Wärmeleitfähigkeit und guter mechanischer Stabilität. Die Dicke der Lotschicht kann beim Aufdampfen bzw. bei der galvanischen Abscheidung besser kontrolliert werden als die entsprechende Schicht beim Kleben. Nachteilig sind jedoch häufig die hohen Schmelztemperaturen insbesondere der Hartlote. Dabei werden aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Chip und Wärmesenke mechanische Spannungen erzeugt, die den Laserchip zerstören können. In der Halbleiter-Lasertechnik wird häufig eine Legierung aus Gold und Zinn als Hartlot verwendet (AuSn-Lot). Solche Lötverbindungen haben sich als langzeitstabil erwiesen.

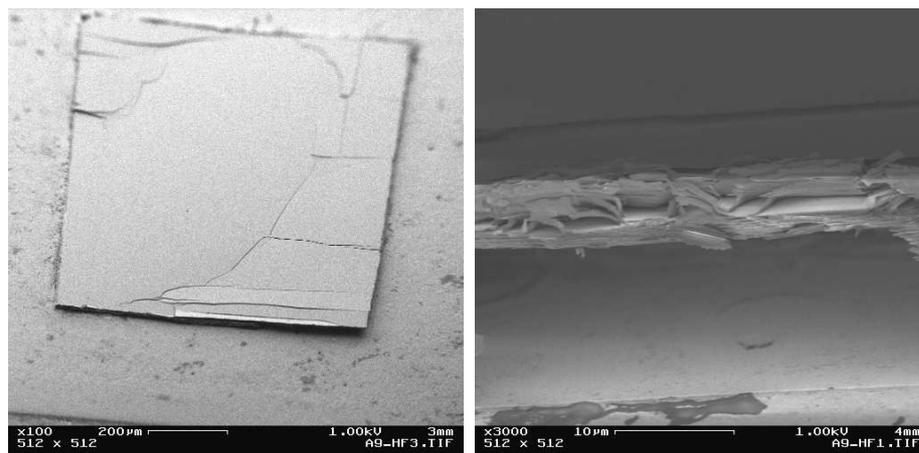


Abbildung 32: Halbleiter-Scheibenlaser-Chip, der mit AuSn-Lot auf eine Diamant-Wärmesenke gelötet wurde. Nach der Substratentfernung haben sich durch die Verspannung mit der Diamant-Wärmesenke Risse gebildet und der Chip hat sich teilweise abgehoben (links). Im rechten Bild ist die Halbleiterschichtstruktur deutlich zu erkennen.

Abbildung 32 zeigt einen Halbleiter-Scheibenlaser-Chip mit 800 μm Kantenlänge, der mit eutektischem $\text{Au}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}$ -Lot mit einer Schmelztemperatur von 280 °C auf eine Diamant-Wärmesenke gelötet wurde. Anschließend wurde das GaAs-Substrat komplett entfernt. Im linken Bild kann man erkennen, dass der Chip durch die hohe Verspannung mit der Diamant-Wärmesenke teilweise gerissen ist und sich von der Wärmesenke abgehoben hat. Das rechte Bild zeigt die vordere Kante im Detail. Man erkennt sehr deutlich die Halbleiterschichtstruktur, die sich abgehoben hat, wobei die Metallisierung mit dem Lot verbunden geblieben ist.

Gegenüber Hartloten besitzen Weichlote eine größere Elastizität und einen niedrigeren Schmelzpunkt. Beide Eigenschaften reduzieren die Verspannungen zwischen Chip und Wärmesenke beträchtlich. Nachteilig ist die Tendenz der Weichlote, in erstarrtem Zustand zu wandern. Man spricht von Whiskerbildung [72],[73]. Whisker können bei montierten Laserdioden im Laufe der Zeit Kurzschlüsse verursachen. Bei montierten Scheibenlasern sind derartige Probleme aufgrund der größeren Strukturen und der optischen Anregung nicht zu erwarten. Wichtige Vertreter der Weichlote sind Verbindungen, die große Anteile an Indium, Zinn und Blei enthalten. Diese Elemente können aber auch in reiner Form verwendet werden. Zum Löten der Scheibenlaser-Chips in dieser Arbeit wurde reines Indium verwendet. In den Abschnitten 5.11 und 5.12 werden das Aufdampfverfahren und der Lötprozess beschrieben.

5.10 Indiumlötung

Dünne Lotschichten können galvanisch abgeschieden, als Folie aufgebracht oder aufgedampft werden. Besonders gute Resultate erhält man, wenn die Lotschicht direkt auf eine der zu lötenen Fläche aufgebracht wird. Im Folgenden wird die in dieser Arbeit verwendete Aufdampfanlage und der Aufdampfprozess von Indiumlot beschrieben. Außerdem wird detailliert auf den Lötprozess eingegangen. Schließlich werden Methoden zur Charakterisierung der Lötverbindung und deren Resultate vorgestellt.

5.11 Indium-Aufdampfanlage

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine thermische Schiffchen-Aufdampfanlage aufgebaut und verwendet. Darüber hinaus wurde eine bestehende Elektronenstrahl-Aufdampfanlage umgerüstet. Zum thermischen Verdampfen von Metallen ist zum einen die Schiffchen- oder Wendelverdampfung geeignet. Hier wird ein Schiffchen oder eine Wendel von einem hohen Strom durchflossen und das darin enthaltene Metall erhitzt und verdampft. Als Schiffchen- und Tiegelmateriale sind Molybdän, Wolfram und Tantal gebräuchlich. Zum anderen wird das Verfahren der Elektronenstrahl-Verdampfung eingesetzt. Dabei wird ein aus einer Glühkathode austretender Elektronenstrahl durch Hochspannung beschleunigt und über ein Magnetfeld in einen geerdeten Tiegel gelenkt, in dem sich das zu verdampfende Metall befindet. Beide Aufdampfprozesse finden im Hochvakuum statt. Zur Erzeugung des Vakuums hat sich eine Kombination von Drehschieber- und Turbomolekularpumpe bewährt. Die Drehschieberpumpe sorgt für ein Vorvakuum von etwa 1×10^{-3} mbar. Die Turbomolekularpumpe pumpt als 2. Pumpstufe die Vakuumkammer bis zum Enddruck ab. Der Aufdampfvorgang findet dann bei einem Druck von $< 4 \times 10^{-6}$ mbar statt, um eine Reaktion des zu verdampfenden Materials mit Restgasen und Oxidation bzw. Verglühen der Verdampferquellen zu verhindern. So lassen sich qualitativ hochwertige Schichten aufdampfen. Die Kontrolle der Schichtdicke geschieht im Falle der Schiffchen- oder Wendelverdampfung meist durch die Einwaage, wobei das Quellenmaterial vollständig verdampft wird. Bei der Elektronenstrahlverdampfung wird üblicherweise ein Schwingquarz zur Schichtdickenkontrolle eingesetzt. Dabei wird die Veränderung der Eigenfrequenz des Quarzes mit zunehmender Belegung genutzt. Hat ein Schwingquarz beispielsweise eine Eigenfrequenz von 6 MHz, verringert sich diese proportional mit der darauf abgeschiedenen Schichtdicke. Proportionalitätskonstanten sind Dichte, Gleitmodul und ein Geometriefaktor. Dichte und Gleitmodul sind bekannte materialspezifische Konstanten, der Geometriefaktor wird durch die Anordnung des Quarzes relativ zur Verdampfungsquelle bestimmt und kann kalibriert werden. Die Aufdampfrate ist über den Strom bzw. die Intensität des Elektronenstrahls einstellbar. Im Falle der verwendeten Schiffchen-Aufdampfanlage wurden Molybdän-Schiffchen verwendet, die mit einem hohen, präzise regelbaren Strom aufgeheizt werden. Bei dieser Anlage wurden folgende Parameter für qualitativ hochwertige Indiumlotschichten auf vergoldeten Kupferwärmesenken ermittelt:

Druck: $p < 4 \times 10^{-6}$ mbar

Strom: $I = 112$ A

Damit ergeben sich:

Aufdampftrate: $\sim 0,3 \mu\text{m}/\text{min}$

Indiumschichtdicke: $d = 9 \mu\text{m}/\text{g}$

Die resultierenden Indiumlotschichten haben eine Dicke von $5 \mu\text{m}$ und sehen mit dem bloßen Auge betrachtet hellgrau aus. Unter dem Mikroskop erkennt man eine Körnigkeit, die um so gröber ist, je höher die Aufdampftrate gewählt wird.

Dem Luftsauerstoff ausgesetzt, oxidiert Indium innerhalb von Sekunden unter Ausbildung einer oxidationshemmenden selbstpassivierenden In_2O_3 -Verbindung [74]. Dabei hängt die Oxidationsgeschwindigkeit von Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Oberflächenbeschaffenheit ab. Die Oxiddicke erreicht schließlich etwa 80–100 Angström [52]. Die chemische Reaktion läuft gemäß: $4\text{In} + 3\text{O}_2 \rightarrow 2\text{In}_2\text{O}_3$ ab. Die Ausbildung einer Oxidschicht lässt sich in der Praxis kaum vermeiden. Es ist jedoch ratsam, die Lotschichten nach der Entnahme aus der Aufdampfanlage rasch in eine Schutzgasatmosphäre zu bringen in der die Oxidation nicht weiter fortschreitet.

5.12 Indiumlötprozess

Um eine feste und dauerhafte Lötverbindung zwischen Wärmesenke und Laserchip herzustellen, muss die auf die Wärmesenke aufgedampfte Indiumschicht aufgeschmolzen werden. Man spricht hier auch vom Reflow-Löten [73]. Als Wärmesenken werden 1 mm dicke Kupferplättchen mit Kantenlängen von $12 \times 15 \text{ mm}$ verwendet, auf die zunächst Nickel und dann Gold galvanisch abgeschieden wurde. Die Metallisierung ist insgesamt knapp $2 \mu\text{m}$ dick. Die Wärmesenke und der Chip werden zur Lötung mithilfe einer starken Halogenlampe aufgeheizt. In Abbildung 33 ist die verwendete Lötanlage dargestellt.

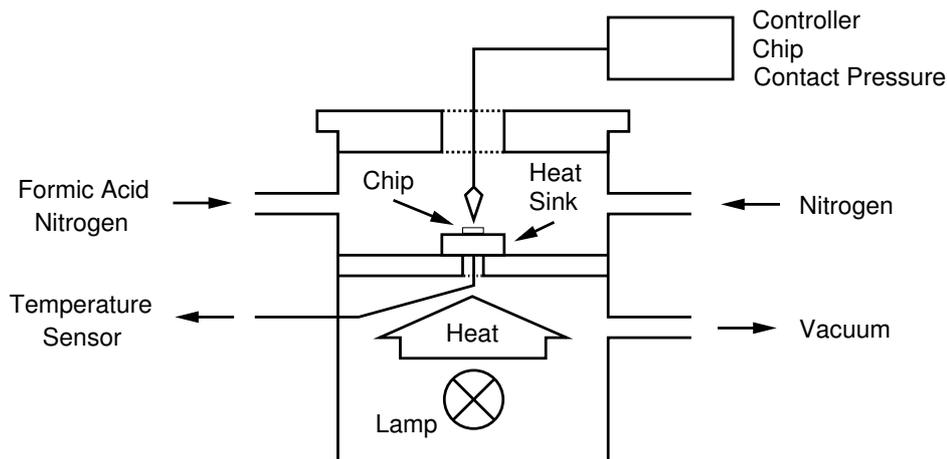


Abbildung 33: Aufbau der verwendeten Indiumlötanlage. Ein Stereomikroskop ermöglicht eine in-situ-Beobachtung des Lötprozesses.

Die Lötchamber ist durch eine Glasplatte mit einem kleinen Loch zweigeteilt. Im oberen Teil, auf dem kleinen Loch, liegt die Wärmesenke. Der untere Teil, in dem sich auch die

OSRAM in Regensburg durchgeführt. Es zeigte sich in der Regel ein homogenes Reflexionsbild, was auf eine gute Lötverbindung schließen lässt. Benetzungsfehler, Lufteinschlüsse und Schmutzpartikel im Lot äußern sich durch Flecken oder Punkte im Reflexionsbild. Abbildung 35 zeigt Beispiele von Ultraschallmikroskopaufnahmen von auf vergoldete Kupferwärmesenken montierten Scheibenlaserchips mit einer guten (links) und einer schlechten (rechts) Indium-Lötverbindung. In den hellen Bereichen liegen stärkere Reflexionen des Ultraschalls vor, was in den Randbereichen des Chips auf einen schlechteren Lötkontakt zur Wärmesenke schließen lässt [74].

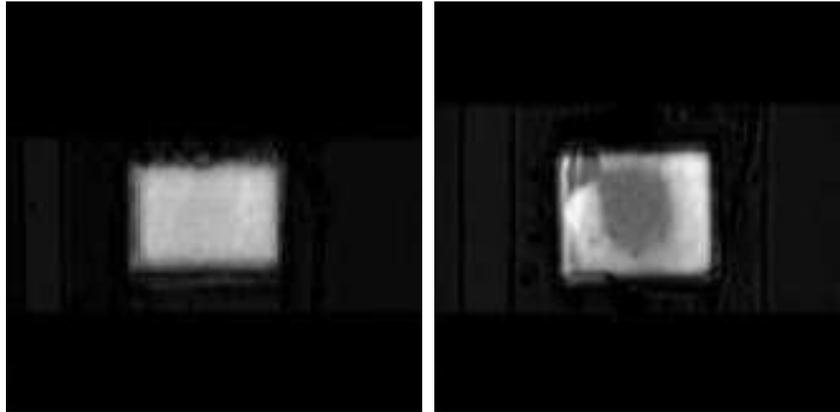


Abbildung 35: Ultraschallmikroskopaufnahmen von montierten Scheibenlaserchips mit einer guten (links) und einer schlechten (rechts) Indium-Lötverbindung.

Eine Möglichkeit der destruktiven Untersuchung besteht darin, den Chip durch äußere Krafteinwirkung von der Wärmesenke zu trennen und die Bruchstellen zu untersuchen. Abbildung 36 zeigt eine Wärmesenke, von der der Chip durch äußere Krafteinwirkung abgetrennt wurde. Man erkennt, dass die Metallisierung des Chips im Bild rechts oben teilweise auf dem Lot verblieben ist, in anderen Bereichen mit abgeschert wurde.

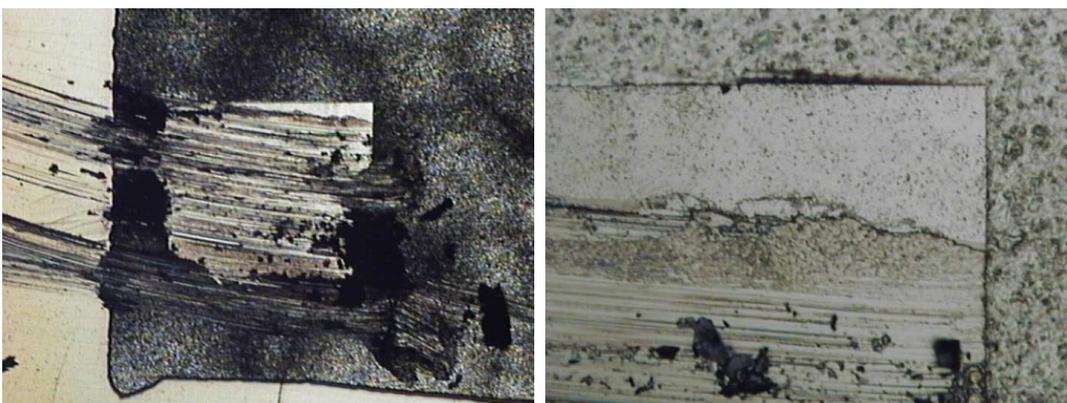


Abbildung 36: Wärmesenke, von der der Chip durch äußere Krafteinwirkung abgeschert wurde. Die Metallisierung des Chips ist im Bild rechts oben teilweise auf dem Lot verblieben, in anderen Bereichen wurde sie mit abgeschert.

Eine weitere Möglichkeit, die Qualität der Lötung zu überprüfen, ist der Schnitt durch

ein montiertes Scheibenlaser-Bauelement und die Wärmesenke. Die Schnittfläche wird dann fein geschliffen und mittels eines Rasterelektronenmikroskops betrachtet. Die Elektronenmikroskopaufnahme in Abbildung 37 zeigt einen Querschnitt durch den Chip und die Wärmesenke. Man erkennt unten die Kupferwärmesenke, darauf die Nickel/Gold-Metallisierung, darüber die Indiumlotschicht mit einer Dicke von etwa $5\ \mu\text{m}$ und schließlich die Scheibenlaser-Schichtstruktur, die etwa $8\ \mu\text{m}$ dick ist. Es lassen sich bei der stärkeren Vergrößerung im rechten Bild sogar die Schichten des Bragg-Spiegels und die der 6 Quantenfilme, die von den Absorberschichten umgeben sind, unterscheiden.

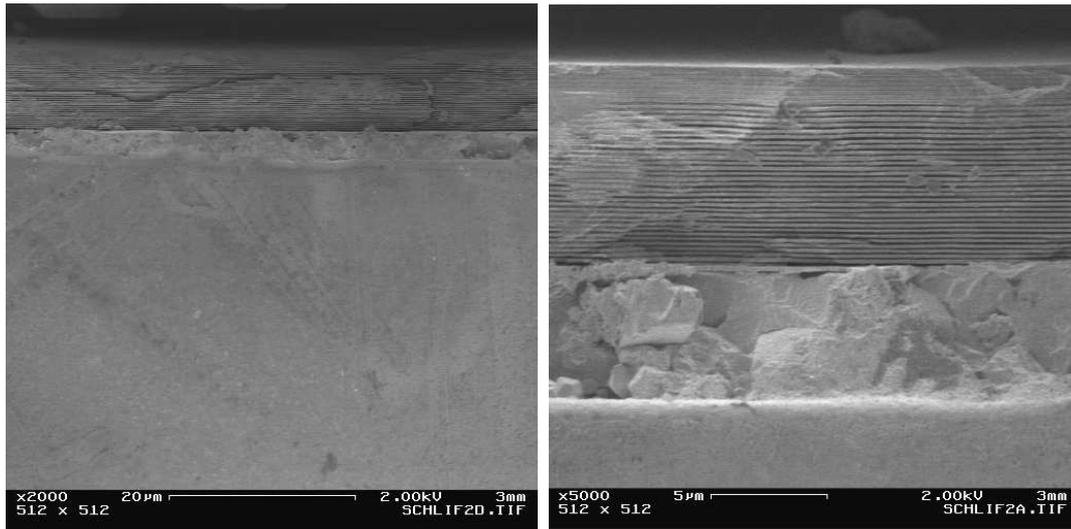


Abbildung 37: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen eines Querschnitts durch Chip und Wärmesenke mit unterschiedlichen Vergrößerungen. Man erkennt unten in den Bildern jeweils die Kupferwärmesenke, darauf die Nickel/Gold-Metallisierung, darüber die Indiumlotschicht (Dicke etwa $5\ \mu\text{m}$) und die epitaktische Scheibenlaser-Schichtstruktur, die etwa $8\ \mu\text{m}$ dick ist.

Die exemplarisch untersuchten montierten Scheibenlaserchips zeigen eine gute mechanische Verbindung bzw. eine vollständige Benetzung mit Lot und eine homogene, etwa $5\ \mu\text{m}$ dicke Indiumlotschicht.

6 Charakterisierung

In diesem Kapitel werden die für die Charakterisierung eines Scheibenlasers benutzten Verfahren wie Röntgendiffraktometrie, Messung des Reflexions- und Photolumineszenzspektrums, Kantenphotolumineszenz, sowie orts aufgelöste Photolumineszenz beschrieben. Darüber hinaus werden verschiedene Messergebnisse wie Ausgangskennlinien, Spektren und Strahlqualitätsmessungen präsentiert. Außerdem wird auf das Alterungsverhalten der verwendeten Scheibenlaserstrukturen eingegangen.

6.1 Röntgendiffraktometrie

Mit monochromatischer Röntgenstrahlung lässt sich durch Beugung die Kristallgitterstruktur und Zusammensetzung von Halbleitern untersuchen [77]. Man spricht dann von Röntgenbeugung (*High Resolution X-Ray Diffraction, HRXRD*). Dabei muss die Wellenlänge der Röntgenstrahlung λ kleiner als die Gitterkonstante a des zu untersuchenden Kristalls sein. Bei zur Halbleiteroberfläche parallelen Gitterebenen, also in [100]-Richtung, gilt für die Reflexion der Röntgenstrahlung die Bragg-Bedingung

$$a \sin \Theta = m \frac{\lambda}{2}, \quad (25)$$

wobei Θ der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und der Waferoberfläche und m die Ordnung der Bragg-Reflexion ist.

Für die Messungen wurde ein hochauflösendes Röntgendiffraktometer D5000HR der Firma SIEMENS mit einem 4-fach Ge (220)-Monochromator benutzt. Als Röntgenwellenlänge wird die Cu-K $_{\alpha}$ -Linie der Kupferanode genutzt, die $\lambda = 0,1541$ nm beträgt, was einer Photonenenergie von 8047 eV entspricht [78]. In diesem Fall liegt für GaAs die 4. Ordnung der Bragg-Reflexion gemäß Gleichung 25 bei einem Winkel von $\Theta = 33,03^{\circ}$. Abhängig von ihrem Al- bzw. In-Gehalt zeigen Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As- und In $_x$ Ga $_{1-x}$ As-Schichten im Röntgendiffraktogramm (*rocking curve*) Maxima (*peaks*) bei etwas kleineren Winkeln als GaAs. Anhand der Winkeldifferenz zum GaAs-Substratpeak kann so der Al- bzw. In-Gehalt bestimmt werden. Dabei geht man bei ternären Halbleitermaterialien gemäß des Vegard'schen Gesetzes von einer linearen Abhängigkeit der Gitterkonstante von der Zusammensetzung aus [37].

Bei qualitativ hochwertigen Epitaxieschichten mit scharfen Grenzflächen treten darüber hinaus neben den Hauptmaxima Nebenmaxima (*fringes*) auf. Solange die Schichtdicken nicht zu groß sind, wobei die Maxima nicht mehr auflösbar sind, kann die Schichtdicke anhand der Abstände der Maxima durch Fouriertransformation bestimmt werden. Durch den Vergleich der Messungen mit numerisch simulierten Röntgendiffraktogrammen können über die Bestimmung von Verspannung, und damit der Zusammensetzung, und Schichtdicke hinaus auch Hinweise auf die Qualität der Epitaxieschichten gewonnen werden [66]. Insbesondere die Linienbreite der Reflexionspeaks nimmt bei relaxiertem Kristall zu, bzw. die Satelliten verschwimmen [79]. Allerdings kann mit der orts aufgelösten Photolumineszenz das Auftreten von relaxationsbedingten Defekten einfacher und zuverlässiger untersucht werden, siehe Unterkapitel 6.5 [25].

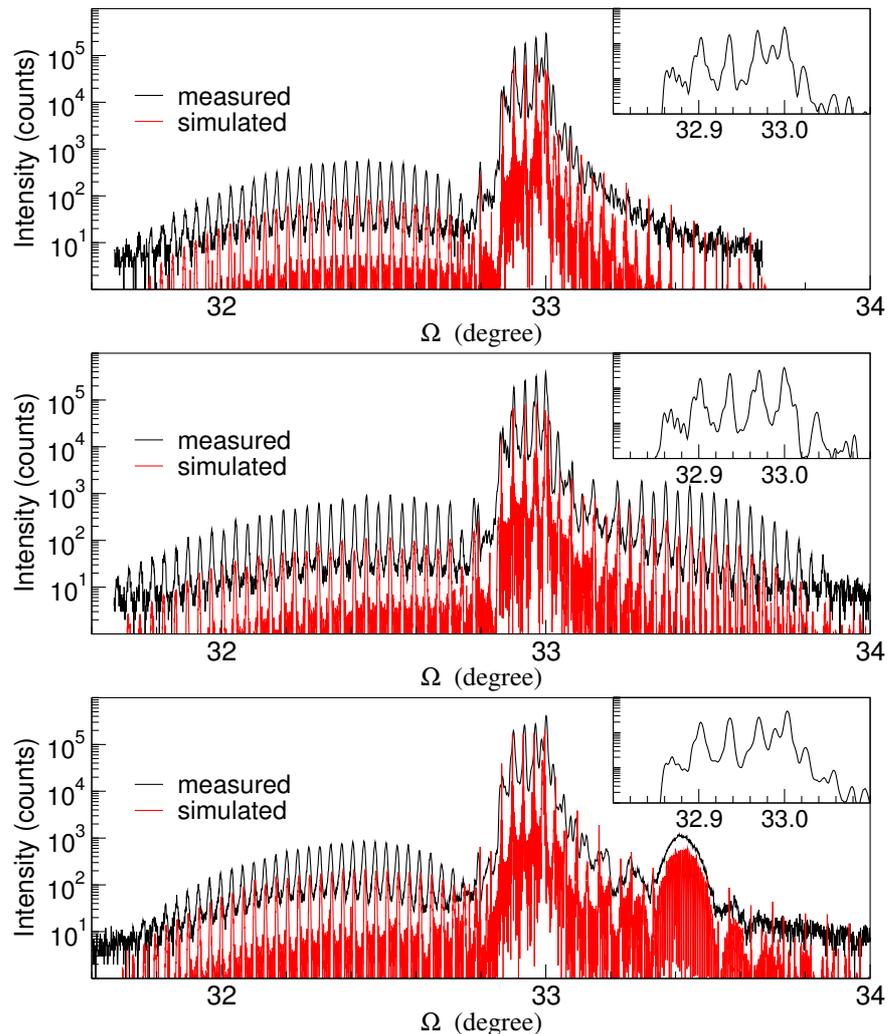


Abbildung 38: Röntgendiffraktogramme von Scheibenlaserstrukturen ohne Verspannungskompensation (oben), mit GaAsP-Verspannungskompensation (Mitte) und mit AlGaAsN-Verspannungskompensation (unten), jeweils im Vergleich zur Simulation (grau). Das Inset zeigt eine Vergrößerung des Winkelbereichs um den Substratpeak herum.

Abbildung 38 zeigt Röntgendiffraktogramme von Scheibenlaserstrukturen ohne Verspannungskompensation (oben), mit GaAsP-Verspannungskompensation (Mitte) und mit AlGaAsN-Verspannungskompensation (unten), jeweils im Vergleich zur Simulation (grau). Die verwendete Simulationssoftware basiert auf der dynamischen Röntgenbeugungstheorie von Takagi-Taupin [80],[81]. Das Inset zeigt eine Vergrößerung des Winkelbereichs um den Substratpeak herum. Eine Halbleiter-Scheibenlaserstruktur besitzt 2 Periodizitäten: Die periodisch angeordneten Quantenfilme und die Schichten, die den Bragg-Reflektor bilden. Daher zeigen sich im Röntgendiffraktogramm 2 Familien von Satelliten. Die 3 hier beispielhaft gezeigten, vom Schichtdesign her vergleichbaren Strukturen besitzen einen doppelt periodischen Bragg-Reflektor.

In den Messungen von der nicht verspannungskompensierten Struktur ist der Bragg-Reflektor für die periodischen Peaks (1. Satellitenfamilie) bei den Winkeln von 32,87, 32,90, 32,935 und 32,937 Grad verantwortlich (im Inset zu erkennen). Der Struktur sind dieser Periode die Peaks (2. Satellitenfamilie), die von den kompressiv verspannten InGaAs-Quantenfilmen herrühren, phasenverschoben überlagert. Sie sind beispielsweise bei Winkeln von 32,98, 33,02 und 33,04 Grad zu erkennen. Die Verschiebung weist auf eine erhebliche innere Verspannung der Struktur hin.

Bei der Scheibenlaserstruktur mit InGaAs-Quantenfilmen, die jeweils von GaAsP-Verspannungskompensationsschichten umgeben sind (Mitte), weisen die beiden Satellitenfamilien praktisch keine Verschiebung auf. Hier kann von einer guten Verspannungskompensation ausgegangen werden.

Die Scheibenlaserstruktur im Bild unten besitzt zwei AlGaAsN-Verspannungskompensationsschichten, wobei eine dieser Schichten direkt vor der InGaAs-Quantenfilmsequenz gewachsen wurde, die andere direkt danach. Über alles betrachtet, sollte die Verspannung weitgehend kompensiert sein. Im Röntgendiffraktogramm jedoch erkennt man wie in der nicht verspannungskompensierten Struktur eine verschobene Periodizität. Diese Struktur weist demnach trotz Kompensation eine erhebliche innere Verspannung auf [82].

6.2 Reflexionsspektrum

Die Messung des Reflexionsspektrums stellt eine wichtige Methode zur Charakterisierung der epitaktischen Struktur dar. Es kann die spektrale Lage des Reflexionsbandes des Bragg-Reflektors bestimmt und damit eventuelle Abweichungen der Schichtdicken vom nominellen Scheibenlaser-Design erkannt werden. Bei der nichtinvertierten Scheibenlaserstruktur kann darüber hinaus im Reflexionsband ein Einbruch beobachtet werden. Die Ursache dafür ist die exzitonische Absorption der Quantenfilme die entsprechend im Photolumineszenzspektrum zu beobachten ist, siehe auch folgenden Abschnitt. Bei dem verwendeten, auf Lock-in-Verfahren basierenden, PC-gesteuerten Messplatz wird das von der Probe reflektierte schmalbandige Licht einer Halogenlampe detektiert, das zuvor einen durchstimmbaren Monochromator passiert hat. Abbildung 39 zeigt das gemessene und simulierte Reflexionsspektrum im Zentrum des Wafers X19. Man erkennt eine gute Übereinstimmung.

6.3 Photolumineszenzspektrum

Bei der Messung des Photolumineszenzspektrums (PL-Spektrum) wird die Probe mit einem grünen Ar-Ion-Laser bei 514 nm oder einer kurzwelligen IR-Laserdiode punktförmig angeregt. Dabei muss die Wellenlänge des Anregungslasers kleiner als die zu erwartende Emission sein. Im Bereich des Quantenfilms werden so Ladungsträgerpaare generiert, die in den Quantenfilm relaxieren und dort unter Aussendung von Photonen spontan rekombinieren. Ein hochempfindlicher Ge-Detektor misst die Intensität hinter einem Monochromator, der den gewünschten Wellenlängenbereich durchläuft. Man erhält die spektral aufgelöste Intensitätsverteilung der spontanen Emission.

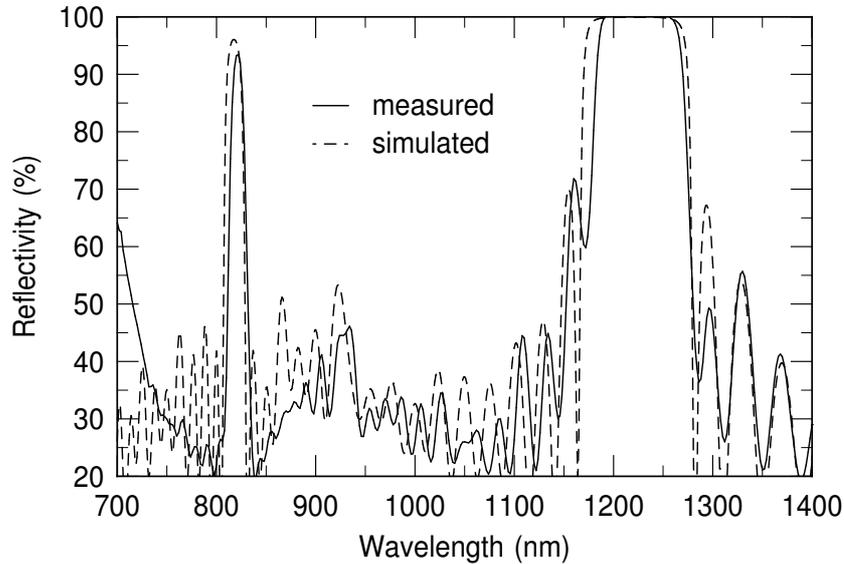


Abbildung 39: Gemessenes und simuliertes Reflexionsspektrum im Zentrum des Wafers X19. Die Übereinstimmung von Messung und Simulation ist sehr gut.

Abbildung 40 zeigt das Photolumineszenzspektrum einer Scheibenlaser-Teststruktur, die 6 Quantenfilme besitzt, die in GaAs-Schichten eingebettet sind. Bei einer solchen Struktur interessiert die spektrale Lage der Emission, die von der Zusammensetzung des Quantenfilms abhängt und die Linienbreite (*Full Width Half Maximum, FWHM*). Das PL-Maximum liegt in diesem Fall bei knapp unter 970 nm, die Halbwertsbreite bei etwa 13 meV. Typische Werte liegen um 14 meV. Eine geringe Linienbreite ist ein Hinweis auf eine gute kristalline Qualität des Halbleiters. Bei nichtinvertierten Scheibenlaserstrukturen wird das Photolumineszenzsignal durch einen parasitären Resonator moduliert, der durch den Bragg-Reflektor auf dem Substrat und den Halbleiter-Luft-Übergang ($R \approx 30\%$) gebildet wird. Bei invertierten Scheibenlasern kann normalerweise keine Photolumineszenzmessung durchgeführt werden, da der Bragg-Reflektor die dahinter liegenden Quantenfilme abschirmt, solange der Chip nicht montiert ist und das Substrat entfernt wurde. Es kann jedoch der Bragg-Reflektor bei einem Teil des Wafers in einem nasschemischen Ätzschritt vorsichtig entfernt werden. So wird eine Photolumineszenzmessung möglich, die noch dazu den Vorteil bietet, dass die oben beschriebene Modulation des PL-Signals ohne Bragg-Reflektor nicht auftritt.

In Abbildung 41 ist das Photolumineszenzspektrum einer invertierten GaAsSb-Scheibenlaserstruktur (X19) für verschiedene Wärmesenktemperaturen bei einer Pumpleistung von 100 mW exemplarisch dargestellt. Bei den Spektren beobachtet man mit zunehmender Temperatur eine Wellenlängenverschiebung des Maximums zu höheren Wellenlängen, eine Abnahme der PL-Intensität, sowie eine Verbreiterung. Die Wellenlängenverschiebung von etwa 0,37 nm/K erklärt sich im Wesentlichen über die Verringerung des Bandabstandes im Halbleiter mit zunehmender Temperatur und entspricht der spektralen Gewinnverschiebung. Die Abnahme der Intensität lässt sich zunehmenden nichtstrahlen-

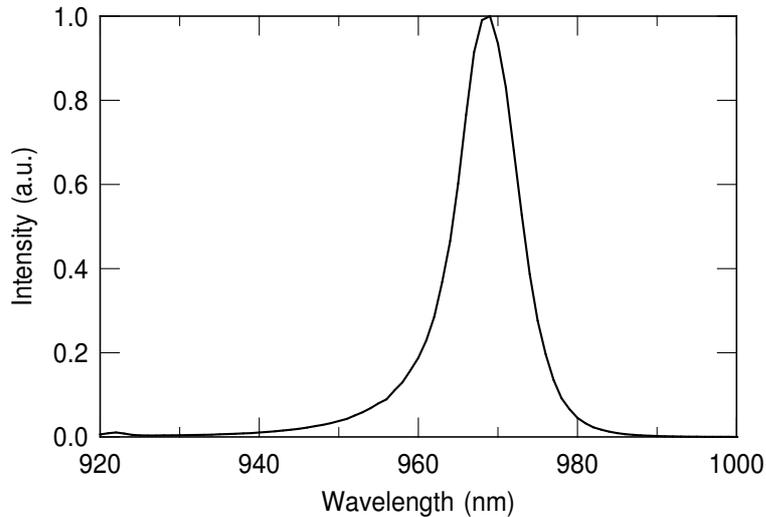


Abbildung 40: Photolumineszenzspektrum einer Scheibenlaser-Teststruktur mit 6 Quantenfilmen. Das PL-Maximum liegt in diesem Fall bei knapp unter 970 nm, die Halbwertsbreite bei etwa 13 meV.

den Rekombinationsprozessen und verringertem Ladungsträgereinfang der Quantenfilme zuschreiben, wobei letzteres aufgrund der asymmetrischen Bandstruktur eine grundsätzliche Schwierigkeit im Materialsystem GaAsSb darstellt. Die Verbreiterung des Spektrums wird durch die bei höheren Temperaturen flachere Fermi-Verteilung bestimmt.

6.4 Kantenphotolumineszenz

Im vorigen Unterkapitel wurde erwähnt, dass der parasitäre Resonator das PL-Spektrum moduliert. Dieser Effekt ist unerwünscht, möchte man doch das unverfälschte Emissionsverhalten der Quantenfilme untersuchen. Es sind jedoch nur die auf der Oberseite der Probe austretenden Photonen auf diese Weise winkelabhängig moduliert. Photonen, die an den Kanten der Probe austreten, erfahren diese Veränderung nicht. Allerdings ist die Intensität der seitlich emittierten Photonen gering, was zu verrauschten Spektren führt. Eine Glasfaser mit großem Durchmesser ($D > 100 \mu\text{m}$) eignet sich zum Photoneneinfang, wobei die Justage des Winkel und des Abstands zur Kante sich grundsätzlich als recht schwierig und nicht gut reproduzierbar erwies.

Bei der Messung ist zu beachten, dass das gemessene Signal unter Umständen eine Überlagerung des vertikal von der Probenoberfläche emittierten PL-Signals und des Kantenphotolumineszenz-Signals darstellt, das stark von der Justage abhängt. Ein reines Quantenfilm-PL-Spektrum ist auf diese Weise in der Regel nicht erhältlich. Üblicherweise erhält man ein PL-Spektrum, das eine zusätzliche, schwache Modulation aufweist. Aus einem solchen Spektrum lässt sich aber trotzdem Lage, Form und Halbwertsbreite des PL-Peaks bestimmen, wie in Abbildung 42 anhand des Kantenphotolumineszenz-Spektrums einer bei knapp über 1200 nm emittierenden GaAsSb-Scheibenlaserstruktur (X5) gezeigt.

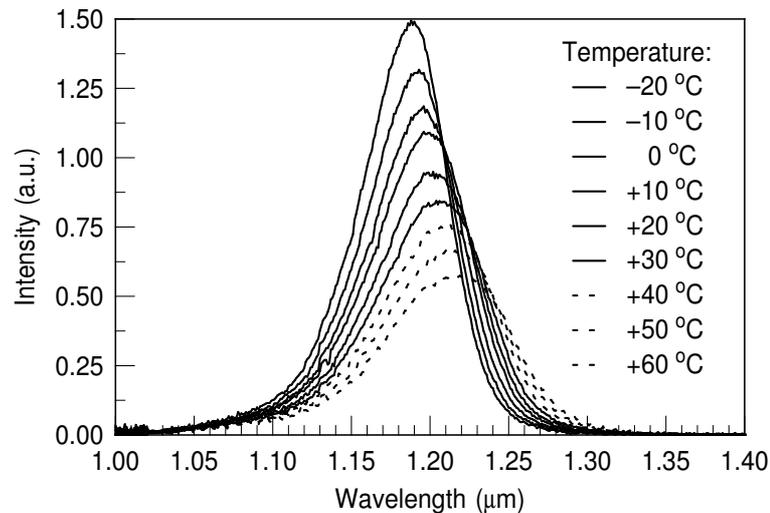


Abbildung 41: Photolumineszenzspektrum einer invertierten GaAsSb-Scheibenlaserstruktur (X19) für verschiedene Wärmesenktemperaturen bei einer Pumpleistung von 100 mW. Der an der Oberfläche liegende Bragg-Reflektor wurde vor der Messung durch einen nasschemischen Ätzschritt entfernt.

6.5 Ortsaufgelöste Photolumineszenz

Bei stark verspannten epitaktischen Schichtstrukturen, bei denen die kritische Schichtdicke überschritten ist, relaxiert der Kristall und es bilden sich Versetzungen aus [20],[66]. Diese im Lichtmikroskop kaum sichtbaren Versetzungslinien werden bei der ortsaufgelösten Photolumineszenzmessung (*Photoluminescence Microscopy, PLM*) als dunkle Linien sichtbar. Daher spricht man auch von *dark lines* bzw. *Dark Line Defects, DLD* [19]. Im Bereich der dunklen Linien ist die Photolumineszenz-Intensität aufgrund der nichtstrahlenden Rekombinationszentren deutlich reduziert, das Photolumineszenz-Spektrum ist jedoch nicht verändert [22].

Mit der ortsaufgelösten Photolumineszenzmessung können im Gegensatz zur Röntgendiffraktometrie auch kleine Defektdichten zuverlässig erkannt werden [83],[25]. Wie in Abschnitt 3.3 ausgeführt, existieren verschiedene Arten von Versetzungen, die ein unterschiedliches Photolumineszenzverhalten zeigen. So kann bei der ortsaufgelösten Photolumineszenz, abhängig vom Versetzungstyp, eher ein Kreuzmuster oder, anisotropiebedingt, ein Linienmuster dominieren.

Zur Messung der ortsaufgelösten Photolumineszenz wird der Chip mithilfe einer fasergekoppelten IR-Laserdiode mit einer Wellenlänge von 808 nm möglichst homogen beleuchtet. Dabei ist zu beachten, dass die Multimodigkeit des Laserlichts in der Faser ein charakteristisches Punktmuster, auch Granulation genannt, auf dem Chip erzeugt. Ein geeignetes Objektiv bildet die Chipoberfläche auf den CCD-Chip einer Kamera ab, vor dem sich ein hochwertiger Kantenfilter befindet, der das kurzwelligere Anregungslicht der Laserdiode abblockt.

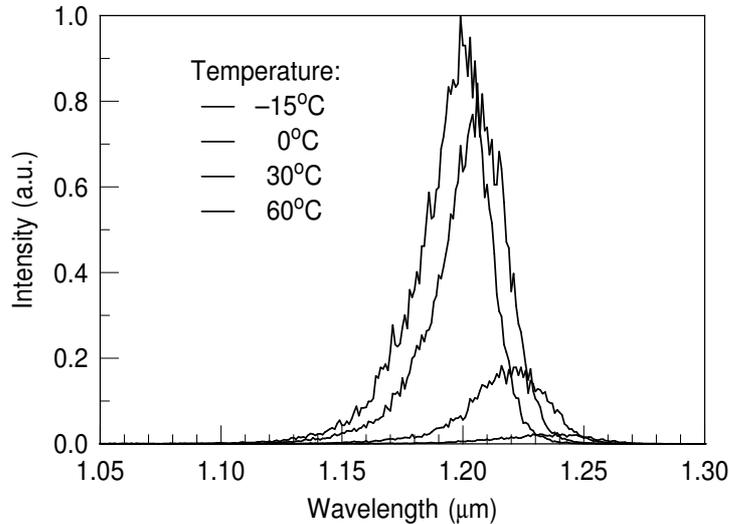


Abbildung 42: Kantenphotolumineszenz-Spektrum einer GaAsSb-Scheibenlaserstruktur (X5) für verschiedene Wärmesenktemperaturen bei einer Pumpleistung von 200 mW.

Abbildung 43 zeigt die orts aufgelöste Photolumineszenz einer mit GaAsP-Schichten weitgehend spannungskompensierten InGaAs-Scheibenlaserstruktur vor und nach einer Lebensdauerermessung. Der Durchmesser des Pumpspots lag bei etwa $250 \mu\text{m}$. Im linken Bild erkennt man Versetzungslinien unterschiedlicher Dichte. Das rechte Bild zeigt den selben Chip nach der Lebensdauerermessung. Die Anzahl und Breite der Linien hat sich nicht verändert, im Zentrum des Chips, im Bereich des Pumpflecks, haben sich jedoch zusätzliche nichtstrahlende Rekombinationszentren gebildet. Mittels eines Lichtmikroskops ist allerdings keine Veränderung des Chips erkennbar.

Während des Betriebs des Scheibenlasers nimmt die Anzahl, Breite und häufig auch die Länge der Linien zu, was mit einer Abnahme der Effizienz korreliert, siehe auch Abschnitt 6.12.

6.6 Kennlinien

Stellvertretend für das Materialsystem GaAsSb werden im Folgenden Messergebnisse der Probe X19 D1-1 dargestellt. Die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpleistung ist in Abbildung 44 für verschiedene Wärmesenktemperaturen dargestellt.

Für die Messung wurde ein externer Spiegel mit einem Krümmungsradius von 75 mm und einer nominellen Reflektivität von 99,85 % verwendet. Man erkennt eine starke Temperaturabhängigkeit der Schwellleistung und der erreichbaren Maximalleistung. Als Ursache werden nichtstrahlende Rekombinationsprozesse und der verringerte Ladungsträgerereifang der GaAsSb-Quantenfilme angenommen. Das Materialsystem GaAsSb zeichnet sich grundsätzlich durch eine im Vergleich zu InGaAs erhöhte Temperatur-

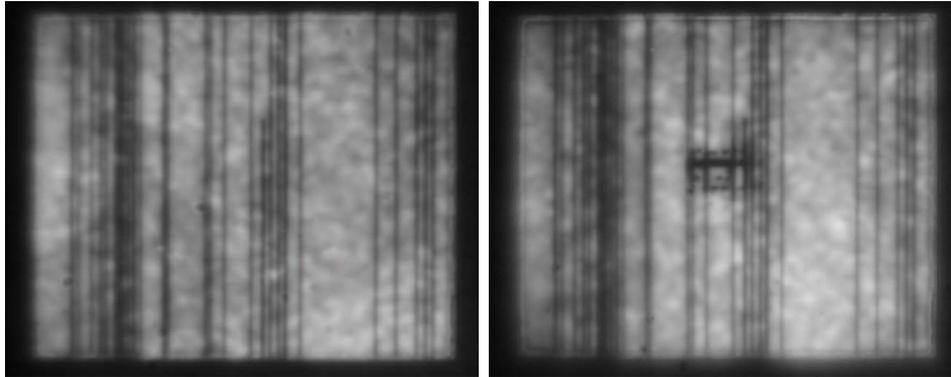


Abbildung 43: Messung der orts aufgelösten Photolumineszenz einer InGaAs-Scheibenlaserstruktur mit GaAsP-Spannungskompensationsschichten. Das linke Bild wurde vor, das rechte Bild nach einer Lebensdauerermessung aufgenommen.

empfindlichkeit aus. Ein Dauerstrichbetrieb des Scheibenlasers bei Raumtemperatur konnte demonstriert werden. Messungen bei $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ergaben bei einer Wellenlänge von 1220 nm Ausgangsleistungen von mehr als 120 mW .

Der Scheibenlaser besitzt einen Doppelband-Bragg-Reflektor wie im Abschnitt 3.7 am Beispiel eines bei 980 nm emittierenden Scheibenlasers beschrieben (Abbildung 12). Die genaue Schichtstruktur findet sich in Anhang A.3. Zur Messung der Reflexionsfaktoren des Bragg-Reflektors wurde von einem Pumpwinkel von 45° ausgegangen. Im Ergebnis liegt das Reflexionsmaximum bei einem Winkel von knapp über 40° bei $96,2\%$, die Reflektivität ist aber für einen Winkel von 45° kaum geringer. Wird ein anderer Pumpwinkel als etwa $35^{\circ} - 45^{\circ}$ verwendet, ist der Reflexionsfaktor für das Pumplicht geringer, was eine verringerte Konversionseffizienz erwarten lässt. Dieses Verhalten kann experimentell auch tatsächlich beobachtet werden. In Abbildung 45 ist die berechnete Reflektivität des Reflexionsbandes bei 805 nm und die maximal erzielbare Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Pumpwinkel dargestellt. Das Reflexionsmaximum liegt bei knapp über 40° , nahe beim Leistungsmaximum, das bei etwa 45° liegt.

Bei Pumpwinkeln über 50° fällt die Ausgangsleistung des Scheibenlasers entsprechend der abnehmenden Reflektivität des kurzwelligen Reflexionsbandes des Bragg-Reflektors ab. Bei den kleineren Pumpwinkeln ist die Übereinstimmung nicht so gut. Die Ursache dafür liegt im schlechteren Überlapp der Intensitätsprofile von Pumpspot und Lasermode, was zu erhöhten Verlusten führt. Die verwendete Breitstreifen-Pumplaserdiode besitzt ein stark elliptisches Intensitätsprofil im Spot, wobei die längere Achse in der Vertikalen liegt. Mit zunehmendem Pumpwinkel nimmt die Elliptizität allmählich ab, der Überlapp wird besser und die Effizienz nimmt zu.

Mit auf InGaAs/GaAs basierenden Halbleiter-Scheibenlasern, die auf Mikrokanalkühler gelötet wurden, siehe Abschnitt 3.12, konnte der aktive, gepumpte Durchmesser auf etwa $500\text{ }\mu\text{m}$ vergrößert werden. Mit einer entsprechend erhöhten Pumpleistung wurden bei einer Wellenlänge von 980 nm Ausgangsleistungen von bis zu $3,6\text{ W}$ erreicht. Die ent-

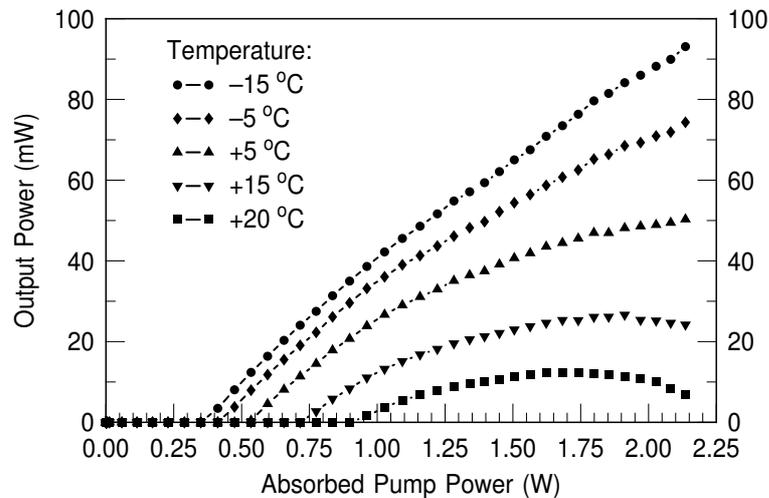


Abbildung 44: Ausgangsleistung der Probe X19 D1-1 in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpleistung für verschiedene Wärmesenktemperaturen.

sprechende Ausgangskennlinie ist in Abbildung 46 dargestellt. Dabei wurde die höchste differentielle Effizienz von 41,1% mit einem Auskoppelspiegel erzielt, der eine Reflektivität von 98% besitzt. Eine Erhöhung der absorbierten Pumpleistung lässt entsprechend höhere Ausgangsleistungen erwarten, da bei der Montage auf Mikrokanalkühler, die eine Restkupferdicke von weniger als 200 μm besitzen, von einer überwiegend eindimensionalen Wärmeabfuhr ausgegangen werden kann.

6.7 Spektrum

Für das Materialsystem GaAsSb zeigt Abbildung 47 ein Emissionsspektrum der Probe X19 D1-1 in Abhängigkeit von der Wärmesenktemperatur. Hier zeigt sich wie im PL-Spektrum eine Verschiebung der Emissionswellenlänge mit der Temperatur, die im Vergleich zur PL jedoch kleiner ist. Sie liegt bei 0,28 nm/K und wird durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindexes und die spektrale Gewinnverschiebung verursacht. Die Nebenmaxima bei etwa 1200 nm und 1240 nm entsprechen weiteren Longitudinalmoden der Scheibenlaserstruktur, sind aber für den Laserbetrieb nicht weiter von Bedeutung.

6.8 Strahlqualität

In Abschnitt 4.2 wurde eine Definition für die Strahlqualität eines Laserstrahls vorgestellt. Dabei bezieht man sich auf einen idealen Gaußstrahl und vergleicht die Divergenz des Strahls. Die Anti-Proportionalitätskonstante ist die Beugungsmaßzahl M^2 . Die Bedingungen, unter denen die Beugungsmaßzahl zu messen ist, sind in der Europäischen Norm ISO 11146 festgelegt [84]. Nach dieser Norm wird der Strahldurchmesser an verschiedenen Stellen der Strahltaile entlang gemessen und daraus der Radius der Strahltaile und die

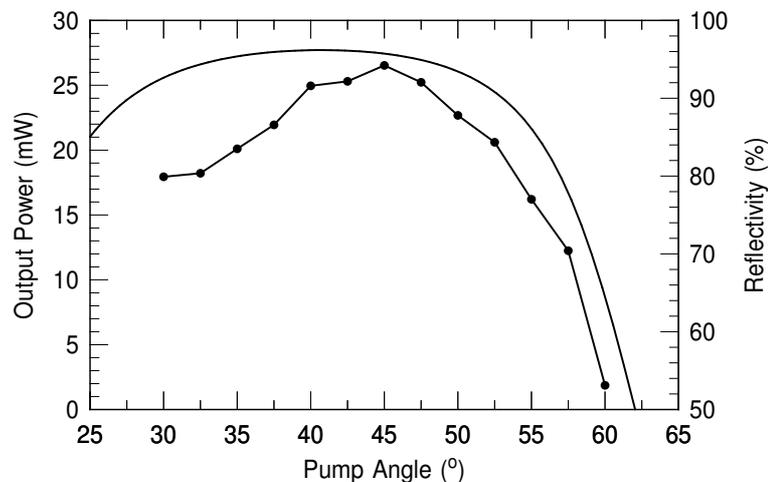


Abbildung 45: Berechnete Reflektivität des Reflexionsbandes bei 805 nm und die maximal erzielbare Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Pumpwinkel am Beispiel des Chips D3-1 des Wafers X19. Das Leistungsmaximum liegt bei etwa 45°, während das Reflexionsmaximum bei knapp über 40° liegt.

Divergenz berechnet. Die Radian werden jeweils über die Standardabweichung der Leistungsdichteverteilung bestimmt [85],[86]. Zur Messung der Beugungsmaßzahl des Scheibenlaserstrahls wurde das Strahlanalysegerät MODEMASTERPC der Firma COHERENT INC. verwendet, das gemäß ISO 11146 nach dem Prinzip der bewegten Messerschneide (*knife edge method*) arbeitet.

Abhängig von der Justage konnten beim Scheibenlaser M^2 -Werte zwischen etwa 1,6 und knapp über 1 beobachtet werden. Meistens lagen die gemessenen Werte um 1,3. Solche Werte lassen sich selbstverständlich nur im Grundmodenbetrieb messen. Auch die Intensitätsverteilung des Pumpflecks beeinflusst die Strahlqualität. Abbildung 48 zeigt die Ausgangskennlinie eines nichtinvertierten InGaAs-Scheibenlasers (H76 A6-3), in der zusätzlich Werte der Strahlqualität eingetragen sind.

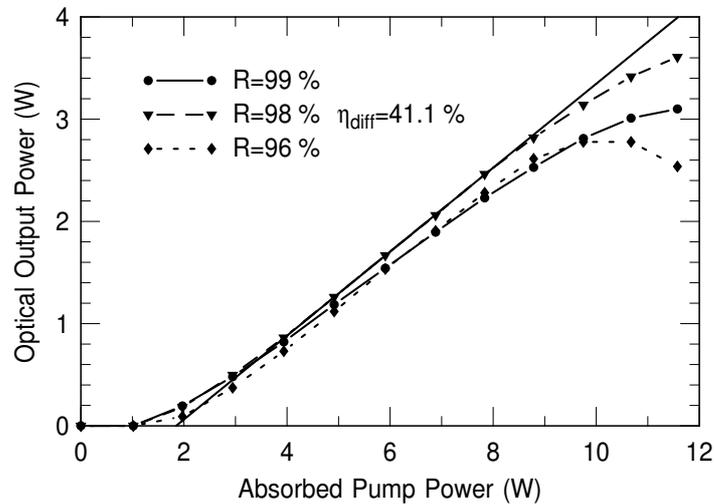


Abbildung 46: Ausgangskennlinien eines auf InGaAs/GaAs basierenden Halbleiterscheibenlasers, der auf Mikrokanalkühler gelötet wurde. Es wurden bei einer Wellenlänge von 980 nm Ausgangsleistungen von bis zu 3,6 W erreicht, wobei die höchste differenzielle Effizienz bei 41,1 % liegt.

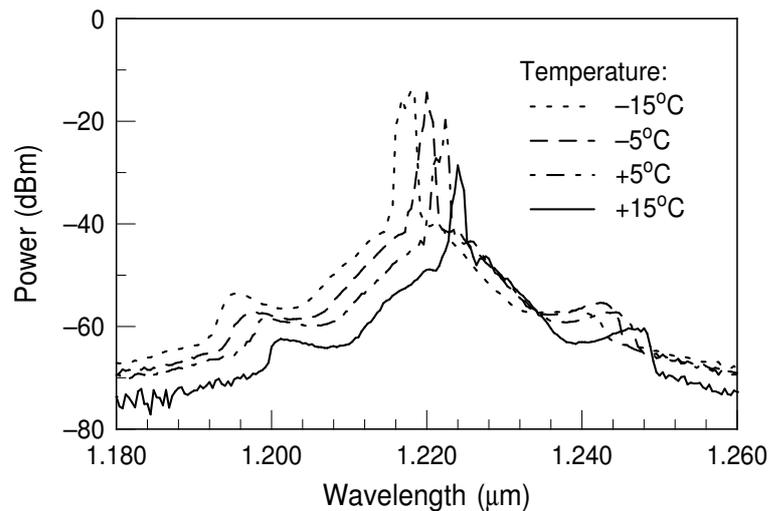


Abbildung 47: Emissionsspektrum der Probe X19 D1-1 in Abhängigkeit von der Wärmesenktemperatur.

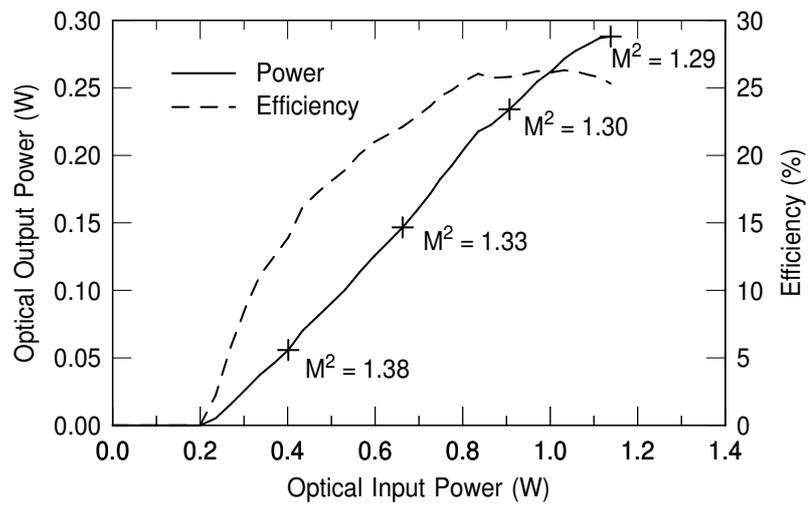


Abbildung 48: Ausgangskennlinie eines nichtinvertierten InGaAs-Scheibenlasers, Probe H76 A6-3. Zusätzlich sind einige Werte für die Strahlqualität eingetragen.

6.9 Faserkopplung

Zur effektiven Einkopplung von Laserstrahlung in Single-mode-Glasfasern (*Single Mode Fiber, SMF*) wird Strahlung mit sehr guter Strahlqualität benötigt. Insbesondere die Einkopplung von Laserstrahlung aus Breitstreifenlasern bereitet erhebliche Schwierigkeiten. Aber auch mit kantenemittierenden Singlemode-Lasern wird selten eine Koppeffizienz über 50 % erreicht [87],[88]. Die Koppeffizienz wird dabei vor allem durch das generell stark asymmetrische Strahlprofil des Kantenemitters beeinträchtigt. Bei der Einkopplung in Glasfasern ist neben der erreichbaren Fokusgröße auch die Numerische Apertur (NA) der Faser zu beachten. Die Laserstrahlung des Halbleiter-Scheibenlasers besitzt ein symmetrisches gaußförmiges Strahlprofil und lässt sich durch die gute Strahlqualität auch sehr gut fokussieren.

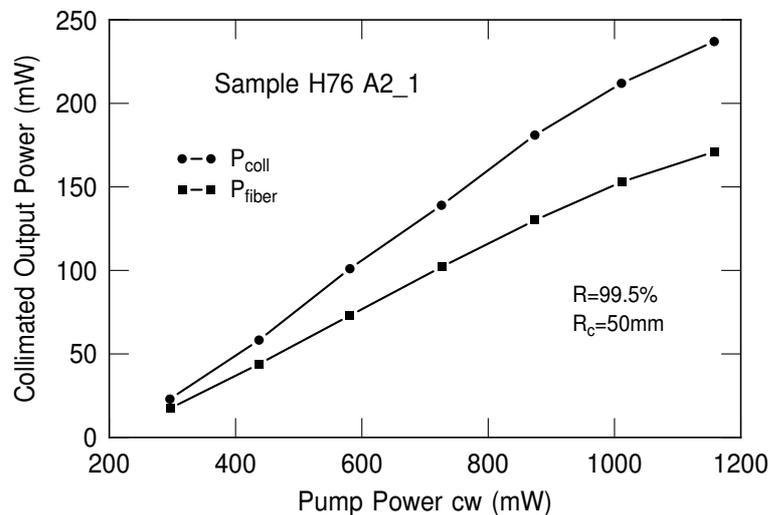


Abbildung 49: Faserkopplung in eine Single-mode-Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von $5,9 \mu\text{m}$. Die obere Kurve zeigt die Leistung des kollimierten Strahls, die untere Kurve die Leistung, die in die SMF ein- und wieder ausgekoppelt werden konnte. Die Koppeffizienz liegt für alle Messpunkte bei über 70 %.

Es wurden Versuche durchgeführt, die Laserstrahlung des Halbleiter-Scheibenlasers in eine SMF einzukoppeln. Für die Experimente wurde eine 980 nm-SMF der Firma OFR mit einem Kerndurchmesser von $5,9 \mu\text{m}$ und einer Numerischen Apertur (NA) von 0,11 verwendet. Zur Kollimation des Laserstrahls wurde eine achromatische Linse, zur Fokussierung auf das Faserende eine asphärische Linse verwendet. In Abbildung 49 ist eine Ausgangskennlinie der Probe H76 A2-1 dargestellt. Die obere Kurve zeigt die Leistung des kollimierten Strahls, die untere Kurve die Leistung, die in die SMF ein- und wieder ausgekoppelt werden konnte. Die Koppeffizienz liegt für alle Messpunkte bei über 70 %. Dabei ist zu beachten, dass die Faserenden unbeschichtet sind, was erhöhte Reflexionsverluste zur Folge hat. Da die Koppeffizienz sehr stark von der Strahlqualität abhängt, stellt sie auch ein Maß für die diese dar.

6.10 Modenselektion mit Etalon

Durch seine relativ große Resonatorlänge emittiert der Halbleiter-Scheibenlaser nicht longitudinal einmodig. Die spektralen Halbwertsbreiten (*Full Width Half Maximum, FWHM*) hängen dabei stark von der Resonatorjustage ab. Die typischen Werte schwanken zwischen 0,1 nm und mehreren Nanometern. Ein in den Resonator integriertes Etalon erzwingt einen longitudinal einmodigen Betrieb. Dabei lässt sich die Emissionswellenlänge durch entsprechende Verkipfung des Etalons in einem gewissen Bereich einstellen. Abbildung 50 zeigt das Emissionsspektrum eines InGaAs-Scheibenlasers ohne (links) und mit (rechts) Intracavity-Etalon. Das unbeschichtete Etalon besitzt eine Dicke von etwa $100\ \mu\text{m}$. Der damit zur Verfügung stehende freie Spektralbereich (*free spectral range, FSR*) beträgt 3,2 nm. Man erkennt, dass die Ausgangsleistung von 142 mW mit Etalon auf 105 mW abfällt. Dabei verringert sich bei diesem Beispiel die Halbwertsbreite von etwa 0,2 nm auf 0,077 nm. Eine Verkipfung des Etalons verschiebt das Spektrum hin zu kleineren Wellenlängen.

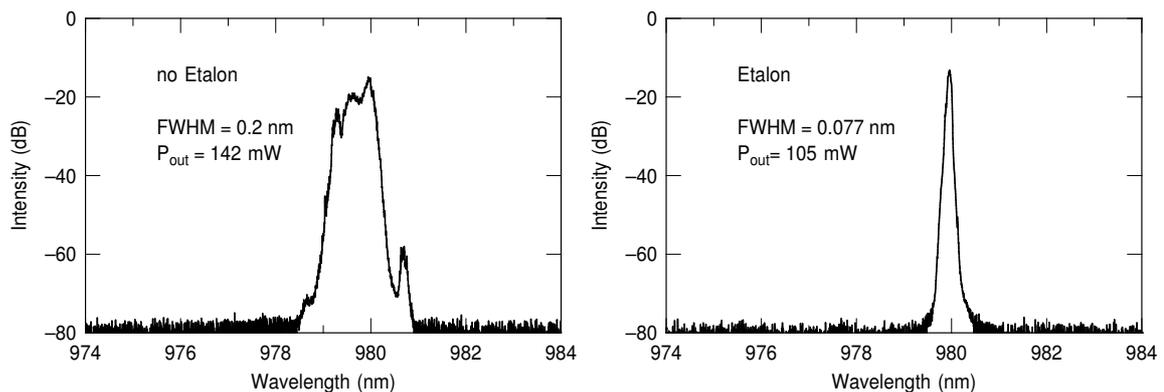


Abbildung 50: Emissionsspektrum eines InGaAs-Scheibenlasers ohne (links) und mit (rechts) Intracavity-Etalon. Das Etalon verringert die Halbwertsbreite, die Verluste nehmen jedoch zu.

6.11 Parasitäres Lasen in Scheibenebene

Der Halbleiter-Scheibenlaser besitzt einen vertikalen Resonator, die Lasermode befindet sich senkrecht zur Scheibenebene. Jedoch stellt die Halbleiterscheibe selbst mit ihren Spaltkanten als Spiegel, ähnlich einem Kantenemitter, einen weiteren Resonator dar. Da der laterale Resonator in aller Regel höhere Verluste besitzt als der Vertikale, er beeinträchtigt er den normalen Laserbetrieb nicht.

Werden nun die Verluste des vertikalen Resonator erhöht, kann es zu parasitärem lateralem Lasen in der Scheibenebene kommen, sofern der Pumpspot groß genug ist und die Spiegelverluste an den Spaltkanten und die Absorptionsverluste in den ungepumpten Halbleiterbereichen durch einen hohen Gewinn kompensiert werden können. In Abbildung

51 sind Aufnahmen eines quadratischen Scheibenlaserchips dargestellt, der in Scheibenebene parasitäres Lasen zeigt. Das linke Bild zeigt bei mittlerer Pumpleistung verstärkte Spontanemission, im rechten Bild ist die Pumpleistung hoch und es tritt parasitäres Lasen auf. Die parasitäre Lasermode befindet sich im rechten Bild in der Scheibenebene (Blattebene) zwischen der oberen und der unteren Kante des Chips. Ein Lasen zwischen der linken und der rechten Kante ist aber ebenso möglich. An den Spaltkanten wird das Laserlicht gebeugt und ist als helles Punktpaar zu erkennen. Man erkennt in beiden Fällen das lasertypische Speckelmuster.

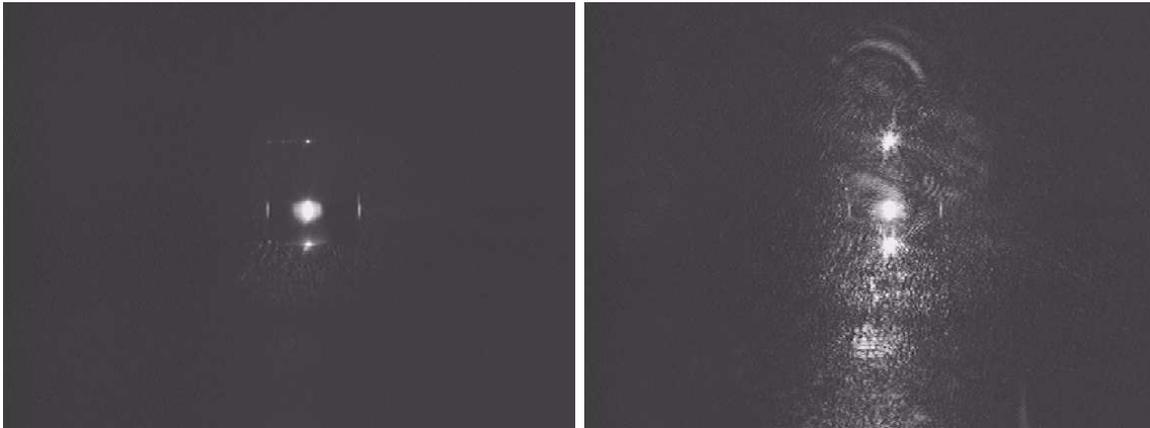


Abbildung 51: Parasitäres Lasen eines quadratischen Scheibenlaserchips in Scheibenebene bei hoher Pumpleistung (rechts). Bei mittlerer Pumpleistung tritt verstärkte Spontanemission auf (links).

6.12 Alterungsverhalten

Halbleiterlaser, die auf einer Heterostruktur basieren, zeigen drei verschiedene Typen der Alterung: (a) schnelle Degradation innerhalb von Minuten bis zu einigen 100 Stunden, (b) langsame Degradation über mehrere 1000 Stunden, und (c) plötzliche Degradation [19]. Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Halbleiter-Scheibenlasern wurde ausschließlich eine Alterung gemäß des Typs (a) beobachtet. Für unterschiedliche Scheibenlaser-Strukturen wurden Lebensdauermessungen durchgeführt: Die Struktur H92 besitzt 12 Quantenfilme und keine Verspannungskompensation. Einen ähnlichen Aufbau, aber nur 6 Quantenfilme, besitzen die Strukturen M2-16 und M4-19. Bei der Struktur H75 mit ebenfalls 6 Quantenfilmen wurde die Verspannung durch die Quantenfilme mit 6 GaAsP-Schichten kompensiert.

Die Lebensdauermessungen der InGaAs-Scheibenlaser wurden jeweils bei konstanter Pumpleistung und einer Temperatur von 20°C durchgeführt. Die absorbierte Pumpleistung lag bei 8 W, der Pumpspot hatte einen Durchmesser von etwa $250\ \mu\text{m}$. Bei allen untersuchten Scheibenlaser-Strukturen wurde ein Alterungsverhalten des Typs (a) festgestellt. Nach 1–6 Stunden ist die Ausgangsleistung jeweils auf die Hälfte der Anfangsleistung

abgefallen. Dies gilt auch für die Designs, die eine Verspannungskompensation besitzen. Es konnte bei den durchgeführten Untersuchungen keine signifikante Verbesserung der Lebensdauer bei den Designs mit Verspannungskompensation festgestellt werden. Die Ursache für dieses Verhalten konnte bisher noch nicht geklärt werden. Auch die Designs mit Verspannungskompensation zeigen bei der Messung der orts aufgelösten Photolumineszenz (Abschnitt 6.5) Versetzungslinien, die nach der Lebensdauerermessung lokal verstärkt sind. Es ist anzunehmen, dass die Wachstumsparameter in Bezug auf Versetzungsliniendichte und Lebensdauer eine entscheidende Rolle spielen. Eine gezielte Optimierung der Wachstumsparameter wäre der nächste Schritt.

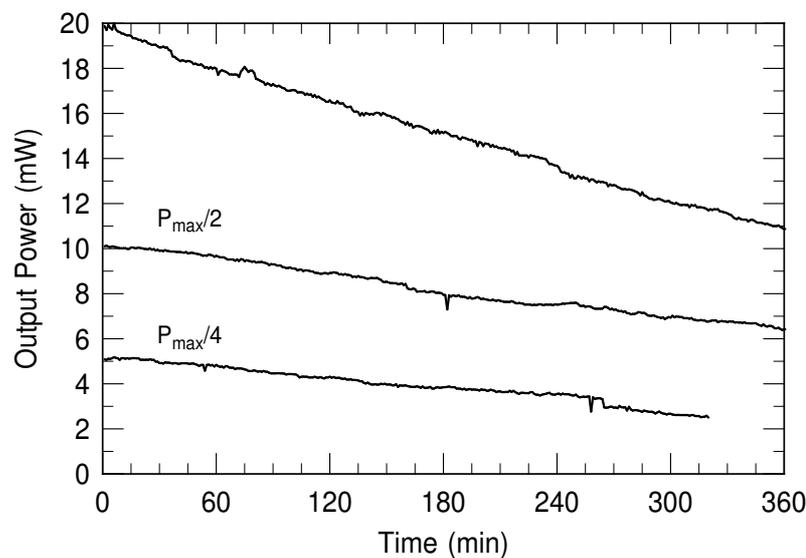


Abbildung 52: Lebensdauerermessungen an GaAsSb-Scheibenlasern. Man erkennt eine annähernd lineare Abnahme der Ausgangsleistung, die unabhängig von der Anfangsleistung ist.

Lebensdauerermessungen wurden auch an GaAsSb-Scheibenlasern durchgeführt. Exemplarisch sind in Abbildung 52 Messungen der Probe X19 dargestellt, die keine Spannungskompensationsschichten besitzt. Im Diagramm ist der Leistungsverlauf für die maximale erzielbare Ausgangsleistung P_{max} (20 mW), für die halbe maximale Ausgangsleistung $P_{max}/2$ und für $P_{max}/4$ dargestellt. Dabei wurde lediglich die Pumpleistung variiert, die Pumpspots, mit einem Durchmesser von $80 \mu\text{m}$, wurden nicht verändert. Man erkennt eine weitgehend konstante Alterung, die unabhängig von der Anfangsleistung ist. Der beobachtete Abfall ist annähernd linear, nach etwa 360 min ist die Ausgangsleistung auf die Hälfte des Ausgangswertes abgefallen. Eine sorgfältig durchgeführte Verspannungskompensation sollte auch hier ausreichende Lebensdauern ermöglichen.

7 Frequenzverdopplung

7.1 Nichtlineare Optik

Für die Konversion infraroter in sichtbare Laserstrahlung bietet sich das Verfahren der Frequenzverdopplung an. Die Frequenzverdopplung als Phänomen der nichtlinearen Optik ist bereits seit 1961 bekannt [89]. Dielektrische Medien reagieren auf elektromagnetische Strahlung mit der Erzeugung von Oberschwingungen (Harmonische), das heisst, die elektrischen Dipole schwingen wie bei einer Gitarrensaite auch mit der doppelten Frequenz und emittieren elektromagnetische Wellen mit der doppelten Frequenz. Bei der Frequenzverdopplung wird also mithilfe optisch nichtlinearer Materialien die kohärente Oberwelle, die zweite Harmonische einer Grundwelle, der Fundamentalen, erzeugt, welche die doppelte Frequenz und damit die halbe Wellenlänge der Grundwelle besitzt.

In diesem Kapitel werden zunächst die physikalischen Grundlagen der Frequenzverdopplung und die Methoden der Phasenanpassung vorgestellt. Anschließend werden die wichtigsten Eigenschaften der Kristallmaterialien behandelt und ein für die Frequenzverdopplung beim Halbleiter-Scheibenlaser geeignetes Material ausgewählt. Der letzte Abschnitt geht auf einen Halbleiter-Scheibenlaser mit resonatorinterner Frequenzverdopplung ein.

7.2 Theoretische Grundlagen

Üblicherweise geht man davon aus, dass der Brechungsindex n optischer Materialien nicht von der Intensität des einfallenden Lichts abhängt;

$$n^2 = 1 + \chi \quad (26)$$

wobei χ die dielektrische Suszeptibilität ist.

Für niedrige optische Intensitäten ist diese Annahme auch richtig. Bei hohen optischen Intensitäten, wenn die Feldstärke der einfallenden Welle die Größenordnung der inneratomaren Feldstärken erreicht, zeigt der Brechungsindex jedoch folgende Abhängigkeit vom elektrischen Feld E [57],

$$n^2(E) = 1 + \chi^{(1)} + \chi^{(2)}E + \chi^{(3)}E^2 + \dots \quad (27)$$

wobei $\chi^{(m)}$ die dielektrische Suszeptibilität m -ter Ordnung ist.

Allerdings sind die Suszeptibilitäten höherer Ordnung bei den meisten Materialien sehr klein, sodass sie praktisch vernachlässigt werden können. Es gibt jedoch durchaus Materialien, die relativ große Suszeptibilitäten besitzen. Diese werden als optisch nichtlineare Kristalle bezeichnet und zeichnen sich durch Anisotropie aus, zeigen also Doppelbrechung. Die Suszeptibilität 2-ter Ordnung, $\chi^{(2)}$, ist dabei besonders interessant, da sie technisch am besten genutzt werden kann. Es handelt sich bei deren technischer Nutzung um optische Dreiwellen-Mischprozesse. Bekanntestes Beispiel, und in dieser Arbeit angewendet, ist die

Frequenzverdopplung (*Second Harmonic Generation, SHG*) als Spezialfall der Summenfrequenzmischung, siehe Abbildung 53. Der inverse Prozess zur Summenfrequenzmischung ist die optisch-parametrische Generation (*Optical Parametric Generation, OPG*), die bei optisch-parametrischen Oszillatoren (*Optical Parametric Oscillator, OPO*) genutzt wird. Dabei wird ein hochenergetisches Photon in zwei niederenergetische Photonen gewandelt. Auch die Differenzfrequenzgeneration (*Differential Frequency Generation, DFG*) gehört zu den Dreiwellen-Mischprozessen. Hier werden ein hochenergetisches und ein niederenergetisches Photon in ein noch niederenergetischeres Photon gewandelt.

Ebenso wie der Brechungsindex ist die Polarisierung \mathcal{P} der Gitteratome des Kristalls bei hohen Feldstärken nicht mehr nur linear vom elektrischen Feld abhängig [90]:

$$\begin{aligned}\mathcal{P} &= \epsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots) \\ &\equiv \mathcal{P}^{(1)} + \mathcal{P}^{(2)} + \mathcal{P}^{(3)} + \dots\end{aligned}\quad (28)$$

Wählt man nun die Komponentenschreibweise und beschränkt sich auf die technisch bedeutsame Suszeptibilität 2. Ordnung, erhält man:

$$\mathcal{P}_i = \epsilon_0\chi^{(1)}E_i + \epsilon_0\chi_{ijk}^{(2)}E_jE_k. \quad (29)$$

Der Tensorcharakter der Suszeptibilität wird durch die Verwendung der Indizes ijk deutlich, die den kartesischen Koordinaten entsprechen.

Die sogenannten d -Koeffizienten stellen ein Maß für die Nichtlinearität dar. Sie werden aus der nichtlinearen Suszeptibilität definiert:

$$d_{ijk} = \chi_{ijk}^{(2)}, \quad \text{mit } i, j, k = (x, y, z). \quad (30)$$

Die 27 möglichen Elemente des Tensors $\chi_{ijk}^{(2)}$ können aus Symmetriegründen ($d_{ijk} = d_{ikj}$), gemäß der Kleinmannsymmetrie [91], auf 18 verringert werden. Man kann also die Indizes j und k zu einem Index l ($l=1, \dots, 6$) zusammenfassen. Damit ergibt sich dann unter Verwendung einer 3×6 -Matrix die folgende Beziehung [90]:

$$\mathcal{P}^{(2)} = \begin{pmatrix} \mathcal{P}_x^{(2)} \\ \mathcal{P}_y^{(2)} \\ \mathcal{P}_z^{(2)} \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_yE_z \\ 2E_xE_z \\ 2E_xE_y \end{pmatrix}. \quad (31)$$

Die größten nichtlinearen Koeffizienten finden sich üblicherweise in den diagonalen Elementen d_{ii} . In Abhängigkeit von den Phasenanpassungswinkeln werden effektive Werte d_{eff} für die Elemente d_{ii} angegeben [92]. Diese stellen ein charakteristisches Maß für die Nichtlinearität eines nichtlinearen Kristalls dar.

Um den Effekt der Frequenzverdopplung zu verstehen, wird eine ebene und monochromatische elektromagnetische Welle betrachtet, die in ein optisch nichtlineares Medium

eintritt. Die elektrische Komponente dieser Welle kann am Ort x_0 als elektrisches Feld $E_i(t, x_0) = E_{0,i}^{0,x_0} e^{i\omega t}$ dargestellt werden. Das oszillierende Feld induziert gemäß 31 eine lokale Polarisation zweiter Ordnung [93]:

$$(\mathcal{P}^{(2)})_i(t, x_0) = \epsilon_0 \sum_{jk} (\chi_2)_{ijk} E_{0,j} E_{0,k} e^{2\omega t} = (\mathcal{P}^{(2)})_{0,i} x_0 e^{2\omega t}. \quad (32)$$

Die induzierte Polarisation oszilliert mit 2ω , also mit der doppelten Frequenz. Im Falle der Frequenzverdopplung sind Ausbreitungsrichtung und Polarisation der fundamentalen und zweiten harmonischen Welle konstant. Unter Verwendung von d_{eff} kann Gleichung 31 vereinfacht werden:

$$\mathcal{P}^{(2)} = \epsilon_0 d_{\text{eff}} E^2. \quad (33)$$

Üblicherweise unterscheiden sich die Phasengeschwindigkeiten, mit der sich die fundamentale und die zweite harmonische Welle im Kristall ausbreiten. D.h., es liegt Dispersion vor. Im Verlauf der Ausbreitung im Kristall nimmt der Phasenversatz der Wellen zu. Nach einer bestimmten Strecke, Kohärenzlänge genannt, von $L_c = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_\omega)}$, ist der Phasenversatz im Kristall auf $\lambda/2$ angewachsen; es kommt zu destruktiver Interferenz der Wellen und damit zu einer Auslöschung der zweiten Harmonischen. Dabei tritt eine Rückkonversion der zweiten Harmonischen in die Fundamentale auf. In allen Fällen ist die Energieerhaltung gewährleistet. Durch konstruktive und destruktive Interferenz kommt es zu einem sinusförmigen Auf- und Abbau der zweiten harmonischen Welle. Die Kohärenzlänge liegt üblicherweise in μm -Bereich. Daher ist eine effiziente Frequenzverdopplung ohne Kompensation dieser Dispersion nicht möglich. Man spricht dann von Phasenanpassung. In diesem Falle wächst die Intensität der zweiten Harmonischen mit der Kristalllänge kontinuierlich an.

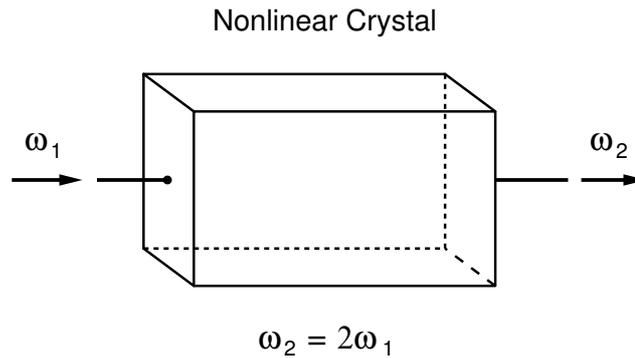


Abbildung 53: Prinzip der Frequenzverdopplung. Eine Lichtwelle mit der Frequenz ω_1 (Fundamentale) wird im optisch nichtlinearen Kristall in eine Lichtwelle mit der doppelten Frequenz ω_2 (zweite Harmonische) konvertiert.

Abbildung 53 zeigt das Prinzip der Frequenzverdopplung. Dabei wird eine Lichtwelle mit der Frequenz ω_1 (Fundamentale) im Kristall in eine Lichtwelle mit der doppelten Frequenz ω_2 (zweite Harmonische) konvertiert. Oder anders ausgedrückt: Zwei Photonen mit niedriger Energie werden in ein Photon doppelter Energie gewandelt.

7.3 Phasenanpassung durch Doppelbrechung

Am weitesten verbreitet ist die Phasenanpassung, die die doppelbrechende Eigenschaft nichtlinearer Kristalle ausnutzt. Der Brechungsindex, und damit die Phasengeschwindigkeit, ist in diesen Materialien nicht nur von der Wellenlänge, sondern auch von der Ausbreitungsrichtung und der Polarisation abhängig. Dabei wird die Dispersion zwischen induzierter Polarisation und der zweiten Harmonischen kompensiert: die Ausbreitungsrichtung wird in einem doppelbrechenden Kristall so gewählt, dass die Brechungsindizes von Fundamentaler und zweiter Harmonischer identisch sind. Man spricht dann von Winkelanpassung oder „Kritischer Phasenanpassung“ (*Critical Phase Match, CPM*). Dabei ist die Ausrichtung des Kristalls zur Fundamentalen entscheidend. Es gibt zwei Typen von Phasenanpassung, die sich bezüglich der Polarisation der Laserstrahlen unterscheiden. Ist die Polarisation der zweiten Harmonischen senkrecht zur Fundamentalen, spricht man von Typ-I-Phasenanpassung. Bei der Typ-II-Phasenanpassung ist die Polarisation der Grundwelle auf den ordentlichen und außerordentlichen Strahl verteilt; die Polarisation der zweiten Harmonischen liegt dann unter einem Winkel von 45° zur Polarisation der Projektion der beiden Fundamentalstrahlen. Je nach Kristallmaterial besitzen die fundamentale und zweite harmonische Welle bei der Winkelanpassung unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen, sodass eine Überlappung der Wellen nur innerhalb einer bestimmten Laufstrecke (Wechselwirkungslänge) gewährleistet ist. Der Winkel zwischen diesen beiden Richtungen wird *walk-off*-Winkel genannt. Ein langer Kristall mit einem großem *walk-off*-Winkel beeinträchtigt das räumliche Strahlprofil und die Verdopplungseffizienz. Manche Kristallmaterialien erlauben in bestimmten Wellenlängenbereichen auch eine „Nichtkritische Phasenanpassung“, auch Temperaturanpassung genannt, wobei die exakte Phasenanpassung über die Kristalltemperatur vorgenommen wird. In diesem Fall tritt kein *walk-off* auf, wodurch längere Kristalle verwendet werden können und die Konversionseffizienz und Strahlqualität gesteigert werden.

7.4 Quasi-Phasenanpassung

Die Quasi-Phasenanpassung stellt eine andere Möglichkeit der Phasenanpassung dar [94]. Sie bietet sich insbesondere dann an, wenn die Phasenanpassung durch Doppelbrechung nicht realisierbar ist [95]. Hierbei wird das nichtlineare Material durch Hochspannungspulse „periodisch gepolt“, d.h. die ferroelektrischen Domänen werden mit einer bestimmten Periode, die der Kohärenzlänge entspricht, alternierend orientiert. Es kommt zu einem periodischen Phasensprung in der Kopplung von Fundamentaler und zweiter Harmonischer, wodurch die Dispersion weitgehend kompensiert wird [93]. Im Vergleich zur Phasenanpassung durch Doppelbrechung können bei der Frequenzverdopplung im Einmaldurchgang wesentlich höhere Effizienzen erzielt werden, da aufgrund der Unabhängigkeit von der Doppelbrechung Materialien mit größeren nichtlinearen Koeffizienten verwendet werden können. Nachteilig ist jedoch die vergleichsweise geringe Auswahl an Materialien mit sehr großen Nichtlinearitäten und die wesentlich aufwändigere Herstellung.

7.5 Frequenzverdopplung mit Gaußstrahlen

Gemäß des zweiten Abschnitts dieses Kapitels sind für die Nutzung der nichtlinearen Optik hohe optische Intensitäten erforderlich. Für eine hohe Konversionseffizienz ist in jedem Fall eine hohe Fundamentalleistungsdichte notwendig. Die Möglichkeit der Intensitätssteigerung durch Fokussierung wurde bereits angesprochen. Bisher sind wir, der Einfachheit halber, bei der Betrachtung von Fundamentaler und zweiter Harmonischer von ebenen Wellen ausgegangen. Diese Näherung ist zur Betrachtung fokussierter Laserstrahlung nicht mehr zulässig. Mithilfe von Gaußstrahlen lässt sich das Verhalten von Laserstrahlung sehr gut beschreiben. (vgl. Abschnitt 4.3) Mit kleiner werdendem Fokussdurchmesser nimmt die Divergenz zu, sodass die Strecke, in der einer effektive Konversion stattfinden kann, kürzer ist. Es ist also ein Kompromiss zu finden. Für die frequenzverdoppelte Ausgangsleistung eines im Kristall fokussierten Gaußstrahls ergibt sich nach [96] bei schwacher Konversion und $l \ll z_R$ für ideale Phasenanpassung:

$$P_{2\omega} = 8 \frac{\omega^2 d_{\text{eff}}^2 l^2}{\epsilon_0 c_0^3 n^3 \pi \omega_0^2} P_\omega^2. \quad (34)$$

Dabei ist ω die Frequenz der fundamentalen Welle und l die Länge des Kristalls.

Nach dieser Beziehung sind für eine gute Verdopplungseffizienz ein hohes d_{eff} und eine große Kristalllänge des Kristalls notwendig, für die Laserstrahlung eine hohe Fundamentalleistung bei möglichst guter Strahlqualität und eine geringe spektrale Breite. Wie schon ausgeführt, ist d_{eff} eine Materialkonstante und daher nur bedingt beeinflussbar. Bei der Kristalllänge als Geometriefaktor ist zu beachten, dass der Strahldurchmesser ausgehend von der Taille zu nimmt und sich damit die Leistungsdichte verringert. Ist ein *walk-off* vorhanden, reduziert sich der räumliche Überlapp von zweiter Harmonischer und Fundamentalen mit zunehmender Kristalllänge. Beide Effekte reduzieren die Konversionseffizienz. Gemäß Kapitel 4.4 kann der Fokussdurchmesser eines Laserstrahls nur auf Kosten der Divergenz verringert werden, wobei jedoch die maximal mögliche Kristalllänge reduziert wird. Die Intensität der Fundamentalwelle ist bei gegebener Strahlqualität lediglich von der zur Verfügung stehenden Laserleistung abhängig und durch die optische Belastbarkeit des Kristalls (bzw. dessen Beschichtung) begrenzt. Die optische Belastbarkeit des Kristalls wird durch die Beschichtung und das Kristallmaterial bestimmt. Die Leistungsdichte der Laserstrahlung kann durch Fokussierung erhöht werden. Die Fokussierbarkeit und damit die Verdopplungseffizienz ist jedoch stark von der Strahlqualität abhängig, siehe Kapitel 4.4.

7.6 Resonatorinterne Frequenzverdopplung

Die Intensitäten, die mit Laserstrahlung durch Fokussierung erzielt werden können, sind sehr hoch. Trotzdem ist die Konversionseffizienz bei der Frequenzverdopplung bei einfachem Durchgang gering. Die Leistungsdichte in Laserresonatoren kann noch um mehrere Größenordnungen höher sein. Diese hohen Leistungsdichten lassen sich zur effektiven Frequenzverdopplung nutzen - man spricht dann von resonatorinterner Frequenzverdopplung (*Intra-Cavity Second Harmonic Generation, ICSHG*). Der Scheibenlaser-Resonator zeichnet sich gegenüber Festkörperlaser-Resonatoren durch seine besonders hohe Finesse und

damit große Leistungsüberhöhung aus. Die Leistung im Resonator ist in guter Näherung um das $1/(1-R)$ -fache höher als die Ausgangsleistung des Lasers, wobei R die Reflektivität des externen Spiegels ist. Bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung wird der nichtlineare Kristall im Resonator platziert und von der fundamentalen Welle vielfach durchlaufen. Bei jedem Durchlauf wird ein Teil der Welle konvertiert. So lassen sich im Vergleich zur Frequenzverdopplung im Einmaldurchgang sehr viel höhere Wirkungsgrade erzielen. Durch die hohe resonatorinterne Intensität der Laserstrahlung sollte das Kristallmaterial allerdings eine möglichst niedrige Absorption aufweisen. Ein Problem bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung stellen Intensitätsfluktuationen der zweiten Harmonischen, auch Grünproblem (*green problem*) genannt, dar, die durch longitudinale Modenkonzurrenz verursacht werden [97]. Normalerweise setzt sich in einem Laserresonator diejenige Mode durch, die die geringsten Verluste und den größten Gewinn erfährt. Der nichtlineare Prozess der Frequenzverdopplung kann jedoch die stärkste Mode am besten nutzen und schwächt sie besonders stark. So kann sich eine andere Mode rasch gegenüber der bisher stärksten Mode durchsetzen. Ist die Lasermode auf eine einzige Longitudinalmode begrenzt, kann diese Modenkonzurrenz und damit das Grünproblem nicht auftreten. Der Scheibenlaser-Resonator hingegen lässt normalerweise eine Vielzahl von Longitudinalmoden zu und zeigt daher auch das Grünproblem. In der Praxis äußert sich das Grünproblem in mehr oder weniger starken Intensitäts- und Wellenlängenfluktuationen, die mit longitudinalen Modensprüngen korrelieren.

Das Einbringen eines doppelbrechenden Filters oder eines Etalons in den Resonator erlaubt nur noch den Betrieb bei einer einzigen Longitudinalmode und löst somit das Grünproblem beim frequenzverdoppelten Scheibenlaser [98],[99],[100].

7.7 Optisch nichtlineare Kristallmaterialien

In der nichtlinearen Optik wird eine Vielzahl verschiedener Kristalle verwendet. Neben den Nichtlinearitätskoeffizienten und dem *walk-off*-Winkel besitzen nichtlineare Kristalle noch eine Reihe anderer wichtiger Parameter. Zunächst einmal muss im gewünschten Wellenlängenbereich Phasenanpassung gewährleistet sein. Gerade beim resonatorinternen Einsatz sind geringe Absorptionskoeffizienten, also eine hohe Transparenz, wichtig. Weitere, bei der Auswahl des Kristallmaterials zu beachtende Parameter sind: Akzeptanzwinkel, spektrale Akzeptanz, Zerstörschwelle und der Temperaturbereich. Kristalle, die sich defektarm herstellen lassen, werden häufig aufgrund der besseren optischen Homogenität bevorzugt. Die maximal verfügbare Kristallgröße ist ebenfalls zu beachten. Nicht alle Materialien sind auch mit den notwendigen Abmessungen herstellbar. Für den praktischen Einsatz sind Kristalle ideal, die mechanisch stabil, nicht hygroskopisch und tolerant gegenüber Temperaturschwankungen sind. Zu den häufig zur Frequenzverdopplung eingesetzten Kristallmaterialien zählen Kalium Titanyl Phosphat (KTiOPO_4 , KTP), Beta Barium Borate (beta- BaB_2O_4 , BBO), Lithium Triborate (LiB_3O_5 , LBO), Kalium Niobat (KNbO_3), Lithium Niobat (LiNbO_3), Kalium Dihydrogen Phosphat (KH_2PO_4 , KDP) und Lithium Jodat (LiIO_3). Darüber hinaus werden aber auch noch viele andere Materialien verwendet, die sich in ihren Eigenschaften teilweise stark unterscheiden und entsprechend den jeweiligen Einsatzbedingungen ausgewählt werden können.

7.8 Frequenzverdoppelter Halbleiter-Scheibenlaser

Im Rahmen dieser Arbeit wurden resonatorintern frequenzverdoppelte Halbleiter-Scheibenlaser mit Phasenanpassung durch Doppelbrechung untersucht. Das Prinzip wurde erstmalig 1999 durch Mitarbeiter von Sandia Labs, New Mexico, USA, gezeigt [101]. Dabei wurde jedoch ein im nichtlinearen Kristall integrierter Spiegel und eine spiegelbasierte Pumpoptik benutzt. Der hier verwendete Aufbau ist in Abbildung 54 dargestellt. In einem Halbleiter-Scheibenlasersystem mit linearem Resonator wird ein nichtlinearer Kristall platziert. Nach sorgfältiger Abwägung der Eigenschaften verschiedener nichtlinearer Kris-

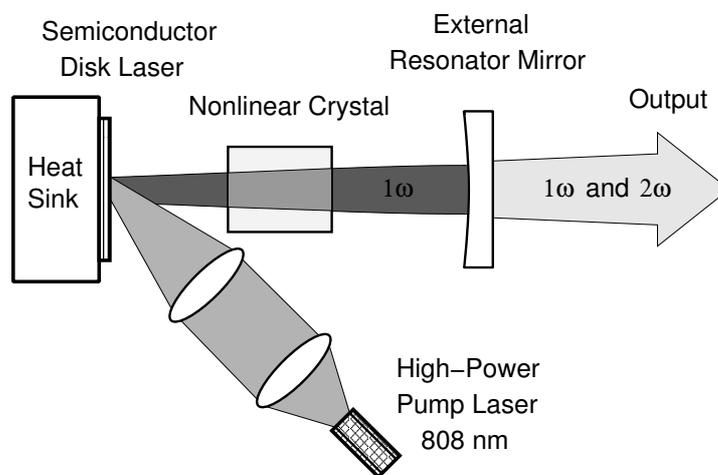


Abbildung 54: Frequenzverdoppeltes Halbleiter-Scheibenlasersystem mit nichtlinearem Kristall (LBO, Lithium Triborat) im linearen externen Resonator.

tallmaterialien wurde zur Frequenzverdopplung mit dem Halbleiter-Scheibenlaser Lithium Triborat (LiB_3O_5 , LBO) ausgewählt [102],[103]. LBO ist ein negativ biaxialer Kristall mit orthorhombischer Gitterstruktur und zeichnet sich vor allem durch eine geringe Materialabsorption, einen kleinen *walk-off*-Winkel und eine hohe Zerstörschwelle aus. Die Absorption liegt im verwendeten Wellenlängenbereich für die Fundamentale unter $0,1\%/cm$ und für die zweite Harmonische unter $1\%/cm$ [104]. Die Zerstörschwelle beträgt im Dauerstrichbetrieb mehr als $1\text{ GW}/cm^2$ und stellt somit keine Limitierung dar. Der Nachteil des relativ kleinen Nichtlinearitätskoeffizienten spielt bei der hier verwendeten resonatorinternen Frequenzverdopplung eine untergeordnete Rolle. Außerdem ist LBO im Vergleich zu anderen Materialien mechanisch belastbarer und nicht hygroskopisch.

Die verwendeten LBO-Kristalle sind für Typ-I-Phasenanpassung (Winkelanpassung) bei Raumtemperatur ausgelegt. Dadurch kann auf eine Temperaturstabilisierung für den Kristall verzichtet werden. Je nach gewünschter Wellenlänge wird ein ganz bestimmter Kristallschnitt benötigt, der errechnet werden kann [105]. Eine Typ-II-Phasenanpassung bei Raumtemperatur ist mit LBO im hier interessanten Wellenlängenbereich nicht möglich.

Die beiden Stirnflächen der Kristalle sind poliert und für die fundamentale und die zweite harmonische Wellenlänge entspiegelt, um Reflexionsverluste zu minimieren. Dabei wurden

Fundamentale (nm)	960	980	1150	1178	1220
2. Harmonische (nm)	480	490	575	589	610
Temperatur (K)	300	300	300	300	300
Phasenwinkel Θ ($^\circ$)	90	90	90	90	87,5
Phasenwinkel Φ ($^\circ$)	18,3	16,9	5,7	3,5	0
<i>walk-off</i> -Winkel (mrad)	10,77	10,02	3,51	2,17	2,24
d_{eff} (pm/V)	0,816	0,82	0,837	0,837	0,832
Winkelakzept. (mrad cm)	5,55	6,09	20,44	33,86	33,93
Spektrale Akzept. (cm^{-1} cm)	48,41	52,4	125,31	155,63	238,71
Ebene	xy	xy	xy	xy	xz

Tabelle 4: Einige der wichtigsten Parameter der in dieser Arbeit zur Frequenzverdopplung verwendeten LBO-Kristalle [105].

für beide Wellenlängen Restreflektivitäten von deutlich unter 0,5% erreicht. In Tabelle 4 sind einige der wichtigsten Parameter der in dieser Arbeit zur Frequenzverdopplung verwendeten LBO-Kristalle aufgeführt.

Der Phasenwinkel (*phase matching angle*) Θ ist der Winkel zwischen der optischen Achse und der Ausbreitungsrichtung; der Phasenwinkel Φ ist der Winkel zwischen der Projektion der Ausbreitungsrichtung auf die xy-Ebene und der x-Achse. Abbildung 55 zeigt das bei Kristallen verwendete Polar-Koordinatensystem, wobei k die Ausbreitungsrichtung des Lichts darstellt und die z-Koordinate der optischen Achse entspricht.

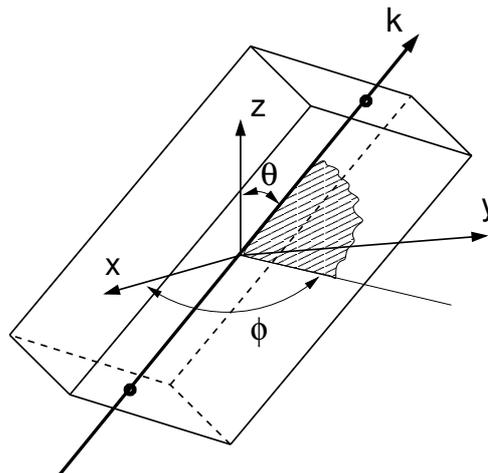


Abbildung 55: Polar-Koordinatensystem in Kristallen. k ist die Ausbreitungsrichtung des Lichts, die z-Koordinate entspricht der optischen Achse.

Die optische Achse ist eine Symmetrieachse des Kristalls und wird auch als kristallographische Achse bezeichnet. In Richtung der optischen Achse ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit für beide Polarisierungen (ordentlicher und außerordentlicher Strahl) gleich,

senkrecht dazu sind die Abweichungen maximal. Die Größe der hier verwendeten Kristalle beträgt $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ und $3 \times 3 \times 5 \text{ mm}^3$, wobei der Strahldurchmesser die minimale Breite und Höhe der Kristalle bestimmt. Eine Kantenlänge von 3 mm wurde gewählt, um die Kristalle noch ausreichend gut handhaben zu können. Die Kristalllänge ist, wie schon erwähnt, durch den *walk-off*-Winkel begrenzt. Um eine gute Strahlqualität zu behalten, wurden mit Längen von 3 und 5 mm relativ kurze Kristalle verwendet.

7.9 Experimentelle Ergebnisse

Um den LBO-Kristall in der richtigen Orientierung in den Scheibenlaser-Resonator einsetzen zu können, muss zunächst die Polarisation des Lasers mit einem Polarisator überprüft werden. Im linearen Resonator wird der Kristall möglichst nahe am Scheibenlaserchip platziert, da hier der Modenradius gering und die optische Intensität entsprechend groß ist. Aufgrund des schräg auf den Chip einfallenden Pumpstrahls ist es jedoch nicht möglich, den Kristall direkt vor den Chip zu platzieren. Es ist ein Abstand von etwa 1 mm erforderlich. Um den Kristall ausrichten zu können, ist er auf einer Einstelleinheit montiert, die die Justage in folgenden Richtungen ermöglicht: vertikale und horizontale Translation, Translation in Richtung der Resonatorachse, vertikale und horizontale Verkippung.

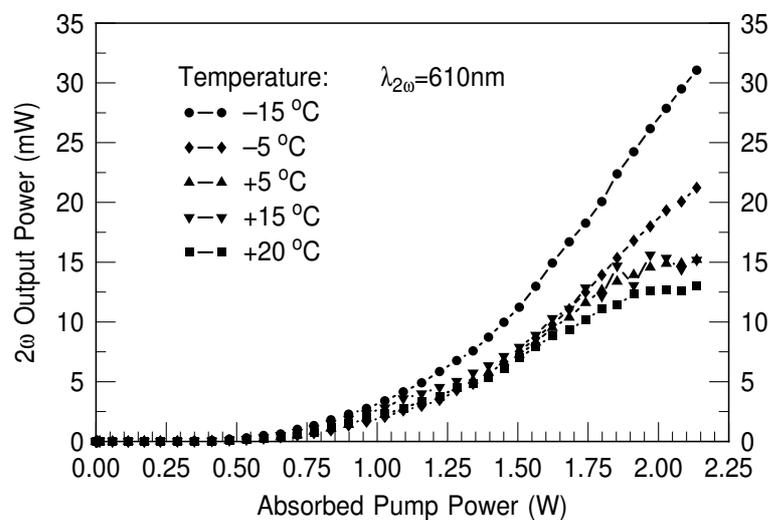


Abbildung 56: Frequenzverdoppelte Ausgangsleistung der Probe X19 D1-1 bei einer Wellenlänge von 610 nm in Abhängigkeit von der absorbierten Pumpleistung für verschiedene Wärmesenktemperaturen.

Mit Chip X19 D1-1 konnten für die frequenzverdoppelte Strahlung die in Abbildung 56 dargestellten Kennlinien erzielt werden. Es wurde ein externer Resonatorspiegel mit einem Krümmungsradius von 75 mm und einer nominellen Reflektivität von über 99,85 % verwendet. Bei der Messung wurde die parasitär ausgekoppelte Fundamentalstrahlung mit einem geeigneten optischen Filter (Schott KG 5) herausgefiltert. Bei einer absorbierten Pumpleistung von 2130 mW und -15 °C ergibt sich die maximale Ausgangsleistung

von 32 mW; bei Raumtemperatur kann noch eine Ausgangsleistung von 13 mW erreicht werden. Die Emissionswellenlänge liegt bei 610 nm, das Spektrum ist in Abbildung 57 dargestellt. Der LBO-Kristall ist genau für die Wellenlänge von 610 nm geschnitten und beschichtet, daher ist auch bei dieser Wellenlänge die höchste Konversionseffizienz zu erwarten. Die Kennlinien in Abbildung 44 zeigen die auskoppelbare Fundamentalleistung, die mit demselben Resonatorspiegel, jedoch ohne LBO-Kristall erreicht wurde. Der Maximalwert der parasitär ausgekoppelten Fundamentalstrahlung beträgt 70 mW. Für die Messung wurde die frequenzverdoppelte Strahlung mit einem Schott-Filter RG 1000 herausgefiltert. Mit der gegebenen Reflektivität des Resonatorspiegels kann die im Resonator zirkulierende optische Leistung mit Kristall zu mehr als 47 W bestimmt werden. Man erkennt an den frequenzverdoppelten Leistungskennlinien einen mit der zur Verfügung stehenden Fundamentalleistung annähernd quadratisch zunehmenden Anstieg, gemäß der Theorie, vgl. Gleichung 34. Es zeigt sich bei niedrigen Leistungen auch keine Schwelle, wie sie für Laser typisch ist.

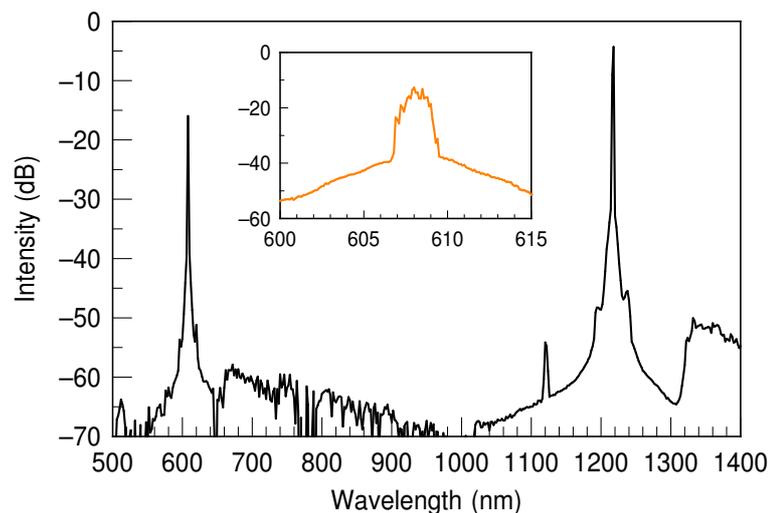


Abbildung 57: Emissionsspektrum eines frequenzverdoppelten Scheibenlasers. Der Ausschnitt zeigt eine Vergrößerung des Spektrums der zweiten Harmonischen.

Vergleicht man die Kennlinien in den Abbildungen 44 und 56, so lässt sich etwa ein Drittel der auskoppelbaren Fundamentalleistung mithilfe des LBO-Kristalls in sichtbare Laserstrahlung umwandeln. Es ist wichtig, zu bemerken, dass durch den Prozess der Frequenzverdopplung die Strahlqualität nicht beeinträchtigt wird. Messungen haben gezeigt, dass die Strahlqualität der zweiten Harmonischen typischerweise noch besser als die der Fundamentalen ist. Erklären lässt sich dieser Effekt durch die effizientere Konvertierung der Anteile der Fundamentalen, die der idealen Gaußmode entsprechen.

Frequenzverdopplungsexperimente mit InGaAs-Scheibenlasern des Wafers H92 an der Universität Kaiserslautern, haben eine maximale Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen von 185 mW ergeben. Dabei handelt es sich um einen Scheibenlaser-Chip, dessen Substrat komplett entfernt worden war. Die Wärmesenktemperatur liegt dabei bei -20°C , der LBO-Kristall hat eine Länge von 5 mm und befindet sich in einem linearen

Resonator. Die Wellenlänge beträgt 488 nm. Durch optimale Justage konnte das *green problem* minimiert werden, wie mit der Stabilitätsmessung in Abbildung 58 belegt wird. Eine Messung des Intensitätsrauschens bei einer Ausgangsleistung von 185 mW über 50 Sekunden zeigte Werte kleiner als 6 %.

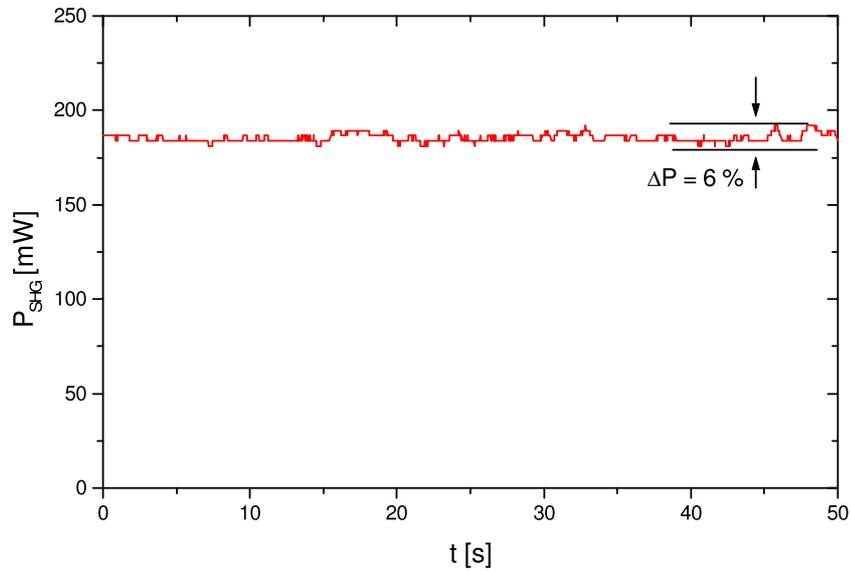


Abbildung 58: Messung des Intensitätsrauschens eines frequenzverdoppelten Scheibenlasers bei einer Ausgangsleistung von 185 mW. Die Wellenlänge beträgt 488 nm.

8 Passive Modenkopplung mit SESAMs

8.1 Grundlagen

Gepulste Laserquellen erweitern den Einsatzbereich von kontinuierlich emittierenden Lasern. Mit gepulster Laserstrahlung lassen sich, abhängig von Pulslänge und Wiederholrate, bei gleicher Durchschnittsleistung sehr hohe Pulsspitzenleistungen erzielen. Diese sind insbesondere für eine effiziente Frequenzverdopplung im Einmaldurchgang erforderlich, aber auch andere Anwendungen benötigen gepulste Laserstrahlung. Durch den Einsatz von gepulsten Lasern wird beispielsweise in der Medizintechnik und bei der Materialbearbeitung die thermische Belastung des umgebenden Gewebes bzw. Materials minimiert. Außerdem sind solche Quellen für die Spektroskopie interessant, ebenso für Laserprojektionsanwendungen, wobei der durch die Kohärenz von kontinuierlicher Laserstrahlung verursachte Granulation (*speckle*-Effekt) vermieden wird. Darüber hinaus ergeben sich zahllose Anwendungen im wissenschaftlichen Bereich, aber auch in der Telekommunikation.

Ein gängiges Verfahren, Laserpulse zu erzeugen, ist die **Güteschaltung** (*Q-switching*), die schon kurz nach der Erfindung des Lasers demonstriert wurde [106]. Dabei werden die Resonatorverluste zunächst durch einen Güteschalter erhöht. Die Inversion im Lasermedium steigt nun an. Dann werden die Verluste durch den Güteschalter sehr schnell elektrooptisch, akustooptisch oder mechanisch verringert, wodurch der Laser kurzzeitig Laserstrahlung emittiert. Dabei verringert sich rasch die Inversion und die Laseremission stoppt. Es resultiert ein Puls. Dieser Vorgang kann in kurzen Zeitabständen wiederholt werden. So lassen sich typischerweise Pulslängen im Nanosekundenbereich und Wiederholraten bis zu einigen 10 Kilohertz erzielen [10]. Die Pulslängen sind bei der Güteschaltung charakteristischerweise länger als die Resonatorumlaufzeit.

Sehr viel kürzere Pulse (bis in den Femtosekundenbereich) und höhere Wiederholraten (bis über 100 GHz) können durch **Modenkopplung** (*mode locking*) erzielt werden. Schon Mitte der 60er Jahre des vergangenen Jahrhunderts wurde Modenkopplung beobachtet [107]. Dabei werden die Lasermoden zueinander in eine feste Phasenbeziehung gesetzt. Die resultierenden Pulse und das dazugehörige Frequenzspektrum besitzt dann idealerweise eine gaussförmige Intensitätsverteilung. Man unterscheidet aktive und passive Modenkopplung. Beim aktiven Modenkopplung wird der Laser synchron zum Puls aktiv optisch gepumpt oder bei Laserdioden elektrisch moduliert. Dies ist bei der passiven Modenkopplung nicht erforderlich. Hier bewirkt ein passives nichtlineares Element, ein sättigbarer Absorber, eine Selbstkopplung der Lasermoden [108]. Dabei ist die Absorption bei niedrigen optischen Intensitäten im Resonator höher als bei hohen Intensitäten. Es gilt dabei für die Absorption eines sättigbarer Absorbers [109]:

$$\alpha(I(t)) = \frac{\alpha_0}{1 + (I(t)/I_s)}, \quad (35)$$

wobei I_s die Sättigungsintensität darstellt. Ist die Inversion im Lasermedium soweit angestiegen, dass Lasertätigkeit einsetzt, wird es bei richtiger Dimensionierung des Absorbers zu Modenkopplung kommen. Dabei durchläuft ein einziger Puls den Resonator, wobei

nur dieser Puls Verstärkung erfährt. Nur für diesen Puls steht gemäß Abbildung 59 im Resonator Gewinn zur Verfügung.

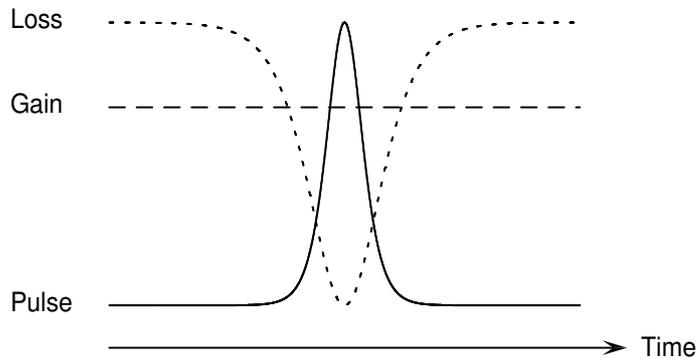


Abbildung 59: Funktionsprinzip der passiven Modenkopplung. Durch den sättigbaren Absorber, dessen Absorption bei niedrigen optischen Intensitäten im Resonator höher als bei hohen Intensitäten ist, steht nur für einen im Resonator oszillierenden Puls Gewinn zur Verfügung, sodass nur dieser Verstärkung erfährt.

Die Puls-Wiederholrate wird dabei von der Umlaufzeit im Resonator bestimmt: $f_{\text{rep}} = c/2L_{\text{opt}}$, mit der Lichtgeschwindigkeit c und der optischen Resonatorlänge L_{opt} . Seit den 70er Jahren des vergangenen Jahrhunderts wird die passive Modenkopplung mit Farbstofflasern erfolgreich eingesetzt, wobei der sättigbare Absorber durch ausbleichende Farbstoffe realisiert wird [110],[111]. Diese Farbstoffe zeichnen sich aber vor allem durch eine geringe Lebensdauer und Toxizität aus.

Die Kerr-Linsen-Modenkopplung (*Kerr Lens Modecoupling, KLM*) ist ein neueres Verfahren zur passiven Modenkopplung. Der sättigbare Absorptionseffekt beruht auf dem intensitätsabhängigen Brechungsindex ($n = n_0 + n_2 I(t)$) eines nichtlinearen Mediums im Laserresonator in Verbindung mit einer Blende. Der Einsatz der Kerr-Linsen-Modenkopplung ist in Verbindung mit Titan-Saphir-Lasern besonders vorteilhaft, da diese die für kurze Pulse erforderliche große Gewinnbandbreite besitzen. Unter bestimmten Umständen kann der Ti:Sa-Laserkristall sogar gleichzeitig als Gewinnmedium und als KLM-Medium wirken [112].

Sättigbare Absorber auf Halbleiterbasis bieten die Vorteile einer kompakteren Bauweise, eines einfacheren und kompakteren Resonatordesigns, optisch einstellbare Sättigungsparameter und Rekombinationszeiten, und in der Regel einen integrierten hochreflektierenden Spiegel. Man spricht dann von sättigbaren Absorberspiegeln (*SEmiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM*) [113]. Die Reflektivität eines SESAMs nimmt mit steigender einfallender Intensität zu, wie in Abbildung 60 dargestellt ist. Es gilt dabei $R = 1 - \alpha(I(t))$, vgl. Gleichung 35.

Um diesen nichtlinearen Sättigungseffekt zu erzielen, ist im SESAM ein Quantenfilm integriert, dessen Bandabstand signifikant kleiner als die der Laserwellenlänge entsprechende Photonenenergie ist und eine reduzierte, auf die Pulsdynamik angepasste Lebensdauer der angeregten Ladungsträger aufweist. Die Reduktion der Lebensdauer kann durch einen bei niedrigen Temperaturen gewachsenen Quantenfilm (*Low Temperature Quantum*

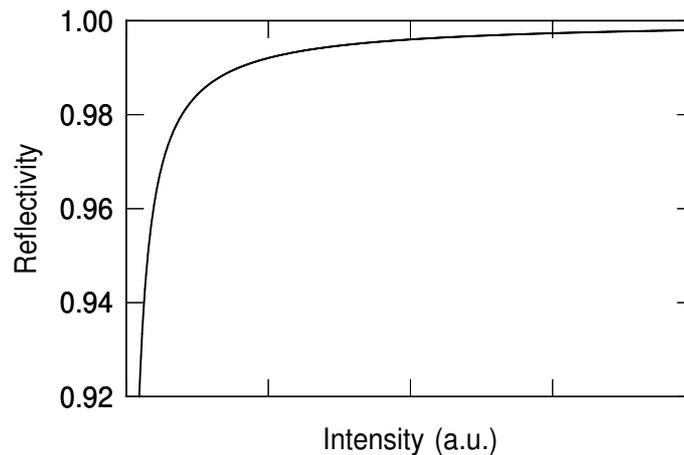


Abbildung 60: Berechnete nichtlineare Reflektivität eines SESAMs (*SEmiconductor Saturable Absorber Mirror*) in Abhängigkeit von der einfallenden optischen Intensität.

Well, LT-QW) erreicht werden, der entsprechend der Wachstumstemperatur kristalline Fehlstellen aufweist, die schnelle Rekombinationszentren darstellen. Insbesondere treten Fehlstellen durch den Einbau von Arsen-Atomen auf Gallium-Plätzen auf. Die Relaxationszeiten angeregter Ladungsträger liegen in diesem Fall im niedrigen zweistelligen ps-Bereich, während sie normalerweise im direkten Halbleiter etwa 1 ns betragen.

Eine andere Möglichkeit, eine schnelle Rekombination angeregter Ladungsträger herbeizuführen, ist durch einen konventionellen Quantenfilm gegeben, der sich sehr nahe an der Halbleiteroberfläche befindet. Der Abstand zur Oberfläche darf nur wenige Nanometer betragen. Dann unterstützt die Bandverbiegung an der Oberfläche den Tunnelvorgang der Ladungsträger aus dem Quantenfilm heraus in den Bereich der Defektzentren an der Oberfläche. Die Relaxationszeiten der angeregten Ladungsträger liegen in diesem Fall bei etwa 20 ps [114]. Der Vorteil solcher sättigbarer Absorber sind die niedrigen nichtsättigbaren Verluste, da die Kristallqualität nicht wie im Falle des LT-QWs leidet.

Wichtige Materialparameter des sättigbaren Absorbers sind Wellenlängenbereich, Relaxationszeit und Sättigungsintensität bzw. Sättigungsfluenz (Sättigungs-Pulsleistungsdichte). Die nichtsättigbaren Verluste sollten im Interesse guter Effizienz möglichst gering sein. Sie werden unter anderem von folgenden Prozessen bestimmt: Resttransmission des Bragg-Reflektors, Oberflächenstreuung, Rekombination an Gitterdefekten, Freie-Ladungsträger-Absorption und Auger-Rekombination [115].

Die Pulslänge des modengekoppelten Lasersystems wird von der Gewinnbandbreite des Lasermediums und den dynamischen Sättigungsparametern des Absorbers bestimmt. Bei schnelleren sättigbaren Absorbern verkürzt sich die Pulslänge, da entsprechend kürzere Pulse den Absorber besser ausbleichen. Schnellere sättigbare Absorber können durch niedrigere Temperaturen beim Quantenfilmwachstum erzielt werden. Allerdings wird dann auch die Kristallqualität schlechter, was die nichtsättigbaren Verluste erhöht und die Effizienz des Lasersystems reduziert.

Festkörperlaser, die mit sättigbaren Halbleiterabsorbern passiv modengekoppelt werden,

sind schon seit den frühen 90er Jahren bekannt [116]. Im Jahre 2000 wurde der erste passiv modengekoppelte Halbleiter-Scheibenlaser demonstriert [117].

8.2 Design

Für den Einsatz im Resonator von Halbleiter-Scheibenlasern wurden für eine Laseremissionswellenlänge von 980 nm sättigbare Absorberspiegel gewachsen, bei denen die Wachstumstemperatur des absorbierenden InGaAs-Quantenfilms variiert wurde. Die Quantenfilme wurden bei Temperaturen von 390°C, 350°C und 315°C gewachsen, wobei die Temperaturbestimmung mit einem Pyrometersignal erfolgte, das zu den niedrigen Temperaturen hin linear extrapoliert wurde. Die 3 Absorberspiegel besitzen identische Braggreflektoren, auf die in einem zweiten Epitaxieschicht jeweils eine $3/(2n)\cdot\lambda$ -dicke GaAs-Schichtfolge aufgewachsen wurde, die den InGaAs-Quantenfilm einschliesst, der sich im Stehwellenmaximum befindet. Auf der Absorberoberfläche befindet sich ein Stehwellenminimum, wodurch die Zerstörschwelle erhöht wird. Der gewählte SESAM-Typ ist antiresonant und wird auch als low-finesse A-FPSA (*Antiresonant Fabry-Perot Saturable Absorber*) bezeichnet [113]. Der Indium-Gehalt der Quantenfilme wurde so gewählt, dass er einer PL-Wellenlänge von 990 nm entspricht und somit etwa 20 nm unter der PL-Wellenlänge der Scheibenlaserstruktur liegt, was einer Energiedifferenz von 26 meV entspricht. In Anhang A.4 ist das Design der realisierten Schichtstruktur dargestellt.

8.3 Experimentelle Ergebnisse

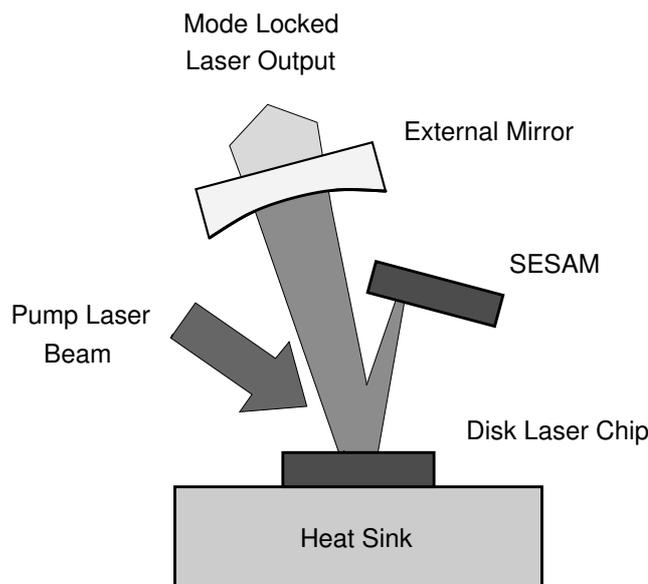


Abbildung 61: Schematische Darstellung eines V-förmigen Scheibenlaserresonators mit SESAM für passiv modengekoppelten Laserbetrieb.

Zur Untersuchung der erzielbaren Pulsparameter wurden die Absorberspiegel in Zusammenarbeit mit der Universität Kaiserslautern in einen V-förmigen Scheibenlaserresonator integriert, wobei ein Faltungswinkel von 30° gewählt wurde. In Abbildung 61 ist der Aufbau des für modengekoppelten Scheibenlaserbetrieb mit einem SESAM verwendeten V-förmigen Resonators schematisch dargestellt. Mit allen oben beschriebenen sättigbaren Absorbern wurde modengekoppelter Laserbetrieb gezeigt. Im direkten Vergleich der unterschiedlichen Absorber nehmen die Ausgangsleistung und die Pulslänge mit abnehmender Wachstumstemperatur der Quantenfilme signifikant ab, die Pulsqualität verbessert sich dabei deutlich, wie in Tabelle 5 zu sehen ist.

Sample	QW Growth Temp.	Output Power	Pulse Width	Pulse Quality
H22-04	$\sim 390^\circ\text{C}$	$\sim 370\text{ mW}$	8–9 ps	$2\times$ Fourier limit
H16-04	$\sim 350^\circ\text{C}$	$\sim 370\text{ mW}$	8–9 ps	$2\times$ Fourier limit
H17-04	$\sim 315^\circ\text{C}$	$\sim 150\text{ mW}$	4–5 ps	near Fourier limit

Tabelle 5: Ausgangsleistung, Pulslänge und Pulsqualität der SESAMs in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur der Quantenfilme.

Abbildung 62 zeigt die Autokorrelation und das Spektrum eines SESAMs des Wafers H17 bei einer mittleren Ausgangsleistung von 83 mW. Beide Messungen können durch eine sech^2 -Funktion sehr gut angefitet werden. Die Pulslänge beträgt 3,8 ps, die spektrale Breite 0,3 nm. Das Zeit-Bandbreite-Produkt von 0,35 liegt nahe am Fourierlimit.

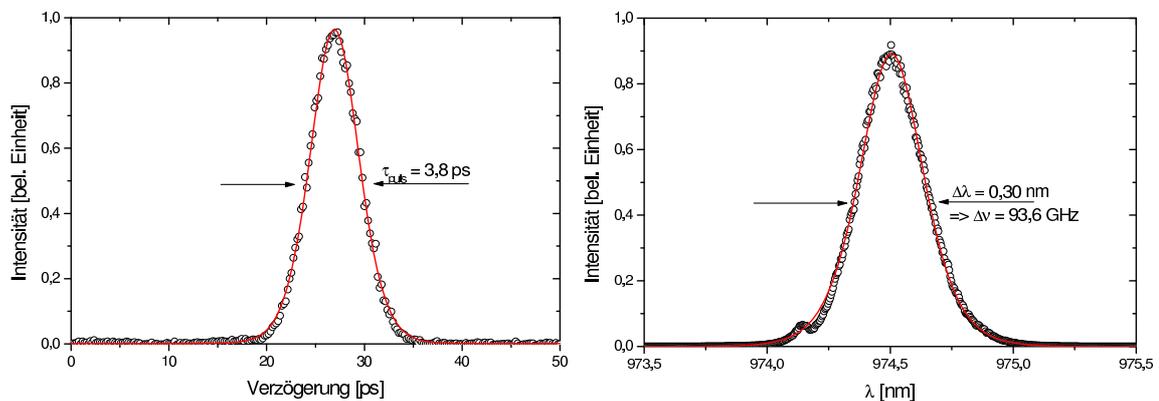


Abbildung 62: Autokorrelation und Spektrum eines SESAMs vom Wafer H17. Die mittlere Ausgangsleistung beträgt 83 mW, das Zeit-Bandbreite-Produkt von 0,35 liegt nahe am Fourierlimit.

9 Zusammenfassung

Der Aufbau eines Halbleiter-Scheibenlasersystems sowie die technologische Herstellung und messtechnische Charakterisierung von Scheibenlaser-Bauelementen bilden den Inhalt der vorliegenden Arbeit, wobei als Anwendungen nichtlineare Frequenzkonversion und passive Modenkopplung behandelt werden.

Zunächst wird das Prinzip und der Aufbau des Halbleiter-Scheibenlasers erklärt und konventionellen Lasertypen, wie dem Festkörper-Scheibenlaser und dem VCSEL, gegenübergestellt. Es folgen detaillierte Designbetrachtungen von Halbleiter-Schichtstruktur, externem Resonator und Pumpoptik. Besonders hervorzuheben ist die spezielle Problematik des GaAsSb/GaAs-Materialsystems. Durch die stark asymmetrischen Banddiskontinuitäten im Leitungs- und Valenzband besitzt dieses Materialsystem im Vergleich zu InGaAs/GaAs eine erhöhte Temperaturempfindlichkeit, die sich auch in geringeren Effizienzen manifestiert.

Trotz dieser Nachteile konnte im Materialsystem GaAsSb/GaAs der weltweit erste im Wellenlängenbereich um 1200 nm emittierende Halbleiter-Scheibenlaser realisiert werden, bei dem sogar ein kontinuierlicher Betrieb bei Raumtemperatur möglich ist.

Ein Halbleiter-Scheibenlaser benötigt mehr Quantenfilme als konventionelle Diodenlaser. Da die verwendeten Quantenfilme kompressiv verspannt sind, addiert sich die Verspannung in der Struktur, was die Effizienz und die Lebensdauer reduziert. Es stellte sich heraus, dass selbst Strukturen mit nur 6 Quantenfilmen eine zu große Verspannung besitzen, die Kristallstruktur relaxiert und Versetzungslinien auftreten. Mit zusätzlichen Schichten aus GaAsP und AlGaInAs konnte die Verspannung teilweise kompensiert werden, was mit röntgendiffraktometrischen Messungen belegt wird.

Mithilfe numerischer Simulationen wird das thermische Verhalten der Bauelemente betrachtet und optimiert. Durch eine Montagetechnik, die eine vollständige Entfernung des Substrats ermöglicht, lässt sich der Wärmewiderstand erheblich reduzieren. In Verbindung mit einer geeigneten Wärmesenke kann die aktive Fläche, und damit die Ausgangsleistung, skaliert werden. So konnte bei einer Wellenlänge von 980 nm eine Ausgangsleistung von 3,6 W erzielt werden. Allerdings ist das Alterungsverhalten der bisher gewachsenen Scheibenlaserstrukturen noch nicht zufriedenstellend. Es wird eine schnelle Degradation beobachtet. Erste Untersuchungen an verspannungskompensierten Strukturen wurden erfolgreich durchgeführt, weitere Untersuchungen sind in diesem Bereich jedoch erforderlich.

Die Strahlqualität des Scheibenlasers hängt hauptsächlich von der Intensitätsverteilung im Pumpspot und der Resonatorjustage ab. Die Werte des Strahlqualitätsfaktors M^2 liegen bei den realisierten Scheibenlasern typischerweise unter 1,3. Die gute Strahlqualität ermöglicht eine effiziente Einkopplung der Laserstrahlung in Single-mode-Glasfasern. In eine Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von $5,9 \mu\text{m}$ und einer Numerischen Apertur (NA) von 0,11 konnte Scheibenlaserstrahlung mit einer Effizienz von weit über 70 % ein- und wieder ausgekoppelt werden.

In der Arbeit wird das Potenzial aufgezeigt, das der externe Resonator des Halbleiter-Scheibenlasers bietet: Durch das Einbringen zusätzlicher Elemente können die Lasereigen-

schaften gezielt verändert werden. So lässt sich durch Etalons longitudinale Einmodigkeit erzielen und außerdem die Emissionswellenlänge verschieben. Es konnten Halbwertsbreiten von unter 0,1 nm gezeigt werden. So lassen beispielsweise Lyot-Filter oder Gitter eine nur durch die Gewinnbandbreite begrenzte Durchstimmbarkeit erwarten. Die hohe optische Intensität im Resonator des Scheibenlasers ist insbesondere auch für Anwendungen in der Spektroskopie interessant.

Hohe optische Intensitäten bei sehr guter Strahlqualität sind insbesondere für eine effiziente nichtlineare Frequenzkonversion erforderlich. Für die resonatorinterne Frequenzverdopplung des Scheibenlasers werden in dieser Arbeit kritisch phasenangepasste LBO-Kristalle verwendet, die entsprechend der gewünschten Wellenlänge geschnitten und beschichtet sind. So kann die Laserstrahlung von Scheibenlasern, die auf dem Materialsystem GaAsSb/GaAs basieren und im Infraroten eine Wellenlänge von 1220 nm besitzen, durch Frequenzverdopplung in orange Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 610 nm mit einer Ausgangsleistung von über 30 mW konvertiert werden [118]. Darüber hinaus wurden auch frequenzverdoppelte Scheibenlaser realisiert, die gelb-orange (589 nm) und gelb (575 nm) emittieren. Damit sind die ersten halbleiterbasierten orange- und gelb-emittierenden Laser realisiert worden.

Im Materialsystem InGaAs/GaAs konnten bei Wellenlängen um 980 nm mit Frequenzverdopplung sogar 185 mW erzielt werden. Die Wellenlänge der frequenzverdoppelten Strahlung lag entsprechend bei etwa 490 nm, was einer blau-grünen Farbe entspricht.

Ein weiteres Anwendungsbeispiel stellt die passive Modenkopplung des Scheibenlasers mit sättigbaren Absorbern dar. Dazu wurden sättigbare Absorberspiegel mit unterschiedlichen Absorptionszonen gewachsen und in Zusammenarbeit mit der Universität Kaiserslautern untersucht. Integriert im V-förmigen Scheibenlaserresonator, konnten minimale Pulslängen von unter 3,8 ps bei einer mittleren Ausgangsleistung von 83 mW erzielt werden. Bei größeren Pulslängen lagen die mittleren Ausgangsleistungen bei bis zu 370 mW, wobei die Puls-Wiederholrate etwa 2 GHz betrug.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse demonstrieren, dass mit Halbleiterlasern auch bei hoher optischer Ausgangsleistung eine sehr gute Strahlqualität realisiert werden kann.

Die verwendeten Materialsysteme InGaAs/GaAs und GaAsSb/GaAs decken den Wellenlängenbereich 900–1060 nm bzw. 1100–1300 nm ab. Andere Halbleiter-Materialsysteme könnten den Wellenlängenbereich der Scheibenlaser erheblich erweitern. So wurde kürzlich ein Halbleiter-Scheibenlaser vorgestellt, der GaInNAs-Quantenfilme besitzt und bei einer Wellenlänge von 1315 nm emittiert [119]. Auch Scheibenlaser, die auf GaN basieren, könnten interessante Forschungsperspektiven eröffnen.

Die erzielten Ausgangsleistungen sind im Wesentlichen durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung begrenzt. Die Grenzen der Skalierbarkeit zu untersuchen und die Lebensdauer zu verbessern werden Themen zukünftiger Forschungen sein. So wurden auch von anderen Gruppen Ausgangsleistungen im Multi-Wattbereich erreicht [99],[120]. Optimierungen der sättigbaren Absorber sowie die Realisierung neuer Absorberkonzepte stellen sicherlich hochinteressante Forschungsfelder dar. Welche weiteren Anwendungsgebiete sich für den Halbleiter-Scheibenlaser eröffnen, darf mit Spannung erwartet werden.

A Anhang

A.1 Verwendete Formelzeichen

A	Fläche
a	Gitterkonstante
b	Rayleighzone
c	Lichtgeschwindigkeit
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
d	Dicke/Abstand
d_{eff}	effektive Nichtlinearität
d_{ijk}	d-Koeffizienten
D	Durchmesser
E	elektrisches Feld
E_g	Bandlücke
f	Verspannung
f_{rep}	Wiederholrate
g	Gewinnkoeffizient
g_{th}	Schwellgewinnkoeffizient
g_1	g-Parameter des Rückseitenspiegels
g_2	g-Parameter des Auskoppelspiegels
H_x	Hermiteches Polynom
I	optische Intensität
I_s	Sättigungsintensität
l	Länge
k	Ausbreitungsrichtung des Lichts
L	Resonatorlänge
L_c	Kohärenzlänge
L_{opt}	optische Länge
L_w	Quantenfilmdicke
M^2	Strahlqualitätsfaktor
n	Brechungsindex
N	Anzahl
N_w	Quantenfilmanzahl
P	Optische Leistung
\mathcal{P}	Polarisation
q	Elementarladung
Q	Wärmequelle
r	Zylinderkoordinate
R	Intensitätsreflektionsfaktor
R_{th}	Wärmewiderstand
t	Zeit
T	Temperatur
T_{loss}	Umlaufverlust
z	karthesische Koordiante

z_R	Rayleighlänge
α	Intensitätsabsorptionskoeffizient
Γ	Füllfaktor
ϵ	Dielektrizitätskonstante
η	Konversionseffizienz, Wirkungsgrad
λ	Wellenlänge
ρ	Krümmungsradius
σ	Wärmeleitfähigkeit
Θ	Strahldivergenz, Winkel, Phasenwinkel
Φ	Phasenwinkel
χ	Suszeptibilität
ω	Kreisfrequenz des Lichts
ω_0	Radius der Strahltaile

A.2 **Verwendete Abkürzungen**

2DEG	Two Dimensional Electron Gas
A-FPSA	Antiresonant Fabry-Perot Saturable Absorber
AFM	Atomic Force Microscope
AR	Antireflection
CCD	Charge Coupled Device
COMD	Catastrophic Optical Mirror Damage
CPM	Critical Phase Match
CVD	Chemical Vapor Deposition
CW	Continuous Wave
DLD	Dark Line Defects
DBR	Distributed Bragg Reflector
DFG	Differential Frequency Generation
FSR	Free Spectral Range
FWHM	Full Width Half Maximum
GRIN	Graded Index
HH	Heavy Holes
HR	High Reflection
HRXRD	High Resolution X-Ray Diffraction
ICSHG	Intra-Cavity Second Harmonic Generation
KLM	Kerr Lens Modecoupling
LBO	Lithium Triborate
LH	Light Holes
LT	Low Temperature
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MQW	Multi Quantum Well
NA	Numerical Aperture

OPG	Optical Parametric Generation
OPO	Optical Parametric Oscillator
OPSL	Optically Pumped Semiconductor Laser
PL	Photoluminescence
PLM	Photoluminescence Microscopy
QW	Quantum Well
QWOT	Quarter Wave Optical Thickness
RMS	Root Mean Square
RPG	Resonant Periodic Gain
SEM	Scanning Electron Microscope
SESAM	Semiconductor Saturable Absorber Mirror
SHG	Second Harmonic Generation
STM	Scanning Tunneling Microscope
SMF	Single Mode Fiber
SSMBE	Solid Source MBE
TEM	Transmission Electron Microscope
TEM _{mn}	Tranversal Electro Magnetic Mode _{mn}
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting-Laser
VECSEL	Vertical External-Cavity Surface-Emitting-Laser
YAG	Yttrium Aluminium Granate
YVO	Yttrium Vanadate

A.3 Scheibenlaser-Schichtstruktur

Exemplarisch für alle invertierten Scheibenlaser ist hier das Design der Probe X19-04 mit 6 GaAsSb-Quantenfilmen für eine Emissionswellenlänge von 1220 nm dargestellt.

Function	Layer Thickness (nm)	Material
Cover Layer	8	GaAs
Bragg-Reflector	80.78	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	83.56	AlAs
	130.61	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	82.96	AlAs
	101.0	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	87.7	AlAs
	102.0	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	90.74	AlAs
	96.31	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	119.66	AlAs
	80.02	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	92.29	AlAs
	96.1	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	121.94	AlAs
	74.99	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	96.24	AlAs
	108.88	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	104.24	AlAs
	75.59	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	96.17	AlAs
	117.61	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	91.3	AlAs
	79.74	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	103.41	AlAs
	111.32	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	88.77	AlAs
	81.44	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	131.16	AlAs
	85.36	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	89.83	AlAs
85.63	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	
132.85	AlAs	
79.48	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	
90.31	AlAs	
108.88	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	
(continued next page)	107.07	AlAs
	78.0	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$

Bragg-Reflector (continued)	91.97	AlAs
	118.83	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	93.83	AlAs
	78.2	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	97.43	AlAs
	117.02	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	90.37	AlAs
	78.98	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	125.86	AlAs
	92.24	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	90.23	AlAs
	81.55	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	134.31	AlAs
	82.04	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	89.87	AlAs
	91.39	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	126.13	AlAs
	79.29	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
	90.27	AlAs
	115.56	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$
99.28	AlAs	
78.16	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	
93.43	AlAs	
118.76	$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$	
93.43	AlAs	
Intermediate Layer	89.4	$\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$
Active Area	$6 \times \begin{cases} 44.9 \\ 40.0 \\ 7 \\ 40.0 \\ 44.9 \end{cases}$	$\text{GaAs} \rightarrow \text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ GaAs $\text{GaAs}_{0.7}\text{Sb}_{0.3}$ GaAs $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As} \rightarrow \text{GaAs}$
Surface Barrier	268.52	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$
Cover Layer	8	GaAs
Etch Stop	100	AlAs
Buffer		GaAs
Substrate		GaAs

A.4 SESAM-Schichtstruktur

SESAM-Schichtstruktur zur passiven Modenkopplung im Scheibenlaserresonator bei 980 nm. Die Quantenfilme besitzen die Wachstumsparameter für eine PL-Wellenlänge von 995 nm, wurden aber bei Temperaturen von 390°C, 350°C und 315°C gewachsen.

Function	Layer Thickness (nm)	Material
Cover Layer	65.40	GaAs
LT-Quantum Film	8	In _{0.14} Ga _{0.86} As
Intermediate Layer	65.40	GaAs
Intermediate Layer	69.40	GaAs
Bragg-Reflector	$30 \times \begin{cases} 69.40 \\ 82.49 \end{cases}$	GaAs AlAs
Buffer		GaAs
Substrate		GaAs

A.5 Vorveröffentlichungen

- M. C. Riedl, M. Golling, E. Schiehlen, and P. Unger, “MBE von optisch gepumpten VECSELs,” *DGKK Workshop 2001*, Berlin, Germany, Dec. 2001.
- E. Schiehlen and P. Unger, “Diode-pumped vertical external cavity surface emitting laser,” in *Proc. Second Joint Symposium on Opto- & Microelectronic Devices and Circuits, SODC 2002*, Stuttgart, Germany, pp. 104–109, Mar. 2002.
- E. Schiehlen, M. Golling, and P. Unger, “Diode-pumped semiconductor disk laser with intra-cavity frequency doubling using lithium triborate (LBO),” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**(6), pp. 777–779, 2002.
- E. Schiehlen, F. Anritter, and P. Unger, “Diode-pumped semiconductor disk laser,” in *Proc. Conf. on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices, COMMAD 2002*, Sydney, Australia, pp. 29–30, 2003.
- E. Gerster, C. Hahn, S. Lorch, S. Menzel, and P. Unger, “Frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser emitting at 589 nm,” in *Proc. IEEE Lasers and Electro-Opt. Soc. Ann. Meet., LEOS 2003*, Tucson, AZ, USA **2**, pp. 981–982, Oct. 2003.
- R. Häring and E. Gerster, “Semiconductor laser system fills yellow-orange gap,” *Europhotonics* **8**, pp. 38–39, 2003.
- E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S. Menzel, and P. Unger, “Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser,” *J. Appl. Phys.* **94**(12), pp. 7397–7401, 2003.
- H. Lindberg, M. Strassner, E. Gerster, and A. Larsson, “0.8 W optically pumped vertical external cavity surface emitting laser operating CW at 1550 nm,” *Electron. Lett.* **40**(10), pp. 601–602, 2004.
- E. Gerster, S. Menzel, and P. Unger, “Intra-cavity frequency-doubled semiconductor disk laser based on GaAsSb/GaAs,” *European Semiconductor Laser Workshop 2004*, Särö, Sweden, Sep. 2004.
- S.-S. Beyertt, T. Kübler, U. Brauch, A. Giesen, E. Gerster, F. Rinaldi, and P. Unger, “Semiconductor thin-disk laser – comparison of spacer and quantum-well pumping,” *20th Anniversary Meeting Advanced Solid-State Photonics*, Vienna, Austria, Feb. 2005.
- H. Lindberg, M. Strassner, E. Gerster, J. Bengtsson, and A. Larsson, “Thermal management of optically pumped long-wavelength InP-based semiconductor disk lasers,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 2005, to be published.

Literatur

- [1] S. Jorda, “Faszinierendes Licht,” *Physik Journal* **4**, p. 7, 2003.
- [2] CPSMA, *Harnessing light, Optical Science and Engineering for the 21st Century*, NAP, 1998.
- [3] VDI, *Deutsche Agenda - Optische Technologien für das 21te Jahrhundert*, VDI, 2000. <http://www.optischetechnologien.de/>.
- [4] J. V. Sandusky and S. Brueck, “A CW external-cavity surface-emitting laser,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**(3), pp. 313–315, 1996.
- [5] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, “Design and characteristics of high-power (> 0.5 -W cw) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams,” *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.* **5**(3), pp. 561–573, 1999.
- [6] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower, “Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state-lasers,” *Appl. Phys. B* **58**, pp. 365–372, 1994.
- [7] M. Miller, M. Grabherr, R. King, R. Jäger, R. Michalzik, and K. J. Ebeling, “Improved output performance of high-power vcsels,” *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.* **7**(2), pp. 210–216, 2001.
- [8] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R.-H. Yan, and L. A. Coldren, “Design of fabry-perot surface-emitting lasers with a periodic gain structure,” *IEEE J. Quantum Electron.* **25**(6), pp. 1513–1524, 1989.
- [9] M. Y. A. Raya, R. J. Brueck, M. Osinski, C. F. Schaus, T. M. B. J. G. McInerney, and B. E. Hammons, “Resonant periodic gain surface-emitting semiconductor lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **25**(6), pp. 1500–1512, 1989.
- [10] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer Verlag, Heidelberg, 1988.
- [11] S. Visvanathan, “Free carrier absorption due to polar modes in the III-V compound semiconductors,” *Phys. Rev.* **120**(2), pp. 376–378, 1960.
- [12] W. G. Spitzer and J. M. Whelan, “Infrared absorption and electron effective mass in n-type gallium arsenide,” *Phys. Rev.* **114**(1), pp. 59–63, 1959.
- [13] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, Springer-Verlag, Heidelberg, 2 ed., 1992.
- [14] O. Svelto, *Principles of Lasers*, Plenum Publishing Corporation, 1998.
- [15] E. Yablonovitch and E. O. Kane, “Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass,” *IEEE J. Lightwave Technol.* **5**, pp. 504–506, 1986.

- [16] P. S. Zory, *Quantum Well Lasers*, Academic Press, San Diego, 1993.
- [17] P. Unger, *Introduction to Power Diode Lasers*, in R. Diehl (Editor), *High-Power Diode Lasers – Fundamentals, Technology, Applications*, Topics in Applied Physics **78**, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2000.
- [18] M. Kudo and T. Mishima, “Improved photoluminescence properties of highly strained InGaAs/GaAs quantum wells grown by molecular-beam epitaxy,” *J. Appl. Phys.* **78**(3), pp. 1685–1688, 1995.
- [19] H. Wang, A. A. Hopgood, and G. I. Ng, “Analysis of dark-line defect growth suppression in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained heterostructures,” *J. Appl. Phys.* **81**(7), pp. 3117–3123, 1997.
- [20] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, “Defects in epitaxial multilayers, misfit dislocations,” *J. Crystal Growth* **27**, pp. 118–125, 1974.
- [21] R. People and J. C. Bean, “Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer heterostructures,” *Appl. Phys. Lett.* **47**(3), pp. 322–324, 1985.
- [22] Y. Ohizumi, T. Tsuruoka, and S. Ushioda, “Formation of misfit dislocations in GaAs/InGaAs multiquantum wells observed by photoluminescence microscopy,” *J. Appl. Phys.* **92**(5), pp. 2385–2390, 2002.
- [23] E. A. Fitzgerald, Y. Ashizawa, L. F. Eastman, and D. G. Ast, “The identification of dark-line defects in AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures,” *J. Appl. Phys.* **63**(10), pp. 4925–4928, 1988.
- [24] I. J. Fritz, “Role of experimental resolution in measurements of critical layer thickness for strained-layer epitaxy,” *J. Appl. Phys.* **51**(14), pp. 1080–1082, 1987.
- [25] P. L. Gourley, I. J. Fritz, and L. R. Dawson, “Controversy of critical layer thickness for InGaAs/GaAs strained-layer epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.* **52**(5), pp. 377–379, 1987.
- [26] J. W. Matthews, S. Mader, and T. B. Light, “Accommodation of misfit across the interface between crystals of semiconducting elements or compounds,” *J. Appl. Phys.* **41**(9), pp. 3800–3804, 1970.
- [27] D. C. Houghton, M. Davies, and M. Dion, “Design criteria for structurally stable, highly strained multiple quantum well devices,” *Appl. Phys. Lett.* **64**(4), pp. 505–587, 1994.
- [28] N. K. Dutta, W. S. Hobson, D. Vakhshoori, J. Lopata, and G. Zydzik, “Strain compensated InGaAs/GaAsP/InGaP laser,” in *Proc. SPIE*, vol. 3004, pp. 22–32, 1997.
- [29] X. H. Zheng, D. S. Jiang, S. Johnson, and Y. H. Zhang, “Structural and optical properties of strain-compensated GaAsSb/GaAs quantum wells with high Sb composition,” *Appl. Phys. Lett.* **83**(20), pp. 4149–4151, 2003.

- [30] S. R. Johnson, C. Z. Guo, S. Chaparro, Y. G. Sadofyev, J. Wang, Y. Cao, N. Samal, C. Navarro, J. Xu, S. Q. Yu, D. Ding, and Y. H. Zhang, “Band alignment determination of MBE grown GaAsSb on GaAs with 1300 nm emission,” in *Int. Conf. on Molecular Beam Epitaxy, MBE XII 2002*, pp. 197–198, (San Francisco, CA, USA), September 2002.
- [31] R. Teissier, D. Sicault, J. C. Harmand, G. Ungaro, G. L. Roux, and L. Largeau, “Temperature-dependent valence band offset and band-gap energies of pseudomorphic GaAsSb on GaAs,” *J. Appl. Phys.* **89**(10), pp. 5473–5477, 2001.
- [32] G. Ji, S. Agarwala, D. Huang, J. Chyi, and H. Morkoç, “Band lineup in strained GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs layer multiple quantum wells grown by molecular-beam epitaxy,” *Phys. Rev. B* **38**(15), pp. 10571–10577, 1988.
- [33] Y. M. Liu and T. H. Chuang, “Interfacial reactions between liquid indium and Au-deposited substrates,” *J. Electron. Mat.* **29**(4), pp. 405–409, 2000.
- [34] A. D. Prins, D. J. Dunstan, J. D. Lambkin, E. P. O’Reilly, A. R. Adams, R. Pritchard, W. S. Truscott, and K. E. Singer, “Evidence of type-I band offsets in strained GaAs_{1-x}Sb_x/GaAs quantum wells from high-pressure photoluminescence,” *Phys. Rev. B* **47**(4), pp. 2191–2196, 1993.
- [35] T. Anan, K. Nishi, M. Yamada, K. Kurihara, K. Tokutome, A. Kamei, and S. Sugou, “GaAsSb-based alloys for long-wavelength lasers,” in *IEEE LEOS 2000 Lasers and Electro-Optics Society, Annual Meeting*, pp. 848–849, (Puerto Pico, USA), November 2000.
- [36] M. Levinshtein, *Semiconductor Parameters*, World Scientific, 2 ed., 1999.
- [37] L. Vegard, “Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome,” *Zeitschrift für Physik* **5**, pp. 17–26, 1921.
- [38] M. E. Straumanis and C. D. Kim, “Solid solubility in the system GaSb-GaAs,” *J. Electrochem. Soc.* **112**, pp. 112–113, 1965.
- [39] E. K. Müller and J. L. Richards, “Miscibility of III-V semiconductors studies by flash evaporation,” *J. Appl. Phys.* **35**(4), pp. 1233–1241, 1964.
- [40] U. Tisch, E. Finkman, and J. Salzman, “The anomalous bandgap bowing in GaAsN,” *Appl. Phys. Lett.* **81**(3), pp. 463–465, 2002.
- [41] H. Kroemer, “Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits,” *Proc. IEEE* **70**(1), pp. 13–25, 1982.
- [42] H. Casey, D. D. Sell, and K. Wecht, “Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV,” *J. Appl. Phys.* **46**(1), pp. 250–257, 1975.
- [43] H. Macleod, *Thin Film Optical Filters*, Adam Hilger Ltd., Bristol, 2 ed., 1986.

- [44] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, John Wiley & Sons, 1988.
- [45] Thin Film Center Inc., “The Essential Macleod V 8.4,” 2003.
- [46] W. Nakwaski and M. Osinski, “Thermal resistance of top-surface-emitting vertical-cavity semiconductor lasers and monolithic two-dimensional arrays,” *Electron. Lett.* **28**(6), pp. 572–574, 1992.
- [47] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt (Oder), 13 ed., 1991.
- [48] M. Guden and J. Piprek, “Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength,” *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* **4**, pp. 349–357, 1996.
- [49] T. Yao, “Thermal properties of GaAs/AlAs superlattices,” *Appl. Phys. Lett.* **51**(22), pp. 1798–1800, 1987.
- [50] J. Piprek, T. Tröeger, B. Schröter, and J. Kolodzey, “Thermal conductivity reduction in GaAs/AlAs distributed Bragg reflectors,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**(1), pp. 81–83, 1998.
- [51] M. A. Afromowitz, “Thermal conductivity of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys,” *J. Appl. Phys.* **44**(3), pp. 1292–1294, 1973.
- [52] Indium Corporation of America, “Application notes,” 2001.
- [53] P. D. Maycock, “Thermal conductivity of silicon, germanium III-V compounds and III-V alloys,” *Solid State Electron.* **10**, pp. 161–168, 1967.
- [54] T. Ebert, G. Treusch, P. Loosen, and R. Poprawe, “Optimization of micro channel heat sinks for high power diode lasers in copper technology,” in *Proc. SPIE*, pp. 25–29, 1998.
- [55] P. Loosen, T. Ebert, J. Jandeleit, and G. Treusch, “Packaging high-power diode laser bars using microchanneled copper mounts,” in *IEEE LEOS 2002 Lasers and Electro-Optics Society*, pp. 434–435, (Orlando, USA), December 1998.
- [56] Curamik Electronics GmbH, “Product information curamik,” 2004.
- [57] N. Hodgson and H. Weber, *Optical Resonators*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [58] H. Kogelnik and T. Li, “Laser beams and resonators,” *Applied Optics* **5**(10), pp. 1550–1566, 1966.
- [59] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 2002.
- [60] T. F. Johnston, Jr., “Observation of dark-line degradation sites in AlGaAs/GaAs DH laser material by etching and phase-contrast microscopy,” *J. Appl. Phys.* **45**(2), pp. 505–507, 1974.

- [61] A. E. Siegman, "New developments in laser resonators," in *Proc. SPIE*, pp. 2–14, 1990.
- [62] E. H. C. Parker, *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, Plenum Press, New York, 1985.
- [63] K. L. Kavanagh, M. A. Capano, L. W. Hobbs, J. C. Barbour, P. M. J. Meree, W. Schaff, J. W. Mayer, D. Pettit, J. M. Woodall, J. A. Stroschio, and R. M. Feenstra, "Asymmetries in dislocation densities, surface morphology, and strain of GaInAs/GaAs single heterolayers," *J. Appl. Phys.* **64**(10), pp. 4843–4852, 1988.
- [64] K. Samonji, H. Yonezu, Y. Takagi, and N. Ohshima, "Evolution process of cross-hatch patterns and reduction of surface roughness in $(\text{InAs})_m(\text{GaAs})_n$ strained short-period superlattices and InGaAs alloy layers grown on GaAs," *J. Appl. Phys.* **86**(3), pp. 1331–1339, 1999.
- [65] A. M. Andrews, A. E. Romanov, J. S. Speck, M. Bobeth, and W. Pompe, "Development of cross-hatch morphology during growth of lattice mismatched layers," *Appl. Phys. Lett.* **77**(23), pp. 3740–3742, 2000.
- [66] C. A. Wang, S. H. Groves, J. H. Reinold, and D. R. Calawa, "Critical layer thickness of strained-layer InGaAs/GaAs multiple quantum wells by double-crystal X-ray diffraction," *J. Electron. Mat.* **22**(11), pp. 1365–1368, 1993.
- [67] H. Löwe, P. Keppel und D. Zach, *Halbleiterätzverfahren*, Akademie-Verlag Berlin, 1990.
- [68] G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber, "Atomic force microscope," *Phys. Rev. Lett.* **56**(9), pp. 930–933, 1986.
- [69] S. Adachi, "GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications," *J. Appl. Phys.* **58**(3), pp. R1–R29, 1985.
- [70] Sumitomo Electric Industries Ltd., "Heat sink materials," 1993.
- [71] Polytec GmbH, "Produkt information epo-tek," 1996.
- [72] K. Mizuishi, "Some aspects of bonding-solder deterioration observed in long-lived semiconductor lasers: Solder migration and whisker growth," *J. Appl. Phys.* **55**(2), pp. 289–295, 1984.
- [73] R.-J. K. Wassink, *Weichlöten in der Elektronik*, Eugen G. Leuze Verlag, Saulgau, 2 ed., 1991.
- [74] C. Scholz, K. Boucke, and R. Poprawe, "Investigation of indium solder interfaces for high-power diode lasers," *Proc. SPIE* **4973**, pp. 60–67, 2003.
- [75] W. W. So and C. C. Lee, "Fluxless process of fabricating In–Au joints on copper substrates," *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* **23**(2), pp. 377–382, 2000.

- [76] H. Okamoto, "Phase diagrams: Au-In (Gold-Indium)," *J. Phase Equilib.* **14**(4), pp. 532–533, 1993.
- [77] Paul F. Fewster, *X-Ray Scattering from Semiconductors*, Imperial College Press, London, 2000.
- [78] D. Vaughan, *X-ray Data Booklet*, Lawrence Berkley Laboratory, Berkeley, 1986.
- [79] C. R. Wie, "Relaxation and rocking-curve broadening of strained (Ga,In)As single layers on (001) GaAs," *J. Appl. Phys.* **65**(6), pp. 2267–2271, 1989.
- [80] S. Takagi, "Dynamical theory of diffraction applicable to crystals with any kind of small distortions," *Acta Cryst.* **15**, pp. 1311–1312, 1962.
- [81] D. Taupin, "Théorie dynamique de la diffraction des rayons X par les cristaux déformés," *Bull. Soc. Franc. Minér. Crist.* **67**, pp. 469–511, 1964.
- [82] F. Rinaldi, "Private Communication," 2005. University of Ulm, Germany.
- [83] W. Johnston, W. M. Callahan, and B. I. Miller, " M^2 concept characterizes beam quality," *Laser Focus World* **26**(5), pp. 173–183, 1990.
- [84] International Organization for Standardization, "Lasers and laser-related equipment. Test methods for laser beam parameters. Beam widths, divergence angle and beam propagation factor," 1996.
- [85] A. E. Siegman, "Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam," *IEEE J. Quantum Electron.* **27**(5), pp. 1146–1148, 1991.
- [86] A. E. Siegman, "Defining, measuring, and optimizing laser beam quality," in *Proc. SPIE*, pp. 2–12, 1993.
- [87] M. Ohkubo, S. Namiki, T. Ijichi, A. Iketani, and T. Kikuta, "0.98 μm InGaAs-InGaAsP-InGaP GRIN-SCH SL-SQW lasers for coupling high optical power into single-mode fiber," *IEEE J. Quantum Electron.* **29**(6), pp. 1932–1936, 1993.
- [88] H. Asonen, J. Nappi, A. Ovtchinnikov, P. Savolainen, G. Zhang, R. Ries, and M. Pessa, "High-power operation of aluminum-free ($\lambda=0.98 \mu\text{m}$) pump laser for erbium-doped fiber amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**(6), pp. 589–591, 1993.
- [89] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," *Phys. Rev. Lett.* **7**(4), pp. 118–119, 1961.
- [90] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, 1992.
- [91] D. A. Kleinman, "Nonlinear dielectric polarization in optical media," *Phys. Rev.* **126**(6), pp. 1977–1979, 1962.
- [92] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer-Verlag, 1991.

- [93] D. Woll, *Compact sources of visible radiation based on novel high-power diode-laser systems and nonlinear crystals with quasi-phase-matching*. PhD thesis, Universität Kaiserslautern, 2001.
- [94] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric,” *Phys. Rev.* **127**, pp. 1918–1939, 1962.
- [95] M. M. Fejer, G. A. Magel, and D. H. J. ans R. L. Byer, “Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances,” *IEEE J. Quantum Electron.* **28**(11), pp. 2631–2654, 1992.
- [96] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, University Press, Oxford, 1997.
- [97] T. Baer, “Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **3**(9), p. 1175, 1986.
- [98] M. A. Holm, D. Burns, A. I. Fergusson, and M. Dawson, “Single-frequency second-harmonic generation in a vertical external-cavity semiconductor laser,” in *Proc. Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO) 2000*, p. 1, 2000.
- [99] J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed, and L. Spinelli, “High power optically pumped semiconductor lasers,” *Proc. SPIE* **5332**, pp. 143–150, 2004.
- [100] K. S. Gardner, R. H. Abram, and E. Riis, “A birefringent etalon as single-mode selector in a laser cavity,” *Optics Express* **12**(11), pp. 2365–2370, 2004.
- [101] T. D. Raymond, W. J. Alford, M. H. Crawford, and A. A. Allerman, “Intracavity frequency doubling of a diode-pumped external-cavity surface-emitting semiconductor laser,” *Opt. Lett.* **24**(16), pp. 1127–1129, 1999.
- [102] S. Lin, Z. Sun, B. Wu, and C. Chen, “The nonlinear optical characteristics of a LiB_3O_5 crystal,” *J. Appl. Phys.* **67**(2), pp. 634–638, 1990.
- [103] S. P. Velsko, M. Webb, L. Davis, and C. Huang, “Phase-matched harmonic generation in Lithium Triborate (LBO),” *IEEE J. Quantum Electron.* **27**(9), pp. 2181–2192, 1991.
- [104] Fujian Casteck Crystals, Inc., “Product information castech,” 2002.
- [105] A. V. Smith, Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico, “SNLO Software,” 2004. <http://www.sandia.gov/imrl/X1118/xxtal.htm>.
- [106] F. J. McClung and R. W. Hellwarth, “Giant optical pulsations from ruby,” *J. Appl. Phys.* **33**(3), pp. 828–829, 1962.
- [107] A. S. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, “Self mode-locking of lasers with saturable absorbers,” *Appl. Phys. Lett.* **8**, pp. 174–176, 1966.

- [108] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a fast saturable absorber," *J. Appl. Phys.* **46**(7), pp. 3049–3058, 1975.
- [109] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons, 1991.
- [110] E. Ippen, C. Shank, and A. Dienes, "Passive mode locking of the cw dye laser," *Appl. Phys. Lett.* **21**(8), pp. 348–350, 1972.
- [111] C. V. Shank and E. P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser," *Appl. Phys. Lett.* **24**(8), pp. 373–375, 1974.
- [112] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbet, "60-fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *IEEE Trans. on Components and Packaging Technologies* **16**, pp. 42–44, 1991.
- [113] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek, and J. A. d. Au, "Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.* **2**(3), pp. 435–453, 1996.
- [114] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, "Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power," *Appl. Phys. Lett.* **80**(21), pp. 3892–3894, 2002.
- [115] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, "Optical characterization of semiconductor saturable absorbers," *Appl. Phys. B* **79**, pp. 331–339, 2004.
- [116] U. Keller and T. H. Chiu, "Resonant passive mode-locked Nd:YLF laser," *IEEE J. Quantum Electron.* **28**(7), pp. 1710–1720, 1992.
- [117] S. Hoogland, S. Dhanjal, A. C. Tropper, J. S. Roberts, R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller, "Passively mode-locked diode-pumped surface-emitting laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**(9), pp. 1135–1137, 2000.
- [118] E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S. Menzel, and P. Unger, "Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser," *J. Appl. Phys.* **94**(12), pp. 7397–7401, 2003.
- [119] J.-M. Hopkins, S. A. Smith, C. W. Jeon, H. D. Sun, D. Burns, S. Calvez, M. D. Dawson, T. Jouhti, and M. Pessa, "0.6W CW GaInNAs vertical external-cavity surface emitting laser operating at 1.32 μm ," *Electron. Lett.* **40**(1), pp. 30–31, 2004.
- [120] S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, J. Luft, and W. Späth, "8-W high-efficiency continuous-wave semiconductor disk lasers at 1000 μm ," *Appl. Phys. Lett.* **82**(21), pp. 3620–3622, 2003.
- [121] J. J. Lepore, "An improved technique of selective etching of GaAs and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$," *J. Appl. Phys.* **51**(12), pp. 6441–6442, 1980.

- [122] J. J. Kelly and A. C. Reynders, "A study of GaAs etching in alkaline H_2O_2 solutions," *Appl. Surf. Sci.* **29**(2), pp. 149–164, 1987.
- [123] R. A. Logan and F. K. Reinhart, "Optical waveguides in GaAs-AlGaAs epitaxial layers," *J. Appl. Phys.* **44**(9), pp. 4172–4176, 1993.
- [124] H. Beneking, *Halbleiter-Technologie*, B. G. Teubner, Stuttgart, 1991.
- [125] C. Juang, K. J. Kuhn, and R. B. Darling, "Selective etching of GaAs and $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ with citric acid/hydrogen peroxide solutions," *J. Vac. Sci. Technol.* **B 8**(5), pp. 1122–1124, 1990.
- [126] E. Yablonovitch, T. Gmitter, J. P. Harbison, and R. Bhat, "Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films," *Appl. Phys. Lett.* **51**(26), pp. 2222–2224, 1987.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Eckart Gerster
Geburtsname: Schiehlen
Geburtsdatum/-ort: 19.03.1971 in Freiburg
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: verheiratet, einen Sohn

Schulbildung:

1977-1979 Grundschule Staufen
1979-1991 Waldorfschule St. Georgen, Freiburg
06/1991 Abitur

Zivildienst:

07/1991-10/1992 Deutsches Rotes Kreuz, Müllheim

Studium:

10/1992-09/1994 Grundstudium Elektrotechnik, Universität Ulm
09/1994 Vordiplom
10/1994-12/1997 Hauptstudium Elektrotechnik, Fachrichtung Mikroelektronik
06/1997-12/1997 Diplomarbeit, Abteilung Optoelektronik, Universität Ulm
12/1997 Diplom

Berufspraxis/Promotion:

04/1998-03/2000 Testingenieur, Micronas GmbH, Freiburg
05/2000-02/2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Abteilung Optoelektronik,
Universität Ulm
seit 03/2005 Entwicklungsingenieur, Infineon Technologies AG, München

München, den 18.04.2005

