



Manfred Mundbrod-Vangerow



**Kantenemittierende Halbleiterlaser
und Laserverstärker als Strahlquellen
mit hoher Brillanz**



Cuvillier Verlag Göttingen

Kantenemittierende Halbleiterlaser und Laserverstärker als Strahlquellen mit hoher Brillanz



Dissertation

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

von

Manfred Mundbrod-Vangerow

aus Ichenhausen

1. Gutachter: Prof. Dr. Peter Unger
2. Gutachter: Prof. Dr. Herbert Kabza
Amtierender Dekan: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Pfeiderer
Datum der Promotion: 02. Dezember 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, 2006

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

ISBN 3-86537-732-7

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2006

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, 2006

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-732-7

Danksagung

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

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen Mitgliedern der Abteilung Optoelektronik bedanken, die zum erfolgreichen Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Peter Unger bedanken, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit durchzuführen, und dafür alle Voraussetzungen und Freiräume geschaffen hat. Seine technologischen und wissenschaftlichen Anregungen haben mich während meiner Promotion motiviert und hatten entscheidenden Anteil am Gelingen dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. Herbert Kabza danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Mein weiterer Dank gilt insbesondere allen meinen Kollegen aus der High-Power Laser-Gruppe um Prof. Unger. Hervorheben möchte ich hier natürlich Frank Demaria, ohne den diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Er hat einen wesentlichen Anteil an meiner Arbeit beigetragen durch die Charakterisierung einer Vielzahl von Bauelementen. Seine überlegte und systematische Vorgehensweise ließen uns über das Offensichtliche hinaus den Dingen auf den Grund gehen. Bei irgendwelchen Unklarheiten war Frank immer mein erster Ansprechpartner.

Meinem Zimmerkollegen Steffen Lorch danke ich für die Facetten-Coatings, Fernando Rinaldi für seine Unterstützung bei Simulationen und Eckart Gerster und Ihab Kardosh für ihre Hilfe bei Rechnerproblemen. Allen zusammen möchte ich jedoch ganz herzlichen Dank aussprechen für die phantastische Arbeitsatmosphäre, die mich die letzten vier Jahre begleitet hat und die mir sicherlich fehlen wird.

Ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht haben, und meiner Frau Inka und meinen beiden Kindern Aliena und Thorsten, die vor allem das Verfassen der Dissertation mit Geduld ertragen mußten.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Laser-Verstärker-Systeme	4
3	Theoretische Grundlagen	6
3.1	Strahlausbreitung	6
3.1.1	Gaußstrahlen	6
3.1.2	Reale Laserstrahlen	8
3.2	Die Beugungsmaßzahl M^2	9
3.3	Brillanz	12
3.4	Abstrahlcharakteristik	12
3.5	Korrigiertes Fernfeld	14
4	Eigenschaften von Hochleistungsverstärkern	18
4.1	Gewinnsättigung	18
4.2	Filamentierungen	23
4.3	Entspiegelung	25
5	Vertikaler Schichtaufbau	27
5.1	Epitaktische Schichtstruktur	27
5.1.1	Der aktive Bereich	28
5.1.2	Wellenführende Schichten	29
5.1.3	Füllfaktor und modaler Gewinn	29
5.1.4	Designbetrachtungen	31
5.1.5	Fernfeld	32
5.2	Bewertung der Epitaxie	33
5.2.1	Differentielle Quanteneffizienz η_d	33
5.2.2	Schwellstrom I_{th}	35
5.2.3	Elektrische Eigenschaften	37
5.2.4	Thermisches Verhalten	38
6	Herstellung der Bauelemente	40
6.1	p-Kontakt	40
6.2	Wellenleiter	43
6.3	Absorber	45
6.4	Passivierung	45
6.5	Kontaktverstärkung	46
6.6	Abdünnen des Substrats und n-Kontakt	46
6.7	Vereinzeln der Bauteile und Facettenbeschichtung	48
6.8	Spiegelbeschichtung	48

6.9	Montage	50
6.10	Wärmewiderstand	52
7	Eigenschaften der Rippenwellenleiter	54
7.1	Ausgangscharakteristik	54
7.2	Wellenführung	56
7.3	Strahlqualität	62
7.4	Optische Nahfelder	64
7.5	Fernfeld-Verteilung	66
7.6	Einfluß der Ätztechnologie	67
7.7	Gekrümmte Wellenleiter mit verkippten Facetten	68
7.7.1	Design der Testlaser	69
7.7.2	Einfluß der Krümmung	69
7.7.3	Meßmethode für die modale Reflektivität	70
7.7.4	Theoretische Berechnung der modalen Facettenreflektivität	72
7.7.5	Experimentelle Ergebnisse	73
7.7.6	Plausibilität der Fitparameter	74
8	Trapezlasers	76
8.1	Bauteildesign	76
8.2	Experimentelle Ergebnisse	78
8.2.1	Ausgangskennlinien	78
8.2.2	Einfluß der Wellenleiterbreite	80
8.3	Strahlqualität	81
9	MOPA-Systeme	85
9.1	Experimenteller Aufbau	85
9.1.1	Einkopplung	86
9.2	Einfacher Trapezverstärker ohne Vorverstärker	87
9.2.1	Ausgangskennlinien	87
9.2.2	Sättigungskennlinie	89
9.2.3	Funktion der Absorber	89
9.3	Trapezverstärker mit gekrümmtem Rippenwellenleiter	90
9.3.1	Design des Verstärkers	90
9.3.2	Ausgangscharakteristik	91
9.3.3	Sättigungsverhalten	92
9.3.4	Strahlqualität	94
10	Zusammenfassung	98
A	Formelzeichen und Abkürzungen	100
B	Technologieprotokoll	104

Kapitel 1

Einleitung

Halbleiterlaser haben aufgrund ihres rasanten technologischen Fortschritts Einzug in viele Bereiche des täglichen Lebens gehalten. In jedem PC befindet sich heutzutage ein CD- oder DVD-Laufwerk, mit dem eine Fülle von Daten auf ein so kleines Medium gespeichert werden kann, daß nur noch die Festplattentechnologie als Konkurrenz auftreten kann. Ebenso sind uns Laserpointer, Barcode-Scanner in Supermärkten, Abstandsmesser, Laserdrucker oder medizinische Anwendungen wie die Linsenkorrektur im Auge aus dem Alltag bekannt.

Seine weite Verbreitung verdankt der Halbleiterlaser einer ganzen Reihe von Vorteilen, die ihn gegenüber den herkömmlichen Gas- und Festkörperlasern auszeichnen. Ohne die Kompaktheit seiner kleinen Bauformen wäre ein Einsatz im Consumerbereich nicht vorstellbar. Notwendige Voraussetzung hierbei ist natürlich auch der unschlagbar niedrige Preis der Halbleiterstrahlquellen, der nur durch ein massenfertigbares Bauteil erreicht werden kann. Hier profitiert man davon, daß auf bewährte Methoden der Halbleiterfertigung von elektronischen Bauteilen zurückgegriffen werden kann.

In Dioden aus direkten Halbleitern kann elektrischer Strom ohne Umweg direkt in Licht umgewandelt werden, was zusammen mit den hohen Zustandsdichten der laseraktiven Niveaus zu einem herausragend großen optischen Gewinn führt. Damit kann elektrische Energie mit Effizienzen von über 60 % in optische Energie konvertiert werden [1, 2].

Konventionelle Gaslaser zeigen dagegen einen viel kleineren Gewinn. Hier beinhaltet eine Küvette als laseraktives Material ein Gas bzw. Gasmischung (Ar, He-Ne, CO₂), das meist elektromagnetisch gepumpt wird. In Festkörperlasern nutzt man Übergänge von Dotieratomen in Wirtskristallen. Der bekannteste Vertreter ist sicher das Nd:YAG. Die aktiven Übergänge wurden bislang mit Blitzlampen gepumpt, die aber wegen ihrer höheren Effizienz, ihrer spektralen Schmalbandigkeit und längeren Lebensdauer von Halbleiterlasern verdrängt werden. Da alleine schon die Pumpeffizienz der Gesamteffizienz eines Diodenlasers höchstens gleichkommt, ist der Gesamtwirkungsgrad solcher Lasersysteme dem eines Halbleiterlasers weit unterlegen. Für hohe Ausgangsleistungen muß man also große und energieintensive Anlagen bauen.

Die bekannteste Anwendung hat der Halbleiterlaser wohl in der Datenübertragung über Glasfaser gefunden. Zusammen mit der Entwicklung von Erbium-dotierten Faserverstärkern hat auf diesem Gebiet das Photon dem Elektron den Rang abgelaufen. Der technische Fortschritt hat ein exponentielles Anwachsen der zur Verfügung stehenden Bandbreite ermöglicht, was in Zukunft zur Digitalisierung bislang analoger Medien und damit zur Konvergenz von Bild-, Ton- und Datenverkehr führen wird. IP-Telephonie oder Video-on-demand sind Beispiele dafür. Dank der schnellen Modulierbarkeit der Laserdioden und der Möglichkeit, viele Kanäle parallel durch optische Multiplex-Technik gleichzeitig über eine Glasfaser zu übertragen, sind Datenraten von mehreren Tbit/s auch über lange Distanzen möglich geworden [3].

Halbleiterlaser decken heutzutage einen weiten spektralen Bereich ab. Sie haben ein vergleichs-

weise breites Gewinnspektrum, was auch den Aufbau von durchstimmbaren Lasern zuläßt. Außerdem kann die Emissionswellenlänge je nach Materialwahl und -zusammensetzung der aktiven Zone gewählt werden. Dies ermöglicht auch exotische Anwendungen wie Spektroskopie und Laserkühlung in magnetooptischen Atomfallen. Mit dem Materialsystem AlInGaN sind Laser im nahen UV- bis blauen Spektralbereich fertigbar, AlInGaP deckt den roten Bereich und AlInGaAs den nahen Infrarotbereich ab. Das optimale Materialsystem für die Telekommunikation ist InGaAsP. Will man auch noch das ferne Infrarot erschließen, muß man sich mit Übergitterstrukturen behelfen. So wurde mit sog. Quantenkaskadenlasern schon cw-Lasertätigkeit bei einer Wellenlänge von bis zu $10\ \mu\text{m}$ erreicht [4, 5].

Einzig in dem z.B. für Displayanwendungen interessanten sichtbaren Spektralbereich klaffen noch erhebliche Lücken. Im kurzwelligen Bereich existieren technologische Schwierigkeiten für die Herstellung effizienter blau-grüner Strahlquellen, auf der anderen Seite gilt dasselbe für das AlInGaP-Materialsystem, bei dem unterhalb von etwa $630\ \text{nm}$ die Effizienz stark einbricht. Für den dazwischenliegenden grün-gelb-orangen Bereich sind derzeit keine Strahlquellen auf Halbleiterbasis erhältlich.

Motivation

Die eben beschriebene Lücke im sichtbaren Spektralbereich kann dennoch erschlossen werden, wenn man mit Hilfe von nichtlinearen Kristallen Licht aus dem infraroten Spektralbereich in seiner Frequenz verdoppelt und auf diese Weise ins Sichtbare transferiert [6]. Dafür kommen z.B. für die Farbe blau Laser mit Wellenlängen zwischen $920\text{--}940\ \text{nm}$ in Frage, für die Farbe grün Laser im Bereich $1040\text{--}1060\ \text{nm}$. Für diesen Wellenlängenbereich existiert schon eine ausentwickelte Technologie für effiziente Halbleiterlaser mit hohen Ausgangsleistungen [7, 8].

Bei diesen Lasern handelt es sich um Breitstreifen-Laser. Diese zeichnen sich zwar durch eine hohe optische Ausgangsleistung aus, die Strahlqualität ist allerdings sehr schlecht. Da Frequenzverdopplung aber als nichtlinearer Effekt quadratisch von der Intensität im Fokus abhängt, ist die Konversionseffizienz folglich sehr klein. Lateral einmodige Laser wie BH-Laser (*buried-heterostructure*) oder RWG-Laser (*ridge-waveguide*) weisen hingegen eine sehr gute Strahlqualität auf. Sie sind jedoch in ihrer Ausgangsleistung durch COMD (*catastrophic optical mirror damage*) beschränkt.

Ein Ausweg aus diesem Dilemma bieten sog. MOPA-Systeme (*master-oscillator power-amplifier*). Hier wird das Licht eines Lasers mit hoher Strahlqualität, aber begrenzter Ausgangsleistung in ein Verstärkerbauelement eingekoppelt, das die Eigenschaften des Signallasers möglichst beibehält, die optische Leistung hingegen auf Werte von mehreren Watt verstärkt. In Summe ergeben gute Strahlqualität und hohe optische Leistung eine brillante Strahlquelle, die sich für die Frequenzverdopplung effizient einsetzen läßt.

Gliederung der Arbeit

In dieser Arbeit liegt das Hauptaugenmerk auf dem Design und der Herstellung von Halbleiter-Laserverstärkern. Dazu werden im ersten Kapitel einige theoretische Grundlagen dargelegt, die es beim Design und bei der Charakterisierung der Bauelemente zu beachten gilt. Insbesondere wird die Ausbreitung von Gaußstrahlen und realen Strahlen beschrieben. Der Vergleich beider Strahlen führt zur Definition der Beugungsmaßzahl M^2 als Maß für die Strahlqualität. Alternativ kann man dazu auch die Intensitätsverteilung im korrigierten Fernfeld heranziehen. Die Strahlqualität hat unmittelbaren Einfluß auf die Intensität im Fokus, die durch den Wert der Brillanz B erfaßt wird.

Im darauffolgenden Kapitel werden anhand eines einfachen Modells die Vorteile von Bauteilen mit trapezförmiger Gewinnzone gegenüber denjenigen mit Breitstreifengeometrie dargelegt.

Bei kleinen Eingangsleistungen zeigen Trapezverstärker ein besseres Sättigungsverhalten, höhere Quanteneffizienzen und somit auch einen höheren Verstärkergewinn. Dadurch wird auch der Anteil an spontaner Emission reduziert, was zu einer besseren Strahlqualität führt. Hierzu tragen auch die internen Modenblenden und die divergente Strahlführung bei, die der Ausbildung von Filamenten entgegenwirkt. Desweiteren wird hier ein Kriterium für die Facettenreflektivitäten eines Verstärkers angegeben, um die Modulation im Spektrum hinreichend klein zu halten.

In Kapitel 5 wird auf den epitaktischen Schichtaufbau eingegangen und die Kriterien dargelegt, nach denen das verwendete Material für einen effizienten Betrieb bei hohen Ausgangsleistungen und gleichzeitig guter Strahlqualität optimiert werden muß. Die Charakterisierung des Epitaxiematerials erfolgt mit Hilfe von Testlasern, aus deren Kennlinien Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Materials gezogen werden können, die ebenfalls Gegenstand dieses Kapitels sind.

Die technische Realisierung der in dieser Arbeit vorgestellten Bauelemente wird in Kapitel 6 beschrieben. Das beinhaltet die Prozessierung der Bauteile im Waferverband, die Spiegelbeschichtung der vereinzelt Bauteile und die Montage auf Wärmesenken.

Zur Verbesserung der Strahlqualität und des Sättigungsverhaltens bietet es sich an, vor den eigentlichen Verstärker einen Rippenwellenleiter als Vorverstärker in das Bauteil zu integrieren. Da dieser Wellenleiter ebenfalls in den Masterlasern Verwendung findet und seine Eigenschaften für die Bauteilcharakteristik des MOPA-Systems wesentlich sind, wird in Kapitel 7 ausführlich auf die laterale Wellenführung in Rippenwellenleitern eingegangen. Die Eigenschaften der Wellenleiter wurden anhand von *ridge-waveguide*-Lasern experimentell bestimmt und die Prozeßparameter zur Herstellung der Anwendung entsprechend optimiert.

Um eine möglichst niedrige Facettenreflektivität der Verstärker sicherzustellen, kann man den Wellenleiter gekrümmt ausführen, so daß er mit der Facette keinen rechten Winkel mehr einschließt. Dazu werden experimentell ermittelte Ergebnisse vorgestellt und mit einem theoretischen Modell verglichen.

In Kapitel 8 werden die experimentellen Ergebnisse von Trapezlasern vorgestellt. Sie unterscheiden sich im Chipdesign nicht wesentlich von dem der Verstärker, außer den unterschiedlichen Facettenreflektivitäten zur Ermöglichung des Laserbetriebs. Dabei werden auch die inhärenten thermischen Probleme der Trapezlaser beschrieben, die die Ausgangsleistung limitieren. Trapezverstärker hingegen haben diese Probleme nicht, wie auch die Ergebnisse dieser Bauteile zeigen. Diese sind in Kapitel 9 dargestellt. Mit ihnen erreicht man eine nahezu beugungsbegrenzte Ausgangsleistung bei vergleichsweise hohen Ausgangsleistungen, was sich in den besten Werten für die Brillanz von allen in dieser Arbeit vorgestellten Bauteilen niederschlägt.

Kapitel 2

Laser-Verstärker-Systeme

Wie eingangs schon erwähnt, ist das Ziel dieser Arbeit, eine Laserstrahlquelle herzustellen, die eine hohe optische Ausgangsleistung mit einer guten Strahlqualität vereint. Dies kann mit einem sog. MOPA-System (*master-oscillator power-amplifier*) verwirklicht werden [9, 10, 11, 12]. In Abbildung 2.1 ist ein solches System skizziert.

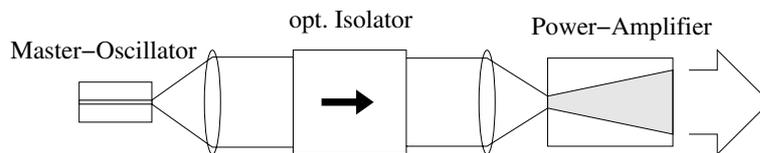


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines hybriden MOPA-Systems (master-oscillator power-amplifier).

Das Licht aus einem Signallaser (*master-oscillator*) mit guter räumlicher Strahlqualität, jedoch geringer optischer Ausgangsleistung von typisch <50 mW, wird dafür in einen Halbleiter-Laserverstärker (*power-amplifier*) eingekoppelt, der die optische Leistung auf mehrere Watt verstärken, die Strahlqualität und die spektralen Eigenschaften des Signallasers jedoch möglichst beibehalten soll.

Als Signallaser in einem MOPA-System werden meist kantenemittierende Halbleiter-Laserdioden mit Rippenwellenleiter eingesetzt, für bestimmte Anwendungen wie z.B. Freistrahldatenübertragung kann man auch vertikal emittierende Laser verwenden [13]. Daneben wurden auch schon Nd:YAG- oder Ti:Saphir-Laser verwendet [14, 15].

Um eine gute räumliche Strahlqualität des Signallasers sicherzustellen, darf im Laser nur die Grundmode ausbreitungsfähig sein. Dies ist nur mit Wellenleitern erreichbar, deren Abmessungen in der Größenordnung der Laserwellenlänge sind. Dies hat aber eine Beschränkung des aktiven Volumens und somit auch der erreichbaren optischen Ausgangsleistung zur Folge. Theoretisch ist zwar durch Erhöhung des Stromes eine weitere Leistungssteigerung möglich, in der Praxis ist sie jedoch durch eine endliche Zerstörungsschwelle der Facetten durch COMD begrenzt.

Die Signallaser können zur besseren Wellenlängenselektivität und -stabilisierung als DFB- (*distributed feedback laser*) oder DBR-Laser (*distributed-Bragg laser*) ausgeführt sein. Eine andere Möglichkeit hierfür ist die externe Rückkopplung mit einem Gitter in Littman- oder Littrow-Anordnung. Dies ist z.B. bei einer späteren Frequenzverdopplung wichtig, da nichtlineare Kristalle eine sehr schmale spektrale Akzeptanz von <0.1 nm haben. Kurze, intensive Pulse des Signallaser erreicht man durch eine aktive oder passive Modenkopplung. Soll der Signallaser

schnell modulierbar sein, bietet sich ein Oberflächenemitter an (*VCSEL, vertical-cavity surface-emitting laser*). Die spezifische Anwendung bestimmt also die Art und den Aufbau des Signallasers.

Der Verstärker hingegen soll diese Eigenschaften möglichst beibehalten und lediglich die optische Leistung bis in den Watt-Bereich verstärken. Entscheidend für die Erhaltung der räumlichen und spektralen Einmodigkeit ist dabei die Vermeidung von Reflexionen an den Facetten und somit von Mehrfachumläufen innerhalb des Verstärkers. Idealerweise soll der Laserstrahl den Verstärker nach nur einem Durchlauf wieder verlassen (*single-pass amplifier, traveling-wave amplifier*). Deswegen sind auf beiden Seiten des Verstärkers Entspiegelungsschichten mit Restreflektivitäten $R < 10^{-3}$ notwendig.

Dieser hybride Systemansatz bietet den Vorteil, daß man die für die jeweilige Applikation erforderlichen Eigenschaften von Signallaser und Verstärker getrennt festlegen und optimieren kann und daß man beide optisch sehr gut voneinander isolieren kann. Daneben wurden auch integrierte Ansätze verfolgt [16, 18, 17]. Hier lassen sich natürlich die Eigenschaften von Signallaser und Verstärker nicht so gut voneinander trennen und optimieren, aber dafür entfällt auch die aufwändige Justage, um das Licht des Signallasers in den Verstärker einzukoppeln. Der Signallaser wird dabei meist als DBR-Laser oder als DFB-Laser ausgeführt. Nachteilig wirken sich bei monolithischen MOPAs die kleinen, aber unvermeidbaren Reflexionen an der Ausgangsfacette aus, die auf den Signallaser zurückwirken. Das Bauteil verhält sich dann wie ein Laser mit externer Rückkopplung, was zu nichtlinearen Instabilitäten führt [19].

Diese Probleme können vermindert werden, wenn man auf die aufwändigen Bragg-Gitter verzichtet und die Ausgangsfacette mit einer endlichen, wenn auch kleinen Reflektivität versieht. So gelangt man zum sog. Trapezlaser [20, 21, 22]. Sie sind nahe verwandt mit den MOPA-Verstärkern und stellen wohl deren größte Konkurrenz bezüglich der Brillanz dar. Die Trapezlaser gehören zur Kategorie der Laser mit instabilen Kavitäten. In ihnen wird ebenfalls ein einmodiger Wellenleiter mit einem gewinngeführten trapezförmigen Verstärkerbereich in einem Bauteil integriert und als Laser betrieben. Der Wellenleiter wirkt hier als Modenblende und sorgt für die gute Strahlqualität. Der Trapezbereich stellt den Gewinn für Ausgangsleistungen im Watt-Bereich zur Verfügung.

Eine weitere, anspruchsvolle Methode der Erzeugung hochbrillanter Strahlung stellen die sog. α -DFB-Laser dar [23]. Sie bestehen aus einem Halbleiter-Ringlaser, in dem vekippte DFB-Gitter die Lasermode sowohl in lateraler als auch longitudinaler Richtung stabilisieren. Dadurch wird bei diesen Lasern der große Astigmatismus zwischen lateraler und vertikaler Richtung vermieden, wie er z.B. bei Trapezlasern oder -verstärkern vorhanden ist. Leider erreichen α -DFB-Laser nicht dieselben Ausgangsleistungen wie Trapezlaser und auch ihre Herstellung ist sehr aufwändig.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Strahlausbreitung

3.1.1 Gaußstrahlen

Laserstrahlen können in guter Näherung als paraxiale Strahlen beschrieben werden [24]. Eine paraxiale Welle, die sich z.B. in z-Richtung ausbreitet, hat die Form

$$E(\vec{r}) = A(\vec{r}) \cdot e^{-jkz}, \quad (3.1)$$

wobei sich die komplexe Amplitude $A(\vec{r})$ in Betrag und Phase nur wenig verändern darf innerhalb eines Bereiches von der Größenordnung der Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k$. Die Wellenfronten sind dann nur leicht gekrümmt und unterscheiden sich somit lokal kaum von denen einer ebenen Welle. Man kann zeigen, daß unter dieser Bedingung die zweite Ableitung von $A(\vec{r})$ nach z vernachlässigt werden kann (paraxiale Näherung). Die Wellengleichung läßt sich dann in die paraxiale Helmholtz-Gleichung überführen [25]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

Die interessanteste Lösung dieser Gleichung sind die sog. Gaußstrahlen. Die komplexe Amplitude A ist dabei von folgender Form

$$A(x, y, z) = \sqrt{\frac{2P}{\pi w^2(z)}} \cdot \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - jk \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + j\zeta(z) \right]. \quad (3.3)$$

P bezeichnet dabei die gesamte im Strahl enthaltene optische Leistung. Die Intensitätsverteilung $I(\vec{r}) = |E(\vec{r})|^2$ in jeder Ebene senkrecht zur z-Achse ist eine Gaußfunktion des radialen Abstandes $\varrho = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$I(\varrho, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp \left[-\frac{2\varrho^2}{w^2(z)} \right] \quad (3.4)$$

Daher rührt auch die Bezeichnung Gaußstrahl. Die Gaußfunktion ist zentriert um die z-Achse, hat bei $z = 0$ ihr Maximum und fällt mit zunehmendem radialen Abstand ϱ nach außen hin ab. Befindet man sich auf der z-Achse, so fällt die Intensität wie eine Kugelwelle proportional zu $1/z^2$ ab:

$$I(0, z) = \frac{2P}{\pi w_0^2} \cdot \frac{1}{1 + (\frac{z}{z_0})^2} = \frac{I_0}{1 + (\frac{z}{z_0})^2} \quad (3.5)$$

An den Stellen $z = \pm z_0$ ist die Intensität gerade auf $I_0/2$ abgefallen. Den Abstand vom Ursprung zu z_0 definiert die sog. Rayleigh-Länge. Der doppelte Wert der Rayleigh-Länge entspricht der Tiefenschärfe eines Gaußstrahles.

Den radialen Abstand senkrecht zur z -Achse, an dem die Intensität auf $1/e^2 \approx 0.135$ abgefallen ist, nennt man den Strahlradius $\varrho = w(z)$.

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

Den kleinsten Wert nimmt der Strahlradius $w(0) = w_0$ am Ursprung an. Er wird auch als Strahltaille (*beam waist*) bezeichnet. Mit zunehmendem Abstand z steigt auch der Strahlradius an und erreicht den Wert $\sqrt{2}w_0$ bei der Rayleigh-Länge z_0 . Bei sehr großen Abständen ($z \gg z_0$) kann der erste Term in Gleichung (3.6) vernachlässigt werden und man erhält den linearen Zusammenhang

$$w(z) \approx \frac{w_0}{z_0} z = \theta_0 z, \quad (3.7)$$

wobei

$$\theta_0 = \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.8)$$

den halben Divergenzwinkel des Gaußstrahles darstellt. Das Produkt aus dem Strahlradius w_0 an der Strahltaille und des Divergenzwinkels θ_0 ergibt das sogenannte Strahlparameterprodukt

$$w_0 \theta_0 = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (3.9)$$

Es ist nur durch die Wellenlänge bestimmt und gegenüber Strahltransformation durch Optiken invariant. In Abbildung 3.1 ist die Kaustik eines Gaußstrahles und seine Parameter graphisch dargestellt.

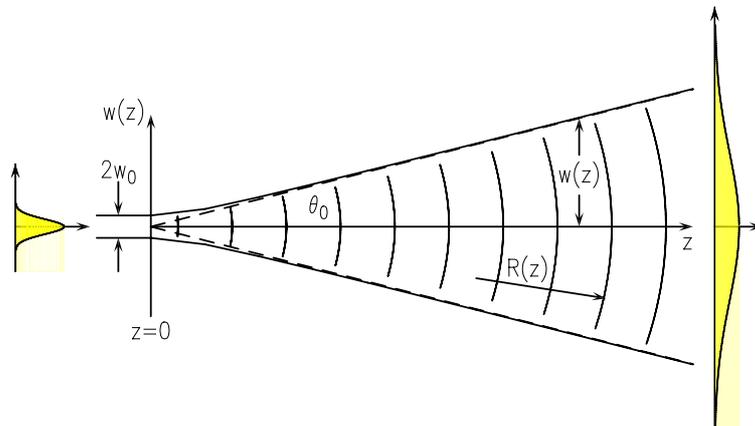


Abbildung 3.1: Freie Beugung eines Gaußstrahls.

Der Radius der Wellenfronten beträgt dabei

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right]. \quad (3.10)$$

In der Nähe der Strahltaille sind die Wellenfronten also nahezu eben. Bei der Rayleigh-Länge z_0 sind die Wellenfronten am stärksten gekrümmt, haben also den kleinsten Krümmungsradius

$R(z_0) = 2z_0$. Mit zunehmender Entfernung z nähert sich der Radius der Wellenfronten immer mehr dem Wert $R(z) = z$ an. Die Phase eines Gaußstrahls nach Gleichung (3.3) beträgt

$$\varphi(\varrho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\varrho^2}{2R(z)}. \quad (3.11)$$

Der erste Term stellt die Phase einer ebenen Welle dar. Der zweite Term $\zeta(z) = \arctan \frac{z}{z_0}$ repräsentiert eine Phasenverzögerung, die von $-\pi/2$ bei $z = -\infty$ bis $\pi/2$ bei $z = +\infty$ reicht. Der letzte Term in Gleichung (3.11) ist für die Krümmung der Wellenfronten verantwortlich.

3.1.2 Reale Laserstrahlen

Gaußstrahlen stellen die idealisierte Form von Laserstrahlen dar. In der Praxis gibt es aber immer Abweichungen im lateralen Intensitäts- und Phasenprofil nach den Gleichungen (3.4) und (3.11). Gewinnführung zum Beispiel führt im Gegensatz zu Indexführung zu gekrümmten Phasenfronten. Auch beeinflussen Temperatur- und Ladungsträgereffekte insbesondere bei Halbleiterlasern die Brechzahlverhältnisse und damit auch die Wellenführung. Nichtlineare Effekte wie z.B. die Ausbildung von Filamenten modulieren zusätzlich Intensität und Phase. Auch Beugung an den Aperturen von Optiken und Linsenfehler führen zu unerwünschten Störungen in der Strahlausbreitung.

Für diese nichtidealen Strahlen mit beliebigem Intensitäts- und Phasenprofil lassen sich im Rahmen der paraxialen Näherung jedoch ebenfalls Parameter definieren, die genau den gleichen Ausbreitungsgesetzen gehorchen wie für ideale Gaußstrahlen. Abbildung 3.2 zeigt ein solches Intensitätsprofil.

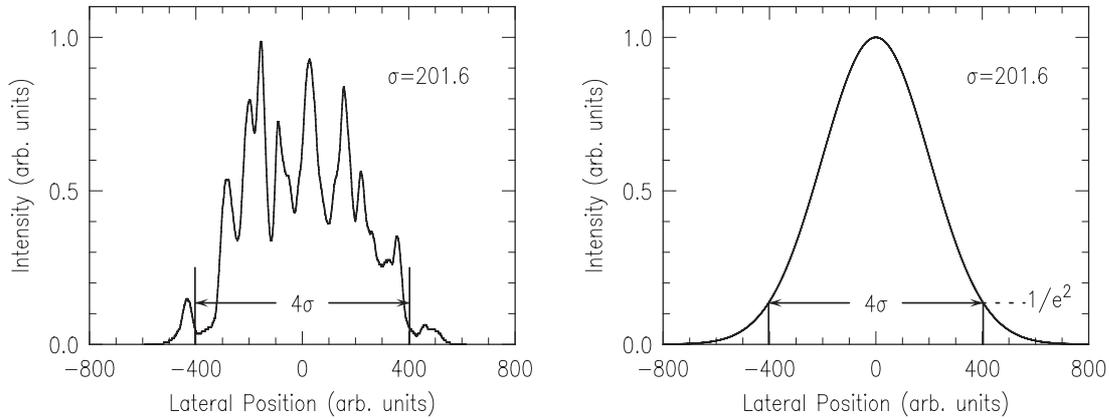


Abbildung 3.2: Vergleich eines realen Strahlquerschnitts mit einem idealen Gaußstrahl gleicher Strahlbreite.

Der laterale Radius W dieses nichtidealen Strahles wird nun über das zweite Moment bzw. die Standardabweichung σ_x der Intensität definiert zu

$$W = 2\sigma_x = 2 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 |A(x)|^2 dx \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.12)$$

wobei die Strahlleistung $\int |A(x)|^2 dx$ auf 1 normiert sein muß [26]. Zur Vereinfachung wurde hier nur eine transversale Richtung (x -Koordinate) betrachtet. Der Ausdruck \bar{x} in Gleichung (3.12)

bezeichnet den Schwerpunkt des Intensitätsprofils und wird über das erste Moment berechnet

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} x |A(x)|^2 dx. \quad (3.13)$$

Die Werte $\bar{x}(z)$ beschreiben die Ausbreitungsrichtung des Strahles. Für paraxiale Strahlen liegen sie auf einer Geraden. Für die weiteren Betrachtungen soll $\bar{x} = 0$ gelten, d.h. der Strahl breitet sich entlang der z -Achse aus.

In analoger Weise wie beim Strahlradius kann nun auch der Divergenzwinkel eines realen Strahles bestimmt werden. Dazu muß zunächst die Fouriertransformierte der Feldverteilung $A(x)$ bestimmt werden:

$$F(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(x) e^{-j2\pi xs} dx. \quad (3.14)$$

Die Größe s stellt dabei eine laterale Raumfrequenz dar und ist mit dem Winkel Θ der Ausbreitungsrichtung der dazugehörigen ebenen Wellenkomponente $F(s)$ verknüpft über $s = \frac{\sin \Theta}{\lambda}$. In paraxialer Näherung gilt $\Theta \approx \lambda s$. Der Divergenzwinkel Θ läßt sich nun ebenfalls durch das zweite Moment σ_s der Fouriertransformierten $F(s)$ ausdrücken zu [27, 26]

$$\Theta_0 = 2\lambda\sigma_s = 2\lambda \left[\int_{-\infty}^{+\infty} s^2 |F(s)|^2 ds \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.15)$$

Für die axiale Ausbreitung der lateralen räumlichen Varianz $\sigma_x^2(z)$ gilt nach [28]

$$\sigma_x^2(z) = \sigma_0^2 + \lambda^2 \sigma_s^2 z^2, \quad (3.16)$$

wobei $\sigma_0^2 = \sigma_x^2(0)$ die minimale räumliche Varianz an der Strahltaile $z_0 = 0$ darstellt.

Trennt man die komplexe Amplitude $A(x, z) = |A(x, z)| \exp[-j\Phi(x, z)]$ in Betrag und Phase auf, kann man auch für die Krümmung der Phasenfronten einen effektiven Radius $R(z)$ definieren zu

$$\frac{1}{R(z)} = \frac{-\lambda}{2\pi\sigma_x^2(z)} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(x \frac{\partial \Phi(x, z)}{\partial x} \right) |A(x, z)|^2 dx. \quad (3.17)$$

Der reziproke Krümmungsradius $1/R(z)$ stellt also ein gewichtetes Mittel der Phasenfrontkrümmung $(x \partial \Phi(x, z) / \partial x)$ dar.

3.2 Die Beugungsmaßzahl M^2

Man kann zeigen, daß das Produkt $\sigma_0\sigma_s$ eines realen Strahles invariant gegenüber optischen Transformationen ist [27]. Aus diesem Grund definiert man die sog. Beugungsmaßzahl M^2 eines realen Strahles zu [29, 30]

$$M^2 \equiv 4\pi\sigma_0\sigma_s = \frac{\pi}{\lambda} W_0 \Theta_0. \quad (3.18)$$

Die Beugungsmaßzahl wird oft auch als M^2 -Faktor bezeichnet. Eine andere Sprechweise besagt, daß der Strahl M^2 -fach beugungsbegrenzt ist. Für die Beugungsmaßzahl eines realen Strahles gilt immer $M^2 \geq 1$. Denn für einen idealen gaußförmigen Strahl mit $M^2 = 1$ gilt dann wieder die Beziehung $W_0\Theta_0 = \frac{\lambda}{\pi}$ nach Gleichung (3.9). Die Beugungsmaßzahl M^2 ist also ein Maß für die Abweichung des realen Strahles von einem ideal gaußförmigen Strahl.

Löst man die Gleichung (3.18) nach σ_s auf und setzt das Ergebnis in (3.16) ein, so ergibt sich für einen realen Strahl die axiale Änderung der Varianz zu

$$\sigma_x^2(z) = \sigma_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right], \quad (3.19)$$

bzw. die Änderung des Strahlradius zu

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.20)$$

mit der Rayleigh-Länge z_R eines realen Laserstrahles von

$$z_R = \frac{4\pi\sigma_0^2}{M^2\lambda}. \quad (3.21)$$

Dieser Ausdruck entspricht exakt der Rayleigh-Länge eines idealen Gaußstrahles mit dem einzigen Unterschied, daß sie um den Faktor $1/M^2$ verkürzt ist. Auch die Gleichung (3.20), die die Strahlausbreitung eines realen Strahles beschreibt, stimmt mit der Formel (3.6) für einen ideal gaußförmigen Laserstrahl überein. Lediglich die Rayleigh-Längen unterscheiden sich.

Der Strahltaillenradius W_0 , die Beugungsmaßzahl M^2 und die Wellenlänge λ legen also die Strahlausbreitung jeden beliebigen Strahles fest. Ebenso läßt sich mit diesen Parametern die Propagation durch ein optisches System nach dem gleichen Formalismus berechnen, wie er auch für Gaußstrahlen gültig ist [27], wie z.B. die bekannten ABCD-Matrizen. Auch für den Krümmungsradius der Phasenfronten und den Divergenzwinkel kann man die den idealen Gaußstrahlen entsprechenden Formeln anwenden:

$$R(z) = z + \frac{z_R}{z^2} \quad \text{bzw.} \quad \Theta_0 = \frac{M^2\lambda}{\pi W_0} \quad (3.22)$$

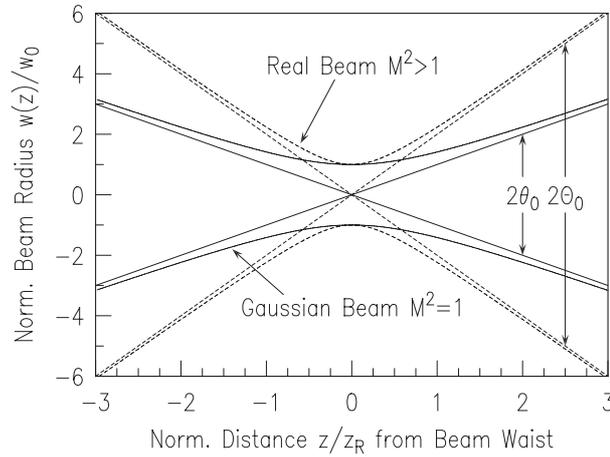


Abbildung 3.3: Freie Propagation eines idealen gaußförmigen Strahles ($M^2=1$) und eines realen Laserstrahles ($M^2 \geq 1$).

In Abbildung 3.3 werden die Strahlkaustiken eines idealen und eines realen Strahl miteinander verglichen. Man kann Gleichung (3.18) dahingehend interpretieren, daß ein realer Strahl

bei gleichem Strahltaillendurchmesser eine um den Faktor M^2 größere Divergenz hat wie ein Gaußstrahl. Eine gleichwertige Aussage ist, daß bei derselben Divergenz der beiden Strahlen der Strahltaillenradius W_0 des realen Strahles den M^2 -fachen Wert aufweist.

Die Beugungsmaßzahl M^2 gilt nach DIN EN ISO 11146 [31] als Standardkenngröße zur Beschreibung der Strahlqualität. Die Kenntnis der Beugungsmaßzahl ist für das Verhalten von vielen optischen Systemen von entscheidender Bedeutung. Sie bestimmt den minimal erreichbaren Fokussdurchmesser der Ausgangsstrahlung von Lasern oder Laserverstärkern. Dies schlägt sich unmittelbar in der Brillanz der Laserstrahlung und somit z.B. in der Effizienz der Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen nieder. Auch die Einkoppeleffizienz in einmodigen Glasfasern hängt sehr stark von der Strahlqualität ab. Ebenso läßt sich auch nur ein beugungsbegrenzter Laserstrahl optimal kollimieren, was z.B. bei der optischen Freistrah-Datenkommunikation wichtig ist.

Der Beugungsmaßzahl kommt also besondere Bedeutung zu. Experimentell wird sie bestimmt, indem man an verschiedenen Stellen z des Strahlverlaufes den Strahlradius $W(z)$ bestimmt. Die DIN-Norm fordert hierbei, daß mindestens 10 Messungen durchgeführt werden müssen, fünf davon innerhalb einer Rayleighlänge auf jeder Seite der Strahltaille und die andere Hälfte jenseits eines Abstandes zweier Rayleighlängen von der Strahltaille entfernt. Durch eine hyperbolische Anpassung gemäß Gleichung (3.20) an die gemessenen Strahlradii kann auf diese Weise dann der Strahlradius W_0 an der Strahltaille, der Divergenzwinkel Θ_0 bzw. die Rayleighlänge z_R sowie die Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt werden. Mit dem ModeMasterPC von der Firma Coherent stand hierfür ein Meßgerät zur Verfügung, mit dem diese Messungen in eleganter und reproduzierbarer Weise durchgeführt werden konnten [30].

Als Beispiel für die Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 ist in Abbildung 3.4 der laterale Strahlverlauf eines Lasers mit Rippenwellenleiters aufgetragen. Als durchgezogene Kurve ist die Anpassung der Strahlkaustik nach Gleichung (3.20) an die Meßwerte eingetragen. Es ergibt sich hier eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1.245$. Die Werte für die Strahltaille W_0 und den Divergenzwinkel Θ_0 hängen hierbei natürlich von der Brennweite der verwendeten Linse des Meßgerätes ab.

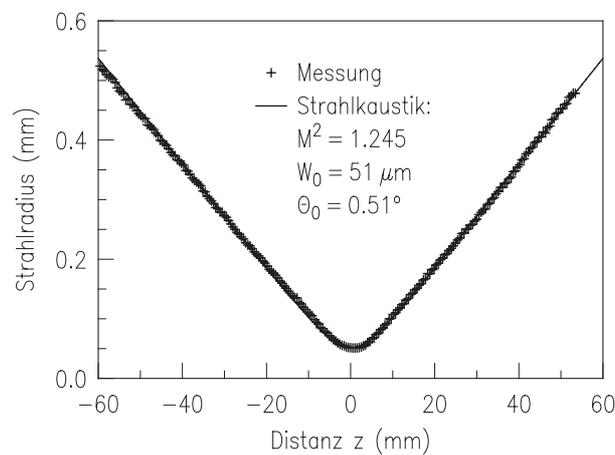


Abbildung 3.4: Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 am Beispiel der lateralen Strahlkaustik eines indexgeführten Lasers mit Rippenwellenleiter. Die Werte für die Strahltaille W_0 und den Divergenzwinkel Θ_0 hängen natürlich von der Brennweite der verwendeten Linse des Meßgerätes ab.

3.3 Brillanz

Die Brillanz B ist diejenige Kenngröße von lichtemittierenden Bauteilen, die beschreibt, welche Leistungsdichten im Fokus erreichbar sind. Damit ist sie der ausschlaggebende Parameter für die Effizienz bei der Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen oder auch für die Einkoppleffizienz in einmodigen Glasfasern. Die Brillanz ist definiert als [32]

$$B = \frac{P}{A\Omega}. \quad (3.23)$$

Die optische Leistung P wird dabei von der emittierenden Facettenfläche A in den Raumwinkel Ω abgestrahlt. Legt man für die Definition des Raumwinkels wieder das Kriterium zugrunde, daß die Intensität auf $1/e^2 = 13.5\%$ des Wertes auf der optischen Achse abgefallen ist, ergibt sich nach Gleichung (3.18) für einen realen Laserstrahl [24]

$$\Omega = \pi\Theta_{0\perp}\Theta_{0\parallel} = \frac{\lambda^2 M_{\perp}^2 M_{\parallel}^2}{\pi W_{0\perp} W_{0\parallel}}. \quad (3.24)$$

Die Indizes \perp und \parallel kennzeichnen dabei jeweils die senkrechte bzw. laterale Abstrahlrichtung. Für die strahlungsemitternde Apertur gilt

$$A = \pi W_{0\perp} W_{0\parallel}. \quad (3.25)$$

Mit diesen beiden Beziehungen ergibt sich für die Brillanz

$$B = \frac{P}{\lambda^2 M_{\perp}^2 M_{\parallel}^2}. \quad (3.26)$$

Die Brillanz B ist also gegeben durch die optische Leistung P , die Wellenlänge λ und die Beugungsmaßzahlen M_{\perp}^2 und M_{\parallel}^2 in vertikaler und lateraler Richtung. Im idealen Fall $M_{\perp}^2 = M_{\parallel}^2 = 1$ erreicht sie ihren Maximalwert von P/λ^2 . In vertikaler Richtung ist die Form der propagierenden Mode und damit auch der Strahlqualitätsfaktor M_{\perp}^2 durch den epitaktischen Schichtaufbau festgelegt. In der Regel werden hier Werte von $M_{\perp}^2 = 1.2$ – 1.4 gemessen.

Lateral einmodige Laser wie Ridge-Waveguide oder Buried-Heterostructure Laser erreichen auch in horizontaler Richtung nahezu beugungsbegrenzte Ausgangsstrahlung mit Werten von $M_{\parallel}^2 < 1.5$. Ab einer Ausgangsleistung von etwa 200 mW degradiert die Strahlqualität jedoch [33], da aufgrund der Erwärmung des Lasers oder durch Einflüsse der Ladungsträger die laterale Einmodigkeit verloren geht. Dies ist auch nicht wesentlich durch eine Erhöhung der Ausgangsleistung auszugleichen, da diese durch COMD-Schwellen von ca. 30 MW/cm² für aluminiumhaltige und 22 MW/cm² [7] für aluminiumfreie Laser auf eine Leistung von etwa 500 mW [2] begrenzt ist.

Breitstreifen-Laserdioden hingegen erreichen eine fast 10-fach höhere Ausgangsleistung. Dieser Vorteil wird aber durch Beugungsmaßzahlen von 25–30 wieder zunichte gemacht. Somit ist die maximal erreichbare Brillanz von herkömmlichen Laserdioden etwa in der Größenordnung von 20 MW/cm²sr, wenn man eine Wellenlänge von $\lambda = 1 \mu\text{m}$ zugrunde legt. Laser oder Laserverstärker mit trapezförmiger Gewinnzone bieten jedoch die Möglichkeit, eine hohe Ausgangsleistung mit einer guten Strahlqualität zu kombinieren. Bei einer beugungsbegrenzten Ausgangsleistung von 2 W kann man so die Brillanz um eine Größenordnung auf 200 MW/cm²sr steigern.

3.4 Abstrahlcharakteristik

Die Ausgangsstrahlung von Bauteilen mit einem gewinngeführten trapezförmigen Bereich ist sowohl asymmetrisch als auch stark astigmatisch. Das ist durch die unterschiedliche Führung des Lichts in lateraler und vertikaler Richtung zu erklären.

In vertikaler Richtung, also senkrecht zum epitaktischen Schichtaufbau, wird das Licht in einem einmodigen Wellenleiter über die gesamte Länge des Bauteils geführt. Die Breite und Form der ausbreitungsfähigen Mode wird dabei durch die Dicke und den Brechungsindex bzw. Zusammensetzung der einzelnen Schichten bestimmt. Einzelheiten hierzu sind in Abschnitt 5.1 näher aufgeführt. Je nach Design des Schichtwellenleiters liegt die $1/e^2$ -Breite der Mode zwischen $0.5\ \mu\text{m}$ bei schmal geführten GRINSCH-Strukturen (*graded-index separate-confinement heterostructure*) [34] und etwa $1.8\ \mu\text{m}$ bei sog. LOC-Lasern (*large optical cavity*) [35].

Nach Verlassen des Lasers weitet sich der Strahl aufgrund von Beugung auf. Typische Fernfeldwinkel θ_{1/e^2} liegen im Bereich von etwa 45° bis zu 100° . Durch Einfügen von dünnen Schichten mit hoher Bandlücke zwischen der aktiven MQW-Region und den Mantelschichten kann der Fernfeldwinkel sogar auf bis zu 25° erniedrigt werden [36].

In lateraler Richtung hingegen liegt die Strahltaile nicht in der Facettenebene, da sich die propagierende Welle bereits nach Verlassen des lateralen Wellenleiters im Trapezbereich frei ausbreiten kann. Die Wellenfronten können zwar durch die hier vorliegende Gewinnführung beeinflusst werden. Da die Form des Trapezbereichs aber die freie Propagation eines Gaußstrahls nachbildet, sollte der Einfluß gering sein. Nach Durchlaufen des Trapezbereichs treffen gekrümmte Phasenfronten auf die Ausgangsfacette. Dadurch wird der Lichtstrahl nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz von der optischen Achse weg gebrochen, wie es in Abbildung 3.5 dargestellt ist. Bei einem typischen Trapezwinkel von $2\vartheta = 6^\circ$ und einem effektiven Brechungsindex des Halbleitermaterials von $n_{\text{eff}} = 3.4$ sollte sich ein Fernfeldwinkel in der Größenordnung von $2\Theta_{0\parallel} \approx 2\vartheta n_{\text{eff}} = 20^\circ$ ergeben. Dies paßt sehr gut mit der experimentell bestimmten Strahlbreite des Fernfelds eines Trapezlasers überein, wie es in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Das vertikale Strahlprofil ist also bis zu fünfmal breiter als in lateraler Richtung.

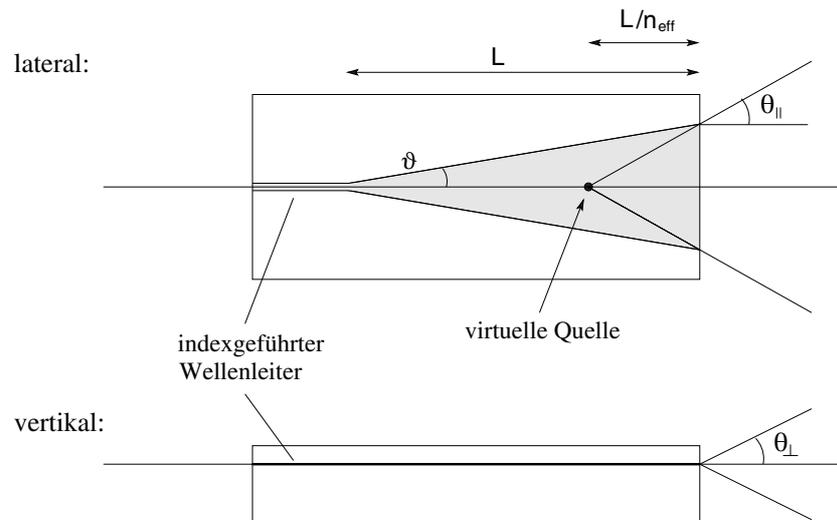


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der asymmetrischen und astigmatischen Abstrahlcharakteristik eines Bauteils mit trapezförmiger Gewinnzone.

Neben dieser Asymmetrie kennzeichnet auch ein starker Astigmatismus trapezförmige Bauteile. In horizontaler Richtung scheint aufgrund der Brechung an der Ausgangsfacette das Licht von einem virtuellen Quellpunkt zu kommen, der L/n_{eff} hinter der Ausgangsfacette liegt, wobei L die Länge des Trapezbereiches bezeichnet. In vertikaler Richtung liegt der Quellpunkt an der Ausgangsfacette, da hier die Welle durchgehend indexgeführt wird. Die Distanz L/n_{eff} legt somit den Grad des Astigmatismus fest.

Zur Kollimation der Ausgangsstrahlung muß dieser Astigmatismus durch eine Zylinderoptik ausgeglichen werden. Der Ort der virtuellen Quelle kann sich dabei abhängig von den Betriebsbedingungen des Bauteils verschieben, was bei der Kollimation berücksichtigt werden muß. Für die Größe der virtuellen Quelle gilt dasselbe. Sie kann auch als Maß für die Strahlqualität herangezogen werden.

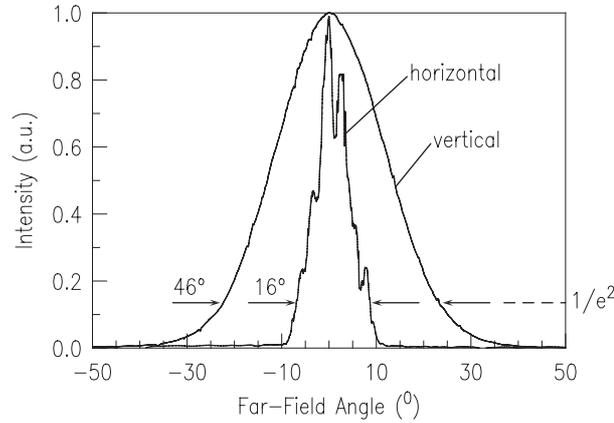


Abbildung 3.6: Gegenüberstellung der lateralen und vertikalen Intensitätsverteilung im Fernfeld eines Trapezlasers.

3.5 Korrigiertes Fernfeld

Der Astigmatismus von Bauteilen mit trapezförmigen Bereichen ist aber nicht nur von Nachteil, er bietet auch die Möglichkeit einer schnellen Beurteilung der lateralen Strahlqualität durch die Aufnahme des Strahlprofils im sogenannten korrigierten Fernfeld [11, 32]. Durch eine Schlitzeblende an dieser Stelle läßt sich die Strahlqualität auch gezielt beeinflussen. Im folgenden wird die Erzeugung und Interpretation dieses korrigierten Fernfeldes dargelegt.

Abbildung 3.7a zeigt schematisch den experimentellen Aufbau zur Erzeugung des korrigierten Fernfeldes. Der Ausgangsstrahl des Verstärkers oder Lasers wird zunächst in vertikaler Richtung kollimiert, indem man eine sphärische Linse im Abstand ihrer Brennweite f hinter der Ausgangsfläche platziert. Durch den Astigmatismus bildet sich in horizontaler Richtung wieder eine Strahltaile aus, die sich im Abstand b hinter der Hauptebene der Linse befindet. Die Intensitätsverteilung an dieser Strahltaile wird als korrigiertes Fernfeld bezeichnet und stellt ein vergrößertes Bild der virtuellen Quelle innerhalb des Verstärkers dar, die sich im Abstand $d = L/n_{\text{eff}}$ vor der Ausgangsfläche befindet. Für die Position b und den Strahlradius w des korrigierten Fernfeldes ergibt sich in einfacher Weise mit Hilfe der Abbildungsgleichungen

$$b = f + \frac{f^2}{d}, \quad (3.27)$$

$$w = w_0 \frac{f}{d}, \quad (3.28)$$

wobei w_0 der Radius der virtuellen Strahlquelle ist. Die Intensitätsverteilung im korrigierten Fernfeld kann nun mit einer theoretischen Verteilung verglichen werden, wie sie in der unteren Zeichnung von Abbildung 3.7 dargestellt ist. Hier wird die quadratische Krümmung der Phasenfronten durch eine hypothetische Zylinderlinse auf der Austrittsfläche kompensiert. Aufgrund

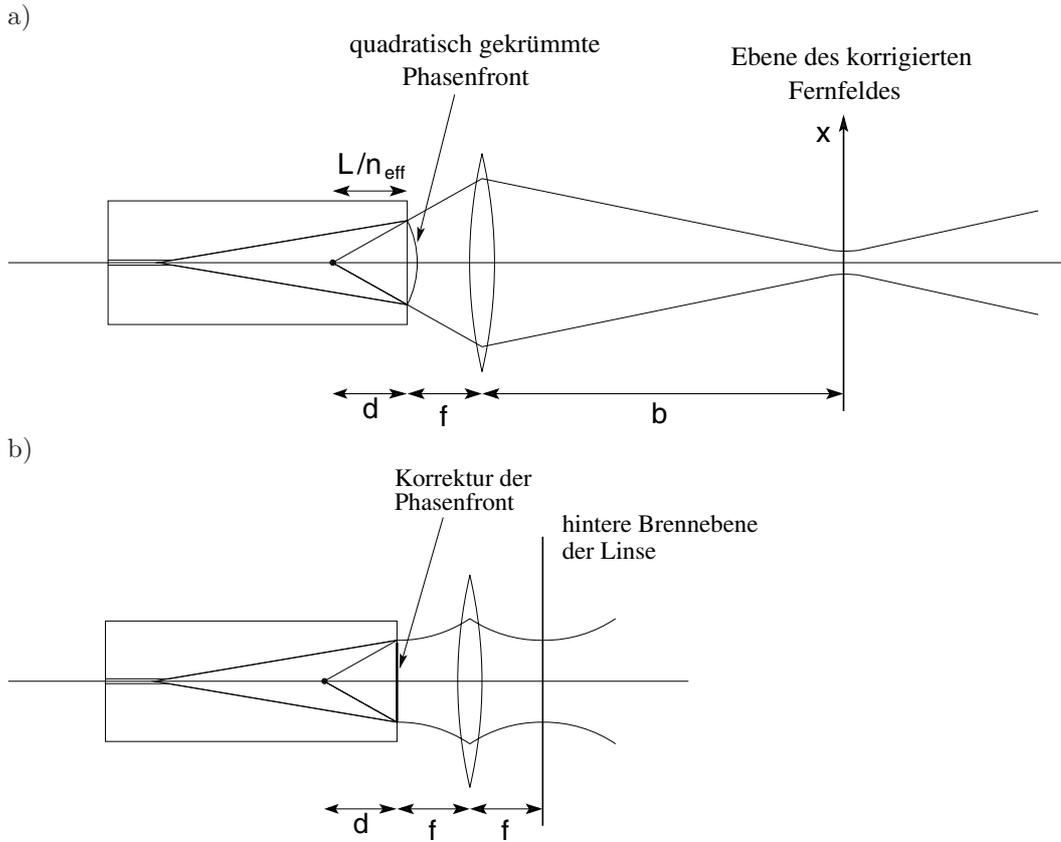


Abbildung 3.7: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung des korrigierten Fernfeldes und theoretischer Fall mit Phasenkorrektur an der Ausgangsfacette.

der nunmehr ebenen Wellenfronten an der Ausgangsfacette entspricht die Intensitätsverteilung $I(\Theta)$ im Fernfeld der Fouriertransformierten der Intensitätsverteilung $I(x)$ des Nahfeldes auf der Facette (Fraunhofer-Beugung) [25].

Positioniert man nun hier ebenfalls eine Linse im Abstand ihrer Brennweite f hinter dem Verstärker, entspricht die Intensitätsverteilung in der hinteren Brennebene der Linse auch in diesem Fall der Fouriertransformierten der Nahfeldverteilung auf der hier allerdings phasenkorrigierten Ausgangsfacette. Man kann nun weiterhin zeigen, daß die Intensitätsverteilung in der Ebene des korrigierten Fernfeldes aus Abbildung 3.7a exakt übereinstimmt mit der Intensitätsverteilung in der hinteren Brennebene in Abbildung 3.7b [37].

Wenn man auf die Korrektur der quadratischen Phasenfronten durch die Zylinderlinse an der Austrittsfacette verzichtet, bleibt die laterale Intensitätsverteilung unverändert. Lediglich die Position verschiebt sich auf der optischen Achse hinter die Brennweite der sphärischen Linse. Die Intensitätsverteilung im korrigierten Fernfeld als Funktion der lateralen Koordinate x ist also ein direktes Maß für die Intensitätsverteilung $I(\Theta)$ im Fernfeld (ohne Korrektur der quadratischen Phasenfrontkrümmung), wenn man Θ interpretiert als [32]

$$\Theta = \arctan(x/f). \tag{3.29}$$

Breibt man einen Verstärker bei kleinen Leistungen, so daß Gewinnsättigung vernachlässigt

werden kann, entspricht das Nahfeld in guter Näherung einer Gaußverteilung

$$I(x) = I_0 \exp(-8x^2/A^2), \quad (3.30)$$

wobei die $1/e^2$ -Breite des Nahfeldes als genauso groß wie die Aperturbreite A angenommen wurde. Für das korrigierte Fernfeld ergibt sich als Fouriertransformierte des Nahfeldes dann ebenfalls wieder eine Gaußfunktion:

$$I(\Theta) = I(0) \exp[-(\pi A \sin \Theta / 2\lambda)^2 / 2], \quad (3.31)$$

mit einer Halbwertsbreite von

$$\sin(\Theta_{\text{FWHM}}) \approx \Theta_{\text{FWHM}} = \frac{4\sqrt{2 \ln 2} \lambda}{\pi A}. \quad (3.32)$$

Wie später in Abschnitt 4.1 gezeigt wird, ist der optische Gewinnkoeffizient räumlich nicht konstant, sondern er hängt aufgrund der Gewinnsättigung von der lokalen Intensität ab. Nimmt man an der Eintrittsfacette einen ideal gaußförmigen Intensitätsverlauf an, so wird auf der optischen Achse der Lichtstrahl weniger verstärkt als in den Ausläufern am Rand, da aufgrund der hohen Intensität in der Mitte der Gewinn ausbleicht. Die Folge davon ist, daß an der Austrittsfacette das Nahfeldprofil einer abgeflachten Gaußkurve gleicht. Nimmt man dafür als Extremfall eine stufenförmige Verteilung an mit

$$\begin{aligned} I(x) &= I_0 \quad \text{für } |x| \leq A/2, \\ I(x) &= 0 \quad \text{sonst} \end{aligned} \quad (3.33)$$

so ergibt sich daraus die Fernfeldverteilung zu

$$I(\Theta) = I(0) \left[\frac{\sin(\pi A \sin \Theta / \lambda)}{\pi A \sin \Theta / \lambda} \right]^2, \quad (3.34)$$

die der bekannten Spaltfunktion bei Beugung einer ebenen Welle der Wellenlänge λ an einer Apertur der Breite A entspricht. Die Halbwertsbreite beträgt in diesem Fall

$$\Theta_{\text{FWHM}} \approx 0.84\lambda/A. \quad (3.35)$$

In Abbildung 3.8 sind neben gauß- und rechteckförmigem Nahfeld auch die entsprechenden korrigierten Fernfelder zu sehen. Die Halbwertsbreite des korrigierten Fernfeldes ist bei gaußförmigem Nahfeld etwa 1.8 mal so breit wie im Fall einer rechteckförmigen Verteilung. Bei letzterem sind in der Hauptkeule etwa 91 % der Gesamtleistung enthalten. Die restlichen 9 % bilden die für eine Spaltfunktion charakteristischen Nebenmaxima im Fernfeld. Beim gaußförmigem Nahfeld besteht das korrigierte Fernfeld natürlich wieder nur aus einer Gaußschen Glockenkurve, da eine Gaußfunktion durch Fouriertransformation sich selbst reproduziert.

Bei einem realen Bauteil ist das Nahfeld weder exakt rechteck- noch gaußförmig. Demzufolge erhält man auch korrigierte Fernfelder, die zwischen den beiden eben beschriebenen Extremfällen liegen mit Halbwertsbreiten $0.84\lambda/A \leq \Theta_{\text{FWHM}} \leq 1.5\lambda/A$ und Intensitätsanteilen in der Hauptkeule von $> 91\%$. Das Abflachen des gaußförmigen Nahfeldes durch die Gewinnsättigung ist hierbei nicht als nachteiliger Effekt von Verstärkern zu betrachten. Wie in Abschnitt 4.1 gezeigt werden wird, ist Gewinnsättigung zwangsläufig notwendig für einen effizienten Betrieb des Bauteiles.

Störend auf die Intensitätsverteilung im Fernfeld wirken sich die sog. Filamentierungen aus. Dabei handelt es sich um lokale Erhöhungen des Brechungsindex innerhalb des Bauteils, die zu einer Selbstfokussierung führen, was die optische Mode in mehrere Filamente zerfallen läßt.

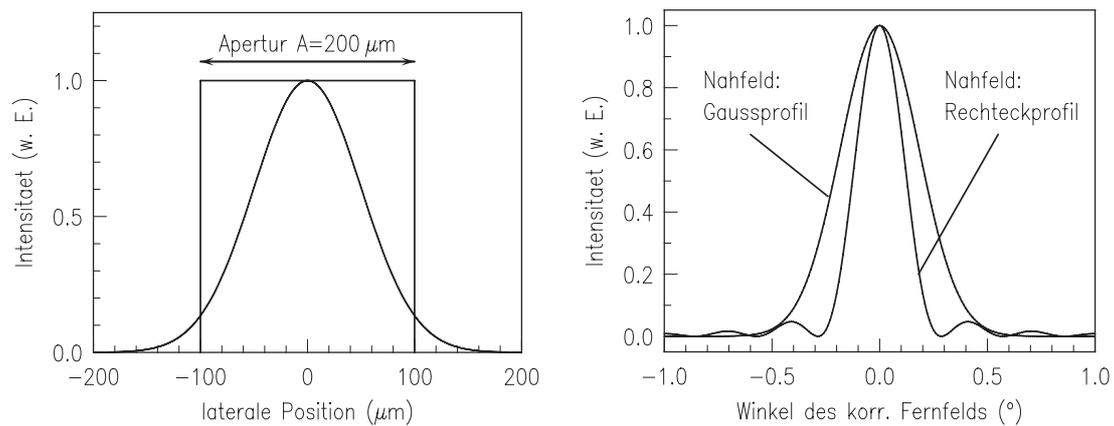


Abbildung 3.8: Rechteck- bzw. gaußförmiges Nahfeldprofil (links) und die entsprechenden Intensitätsverläufe im korrigierten Fernfeld (rechts).

Diesen für die Strahlqualität negativen Einflüssen kann man entgegenwirken, wenn man an die Stelle des korrigierten Fernfeldes eine variable Schlitzeblende in den Strahlengang einfügt. Damit können Strahlanteile mit größerem Fernfeldwinkel bzw. höheren Raumfrequenzen im Nahfeld ausgeblendet werden, so daß schließlich nur noch die Hauptkeule transmittiert wird. Das Resultat ist dann ein nahezu beugungsbegrenzter Strahl, was allerdings mit dem Verlust der ausgeblendeten optischen Leistung erkauft wird.

Kapitel 4

Eigenschaften von Hochleistungsverstärkern

4.1 Gewinnsättigung

Bei hohen optischen Intensitäten ist der Gewinn g nicht wie in Gleichung (5.11) angegeben allein durch die Ladungsträgerdichte im Quantenfilm bestimmt, sondern er hängt auch von der Intensität selbst ab. Der Gewinn zeigt bei hohen optischen Intensitäten ein ausgeprägtes Sättigungsverhalten, er “bleicht” sozusagen aus. Wie weiter unten gezeigt wird, ist es für den effizienten Betrieb eines Verstärkers unerlässlich, daß er in Gewinnsättigung betrieben wird. Denn nur dann ist sichergestellt, daß die Besetzungsinversion der Ladungsträger im Quantenfilm durch stimulierte Emission effizient abgeräumt wird und spontane Emission unterdrückt wird. Zur Beschreibung der Gewinnsättigung geht man von der Kontinuitätsgleichung für die Ladungsträgerdichte N im Quantenfilm aus [38]

$$\frac{\partial N(x, z)}{\partial t} = \eta_i \frac{j(x, z)}{qd} - \frac{N(x, z)}{\tau} - \Gamma g(N, x, z) \frac{I}{\hbar\omega} + D \frac{\partial^2 N(x, z)}{\partial x^2}. \quad (4.1)$$

Die Ladungsträger werden dabei mit der internen Quanteneffizienz η_i durch die Stromdichte $j(x, z)$ in den Quantenfilm der Dicke d injiziert. Dabei wird angenommen, daß die Ladungsträger in der aktiven Zone gleichmäßig verteilt sind, so daß die Abhängigkeit in y -Richtung entfällt. Die Ladungsträger verlassen nun entweder durch laterale Diffusion mit der Diffusionskonstanten D das aktive Volumen oder rekombinieren stimuliert mit der Rate $\Gamma g I / \hbar\omega$. Die nichtstimulierten Rekombinationen werden durch die Rate N/τ erfaßt. Für die Lebensdauer τ der Ladungsträger gilt [39]

$$\frac{1}{\tau} = A + BN(x, z) + CN^2(x, z), \quad (4.2)$$

wobei die Koeffizienten A , B , und C die Rekombinationen durch nichtstrahlende Übergänge, spontaner Emission und Auger-Rekombination beschreiben.

Unter der Annahme von stationären Verhältnissen ($\frac{\partial N}{\partial t} = 0$) und bei Vernachlässigen des Diffusionsterms, vereinfacht sich Gleichung (4.1) zu

$$\eta_i \frac{j(x, z)}{qd} = \frac{N(x, z)}{\tau} + \Gamma g(x, z, N) \frac{I}{\hbar\omega}. \quad (4.3)$$

Ersetzt man nun die für Quantenfilme gültige logarithmische Abhängigkeit des Gewinns von der Ladungsträgerdichte nach Gleichung (5.11) durch die lineare Näherung $g = \frac{g_0}{N_{\text{tr}}}(N - N_{\text{tr}})$,

kann man einen geschlossenen Ausdruck für die Ladungsträgerdichte herleiten

$$N = N_{\text{tr}} + \frac{\eta_i \frac{j\tau}{qd} - N_{\text{tr}}}{1 + \frac{\Gamma g_0 \tau}{N_{\text{tr}}} \frac{I}{\hbar\omega}}. \quad (4.4)$$

Eingesetzt wiederum in die Gleichung für den Gewinn ergibt dies

$$g = \frac{g_0}{N_{\text{tr}}}(N - N_{\text{tr}}) = \frac{\frac{g_0}{N_{\text{tr}}} \left(\frac{\eta_i j\tau}{qd} - N_{\text{tr}} \right)}{1 + \frac{\Gamma g_0 \tau}{N_{\text{tr}}} \frac{I}{\hbar\omega}} = \frac{g_u}{1 + I/I_{\text{sat}}}, \quad (4.5)$$

mit der Sättigungsintensität $I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega N_{\text{tr}}}{\Gamma g_0 \tau}$ und dem ungesättigten Gewinn $g_u = \frac{g_0}{N_{\text{tr}}} \left(\frac{\eta_i j\tau}{qd} - N_{\text{tr}} \right)$. Ohne optisches Feld ($I = 0$) ergibt sich für die Ladungsträgerdichte $N = \frac{\eta_i j\tau}{qd}$ und für den Gewinn die alte Beziehung $g = \frac{g_0}{N_{\text{tr}}}(N - N_{\text{tr}})$. Der optische Gewinn nimmt bei steigender Intensität also ab. Dieses Verhalten wird als Gewinnsättigung bezeichnet. Die Sättigungsintensität I_{sat} gibt dabei den Wert an, bei dem der Gewinn auf die Hälfte des ungesättigten Gewinns g_u abgefallen ist. In Abbildung 4.1 ist dieser Zusammenhang graphisch dargestellt.

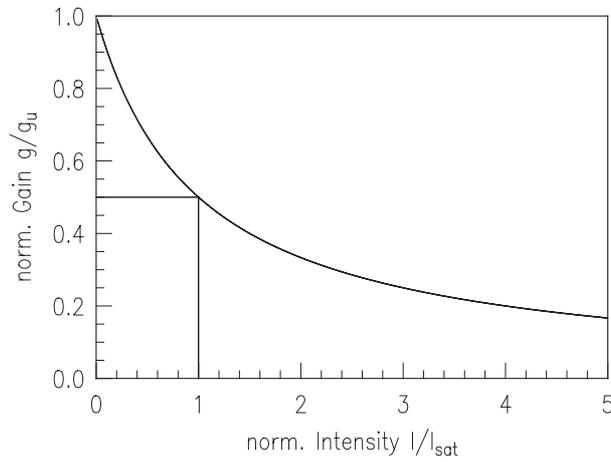


Abbildung 4.1: Abnahme des optischen Gewinns mit zunehmender Intensität. Bei der Sättigungsintensität I_{sat} ist der Gewinn auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes abgesunken.

Vernachlässigt man die intrinsischen Verluste α_i , ergibt sich für die Zunahme der optischen Intensität unter Berücksichtigung der Gewinnsättigung

$$\frac{dI(z)}{dz} = \frac{\frac{\Gamma g_0}{N_{\text{tr}}} \left(\frac{\eta_i j\tau}{qd} - N_{\text{tr}} \right)}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} I = \frac{g_u}{1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}}} I. \quad (4.6)$$

Diese Gleichung kann integriert werden, wenn man an der Eingangsfacette bei $z = 0$ die Intensität I_{in} und entsprechend an der Ausgangsfacette bei $z = L$ die Intensität I_{out} annimmt [24]. Damit erhält man den Verstärkerertrag G zu

$$G = \frac{I_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = G_u \exp \left(- \frac{I_{\text{out}} - I_{\text{in}}}{I_{\text{sat}}} \right), \quad (4.7)$$

mit dem ungesättigten oder Kleinsignal-Verstärkerertrag G_u . Der Verstärkerertrag wird also durch einen Faktor reduziert, der exponentiell von der extrahierten optischen Intensität $I_{\text{out}} - I_{\text{in}}$

abhängt. Nichtsdestotrotz muß ein Verstärker in Gewinnsättigung betrieben werden. Denn nur dann rekombinieren die Ladungsträger in der aktiven Zone unter stimuliertere Emission und die Besetzungsinversion der Ladungsträger kann effizient abgeräumt werden.

Breitstreifen- und Trapezverstärker zeigen sehr unterschiedliches Verhalten bezüglich ihres Sättigungsverhaltens, der Effizienz und des Gewinns. Deswegen werden im folgenden diese beiden Geometrien miteinander verglichen. Dazu soll ein einfaches Modell für die jeweilige Gewinnzone dienen, wie es in Abbildung 4.2 dargestellt ist.

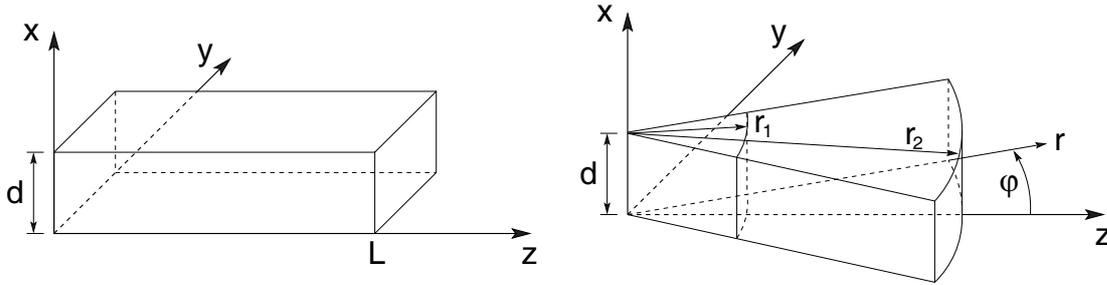


Abbildung 4.2: Idealisierte Gewinnzonen in kartesischen Koordinaten für einen Breitstreifenverstärker bzw. in Zylinderkoordinaten für die Trapezgeometrie, wobei d die Dicke der aktiven Zone darstellt.

Innerhalb der aktiven Zone wird sowohl in vertikaler als auch in lateraler Richtung eine homogene Intensitätsverteilung angenommen, außerhalb des aktiven Bereichs soll die Intensität verschwinden. Für Breitstreifenverstärker hängt die Intensität somit nur von der z -Koordinate ab, bei Trapezverstärkern nur von der radialen Komponente r . Für die Zunahme der optischen Intensität gilt dann

$$\frac{\partial}{\partial z} I(z) = (\Gamma g - \alpha_i) I(z) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r I(r)) = (\Gamma g - \alpha_i) I(r). \quad (4.8)$$

Durch Multiplikation mit der Breite w bzw. dem Trapezwinkel 2φ ergibt sich für die Leistung

$$\frac{\partial}{\partial z} P(z) = (\Gamma g - \alpha_i) P(z) \quad \frac{\partial}{\partial r} P(r) = (\Gamma g - \alpha_i) P(r). \quad (4.9)$$

Mit Berücksichtigung der Gewinnsättigung erhält man

$$\frac{\partial}{\partial z} P(z) = \left(\frac{\Gamma g_u}{1 + \frac{P}{P_{\text{sat}}}} - \alpha_i \right) P(z) \quad \frac{\partial}{\partial r} P(r) = \left(\frac{\Gamma g_u}{1 + \frac{P}{P_{\text{sat}}}} - \alpha_i \right) P(r). \quad (4.10)$$

Es ist interessant festzustellen, daß die Gleichungen für beide Geometrien identisch sind, wenn man die Koordinaten z und r miteinander vertauscht. Der Unterschied zwischen Trapez- und Breitstreifenverstärker wird jedoch deutlich, wenn man die Sättigungsleistungen P_{sat} einander gegenüberstellt

$$P_{\text{sat}} = dw I_{\text{sat}} \quad P_{\text{sat}} = 2\varphi r I_{\text{sat}}. \quad (4.11)$$

Bei einem Verstärker mit trapezförmiger Gewinnzone ist der Sättigungsparameter für die Leistung P_{sat} nicht konstant wie bei der Breitstreifenstruktur, sondern nimmt mit der radialen Distanz r entlang des Verstärkers zu. Das bietet den Vorteil, daß der Verstärker mit einer kleinen Eingangsleistung über die gesamte Länge des Bauteils effizient in Gewinnsättigung betrieben werden kann.

Bei einem Breitstreifenverstärker hingegen, der typischerweise um einen Faktor 20 breiter ist als die Eingangsapertur eines Trapezverstärkers, bleibt bei geringer Eingangsleistung der vordere Bereich ungesättigt. Erhöht man aber die Eingangsleistung dahingehend, daß auch der vordere Bereich das gleiche Sättigungsniveau erreicht wie beim Trapezverstärker, wird jedoch der optische Gewinn im hinteren Bereich aufgrund des konstant bleibenden Sättigungsparameters stark reduziert.

Dieses Verhalten läßt sich am besten mit Hilfe der Quanteneffizienz η_q veranschaulichen. Sie ist definiert als das Verhältnis der Rate der emittierten Photonen $P_{\text{out}}/h\nu$ zu der Summe der Raten der eingekoppelten Photonen $P_{\text{in}}/h\nu$ und der injizierten Ladungsträger I/q [37]

$$\eta_q = \frac{P_{\text{out}}/h\nu}{P_{\text{in}}/h\nu + I/q} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}} + I \frac{h\nu}{q}}. \quad (4.12)$$

Die Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Bauteillänge von Breitstreifen- und Trapezverstärkern ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Zur Berechnung wurde nicht die lineare Näherung für den Gewinn, sondern die logarithmische Abhängigkeit aus Gleichung (5.11) herangezogen. Deswegen kann die Ladungsträgerdichte und damit der Gewinn nicht mehr analytisch aus der Kontinuitätsgleichung (4.3) berechnet werden, sondern muß bei gegebener Stromdichte j und Intensität I numerisch bestimmt werden. Dazu wird der Verstärker senkrecht zur Ausbreitungsrichtung in möglichst dünne Scheibchen unterteilt, in denen die Ladungsträgerdichte und der Gewinn als konstant betrachtet werden. Damit kann dann die Leistungszunahme innerhalb der Scheibe berechnet werden, wobei als Anfangswert die Ausgangsleistung der vorhergehenden Scheibe herangezogen wird. Auf diese Weise kann man sukzessive die Leistungszunahme beim Durchlauf der Welle durch den Verstärker und damit auch die Quanteneffizienz berechnen.

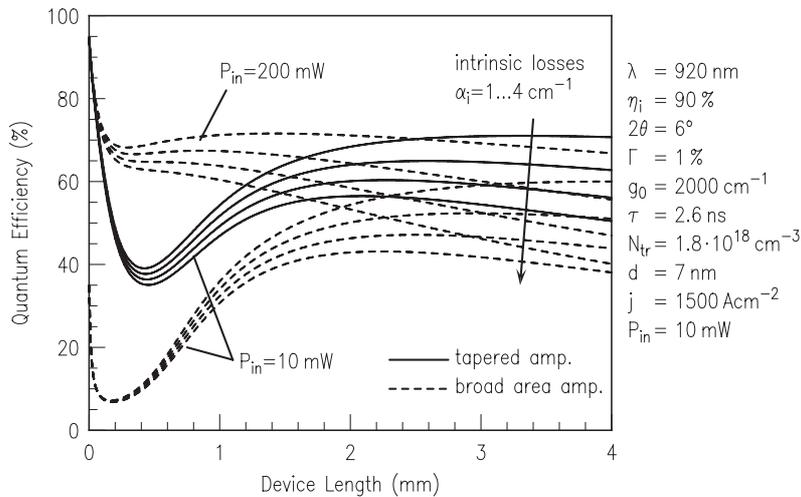


Abbildung 4.3: Quanteneffizienz η_q von Breitstreifen- und Trapezverstärkern in Abhängigkeit von der Bauteillänge L . Die Eingangsleistungen betragen $P_{\text{in}} = 10 \text{ mW}$ für den Trapezverstärker und 10 bzw. 200 mW für den Breitstreifenverstärker. Bei der Berechnung der Quanteneffizienz wurden die intrinsischen Verluste jeweils von 1 bis 4 cm^{-1} variiert.

Alle Bauteilparameter, die in die Rechnung eingehen, sind rechts neben dem Diagramm in Abbildung 4.3 aufgeführt. Sie liegen in Größenordnungen, wie sie üblicherweise bei Epitaxiematerial für kantenemittierende Hochleistungsbauteile ermittelt werden. Der Trapezverstärker hat eine $5 \mu\text{m}$ breite Eingangsapertur und einen vollen Trapezwinkel von $2\varphi = 6^\circ$. Um einen

idealen Gaußstrahl optimal zu verstärken, ist die trapezförmige Gewinnzone der Strahlkaustik eines Gaußstrahles nach Gleichung (3.6) nachempfunden. Er wird mit einer Eingangsleistung von $P_{\text{in}}=10\text{ mW}$ betrieben, was einer lateralen Leistungsdichte von $2\text{ mW}/\mu\text{m}$ entspricht. Der Breitstreifenverstärker hat eine $100\ \mu\text{m}$ breite aktive Zone und wird einmal mit der gleichen Eingangsleistung von $P_{\text{in}}=10\text{ mW}$ betrieben und zum anderen mit der gleichen Leistungsdichte, was einer Eingangsleistung von 200 mW entspricht. Die Quanteneffizienz wird für beide Bauteile mit einer Stromdichte von $j=1500\text{ Acm}^{-2}$ und intrinsischen Verlusten von $\alpha_i=1\dots 4\text{ cm}^{-1}$ berechnet.

Wie man dem Diagramm entnehmen kann, fällt die Quanteneffizienz des Trapezverstärkers vom Anfangswert 1 zunächst steil ab, was daran liegt, daß bei geringen Längen die Breite der Gewinnzone und damit der injizierte Strom stärker zunimmt als die optische Leistungsdichte. Bei weiterer Erhöhung der Länge läßt aber die stark wachsende Intensität die Quanteneffizienz wieder ansteigen. Aufgrund der Gewinnsättigung erreicht sie schließlich ein Maximum. Je geringer die intrinsischen Verluste sind, umso höher fällt dieses Maximum aus und umso größer kann die Bauteillänge gewählt werden, für die ein effizienter Betrieb möglich ist.

Der Breitstreifenverstärker zeigt bei gleicher Eingangsleistung prinzipiell das gleiche Verhalten. Der Abfall bei kleinen Längen fällt jedoch viel deutlicher aus und die Quanteneffizienz ist immer geringer verglichen mit dem Trapezverstärker. Bei dieser geringen Eingangsleistung kann der breite vordere Teil des Verstärkers noch schlechter gesättigt werden als beim Trapezverstärker. Erhöht man dagegen die Eingangsleistung auf 200 mW , so daß die optische Leistungsdichte der des Trapezverstärkers gleichkommt, befindet sich der Breitstreifenverstärker fast von Anfang an in Gewinnsättigung. Die Quanteneffizienz zeigt dann kein lokales Minimum mehr, sondern fällt je nach Höhe der intrinsischen Verluste monoton mit der Bauteillänge ab. Will man also kleine optische Leistungen, wie sie z.B. von einmodigen *ridge-waveguide*-Lasern emittiert werden, effizient auf mehrere Watt verstärken, sind in diesem Fall die Trapezverstärker der Breitstreifengeometrie vorzuziehen. Nur wenn der zu verstärkende Strahl schon ausreichend Leistung besitzt, lohnt sich der Einsatz von Verstärkern mit breiterer Eingangsapertur, wie reine Breitstreifenverstärker [40, 41] oder Trapezverstärker mit breiter Eingangsapertur [42, 12].

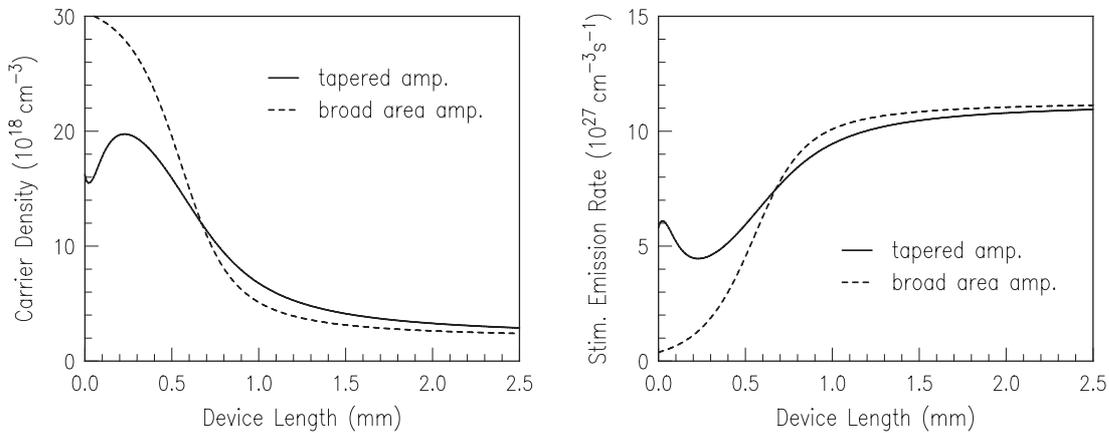


Abbildung 4.4: Berechnete Ladungsträgerdichte und stimulierte Rekombinationsrate in Abhängigkeit von der Bauteillänge für einen Trapez- und Breitstreifenverstärker.

Das kann man auch anhand eines Vergleichs der Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone erkennen, wie er im linken Diagramm von Abbildung 4.4 dargestellt ist. Bei kleinen Bauteillängen ist die Ladungsträgerdichte hoch, da die vorhandene Intensität noch zu gering ist, um die Ladungsträger effizient durch stimulierte Emission rekombinieren zu lassen. Das Bild ist geprägt von einer relativ niedrigen stimulierten Rekombinationsrate, wie man im rechten Diagramm

von Abbildung 4.4 sehen kann. Beim Trapezverstärker ist dieser Effekt jedoch sehr viel geringer ausgeprägt aufgrund der höheren Leistungsdichte an der Eingangsfacette. Erst bei weiterem Durchlauf durch den Verstärker wird die Besetzungsinversion der Ladungsträger durch stimulierte Emission effizient abgeräumt.

Die niedrigere Ladungsträgerdichte bzw. die höhere stimulierte Rekombinationsrate des Trapezverstärkers verglichen mit der des Breitstreifenverstärkers führt zu einer Verringerung der spontanen und nichtstrahlenden Rekombinationen schon im vorderen Teil des Verstärkers. Damit wird auch die verstärkte spontane Emission des Bauteils reduziert. Um also eine effiziente, durch den eingekoppelten Laserstrahl stimulierte Rekombination bei gleichzeitiger Unterdrückung der verstärkten spontanen Emission zu erreichen, ist es anzustreben, daß das Bauteil über seine ganze Länge möglichst gut in Gewinnsättigung betrieben wird.

Die Trapezgeometrie hat hier den Vorteil, daß dafür nur geringe Eingangsleistungen notwendig sind. Das wird auch aus Abbildung 4.5 ersichtlich. Hier ist die extrahierte Nettogleistung

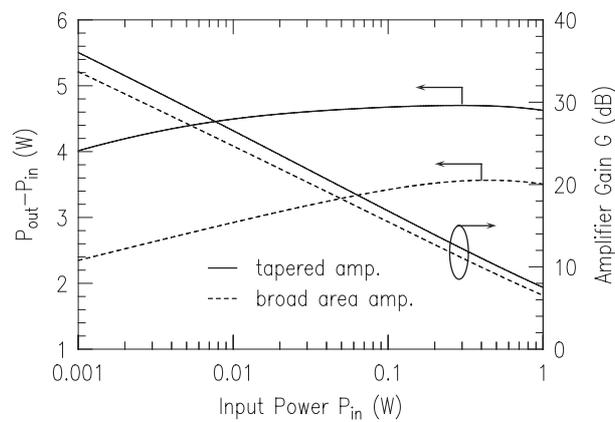


Abbildung 4.5: Extrahierte Nettogleistung $P_{out} - P_{in}$ und Verstärkergewinn G in Abhängigkeit von der eingekoppelten Leistung P_{in} für Trapez- und Breitstreifenverstärker.

$P_{out} - P_{in}$ und der Gewinn G der Verstärker über der eingekoppelten Leistung P_{in} aufgetragen. Der Verstärkergewinn nimmt in der doppelt logarithmischen Auftragung linear mit der Eingangsleistung für beide Verstärkertypen ab. Er ist aber für die Trapezgeometrie in jedem Fall höher als der Gewinn des Breitstreifenverstärkers. Je kleiner die eingekoppelte Leistung ist, umso größer fällt dieser Unterschied aus, wie man auch deutlich aus den Kurven für die extrahierte Nettogleistung entnehmen kann.

4.2 Filamentierungen

Da Bauteile mit breiter aktiver Zone wie Breitstreifen- oder Trapezlaser und -verstärker keine laterale Führung der optischen Welle haben, führt jede lokale Erhöhung des Brechungsindex zu Selbstfokussierung. Dadurch zerfällt das laterale Modenprofil in einzelne lokale Intensitätsspitzen, sog. Filamente, wenn die Breite des Bereiches, in die der Strom injiziert wird, 15–20 μm überschreitet [43, 44, 45]. Die Filamentierung gestaltet die Skalierung der Bauteile zu hohen Leistungen schwierig, da durch die Intensitätsspitzen die Ausgangsfacetten lokal durch COMD Schaden nehmen. Auch die Strahlqualität leidet beträchtlich unter der Ausbildung von Filamenten [46].

Als Hauptursache für die Entstehung der Filamente kommen durch die Gewinnsättigung induzierte lokale Änderungen des Brechzahlprofils in Betracht. In Abschnitt 7.2 wird mit dem

α -Faktor eine Größe eingeführt, die die Änderung des Realteils $\Delta n(y, z)$ der Brechzahl mit dem optischen Gewinnkoeffizienten $g(y, z, I)$ beschreibt:

$$\Delta n(y, z) = -\frac{\alpha \Gamma g(y, z, I)}{2k_0}. \quad (4.13)$$

Aufgrund der Gewinnsättigung hat eine inhomogene laterale Intensitätsverteilung auch eine inhomogene laterale Variation des Gewinnkoeffizienten und damit über Gleichung (4.13) auch eine Variation des Brechungsindex zur Folge. Unter der Annahme der linearen Abhängigkeit (5.11) des Gewinnkoeffizienten von der Stromdichte ergibt sich für die Brechzahländerung

$$\Delta n(y, z) = -\frac{\alpha \Gamma g_0(y, z)}{2k_0(1 - I(y, z)/I_{\text{sat}})}. \quad (4.14)$$

An Stellen mit hoher optischer Intensität werden die Ladungsträger vermehrt durch stimulierte Emission abgeräumt. Der optische Gewinn ist dann dort aufgrund der Gewinnsättigung reduziert. Dieser Effekt ist auch unter dem Begriff *spatial hole burning* bekannt. Aufgrund des Zusammenhangs in Gleichung (4.14) erfahren diese Stellen also eine kleinere Erniedrigung der lokalen Brechzahl als benachbarte Stellen mit geringerer Intensität. Orte mit hoher optischer Intensität weisen also einen erhöhten Brechungsindex auf. Dieses Brechzahlprofil resultiert während der Propagation in einer Selbstfokussierung, die die lokalen Intensitätsspitzen bzw. Filamente stabilisiert [47, 48].

Neben der ladungsträgerinduzierten Brechungsindexänderung wurden noch andere Ursachen für Filamentierung identifiziert. Theoretische Berechnungen zeigen, daß eine lokale Erwärmung des Bauteils, wie sie z.B. durch kleine Hohlräume im Lot zwischen Halbleiterchip und Wärmesenke entstehen können, durch temperaturinduzierte Brechungsindexgradienten Filamente initiieren kann [38, 46]. Auch Unregelmäßigkeiten im Eingangsstrahl eines Verstärkers ziehen die Bildung von Filamenten nach sich [45, 43]. Sind die Facetten nicht hinreichend gut genug entspiegelt, kommt es durch Wechselwirkung der gegenläufigen Strahlen ebenfalls zu spontaner Ausbildung von Filamenten und die Strahlqualität wird deutlich schlechter [49, 50]. Spontane Emission in Verstärkern wird ebenfalls als Ursache für Filamente genannt [51]. Dies zeigt einmal mehr die Notwendigkeit, Verstärker in Gewinnsättigung zu betreiben und die aktive Zone der Ausbreitung des eingekoppelten Strahles möglichst gut anzupassen, um spontane Rekombination der Ladungsträger effizient zu unterdrücken.

Betrachtet man Gleichung (4.13), sieht man, daß die ladungsträgerinduzierte Brechzahländerung proportional zum α -Faktor und zum Füllfaktor Γ ist. Die Neigung zu Filamentierung kann also durch diese beiden Größen beeinflusst werden. Sehr vielversprechende Resultate wurden durch eine Reduzierung des Füllfaktors durch Verbreiterung des vertikalen Wellenleiters erzielt [52, 53, 54]. Derartige Epitaxiefolgen werden als LOC- (*large optical cavity*) oder LMG-Strukturen (*low modal gain*) bezeichnet. Durch einen kleinen Füllfaktor reduziert sich zwar der modale Gewinn und damit die Quanteneffizienz und Ausgangsleistung. Bei langen Bauteilen ist dieser Effekt jedoch nicht wesentlich. Durch die erheblich verbesserte Strahlqualität gewinnt man eine bis zu einer Größenordnung erhöhte Brillanz der Ausgangsstrahlung.

Die andere Möglichkeit, Filamentierung wirksam zu unterdrücken, ist eine Reduzierung des α -Faktors. Der α -Faktor ist hauptsächlich durch den epitaktischen Schichtaufbau gegeben und liegt für die üblichen Quantenfilm-Laserstrukturen im Bereich 2–6. Um jedoch selbst bei hohen Pumpleistungen einen stabilen Betrieb zu gewährleisten, ist ein α -Faktor < 1 notwendig [55]. Dazu wurde in [56] der Einbau von zusätzlichen Epitaxieschichten zwischen Quantenfilm und Mantelschichten vorgeschlagen, die über den Kerrkoeffizienten die laterale Mode durch resonante Selbstdefokussierung stabilisieren. Diese Schichten dürfen jedoch nur eine etwa 30 meV größere Bandlücke aufweisen wie die aktive Zone. Ein solch geringer Bandoffset würde aber aufgrund thermischer Anregungen zu hohen Leckströmen führen und damit zu hohen Schwellströmen I_{th} und kleinen differentiellen Effizienzen η_d .

Im Gegensatz zu Bauteilen mit Breitstreifengeometrie reduziert die eingebaute Divergenz bei Trapezverstärkern die Neigung zu Filamentierung. Die Periode der Filamentstruktur ändert sich kontinuierlich bei der Ausbreitung der Wellenfronten. Dadurch erfahren die Filamente nur in einem limitierten Bereich ihre maximale Verstärkung. Generell resultieren größere Trapezwinkel in einer geringeren Neigung zu Filamentierung, wobei hier jedoch noch andere Randbedingungen berücksichtigt werden müssen. Durch die Divergenz wird außerdem jede exakt gegenläufige Propagation von reflektierten Wellenfronten ausgeschlossen. Zusätzlich wird die Intensität reflektierter Strahlen durch die Divergenz herabgesetzt.

4.3 Entspiegelung

Wie im vorangegangenen Abschnitt schon erwähnt hat die Höhe der Facettenreflektivität großen Einfluß auf die Strahlqualität der Ausgangsstrahlung. Durch Wechselwirkungen der hin- und rücklaufenden Wellen entstehen Instabilitäten, die die Ursache für die spontane Bildung von Filamenten darstellen [49]. Eine Erniedrigung der Reflektivität der Ausgangsfacette verringert die Intensität der rücklaufenden Wellen und unterdrückt somit diesen Prozeß. Da ein Verstärker zur Erzeugung von hohen Ausgangsleistungen bei hohen Strömen und einer damit verbundenen hohen Verstärkung betrieben wird, stellen sich an die Entspiegelungsschichten sehr hohe Anforderungen bezüglich der Reflektivität. Experimentelle Untersuchungen der Rückkopplungseffekte haben gezeigt, daß ab einem Reflexionsfaktor $R > -30$ dB an der Ausgangsfacette die Strahlqualität der Ausgangsstrahlung deutlich absinkt [50].

Bei ungenügender Facettenentspiegelung handelt man sich neben der Verschlechterung der Strahlqualität auch das grundlegende Problem ein, daß der Gewinn des Verstärkers durch die Fabry-Pérot-Resonanzen durchmoduliert ist. Das Gewinnspektrum setzt sich dann aus vielen äquidistanten Resonanzlinien zusammen, deren Breite kleiner als 0.1 nm ist. Für eine größtmögliche Verstärkung muß daher die Wellenlänge des Eingangssignals genau auf eine Resonanzlinie abgestimmt werden. Das erweist sich in der Praxis jedoch als schwierig, da sich die Resonanzfrequenzen von Signallaser und Verstärker mit der Temperatur und dem Pumpstrom ändern. Außerdem können mit einem Fabry-Pérot-Verstärker keine breitbandigen Signale verstärkt werden. Ein idealer Verstärker mit vollständig entspiegelten Facetten dagegen zeigt ein glattes Gewinnspektrum in einem weiten Wellenlängenbereich. Die Wellenlängenstabilität des Signallasers ist somit völlig unkritisch.

Da in der Praxis nur Entspiegelungen mit Restreflektivitäten > 0 hergestellt werden können, ist es wichtig, die obere Grenze für die Reflektivität zu kennen. Der *single-pass-gain* G_s , den die Welle bei einem Durchlauf durch das Bauteil erfährt, ist gegeben durch

$$G_s = \exp((\Gamma g - \alpha_i)L) . \quad (4.15)$$

Bezieht man die Resonanzeffekte mit ein, so ergibt sich für den Verstärkergewinn [57]

$$G = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} G_s \sin^2(2\pi(\nu - \nu_0)\frac{L}{c})} , \quad (4.16)$$

wobei R_1 und R_2 die Reflektivitäten der Ein- bzw. Ausgangsfacette und ν_0 die Resonanzfrequenz des Verstärkers ist. Verschwinden die Reflektivitäten R_1 und R_2 , ergibt sich als Verstärkergewinn wieder der *single-pass-gain* G_s . Für endliche Reflektivitäten erhält man ein moduliertes Gewinnspektrum mit der Breite $\frac{c}{2L}$, die als FSR (*free spectral range*) bezeichnet wird. Das Verhältnis zwischen maximalem und minimalem Gewinn wird als Modulationsindex m bezeichnet und ergibt sich zu

$$m = \frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} G_s}{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s} . \quad (4.17)$$

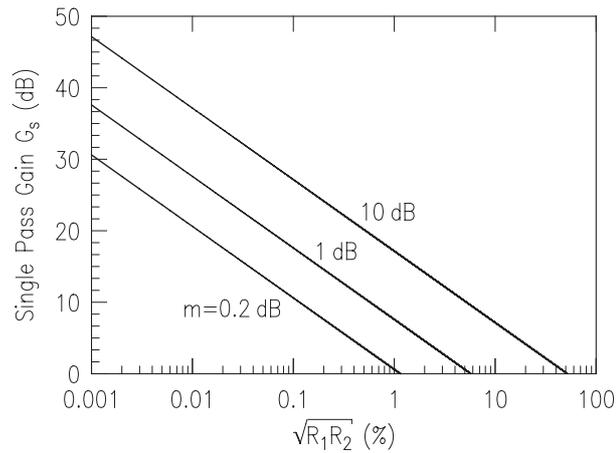


Abbildung 4.6: Zusammenhang zwischen dem *single-pass-gain* G_s und der effektiven Reflektivität $\sqrt{R_1 R_2}$ der Facetten für verschiedene Modulationsindices m .

Der Modulationsindex hängt nur von der effektiven Reflektivität $\sqrt{R_1 R_2}$ und dem *single-pass-gain* G_s ab. Anders ausgedrückt hängt die Reflektivität $\sqrt{R_1 R_2}$, die notwendig ist, um den Modulationsindex m unter einem bestimmten Wert zu halten, vom *single-pass-gain* G_s ab. Dieser Zusammenhang ist für verschiedene m in Abbildung 4.6 dargestellt. Nach [58] gilt für einen guten Verstärker $m < 3$ dB. Erlaubt man z.B. bei einem *single-pass-gain* von $G_s = 20$ dB eine Restmodulation von $m = 1$ dB, so müssen die Restreflektivitäten $R_1 = R_2$ der Facetten deutlich unter 10^{-3} gehalten werden.

Kapitel 5

Vertikaler Schichtaufbau

5.1 Epitaktische Schichtstruktur

Die für diese Arbeit verwendeten aktiven Strukturen wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (*molecular beam epitaxy, MBE*) bzw. metallorganische Gasphasenepitaxie (*metal organic vapor phase epitaxy, MOVPE*) hergestellt. Die Epitaxie hat einen sehr großen Einfluß auf die Eigenschaften der Bauteile. Durch sie werden die Emissionswellenlänge bei Lasern bzw. die Wellenlänge mit maximalem Gewinn bei Verstärkern, sowie die elektrischen Eigenschaften und die Effizienz der Bauteile festgelegt. Die Zusammensetzung und Dicken der einzelnen Schichten bestimmen die vertikale Wellenführung und damit auch die Abstrahlcharakteristik. Dies alles wiederum wirkt auf das Verhalten in lateraler Richtung zurück.

Für den Zielwellenlängenbereich von 920–940 nm ist AlInGaAs das Materialsystem der Wahl. Wie man aus Abbildung 5.1 erkennen kann, lassen sich Schichten aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit sehr geringer Defektdichte auf GaAs-Substrat einkristallin aufwachsen, da die Gitterkonstante nahezu unabhängig von der Aluminiumkonzentration x ist. Gleichzeitig lassen sich in diesem Materialsystem für den genannten Wellenlängenbereich große Brechzahlkontraste und Unterschiede in der Bandlücke realisieren, so daß sich der Ladungsträgereinschluß und die Führung der optischen Welle in weiten Bereichen maßschneidern lassen.

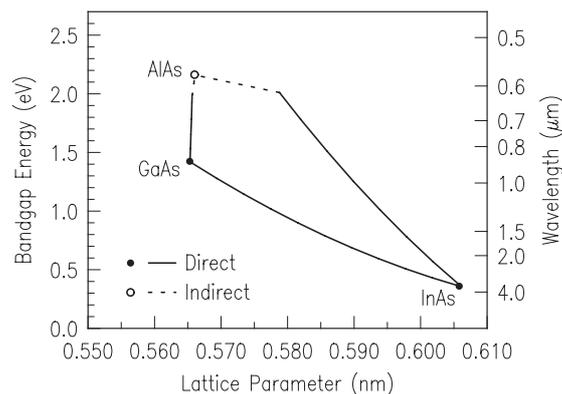


Abbildung 5.1: Bandlückenenergien von GaAs, AlAs, InAs und deren ternären Verbindungen [59].

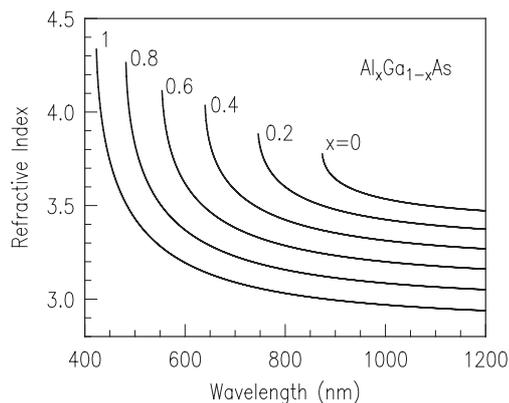


Abbildung 5.2: Dispersion des Brechungsindex von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ in Abhängigkeit des Aluminiumgehalts x [60].

5.1.1 Der aktive Bereich

In Abbildung 5.4 ist der typische Schichtaufbau dargestellt, wie er für die Herstellung von Hochleistungs-Diodenlaser oder Verstärker Verwendung findet. In der Mitte befindet sich als aktive Zone ein 7–8 nm dicker Quantenfilm umgeben von GaAs-Spacerschichten, deren Dicke in derselben Größenordnung liegt. Diese Schichten verbessern die Oberflächenmorphologie und verhindern die Entstehung von nichtstrahlenden Rekombinationszentren [61].

Zur Lichtemission im genannten Wellenlängenbereich enthält der Quantenfilm etwa 13% Indium. Nach Diagramm 5.1 weicht damit die Gitterkonstante deutlich von der des Substrats GaAs ab, was eine biaxiale Verspannung des Gitters zur Folge hat. Die Dicke des Quantenfilms liegt aber noch weit unterhalb der kritischen Schichtdicke von etwa 24 nm, ab der das Material aufgrund zu hoher Verspannung relaxiert [61, 62].

Nach [61] wird die Energie, die bei der Rekombination von Elektronen und Löchern im Quantenfilm frei wird, durch drei Faktoren bestimmt. Zum einen natürlich durch die Bandlückenenergie des $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ -Bulkmaterials, die sich nach [63] durch den Ausdruck $E_g = 1.424 - 1.614y + 0.54y^2$ berechnet. Dazu addiert sich ein Beitrag, der durch die kompressive Verspannung des Quantenfilms verursacht wird. Als letztes muß noch eine Erhöhung der Elektron-Loch-Übergangsenergie durch die Quantisierung der Energieniveaus im Leitungs- und Valenzband berücksichtigt werden. In Abbildung 5.3 ist der berechnete optische Gewinnkoeffizient für einen 8 nm breiten $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Quantenfilm dargestellt, der diese drei Faktoren alle berücksichtigt.

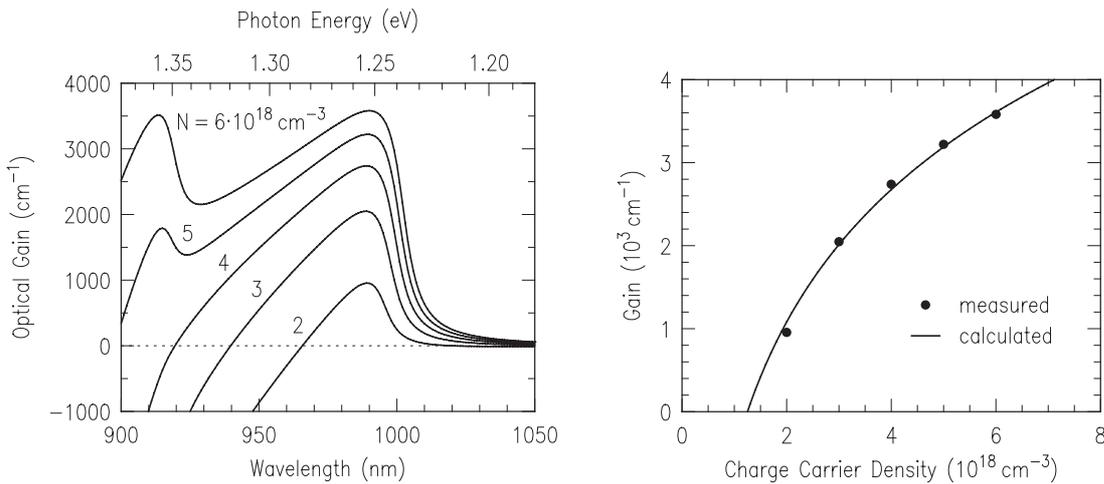


Abbildung 5.3: Berechnetes Gewinnspektrum (links) eines 8 nm dicken $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -Quantenfilms für verschiedene Ladungsträgerdichten, der in GaAs eingebettet ist [64]. Rechts daneben ist der logarithmische Zusammenhang zwischen maximalem Gewinn und Ladungsträgerdichte zu erkennen.

Der Vorteil bei der Verwendung von einem oder mehreren verspannten Quantenfilmen gegenüber Doppelheterostrukturen sind die extrem kleinen Transparenzstromdichten bei gleichzeitig hohem modalen Gewinn bzw. Quanteneffizienz [65, 66, 67], da nur ein kleines aktives Volumen gepumpt werden muß. Außerdem ist der Materialgewinn höher und die spektrale Verschiebung der Gewinnkurve mit dem injizierten Strom durch band-filling-Effekte geringer, was auf die höhere Zustands- bzw. Ladungsträgerdichte und deren schmalere energetische Verteilung im Quantenfilm zurückzuführen ist.

Damit die Ladungsträger effizient rekombinieren können, muß für einen guten Einschluß der Ladungsträger im Quantenfilm gesorgt werden. Es ist wichtig, daß auch bei Erwärmung des

Bauteils im Betrieb die Elektronen und Löcher thermisch nicht wieder in die Wellenleiterschichten reemittiert werden, da sie dort entweder nichtstrahlend oder bei anderer Wellenlänge rekombinieren und so die propagierende Welle nicht verstärken. Dies kann durch einen genügend hohen Offset im Leitungs- und Valenzband zwischen Quantenfilm und den umgebenden Wellenleiterschichten unterstützt werden. Beernink et al. setzen für die leicht beweglichen Elektronen als Untergrenze für den Offset im Leitungsband ~ 75 meV an [68].

5.1.2 Wellenführende Schichten

Die Schichten, die den aktiven Bereich umschließen, bilden einen Filmwellenleiter. Sie sorgen in vertikaler Richtung für die Führung der optischen Welle. Wie aus den obersten zwei Diagrammen in Abbildung 5.4 zu entnehmen ist, schließen sich direkt an den Quantenfilm zwei Schichten mit höherem Brechungsindex an, die den Wellenleiterkern bilden. Darauf folgen die sog. Cladding- oder Mantelschichten mit niedrigerem Brechungsindex.

Das Brechzahlprofil wird dabei so gewählt, daß neben der Grundmode höchstens noch die nächsthöhere Mode ausbreitungsfähig ist. Diese wird aber nicht verstärkt, da sich die aktive Zone gerade in ihrem Wellenknoten befindet. Der vertikale Wellenleiter ist also einmodig. Die Schichtdicken und Brechzahlen bestimmen dabei die Form der propagierenden Mode. Im dritten Diagramm von Abbildung 5.4 ist das berechnete Nahfeld dargestellt. Aufgrund der kleinen Dimensionen ist es sehr aufwändig, das Nahfeld der propagierenden Mode experimentell zu bestimmen. Nähere Details zur Wellenausbreitung in Filmwellenleitern sind in Abschnitt 7.2 beschrieben.

Der Wellenleiterkern ist nominell undotiert, da dies zu hohe Verluste durch freie Ladungsträgerabsorption zur Folge hätte. Die Mantelschichten hingegen sind mit Kohlenstoff und Silizium entsprechend p- bzw. n-dotiert, um eine gleichmäßige Ladungsträgerinjektion in den Quantenfilm zu gewährleisten. Abgeschlossen wird die epitaktische Schichtfolge durch eine sehr hoch p-dotierte Kontaktschicht, was einen niedrigen Kontaktwiderstand in der nachfolgenden Prozessierung ermöglicht.

5.1.3 Füllfaktor und modaler Gewinn

Der Füllfaktor Γ ist ein Maß dafür, welcher Bruchteil der vertikalen Intensitätsverteilung $I(y)$ im Quantenfilm geführt wird. Er ist definiert als

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} I(y) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} I(y) dy}, \quad (5.1)$$

wobei d die Dicke des Quantenfilmes ist. Er beschreibt somit den Anteil der vertikalen Mode, der beim Durchlaufen des Bauteiles Verstärkung erfährt und somit den Materialgewinn g in den modalen Gewinn $g_m = \Gamma g$ überführt. Eine stark geführte Mode mit einem großen Überlapp mit dem Quantenfilm hat also einen hohen modalen Gewinn.

Wie schon in Abbildung 5.3 dargestellt ist, hängt der modale Gewinn Γg logarithmisch von der Ladungsträger- bzw. Stromdichte ab [64, 69]:

$$\Gamma g = \Gamma g_0 \ln \frac{j}{j_{tr}}, \quad (5.2)$$

mit dem Modengewinnparameter Γg_0 und der Transparenzstromdichte j_{tr} . Bei der Transparenzstromdichte j_{tr} erfährt die Mode im Wellenleiter weder Gewinn noch Verlust ($\Gamma g = 0$), d.h. das Material ist für die propagierende Mode gerade transparent.

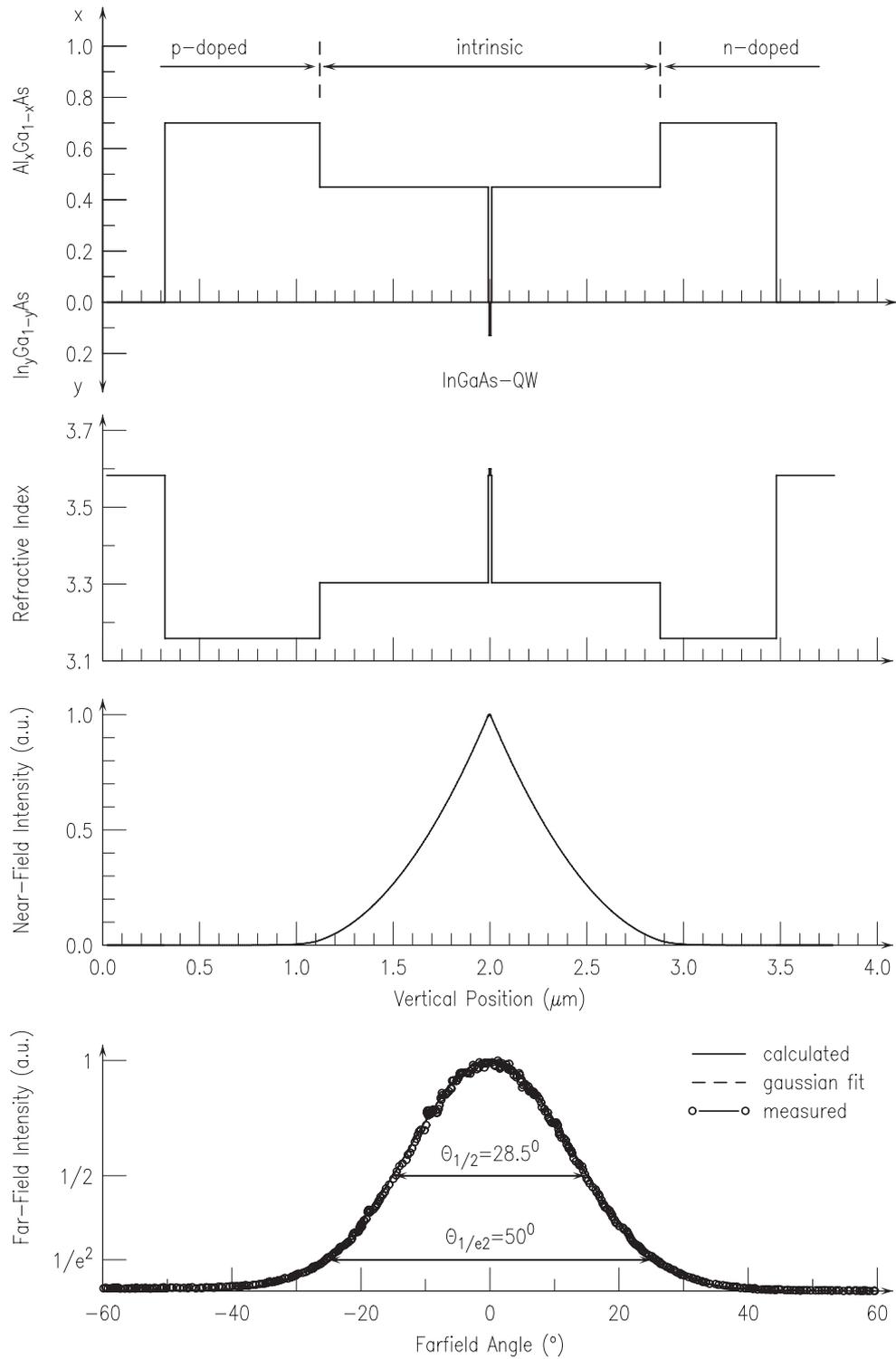


Abbildung 5.4: Typischer epitaktischer Schichtaufbau eines Halbleiter-Hochleistungsverstärkers, daraus berechnetes Brechzahlprofil und Intensitätsverteilung der vertikalen Mode und gemessene und berechnete Fernfeldverteilung.

5.1.4 Designbetrachtungen

Der modale Gewinn kann nach Gleichung (5.2) zum einen durch Optimierung des Materialgewinns gesteigert werden. Dies wird hauptsächlich durch das Design und die Wachstumsbedingungen der aktiven Zone beeinflusst. Zum anderen kann über das Design des vertikalen Wellenleiters der Füllfaktor und somit der Modengewinn verändert werden. Um einen möglichst hohen Modengewinn und damit hohe differentielle Effizienzen und niedrige Schwellströme zu erzielen, kann man den Füllfaktor möglichst groß wählen. Das erreicht man mit GRINSCH-Strukturen. Hier ist der Wellenleiterkern relativ schmal und geht durch einen Gradienten im Aluminiumgehalt allmählich in die Mantelschichten über, wodurch auch die Ladungsträgerinjektion unterstützt wird [70].

Bei der in Abbildung 5.4 beschriebenen Schichtfolge handelt es sich jedoch um eine sog. LOC-Struktur [71, 72]. Damit ist gemeint, daß der Kern des epitaktischen Wellenleiters möglichst breit gewählt wird. Dadurch bildet sich eine breite vertikale Mode aus, womit dann natürlich auch ein kleiner Füllfaktor verbunden ist. Die dadurch verursachten Einbußen bei Effizienz und Schwellströmen werden aber in Kauf genommen, da man eine Reihe von Vorteilen dadurch gewinnt. Darüberhinaus läßt sich dennoch eine hohe Effizienz aufrechterhalten, da Hochleistungsbauteile relativ lang sind. Deswegen müssen solche Bauteile aber auf niedrige intrinsische Verluste $\alpha_i < 2$ optimiert werden. Um z.B. Absorption durch freie Ladungsträger gering zu halten, darf die Welle nicht in Bereichen hoher Dotierung propagieren.

In Hochleistungsbauteilen wird die laterale Strahlqualität durch die Ausbildung von Filamenten erheblich beeinträchtigt. Wie schon in Abschnitt 4.2 beschrieben wurde, ist die Hauptursache für Filamentierung räumliches Lochbrennen (*spatial hole burning*), eine Wechselwirkung zwischen optischer Welle und Ladungsträgern. Durch einen kleinen Füllfaktor wird diese Wechselwirkung vermindert, so daß das laterale Strahlprofil weniger durch Filamente moduliert wird. Derartige Strukturen sind unter dem Schlagwort LMG-Strukturen (*low modal gain structures*) bekannt geworden [52, 53, 54].

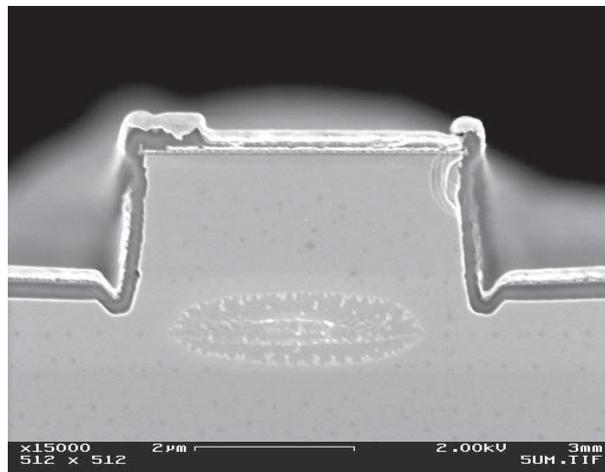


Abbildung 5.5: Elektronenmikroskopische Aufnahme der Facette eines Lasers mit Rippenwellenleiter nach Zerstörung durch COMD. Man kann noch deutlich die Form der Intensitätsverteilung des Nahfelds der Grundmode erkennen.

Durch ein breites vertikales Nahfeld wird aber auch ein anderes Problem von Hochleistungsbauteilen entschärft. Die optische Ausgangsleistung ist durch eine plötzliche Zerstörung der Facette durch COMD (*catastrophic optical mirror damage*) begrenzt. Dies ist kein reversibler Vorgang

wie beim thermischen Überrollen, das durch stärkere Kühlung des Bauteiles verbessert werden kann. Abbildung 5.5 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Facette eines Lasers mit Rippenwellenleiter nach COMD. Maximal erreichbare Leistungsdichten auf der Facette sind ca. 30 MW/cm^2 für aluminiumhaltige [2] und 22 MW/cm^2 für aluminiumfreie Materialsysteme [7]. Der Auslöser für COMD ist die Oxidation der Facetten, was bei hohen Ausgangsleistungen zur lokalen Aufheizung der Facetten führt [73]. Es werden Temperaturen an der Facette von bis zu 450°C erreicht, wie mit Raman-Spektroskopie gemessen wurde [74, 75]. Die Dynamik der Mechanismen, die für die Facettendegradation verantwortlich sind, sind detailliert in [73] beschrieben. Mit geeigneten Facettenbeschichtungen kann die Korrosion der Facette drastisch reduziert werden. Dadurch wird ein COMD vermieden oder die Degradation der Spiegel zumindest erheblich verbessert [76].

Für Hochleistungsbauteile gilt für die maximal erreichbare Ausgangsleistung

$$P_{\text{max,cw}} = \frac{d}{\Gamma} W \frac{1-R}{1+R} \bar{P}_{\text{COMD}}, \quad (5.3)$$

wobei W die Streifenbreite, R die Reflektivität der Ausgangsfacette und \bar{P}_{COMD} die interne optische Leistungsdichte bei Erreichen des COMD ist [77]. Daraus kann man erkennen, daß ein kleiner Füllfaktor die maximal erreichbare Ausgangsleistung steigen läßt, da sich die optische Leistung auf eine größere Fläche verteilt.

5.1.5 Fernfeld

Ein breites optisches Nahfeld zeichnet sich, wie weiter unten gezeigt wird, auch durch eine kleine Divergenz im Fernfeld aus. Das erleichtert z.B. die Kopplung in Glasfasern. Ebenso geht nur ein kleinerer Teil der optischen Leistung an den Linsen im Strahlengang durch deren begrenzter numerischer Apertur verloren.

Zur Berechnung des Fernfeldes wird von der Wellengleichung im freien Raum ausgegangen. Für eine TE-Welle lautet diese:

$$\frac{\partial^2 E_y(x, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y(x, z, t)}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y(x, z, t)}{\partial t^2}. \quad (5.4)$$

Da in Quantenfilmen die Verstärkung der TE-Mode dominiert [78, 79], wurde dabei berücksichtigt, daß $E_x = E_z = H_y = 0$ gilt. Ebenso soll eine Abhängigkeit in y -Richtung vernachlässigt werden ($\partial/\partial y = 0$). Löst man nun die Wellengleichung, erhält man als Ergebnis die elektrische Feldverteilung in der x - z -Ebene in Abhängigkeit des Winkels Θ zur optischen Achse. Diese ist proportional zur Fouriertransformierten der Verteilung des elektrischen Feldes $E(x, z = 0)$ auf der Facette [80]. Die meßtechnisch leicht zugängliche Größe ist jedoch die Intensitätsverteilung im Fernfeld. Für sie ergibt sich normiert auf die Intensität auf der optischen Achse ($\Theta = 0$)

$$\frac{I(\Theta)}{I(0)} = \frac{g^2(\Theta)}{g^2(0)} \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, 0) \exp(ikx \sin \Theta) dx \right|^2}{\left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x, 0) dx \right|^2}. \quad (5.5)$$

Dabei ist $g(\Theta)$ der sog. *Huygens obliquity factor*, der sich in der Berechnung von Casey und Panish zu $g(\Theta) = \cos \Theta$ ergibt [80]. Hockham ermittelte für $g(\Theta)$ eine etwas genauere Abhängigkeit, die aber für kleine Fernfeldwinkel wieder von der Kosinusabhängigkeit geprägt wird [81]:

$$g(\Theta) = \frac{2 \cos \Theta \left[\sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta} + n_{\text{eff}} \right]}{\cos \Theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}}. \quad (5.6)$$

Bei der Berechnung des Fernfeldes wird die Variation des Brechungsindex n über dem Bauelement vernachlässigt und näherungsweise $n = n_{\text{eff}}$ gesetzt, was aber nur einen minimalen Fehler zur Folge hat.

Die Intensitätsverteilung im Fernfeld kann leicht mit einem schwenkbaren Detektor gemessen werden. Im unteren Diagramm von Abbildung 5.4 ist das gemessene Fernfeld der beschriebenen LOC-Epitaxiestruktur dargestellt. Es stimmt innerhalb der Linienbreite mit der aus der Schichtstruktur nach Gleichung (5.5) berechneten Fernfeldverteilung überein. Man kann außerdem erkennen, daß das Fernfeld fast identisch ist mit einer Gaußverteilung.

Das Fernfeld ist wie erwartet sehr schmal. Der Fernfeldwinkel Θ_{FWHM} , bei der die Intensität auf ihren halben Wert abgefallen ist, beträgt lediglich 28.5° . Oft wird auch zur Strahlcharakterisierung der Wert herangezogen, bei dem die Intensität auf das $1/e^2$ -fache abgefallen ist, was dem 4σ -Bereich einer Gaußverteilung entspricht. Hier weist das Fernfeld aus Abbildung 5.4 einen Wert von 50° auf.

Gute Kollimationsobjektive haben eine numerische Apertur von bis zu 0.68, was einem vollen Öffnungswinkel von 85.7° entspricht. Damit wird in vertikaler Richtung fast nichts von der optischen Ausgangsleistung abgeschnitten. Bei Bauteilen mit etwas größerer Divergenz muß man allerdings durchaus mit Kollimationsverlusten von 10–20% rechnen. Durch das Abschneiden und der Beugung an der Linsenapertur verschlechtert sich die Strahlqualität dramatisch.

5.2 Bewertung der Epitaxie

Zur Bewertung und Optimierung der Epitaxie wurde jeweils ein Teil der Wafer dazu verwendet, um daraus einfache Testlaser herzustellen. Aus deren Kennlinien kann man wichtige Kenngrößen erarbeiten, wie z.B. Gewinn, Transparenzstromdichte, interner Wirkungsgrad und intrinsische Verluste. Das sind charakteristische Parameter für die Qualität der Epitaxie.

Die Testlaser werden in einem einfachen Verfahren hergestellt, um ein schnelles Feedback zur Epitaxieverbesserung zu ermöglichen. Zuerst wird ein Ti/Pt/Au-Kontakt in $100\ \mu\text{m}$ breiten Streifen auf die p-Seite der Probe aufgedampft und mit der Lift-off-Technik strukturiert. Den p-Kontakt benutzt man anschließend als Maske, um die oberste hochdotierte Kontaktschicht des Halbleiters naßchemisch wegzuzüßen, damit die Laser später elektrisch nicht kurzgeschlossen sind. Danach wird die Probe abgedünnt und der n-Kontakt aus AuGe/Ni/Au aufgebracht und einlegiert. Abschließend werden von der Probe Barren mit unterschiedlichen Resonatorlängen abgespalten.

Aus den Kennlinien dieser Laser können dann die entsprechenden Daten für die Bewertung der Epitaxie gewonnen werden. Abbildung 5.6 zeigt die Ausgangskennlinien von einigen verschiedenen langen Lasern. Die Messungen werden gepulst durchgeführt, um thermische Einflüsse auf die Kennlinien auszuschließen. Die optische Ausgangsleistung eines Lasers ist gegeben durch

$$P = \frac{hc}{q\lambda} \eta_d (I - I_{\text{th}}), \quad (5.7)$$

wobei λ die Wellenlänge des Lasers, η_d die differentielle Quanteneffizienz und I_{th} den Schwellstrom des Lasers darstellt [82]. Legt man oberhalb der Laserschwelle eine Ausgleichsgerade durch die Laserkennlinie, erhält man aus dem Schnittpunkt mit der Abszisse den jeweiligen Schwellstrom I_{th} , aus der Steigung hingegen kann man die differentielle Quanteneffizienz η_d bestimmen.

5.2.1 Differentielle Quanteneffizienz η_d

Die differentielle Quanteneffizienz η_d in Gleichung (5.7) gibt das Verhältnis von differentiellem Anstieg der oberhalb der Schwelle pro Zeiteinheit emittierten Photonen $dP/(\hbar\omega)$ zu der Zahl

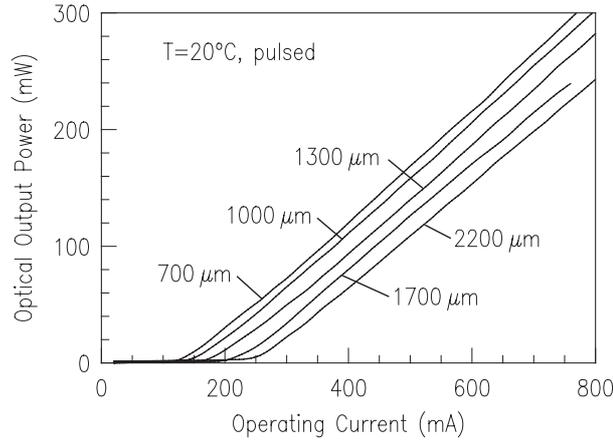


Abbildung 5.6: Gepulste Ausgangskennlinien von Testlasern zur Bestimmung der Epitaxieparameter. Die Breite des aktiven Bereichs beträgt $100\ \mu\text{m}$, die Resonatorlänge ist im Diagramm angegeben.

der pro Zeiteinheit injizierten Elektronen dI/q an. Sie ist gegeben durch

$$\eta_d = \frac{dP/(\hbar\omega)}{dI/q} = \frac{\eta_i}{1 + \alpha_i \frac{L}{\ln(1/R)}}, \quad (5.8)$$

mit der Resonatorlänge L und dem geometrischen Mittel $R = \sqrt{R_1 R_2}$ der beiden Spiegelreflektivitäten. Da die Facetten hier unbeschichtet sind, gilt $R_1 = R_2 \approx 30\%$. η_i wird als interne Quanteneffizienz bezeichnet und gibt den Anteil der Ladungsträger an, die in der aktiven Zone für strahlende Rekombination zur Verfügung stehen. Sie setzt sich aus mehreren Faktoren zusammen. Zum einen können Ladungsträger durch laterale Stromaufweitung (*current spreading*) außerhalb des aktiven Bereichs verloren gehen. Aber auch in vertikaler Richtung treten Verluste durch Leckströme und Rekombination außerhalb des Quantenfilms auf. Ebenso tragen die nichtstrahlenden Rekombinationen und die spontanen Rekombinationen nicht zur Lasermode bei [83].

Die intrinsische modale Absorption α_i hat ihre Ursache in der Streuung der optischen Mode an Kristalldefekten, Störstellen oder rauen Grenzschichten und in der Absorption durch freie Ladungsträger. Formt man Gleichung (5.8) etwas um, erhält man

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{\alpha_i}{\eta_i \ln \frac{1}{R}} L + \frac{1}{\eta_i}. \quad (5.9)$$

Trägt man nun $1/\eta_i$ über der Resonatorlänge L auf, erhält man eine Gerade, deren Schnittpunkt mit der Ordinate die interne Quanteneffizienz η_i angibt. Mit diesem Wert läßt sich dann aus der Steigung der Geraden die intrinsische Absorption α_i berechnen. In Abbildung 5.7 ist ein Beispiel einer Auftragung in der beschriebenen Art dargestellt. Es ergeben sich Werte von 76.6% für den internen Quantenwirkungsgrad und $1.0\ \text{cm}^{-1}$ für die intrinsischen Verluste. Für kleine Resonatorlängen weichen die Meßwerte vom linearen Verlauf ab. Aufgrund des hohen Schwellgewinns von Lasern mit kleinen Resonatorlängen kann es zu einem hohen Ladungsträgerüberschuß im Quantenfilm und den umgrenzenden Wellenleiterschichten kommen (*subband filling*). Dadurch steigt die intrinsische Absorption erheblich und die differentielle Quanteneffizienz η_d nimmt ab [84].

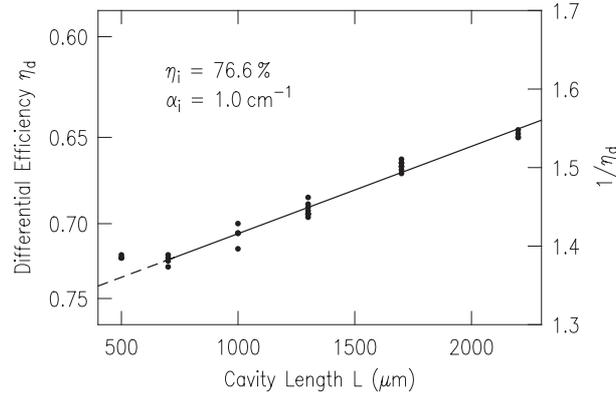


Abbildung 5.7: Differentieller Quantenwirkungsgrad η_d in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L zur Bestimmung von internem Quantenwirkungsgrad η_i und intrinsischer Absorption α_i .

5.2.2 Schwellstrom I_{th}

Die Schwellbedingung eines Resonators besagt, daß die optische Intensität nach einem Umlauf im Resonator unverändert bleiben muß. Daher muß der Gewinn g_{th} an der Schwelle gerade die intrinsischen Verluste α_i und die Auskoppelverluste über die Facetten $\alpha_{mirror} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ kompensieren:

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}. \quad (5.10)$$

Wie schon in Abschnitt 5.1.1 beschrieben, ist der Modengewinn Γg eine Funktion der Ladungsträgerdichte, die bei Quantenfilmlasern näherungsweise durch einen logarithmischen Zusammenhang beschrieben werden kann:

$$\Gamma g = \Gamma g_0 \ln \frac{j}{j_{tr}}, \quad (5.11)$$

mit der Transparenzstromdichte j_{tr} , bei der weder Gewinn noch Verlust bestehen ($\Gamma g = 0$). Betrachtet man die Verhältnisse an der Laserschwelle, so kann man die Gleichungen (5.10) und (5.11) gleichsetzen. Löst man dann das Resultat nach der Schwellstromdichte j_{th} auf, ergibt sich

$$j_{th} = j_{tr} \cdot \exp\left(\frac{\Gamma g_{th}}{\Gamma g_0}\right) = j_{tr} \cdot \exp\left(\frac{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}}{\Gamma g_0}\right). \quad (5.12)$$

Durch Logarithmieren dieser Gleichung erhält man weiterhin

$$\ln j_{th} = \ln j_{tr} + \frac{\alpha_i}{\Gamma g_0} + \frac{\ln \frac{1}{R}}{\Gamma g_0} \cdot \frac{1}{L}. \quad (5.13)$$

Trägt man also den Logarithmus der Schwellstromdichte über der reziproken Resonatorlänge auf, erhält man eine Gerade. In Abbildung 5.8 sind nun diese Werte für die gleichen Laser wie in Abbildung 5.7 aufgetragen und durch eine Ausgleichsgerade angenähert. Durch Dividieren von $\ln(1/R)$ durch die Steigung der Geraden ergibt sich der Modengewinnparameter Γg_0 . Man erhält hier einen Wert von 27.6 cm^{-1} . Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate gibt den Schwellstrom eines unendlich langen Lasers ($L \rightarrow \infty$) an. Das ist die minimal mögliche Schwellstromdichte für das jeweilige Epitaxiematerial, da bei unendlich langem Resonator die

Auskoppelverluste gegenüber den intrinsischen Verlusten vernachlässigbar klein sind. Aus Abbildung 5.8 liest man dafür einen Wert von $j_{\text{th},L \rightarrow \infty} = 96.2 \text{ Acm}^{-2}$ ab. Daraus läßt sich nach Gleichung (5.13) die Transparenzstromdichte j_{tr} berechnen:

$$j_{\text{tr}} = j_{\text{th},L \rightarrow \infty} \cdot e^{-\frac{\alpha_i}{\Gamma g_0}}. \quad (5.14)$$

Mit dem Wert $\alpha_i = 1.0 \text{ cm}^{-1}$ aus dem vorigen Abschnitt ergibt sich eine Transparenzstromdichte von 92.8 Acm^{-2} .

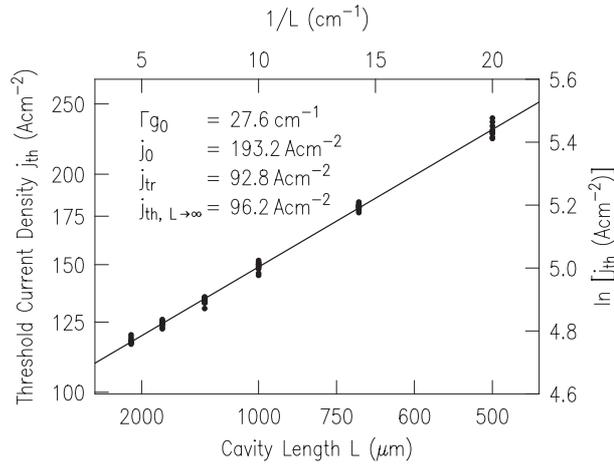


Abbildung 5.8: Auftragung der Schwellstromdichten in Abhängigkeit der Resonatorlänge zur Bestimmung der Transparenzstromdichte j_{tr} und des Modengewinnparameters Γg_0 .

Mit den eben ermittelten Parametern kann man nun den maximalen modalen Gewinn der Testlaser aus den Abbildungen 5.7 und 5.8 mit dem theoretischen logarithmischen Zusammenhang aus Gleichung (5.11) vergleichen. Das ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Die Punkte im Diagramm ergeben sich aus den Schwellstromdichten der verschiedenen langen Testlaser und dem dazugehörigen Schwellgewinn nach Gleichung (5.10). Die durchgezogene Linie wurde nach Gleichung (5.11) berechnet.

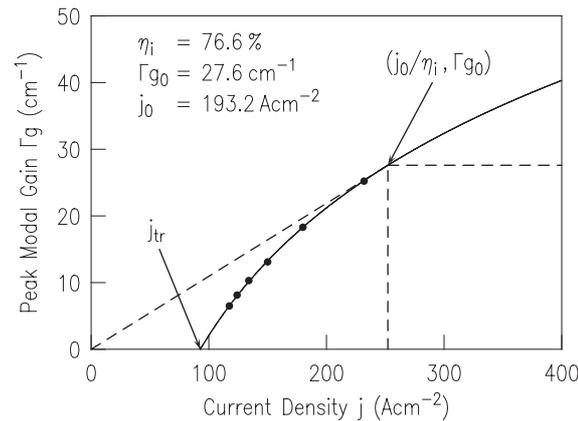


Abbildung 5.9: Maximaler Modengewinn Γg in Abhängigkeit von der Stromdichte j .

chung (5.11) mit den ermittelten Epitaxieparametern berechnet. Außerdem ist die Tangente durch den Ursprung dargestellt, mit dem Berührungspunkt $(j_0/\eta_i, \Gamma g_0)$ an die Gewinnkurve.

5.2.3 Elektrische Eigenschaften

Die elektrischen Eigenschaften werden in der Hauptsache durch den pn-Übergang bestimmt. In Abbildung 5.10 ist die Spannung an einer Laserdiode gegen den eingepprägten Strom aufgetragen. Oberhalb des für Dioden charakteristischen Knicks kann man die Kennlinie durch eine

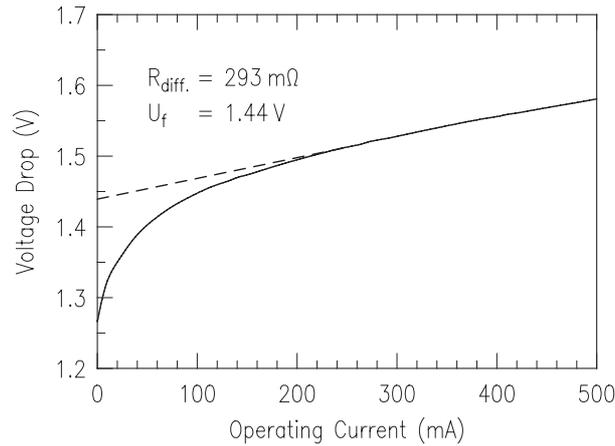


Abbildung 5.10: Beispiel einer Strom-Spannungskennlinie eines $100\ \mu\text{m}$ breiten und $500\ \mu\text{m}$ langen Lasers.

Gerade annähern. Der Schnittpunkt dieser Gerade mit der Ordinate ergibt die Flußspannung $U_f = 1.44\ \text{V}$. Im besten Fall wird die Flußspannung durch die Emissionswellenlänge bzw. den Bandabstand des aktiven Bereichs vorgegeben:

$$U_f \approx \frac{E_g}{q} = \frac{hc}{q\lambda}. \quad (5.15)$$

Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 910\ \text{nm}$ ergibt sich eine Flußspannung von $U_f = 1.36\ \text{V}$. Das deckt sich gut mit dem Wert aus Abbildung 5.10, was als Zeichen dafür zu werten ist, daß die Flußspannung keine merklichen Beiträge von z.B. nicht-ohmschen Kontakten oder Heterobarrieren enthält. Denn alles was für die injizierten Ladungsträger eine Potentialbarriere darstellt, kann die Flußspannung erhöhen. Ein niedriger Wert für die Flußspannung zeigt also, daß die Kombination von Epitaxie und Prozessierung funktioniert.

Dasselbe gilt für den differentiellen Widerstand oder Serienwiderstand R_{diff} der Diode. Er kann aus der Steigung des linearen Teils der Diodenkennlinie oberhalb der Flußspannung bestimmt werden und setzt sich aus dem spezifischen Schichtwiderstand $\rho_s = R_{\text{diff}}wL$ und den geometrischen Abmessungen der aktiven Fläche wL der Diode zusammen. Im Beispiel aus Abbildung 5.10 ergibt sich ein differentieller Widerstand von $R_{\text{diff}} = 293\ \text{m}\Omega$.

Der Serienwiderstand einer Diode wird hauptsächlich durch die Dotierung beeinflusst. Es ist jedoch nicht möglich, den Halbleiter bis nahe an den Quantenfilm zu dotieren, um einen niedrigen Serienwiderstand zu erreichen. Denn das hätte stark erhöhte optische Verluste durch freie Ladungsträgerabsorption zur Folge. Die Dotierung stellt also immer einen Kompromiß zwischen niedriger intrinsischer Absorption und niedrigem differentiellem Widerstand der Diode dar, was

wiederum auch von der Zielsetzung des Bauteils abhängt. Zu dem Beitrag der Halbleiterschichten zum Serienwiderstand addieren sich noch die Kontaktwiderstände, die jedoch im Idealfall eine Größenordnung kleiner sind und daher nicht so sehr ins Gewicht fallen.

Der spezifische Schichtwiderstand ρ_s kann experimentell bestimmt werden, indem man die Geometrie der Laser verändert, also entweder deren Länge oder Breite. Im Diagramm 5.11 sind die

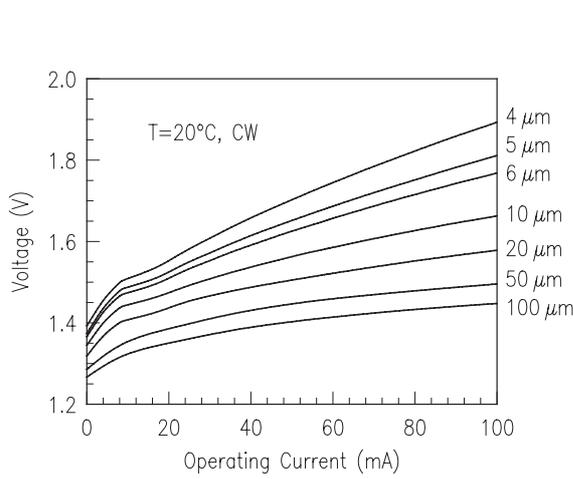


Abbildung 5.11: UI -Kennlinien von Lasern mit unterschiedlich breiten aktiven Bereichen. Die Länge betrug $500 \mu\text{m}$.

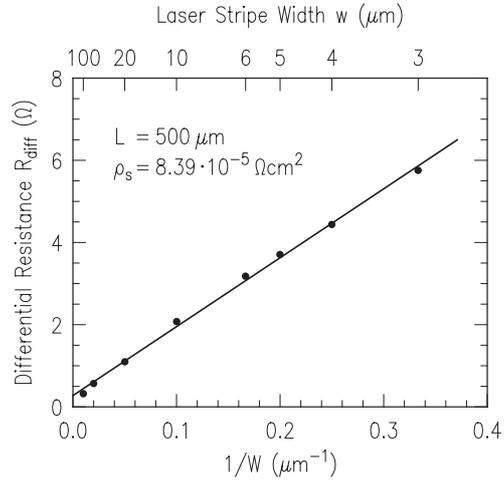


Abbildung 5.12: Differentieller Widerstand R_{diff} in Abhängigkeit von der Breite des aktiven Bereichs. Aus der Steigung der Ausgleichsgerade kann der spezifische Schichtwiderstand ρ_s ermittelt werden.

UI -Kennlinien von unterschiedlich breiten Lasern aufgetragen. Die Messungen wurden jeweils im cw-Betrieb durchgeführt. Trägt man die differentiellen Widerstände dieser Laser über der reziproken Breite des aktiven Bereichs auf, so kann man die Meßwerte durch eine Ausgleichsgerade approximieren. Aus der Steigung der Gerade kann man zusammen mit der Länge $L = 500 \mu\text{m}$ der Bauteile den spezifischen Schichtwiderstand berechnen. Es ergibt sich hier ein Wert von $\rho_s = 8.39 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$.

Für die von außen aufgewandte elektrische Leistung $P_{\text{el}} = UI$ ergibt sich dann mit der Spannung $U = U_f + R_{\text{diff}}I$ und dem differentiellen Widerstand $R_{\text{diff}} = \frac{\rho_s}{wL}$

$$P_{\text{el}} = U_f I + \frac{\rho_s}{wL} I^2. \quad (5.16)$$

5.2.4 Thermisches Verhalten

Für die Bewertung des thermischen Verhaltens wird die optische Ausgangsleistung eines Testlasers bei unterschiedlicher Temperatur der Wärmesenke gemessen. Das Bauteil wird dabei mit $10 \mu\text{m}$ langen Pulsen bei einem Tastverhältnis von 1% betrieben. Dadurch wird eine definierte Temperatur des Lasers sichergestellt und ein zusätzlicher Wärmeeintrag durch den Betrieb des Lasers ausgeschlossen. Abbildung 5.13 zeigt ein Kennlinienfeld, bei dem die Temperatur von -10°C bis $+40^\circ\text{C}$ in 5°C -Schritten variiert wurde. Man kann erkennen, daß mit zunehmender Temperatur der Schwellstrom ansteigt und der differentielle Quantenwirkungsgrad leicht abnimmt. Es hat sich herausgestellt, daß man das Temperaturverhalten der beiden Größen empirisch durch einen exponentiellen Zusammenhang beschreiben kann [85, 86]

$$j_{\text{th}}(T) \sim e^{\frac{T}{T_0}} \quad \text{bzw.} \quad \eta_d(T) \sim e^{\frac{T}{T_1}}. \quad (5.17)$$

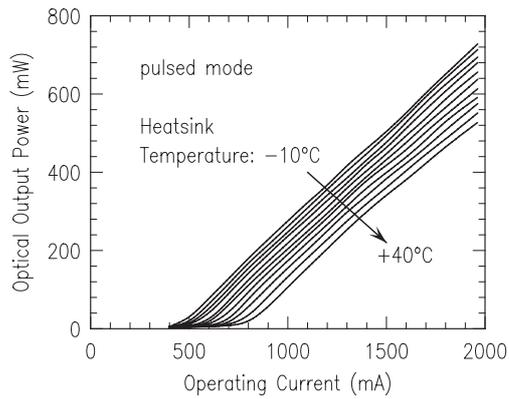


Abbildung 5.13: PI -Kennlinien eines Trapezlasers, bei dem die Wärmesenktemperatur von -10°C bis $+40^\circ\text{C}$ in 5°C -Schritten variiert wurde. Die Messungen wurden mit $10\ \mu\text{m}$ langen Pulsen bei einem Tastverhältnis von 1 % durchgeführt.

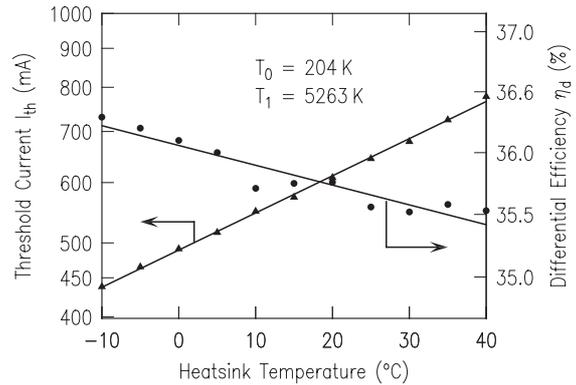


Abbildung 5.14: Schwellströme und differentielle Quantenwirkungsgrade in Abhängigkeit von der Wärmesenktemperatur. Aus den Steigungen der Ausgleichsgeraden können die charakteristischen Temperaturen T_0 und T_1 ermittelt werden.

Die beiden Parameter T_0 und T_1 werden charakteristische Temperaturen genannt und beschreiben, wie stark die Schwellstromdichte j_{th} bzw. die differentielle Effizienz η_d von der Temperatur abhängen. Zur Ermittlung der charakteristischen Temperaturen sind in Abbildung 5.14 die Schwellströme und die differentielle Effizienzen logarithmisch über der Wärmesenktemperatur aufgetragen. Der Kehrwert der Steigung der jeweiligen Ausgleichsgeraden ergibt dann die beiden Parameter T_0 und T_1 . Der Schwellstrom hängt mit $T_0 = 204\text{ K}$ nur moderat von der Temperatur ab, die differentielle Quanteneffizienz ist mit $T_1 = 5263\text{ K}$ im betrachteten Temperaturbereich nahezu temperaturunabhängig.

Je höher die beiden Werte für T_0 und T_1 ausfallen, umso weniger sensitiv ist die PI -Kennlinie gegen Temperaturerhöhungen. Das hier betrachtete Epitaxiematerial ist demnach sehr gut für Hochleistungsanwendungen geeignet, da durch die hohen elektrischen Pumpleistungen und die begrenzten Konversionseffizienzen Temperaturerhöhungen der Bauteile unvermeidlich sind.

Kapitel 6

Herstellung der Bauelemente

Nach der Herstellung der vertikalen Schichtstruktur durch die Epitaxie wird die laterale Strukturierung der Bauelemente durch herkömmliche Halbleiter-Prozessierungstechniken durchgeführt, die im folgenden beschrieben werden. Hier werden die Geometrie der Gewinnzone oder die laterale Wellenführung von Wellenleitern festgelegt. Die Prozeßfolge wurde dabei so gewählt, daß die Herstellung von gewinngeführten Strukturen wie der Trapezbereich eines Verstärkers sich nahtlos integrieren läßt in den Prozeßablauf von indexgeführten Strukturen wie Rippenwellenleiter. Eine detaillierte Liste der einzelnen Prozeßschritte mit den jeweiligen Prozeßparametern und -hilfsmitteln ist Anhang B zu entnehmen.

Wenn ein Rippenwellenleiter als Masterlaser oder als Vorverstärker eines SLA eingesetzt werden soll, so stellen sich an diesen mehrere Anforderungen. Selbstverständlich ist auch hier auf niedrige Serien- und Kontaktwiderstände sowie hohe Effizienzen zu achten. Das Hauptaugenmerk liegt hier aber auf der Strahlqualität. Dafür muß sichergestellt sein, daß der Wellenleiter auch bei höheren Betriebsströmen nicht mehrmodig wird und daß die Brechzahlverhältnisse so gewählt werden, daß die propagierende Grundmode möglichst nahe an das idealerweise gaußförmige Strahlprofil herankommt. Zusätzlich muß die Welle in lateraler Richtung so geführt werden, daß nach dem Übergang in den gewinngeführten Verstärkerteil die Divergenz des Strahles etwas größer ist als der Trapezwinkel, damit der Verstärker auch in den Randbereichen ausreichend gesättigt werden kann und spontane Emission hinreichend unterdrückt wird. Ist der Divergenzwinkel zu groß, geht wiederum Leistung in den Absorbern verloren und das Strahlprofil wird tendenziell rechteckförmiger.

6.1 p-Kontakt

Im ersten Schritt werden auf den Wafer Ti-, Pt- und Au-Schichten als p-Kontakt aufgedampft. Die Metalle werden im Vakuum durch einen Elektronenstrahl erhitzt und mit kontrollierbarer Rate verdampft. Vor dem Beladen der Anlage werden eventuell vorhandene Oberflächenoxide mit Salzsäure entfernt, um einen niedrigen Kontaktwiderstand sicherzustellen. Die Titanschicht dient als Haftvermittler. Das Platin übernimmt die Rolle einer Barriere, um die Diffusion von Goldatomen in die Titanschicht und in den Halbleiter zu verhindern. Die dritte Schicht aus dem Edelmetall Gold bildet einen elektrisch und thermisch gut leitfähigen und chemisch inerten Abschluß.

Der p-Kontakt wird mit der sog. Lift-off-Technik strukturiert. Dazu wird vor dem Aufdampfen an den Stellen, die nicht kontaktiert werden sollen, Photolack aufgebracht (s. Abb. 6.1a). Dabei ist es vorteilhaft, wenn die Seitenflanken des Photolackes hinterschnitten sind. Dadurch tritt beim Bedampfen ein „Schattenwurf“ auf und die Metallisierung ist an den Lackflanken

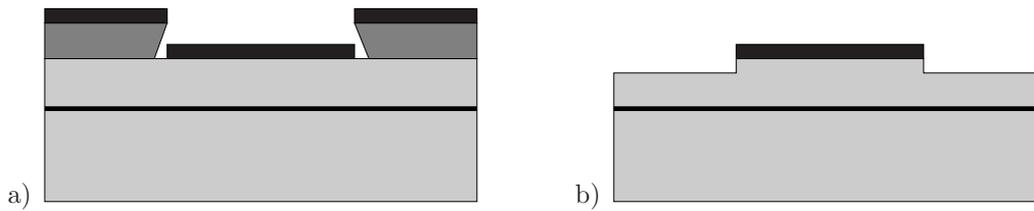


Abbildung 6.1: Strukturierung des p-Kontaktes und Ätzen der Kontaktschicht.

nicht geschlossen. An diesen Stellen kann dann beim Lackablösen Lösungsmittel leicht eindringen und den Lack entfernen. Die auf dem Photolack liegende Metallisierung wird dann gleich mitabgehoben.

Kontaktwiderstand

Ein niedriger Kontaktwiderstand ist beim p-Kontakt wichtiger als beim n-Kontakt, da die Kontaktfläche etwa so groß ist wie der aktive Bereich und somit viel kleiner ist als die Fläche des n-Kontakts, der ganzflächig auf die Rückseite des Bauteils aufgebracht wird. Besonders bei Bauteilen mit Rippenwellenleitern ist dieses Flächenverhältnis extrem.

Der hier vorgestellte p-Kontakt zwischen Titan und Galliumarsenid ist kein ohmscher Kontakt, sondern ein Schottkykontakt, d.h. es existiert eine Potentialbarriere für die Ladungsträger, die in den Halbleiter injiziert werden sollen. Durch eine hohe Dotierung des Halbleiters kann diese Potentialbarriere aber so schmal werden, daß sie von den Ladungsträgern leicht durchtunnelt werden kann, wodurch die Strom-Spannungs-Kennlinien ohmsches Verhalten zeigen und der Kontaktwiderstand sich erheblich absenken läßt [87].

Hier wirkt sich sicher auch die Tatsache vorteilhaft aus, daß der p-Kontakt im ersten Prozeßschritt aufgebracht wird. Auf diese Weise wird der Halbleiter vor Schädigungen bewahrt, wie sie z.B. beim Trockenätzen der Passivierung durch den Ionenbeschuß auftreten können. Auch eventuelle Rückstände aus der Vielzahl der vorangegangenen Prozeßschritten werden so vermieden, was sich negativ auf den Kontaktwiderstand auswirken würde.

Zur quantitativen Bestimmung des Kontaktwiderstandes wurde eine Teststruktur in die Lithographiemasken integriert, die aus $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ großen Kontaktfeldern besteht, die einen gegenseitigen Abstand von $10\text{--}90\ \mu\text{m}$ haben, wie es auf dem lichtmikroskopischen Bild in Abbildung 6.2 zu sehen ist.

Nach der sog. TLM-Methode (*transmission line method*) ist es möglich, durch Messung des Widerstandes zwischen den Kontaktfeldern in Abhängigkeit ihres gegenseitigen Abstandes d den spezifischen Kontaktwiderstand sowie den Schichtwiderstand des Halbleitermaterials zu bestimmen [88, 89]. Der Gesamtwiderstand R zwischen zwei Kontakten setzt sich zusammen aus dem doppelten Kontaktwiderstand R_c und dem längenabhängigen Beitrag des Halbleiterbahnwiderstands:

$$R = 2R_c + \frac{R_s}{b}d, \quad (6.1)$$

wobei R_s der Schichtwiderstand des Halbleiters und b die Breite der Kontakte darstellt. Diese Beziehung ist nur gültig, wenn der Schichtwiderstand des Halbleitermaterials unter dem Kontakt gleich dem außerhalb des Kontakts ist. Dies ist in dem vorliegenden Fall aber gegeben, da der Halbleiter keinerlei Veränderung unterworfen ist. Bei Legierkontakten, bei dem der ohmsche Kontakt durch Eindiffusion von Dotieratomen hergestellt wird, ist dies nicht mehr der Fall.

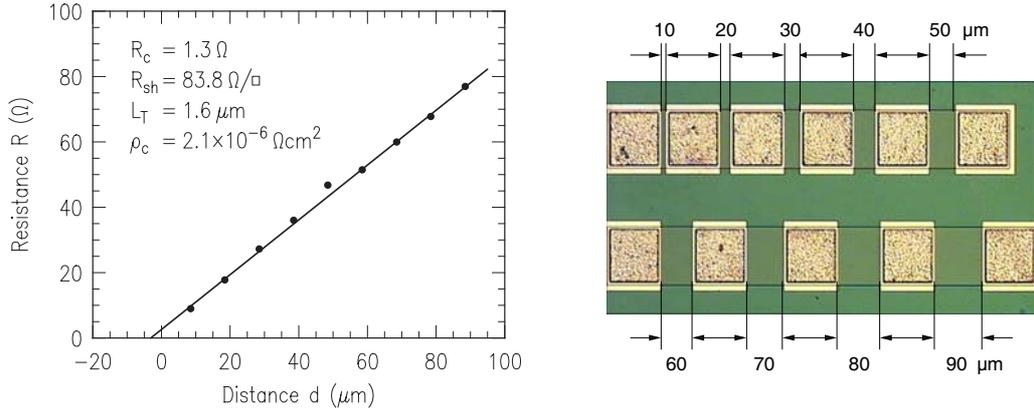


Abbildung 6.2: Bestimmung des spezifischen Kontaktwiderstandes ρ_c mit Hilfe einer TLM-Messung. Die verwendete TLM-Teststruktur, wie sie auf der fertigprozessierten Probe vorliegt, ist im Bild rechts daneben zu sehen.

Führt man nun mit der Transferlänge L_T

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_s}} \quad (6.2)$$

eine effektive Kontaktlänge ein, so gilt für den Kontaktwiderstand R_c unter der Voraussetzung, daß die Kontakte doppelt so lang sind wie die Transferlänge L_T :

$$R_c = \frac{R_s L_T}{b}. \quad (6.3)$$

ρ_c bezeichnet dabei in Gleichung (6.2) den spezifischen Kontaktwiderstand. Eine weitere Voraussetzung für die Gültigkeit dieses Modells ist die Bedingung $\frac{\rho_c}{R_s h^2} \gg 2$ [90]. Mit einer Dicke $h \leq 300 \text{ nm}$ der hoch p-dotierten Schicht ist diese Bedingung aber gut erfüllt.

In Abbildung 6.2 ist ein Beispiel einer TLM-Messung zu sehen. Die Punkte stellen die gemessenen Widerstandswerte zwischen den Kontakten in Abhängigkeit des gegenseitigen Abstandes d dar. Die durchgezogene Linie ist ein linearer Fit nach Gleichung (6.1). Aus der Steigung der Geraden ergibt sich für den Halbleiter ein Schichtwiderstand von $R_s = 84 \Omega/\square$. Der Schnittpunkt der Fitgeraden mit der Abszisse stellt die doppelte Transferlänge dar. Damit berechnet sich der spezifische Kontaktwiderstand dann zu $\rho_c = 2.1 \cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$. Typische Kontaktwiderstände liegen im Bereich von 10^{-7} – $10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ [91]. Damit sind die Kontaktwiderstände gegen die Bahnwiderstände der Laserdioden oder -verstärker vernachlässigbar.

Die p-Kontaktmetallisierung dient im weiteren Fertigungsablauf als Maske für das Ätzen der hochdotierten Kontaktschicht (s. Abb. 6.1b). Diese muß entfernt werden, damit die Strominjektion nur auf den Kontaktbereich beschränkt bleibt und sich nicht auf das gesamte Bauteil aufweitet. Diese Prozeßschritte werden sowohl im Wellenleiter- als auch im Verstärkerbereich gleichermaßen ausgeführt. Bewerkstelligen läßt sich dies mit einer verdünnten Ätzlösung aus $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$. Die Ätztiefe ist unkritisch, es muß nur darauf geachtet werden, daß die Kontaktschicht vollständig entfernt ist. Es darf aber nicht so tief geätzt werden, daß für die vertikale Mode ein merklicher Brechzahlssprung erzeugt wird.

6.2 Wellenleiter

Der Wellenleiter selbst wird durch zwei $30\ \mu\text{m}$ breite Gräben definiert, die in den Halbleiter geätzt werden. Dazu wird mit derselben Lackmaske der p-Kontakt und der Halbleiter strukturiert. Als Photoresist wird mit AZ 4533 von Clariant ein verlässlicher Positivlack verwendet, der für die Ätzprozesse mit $3\ \mu\text{m}$ dick genug ist, aber immer noch genügend Auflösung bietet für die schmalen Stege der Wellenleiter.

Das Gold des p-Kontaktes wird mit einer KCN-haltigen Ätzlösung entfernt. Im Gegensatz zu einer I/KI/H₂O-Lösung ist die Unterätzung der Goldschicht geringer. Dies ist wichtig, da die Gefahr besteht, daß besonders bei den schmalen Wellenleitern die Lackmaske durch die Unterätzung abgehoben wird. Weiterhin sind mit der KCN-Lösung selektive Ätzprozesse möglich. Insbesondere GaAs wird nicht angegriffen, was hier wichtig ist.

Das naßchemisch schlecht ätzbare Platin wird mittels Ar-IBE (*ion beam etching*) strukturiert. Dabei werden die Platin-Atome durch beschleunigte Argon-Ionen aus einer ECR-Quelle abgesputtert. Das Titan hingegen läßt sich wieder naßchemisch mit verdünnter Flußsäure entfernen (s. Abb. 6.4a). Anschließend wird der Halbleiter in einem CAIBE-Prozeß (*chemically assisted ion beam etching*) bis zur gewünschten Ätztiefe entfernt. Dabei handelt es sich ebenfalls um einen Sputterprozeß mit Argon, der aber chemisch unterstützt wird durch Chlorgas, das ringförmig um die Probe herum eingelassen werden kann.

Anstatt die drei Schichten des p-Kontakts und die Halbleitergräben nacheinander zu strukturieren, kann man auch alle Schichten in einem Schritt ätzen. Es ist dann aber schwierig, die angepeilte Ätztiefe zu treffen, da sich durch die viel kleineren Sputterraten der Metalle kleine Schichtdickenunterschiede stark in der Ätztiefe des Halbleiters bemerkbar machen. Aus demselben Grund wirken auch kleine redeponierte Metallpartikel maskierend für den Halbleiter und erzeugen so nadelartige Strukturen, wie sie in Abbildung 6.3 neben dem Wellenleitersteg zu sehen sind.

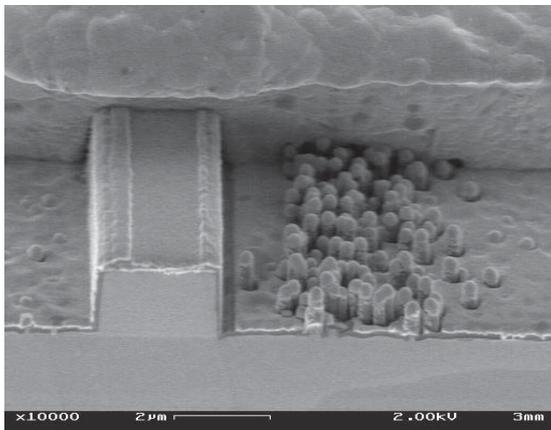


Abbildung 6.3: Redeponierte Metallpartikel maskieren den Halbleiter und erzeugen nadelartige Strukturen neben dem Wellenleiter.

Der Photolack ist nach dem Grabenätzen wegen des Ionenbeschusses an der Oberfläche beschädigt und bildet eine schwerlösliche Haut. Es empfiehlt sich deshalb, den Lack in heißem NMP unter Zuhilfenahme einer Sprühhvorrichtung abzulösen (s. Abb. 6.4b).

Es ist sehr wichtig, bei der Strukturierung des Wellenleiters die exakte Ätztiefe zu treffen, da dies die Wellenführung und damit die Grundmodigkeit, die Strahlqualität und die Strahldivergenz bestimmt, wie in Abschnitt 7.2 gezeigt wird. Eine naßchemische Ätzung wäre schneller und einfacher, kommt aber wegen der großen lateralen Unterätzung nicht in Frage. Einfacher ist es, in einem Trockenätzschritt bis zu einer Tiefe den Halbleiter abzutragen, die der gewünschten Ätztiefe entspricht abzüglich der Toleranz des Ätzprozesses. Den restlichen Halbleiter kann man

dann naßchemisch mit einer stark verdünnten Ätzlösung entfernen. Für eine genaue Endpunktkontrolle wählt man eine niedrige Abtragsrate und kann zur Sicherheit in mehreren Schritten ätzen. Durch das naßchemische Ätzen schrumpft allerdings der Wellenleiter in lateraler Richtung.

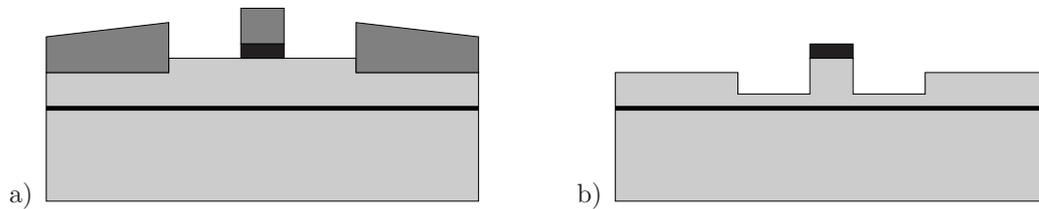


Abbildung 6.4: Ätzen des p-Kontaktes und des Wellenleiters.

Durch die Tatsache, daß man dieselbe Maske für das Ätzen des p-Kontaktes und der Wellenleitergräben benutzt, gewinnt man mehrere Vorteile. Zum einen erreicht man auf diese Weise, daß der p-Kontakt die maximal mögliche Fläche bedeckt, was zu einem niedrigen Kontaktwiderstand führt. Das wird auch noch dadurch unterstützt, daß die p-Kontaktmetallisierung im ersten Prozeßschritt aufgebracht wird, da viele Prozeßschritte davor sicher nicht zu einem niedrigen Kontaktwiderstand beitragen. Der Hauptvorteil dieser selbstjustierenden Prozeßfolge liegt aber darin, daß automatisch eine symmetrische Strominjektion sichergestellt ist und somit

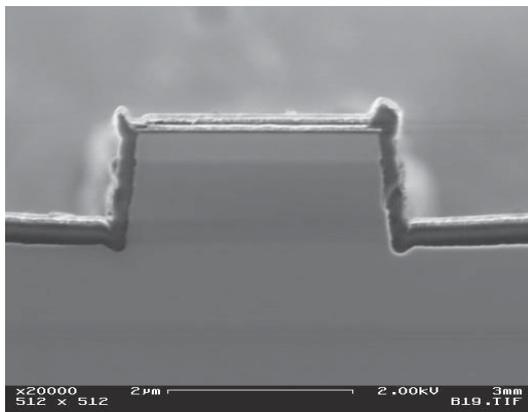
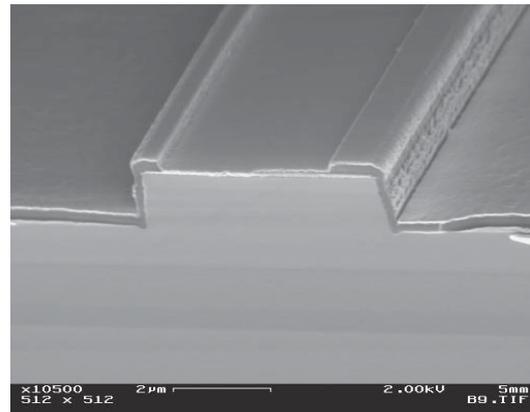
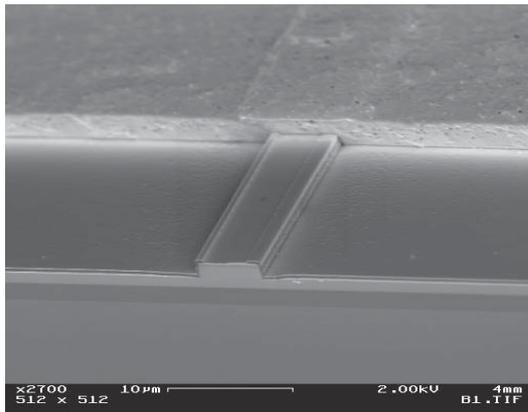


Abbildung 6.5: REM-Aufnahmen eines fertig prozessierten Wellenleiters. Der Wellenleitersteg mit den charakteristischen Sputtergräben ist gut erkennbar. Ebenfalls erkennbar ist der selbstjustierende p-Kontakt, der die ganze Oberseite des Wellenleiters bedeckt. Die dunkel erscheinende Schicht ist die SiN_x -Passivierung. Die dicke Schicht im Hintergrund ist eine galvanisierte Goldschicht.

keine aufwändige Justage der Passivierungsebene erforderlich ist. REM-Aufnahmen eines fertigprozessierten Wellenleiters sind in Abbildung 6.5 zu sehen. Darin sind die eben beschriebenen Eigenschaften des Wellenleiters deutlich erkennbar.

6.3 Absorber

In einem bestimmten Abstand zum aktiven Bereich kann man seitlich im Bauteil Absorber anbringen. Der Zweck dieser Strukturen ist die Absorption von Licht, das in Gebiete außerhalb der elektrisch gepumpten Bereiche gelangt. Das kann z.B. durch Restreflexionen an den Facetten verursacht werden oder durch Brechungsindexsprünge zwischen geätzten und ungeätzten Bereichen. Darüberhinaus kann man es auch zur Formung der Lichtwelle oder als Modenblende einsetzen.

Es ist bekannt, daß Restreflexionen an den Facetten die Strahlqualität eines Verstärkers beeinträchtigen, da sie als Keim für Filamentierungen wirken können [92]. Außerdem kann es passieren, daß der Verstärker bei hohen Strömen in lateraler Richtung parasitäres Lasen zeigt. Die seitlichen Bruchkanten, die beim Vereinzeln der Bauteile aus dem Barren entstehen, bilden nämlich einen Resonator. Besonders nahe am schmalen Ende des Trapezes, wo der Gewinn nicht gut gesättigt ist, kann das Bauteil dann über die Laserschwelle kommen. Um dies zu unterbinden, werden die seitlichen Absorber eingeführt.

Dazu werden zuerst mit einem Image-Reversal-Photolack die Absorberflächen definiert. Anschließend wird der Halbleiter naßchemisch wieder mit einer $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ -Lösung bis knapp über die aktive Zone entfernt. Nachdem mit Salzsäure anschließend das Oberflächenoxid entfernt worden ist, werden 100 nm Germanium auf der Probe mittels Elektronenstrahlverdampfens abgeschieden. Nach dem Lift-off in NMP wird das Germanium in den Halbleiter eindiffundiert, wo es das Licht sehr effizient absorbiert [93].

Das Germanium muß in jedem Fall genügend tief platziert werden, damit die vertikale Mode mit der Absorberschicht ausreichend überlappt. Es empfiehlt sich jedoch, nicht durch die aktive Zone durchzuätzen, da dann die Gefahr von erhöhten Leckströmen verursacht durch das Germanium besteht.

6.4 Passivierung

Zur Passivierung des Halbleiters und zur elektrischen Isolation wird im nächsten Schritt eine 250 nm dicke Si_3N_4 -Schicht aufgebracht. Sie wird bei 300°C in einer PECVD-Anlage (*plasma enhanced chemical vapour deposition*) abgeschieden. Zur besseren Haftung auf dem freiliegenden aluminiumhaltigen Halbleiter empfiehlt sich direkt vor dem Einbau in die Anlage ein kurzes Überätzen in stark verdünnter Flußsäure.

Mit einem 1.3 µm dünnen Positivresist werden dann die Flächen freigelegt, an denen die Passivierung entfernt werden soll. Der Resist bietet genügend Auflösung, um auch die kleinen Öffnungen auf den schmalen Wellenleitern sicher zu entwickeln. Die Justage der Lackmaske ist dabei unkritisch, da die gepumpten Bereiche alle schon mit p-Kontakt bedeckt sind, was eine homogene und symmetrische Stromeinprägung sichert.

Eine naßchemische Strukturierung der Passivierung mit Flußsäure gestaltet sich schwierig, da die Säure in unreproduzierbarer Weise zwischen Lack und Si_3N_4 eindringt und so die Struktur-treue zerstört. Deswegen wird sie in einem trockenchemischen Prozeß mittels CF_4 -RIE (*reactive ion etching*) geätzt (s. Abb. 6.6a). Der darunterliegende p-Kontakt schützt dabei den Halbleiter vor dem Ionenbeschuß, so daß man ein großes Prozeßfenster hinsichtlich Ionenenergie und Ätzzeit hat.

6.5 Kontaktverstärkung

Nach dem Lackablösen wird wiederum in Lift-off-Technik eine Metallisierung aus Titan, Platin und Gold aufgebracht (s. Abb. 6.6b), womit die Kontaktfläche vergrößert wird. Das Gold dient dabei neben seinen hervorragenden thermischen und elektrischen Eigenschaften aufgrund seiner guten Lötbarkeit als Basis für eine nachfolgende Montage. Beim Aufdampfen muß das Probenstück schräg zum Tiegel gehalten und gedreht werden, damit die Metallschicht durch das schon vorhandene Relief auf der Probe nicht unterbrochen wird, sondern eine geschlossene leitfähige Schicht bildet.

Die Kontaktschicht kann durch eine dicke Goldschicht verstärkt werden, die praktischerweise galvanisch abgeschieden wird (s. Abb. 6.7a). Diese Schicht sorgt für eine gute Wärmeableitung aus dem aktiven Bereich und dient zur besseren Kontaktierung. Sie darf allerdings den Ritzrahmen nicht bedecken, da Gold sehr duktil ist und deswegen das Spalten der Barren verhindert. Daher wird dieser Bereich mit Photolack abgedeckt. Als problematisch erwiesen sich allerdings Verspannungen durch das Aufbringen der Goldschicht, weswegen die Schichtdicke auf maximal $3\ \mu\text{m}$ begrenzt wurde.

Bei der junction-side-down Montage bietet die galvanische Goldschicht kaum Vorteile für die Wärmeabfuhr, da hier das Bauteil mit dem aktiven Bereich direkt auf den Wärmeverteiler montiert wird. Ein Vorteil ist jedoch, daß durch die dicke Goldschicht der Abstand des pn-Überganges vom Lot vergrößert wird, was eventuelle Kurzschlüsse durch das Lot verhindert. Bei der junction-side-up Montage hingegen wird durch die Goldschicht die Wärme verteilt und man kann dadurch die Grenze des thermischen Überrollens zu deutlich höheren Strömen hin verschieben. Dies ist ein großer Vorteil bei der cw-Charakterisierung von Lasern, da man hier die teure und aufwändige Montage durch einfaches Aufkleben junction-side-up mit Silberleitkleber ersetzen kann.

6.6 Abdünnen des Substrats und n-Kontakt

Nach Beendigung der Prozessierung der Epitaxieseite wird der Wafer anschließend durch chemisch-mechanisches Polieren auf $100\text{--}120\ \mu\text{m}$ abgedünnt. Dazu wird die Probe mit der p-Seite nach unten möglichst planparallel auf einen Glaträger geklebt und diese dann auf eine Polierscheibe gelegt. Das Substrat wird durch eine Ätzlösung aus H_2O_2 und NH_3 abgetragen, die auf einen pH-Wert von 8.4 eingestellt ist. Das Poliertuch sorgt für einen gleichmäßigen Abtrag.

Wenn der Wafer am Schluß in Barren oder Einzelbauteile gespalten wird, definieren die Bruchflächen die Ein- und Auskoppelfacetten der Verstärker oder die Resonatorspiegel von Lasern. Will man für die Facetten eine hohe optische Güte erreichen, ist bei den kleinen lateralen Abmessungen der Bauteile ein Abdünnen des Wafers unbedingt erforderlich, um mit möglichst wenig Kraft den Halbleiterkristall zu spalten. Bei dicken Wafers treten oft Muschelbrüche auf oder der Wafer bricht auf ganzer Länge nicht entlang einer Kristallebene. In Abbildung 6.8 ist ein solcher Muschelbruch zu sehen, der erst unter dem Rasterelektronenmikroskop erkennbar

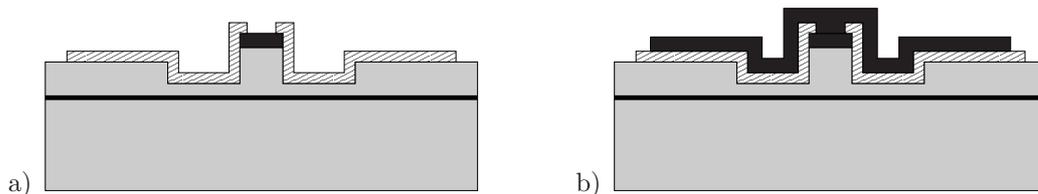


Abbildung 6.6: Deposition der Si_3N_4 -Passivierung und der Kontaktmetallisierung.

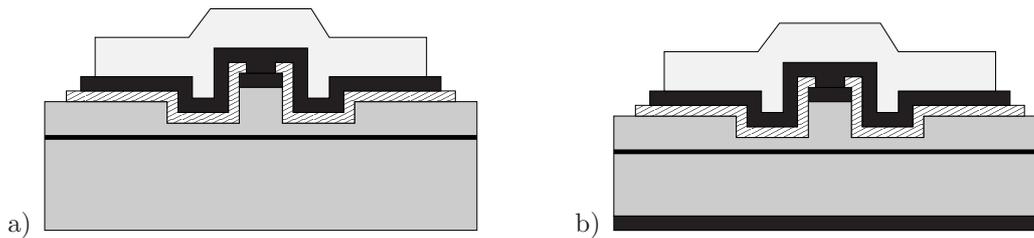


Abbildung 6.7: Aufbringen einer dicken galvanisierten Kontaktverstärkung aus Gold (links) und Abdünnen des Substrats mit Aufdampfen des ganzflächigen n-Kontakts (rechts).

wird. Er ist an der Flanke des Rippenwellenleiters aufgetreten, wo das Probenrelief zusätzlich lokal Spannungen induziert und zu Spaltfehlern führt.

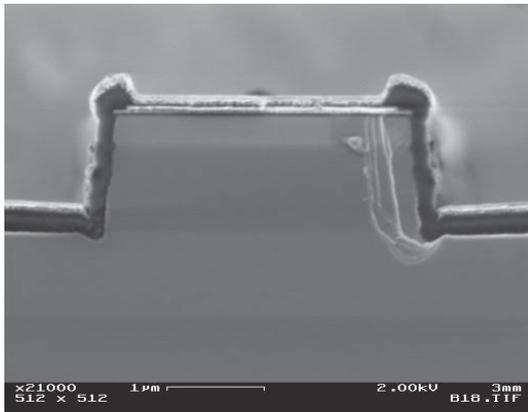


Abbildung 6.8: REM-Aufnahmen eines Muschelbruches an der Kante eines Rippenwellenleiters. Durch das Probenrelief werden Spannungen erzeugt, die lokal zu Spaltfehlern führen.

Um später einen niedrigen Kontaktwiderstand zu erhalten, werden vor dem Ablösen der Probe vom Glasträger die obersten $2\ \mu\text{m}$ vom Substrat wegätzt und mit Salzsäure Oxide entfernt. Zum Schluß wird auf die Rückseite des Wafers die n-Kontaktmetallisierung ganzflächig aufgedampft (s. Abb. 6.7b). Sie besteht aus Germanium, Gold, Nickel und Gold. Um einen ohmschen Kontakt herzustellen, folgt noch ein Legierschritt bei 420°C in einem RTA-Ofen (*rapid thermal annealing*).

Die Mengenverhältnisse der Germanium- und der ersten Goldschicht bilden ein eutektisches Gemisch mit Schmelzpunkt bei 360°C [94]. Durch den Legierprozeß diffundiert Gallium aus dem Substrat in die Metallschicht. Die freigewordenen Gitterplätze werden dann mit Germanium besetzt, die dadurch den Halbleiter hoch n-dotieren, so daß ein ohmscher Kontakt mit niedrigem Kontaktwiderstand von $\approx 10^{-6}\ \Omega\text{cm}^2$ entsteht [95].

Die Nickelschicht unterstützt die Diffusion des Germaniums in das Substrat und sorgt für eine gute Benetzung des Halbleiters, so daß sich die darunterliegende AuGe-Schicht nicht zu Metallkügelchen zusammenzieht [94]. Die zweite Goldschicht bildet wieder einen chemisch beständigen Abschluß, der außerdem gut kontaktierbar ist durch Aufkleben oder Drahtbonds. Der Kontakt ist insgesamt so dünn und spröde, daß beim Vereinzeln der Bauteile keine Probleme auftreten.

6.7 Vereinzeln der Bauteile und Facettenbeschichtung

Das kristallorientierte Spalten der Probe bildet den Abschluß der Prozessierung im Waferverband. Dazu wird der Halbleiter am Rand mit einer Diamantspitze leicht angeritzt. Durch Druck auf die entsprechende Stelle auf der Rückseite wird der Wafer dann zunächst in einzelne Barren gespalten. Damit die Bruchlinie dabei nicht schräg durch die Bauteile läuft, sondern alle Bauteile an der dafür vorgesehenen Stelle trennt, muß beim ersten Lithographieschritt dafür Sorge getragen werden, daß die Strukturen auf der Maske genau parallel zu einer Kristallebene justiert werden.

Die Spaltflächen sind im besten Fall atomar glatt und bilden später entweder die Resonatorspiegel bei Lasern oder die Ein- und Auskoppelfacetten bei Verstärkern. Die Barren haben Abmessungen von typischerweise $12\text{ mm} \times 0.5\text{--}2.5\text{ mm}$ und beinhalten 20 Einzelemitter. Nach der Facettenbeschichtung werden die Barren durch einen weiteren Ritz- und Spaltvorgang vereinzelt, damit sie individuell montiert und kontaktiert werden können.

In Abbildung 6.9 sind ein Waferstück und ein abgespaltener Barren zu sehen. Zum Größenvergleich ist ein Streichholz mit abgebildet. Daneben sind Barren mit Laserverstärkern zu sehen, die teilweise schon vereinzelt sind. Eine Detailaufnahme eines fertigprozessierten Laserverstärkers ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Es sind auf der linken Seite der indexgeführte Wellenleiterbereich zu sehen, der allmählich in den trapezförmigen gewinngeführten Verstärkerbereich übergeht. Der Wellenleiter ist gekrümmt ausgeführt, so daß er unter einem Winkel von 4.5° auf die Facette trifft.

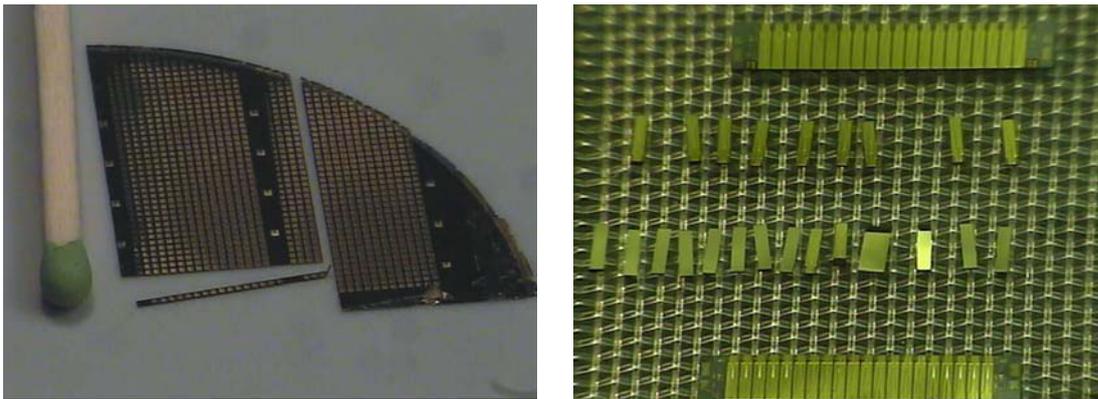


Abbildung 6.9: Fertig prozessiertes Waferstück für Ridge-Waveguide Laser mit abgespaltenem Barren (links) und teilweise schon vereinzeltete Verstärkerbarren (rechts).

6.8 Spiegelbeschichtung

Die Beschichtung der Facetten ist ein wichtiger und integraler Bestandteil der Herstellung von optoelektronischen Bauelementen. Wie schon in Abschnitt 5.1.4 dargelegt wurde, müssen die Facetten vor Oxidation und anderen Umwelteinflüssen geschützt werden, damit die Standfestigkeit der Facetten gegenüber hohen optischen Ausgangsleistungen erhöht und ein COMD vermieden wird.

Die Facettenbeschichtung besitzt darüberhinaus noch die Funktionalität, die Facettenreflektivität gezielt einzustellen. Der Halbleiter-Luft Übergang weist bei einem effektiven Brechungs-

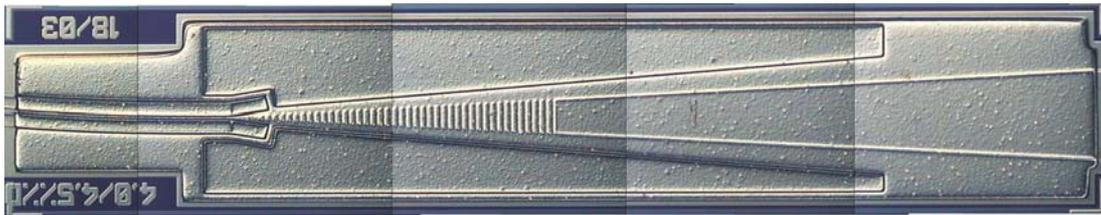


Abbildung 6.10: Detailaufnahme eines fertigprozessierten Verstärkers. Es sind auf der linken Seite der indexgeführte Wellenleiterbereich mit der verkippten Eingangsfacette und auf der rechten Seite der gewinngeführte trapezförmige Verstärkungsbereich zu sehen.

index von z.B. $n_{\text{eff}} = 3.4$ bei senkrechtem Einfall eine Reflektivität von

$$R = \left(\frac{n_{\text{eff}} - 1}{n_{\text{eff}} + 1} \right)^2 \approx 30\% \quad (6.4)$$

auf [25]. Da die Reflektivität an beiden Facetten gleich ist, wird bei einem Laser auch gleich viel Leistung in beide Richtungen emittiert. Deswegen wird eine Seite hochreflektierend ($R \approx 90\%$) und die andere antireflektierend ($R \approx 10\%$) beschichtet. Dadurch wird fast die ganze Leistung auf einer Seite emittiert, während gleichzeitig der Schwellstrom konstant bleibt. Zur Entspiegelung reicht eine einfache $\lambda/4$ -Schicht aus Aluminiumoxid aus. Für die hochreflektierende Schicht wird üblicherweise ein Folge aus fünf Schichten mit Aluminiumoxid und Silizium im Wechsel aufgebracht. Abbildung 6.11 zeigt die spektrale Reflektivität einer solchen Mehrlagenbeschichtung.

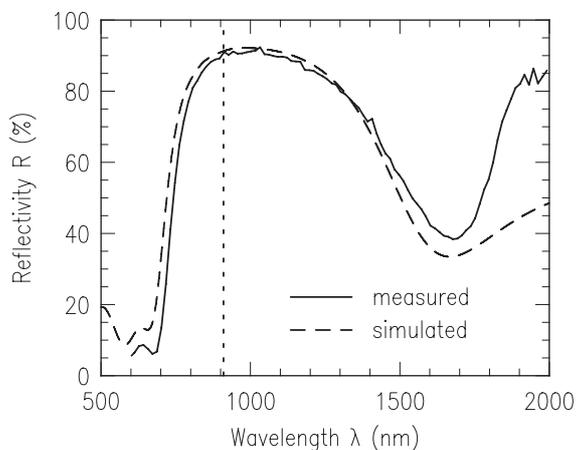


Abbildung 6.11: Spektrale Reflektivität einer hochreflektierenden Spiegelbeschichtung mit fünf alternierenden Schichten aus Aluminiumoxid und Silizium.

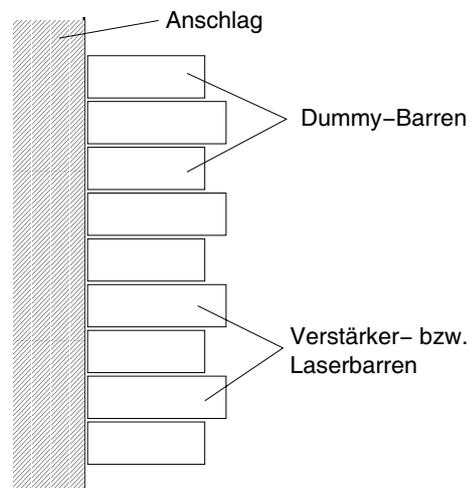


Abbildung 6.12: Zur Vermeidung von Abschattungen bei der Facettenbeschichtung werden die Laserbarren im Wechsel mit kürzeren Dummy-Barren als Abstandshalter zu einem Stapel aufgeschichtet.

Bei Verstärkern ist es dagegen äußerst wichtig, beide Facetten möglichst gut zu entspiegeln. Ziel

ist eine Restreflektivität von $R < 10^{-3}$. Dies ist nur mit mehrlagigen Entspiegelungsschichten zu erreichen. Beschichtungen, die Silizium enthalten, werden hier wegen ihrer hohen Absorption nicht verwendet. Meist kommt bei Entspiegelungen Siliziumoxid als niedrigbrechendes und Tantaloxid als hochbrechendes Material zum Einsatz. Die Schichten werden entweder mittels RIBS (*reactive ion beam sputtering*) [96] oder Ion-plating [97] aufgebracht.

Zur Facettenbeschichtung werden die Laser- oder Verstärkerbarren in eine Vorrichtung eingehodet und zu einem Stapel aufgeschichtet. Um zu verhindern, daß die Barren durch die Beschichtung aneinander haften, werden zwischen die Laserbarren ca. $20\ \mu\text{m}$ kürzere Dummy-Barren gelegt und alle Barren an einem planen Anschlag ausgerichtet, wie in Abbildung 6.12 dargestellt. Dadurch werden auch gegenseitige Abschattungen vermieden, die durch die vorhandenen Längstoleranzen der Barren auftreten können, zumal sich der aktive Bereich nur wenige Mikrometer unter der Laseroberfläche befindet.

6.9 Montage

Halbleiterlaserdioden und -verstärker weisen im cw-Betrieb elektrisch-optische Konversionseffizienzen in der Größenordnung von 50 % auf, d.h. daß etwa die Hälfte der aufgewandten elektrischen Energie als Wärme abgeführt werden muß. Gelingt dies nicht in ausreichendem Maß, erwärmt sich das Bauteil. Mit steigender Temperatur verschlechtert sich dessen Effizienz, was eine weitere Erwärmung nach sich zieht. Dies führt schließlich zum thermischen Überrollen, bei dem trotz steigendem Strom die optische Ausgangsleistung abnimmt, wie es in Abbildung 6.13 dargestellt ist.

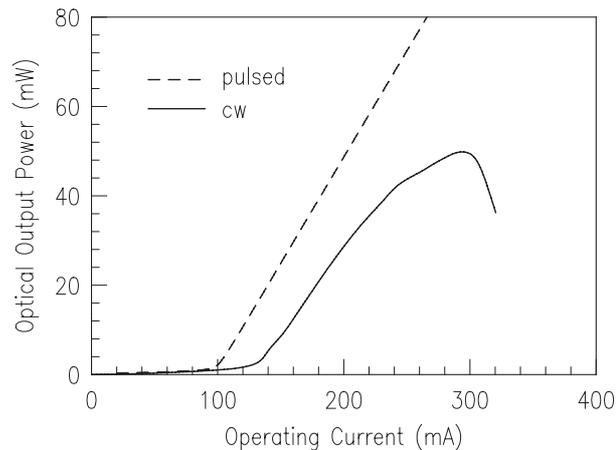


Abbildung 6.13: Beispiel eines schlecht montierten und zudem nicht sehr effizienten Lasers, bei dem thermisches Überrollen einsetzt. Zum Vergleich ist die Kennlinie desselben Lasers im Pulsbetrieb gestrichelt dargestellt.

Eine gute Wärmeabfuhr ist also essentiell für den Betrieb bei hohen Leistungen. Um dies zu gewährleisten, wird der Halbleiterchip *junction-side down*, d.h. mit der Epitaxienseite nach unten, auf die Wärmesenke montiert. Dadurch wird vermieden, daß die Wärme durch das $100\ \mu\text{m}$ dicke GaAs-Substrat abfließen muß. Die Wärmesenken bestehen aus vergoldetem Kupfer. Zwischen Wärmesenke und Halbleiterbauteil befindet sich allerdings noch ein sog. Wärmespreizer (*heat spreader*), wie in Abbildung 6.14 dargestellt ist. Dessen Aufgabe ist es, die dissipierte Wärme auf eine größere Fläche zu verteilen, so daß sie von der Wärmesenke effizienter abgeführt werden kann. Deswegen besteht er vorzugsweise aus einem Material mit möglichst

großer Wärmeleitfähigkeit, wie z.B. Diamant. Leider unterscheidet sich dessen thermischer Ausdehnungskoeffizient von $2.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ deutlich von dem von GaAs mit $5.9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Deswegen ist es nicht möglich, Bauteile mit Längen $> 1 \text{ mm}$ verlässlich auf Diamant zu montieren [34]. Weiter in Betracht kommen kubisches Bornitrid und eine Legierung aus Kupfer und Wolfram. Letztere ist bei einer Zusammensetzung von Cu:W=11:89 mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $6.5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ fast ideal an GaAs angepaßt. Bornitrid liegt mit $3.7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ zwischen Diamant und Cu/W. In Abbildung 6.15 ist ein Verstärker zu sehen, der auf eine handelsübliche Wärmesenke mit Cu/W-Wärmespreizer gelötet wurde.

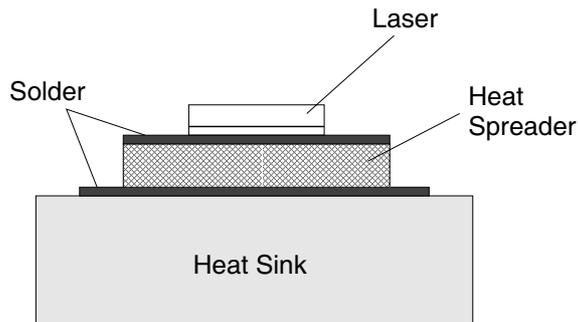


Abbildung 6.14: Schematischer Aufbau eines montierten Bauteils mit Wärmesenke und Wärmespreizer.

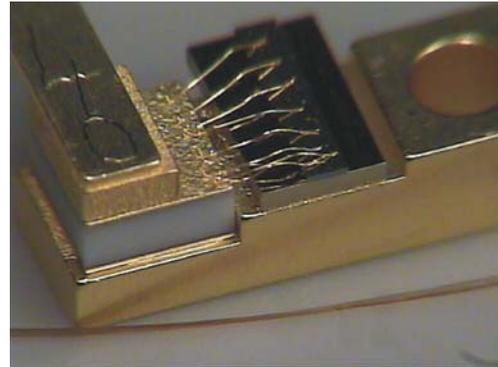


Abbildung 6.15: Aufnahme eines Hochleistungs-Laserverstärkers, der auf eine Kupferwärmesenke mit Cu/W-Wärmespreizer gelötet und bereits kontaktiert ist.

Genauso wichtig wie das Material des Wärmespreizers ist die Wahl des Lots. Denn nur durch eine gute Lötverbindung wird eine homogene Wärmeabfuhr mit niedrigem thermischen Widerstand gewährleistet. Es ist bekannt, daß lokale Erwärmungen (*hot spots*) die Bildung von Filamenten begünstigen [46]. Eine homogene Wärmeabfuhr erfordert eine homogene thermische Leitfähigkeit und eine gleichmäßige Benetzung des Lotes.

Bei der Montage auf Diamant empfiehlt sich die Verwendung eines Weichlotes wie Indium, das mechanische Verspannungen aufnehmen kann und durch seinen niedrigen Schmelzpunkt von 156°C auch weniger Verspannungen induziert. Bei der Montage auf Cu/W-Legierungen kann man aber auf das verlässlichere AuSn zurückgreifen [98]. Dies bildet im Mischungsverhältnis Au:Sn=80:20 ein Eutektikum mit einer Schmelztemperatur von 278°C . Beim eigentlichen Lötvorgang wird nun der Halbleiterchip mit der Epitaxienseite nach unten auf die Wärmesenke plziert und mit definierter Auflagekraft gehalten. Unter Formiergasatmosphäre wird dann das Lot aufgeschmolzen.

Zur optimalen Kühlung des Bauteils sollte die Wärmesenke mindestens so lang wie das Bauteil selbst sein. Ist sie kürzer, ragen die Facetten über die Wärmesenke hinaus und werden dort nur unzureichend gekühlt. Das ist besonders bei der breiten Ausgangsfacette von Verstärkern ein Problem aufgrund der dort herrschenden hohen optischen Leistungsdichte. Sind die Facetten des Chips jedoch gegenüber der Wärmesenke zurückversetzt, besteht die Gefahr, daß sich das Lot bei der Montage eventuell an den Facetten bis zum aktiven Bereich hochzieht. Außerdem wird der Strahlverlauf in vertikaler Richtung durch Reflexionen an der Wärmesenke gestört. Zudem können unter Umständen die Facetten mit den Kollimatoroptiken aufgrund ihres begrenzten Arbeitsabstandes nicht mehr erreicht werden. Als guter Kompromiß werden daher die Barren auf eine Länge von $2510 \mu\text{m}$ abgespalten bei einer nominellen Länge der Wärmespreizer von

2500 μm .

Zur elektrischen Kontaktierung wird der Rückseitenkontakt der Bauteile abschließend mit der der Lötfläche verbunden. Dazu werden feine Golddrähte mit 30 μm Durchmesser verwendet, die mit einem Drahtbender mit den Kontakten verbunden werden. Da die Stromtragfähigkeit etwa 0.5 A pro Draht beträgt, muß man die Bauteile mit 8–10 Drähten parallel kontaktieren.

6.10 Wärmewiderstand

Wie eben schon dargelegt, bestimmt der thermische Widerstand R_{th} , wie effizient aus dem Bauteil die entstehende Verlustleistung $P_v = P_{\text{el}} - P$ extrahiert werden kann. $P_{\text{el}} = UI$ ist dabei die aufgewandte elektrische Leistung, P die optische Ausgangsleistung des Bauteils. Der Wärmewiderstand ist definiert als die Temperaturerhöhung des aktiven Bereichs dividiert durch die dissipierte Verlustleistung

$$R_{\text{th}} = \frac{dT}{dP_v}. \quad (6.5)$$

Er setzt sich zusammen aus den Wärmewiderständen der einzelnen Schichten zwischen aktivem Bereich und Wärmesenke, inklusive der Übergangswiderstände zwischen den einzelnen Schichten.

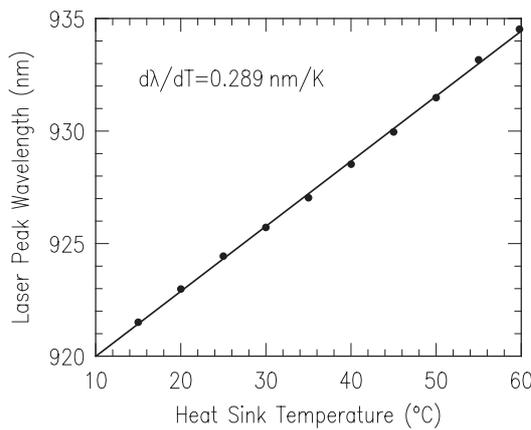


Abbildung 6.16: Änderung der Emissionswellenlänge in Abhängigkeit von der Wärmesenktemperatur. Die Messung wurde gepulst durchgeführt, um thermische Effekte auszuschließen.

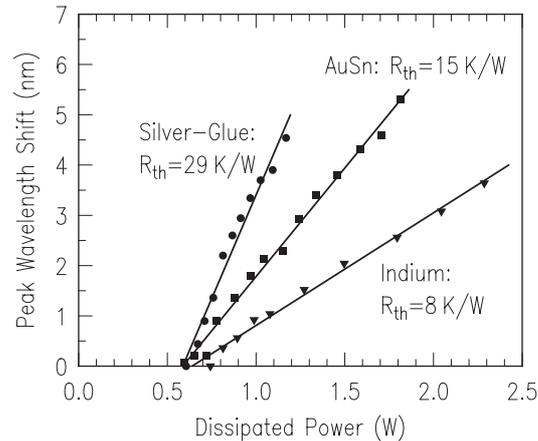


Abbildung 6.17: Thermische Widerstände von 200 μm breiten Lasern, die mit Silberleitkleber auf einen Kupferträger aufgeklebt, mit AuSn-Lot auf CuW-Wärmesenken und Indium auf Diamantwärmesenken gelötet wurden.

Experimentell kann man ihn nur indirekt bestimmen, indem man zunächst die Wellenlängenverschiebung eines Lasers in Abhängigkeit der Verlustleistung $d\lambda/dP_v$ bestimmt, wobei der Laser kontinuierlich betrieben wird und die Wärmesenke auf konstanter Temperatur gehalten wird. Im zweiten Schritt wird in einer Kalibrationsmessung die Änderung der Emissionswellenlänge mit der Temperatur der aktiven Zone $d\lambda/dT$ bestimmt. Diese Messung wird gepulst durchgeführt, damit keine thermischen Einflüsse das Meßergebnis verfälschen. Mit diesen beiden Messungen kann dann der thermische Widerstand berechnet werden zu

$$R_{\text{th}} = \frac{d\lambda/dP_v}{d\lambda/dT} = \frac{dT}{dP_v}. \quad (6.6)$$

In Abbildung 6.16 und 6.17 ist ein Beispiel für die Bestimmung des thermischen Widerstandes dargestellt. Die Messungen wurden mit $200\ \mu\text{m}$ breiten und $2500\ \mu\text{m}$ langen Breitstreifenlasern durchgeführt, die in verschiedener Weise auf Wärmesenken gelötet wurden. In der gepulsten Messung ergibt sich für die temperaturabhängige Wellenlängenverschiebung ein Wert von $d\lambda/dT = 0.289\ \text{nm/K}$. Im kontinuierlichen Betrieb wird die Wellenlängenverschiebung in Abhängigkeit von der Verlustleistung gemessen, die sich durch Messung von Strom, Spannung und optischer Ausgangsleistung bestimmen läßt.

Die einfachste Art der Montage ist das Aufkleben der Barren junction-side up mit Silberleitkleber auf vergoldete Kupferplättchen. Hier ergibt sich ein thermischer Widerstand von $29\ \text{K/W}$. Sie eignet sich damit nicht für den Hochleistungsbetrieb, sondern wird nur zu Testzwecken verwendet. Wesentlich besser ist das Löten junction-side down mit AuSn auf Cu/W-Wärmesenken mit einem Wärmewiderstand von $15\ \text{K/W}$. Noch besser schneidet das Löten mit Indium auf Diamantwärmesenken mit $8\ \text{K/W}$ ab. Für diese Montageart konnte jedoch kein verläßlicher Prozeß entwickelt werden, weswegen das Lötresultat sehr unterschiedlich ausfiel. Daher wurden alle Bauteile mit AuSn auf Cu/W-Wärmesenken montiert.

Kapitel 7

Eigenschaften der Rippenwellenleiter

7.1 Ausgangscharakteristik

Die Eigenschaften des Rippenwellenleiters kann man am einfachsten bestimmen, indem man ihn als Laser betreibt. Dazu werden $500\ \mu\text{m}$ lange Laserbarren vom fertig prozessierten Wafer abgespalten und mit Silberleitkleber auf vergoldete Kupferplatten geklebt, wie es in Abbildung 7.1 zu sehen ist. Das Aufkleben erleichtert die Handhabung des Laserbarrens, stellt eine sichere Kontaktierung der n-Seite her und unterstützt die Wärmeabfuhr.

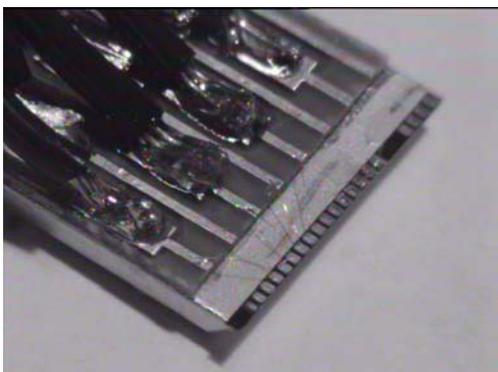


Abbildung 7.1: Auf eine vergoldete Kupferplatte geklebter Testlaser mit Rippenwellenleiter.

In Abbildung 7.2 ist die am Bauteil abfallende Spannung und die optische Ausgangsleistung über dem eingepprägten Strom aufgetragen. Bei dem Bauteil handelt es sich um einen Laser mit einer Wellenleiterbreite von $6\ \mu\text{m}$. Der Laser zeigt eine Knickspannung U_f , die mit $1.4\ \text{V}$ nur $50\ \text{mV}$ über dem Wert liegt, der der Bandkantenenergie bei der Emissionswellenlänge von $\lambda = 924\ \text{nm}$ liegt. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Strominjektion in den Quantenfilm nicht durch Heterobarrieren oder nichtohmsche Kontakte behindert wird.

Aus der Steigung des linearen Bereiches der IU -Kennlinie läßt sich der Serienwiderstand der Laserdiode bestimmen. Er fällt mit $6.1\ \Omega$ ebenfalls moderat aus. Mit abnehmender Wellenleiterbreite nimmt der Serienwiderstand leicht zu und erreicht bei $d = 3\ \mu\text{m}$ einen Wert von etwa $7\ \Omega$.

Ab einem Schwellstrom von $12.4\ \text{mA}$ setzt Lasertätigkeit ein. Die Schwellströme variieren ebenfalls nur wenig mit der Wellenleiterbreite. Aus der Steigung der Leistungskennlinie berechnet sich eine differentielle Effizienz von $\eta_d = 36\%$. Da die Facetten hier aber unbeschichtet sind,

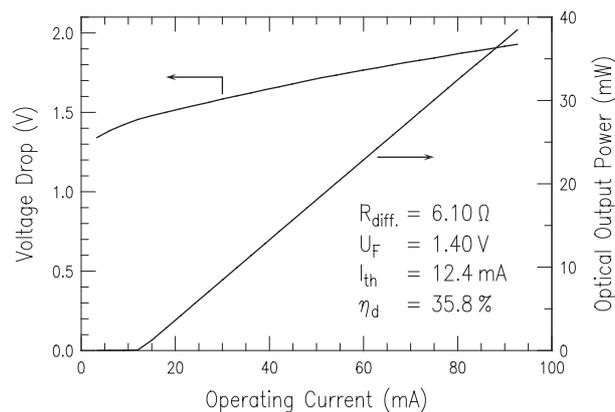


Abbildung 7.2: Elektrische und optische Kennlinie einer $500 \mu\text{m}$ langen Laserdiode mit einer Wellenleiterbreite von $6 \mu\text{m}$. Die Facetten sind unbeschichtet.

ist die Reflektivität gleich an beiden Enden des Lasers und es wird gleichviel Leistung in beide Richtungen emittiert. Deshalb dürfte idealerweise die differentielle Effizienz mit dem Faktor 2 multipliziert werden.

Durch eine dielektrische Beschichtung der Laserfacetten kann dieses Verhalten optimiert werden. Eine Seite des Lasers wird mit einer möglichst hochreflektierenden Schicht beschichtet, die andere Seite wird leicht entspiegelt. Damit der Schwellstrom durch die Beschichtung nicht ansteigt, muß das Produkt der Facettenreflektivitäten vor und nach der Beschichtung gleichbleiben. Meistens wählt man eine 10%/90%-Kombination. Die Kennlinien eines so beschichteten Lasers sind in Abbildung 7.3 dargestellt.

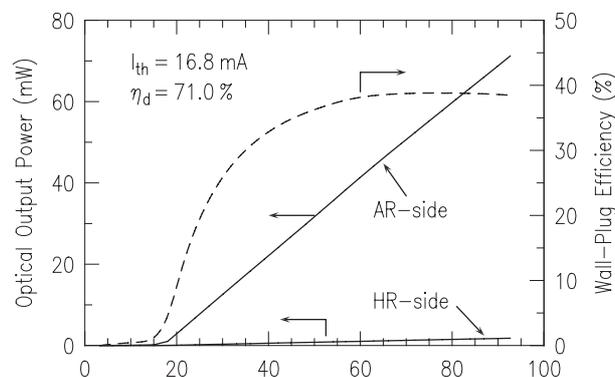


Abbildung 7.3: Kennlinien eines Lasers mit $6 \mu\text{m}$ breitem Rippenwellenleiter, dessen Facetten mit einer 10%/90%-Beschichtung versehen sind.

Der Schwellstrom ist nur unwesentlich erhöht. Die differentielle Effizienz hat sich von 36% nahezu verdoppelt auf 71%. Für die Differenz ist die kleine, aber dennoch vorhandene Ausgangsleistung der hochreflektierenden Seite, die ebenfalls in Abbildung 7.3 aufgetragen ist. Zusätzlich ist auch noch die Konversionseffizienz zu sehen. Hier sind Wirkungsgrade von bis zu 40% möglich.

7.2 Wellenführung

Die optische Welle wird in den Lasern in einem sog. Rippenwellenleiter geführt. Dieser wird durch selektives Abätzen der epitaktischen Struktur erzeugt, wobei ein Steg mit der Breite w und Brechungsindex n_1 stehenbleibt, wie es in Abbildung 7.4 skizziert ist. Durch das Abätzen

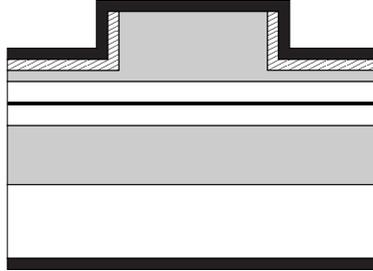


Abbildung 7.4: Skizze eines Querschnitts durch einen Rippenwellenleiter.

erniedrigt sich der effektive Brechungsindex der vertikalen Mode auf den Wert n_2 . Es ergibt sich ein stufenförmiges Brechzahlprofil ähnlich dem einer Glasfaser, wie es in Abbildung 7.5 dargestellt ist.

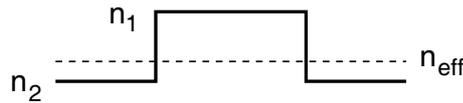


Abbildung 7.5: Brechzahlprofil eines Rippenwellenleiters.

Dem Design des Wellenleiters kommt besondere Bedeutung bei. Es muß sichergestellt sein, daß der Wellenleiter in einem möglichst großen Fenster von Betriebszuständen nicht mehrmodig wird und daß die Brechzahlverhältnisse und die Wellenleiterbreite so gewählt werden, daß sich die propagierende Grundmode möglichst gut mit dem idealen Gaußprofil deckt. Nur dann ist eine Strahlqualität nahe am theoretischen Limit von $M^2 = 1$ möglich.

Zusätzlich muß die Welle in lateraler Richtung so geführt werden, daß nach dem Übergang in den gewinngeführten Verstärkerteil die Divergenz des Strahles etwas größer ist als der Trapezwinkel, damit der Verstärker auch in den Randbereichen ausreichend gesättigt werden kann und spontane Emission hinreichend unterdrückt wird. Ist der Divergenzwinkel zu groß, geht wiederum Leistung in den Absorbern verloren und das Strahlprofil wird tendenziell rechteckförmiger.

Für einen dielektrischen Wellenleiter mit drei Schichten, wie es auch z.B. auf den Rippenwellenleiter in Abb. 7.4 näherungsweise zutrifft, läßt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der Breite des Wellenleiters, den Brechungsindizes und der Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden erstellen [82]. Dazu werden üblicherweise dimensionslose Größen eingeführt:

$$V = k_0 d \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad (7.1)$$

wobei n_1 und n_2 die Brechungsindizes der Kern- bzw. Mantelschichten des Wellenleiters bezeichnen und n_{eff} den effektiven Brechungsindex der Wellenleitermode darstellt. V wird als Frequenzparameter bezeichnet, da $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = 2\pi\nu/c$ proportional zur Frequenz ν der Welle ist. Der Phasenparameter b ist ein Maß für den effektiven Brechungsindex n_{eff} der Mode. Asymmetrische Wellenleiter können für TE- und TM-Wellen durch normierte Asymmetrieparameter

α_{TE} and α_{TM} berücksichtigt werden:

$$\alpha_{\text{TE}} = \frac{n_2'^2 - n_2''^2}{n_1^2 - n_2'^2}, \quad \alpha_{\text{TM}} = \frac{n_1^4 n_2'^2 - n_2''^2}{n_2''^4 n_1^2 - n_2'^2}, \quad (7.2)$$

wobei n_2' und n_2'' die Brechzahlen der jeweiligen Mantelschicht sind. Mit diesen Parametern läßt sich nun z.B. für TE-Wellen folgender Zusammenhang herleiten:

$$V\sqrt{1-b} = m\pi + \arctan\left(\sqrt{\frac{b}{1-b}}\right) + \arctan\left(\sqrt{\frac{b+\alpha_{\text{TE}}}{1-b}}\right). \quad (7.3)$$

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 7.6 graphisch dargestellt für die ersten drei TE-Moden. Zusätzlich wurde der Asymmetrieparameter α variiert. In einem symmetrischen Wellenleiter

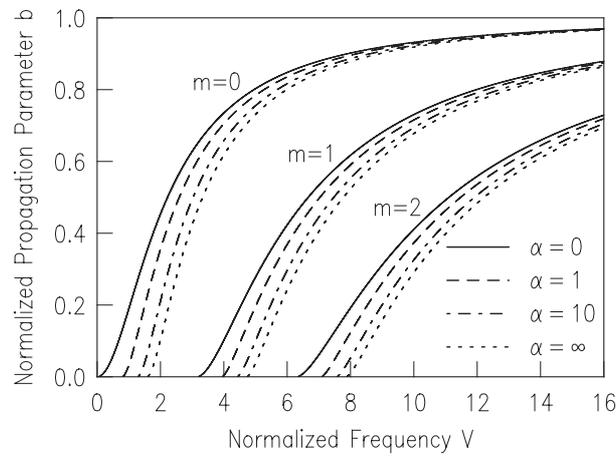


Abbildung 7.6: Auftragung des Phasenparameters b über den Frequenzparameter V für die ersten 3 TE-Moden eines dielektrischen Filmwellenleiters mit 3 Schichten für unterschiedliche Asymmetrieparameter α .

($\alpha = 0$) ist immer die Grundmode ($m = 0$) ausbreitungsfähig. In asymmetrischen Wellenleitern ist die Grundmode nur oberhalb der Grenzfrequenz $V_0 = \arctan\sqrt{\alpha_{\text{TE}}}$ ausbreitungsfähig. Für Moden höherer Ordnung m beträgt die Grenzfrequenz $V_m = V_0 + m\pi$. TM-Wellen zeigen prinzipiell die gleiche Dispersionsrelation, insbesondere sind die Grenzfrequenzen der Moden gleich. Lediglich der Anstieg des Phasenparameters in der Nähe der Grenzfrequenz ist flacher [99].

Damit also nur die Grundmode in einem Wellenleiter ausbreitungsfähig ist, muß für den Frequenzparameter $V < \pi$ gelten. In vertikaler Richtung ist dies kein Problem, da die Breite des Wellenleiterkerns sehr klein ist und außerdem durch die Epitaxie sehr gut zu kontrollieren ist. Deshalb kann man sich hier auch relativ große Brechzahlssprünge von $\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx 0.5$ zwischen Wellenleiterkern und Mantelschichten erlauben. Dieser Wert kann noch verdoppelt werden, da im vertikalen Wellenleiter optischer Gewinn nur im Quantenfilm vorliegt und die Mode 1. Ordnung genau an dieser Stelle einen Knoten aufweist und somit zwar ausbreitungsfähig ist, jedoch nicht verstärkt wird. Es ist sogar möglich, das Design des vertikalen Wellenleiters so zu wählen, daß selbst die Mode 2. Ordnung noch ausbreitungsfähig ist. Da der Brechungsindex des GaAs-Substrates höher ist als der effektive Brechungsindex der geführten Moden, weisen alle Moden Strahlungsverluste auf abhängig von der Dicke der Mantelschicht zwischen Wellenleiterkern und Substrat. Da die höheren Moden weiter in die Mantelschichten reichen als die Grundmode,

haben sie bei geeigneter Wahl der Dicke der Mantelschicht viel höhere Strahlungsverluste und werden somit effizient unterdrückt [100].

In lateraler Richtung hingegen legt die Breite der Rippe die Wellenleiterbreite fest. Sie wird durch Lithographie und einen anschließenden Ätzprozeß definiert. Es ist hier nicht möglich, die Breite des Wellenleiters auf Werte kleiner als $1\ \mu\text{m}$ zu beschränken, da dessen Herstellung technologisch sehr aufwändig wäre. Zudem hat ein so schmaler Wellenleiter hohe Kontakt- und Serienwiderstände zur Folge, was zu unerwünschter Wärmeentwicklung und damit zu einer Beeinträchtigung der Leistung des Bauteils führen würde. Die Breite des Wellenleiters ist durch Prozeßschwankungen technologisch auch nicht so gut kontrollierbar wie es in vertikaler Richtung durch die Epitaxie möglich ist.

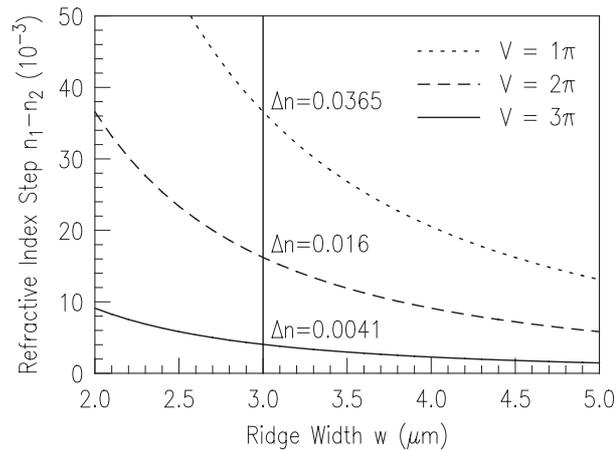


Abbildung 7.7: Abhängigkeit der maximal erlaubten Differenz in den Brechungsindizes $n_1 - n_2$ zwischen Kern- und Mantelschichten von der Breite des Wellenleiterkerns, ab der die jeweils nächsthöhere Mode ausbreitungsfähig ist. Für eine Wellenleiterbreite von $3\ \mu\text{m}$ sind die Werte für den Brechungsindexsprung explizit angegeben.

Aus diesen Gründen wählt man in lateraler Richtung meist Wellenleiterbreiten von etwa $3\text{--}5\ \mu\text{m}$. Zur Sicherstellung der Einmodigkeit ist jetzt aber der Brechungsindexsprung auf viel kleinere Werte beschränkt. In Abbildung 7.7 ist die Differenz der Brechungsindizes $n_1 - n_2$ zwischen Kern- und Mantelschichten dargestellt, ab der bei einer bestimmten Wellenleiterbreite bereits die erste, zweite oder dritte Mode ausbreitungsfähig wird. Wie man aus dem Diagramm ersehen kann, sind für den Brechzahlunterschied typischerweise nur Werte im Promillebereich erlaubt, wenn man neben der Grundmode die Ausbreitung aller höheren Moden verhindern will.

In Abbildung 7.8 ist eine REM-Aufnahme vom Querschnitt eines Rippenwellenleiters zu sehen, der wie in Kapitel 6 beschrieben hergestellt wurde. Der Wellenleiter wird durch Ätzen zweier Gräben definiert. Durch das Abtragen des Halbleiters verändert sich der vertikale Wellenleiter. Dadurch wird die Form der sich darin ausbreitenden Mode ebenfalls verändert. Der Anteil der Mode in den Mantelschichten nimmt zu auf Kosten des Anteils im Wellenleiterkern. Die Folge davon ist, daß sich der effektive Brechungsindex der vertikalen Mode erniedrigt. Dieser Zusammenhang ist in dem Diagramm in Abbildung 7.9 am Beispiel der epitaktischen Struktur aus Abbildung 5.4 dargestellt. Durch die Wahl der Ätztiefe läßt sich also nahezu jedes beliebige Brechzahlprofil einstellen. Für jede Breite des Wellenleiters kann so der optimale Brechzahlsprung hergestellt werden.

In Abbildung 7.9 ist außerdem der Punkt markiert, ab dem in einem $3\ \mu\text{m}$ breiten Wellenleiter bereits die erste höhere Mode ausbreitungsfähig ist. Um die Einmodigkeit zu erhalten, darf also die Grabentiefe den entsprechenden Wert von $1555\ \text{nm}$ nicht überschreiten. Allerdings darf die

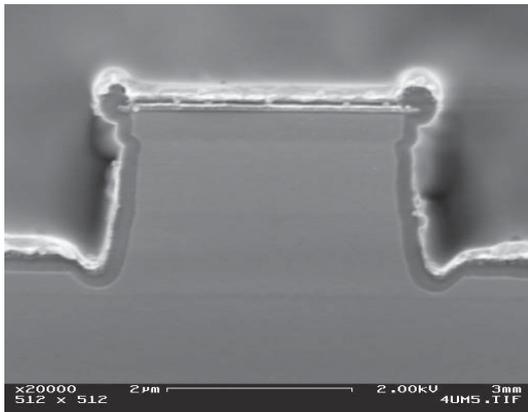


Abbildung 7.8: REM-Aufnahme vom Querschnitt eines Rippenwellenleiters

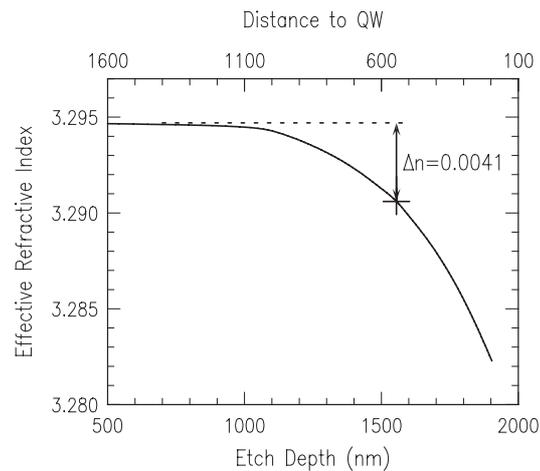


Abbildung 7.9: Effektiver Brechungsindex in Abhängigkeit von der Ätztiefe bzw. vom Abstand des Ätzgrabens vom Quantenfilm.

Ätztiefe auch nicht zu gering ausfallen, denn in diesem Fall wäre der Brechzahlssprung zu klein und die propagierende Welle würde nicht index- sondern gewinngeführt, was zu Astigmatismus, nicht gaußförmigem Fernfeld und höheren Schwellströmen führen würde [101]. Letzteres wird noch dadurch unterstützt, daß bei flachen Ätzgräben die Ladungsträger in der leitfähigen oberen Mantelschicht und in den Wellenleiterschichten verstärkt lateral diffundieren können [102]. Die Verteilung der Ladungsträger deckt sich dann nicht mehr so gut mit der Intensitätsverteilung, der Füllfaktor wird also kleiner.

Die Wahl der richtigen Ätztiefe und damit des Brechungsindexunterschieds zwischen Rippe und Graben ist also äußerst wichtig für das Modenverhalten des Wellenleiters. Das Prozeßfenster ist dabei relativ klein. So kann schon ein nur um 100 nm zu tiefer Graben dafür sorgen, daß der Wellenleiter mehrmodig wird. Dies ist umso kritischer, je breiter der Wellenleiter ist. Denn dann rücken auch die Abstände in den Brechzahldifferenzen zusammen, ab denen jeweils höhere Moden erlaubt sind. Kommt dann noch hinzu, daß man viel Halbleitermaterial abzutragen hat durch dicke Kontakt- und Mantelschichten, muß die Ätzrate auf wenige Prozent bekannt und reproduzierbar sein, damit man die geforderte Genauigkeit erzielt.

Das Prozeßfenster für die laterale Wellenführung wird noch weiter eingeschränkt, wenn im Wellenleiter zwar nur die Grundmode ausbreitungsfähig sein soll, aber der Divergenzwinkel, den die Mode nach Verlassen des Wellenleiters aufweist, möglichst groß sein soll. Das ist für die Ausleuchtung eines großen Trapezbereichs wichtig. Ein großer Trapezbereich bedeutet eine große aktive Fläche und somit hohe Ausgangsleistung, die sich dann auch auf eine breite Ausgangsfacetten verteilt. Einen großen Divergenzwinkel erreicht man durch eine starke laterale Führung, d.h. einem möglichst großen Brechungsindexsprung. Die Bedingung der Einmodigkeit und eine große Divergenz verhalten sich also hinsichtlich des Brechungsindexsprunges gegenläufig und man muß einen geeigneten Kompromiß finden.

Das laterale Brechzahlprofil wird aber nicht nur allein durch die Tiefe und Form der Ätzgräben bestimmt. Der lokale Brechungsindex ist nämlich in erheblichem Maß auch abhängig von der injizierten Ladungsträgerdichte bzw. dem optischen Gewinn [103]. Die Kopplung von Brechungsindex und Gewinn kann sich stark auf die Ansprechschwelle der einzelnen Moden und auf die Strahlqualität des Lasers auswirken.

Der Brechungsindex der aktiven Schicht nimmt mit zunehmender Ladungsträgerdichte ab (*anti-*

guiding) aufgrund von band-filling-Effekten, Absorption freier Ladungsträger, Intraband-Absorption und -Streuung, sowie Effekten verursacht durch Schrumpfen der Bandlücke [104]. Diese ladungsträgerinduzierte Änderung der Brechzahl ist eine Konsequenz der Kramers-Kronig-Relation. In allen dispersiven Materialien, zu denen auch die Halbleiter zählen, zeigt die komplexe Dielektrizitätskonstante anormale Dispersion für Frequenzen, die resonant zu einem optischen Übergang wie der Bandkante bzw. der Laserfrequenz liegen. Die Dämpfungskonstante in solchen Materialien ist mit dem Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätskonstante und der Brechungsindex mit dem Realteil verknüpft. Das Kausalitätsprinzip fordert nun, daß Real- und Imaginärteil miteinander verknüpft sind. Diese Kopplung von Brechungsindex und optischem Gewinn in dispersiven Materialien kann ausgedrückt werden durch [105, 106]

$$\left(\frac{\partial n(E, N)}{\partial N}\right)_{\text{KK}} = -\frac{hc}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\partial g(E', N)/\partial N}{E'^2 - E^2} dE', \quad (7.4)$$

wobei E die Photonenenergie darstellt. Je stärker sich der Gewinn mit der Ladungsträgerdichte ändert, umso größer ist auch die Änderung des effektiven Brechungsindex. In Gebieten hoher Intensität, wo der Gewinn durch Sättigung reduziert ist, wird der Brechungsindex höher sein als in Gebieten mit niedriger Intensität, wo der Gewinn höher ist. Daraus resultiert der Effekt der Selbstfokussierung im Laser. Vor allem in Breitstreifenlasern und -verstärkern kann dieser Effekt zu unkontrollierbarer Ausbildung von sog. Filamenten führen. Durch die niedrige oder gar fehlende wechselseitige Kohärenz zwischen den Filamenten kommt es dann zu einer drastischen Verschlechterung der zeitlichen und räumlichen Kohärenz des Ausgangsstrahles [55].

Im Gegensatz zu Festkörperlasern und anderen Lasertypen ist bei Halbleiterlasern die gewinninduzierte Änderung des Brechungsindex ausgeprägt. Der Grund hierfür liegt in der Kombination von vergleichsweise hohem Materialgewinn und der Abhängigkeit der elektronischen Zustandsdichte vom Pumpstrom. Die Zustandsdichte wird durch die Injektion von Ladungsträgern so stark verändert, weil die Elektronen und Löcher als Fermiteilchen nie denselben Quantenzustand im Leitungs- bzw. Valenzband besetzen können.

Die Absorption freier Ladungsträger ist ein weiterer Einflußfaktor auf den ladungsträgerabhängigen Brechungsindex. Ein Elektron oder Loch kann unter Absorption eines Photons auf einen höheren unbesetzten Zustand angeregt werden. Der Anteil der Intrabandabsorption an $\left(\frac{\partial n(E, N)}{\partial N}\right)_{\text{KK}}$ kann vernachlässigt werden, da die Änderung des differentiellen Gewinns aufgrund von Intrabandabsorption weniger als 1% ausmacht. Der Einfluß auf den differentiellen Brechungsindex kann durch das klassische Oszillatormodell von Drude und Lorentz beschrieben werden. Die Änderung des Brechungsindex ist demnach gegeben durch [107]

$$\left(\frac{\partial n(E)}{\partial N}\right)_{\text{FC}} = -\frac{\hbar^2 e^2}{2n_{\text{mat}} \epsilon_0 E^2 m^*}, \quad (7.5)$$

mit E der Energie und m^* der effektiven Masse der Elektronen und Löcher. ϵ_0 ist die dielektrische Konstante der optisch aktiven Schicht. In der Gleichung ist die Näherung enthalten, daß beide Ladungsträgerarten die gleiche Konzentration besitzen. Die Absorption freier Ladungsträger sorgt also ebenfalls für eine Erniedrigung des differentiellen Brechungsindex und addiert sich somit zu dem Beitrag $\left(\frac{\partial n(E, N)}{\partial N}\right)_{\text{KK}}$, der durch Band-filling und Schrumpfen der Bandlücke verursacht wird.

Für die Charakterisierung der ladungsträgerinduzierten Änderungen der optischen Eigenschaften einer Laserstruktur werden der differentielle Gewinn dg/dN und der differentielle Brechungsindex dn/dN herangezogen. Diese beiden Größen sind experimentell direkt zugänglich und werden meist in einer Größe zusammengefaßt, dem sog. α -Faktor (auch *linewidth-enhancement factor* oder *anti-guiding factor*). Er beschreibt die über die Ladungsträgerdichte vermittelte

Kopplung zwischen optischem Gewinn und Brechungsindex und ist definiert als [108, 109]

$$\alpha = -2k_0 \frac{dn/dN}{dg/dN}. \quad (7.6)$$

Der α -Faktor verknüpft dann die ladungsträgerinduzierte Änderung Δn des Realteils der Brechzahl mit dem optischen Gewinn

$$\Delta n = -\frac{\alpha \Gamma g(x, z)}{2k_0}. \quad (7.7)$$

Für eine möglichst kleine Brechzahländerung Δn muß also der modale Gewinn Γg oder der α -Faktor klein sein. Ein niedriger Wert für den α -Faktor ist entweder durch einen kleinen ladungsträgerinduzierten differentiellen Brechungsindex oder durch einen großen differentiellen Gewinn zu erreichen.

Experimentell wurden für dg/dN Werte von $0.7-1.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ und für dn/dN Werte zwischen $-5.0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ und $-1.1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ ermittelt. Der α -Faktor liegt dabei abhängig von Wellenlänge und Ladungsträgerdichte etwa zwischen 2 und 5 [105, 110, 111, 112]. Der α -Faktor ist bei verspannten Quantenfilmen etwas niedriger als bei unverspannten [113]. Eine deutlichere Erniedrigung ist durch p-Dotierung der aktiven Zone zu erreichen [114], was aber andere Nachteile mit sich bringt. Auch die Struktur des Wellenleiters selbst hat Einfluß auf den Wert des α -Faktors [115]. Der α -Faktor kann selber wieder von der Ladungsträgerdichte abhängen. So wurde ein starker Anstieg des α -Faktors von 2 auf 7 mit Zunahme der Flächenladungsträgerdichte von 1.0 auf $5.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ gemessen [116]. Dieser Anstieg kann dadurch erklärt werden, daß aufgrund der Bandauffüllung Zustände in höheren Subbändern des Quantenfilms bzw. der Barrieren besetzt werden. Diese Ladungsträger tragen zwar noch zum Brechungsindex, aber nicht mehr zum optischen Gewinn bei. Die Folge daraus ist eine Erhöhung des α -Faktors.

Nimmt man einen modalen Gewinn von $\Gamma g = 30 \text{ cm}^{-1}$ an, so kann die ladungsträgerinduzierte Änderung des effektiven Brechungsindex bei einer Wellenlänge von $\lambda = 920 \text{ nm}$ nach Gleichung (7.7) Werte von mehreren 10^{-3} erreichen. Dieser erhebliche Wert kann entscheidenden Einfluß auf das Modenverhalten und die Führung des lateralen Wellenleiters nehmen und ist beim Design des Wellenleiters auf jeden Fall zu berücksichtigen. Um einen Übergang von Index- zu Gewinnführung zu vermeiden, sollte der Brechungsindexunterschied zwischen Steg und Graben deutlich größer sein als 0.005 [117]. Sind sie miteinander vergleichbar, hängt der Anteil der ladungsträgerbedingten Erniedrigung des Brechzahlunterschieds und damit die Art der Wellenführung sehr kritisch ab von Parametern wie z.B. der Resonatorlänge, der Facettenreflektivität oder der Wärmesenktemperatur, die alle unmittelbaren Einfluß auf die Ladungsträgerdichte an der Laserschwelle haben [118, 119].

Die Erwärmung des Bauteils im Betrieb wirkt sich nicht nur über die höhere Schwellstromdichte, sondern auch durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex auf die Wellenführung aus. Dies gilt insbesondere bei Betrieb mit hohen Stromdichten [33]. Da Halbleiter-Laserdioden eine elektrisch-optische Konversionseffizienz von etwa 50 % aufweisen, wird die Hälfte der elektrischen Leistung als Wärme im Bauteil dissipiert. Die Erwärmung entsteht unter anderem durch ohmsche Verluste am Serienwiderstand der Laserdiode und an den Metall-Halbleiterkontakten. Als dominierende Quelle gilt aber die nichtstrahlende Rekombination von Ladungsträgern im aktiven Bereich.

Die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von GaAs ist mit $2.7-3.2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [120, 121] etwas größer als die von AlAs mit $0.46-1.43 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [121, 122]. Durch die Erwärmung vergrößert sich also der Indexsprung und das Nahfeld verengt sich. Dieser Effekt wird als *thermal lensing* bezeichnet. Entscheidend ist hier nicht so sehr die absolute Temperaturerhöhung, sondern eher die Ausbildung eines Temperaturgradienten. Die Prozeßtechnologie und die Montage haben hier die Aufgabe, diesen Gradienten möglichst klein zu halten. In Lasern mit Rippenwellenleiter ist dies bei den hier in Frage kommenden Strömen aber kein Problem, da durch

die kleinen Abmessungen der aktiven Zone die dissipierte Wärme zweidimensional abgeführt werden kann und so der thermische Widerstand relativ klein ist.

7.3 Strahlqualität

Wie aus Abbildung 7.10 zu entnehmen ist, konnte mit indexgeführten Rippenwellenleitern nahezu beugungsbegrenzte Laserstrahlung erzeugt werden. Der Steg ist bei diesem Bauteil $4\ \mu\text{m}$ breit, die Facetten sind mit einer AR/HR-Beschichtung versehen. Der Schwellstrom beträgt $I_{\text{th}} = 16\ \text{mA}$ und die differentielle Effizienz $\eta_{\text{d}} = 65.3\%$. Der Strahlqualitätsfaktor M^2 ist im gesamten gemessenen Strombereich kleiner als 1.4 für beide Richtungen, zwischen 80 mA und 160 mA sogar kleiner als 1.2. Die Werte für die Strahlqualität wurden mit dem Gerät ModeMasterPC der Firma Coherent bestimmt.

Unterhalb der Laserschwelle können die Werte für die Strahlqualität nicht gemessen werden, da die optische Ausgangsleistung dafür nicht ausreicht. Knapp oberhalb der Schwelle sind die Beugungsmaßzahlen immer am größten. Das liegt an der schlechten räumlichen Kohärenz aufgrund des hohen Anteils an verstärkter spontaner Emission. Mit zunehmendem Strom wird diese jedoch immer mehr unterdrückt und die Strahlqualität verbessert sich rasch, bis sie einen stationären Wert annimmt.

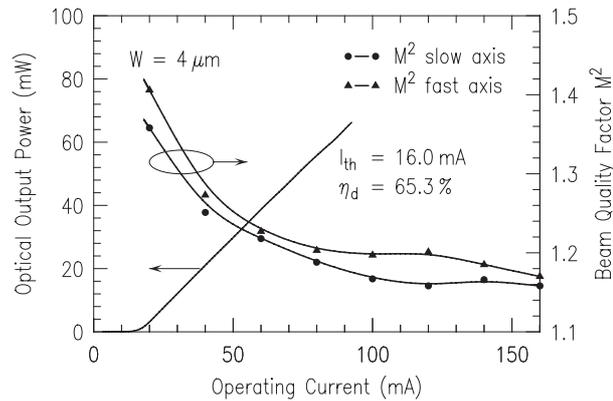


Abbildung 7.10: Leistungskennlinie eines Lasers mit $4\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter und Strahlqualität in lateraler und vertikaler Richtung für verschiedene Ströme.

In vertikaler Richtung kann man eine Untergrenze für die Strahlqualität mit der Formel (3.18) abschätzen. In Diagramm 7.11 ist die aus der epitaktischen Schichtfolge berechnete Intensitätsverteilung der Mode in vertikaler Richtung dargestellt. Wie man unschwer erkennen kann, weicht die Form der Mode von der idealen Gaußform ab. Die Breite der Mode beträgt $1.545\ \mu\text{m}$. In Diagramm 7.12 ist dagegen die Intensitätsverteilung im Fernfeld aufgetragen. Anzumerken ist hier, daß die gemessene Kurve sehr gut mit dem aus der Nahfeldverteilung berechneten Fernfeld übereinstimmt. Der Fernfeldwinkel beträgt 46° . Daraus berechnet sich eine Beugungsmaßzahl von 1.07. In vertikaler Richtung wird der Laserstrahl für diese epitaktische Schichtfolge also niemals perfekt beugungsbegrenzt sein, sondern immer über diesem berechneten Wert liegen. In lateraler Richtung kann man das Brechzahlprofil aber durch Design- und Prozeßparameter gezielt beeinflussen. Zu diesem Zweck wurde die Breite der Wellenleiter variiert. Die Auswirkung auf die Strahlqualität ist in Abbildung 7.13 zu sehen. Die Ätztiefe und damit der Brechungsindexsprung war für alle Laser gleich. Im Diagramm angegeben sind die nominellen Werte für die Stegbreiten, so wie sie auf der Lithographiemaske vorliegen. Im vorliegenden Fall sind die tatsächlichen Breiten durch Technologieeffekte jedoch etwa ein Mikrometer kleiner.

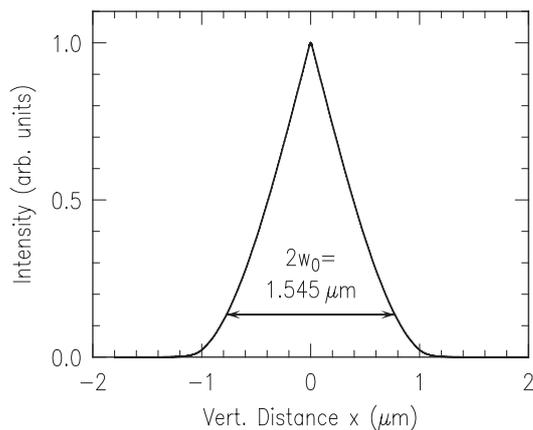


Abbildung 7.11: Berechnete Intensitätsverteilung der vertikalen Mode des verwendeten Epitaxiematerials.

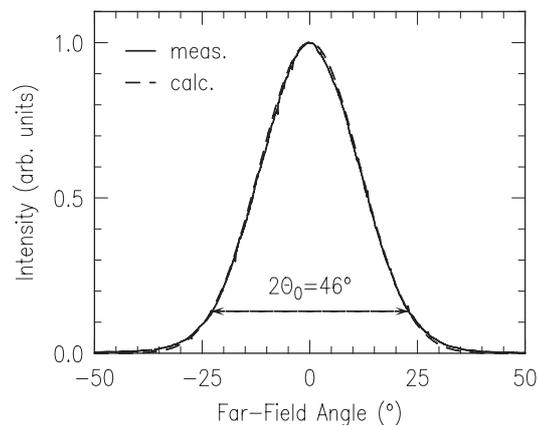


Abbildung 7.12: Gemessene und aus der Nahfeldverteilung berechnete Intensitätsverteilung im Fernfeld.

In Abbildung 7.13 zeigt das Bauteil mit $4\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter die besten Werte für die Strahlqualität innerhalb des gemessenen Strombereichs. Die breiteren Laser sind bei niedrigen Strömen zwar noch etwas besser, mit zunehmendem Strom werden sie aber mehrmodig und die Strahlqualität nimmt rapide ab. Bei den Lasern mit $2.5\ \mu\text{m}$ und $3\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter sind die geätzten Gräben nicht tief genug und der Brechungsindexsprung somit zu klein. Dies führt zu einer Abweichung der Mode von der idealen Gaußform und dadurch erhöhten Beugungsmaßzahlen.

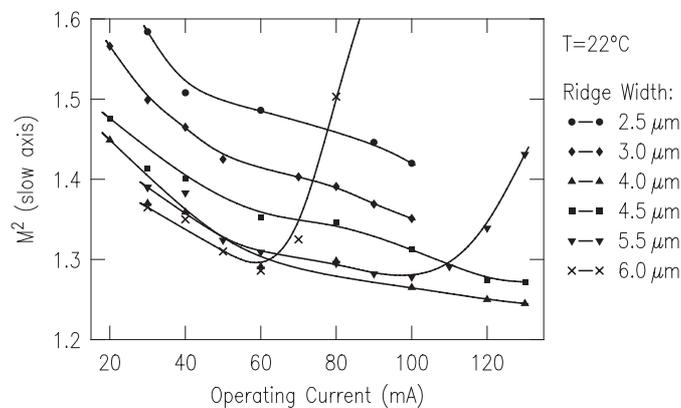


Abbildung 7.13: Beugungsmaßzahlen M^2 für verschiedene Wellenleiterbreiten.

Die Strahlqualität der Laser kann man auch dadurch quantifizieren, daß man die Effizienz der Einkopplung in eine Monomode-Glasfaser bestimmt. Dazu wurde das Licht einer $4\ \mu\text{m}$ breiten Laserdiode mit zwei Linsen (Thorlabs C140TM und Melles Griot GLC 004) in eine Glasfaser mit $6.9\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und einer Numerischen Apertur von $NA = 0.11$ eingekoppelt.

In Abbildung 7.14 ist die optische Ausgangsleistung des Lasers über dem Diodenstrom aufgetragen. Die untere Kurve zeigt den Anteil der optischen Leistung, die in die Glasfaser eingekoppelt werden konnte. Auf der rechten Skala ist die daraus berechnete Koppelleffizienz zu sehen. Sie ist fast unabhängig vom Diodenstrom und beträgt nahezu 80%, was als weiteres Zeichen für

eine gute Strahlqualität zu werten ist.

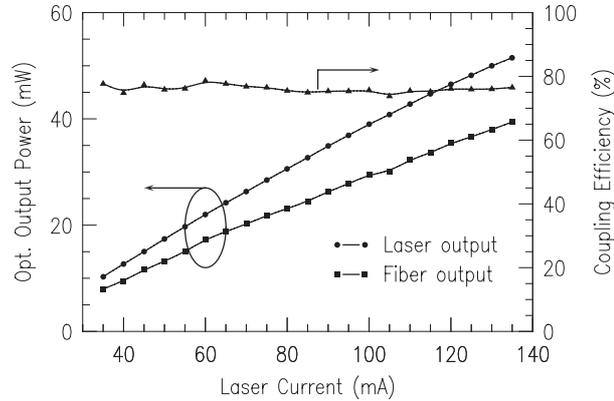


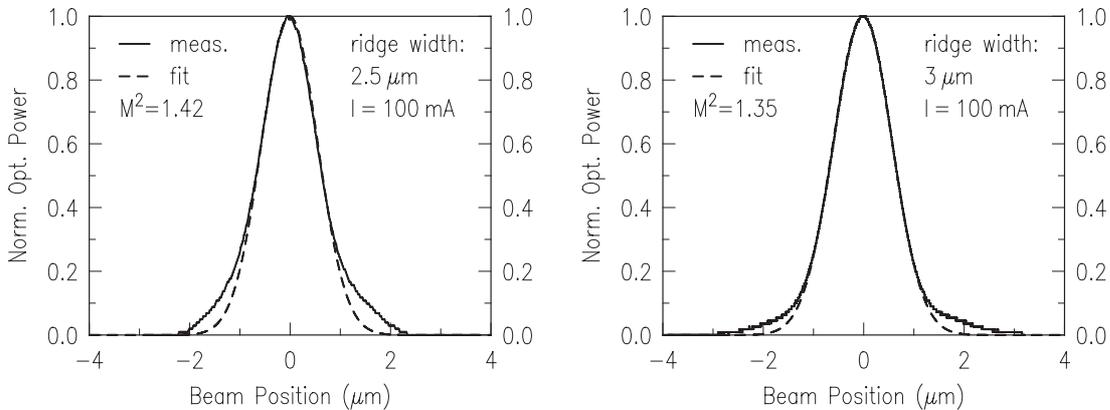
Abbildung 7.14: Optische Ausgangsleistung eines $4\ \mu\text{m}$ breiten Lasers und in eine Monomode-Glasfaser eingekoppelte Leistung. Auf der rechten Skala ist die Koppeleffizienz aufgetragen.

7.4 Optische Nahfelder

Um diese Aussagen zu untermauern, wurden Abbildungen der optischen Nahfelder von Lasern mit verschiedener Wellenleiterbreite aufgenommen. Dabei werden mit einem Objektiv die Laser auf einen drehbaren Schlitz abgebildet, hinter dem eine großflächige Photodiode die Intensität mißt. Mit Hilfe des bekannten Vergrößerungsfaktors kann dann auf die tatsächliche Intensitätsverteilung im Nahfeld zurückgerechnet werden.

In Abbildung 7.15 sind nun die Nahfelder von Lasern mit $2.5\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$, $4\ \mu\text{m}$ und $6\ \mu\text{m}$ breiten Wellenleitern aufgetragen. Gestrichelt ist jeweils auch ein gaußförmiger Fit eingezeichnet, damit die Abweichung der Messung davon transparent wird. Zusätzlich sind für jedes Bauteil der Betriebsstrom und die Beugungsmaßzahl angegeben.

Wie man unschwer erkennen kann, paßt das Nahfeld des $4\ \mu\text{m}$ breiten Lasers am besten zur Gaußverteilung. Dieses Bauteil hat auch die kleinste Beugungsmaßzahl. Die schmäleren Laser weichen deutlicher von der Gaußverteilung ab. Je größer diese Abweichung ist, umso größer ist auch die Beugungsmaßzahl. Bei diesen Nahfeldern ist die Intensität am Fuß der Verteilung zu hoch. Der Wellenleiter ist für das vorliegende Brechzahlprofil zu schmal, als daß sich eine gaußförmige Intensitätsverteilung einstellen könnte. Der $6\ \mu\text{m}$ breite Laser zeigt bei höheren



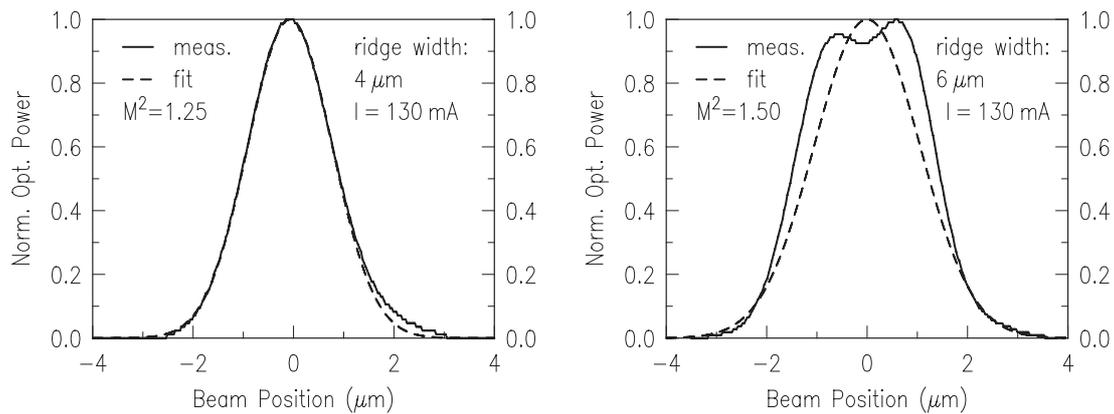


Abbildung 7.15: Abbildungen der optischen Nahfelder (durchgezogene Linien) von Lasern mit verschiedener Wellenleiterbreite und Gaußfits (gestrichelte Linien). Zusätzlich sind für jeden Laser der Injektionsstrom und die Beugungsmaßzahl angegeben.

Strömen zwei ausgeprägte Maxima im Nahfeld. Dies ist ein deutliches Zeichen dafür, daß dieser Laser bei dem betreffenden Strom mehrmodig ist. Er zeigt dann auch den schlechtesten Wert für die Strahlqualität.

Der Laser mit $4\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter bleibt dagegen innerhalb des gemessenen Strombereichs in der Grundmode. Wie in Abbildung 7.16 zu sehen ist, bleibt das Nahfeld unabhängig vom Strom immer gaußförmig. Der breitere Laser weist bei niedrigen Strömen zwar auch noch ein gaußförmiges Nahfeldprofil auf, mit zunehmendem Strom wird dies jedoch schnell breiter, bis sich schließlich zwei Maxima im Nahfeld ausbilden. Hier wird dann schon die Grundmode von der ersten höheren Mode dominiert.

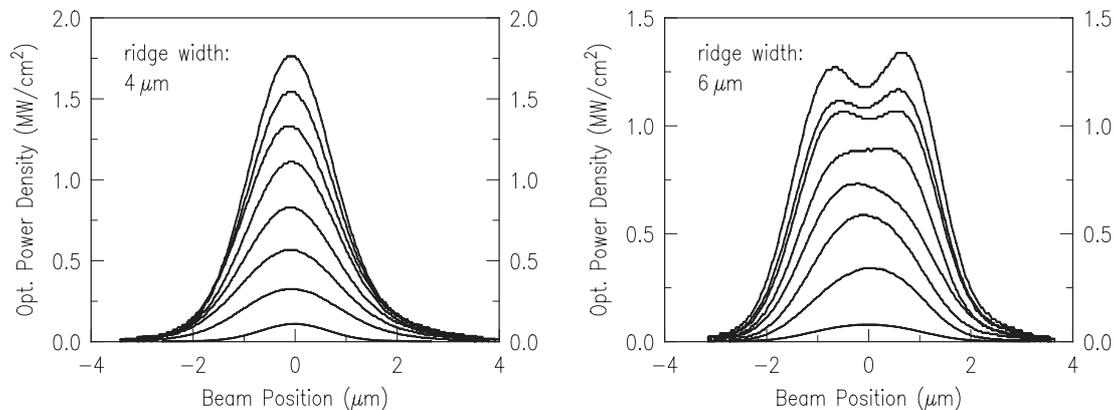


Abbildung 7.16: Optische Nahfelder eines $4\ \mu\text{m}$ (links) und $6\ \mu\text{m}$ (rechts) breiten Lasers für verschiedene Ströme.

Einen genaueren Eindruck vom Verhalten der Laser mit zunehmendem Betriebsstrom bekommt man, wenn man die Nahfelder auf ihr jeweiliges Maximum normiert und in einem Diagramm aufrägt, wie in Abbildung 7.17 zu sehen ist. Die Form der Nahfelder des Lasers mit $3\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter ist nahezu unabhängig vom eingepprägten Strom. Beim $4\ \mu\text{m}$ breiten Laser ist schon eine kleine Abhängigkeit vorhanden. Mit zunehmendem Strom wird das Nahfeld enger. Dies könnte ein thermischer Effekt sein oder auf räumliches Lochbrennen zurückzuführen sein. Ein noch breiterer Laser zeigt ein Verhalten wie im rechten Diagramm von Abbildung 7.16.

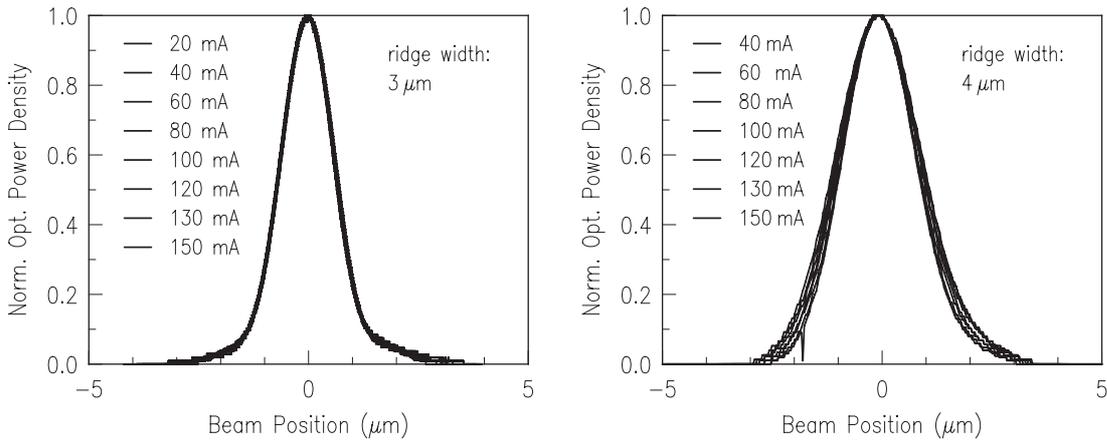


Abbildung 7.17: Normierte optische Nahfelder eines $3\ \mu\text{m}$ (links) und $4\ \mu\text{m}$ (rechts) breiten Lasers für verschiedene Ströme.

7.5 Fernfeld-Verteilung

Da das optische Fernfeld durch eine Fouriertransformation mit dem Nahfeld verknüpft ist, reproduziert sich hier das Verhalten der Bauteile hinsichtlich der Abhängigkeit der Strahlqualität vom Strom und der Wellenleiterbreite. Ein ideales, fast gaußförmiges Fernfeld erhält man auch hier nur mit einer Wellenleiterbreite von $4\ \mu\text{m}$. Dies ist in Abbildung 7.18 dargestellt. Der Fernfeldwinkel beträgt 27.4° . Er ist definiert als der volle Winkel, an dem die Intensität auf $1/e^2$ des Maximalwertes abgefallen ist.

In Diagramm 7.19 sind diese Fernfeldwinkel für verschiedene Ströme und Wellenleiterbreiten dargestellt. Es zeigt sich hier ein ähnliches Verhalten wie bei den Beugungsmaßzahlen aus Abbildung 7.13. Wie man erwarten würde, nimmt der Fernfeldwinkel bei kleinen Strömen zu, je schmaler der Wellenleiter ausgeführt ist. Bei den Wellenleitern, die breiter als $5\ \mu\text{m}$ sind, steigt der Fernfeldwinkel zusätzlich an aufgrund der schlechter werdenden Strahlqualität, wie

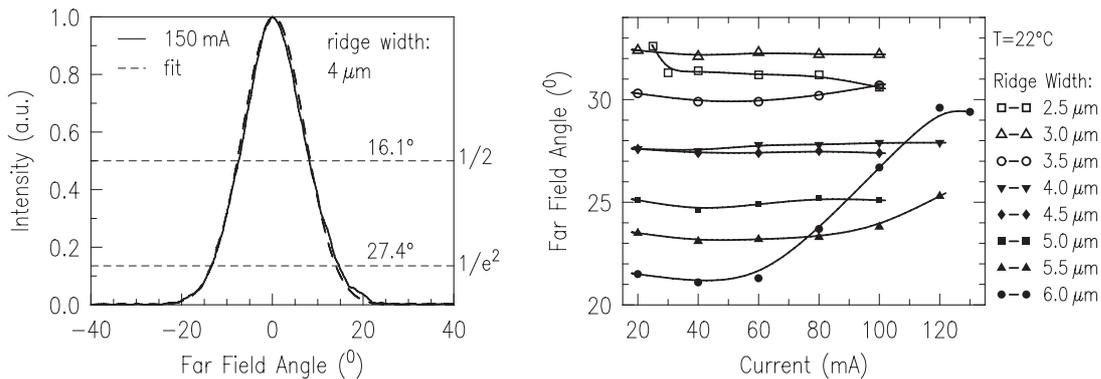


Abbildung 7.18: Intensitätsverteilung im Fernfeld eines $4\ \mu\text{m}$ breiten Lasers bei $150\ \text{mA}$. Aufgrund der guten Strahlqualität ist auch das Fernfeld gaußförmig.

Abbildung 7.19: Divergenzwinkel im Fernfeld in Abhängigkeit vom Strom für Laser mit verschiedener Wellenleiterbreite. Der Anstieg der Fernfeldwinkel bei breiteren Lasern ist der abnehmenden Strahlqualität der Laser bei höheren Strömen zuzuschreiben.

schon vorher gezeigt wurde. Bei Lasern mit kleineren Wellenleitern bleibt der Fernfeldwinkel nahezu konstant.

7.6 Einfluß der Ätztechnologie

Die Eigenschaften des Wellenleiters hängen, wie oben schon ausgeführt, sehr stark vom Brechzahlprofil ab, das durch die Ätzung von Gräben in den Halbleiter erzeugt wird. Dieses Brechzahlprofil ist aber in nicht unerheblichem Maß geprägt von den Eigenheiten des dabei verwendeten Ätzprozesses. In Abbildung 7.20 sind zwei SEM-Aufnahmen von Querschnitten durch einen Rippenwellenleiter zu sehen, wobei der Wellenleiter im linken Bild mittels RIE (*reactive ion etching*) hergestellt wurde, der im rechten Bild mit CAIBE (*chemically assisted ion beam etching*).

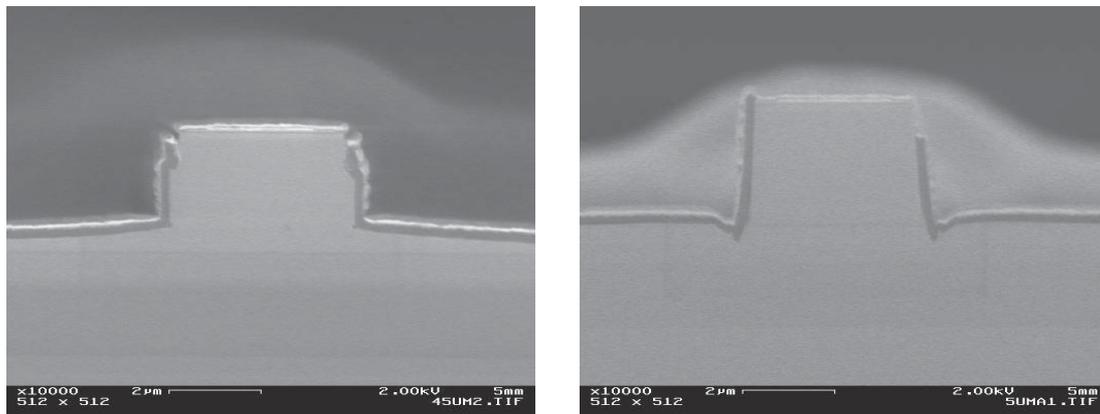


Abbildung 7.20: SEM-Aufnahmen von Querschnitten durch einen Rippenwellenleiter, die mittels RIE (links) und CAIBE (rechts) hergestellt wurden.

Die Ätztiefe war für beide Bauelemente etwa gleich. Wie man unschwer aus dem linken Bild erkennen kann, erzeugt der RIE-Prozeß keinen gleichmäßigen Ätzabtrag. Nahe am Wellenleitersteg ist die Ätzrate kleiner als in entfernteren Gebieten. In ähnlicher Weise ist die Ätzrate auch flächenabhängig. Große Flächen werden schneller geätzt als kleine Löcher oder schmale Gräben, wie sie hier verwendet wurden, um den Wellenleiter zu definieren. Für eine verlässliche Prozessierung müssen diese flächenabhängigen Effekte jedenfalls miteinberechnet werden.

Im rechten Bild von Abbildung 7.20 ist ein Querschnitt eines mit CAIBE geätzten Wellenleiters zu sehen. Ein Hauptunterschied zum RIE-Verfahren ist, daß der Wellenleiter durch Erosion der Lackmaske lateral $0.5\text{--}1\ \mu\text{m}$ kleiner ist als auf der Lithographiemaske vorgesehen. Desweiteren kann man an den Füßen des Steges sog. Sputtergräben erkennen. Diese sind für einen Sputterprozeß charakteristisch und entstehen durch Ionen, die an den seitlichen Flanken des Steges abprallen und anschließend auf dem Boden des Grabens direkt am Fuß des Steges Halbleitermaterial abtragen. Die Tiefe des Sputtergrabens ist natürlich proportional zur angepeilten Tiefe des Grabens, d.h. bei einem Laser mit dicken p-cladding-Schichten wird der Sputtergraben tiefer ausfallen als bei dünneren Mantelschichten. An allen anderen Stellen auf dem Wafer erzielt man mit CAIBE eine gleichmäßige Abtragsrate.

Die beiden Ätzprozesse zeigen also genau konträres Verhalten, und dies ausgerechnet an der Ecke von Steg und Graben. Denn das ist genau die Stelle, an der die propagierende Mode mit dem Ätzgraben wechselwirkt und somit hauptsächlich den lateralen Brechungsindexsprung bestimmt. RIE-geätzte Laser haben demnach eine geringere Brechzahldifferenz als ursprünglich geplant, bei den mit CAIBE prozessierten Lasern addiert sich der Beitrag der Sputtergräben.

Dieser massive Einfluß der Prozeßtechnologie auf die Wellenführung kann man anhand der Breite der Moden im Fernfeld verdeutlichen.

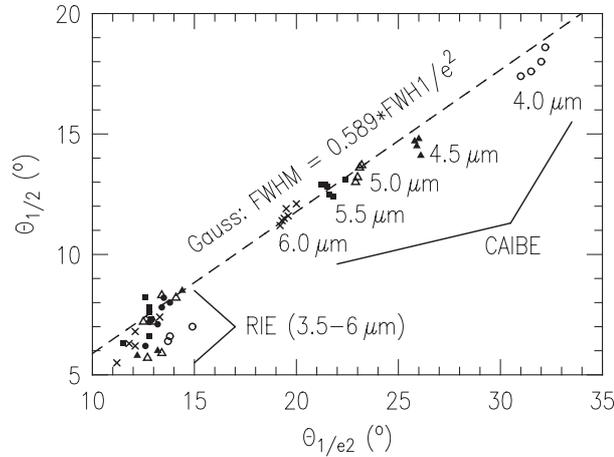


Abbildung 7.21: Vergleich der Fernfeldwinkel von Lasern mit verschiedener Wellenleiterbreite, die sowohl mit RIE als auch mit CAIBE geätzt wurden.

In Abbildung 7.21 sind die Fernfeldwinkel von RIE- und CAIBE-geätzten Lasern mit verschiedener Wellenleiterbreite dargestellt. In diesem Diagramm wurden die Fernfeldwinkel, die dem halben Wert des Maximums entsprechen ($\theta_{1/2}$), gegenüber denen aufgetragen, die dem $1/e^2$ -Abfall entsprechen (θ_{1/e^2}). Ist das gemessene Fernfeld perfekt gaußförmig, dann liegt der Meßpunkt genau auf der gestrichelten Linie, die den für Gaußstrahlen gültigen Zusammenhang $\theta_{1/2} = \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \cdot \theta_{1/e^2} = 0.589 \cdot \theta_{1/e^2}$ darstellt.

Die RIE-geätzten Laser zeigen kleine Fernfeldwinkel von etwa 13° . Die Fernfeldbreiten sind außerdem fast unabhängig von der Breite des Wellenleiters. Die schmale Divergenz der RIE-geätzten Laser ist auf die schwache Wellenführung zurückzuführen, die durch den verminderten Materialabtrag an der Wellenleiterrippe zustande kommt. Um den Fernfeldwinkel zu erhöhen, müßte man hier entsprechend tiefer ätzen.

Im Gegensatz dazu zeigen die CAIBE-geätzten Bauteile sehr viel größere Fernfeldwinkel. Sie reichen von etwa 20° für einen $6 \mu\text{m}$ breiten Laser bis zu 31.5° für einen $4 \mu\text{m}$ Laser. Die Divergenz ist also stark abhängig von der Wellenleiterbreite. Die Meßpunkte liegen jedoch alle nahe an der Ideallinie für Gaußstrahlen. Verantwortlich für die starke Divergenz der CAIBE-geätzten Laser ist zum einen der durch den Ätzprozeß verkleinerte Wellenleiter, in der Hauptsache ist es aber der zusätzliche Brechungsindexsprung verursacht durch die Sputtergräben.

7.7 Gekrümmte Wellenleiter mit verkippten Facetten

Die unerwünschten Fabry-Pérot-Resonanzen im Spektrum eines Laserverstärkers stellen ein Haupthindernis für die Erzeugung hochbrillanter Ausgangsstrahlung dar, wie in Abschnitt 4.3 dargelegt wurde. Eine Möglichkeit hierzu bieten dielektrische Mehrschichtenspiegelungen. Um aber die Restreflektivität der Facetten unter einen Wert von $1 \cdot 10^{-4}$ zu bringen, ist eine sehr exakte Kontrolle der Abscheideraten und Brechungsindizes der einzelnen Schichten notwendig. Eine andere, einfachere Möglichkeit, Reflexionen an Facetten effizient zu unterdrücken, bietet die Verkipfung des Wellenleiters gegenüber der Spaltebene, wie es in Abbildung 7.22 schematisch dargestellt ist [123, 124].

Es ist wichtig, die Selbstoszillation des optischen Verstärkers zu unterdrücken, weil die Wellenlänge des Signallaser dann nicht mit viel Aufwand an die sehr schmalbandigen Fabry-Pérot-Resonanzen angepaßt werden muß. Ein weiterer Nachteil ist, daß die Verstärker durch Selbstoszillation vermehrt zur Ausbildung von Filamenten neigen, was sich negativ auf die Strahlqualität auswirkt. Außerdem kann es vorkommen, daß im freilaufenden Verstärker bei hohen Stromstärken die Eingangsfacette beschädigt wird, wenn an der Ausgangsfacette reflektiertes Licht bis zum COMD verstärkt wird.

7.7.1 Design der Testlaser

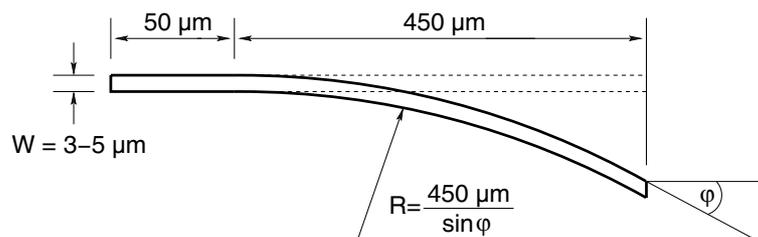


Abbildung 7.22: Design der verwendeten Testlaser.

Das Design der Testlaser kann der Abbildung 7.22 entnommen werden. Der Laser besteht aus einem $50 \mu\text{m}$ langen geraden Teilstück, gefolgt von einem $450 \mu\text{m}$ langen gebogenen Wellenleiter, dessen Krümmungsradius gerade so gewählt wurde, daß der Wellenleiter und die Facettennormale den Winkel φ einschließen. Auf der Lithographiemaske wurde dieser Kippwinkel φ variiert zwischen 0° und 10° . Das ganze wurde dann noch für Wellenleiterbreiten von 3, 4 und $5 \mu\text{m}$ realisiert.

7.7.2 Einfluß der Krümmung

Wellenleiterkrümmungen sind immer verlustbehaftet. Ein großer Facettenkipwinkel sorgt zwar für eine niedrige Reflektivität. Da ein großer Winkel aber mit einem kleinen Krümmungsradius verknüpft ist, ist es wichtig, die dadurch verursachten Verluste abzuschätzen. Zu diesem Zweck wurden zweifach gekrümmte Laser hergestellt, wie sie in Abbildung 7.23 zu sehen sind. Bei diesen Testlasern trifft der Wellenleiter immer senkrecht zur Facette auf, die Reflektivität der

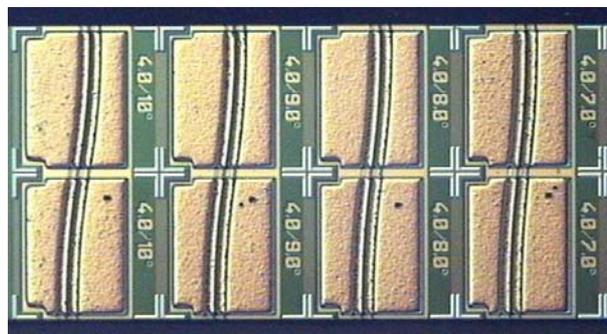


Abbildung 7.23: Doppelt gebogene Testlaser zur Bestimmung der Krümmungsverluste.

Facetten ist also immer gleich der Fresnel-Reflektivität eines herkömmlichen geraden Lasers. Die Krümmungsverluste machen sich in der Ausgangscharakteristik der Laser in einer Erhöhung des Schwellstromes und einer Erniedrigung der differentiellen Effizienz bemerkbar. In Abbildung 7.24 sind diese Kenngrößen der Testlaser gegen den Krümmungsradius bzw. den entsprechenden Facettenkippwinkeln aufgetragen.

Man kann erkennen, daß sich für den $3\mu\text{m}$ breiten Wellenleiter die Schwellströme und die differentiellen Effizienzen für große Krümmungsradien innerhalb der für einen Laserbaren typischen Schwankungsbreite bewegen. Erst für Krümmungsradien, die einem Winkel größer als etwa 6° entsprechen, tritt eine signifikante Verschlechterung der Laserkenndaten auf. Im rechten Diagramm von Abbildung 7.24 sieht man, daß bei einem breiteren Wellenleiter von $5\mu\text{m}$ die Krümmungsverluste deutlich höher ausfallen. Schon ab 3.5° sinkt die Effizienz der Laser leicht ab, ab 7° tritt ein sehr starker Abfall auf. Gleichzeitig steigt der Schwellstrom erheblich an.

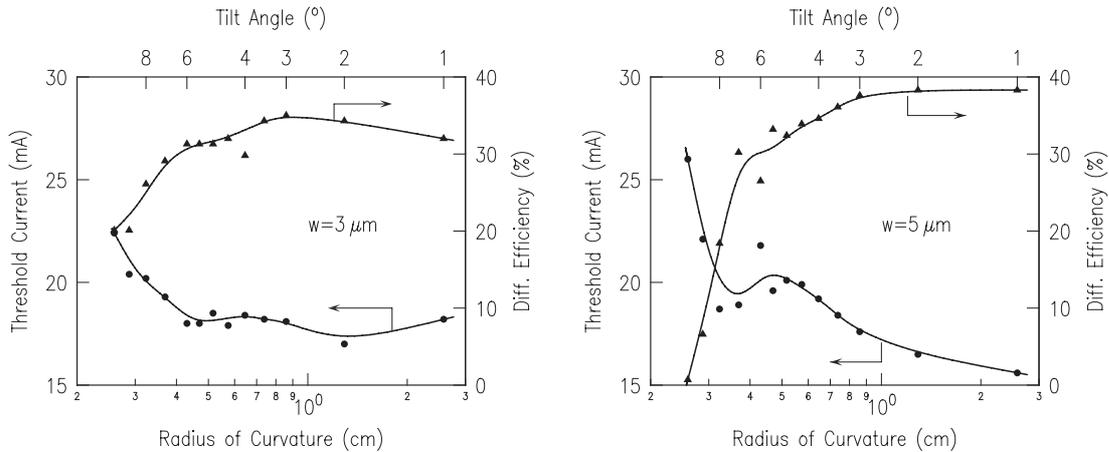


Abbildung 7.24: Schwellströme und differentielle Effizienzen von doppelt gekrümmten Lasern in Abhängigkeit vom Krümmungsradius.

Dieses Verhalten kann man auch Abbildung 7.25 entnehmen. In diesem Diagramm sind für die jeweiligen Laser die zusätzlichen Beiträge $\Delta\alpha$ zu den internen Verlusten aufgetragen, die durch die Krümmung des Wellenleiters verursacht werden. Die einzelnen Werte werden in einfacher Weise aus den PI -Kennlinien ausgerechnet, indem man ausgehend von Gleichung (5.8) die intrinsischen Verluste des doppelt gekrümmten Lasers berechnet und davon die intrinsischen Verluste α_i des gleich langen geraden Lasers subtrahiert

$$\Delta\alpha = \frac{\ln R}{L} \left(1 - \frac{\eta_i}{\eta_d} \right) - \alpha_i. \quad (7.8)$$

Für Radien, die Kippwinkeln kleiner als 6° entsprechen, tritt keine nennenswerte Erhöhung der internen Verluste auf für Wellenleiterbreiten von $3\text{--}5\mu\text{m}$. Krümmungsverluste sind also kein Thema, wenn eine derartige Struktur als Vorverstärker in einem Verstärker eingesetzt wird, zumal die Wellenleiter dann auch nur halb so lang und einfach gekrümmt sind. Bei größeren Kippwinkeln müssen jedoch durchaus erhebliche Verluste durch die Wellenleiterkrümmung einkalkuliert werden.

7.7.3 Meßmethode für die modale Reflektivität

Die modale Reflektivität der verkippten Facetten wurde nach der sogenannten Hakki-Paoli- oder auch Eisenstein-Methode bestimmt [125, 126]. Dazu wird der Laser mit dem Schwellstrom eines

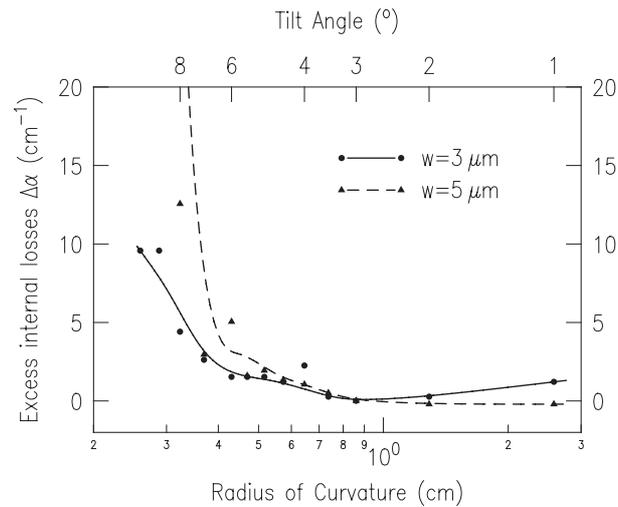


Abbildung 7.25: Zusätzlicher Beitrag zu den intrinsischen Verlusten, der durch die Krümmung des Wellenleiters verursacht wird.

vollständig geraden Bauteils ($\varphi = 0^\circ$) betrieben. Anschließend wird das emittierte Licht in ein hochauflösendes Spektrometer eingekoppelt. Ein Teil eines typischen Spektrums eines $500 \mu\text{m}$ langen Lasers mit Rippenwellenleiter ist in Abbildung 7.26 zu sehen. Aus den Maxima und Minima der Fabry-Pérot-Resonanzen des Spektrums kann der sogenannte Modulationsindex m berechnet werden

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (7.9)$$

Wenn man dann noch annimmt, daß die modale Reflektivität R der Facette, auf die der Wellenleiter senkrecht auftrifft, immer den gleichen Wert hat, kann man die modale Reflektivität

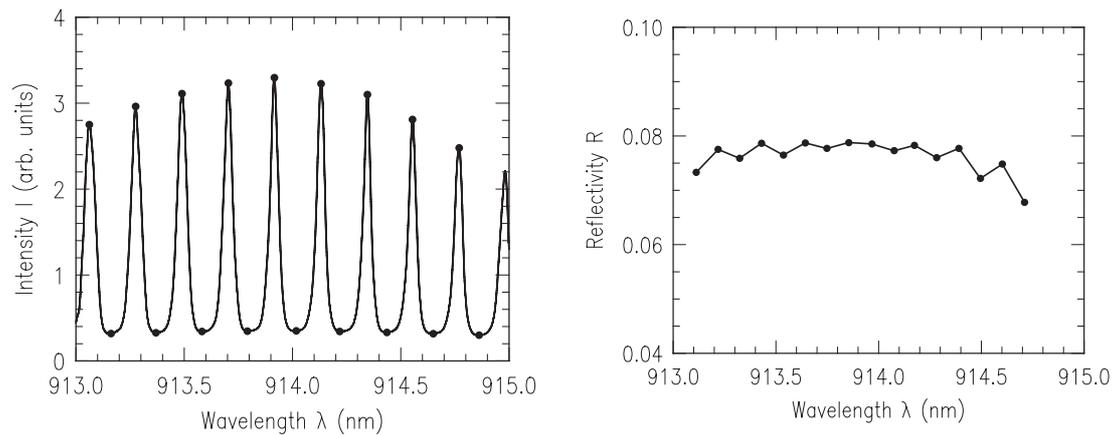


Abbildung 7.26: Ausschnitt aus dem Spektrum eines Lasers mit Rippenwellenleiter und daraus berechnete modale Reflektivität der verkippten Facette.

$R^*(\varphi)$ des Wellenleiters an der verkippten Facette wie folgt berechnen

$$R^*(\varphi) = R \left(\frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{m} \right)^2. \quad (7.10)$$

Das Ergebnis ist exemplarisch im rechten Diagramm von Abbildung 7.26 dargestellt.

7.7.4 Theoretische Berechnung der modalen Facettenreflektivität

Die Reflektivität der Grundmode eines Rippenwellenleiters an einer verkippten Facette kann in einfacher Weise anhand eines Modells berechnet werden, wie es in [127] beschrieben ist. Wie in Abbildung 7.27 skizziert ist, muß man dazu den Anteil der Mode berechnen, der an der verkippten Facette zurück in den Wellenleiter reflektiert wird. Als äquivalente Problemstellung kann man auch den Anteil der propagierenden Mode berechnen, der in einen gleichartigen Wellenleiter transmittiert wird, der aber unter dem Winkel 2φ zum ursprünglichen Wellenleiter verkippt ist.

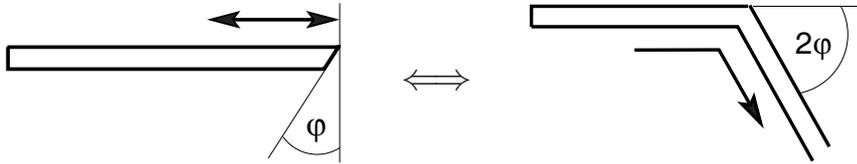


Abbildung 7.27: Äquivalente Modelle für die Berechnung der Facettenreflektivität.

Die einfallende Mode stellt also die Anregungsquelle für die Grundmode in dem verkippten Wellenleiter dar. Da die beiden Wellenleiterstücke identisch sind, sind auch die Moden identisch, die in ihnen propagieren. Wären die beiden Wellenleiter perfekt aneinander angepaßt ($\varphi = 0^\circ$), wäre der Transmissionskoeffizient gleich 1. Die Verluste werden allein durch die Fehlanpassung der Phasenfronten verursacht. Wie man leicht ausrechnen kann, weisen die beiden Lichtfelder einen gegenseitigen Gangunterschied von $\Delta\Phi(x) = \beta x \cdot 2 \tan \varphi \approx 2\beta\varphi x$ auf. Laut [128] ist der Kopplungskoeffizient zwischen zwei Wellenleitern proportional zum Korrelationsintegral der jeweiligen Felder. Für den modalen Reflexionskoeffizienten folgt daraus

$$R = R_f(\varphi) \cdot |c|^2 \quad \text{mit} \quad c \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 \cdot e^{i2\varphi\beta x} dx, \quad (7.11)$$

wobei E_y die y -Komponente der Grundmode im Wellenleiter ist. $R_f(\varphi)$ ist die übliche Fresnel-Reflektivität an der Grenzfläche zwischen Laserkristall und dem Umgebungsmedium Luft. Für den Wellenleiter kann man ein einfaches Stufenmodell wie in Abbildung 7.28 annehmen. Für die Grundmode des Wellenleiters erhält man dann die folgende Lösung:

$$\begin{aligned} E_y &= A \cdot \cos(\kappa x), & |x| \leq w & \quad \text{mit} \quad \kappa^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \\ E_y &= A \cdot \cos(\kappa d) \cdot e^{-\gamma(|x|-d)}, & |x| > w & \quad \gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \end{aligned} \quad (7.12)$$

wobei $k_0 = 2\pi/\lambda$ und $\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda$ ist. Durch Lösen des Korrelationsintegrals kann also die modale Reflektivität in Abhängigkeit des Kippwinkels berechnet werden. Freie Parameter sind dabei die Breite w des Wellenleiters und die drei Brechungsindizes n_1 , n_2 und n_{eff} , die die Form der Mode im Wellenleiter bestimmen.

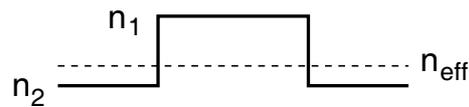


Abbildung 7.28: Idealisertes Stufenmodell für den Rippenwellenleiter mit dazugehörigen Brechungsindizes.

7.7.5 Experimentelle Ergebnisse

In Abbildung 7.29 ist nun die Facettenreflektivität in Abhängigkeit des Kippwinkels dargestellt für Wellenleiter mit einer nominalen Breite von 3, 4 und 5 μm . Die Facetten waren dabei wie gespalten, also nicht beschichtet. Die Punkte in den Diagrammen repräsentieren die mit der Hakki-Paoli-Methode experimentell bestimmten Werte, die durchgezogenen Linien wurden theoretisch berechnet, wobei die jeweils im Diagramm angegebenen Werte für die Wellenleiterbreite und die Brechungsindizes benutzt wurden.

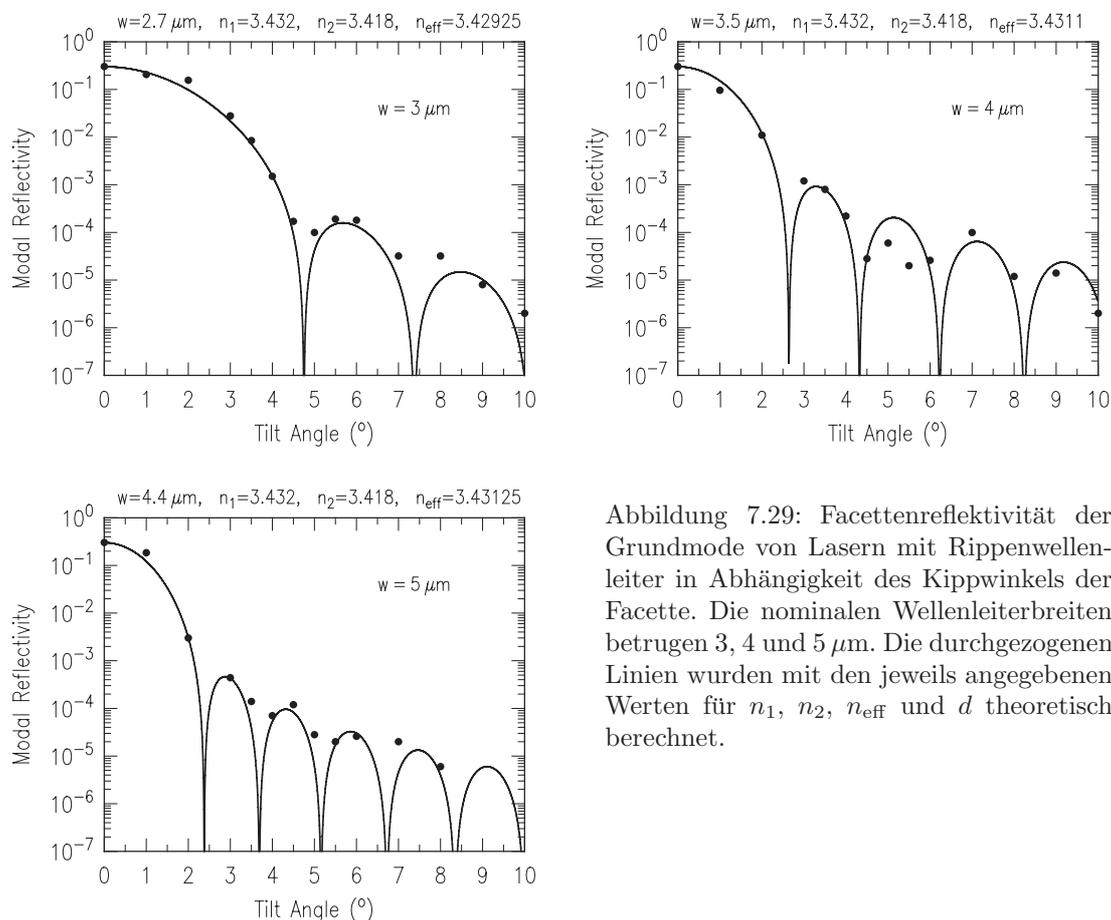


Abbildung 7.29: Facettenreflektivität der Grundmode von Lasern mit Rippenwellenleiter in Abhängigkeit des Kippwinkels der Facette. Die nominalen Wellenleiterbreiten betragen 3, 4 und 5 μm . Die durchgezogenen Linien wurden mit den jeweils angegebenen Werten für n_1 , n_2 , n_{eff} und d theoretisch berechnet.

Man kann unschwer erkennen, daß sich die Meßergebnisse gut durch das oben beschriebene Modell beschreiben lassen. Schon ab 4.5° liegt die Reflektivität für alle Wellenleiterbreiten im Bereich von $1 \cdot 10^{-4}$. Den kleinsten Reflektivitätswert erhält man mit $2 \cdot 10^{-6}$ für einen 5 μm breiten Wellenleiter mit 10° Kippwinkel. Dieser Wert stellt auch zugleich die Grenze für die

modale Reflektivität dar, die mit der Hakki-Paoli-Methode noch gemessen werden kann. Je breiter der Wellenleiter und damit auch die Mode ist, umso stärker ist auch der anfängliche Abfall der Reflektivität mit dem Kippwinkel. Die Simulation zeigt starke Einbrüche in der Reflektivität, deren Frequenz bei breiten Wellenleitern größer ist als bei schmalen. Es ist jedoch technologisch sehr schwierig, die Wellenleiterparameter so festzulegen, daß die Reflektivität exakt mit solch einem Einbruch zusammentrifft. Für den Einsatz in einem Verstärker wurde ein Kippwinkel von 4.5° gewählt. Dies stellt einen guten Kompromiss zwischen ausreichend niedriger Facettenreflektivität und Vermeidung von Krümmungsverlusten dar.

Die bislang vorgestellten Ergebnisse stammen von Lasern mit unbeschichteten Facetten. Nach Gleichung (7.11) kann die modale Reflektivität neben der Verkippung der Facette zusätzlich noch durch Erniedrigung der Fresnel-Reflektivität R_f abgesenkt werden. In Abbildung 7.30 sind die modalen Reflektivitäten eines unbeschichteten Lasers und eines Lasers mit einer dielektrischen Einschicht-Entspiegelung auf der verkippeten Facette einander gegenübergestellt. Die Reflektivität der unbeschichteten Facette eines nicht verkippeten Lasers von 30.3% wird durch die Entspiegelungsschicht auf 1.6% herabgesetzt. Nach Gleichung (7.11) sollte dieser Faktor auch für verkippete Wellenleiter gleich sein. In der logarithmischen Auftragung in Abbildung 7.30 entspricht dies dann einem konstanten Abstand zwischen den Meßwerten für die unbeschichteten und beschichteten Bauteile. Dies läßt sich auch experimentell gut verifizieren, wie Abbildung 7.30 zeigt. Mit der Kombination von verkippeten Facetten und einer Mehrschicht-Entspiegelung sollten also ohne Probleme Reflektivitäten von $< 10^{-5}$ erreichbar sein.

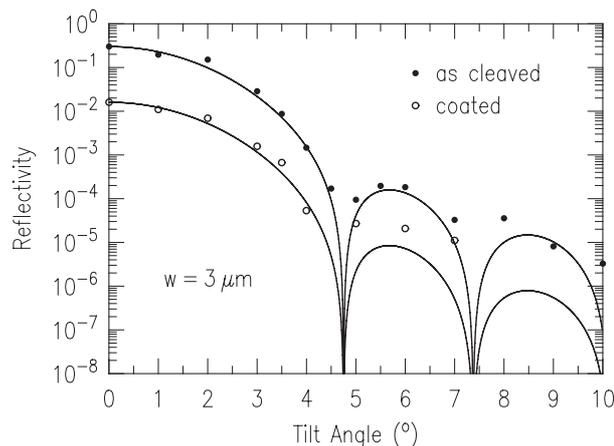


Abbildung 7.30: Modale Reflektivität eines $3\ \mu\text{m}$ breiten Lasers, wobei die verkippete Facette einmal unbeschichtet ist und einmal mit einer dielektrischen Einschicht-Entspiegelung versehen wurde.

7.7.6 Plausibilität der Fitparameter

Es besteht ein deutlicher Unterschied zwischen dem nominellen Wert für die Breite des Wellenleiters, wie er auf der Lithographiemaske vorgesehen ist, und dem Wert, der in der Simulation der Reflektivität herangezogen wurde. Das kann aber in einfacher Weise durch die SEM-Aufnahme auf der linken Seite von Abbildung 7.31 erklärt werden, die den Querschnitt eines nominell $5\ \mu\text{m}$ breiten Rippenwellenleiters zeigt. Zum einen kann man erkennen, daß die Wellenleiterbreite mit dem Wert in der Simulation übereinstimmt. Das Design auf der Lithographiemaske sieht zwar eine Breite von $5\ \mu\text{m}$ vor, durch Prozessierungseffekte schrumpft jedoch die tatsächliche Wellenleiterbreite auf den im SEM-Bild angegebenen Wert. Eine andere Eigenheit des Ätzprozesses

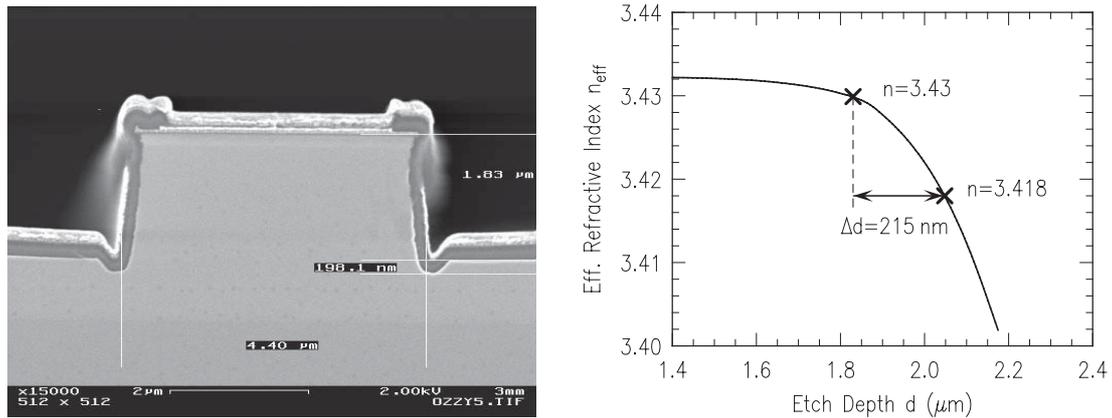


Abbildung 7.31: SEM-Aufnahme des Querschnitts eines nominell $5 \mu\text{m}$ breiten Rippenwellenleiters (links) und der für das verwendete Epitaxiematerial berechnete effektive Brechungsindex in Abhängigkeit von der Ätztiefe (rechts).

sind die Sputtergräben auf beiden Seiten der Rippe. An diesen Stellen ist der Halbleiter lokal tiefer geätzt, was dort zu einer erheblichen Absenkung des effektiven Brechungsindex führt. Im Diagramm auf der rechten Seite von Abbildung 7.31 ist die berechnete Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex von der Ätztiefe dargestellt. Man kann erkennen, daß sich der effektive Brechungsindex von 3.43 auf 3.418 erniedrigt, wenn statt der ursprünglich beabsichtigten Tiefe von $1.83 \mu\text{m}$ zusätzlich noch 200 nm weiter geätzt wird, was gerade der Tiefe der Sputtergräben entspricht.

Der effektive Brechungsindex der ungeätzten Schichtstruktur ist ebenfalls durch die epitaktische Schichtstruktur vorgegeben. Schlußendlich verbleibt nur noch der Brechungsindex n_{eff} , der die Form der propagierende Mode in lateraler Richtung beschreibt, als einziger freier Fitparameter für die Simulation übrig.

Kapitel 8

Trapezlasers

8.1 Bauteildesign

Trapezlasers sind Bauteile, die die gute Strahlqualität von *ridge-waveguide*-Lasern mit der hohen Ausgangsleistung von gewinngeführten *broad-area*-Lasern kombinieren. Der Abschnitt, der als Rippenwellenleiter ausgeführt ist, wirkt als Modenfilter und sorgt für eine gute Strahlqualität. Durch die sich anschließende gewinngeführte Trapezzone wird der gepumpte Bereich und somit auch die optische Leistung erheblich vergrößert. Das Chipdesign unterscheidet sich also von dem der Verstärker nur durch die Wahl der Facettenreflektivitäten.

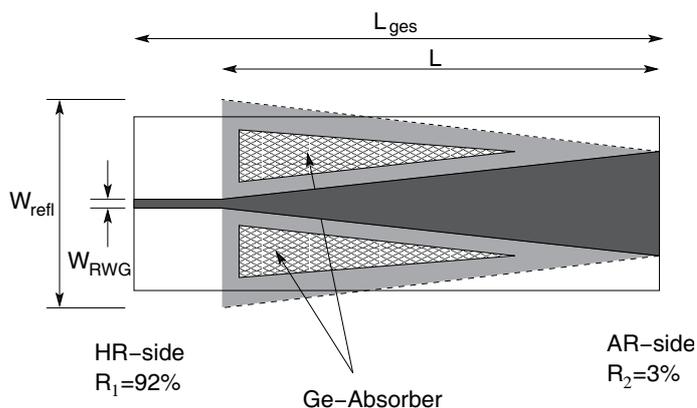


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung eines Trapezlasers.

Wie in Abbildung 8.1 dargestellt, ist die Ausgangsfacette nicht auf eine möglichst geringe Reflektivität optimiert, sondern sie liegt im Bereich von 1 % . . . 5 %, um Selbstoszillation zu ermöglichen. Eine geringe Reflektivität hat eine erhöhte Laserschwelle zur Folge, eine hohe Reflektivität führt zu großen internen Verlusten. Die Eingangsfacette ist möglichst hoch reflektierend, um weitere Verluste durch Auskopplung klein zu halten.

Die Germanium-Absorber sorgen dafür, daß möglichst alles Licht absorbiert wird, das außerhalb des aktiven Bereiches gelangt. Dadurch wird parasitäres Lasen verhindert in dem Resonator, der durch die beiden seitlichen Spaltflächen des Bauteiles gebildet wird. Darüberhinaus wird nicht-linearen Effekten wie der Bildung von Filamenten vorgebeugt, die durch Wechselwirkung von hin- und rücklaufender Welle erzeugt werden. Auch ist bekannt, daß durch optisches Pumpen

der Umgebungsbereiche des Wellenleiters dessen Funktion als Modenfilter beeinträchtigt wird [92]. Um diesen Effekt zu minimieren, sind auch die Enden der Wellenleitergräben abgeschrägt. Idealerweise ist auch bei den Trapezlasern die Divergenz der Strahlung aus dem Wellenleiter an den Trapezwinkel angepaßt, so daß in dieser Richtung keine Verluste entstehen. Für die entgegengesetzte Richtung gilt dies jedoch nicht. Aufgrund der Divergenz des Strahles wird nur ein kleiner Teil des Lichts wieder in den Wellenleiter zurückgekoppelt. Der Rest wird in den Germanium-Absorbern auf beiden Seiten der Gewinnzone in Wärme umgewandelt, wie es in Abbildung 8.1 angedeutet ist.

Beim Trapezlaser existieren also neben den intrinsischen und den Spiegelverlusten noch geometrieabhängige Verluste durch die Divergenz des Trapezbereiches. Um die Auswirkungen dieser Verluste auf die Laserparameter abschätzen zu können, berechnet man zunächst die Breite W_{refl} des an der Ausgangsfacette reflektierten Strahls am Ende des Wellenleiters:

$$W_{\text{refl}} = 2 \cdot 2L \cdot \tan \vartheta = 2 \cdot 2010 \mu\text{m} \cdot \tan 3^\circ = 421 \mu\text{m}. \quad (8.1)$$

Die Breite des Wellenleiters beträgt $W_{\text{RWG}} = 3 \dots 5 \mu\text{m}$. Für den Kopplungsfaktor K des reflektierten Strahls in den Wellenleiter kann man näherungsweise den Quotient aus diesen Breiten annehmen:

$$K = \frac{W_{\text{RWG}}}{W_{\text{refl}}} \approx 1\%, \quad (8.2)$$

d.h. etwa 99% des reflektierten Lichts werden in Wärme umgewandelt. Um einer allzu starken Erwärmung des Bauteils vorzubeugen, wird die Reflektivität der Ausgangsfacette deswegen möglichst niedrig gewählt. Ein zu niedriger Wert führt allerdings zu einer hohen Laserschwelle. Die Schwellbedingung eines Trapezlasers ergibt sich wieder aus der Bedingung, daß nach einem Umlauf im Resonator die Lichtintensität gleichbleibt.

$$\frac{I_n}{I_{n-1}} = e^{(\Gamma g_{\text{th}} - \alpha_i)L_{\text{ges}}} \cdot R_2 \cdot e^{(\Gamma g_{\text{th}} - \alpha_i)L} \cdot K \cdot e^{(\Gamma g_{\text{th}} - \alpha_i)L_{\text{RWG}}} \cdot R_1 = 1, \quad (8.3)$$

wobei L_{ges} die Gesamtlänge des Lasers, L die Länge des Trapezes und L_{RWG} die Länge des Wellenleiters ist. Für den modalen Schwellgewinn Γg_{th} erhält man daraus

$$\Gamma g_{\text{th}} = \alpha_i + \alpha_m + \alpha_g = \alpha_i + \frac{1}{2L_{\text{ges}}} \ln \frac{1}{R_1 R_2} + \frac{1}{2L_{\text{ges}}} \ln \frac{1}{K}. \quad (8.4)$$

Zu den intrinsischen Verlusten α_i und den Spiegelverlusten α_m gesellt sich also noch ein geometrieabhängiger Verlustterm α_g . Für die differentielle Effizienz $\eta_{\text{d,TL}}$ eines Trapezlasers ergibt sich in ähnlicher Weise

$$\frac{1}{\eta_{\text{d,TL}}} = \frac{1}{\eta_{\text{d}}} + \frac{1}{\eta_i} \frac{\ln K}{\ln R_1 R_2}. \quad (8.5)$$

η_{d} ist dabei die differentielle Effizienz eines Lasers, dessen Resonatorlänge, aktive Fläche und Spiegelreflektivitäten gleich der des Trapezlasers sind.

Bei den für diese Arbeit realisierten Bauteilen war die intrinsische Absorption $\alpha_i = 1.5 \text{ cm}^{-1}$ und die Gesamtlänge der Bauteile $L_{\text{ges}} = 2510 \mu\text{m}$. Die Facettenreflektivitäten betragen $R_1 = 92\%$ und $R_2 = 3\%$. Daraus berechnet sich der Schwellgewinn des Trapezlasers zu $\Gamma g_{\text{th,TL}} = 17.8 \text{ cm}^{-1}$. Der Vergleichswert für den entsprechenden Breitstreifenlaser beträgt $\Gamma g_{\text{th,BA}} = 8.7 \text{ cm}^{-1}$. Die Differenz von 9.1 cm^{-1} muß aufgebracht werden, um die Geometrieverluste auszugleichen.

Aus dem Schwellgewinn kann der Schwellstrom der Laser berechnet werden:

$$I_{\text{th}} = A \cdot j_{\text{tr}} \cdot e^{\frac{\Gamma g_{\text{th}}}{\Gamma g_0}}, \quad (8.6)$$

wobei A die aktive Fläche des Lasers angibt. Die beiden Materialparameter Transparenzstromdichte und Modengewinnparameter wiesen bei dem verwendeten Epitaxiematerial Werte von $j_{tr} = 68 \text{ Acm}^{-2}$ und $\Gamma g_0 = 11.5 \text{ cm}^{-1}$ auf. Damit läßt sich berechnen, daß der Schwellstrom des Trapezlasers $I_{th,TL} = 656 \text{ mA}$ um den Faktor $\exp\left(\frac{\ln(1/K)}{2L \cdot \Gamma g_0}\right) = 2.77$ gegenüber dem des BA-Lasers mit $I_{th,BA} = 237 \text{ mA}$ erhöht ist.

Für den Breitstreifenlaser errechnet sich mit den oben angegebenen Parametern und einer internen Effizienz von $\eta_i = 95\%$ eine differentielle Effizienz von $\eta_{d,BA} = 78.5\%$. Nach Gleichung (8.5) wird dieser Wert im Fall des Trapezlasers mehr als halbiert auf $\eta_{d,TL} = 38\%$.

In Abbildung 8.2 ist die Abhängigkeit des modalen Schwellgewinns Γg_{th} und des Schwellstroms I_{th} von der effektiven Facettenreflektivität $\sqrt{R_1 R_2}$ dargestellt. Für die Reflektivität der Ausgangsfacette wurde $R_2 = 3\%$ gewählt. Das ergibt zusammen mit $R_1 = 92\%$ einen Wert von $\sqrt{R_1 R_2} = 16.6\%$, woraus sich die oben berechneten Werte für den Schwellgewinn und Schwellstrom ergeben. Bei einer hohen Reflektivität für die Ausgangsfacette erreicht man zwar einen kleinen Schwellstrom, aber es wird ein großer Anteil der umlaufenden optischen Leistung durch Absorption in Wärme umgewandelt. Eine niedrige Reflektivität der Ausgangsfacette hingegen läßt den Schwellstrom aufgrund der hohen Spiegelverluste schnell ansteigen. Der Wert $R_2 = 3\%$ stellt also einen guten Kompromiß zwischen niedrigem Schwellstrom und Geometrieverlusten und damit verbundenem Wärmeeintrag in das Bauteil dar.

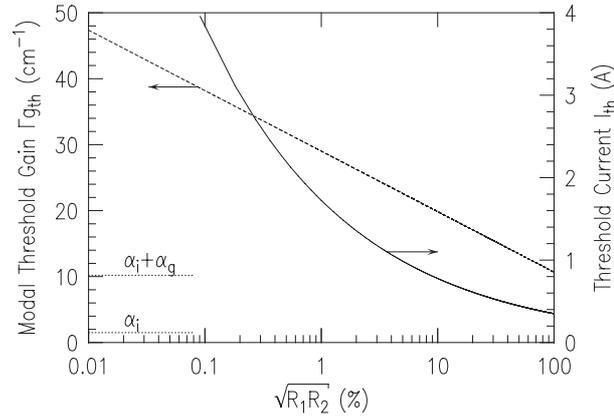


Abbildung 8.2: Modaler Schwellgewinn Γg_{th} und Schwellstrom I_{th} in Abhängigkeit von der effektiven Spiegelreflektivität $\sqrt{R_1 R_2}$.

8.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Trapezlaser werden wie die Verstärker auch mit der Epitaxienseite nach unten auf Cu/W-Wärmesenken gelötet. Die Wärmesenke wird in eine vergoldete Kupfer-Wärmesenke geschraubt, die mit einem Peltier-Kühlelement auf konstanter Temperatur gehalten wird. Die Temperatur wird mit einem Thermoelement gemessen, das in dieser Wärmesenke versenkt ist.

8.2.1 Ausgangskennlinien

In Abbildung 8.3 sind die Ausgangskennlinien eines Trapezlasers mit $4.5 \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter aufgetragen. Der Wellenleiter ist $500 \mu\text{m}$ lang, der Trapezbereich $2010 \mu\text{m}$. Der volle Öffnungswinkel des Trapezes beträgt $2\vartheta = 6^\circ$. Die Eigenschaften des Rippenwellenleiters sind

ähnlich denen, wie sie in Kapitel 7 beschrieben sind. Betrachtet man den Wellenleiterabschnitt alleine und betreibt ihn als Laser, so zeigt die emittierte Strahlung eine laterale Divergenz von $\Theta = 26^\circ$, was den Trapezbereich gut ausleuchtet. Die Strahlqualität der Ausgangsstrahlung lag im Bereich von $M^2 = 1.2 \dots 1.3$ und ist somit nahezu beugungsbegrenzt. Die Intensitätsverteilung im Nah- bzw. Fernfeld ist nicht von der idealen Gaußverteilung zu unterscheiden.

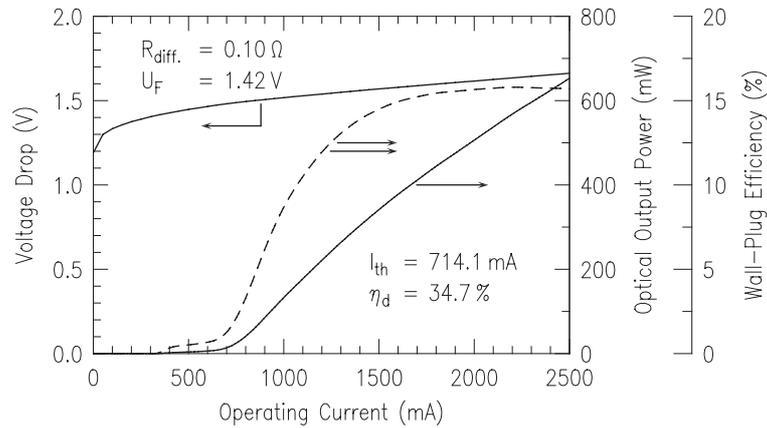


Abbildung 8.3: Ausgangskennlinie eines Trapezlasers mit $4.5 \mu\text{m}$ breitem und $500 \mu\text{m}$ langem Wellenleiter. Der Trapezbereich ist $2010 \mu\text{m}$ lang und hat einen vollen Öffnungswinkel von $2\vartheta = 6^\circ$.

Der Trapezlaser zeigt ein gutes elektrisches Verhalten mit einem differentiellen Widerstand von $R_{\text{diff}} = 100 \text{ m}\Omega$ und einer Flußspannung, die mit $U_f = 1.42 \text{ V}$ nur wenig über dem theoretischen Wert liegt, der der Wellenlänge der Ausgangsstrahlung von $\lambda = 915 \text{ nm}$ entspricht. Die Laserschwelle erscheint bei einem Strom von $I_{\text{th}} = 714 \text{ mA}$, die differentielle Effizienz beträgt 34.7% . Diese Werte sind etwas schlechter als die oben abgeschätzten theoretischen Vergleichswerte, liegen aber doch in der gleichen Größenordnung. Wie oben schon aufgeführt, sind die Geometrieverluste schuld an den mäßigen Laserparametern wie dem hohen Schwellstrom und der niedrigen differentiellen Effizienz. In Summe führt das zu einer Reduzierung der Konversionseffizienz. Experimentell werden maximal nur $\eta_c = 15.8\%$ erreicht. Der weitaus größte Anteil der aufgewandten elektrischen Leistung wird also ungenutzt in Wärme umgewandelt. Das führt dazu, daß ab einem Strom von etwa 1200 mA ein linearer Anstieg für die optische Leistung des Lasers nicht mehr aufrecht erhalten werden kann.

Um dies zu verifizieren, wurde die gleiche Messung gepulst durchgeführt mit einer Pulsdauer von $10 \mu\text{s}$ und einem Tastverhältnis von 1% . In Abbildung 8.4 ist die optische Ausgangsleistung des Lasers im CW- bzw. gepulsten Modus einander gegenübergestellt für verschiedene Wärmesenktemperaturen.

Während sich bei der Messung mit konstantem Strom mit zunehmender Wärmesenktemperatur ein immer ausgeprägteres thermisches Überrollen zeigt, nimmt die optische Ausgangsleistung bei der gepulsten Messung oberhalb der Schwelle streng linear zu, unabhängig von der Temperatur der Wärmesenke. Bei $T = 15^\circ\text{C}$ liegt hier der Schwellstrom bei $I_{\text{th}} = 554 \text{ mA}$, mehr als 200 mA weniger als bei der CW-Messung. Die differentielle Effizienz bleibt im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich. Damit decken sich die Laserparameter in guter Näherung mit den theoretisch abgeschätzten Werten, obwohl das zugrunde gelegte Modell recht simpel ist.

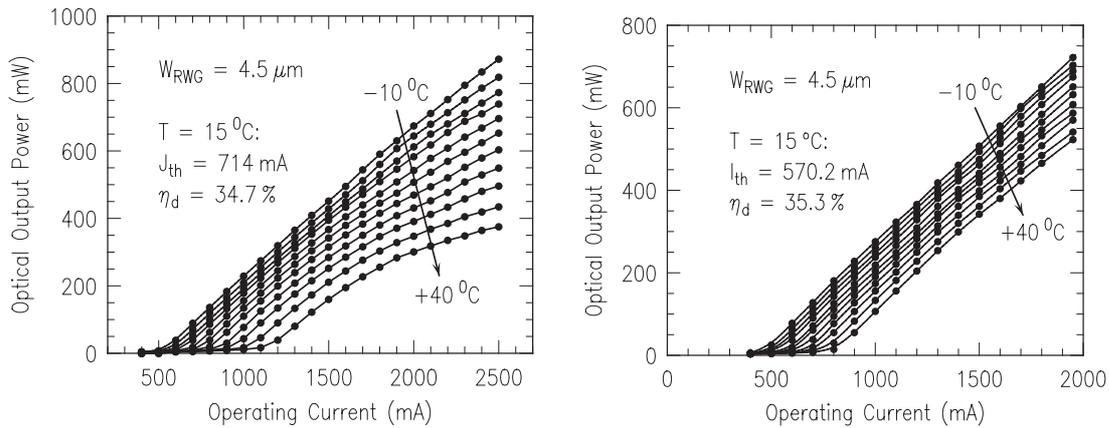


Abbildung 8.4: Optische Ausgangsleistung eines Trapezlasers mit $4.5 \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter bei Betrieb mit konstantem Strom (links) bzw. im gepulsten Betrieb (rechts). Die Wärmesenktemperatur wurde variiert im Bereich $T = -10^\circ\text{C} \dots 40^\circ\text{C}$.

8.2.2 Einfluß der Wellenleiterbreite

In Abbildung 8.5 sind die Ausgangskennlinien von Trapezlasern zu sehen mit Wellenleiterbreiten von $3 \mu\text{m}$, $4 \mu\text{m}$ und $5 \mu\text{m}$. Man sieht, daß der Schwellstrom der Laser umso höher und die differentielle Effizienz umso niedriger ist, je schmaler der Wellenleiter ausgeführt ist. Ein schmaler Wellenleiter blendet von dem an der Ausgangsfacette reflektierten Licht mehr aus als ein Wellenleiter mit breitem Kern. Das erniedrigt den Kopplungsfaktor K . Dazu kommt, daß ein schmaler Wellenleiter eine schmal geführte Mode impliziert, die nach Verlassen des Wellenleiters stärker divergiert als eine Mode mit breitem Nahfeld. Das führt zu zusätzlichen Geometrieverlusten, wodurch der Wärmeeintrag in das Bauteil erheblich erhöht wird. Man kann aus dem Diagramm 8.5 erkennen, daß schon der Laser mit $4 \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter knapp oberhalb der Schwelle thermisch überrollt. Ein breiter Wellenleiter ist hier also zu bevorzugen. Das birgt aber die Gefahr in sich, daß der Wellenleiter mehrmodig wird und so seine modale Filterfunktion verliert.

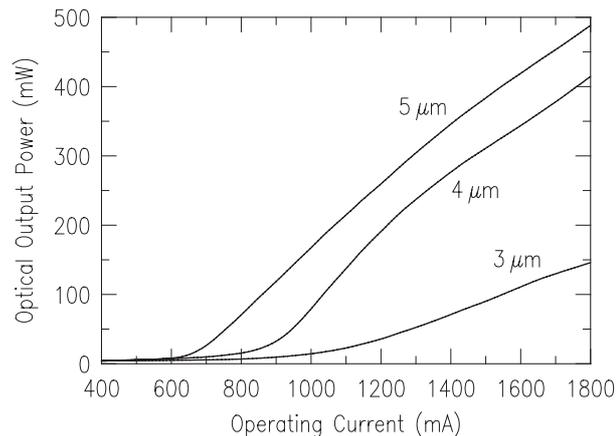


Abbildung 8.5: Ausgangskennlinien von Trapezlasern mit verschiedener Wellenleiterbreite.

8.3 Strahlqualität

Da ein Trapezlaser die Eigenschaften von lateral einmodigen *ridge-waveguide*-Lasern und von Breitstreifenlasern miteinander verbindet, wird man auch für die Strahlqualität Werte erwarten, die zwischen denen dieser beiden Lasertypen liegen. Im linken Diagramm von Abbildung 8.6 ist die Strahlqualität eines Trapezlasers mit $4.5\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter aufgetragen.

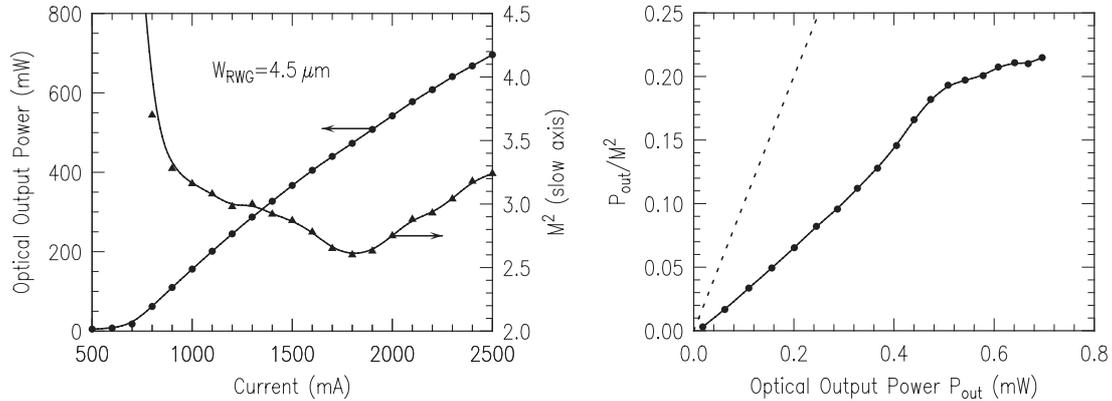


Abbildung 8.6: Beugungsmaßzahl M^2 in Abhängigkeit vom Strom eines Trapezlasers mit $4.5\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter. Im rechten Diagramm ist das Verhältnis P_{out}/M^2 über der Ausgangsleistung aufgetragen. Die gestrichelte Gerade gibt das theoretische Limit beugungsbegrenzter Strahlung an.

Für Ströme oberhalb von $I = 1\ \text{A}$ liegt die Beugungsmaßzahl zwischen 2.6 und 3.3. Diese Werte liegen etwas oberhalb von denen, wie sie für reine *ridge-waveguide*-Laserdioden erreicht werden (s. Abschnitt 7.3). Die Strahlqualität ist aber bei weitem besser als bei Breitstreifenlaserdioden, die typischerweise Beugungsmaßzahlen von $M^2 = 20 \dots 30$ aufweisen.

Teilt man die Ausgangsleistung durch die laterale Beugungsmaßzahl, erhält man ein Maß für die Brillanz der Ausgangsstrahlung des Trapezlasers. Dies ist im rechten Diagramm von Abbil-

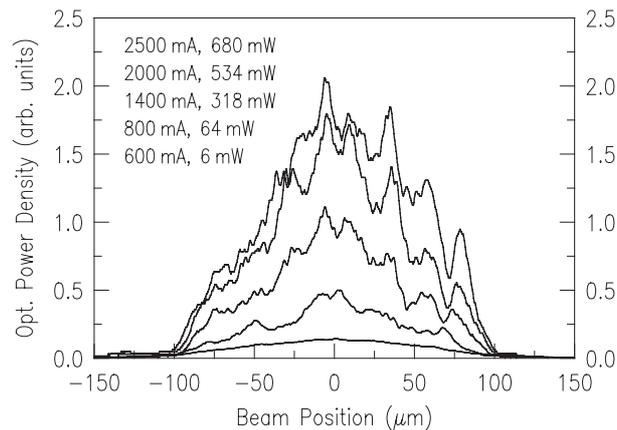


Abbildung 8.7: Abbildungen der Intensitätsverteilungen auf der Ausgangsfläche eines Trapezlasers mit den im Diagramm angegebenen Werten für den Betriebsstrom und für die optische Ausgangsleistung.

dung 8.6 dargestellt. Bei kleinen Strömen bleibt die Strahlqualität bei zunehmender optischer Leistung in etwa konstant, wodurch der Quotient P_{out}/M^2 zunächst zunimmt. Schließlich tritt aber eine Sättigung ein, da der Laser thermisch überrollt und die Strahlqualität gleichzeitig abnimmt.

Den Grund für die im Vergleich zu *ridge-waveguide*-Lasern schlechtere Strahlqualität kann man erkennen, wenn man einen Blick auf die Intensitätsverteilung auf der Ausgangsfacette des Trapezlasers wirft. In Abbildung 8.7 sind diese Nahfelder für verschiedene Ströme bzw. Ausgangsleistungen dargestellt. Die Intensität hat als Einhüllende näherungsweise eine Gaußverteilung. Diese wird aber durch ortsfeste, lokale Intensitätsspitzen moduliert, die wahrscheinlich auf die Bildung von Filamenten zurückzuführen sind.

Wie schon in Kapitel 3.5 erwähnt, kann man bei trapezförmigen Bauteilen den Astigmatismus zwischen horizontaler und vertikaler Richtung ausnutzen, um die laterale Strahlqualität durch eine Modenblende zu verbessern. Dazu wird die Ausgangsstrahlung eines Trapezlasers mit einer sphärischen Linse in vertikaler Richtung kollimiert, wie in Abbildung 8.8 dargestellt. In lateraler Richtung hingegen bildet sich in der Ebene des korrigierten Fernfeldes ein Fokus aus, der ein vergrößertes Bild der virtuellen Quelle im Inneren des Bauteils darstellt.

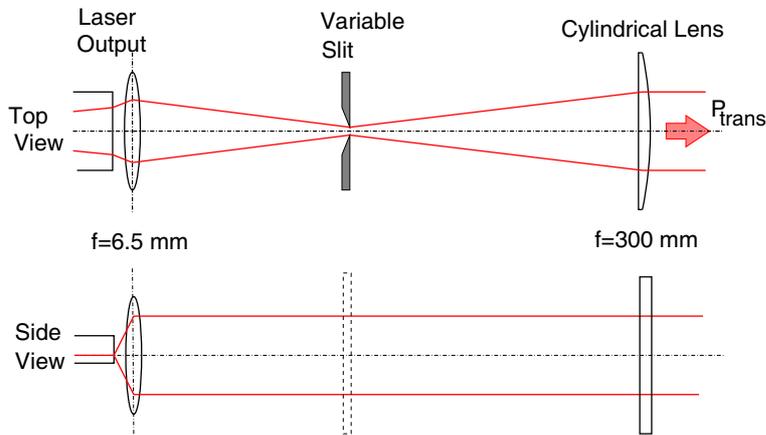


Abbildung 8.8: Anordnung zur räumlichen Filterung des Ausgangsstrahls in lateraler Richtung von Bauteilen mit trapezförmiger Gewinnzone.

Bringt man dort eine variable Schlitze in den Strahlengang, kann man höhermodige Anteile in lateraler Richtung ausfiltern, während in vertikaler Richtung der Strahl nicht beeinflusst wird. Dadurch kann der Anteil der optischen Leistung bestimmt werden, der in der zentralen Hauptkeule der Intensitätsverteilung im korrigierten Fernfeld enthalten ist, was gleichzeitig ein Maß für die Strahlqualität der Ausgangsstrahlung darstellt.

In Abbildung 8.9 sind vergrößerte Abbildungen der Intensitätsverteilung auf der Ausgangsfacette dargestellt, wobei die Schlitze sukzessive geschlossen wird. Der durch die Blende im Zwischenfokus transmittierte Leistungsanteil ist dabei neben den Nahfeldverteilungen angegeben. Zur besseren Übersichtlichkeit sind sie um einen konstanten Betrag gegeneinander verschoben.

Aus dem Diagramm kann man erkennen, wie die Schlitze als Raumfrequenzfilter im korrigierten Fernfeld wirkt. Zunächst werden die hochfrequenten Anteile herausgefiltert. Bei weiterem Schließen der Blende werden auch die niederfrequenten Anteile ausgeblendet, bis schließlich nur noch die gaußförmige Hauptkeule im Zentrum auf der optischen Achse die Schlitze passiert. Der störende Anteil an der Leistung der Ausgangsstrahlung, der durch Effekte wie Filamentierungen verursacht wird, beträgt 10-20%. Wird er ausgeblendet, erhält man nahezu

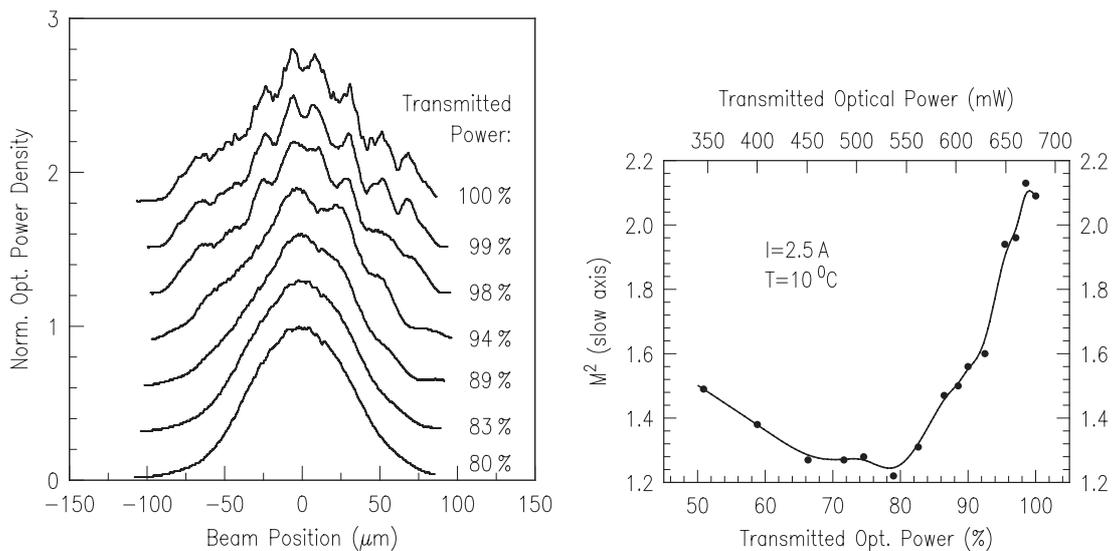


Abbildung 8.9: Abbildungen der Intensitätsverteilung auf der Ausgangsfacette (links), wobei im korrigierten Fernfeld eine variable Schlitzblende angebracht wurde. Der Einfluß der Blende auf die Strahlqualität ist im rechten Diagramm dargestellt.

beugungsbegrenzte Strahlung.

Das wird auch aus dem rechten Diagramm von Abbildung 8.9 ersichtlich. Hier ist die Beugungsmaßzahl der durch die Blende transmittierten Strahlung über deren Leistung aufgetragen. Ausgehend von einer ganz geöffneten Blende sieht man, daß die Strahlqualität schnell besser wird, wenn man einige Prozent der optischen Leistung ausblendet. Schließt man den Modenfilter soweit, daß nur noch 80 % der Leistung transmittiert werden, erreicht die Beugungsmaßzahl M^2 mit 1.2 den kleinsten Wert. Schließt man die Blende weiter, erreicht man keine weitere Verbesserung der Strahlqualität. Sie wird im Gegenteil sogar schlechter, da man dann schon Anteile an der zentralen Hauptkeule im korrigierten Fernfeld abschneidet.

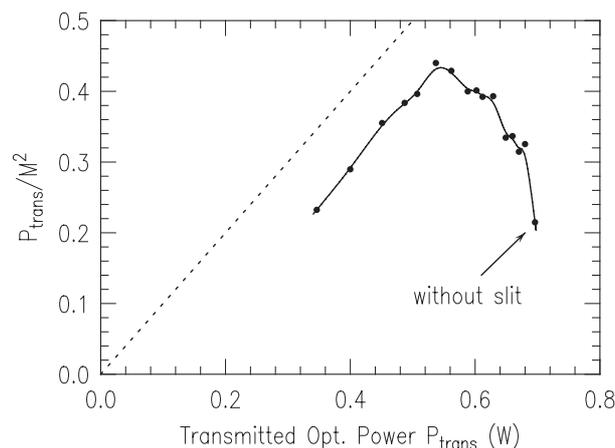


Abbildung 8.10: P_{trans}/M^2 in Abhängigkeit von der durch die Modenblende im korrigierten Fernfeld transmittierten Leistung eines Trapezlasers.

Trägt man nun den Quotient P_{trans}/M^2 über der transmittierten Leistung P_{trans} auf, wie in Abbildung 8.10 dargestellt, kann man das Potential der Trapezlaser erkennen. Mit einem Maximalwert von $P_{\text{trans}}/M^2 = 0.44$ erreichen Trapezlaser zwar nicht die Brillanz von Trapezverstärkern, sie sind aber auf jeden Fall besser als Breitreifen- oder *ridge-waveguide*-Laser. Ein weiterer Vorteil ist, daß für den Trapezlaser als integriertes Bauteil keine aufwändige Justage erforderlich ist. Gelingt es dazu noch, die im Bauteil dissipierte Wärme durch eine verbesserte Montage besser zu extrahieren, sind bei gleicher Strahlqualität noch höhere Ausgangsleistungen möglich. Das kann auch noch durch eine Feinabstimmung von Bauteilparametern wie den Facettenreflektivitäten oder den Wellenleitereigenschaften unterstützt werden.

Kapitel 9

MOPA-Systeme

Eine weitere Verbesserung der Ausgangsleistung bei gleichzeitiger Erhaltung der Strahlqualität erreicht man durch den Übergang vom Trapezlaser zum Trapezverstärker. Bei diesen Bauteilen unterscheidet sich das Design nicht wesentlich vom Trapezlaser. Lediglich die Reflektivität der Facetten wird nun so gering wie möglich gewählt. Durch die fehlenden Reflexionen an der Ausgangsfacette wird keine optische Leistung mehr in den Ge-Absorbern dissipiert. Dadurch sind höhere Konversionswirkungsgrade und somit auch höhere Ausgangsleistungen möglich. Zudem verringert sich die thermische Belastung der Bauteile. Erkauft werden diese Vorteile jedoch durch die Komplexität eines MOPA-Aufbaus.

9.1 Experimenteller Aufbau

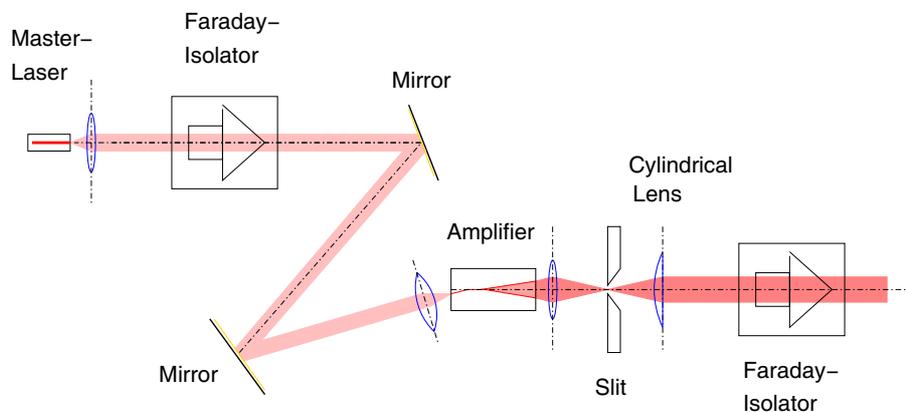


Abbildung 9.1: Schematischer Aufbau eines MOPA-Systems.

Zur Charakterisierung der Trapezverstärker dient der in Abbildung 9.1 dargestellte Aufbau. Als Masterszillator wurde in der Regel eine lateral einmodige Laserdiode mit Rippenwellenleiter eingesetzt. Es wurden jedoch auch Experimente mit vertikal-emittierenden Laserdioden (VCSELs) sowie fasergekoppelten Lasern durchgeführt. Die Strahlung des Masterszillators wird kollimiert, über zwei Spiegel geführt und anschließend zur Einkopplung auf den Verstärker fokussiert. Die Faltung des Strahlenganges mit zwei Spiegeln erleichtert die Einkopplung in den

Verstärker, da ein Winkelversatz zwischen der Strahlung des Masterlasers und der optischen Achse des Verstärkers schnell eliminiert werden kann. Die Feinjustage der Einkopplung erfolgt durch Verschieben der beiden Linsensysteme in die drei Raumrichtungen, was durch Piezo-Stellelemente bewerkstelligt wird.

Zur Vermeidung von Rückwirkungen auf den Masterszillator wird vor die Koppeloptik ein Faraday-Isolator mit 30 dB Rückwirkungsämpfung in den Strahlengang eingebracht. Bei guter Einkopplung bildet der Verstärker mit den Facetten des Masterlasers einen Resonator aus, wodurch der Verstärker leicht zur Selbstoszillation neigt. Auch das kann durch den Isolator wirksam unterdrückt werden. Da der Isolator aufgrund von Polarisationsverlusten und aufgrund der begrenzten Apertur den Masterszillator dämpft, wird die zur Einkopplung verfügbare Leistung nach dem Isolator gemessen. Der Masterlaser wird thermoelektrisch auf konstanter Temperatur gehalten, die so gewählt wird, daß die Wellenlänge des Masterszillators mit dem spektralen Gewinnmaximum des Verstärkers übereinstimmt.

Auf der Ausgangsseite des Verstärkers wird die Strahlung ebenfalls mit einem sphärischen Linsensystem in vertikaler Richtung kollimiert. Aufgrund des Astigmatismus des Verstärkers bildet sich aber in lateraler Richtung ein Fokus aus. Dessen Intensitätsverteilung liegt in der Ebene des korrigierten Fernfeldes und kann zur Charakterisierung der Strahlqualität herangezogen werden. Zur Bestimmung der Strahlqualität mit einem Strahlanalysegerät wie z.B. dem Mode-Master der Firma Coherent oder zur Abbildung der Intensitätsverteilung auf der Facette muß man aber auch lateral die Strahlung kollimieren. Dazu wird der Astigmatismus des Verstärkers mit einer geeigneten Zylinderlinse kompensiert.

Es hat sich insbesondere bei der Bestimmung der Strahlqualität als empfehlenswert erwiesen, auch auf der Ausgangsseite des Verstärkers einen Isolator einzufügen, da der Verstärker durch seine niedrige Facettenreflektivität sehr empfindlich auf Reflexionen von den Strahlanalysegeräten reagiert. Dadurch kann er geschädigt werden oder seine Eigenschaften können sich kurzfristig verändern.

Um einen guten Wärmeabtransport zu ermöglichen, sind die Verstärker mit der Epitaxienseite auf Cu/W-Wärmesenken gelötet, die ihrerseits in eine vergoldete Kupferwärmesenke eingeschraubt sind. Deren Temperatur wird ebenfalls über ein Peltierelement kontrolliert, wobei zur Messung der Verstärkertemperatur ein Thermoelement in die Kupferwärmesenke eingelassen ist bzw. ein Thermistor neben dem Verstärker auf den Wärmespreizer gelötet wurde.

9.1.1 Einkopplung

Der aufwändigste Teil eines MOPA-Systems ist die Einkopplung des Masterlasers in den Verstärker. Bei einem Trapezverstärker ohne Vorverstärker bestimmt die Einkopplung zusammen mit der Koppeloptik die Ausleuchtung des Trapezbereiches. Selbst mit einem Wellenleiter als Vorverstärker sind Unterschiede in der Ausgangsleistung und der Strahlqualität des Verstärkers zu beobachten, wenn die Einkoppelparameter leicht variiert werden. Das tritt besonders dann zutage, wenn im Wellenleiter neben der Grundmode noch weitere Moden höherer Ordnung ausbreitungsfähig sind.

Im Hinblick auf eine eventuelle Miniaturisierung des Systems stellen die Justagetoleranzen eine wesentliche Größe dar, die bei der Herstellung der mechanischen Komponenten zu berücksichtigen ist. Besonders kritisch sind die Toleranzen in vertikaler Richtung wegen des schmalen epitaktischen Schichtwellenleiters.

In Abbildung 9.2 ist der vertikale Einkoppelwirkungsgrad bei Kopplung aus einer einmodigen Glasfaser mit $5.9 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser dem Ergebnis mit einer einmodigen kantenemittierenden Laserdiode als Masterlaser gegenübergestellt. Angegeben ist jeweils die notwendige Justagegenauigkeit für 50 % des Maximalwertes und für 20 % absolute Koppelleffizienz.

Der Einkoppelwirkungsgrad wurde experimentell bestimmt, indem der Verstärker als Photodiode ohne von außen angelegte Spannung betrieben wird. Die durch den Verstärker transmit-

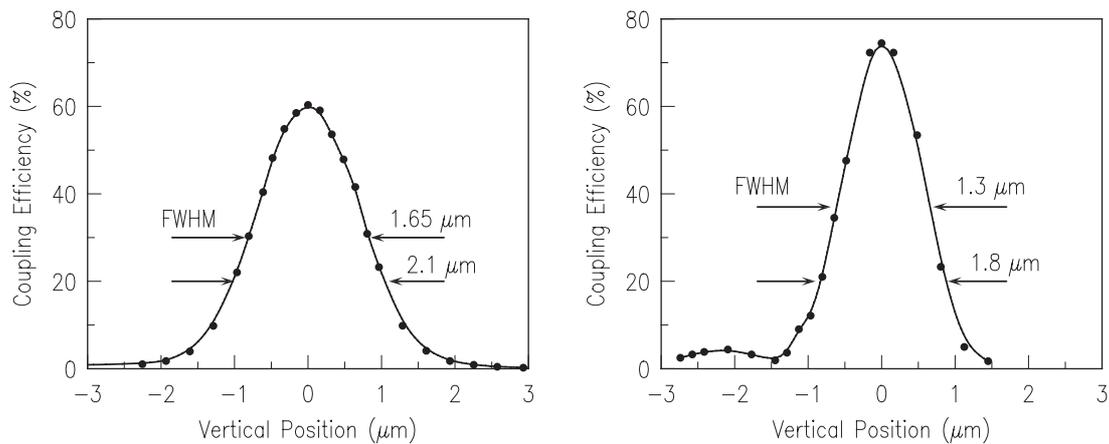


Abbildung 9.2: Vergleich der vertikalen Kopplungsempfindlichkeit bei einem zirkulären Eingangsstrahl (links) aus einer einmodigen Glasfaser mit $5.9 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und bei Kopplung einer einmodigen, kantenemittierenden Laserdiode (rechts).

tierte optische Leistung wird ebenfalls gemessen. Ausgehend von der Annahme, daß sämtliche zum Photostrom beitragende Ladungsträger vom absorbierten Anteil der eingekoppelten Mode erzeugt werden, läßt sich die minimale Koppeffizienz berechnen, welche dann der optisch-elektrischen Konversionseffizienz entspricht. Obwohl die strenge Gültigkeit dieser Annahme nicht fundiert ist, ist dieses Verfahren für vergleichende Messungen praktikabel.

Der aus der Glasfaser emittierte Strahl weist aufgrund des Aspektverhältnisses von 1:1 eine geringere Justageempfindlichkeit auf als die kantenemittierende Laserdiode. Da andererseits die epitaktischen Wellenleiter von Masteroszillator und Verstärker übereinstimmen oder zumindest ähnliche Eigenschaften haben, kann direkt von der Laserdiode mehr Leistung eingekoppelt werden als von einer Glasfaser, da bei der kantenemittierenden Laserdiode mehr Leistung innerhalb des Akzeptanzwinkels des vertikalen Wellenleiters des Verstärkers liegt. Deswegen ist hier auch ein höherer maximaler Einkoppelwirkungsgrad möglich als über eine Glasfaser.

Allgemein läßt sich jedoch feststellen, daß in vertikaler Richtung eine Justagetoleranz kleiner als $1 \mu\text{m}$ eingehalten werden muß, um nicht allzuviel Verluste in der Ausgangsleistung zu erleiden. Außerdem ist zu beachten, daß die Strahlqualität des Verstärkers sehr empfindlich auf die Einkopplung reagiert, was die Toleranzen weiter beschränkt.

9.2 Einfacher Trapezverstärker ohne Vorverstärker

Ein einfacher Trapezverstärker ohne Vorverstärker besteht aus einem rein gewinngeführten, trapezförmigen Bereich ohne modenselektive Elemente. Auf beiden Seiten sind Absorber aus Germanium in die Schichtstruktur eingelassen, auf deren Wirkungsweise noch weiter unten eingegangen wird. Die Form der Gewinnzone ist dabei der Ausbreitung von Gaußstrahlen nach Gleichung (3.6) nachempfunden. Die Breite der Eingangsapertur ist $5 \mu\text{m}$ und der volle Trapezwinkel beträgt 6° . Die Länge der Bauteile wurde mit $2510 \mu\text{m}$ um $10 \mu\text{m}$ größer gewählt als die nominelle Länge der Wärmesenken, damit die Ausgangsfläche nicht abgeschattet wird.

9.2.1 Ausgangskennlinien

In Abbildung 9.3 ist die optische Ausgangsleistung eines Trapezverstärkers über dem Betriebsstrom aufgetragen, wobei als Parameter der Kurvenschar die Eingangsleistung variiert wurde.

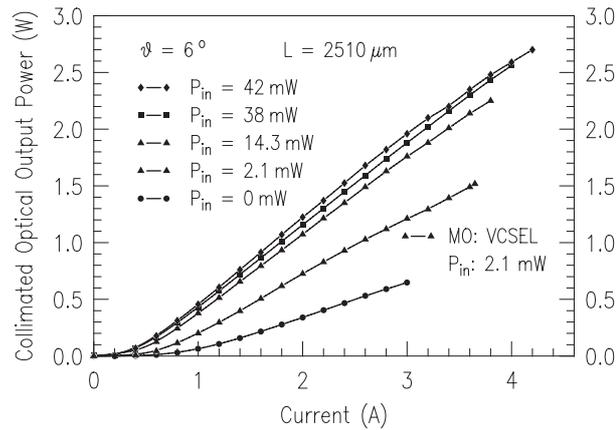


Abbildung 9.3: Kennlinienfeld eines einfachen gewinngeführten Laserverstärkers ohne Vorverstärker. Die Länge des Bauteils beträgt $2510 \mu\text{m}$ und der volle Trapezwinkel 6° .

Bei einer optischen Eingangsleistung von 42 mW und einem Strom von 4.2 A ergibt sich eine optische Ausgangsleistung von 2.7 W im kollimierten Strahl.

Die optische Kopplung erfolgte bei kleinen Eingangsleistungen mit einer einmodigen kantenemittierenden Laserdiode und bei höheren Eingangsleistungen über einen fasergekoppelten Halbleiter-Scheibenlaser. Der unterschiedliche Einkoppelwirkungsgrad, wie in Abbildung 9.2 beschrieben, wurde hierbei berücksichtigt.

Die Ausgangsleistung steigt bei höheren Eingangsleistungen linear mit dem Strom an. Erst ab einem Strom von etwa 3.5 A flachen die Kennlinien aufgrund der Erwärmung des Verstärkers leicht ab. Legt man durch den linearen Teil der Kennlinien eine Ausgleichsgerade, ergibt sich aus deren Steigung der differentielle Quantenwirkungsgrad. Er beträgt bei $P_{in} = 42 \text{ mW}$ $\eta_q = 0.76 \text{ W/A} = 60\%$. Das entspricht ungefähr dem doppelten Wert eines Trapezlasers. Durch weitere Erhöhung der eingekoppelten Leistung ist die Quanteneffizienz nicht weiter zu steigern, da der Verstärker mit $P_{in} = 42 \text{ mW}$ weit in Sättigung betrieben wird.

Bei Einkoppleistungen von $P_{in} < 5 \text{ mW}$ sinkt sie jedoch deutlich ab, da dann die Sättigung des Verstärkers nicht mehr gewährleistet werden kann. Es ist aber selbst mit einer Einkoppleistung von 2.1 mW immerhin noch eine Ausgangsleistung von 1.5 W im kollimierten Strahl erreichbar. Bei dieser Messung wurde als Masterlaser eine oberflächenemittierende Laserdiode (VCSEL) eingesetzt, die eine kostengünstige und schnell modulierbare Strahlquelle darstellt.

Der Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der Abszisse gibt den Transparenzstrom I_{tr} an. Bei diesem Verstärker ermittelt man einen Wert von 385 mA . Zusammen mit einer aktiven Fläche von $33.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ berechnet sich daraus eine Transparenzstromdichte von 115 A/cm^2 , was um einiges höher ist als der Wert 81 A/cm^2 aus der Epitaxiecharakterisierung, wie sie in Abschnitt 5.2 beschrieben ist.

Ohne optische Eingangsleistung emittiert der Verstärker nur ASE-Strahlung (*amplified spontaneous emission*), da im freilaufenden Verstärker nur spontan rekombinierende Ladungsträger verstärkt werden. Bei einem Strom von $I = 3 \text{ A}$ mißt man eine Ausgangsleistung von $P_{out} = 0.65 \text{ W}$. Das stellt einen recht hohen Wert dar. ASE-Strahlung ist bei einem Verstärker unerwünscht, da sie nicht zur Signalverstärkung des Masteroszillators beiträgt. Eine effiziente Unterdrückung der ASE-Strahlung ist nur durch eine ausreichende und homogene Sättigung des Verstärkers zu erreichen, was im einfachen Trapezverstärker ohne Vorverstärker nur durch eine genügend hohe Einkoppleistung und eine dem Trapezbereich angepaßte Koppeloptik sichergestellt werden kann.

9.2.2 Sättigungskennlinie

Um das Sättigungsverhalten eines Verstärkers zu charakterisieren, wird die Ausgangsleistung bei Variation der Eingangsleistung gemessen. In Abbildung 9.4 ist für den einfachen Verstärker dieses Kennlinienfeld dargestellt. Als zusätzlicher Parameter der Kurvenschar wurde der Betriebsstrom verändert, der rechts neben dem Diagramm für die jeweilige Kurve angegeben ist.

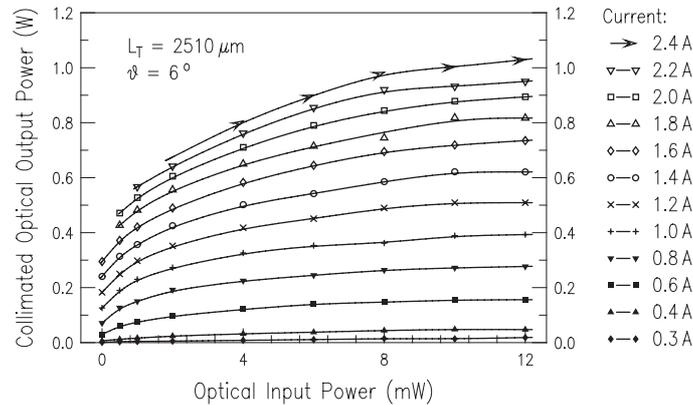


Abbildung 9.4: Sättigungskennlinien eines einfachen Verstärker ohne Vorverstärker mit Variation des Betriebsstroms, der neben dem Diagramm für die jeweilige Kurve angegeben ist.

Bei Strömen unterhalb von 1 A geht der Verstärker schon bei Eingangsleistungen von etwa 2 mW in Sättigung über. Die Ausgangsleistung kann dann durch weitere Erhöhung der Eingangsleistung nur unwesentlich gesteigert werden. Bei höheren Betriebsströmen steigt die Ausgangsleistung zunächst linear an, um dann erst bei mehr als 10 mW Eingangsleistung in Sättigung überzugehen. Um beim einfachen Verstärker die ASE-Strahlung bei hohen Ausgangsleistungen bzw. hohen Strömen wirksam zu unterdrücken, muß man also erheblich mehr optische Leistung einkoppeln als bei niedrigen Strömen. Im freilaufenden Verstärker ohne Eingangsleistung sieht man hier auch wieder die Neigung des einfachen Verstärkers zu hoher ASE-Strahlung. Diese kann zwar durch die eingekoppelte Signalleistung reduziert werden, ganz unterdrücken läßt sie sich jedoch nicht.

9.2.3 Funktion der Absorber

Bei dem bisher vorgestellten Verstärker waren auf beiden Seiten der Gewinnzone Absorber aus Germanium platziert. Bei dieser Struktur wird Germanium bis nahe an den Quantenfilm gebracht, so daß Licht effizient absorbiert wird, das innerhalb des epitaktischen Wellenleiters geführt wird und in diese Bereiche gelangt. In einem Verstärker sollte die Funktion der Absorber eigentlich obsolet sein, da lediglich spontane Emission diese Strukturen erreichen kann. Die Auswirkungen auf die Kennlinien, falls man die Absorber jedoch wegläßt, zeigen die Diagramme in Abbildung 9.5.

Das linke Diagramm zeigt die Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Strom. Man kann erkennen, daß die Kennlinien jeweils ab einem bestimmten Strom abknicken. Bei diesem Effekt handelt es sich nicht um thermisches Überrollen. Die Ursache ist vielmehr Lasertätigkeit senkrecht zur optischen Achse im Verstärker. Die seitlichen Bruchflächen des Verstärkers bilden einen Resonator, der ab einem bestimmten Strom seinen Schwellgewinn erreicht und zu lasen beginnt, vor allem wenn bei kleinen Eingangsleistungen der Gewinn nicht gesättigt ist. Die Folge

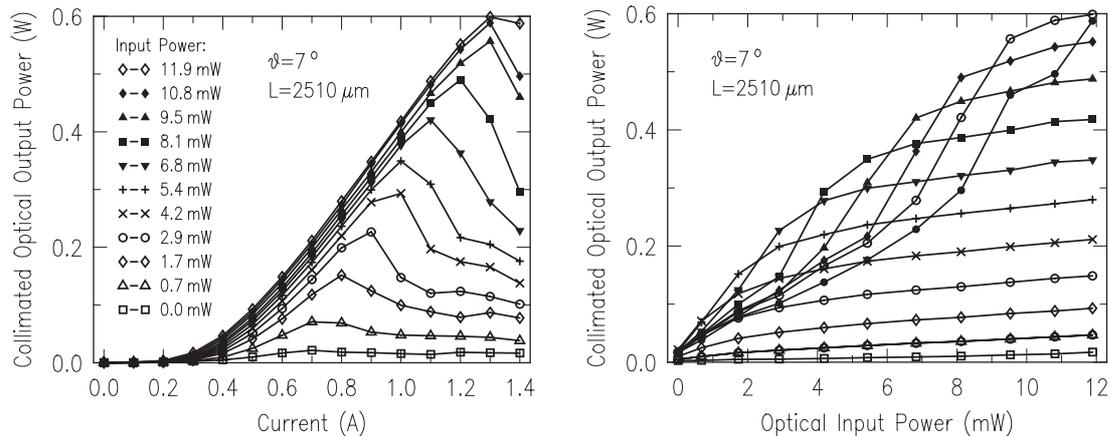


Abbildung 9.5: Optische Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Strom (links) und von der Eingangsleistung (rechts) eines Verstärkers ohne Absorber. Bei den Sättigungskennlinien wurde der Strom von 0,3 A bis 1,4 A in Schritten von 0,1 A erhöht.

davon ist, daß ein Großteil des erzeugten Lichts über die Seitenflächen statt der Ausgangsfacette emittiert wird.

Wie man im linken Diagramm von Abbildung 9.5 sehen kann, kann der Schwellgewinn dieses parasitären Lasers durch vermehrte stimulierte Rekombination durch Erhöhung der eingekoppelten Leistung angehoben werden. Das erklärt auch die Sättigungskennlinien im rechten Diagramm von Abbildung 9.5. Bei hohen Eingangsleistungen zeigen die Kurven das übliche Verhalten, bei kleinen Leistungen weichen sie stark davon ab. Bei Betriebsströmen über 1,4 A muß die optische Eingangsleistung schon mehr als 10 mW betragen, um das parasitäre Lasen zu unterdrücken.

9.3 Trapezverstärker mit gekrümmtem Rippenwellenleiter als Vorverstärker

9.3.1 Design des Verstärkers

Bei diesem Typ von Verstärker wurde ein indexgeführter Rippenwellenleiter als Vorverstärker in das Bauteil integriert. Abbildung 9.6 zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme eines fertigprozessierten Verstärkerchips. Links im Bild ist der 500 μm lange Wellenleiter zu erkennen. Er besteht aus einem 50 μm langen geraden und einem 450 μm langen gekrümmten Teilstück, so daß er unter einem Winkel von $4,5^\circ$ auf die Eingangsfacette trifft. Das garantiert selbst ohne Entspiegelungsbeschichtung eine modale Reflektivität $R < 10^{-3}$ der Eingangsfacette, wie in Abschnitt 7.7 ausführlich nachgewiesen wurde.

Die Trapezzone des Verstärkers ist 2010 μm lang, um die Gesamtlänge von 2510 μm nicht zu überschreiten, die von der Cu/W-Wärmesenke vorgegeben ist. Um einen sanften Übergang zwischen Wellenleiter und Trapezbereich zu schaffen, weitet sich der Wellenleiter an dieser Stelle langsam auf. Die Ätzgräben, die den Wellenleiter definieren, werden am Ende abgeschrägt, um eventuell an der Ausgangsfacette reflektiertes Licht möglichst nach außen zu reflektieren. Dort sind wieder Absorber angebracht, die die oben beschriebene Funktion erfüllen.

Durch das Einfügen des Vorverstärkers wird, wie der Name schon sagt, die eingekoppelte optische Leistung zunächst verstärkt, ehe sie den Trapezbereich erreicht. Dadurch wird das Sättigungsverhalten des Verstärkers verbessert, da die Intensität zu Beginn des Trapezes höher ist

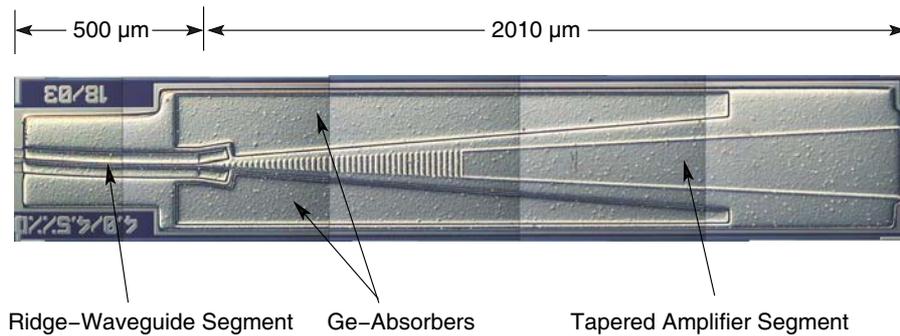


Abbildung 9.6: Detailaufnahme eines fertigprozessierten Verstärkers. Es sind auf der linken Seite der indexgeführte Wellenleiterbereich mit der verkippten Eingangsfacette und auf der rechten Seite der gewinngeführte trapezförmige Verstärkungsbereich zu sehen.

als ohne Vorverstärker.

Der Wellenleiter hat den weiteren Vorteil, daß er als Modenfilter wirkt und sich so positiv auf die Strahlqualität der Ausgangsstrahlung auswirkt. Zudem sollte er die Einkopplung erleichtern, da die Ausleuchtung des Trapezbereiches nicht mehr durch die Einkopplung bestimmt wird, sondern durch die laterale Wellenführung im Vorverstärker. Zu diesem Zweck müssen die Welleneigenschaften so abgestimmt sein, daß die Divergenz der Strahlung aus dem Wellenleiter mit dem Öffnungswinkel des Trapezes harmonisiert.

9.3.2 Ausgangscharakteristik

Abbildung 9.7 zeigt die Ausgangskennlinie eines Verstärkers mit $500\ \mu\text{m}$ langem und $3\ \mu\text{m}$ breitem Wellenleiter. Bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{\text{in}} = 35\ \text{mW}$ und einem Strom von $I = 3.9\ \text{A}$ wird eine Ausgangsleistung im kollimierten Strahl von $P_{\text{out}} = 2.3\ \text{W}$ erreicht. Das ist nur unwesentlich weniger Ausgangsleistung verglichen mit einem gleich langen Verstärker ohne

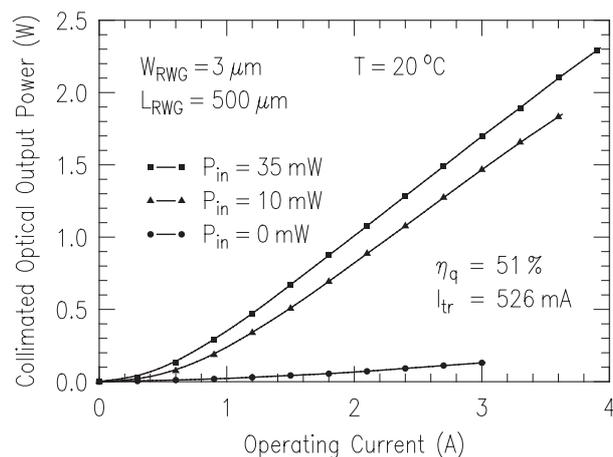


Abbildung 9.7: Kollimierte optische Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Strom eines Verstärkers mit $500\ \mu\text{m}$ langem Rippenwellenleiter. Die nominelle Breite des Wellenleiters beträgt $3\ \mu\text{m}$.

Vorverstärker, obwohl die aktive Fläche um ein Drittel kleiner ist, da der Trapezbereich um die Länge des Vorverstärkers kürzer ist. Die differentielle Effizienz beträgt $0.69 \text{ A/W} = 51 \%$, der Transparenzstrom 526 mA . Die Kennlinien sind oberhalb des Transparenzstroms gerade, zeigen also noch keine Anzeichen von thermischem Überrollen.

Bemerkenswert bei diesem Verstärkertyp ist allerdings die niedrige Ausgangsleistung, wenn man ihn ohne Einkopplung betreibt. Bei einem Strom von 3 A wird lediglich eine Leistung von 130 mW an ASE-Strahlung emittiert. Ein freilaufender Verstärker mit einem Rippenwellenleiter als Vorverstärker zeigt also eine sehr geringe Neigung zur Emission von ASE-Strahlung. Eventuell ist dies auf die kleinere aktive Fläche zurückzuführen. Ein anderer Grund ist in dem schmalen Vorverstärker zu suchen, aus dem nur sehr wenig Spontanemission in Richtung der Ausgangsfacette in den Trapezbereich gelangt.

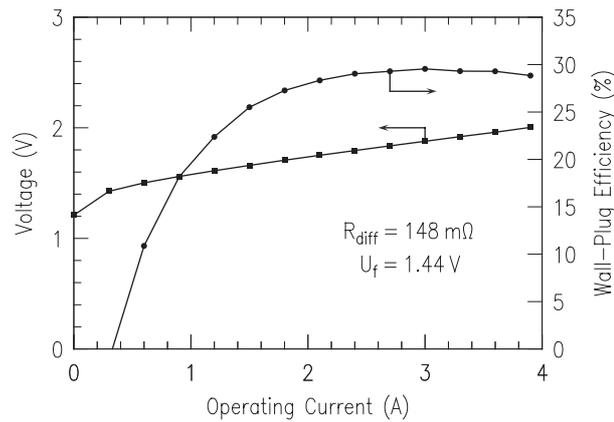


Abbildung 9.8: Spannungsabfall und Konversionseffizienz des Verstärkers in Abhängigkeit vom Strom bei einer eingekoppelten Leistung von $P_{\text{in}} = 35 \text{ mW}$.

Das elektrische Verhalten des Verstärkers kann der Abbildung 9.8 entnommen werden. Die Strom-Spannung-Kennlinie zeigt eine Knickspannung von $U_f = 1.44 \text{ V}$. Das Gewinnmaximum des verwendeten Epitaxiematerials liegt bei $\lambda = 920 \text{ nm}$, was umgerechnet einer Photonenenergie von $E_{\text{ph}} = 1.35 \text{ eV}$ entspricht. Die Knickspannung liegt also nur wenig über dem theoretisch kleinsten Wert. Der differentielle Widerstand, der oberhalb der Knickspannung aus der Steigung einer Ausgleichsgeraden bestimmt wurde, beträgt $R_{\text{diff}} = 148 \text{ m}\Omega$.

Setzt man die optische Ausgangsleistung ins Verhältnis zu der aufgewandten elektrischen Leistung, erhält man den Konversionswirkungsgrad η_c . Er ist ebenfalls in Abbildung 9.8 aufgetragen und erreicht bei $I = 2.4 \text{ A}$ einen Maximalwert von $\eta_c = 30 \%$.

9.3.3 Sättigungsverhalten

Den Hauptvorteil durch die Einführung eines Vorverstärkers erkennt man sofort, wenn man Abbildung 9.9 betrachtet. In diesem Diagramm ist die Sättigungskennlinie bei einem Strom von 2.6 A dargestellt. Die Kurve startet bei einer Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 100 \text{ mW}$, wenn man den Verstärker ohne optische Eingangsleistung betreibt. Die Ausgangsleistung steigt allerdings sehr stark an, selbst wenn man nur sehr kleine Eingangsleistungen einkoppelt. So wird bei einer Eingangsleistung von nur 1 mW schon eine Ausgangsleistung von 980 mW erreicht. Das entspricht einem Verstärkungsfaktor von $G = 30 \text{ dB}$. Erhöht man die Eingangsleistung noch weiter, so steigt die Ausgangsleistung nur noch langsam an, bis sie bei $P_{\text{in}} = 40 \text{ mW}$ etwa 1.5 W erreicht.

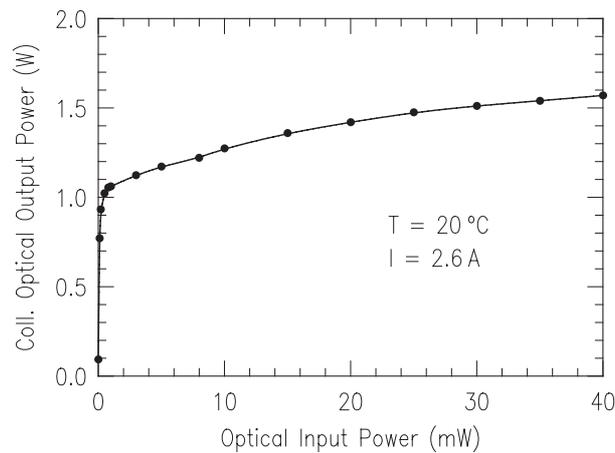


Abbildung 9.9: Sättigungscharakteristik eines Verstärkers mit einem Rippenwellenleiter als Vorverstärker.

Ein Verstärker mit Vorverstärker kann also schon mit sehr kleinen Eingangsleistungen in Sättigung betrieben werden. In diesem Fall beträgt die Sättigungsleistung des Verstärkers nur etwa 1 mW. Das macht diesen Verstärkertyp attraktiv für Signallaser, deren Ausgangsleistung in der Grundmode auf wenige Milliwatt begrenzt ist, wie etwa VCSEL. Die Ursache für das verbesserte Sättigungsverhalten liegt auf der Hand. Die optische Eingangsleistung wird in der Wellenleitersektion zunächst verstärkt. Somit wird mehr Leistung in die trapezförmige Gewinnzone injiziert, wodurch dieser Bereich gerade am Anfang besser gesättigt werden kann. Das hat dann auch die positive Folge, daß spontane Rekombinationen der Ladungsträger besser unterdrückt werden.

Das gute Sättigungsverhalten spiegelt sich auch in Abbildung 9.10 wieder. In diesem Diagramm ist der Verstärkergewinn G doppelt logarithmisch über der Eingangsleistung P_{in} aufgetragen. Der Verstärker verhält sich genau so, wie es in der theoretischen Beschreibung in Abschnitt 4.1 dargelegt ist. Schon bei sehr kleinen Eingangsleistungen ist der Verstärker gesättigt. Dadurch

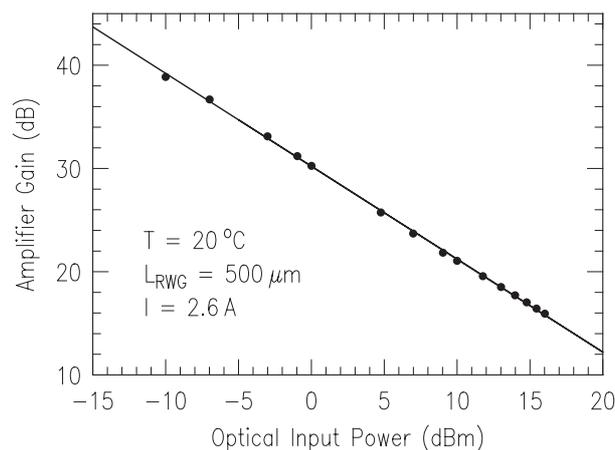


Abbildung 9.10: Doppelt logarithmische Auftragung des Verstärkergewinns über der optischen Eingangsleistung.

ändert sich die Ausgangsleistung nicht mehr sehr stark und kann auf einer logarithmischen Skala näherungsweise als konstant angesehen werden. Der Verstärkergewinn $G = P_{\text{out}}/P_{\text{in}}$ nimmt somit in der genannten Auftragung linear mit der Eingangsleistung ab. Die Steigung der Geraden aus Abbildung 9.10 liegt mit -0.9 auch nahe am theoretischen Wert von -1.

9.3.4 Strahlqualität

Zur Bewertung der Strahlqualität kann man als erstes Kriterium die Intensitätsverteilung auf der Ausgangsfacette heranziehen. Diese Nahfelder sind in Abbildung 9.11 für verschiedene Ströme aufgetragen. Die optische Eingangsleistung betrug dabei 20 mW. Bei einem kleinen

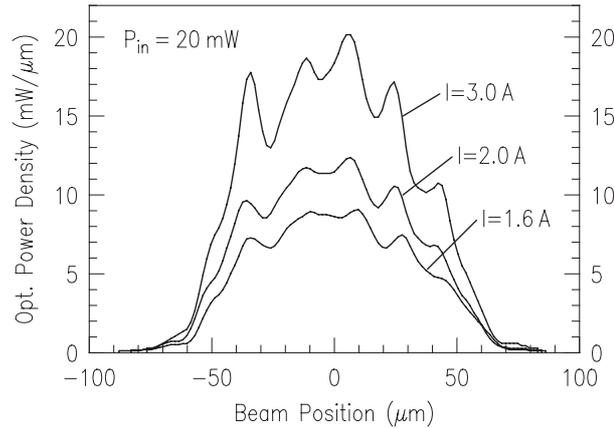


Abbildung 9.11: Abbildungen der Intensitätsverteilung auf der Ausgangsfacette bei unterschiedlichen Betriebsströmen des Verstärkers.

Strom von 1.6 A erreicht man eine Ausgangsleistung von 0.76 W. Hier ist das Nahfeld in guter Näherung gaußförmig. Es wird nur leicht moduliert durch das Auftreten von Filamenten.

Erhöht man den Strom auf 3 A, verdoppelt sich die Ausgangsleistung auf 1.57 W. Die Modulation durch die Filamente tritt allerdings auch deutlicher zutage. Die Filamente sind jedoch durch die Verwendung von Epitaxiematerial mit einem sehr kleinen Füllfaktor von $\Gamma = 1\%$ noch vergleichsweise gering ausgeprägt.

Im Betrieb mit hohen Strömen zeigt das Nahfeld die Tendenz zu einer rechteckförmigen Intensitätsverteilung, da aufgrund der Gewinnsättigung der zentrale Bereich der Trapezzone mit hoher Intensität weniger Gewinn aufweist als die Randgebiete. Das zeigt sich auch sehr deutlich im korrigierten Fernfeld, das in Abbildung 9.12 zu sehen ist. Der Verstärker wurde hier mit $I = 3.5$ A und einer Eingangsleistung von 35 mW betrieben, so daß eine Ausgangsleistung von 1.95 W erreicht wird. In dem Diagramm sind außerdem die berechneten Intensitätsverteilungen eingezeichnet, die man unter der Annahme einer gauß- bzw. rechteckförmigen Nahfeldverteilung mit der Breite der Ausgangsfacette erhält.

Ein Vergleich mit der Meßkurve zeigt, daß die zentrale Hauptkeule nur unwesentlich breiter ist als die Verteilung, die dem rechteckförmigen Nahfeld entspricht. Die Halbwertsbreite des gemessenen korrigierten Fernfeldes beträgt $\theta_{\text{FWHM}} = 0.258^\circ$, das untere Limit aus der Rechteckverteilung $\theta_{\text{FWHM}} = 0.221^\circ$. Neben der Hauptkeule sind noch Nebenmaxima zu erkennen, die auf das nicht-gaußförmige Nahfeld und das Auftreten von Filamenten zurückzuführen sind. Da diese Effekte nicht zu vermeiden sind, können auch die Seitenmaxima nie vollständig unterdrückt werden, sondern nur möglichst klein gehalten werden.

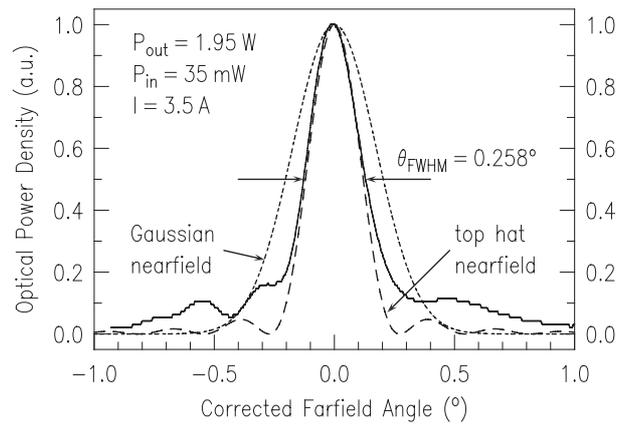


Abbildung 9.12: Vergleich der gemessenen Intensitätsverteilung im korrigierten Fernfeld mit den entsprechenden Verteilungen, wenn man im Nahfeld eine gaußförmige bzw. rechteckförmige Verteilung annimmt.

Um nun zu quantifizieren, welcher Anteil der optischen Leistung in der Hauptkeule enthalten ist, kann man hier wieder das gleiche Verfahren anwenden wie bei den Trapezlasern. Man bringt in die Ebene des korrigierten Fernfeldes eine Schlitzblende an und bestimmt die Beugungsmaßzahl der Verstärkerstrahlung bei Variation der Spaltbreite. Das Resultat dieser Messung ist in Abbildung 9.13 aufgetragen.

Bei ganz geöffneter Schlitzblende wird nichts vom Strahl abgeschnitten und man mißt eine durch den Spalt transmittierte Leistung von 2.32 W bei einem Strom von 3.9 A. Die Beugungsmaßzahl des Strahles beträgt 2.22. Durch sukzessives Schließen des Spaltes blendet man dann nach und nach die Seitenmaxima im korrigierten Fernfeld aus. Auf diese Weise verbessert sich die Strahlqualität auf 1.23, wobei lediglich 11.6% der Leistung ausgeblendet wird. Das entspricht

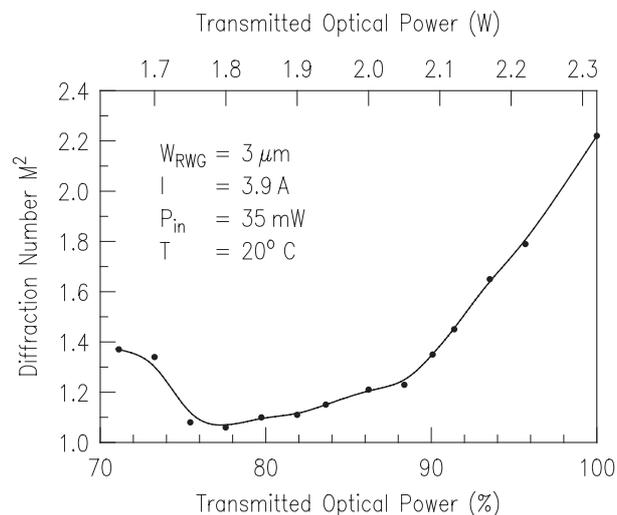


Abbildung 9.13: Beugungsmaßzahl M^2 der Ausgangsstrahlung in Abhängigkeit von der durch die Schlitzblende transmittierten optischen Leistung.

nahezu dem theoretischen Fall für eine rechteckförmige Intensitätsverteilung, bei der in der Hauptkeule ca. 91 % der optischen Leistung enthalten ist.

Bei weiterem Schließen der Blende kann man die Beugungsmaßzahl nur noch unwesentlich auf 1.06 verbessern. Dabei gehen weitere 11 % der Leistung an der Blende verloren. Verkleinert man den Spalt noch mehr, erreicht man keine weitere Verbesserung der Strahlqualität der transmittierten Strahlung mehr, da man dann schon Teile der zentralen Hauptkeule ausblendet. In diesem Fall ist ein erneutes Ansteigen der Beugungsmaßzahl die Folge.

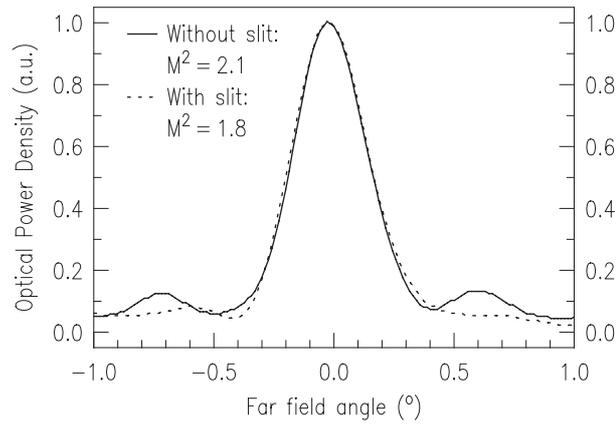


Abbildung 9.14: Auswirkung der Schlitzblende auf die Beugungsmaßzahl und die Intensitätsverteilung im korrigierten Fernfeld.

In Abbildung 9.14 ist nochmals dargestellt, wie sich die Blende auf das korrigierte Fernfeld auswirkt. Ohne Schlitzblende mißt man bei diesem Verstärker eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 2.1$. Mit Blende erniedrigt sich der Wert auf 1.8. In der Abbildung des durch den Spalt transmittierten Strahles sind die beiden Seitenmaxima dann fast nicht mehr sichtbar.

Um ein Maß für die Brillanz der Ausgangsstrahlung der Verstärker zu erhalten, teilt man in derselben Weise wie bei den Trapezlasern die Ausgangsleistung durch die Beugungsmaßzahl.

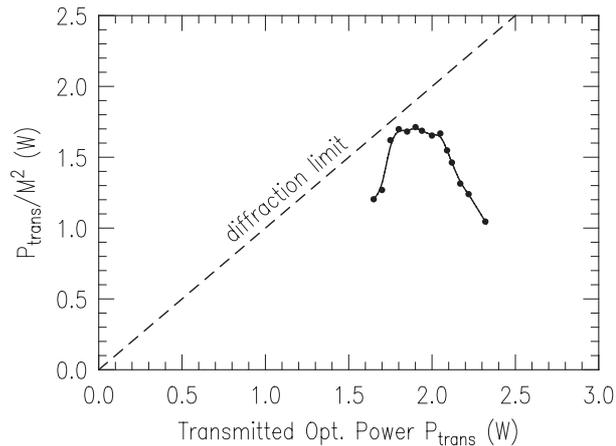


Abbildung 9.15: Verhältnis von optischer Ausgangsleistung zu Beugungsmaßzahl als Maß für die Brillanz des Verstärkers.

Mit $P_{\text{out}} = 2.32 \text{ W}$ und $M^2 = 2.22$ ergibt sich $P_{\text{out}}/M^2 = 1.05 \text{ W}$. Setzt man die Schlitzblende ein, muß man die durch die Blende transmittierte Leistung mit der Beugungsmaßzahl ins Verhältnis setzen. In Abbildung 9.15 sind diese Werte aufgetragen. Aus dem Diagramm kann man ablesen, daß das Verhältnis P_{out}/M^2 durch Schließen der Blende auf 1.71 gesteigert werden kann. Weiteres Schließen der Blende bringt keine Verbesserung. Es verbessert sich zwar die Strahlqualität der transmittierten Strahlung, dafür wird aber in gleichem Maße optische Leistung ausgeblendet, so daß das Verhältnis P_{out}/M^2 nahezu konstant bleibt. Schneidet man Teile der zentralen Hauptkeule ab, verschlechtert sich das Verhältnis P_{out}/M^2 wieder.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit war es, eine kompakte und kostengünstige Laserstrahlquelle hoher Brillanz auf Halbleiterbasis zu entwickeln. Hohe Brillanz beinhaltet eine hohe Ausgangsleistung der Bauteile bei gleichzeitig guter Strahlqualität. Für sich allein betrachtet stellen diese beiden Anforderungen keine besondere Herausforderung dar. Sie wurden schon in vielfältiger Weise realisiert und stellen den derzeitigen Stand der Technik dar. Der Knackpunkt liegt vielmehr in ihrer Kombination, da hohe Ausgangsleistung und gute Strahlqualität meist gegenläufige Bauteileigenschaften sind.

In dieser Arbeit wurde dazu der Ansatz verfolgt, index- und gewinngeführte Strukturen in einem Bauteil zu integrieren. Der indexgeführte Teil stellt einen lateralen Wellenleiter dar, wie er in *ridge-waveguide*-Lasern verwendet wird. Er sorgt durch ein maßgeschneidertes Brechzahlprofil dafür, daß nur die gaußförmige Grundmode in ihm ausbreitungsfähig ist. Dadurch werden höhermodige Anteile herausgefiltert und somit eine gute Strahlqualität sichergestellt. Der Trapezbereich des Bauteils stellt dann genügend Gewinn für die aus dem Wellenleiter emittierte Strahlung bereit, so daß die Ausgangsleistung bis in den Watt-Bereich angehoben wird. Dabei soll natürlich die gute Strahlqualität möglichst wenig beeinträchtigt werden. Die Bauteile können aber nur dann in der beschriebenen Weise funktionieren, wenn die einzelnen Bausteine sowohl getrennt als auch in ihrem Zusammenwirken optimiert sind.

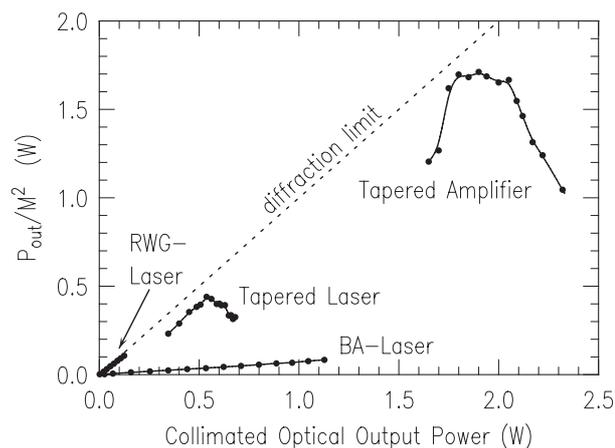


Abbildung 10.1: Übersicht der maximal erreichten P_{out}/M^2 -Werte verschiedener Laserstrahlquellen.

In Abbildung 10.1 sind in einer Übersicht die Resultate hinsichtlich der Brillanz von einzelnen Bauelementen wie *ridge-waveguide*- oder Breitstreifenlaser und von kombinierten Bauelementen wie Trapezlaser und Trapezverstärker zusammengefaßt. Als Maß dafür soll das Verhältnis P_{out}/M^2 dienen, das über der Ausgangsleistung aufgetragen ist.

Ridge-waveguide-Laser zeichnen sich durch eine hohe Strahlqualität aus, sind aber in ihrer Ausgangsleistung beschränkt. Breitstreifenlaser zeigen genau das gegenteilige Verhalten. Ihre Ausgangsleistungen erreichen mühelos den Watt-Bereich, ihre Strahlqualität ist aber mit $M^2 = 20 \dots 30$ vergleichsweise schlecht. Bei beiden Lasertypen bleibt deshalb das Verhältnis P_{out}/M^2 auf Werte ≤ 0.2 W beschränkt.

Der Trapezlaser als kombiniertes Bauelement kann diesen Wert auf 0.44 W mehr als verdoppeln. Aufgrund seiner inhärenten thermischen Probleme ist er aber auch in seiner Ausgangsleistung limitiert. Diese kann aber durch eine Feinabstimmung der Facettenreflektivitäten und eine verbesserte Wärmeabfuhr noch erhöht werden. Den Bestwert mit $P_{\text{out}}/M^2 = 1.71$ W erreicht der Trapezverstärker, der nicht den thermischen Beschränkungen unterliegt wie der Trapezlaser. Trotzdem gilt auch hier, daß durch verbessertes thermisches Management die Ausgangsleistung noch weiter gesteigert werden kann. Der Trapezverstärker hat sicherlich das Potential, Werte für P_{out}/M^2 um etwa 3 zu erreichen. Er hat jedoch den Nachteil, daß er immer zusammen mit einem Masterlaser als hybrides System betrieben werden muß, was natürlich deutlich komplexer ist als ein monolithisches Bauteil. Nichtsdestotrotz hat man mit den genannten Resultaten ein System an der Hand, dessen Brillanz für Anwendungen wie z.B. die effiziente Frequenzverdopplung mit nichtlinearen Kristallen ausreicht.

Anhang A

Formelzeichen und Abkürzungen

Verwendete Formelzeichen

A	komplexe Amplitude des elektrischen Feldes, Fläche, Rekombinationskoeffizient für nichtstrahlende Übergänge
b	Bildweite, Phasenparameter
B	Brillanz, Rekombinationskoeffizient für spontane Emission
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
C	Auger-Rekombinationskoeffizient
d	Dicke der aktiven Zone/Quantenfilm
D	Diffusionskonstante
E	Elektrisches Feld, Energie
E_g	Bandlückenenergie
f	Brennweite
F	Fouriertransformierte der räumlichen Feldverteilung $A(x)$
g	Materialgewinn
g_m	modaler Gewinn
g_0	Gewinnparameter
g_{th}	Schwellgewinn
g_u	ungesättigter Gewinn
$g(\theta)$	Hockham-Faktor
G	Verstärkergewinn
G_s	Single-Pass-Gain
G_u	Kleinsignal-Verstärkergewinn
h	Planck'sches Wirkungsquantum
$\hbar\omega$	Photonenenergie
I	optische Intensität, Stromstärke
I_{th}	Schwellstrom
I_{sat}	Sättigungsintensität
j	imaginäre Einheit, Stromdichte
j_{tr}	Transparenzstromdichte

k, k_0	Wellenzahl, Vakuumwellenzahl
K	Kopplungsfaktor
L	Länge des trapezförmigen Bereichs, Resonatorlänge
L_T	Transferlänge
n_1, n_2	Brechungsindex im Wellenleiterkern/Mantelschichten
m	Ordnungszahl von TE/TM-Moden, Modulationsindex
M^2	Beugungsmaßzahl
n_{eff}	effektiver Brechungsindex
N	Ladungsträgerdichte
P, P_{el}	optische, elektrische Leistung
\bar{P}_{COMD}	optische Leistungsdichte bei Erreichen des COMD
P_v	Verlustleistung
P_{sat}	Sättigungsleistung
P_{in}	in einen Verstärker eingekoppelte optische Leistung
P_{out}	optische Ausgangsleistung
q	Elementarladung
\vec{r}	Ortsvektor
r	radiale Komponente
R	Krümmungsradius, Leistungsreflexionsfaktor, elektrischer Widerstand
R_1, R_2	Amplitudenreflexionsfaktor der Ein-/Auskoppelfacetten
R^*	Reflexionsfaktor von verkippten Facetten
R_f	Fresnel-Reflektivität
R_c	Kontaktwiderstand
R_{diff}	differentieller Widerstand
R_s	Schichtwiderstand
R_{th}	thermischer Widerstand
s	laterale Raumfrequenz
T	Temperatur
T_1, T_2	charakteristische Temperatur für die Schwellstromdichte/differentielle Effizienz
U_f	Flußspannung
V	Frequenzparameter
w	Radius eines Gaußstrahls
w_0	Strahltaillenradius eines Gaußstrahls
W	Radius eines realen Strahls
W_0	Strahltaillenradius eines realen Strahls
x	laterale/transversale Koordinate
\bar{x}	Schwerpunkt der räumlichen Feldverteilung
y	vertikale Koordinate
z	Koordinate in Ausbreitungsrichtung/opt. Achse
z_0	Rayleigh-Länge eines Gaußstrahls
z_R	Rayleigh-Länge eines realen Strahls
α_i	intrinsische Verluste
α_g	geometrieabhängige Verluste
α_m	Spiegelverluste
$\alpha_{\text{TE}}, \alpha_{\text{TM}}$	Asymmetrieparameter für TE/TM-Moden
Γ	Füllfaktor

ζ	Phasenverzögerung eines Gaußstrahls
η_d	differentielle Effizienz
η_i	interne Quanteneffizienz
η_q	Quanteneffizienz eines Verstärkers
θ	Fernfeldwinkel eines Gaußstrahls
θ_0	Divergenzwinkel eines Gaußstrahls
Θ	Fernfeldwinkel eines realen Strahles
Θ_0	Divergenzwinkel realer Strahlen
ϑ	Trapezwinkel
λ	Wellenlänge
ν	Frequenz
ν_0	Resonanzfrequenz
ϱ	radialer Abstand
ϱ_c	spezifischer Kontaktwiderstand
ϱ_s	spezifischer Schichtwiderstand
σ_x	Standardabweichung der räumlichen Feldverteilung in x -Richtung
σ_s	Standardabweichung der Fouriertransformierten $F(s)$
σ_0	Standardabweichung an der Strahltaile
τ	Ladungsträgerlebensdauer
φ	Kippwinkel zwischen Facette und Wellenleiter
Φ	Phasenwinkel realer Strahlen
Ω	Raumwinkel

Abkürzungen

ASE	Amplified Spontaneous Emission
BH	Buried Heterostructure
CAIBE	Chemically Assisted Ion Beam Etching
COMD	Catastrophic Optical Mirror Damage
CW	Continous wave
DBR	Distributed Bragg
DFB	Distributed Feedback
ECR	Electron Cyclotron Resonance
FSR	Free Spectral Range
FWHM	Full Width of Half Maximum
GRINSCH	Graded-Index Separate-Confinement Heterostructure
HMG	High Modal Gain
IBE	Ion Beam Etching
LMG	Low Modal Gain
LOC	Large Optical Confinement
MOPA	Master-Oscillator Power-Amplifier
MQW	Multi Quantum Well
NMP	N-Methyl-Pyrrolidon
PECVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition
RIBE	Reactive Ion Beam Etching
RIE	Reactive Ion Etching
RTA	Rapid Thermal Annealing
RWG	Ridge-Waveguide
SEM	Scanning Electron Microscope

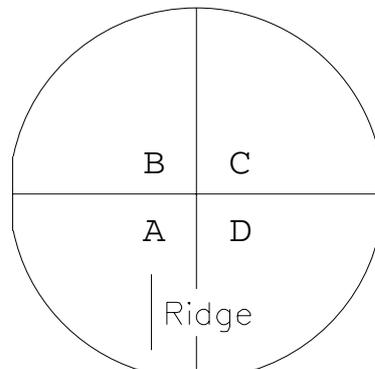
TLM	Transmission Line Method
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

Anhang B

Technologieprotokoll

Prozessierung RWG-SLA

Maskensatz: _____
 Probe: _____
 Datum: _____
 Bearbeiter: _____



p-Kontakt

<input type="checkbox"/>	org. Reinigung	Aceton, Isopropanol
<input type="checkbox"/>	Trocknen	Hotplate 120°C, 10 min
<input type="checkbox"/>	Belackten	TI 35 ES, 6000 U/min, 40 s, Prg. 6
<input type="checkbox"/>	Trocknen	Hotplate 90°C, 3 min
<input type="checkbox"/>	Belichten	42 s bei 12 mW/cm ² , Maske: P-KONTAKT, Ridge⊥Flat
<input type="checkbox"/>	Reverse bake	Hotplate 125°C, 2 min
<input type="checkbox"/>	Flutbelichten	2 min bei 12 mW/cm ² , ohne Maske
<input type="checkbox"/>	Entwickeln	AZ 826 MIF, 15–20 s, auf Sicht
<input type="checkbox"/>	Resisthöhe	nominell: 2.05 μm, gemessene Resisthöhe: _____ μm
<input type="checkbox"/>	O ₂ -Plasma	2 min, 100 mTorr, 10 % O ₂ , 100 W (33.3%)
<input type="checkbox"/>	Oxid-Dip	HCl : H ₂ O = 1 : 1, 30 s
<input type="checkbox"/>	Metallisieren	Ti 20 nm / Pt 30 nm / Au 500 nm
<input type="checkbox"/>	Lift-off	NMP heiß, NMP, Aceton, Isopropanol
<input type="checkbox"/>	Metalldicke	nominell: 200 nm, gemessene Dicke: _____ nm
<input type="checkbox"/>	Ätzen	H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O = 1 : 4 : 160, Ätzrate ca. 150 nm/min
<input type="checkbox"/>	Ätztiefe	Ziel: _____ nm, gemessene Tiefe: _____ nm

Strukturierung Wellenleiter

	Belacken	AZ 4533, 6000 U/min, 40 s, Prg. 6
	Trocknen	Hotplate 90°C, 15 min
	Belichten	1 min bei 12 mW/cm ² , Maske: RIDGE
	Entwickeln	AZ400K : H ₂ O = 1 : 4, 50–55 s, auf Sicht
	O ₂ -Plasma	2 min, 100 mTorr, 10 % O ₂ , 100 W (33.3%)
	Au ätzen	KCN : SG645 : H ₂ O = 0.5 : 1 : 200, 35 s
	Pt sputtern	CAIBE, Prg. 12, 7 min
	Ti ätzen	HF 0.5 %, 25 s
	Ridge ätzen	CAIBE, Prg. 3, T=25°C, Ätzrate ca. 70 nm/min
	Äztiefe	Ziel: _____ nm, gemessene Tiefe: _____ nm
	Ablacken	NMP heiß, NMP, Aceton, Isopropanol

Absorber

	Belacken	AZ 5214, 4000 U/min, 40 s, Programm 4
	Softbake	Hotplate 90°C, 10 min
	Belichten	5 s bei 12 mW/cm ² , Maske: ABSORBER
	Reverse bake	Hotplate 120°C, 2 min
	Flutbelichten	25 s bei 12 mW/cm ² , ohne Maske
	Entwickeln	AZ400K : H ₂ O = 1 : 4, ca. 25 s, auf Sicht
	O ₂ -Plasma	2 min, 100 mTorr, 10 % O ₂ , 100 W (33.3%)
	Lackdicke	nominell: 2.05 µm, gemessene Dicke: _____ nm
	Ätzen	H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O = 1 : 6 : 40, Ätzrate ca. 1.2 µm/min
	Äztiefe	Ziel: _____ nm, gemessene Tiefe: _____ nm
	Oxid-Dip	HCl : H ₂ O = 1 : 1, 30 s
	Absorber	Ge 100 nm
	Lift-off	NMP heiß, NMP, Aceton, Isopropanol

Passivierung

	Oxid-Dip	HF 0.1 % HF 10 s
	Si ₃ N ₄	PECVD, Prg. sin250nm.rec, 250 nm
	Belacken	AZ 1512 HS, 6000 U/min, 40 s, Prg. 6
	Trocknen	Hotplate 90°C, 10 min
	Belichten	18 s bei 12 mW/cm ² , Maske: PASSIVATION
	Entwickeln	AZ400K : H ₂ O = 1 : 4, 15–20 s, auf Sicht
	O ₂ -Plasma	2 min, 100 mTorr, 10 % O ₂ , 100 W (33.3%)
	CF ₄ -RIE	EBS-RIE, 40 mTorr, 45 sccm CF ₄ , 200 W, 7 min
	Ablacken	NMP heiß, NMP, Aceton, Isopropanol
	Schichtdicke	nominell: 250 nm, gemessene Dicke: _____ nm

Basis-Metallisierung

<input type="checkbox"/>	Belacken	TI 35 ES, 6000 U/min, 40 s, Prg. 6
<input type="checkbox"/>	Trocknen	Hotplate 90°C, 3 min
<input type="checkbox"/>	Belichten	42 s bei 12 mW/cm ² , Maske: METAL
<input type="checkbox"/>	Reverse bake	Hotplate 125°C, 2 min
<input type="checkbox"/>	Flutbelichten	2 min bei 12 mW/cm ² , ohne Maske
<input type="checkbox"/>	Entwickeln	AZ 826 MIF, 15–20 s, auf Sicht
<input type="checkbox"/>	O ₂ -Plasma	2 min, 100 mTorr, 10 % O ₂ , 100 W (33.3%)
<input type="checkbox"/>	Metallisieren	Ti 20 nm / Pt 30 nm / Au 1500 nm
<input type="checkbox"/>	Lift-off	NMP heiß, NMP, Aceton, Isopropanol
<input type="checkbox"/>	Metalldicke	nominell: 200 nm, gemessene Dicke: _____ nm

Au-Galvanik

<input type="checkbox"/>	Belacken	AZ 4533, 6000 U/min, 40 s, Prg. 6
<input type="checkbox"/>	Trocknen	Hotplate 90°C, 15 min
<input type="checkbox"/>	Belichten	1 min bei 12 mW/cm ² , Maske: RIDGE
<input type="checkbox"/>	Entwickeln	AZ400K : H ₂ O = 1 : 4, 50–55 s, auf Sicht
<input type="checkbox"/>	O ₂ -Plasma	15 min, 100 mTorr, 10 % O ₂ , 100 W (33.3%)
<input type="checkbox"/>	Lackdicke	nominell: 3.0 μm, gemessene Dicke: _____ μm
<input type="checkbox"/>	Galvanik	Au-Bad, d=2.5 μm, Abscheiderate ca. 56 nm·cm ² /mA·min
<input type="checkbox"/>	Schichtdicke	nominell: 2.5 μm, gemessene Dicke: _____ μm
<input type="checkbox"/>	Ablacken	Aceton, Isopropanol

Dünnpolieren

<input type="checkbox"/>	Dicke messen	Probendicke: _____ μm
<input type="checkbox"/>	Aufkleben	mit Crystal-Bond junction-down auf Glasträger bei 130°
<input type="checkbox"/>	Gesamtdicke	Probendicke: _____ μm
<input type="checkbox"/>	Polierätze	0.5l H ₂ O ₂ mit NH ₃ auf pH-Wert 8.4 einstellen
<input type="checkbox"/>	Polieren	70 U/min mit 1 kg Gewicht, 7.5 V Pumpenspannung, Solldicke: 110 μm, Abtragsrate ca. 5 μm/min
<input type="checkbox"/>	Spülen	nach jedem Polierschritt mit H ₂ O
<input type="checkbox"/>	Enddicke	Probendicke: _____ μm
<input type="checkbox"/>	Oxid-Dip	HCl : H ₂ O = 1 : 1, 2 min
<input type="checkbox"/>	Anätzen	H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O = 1 : 6 : 40, 2 min
<input type="checkbox"/>	Abschieben	Probe mit Wattestäbchen vom Glasträger abschieben bei 130°C
<input type="checkbox"/>	Reinigen	Crystal-Bond entfernen: dreifache Acetonkaskade, Isopropanol

n-Metall

<input type="checkbox"/>	Oxid-Dip	HCl : H ₂ O = 1 : 1, 30 sec
<input type="checkbox"/>	n-Metall	Ge 17 nm / Au 50 nm / Ni 10 nm / Au 50 nm auf Rückseite
<input type="checkbox"/>	Legieren	RTA, 30 s bei 400°C, Programm mm.1

Literaturverzeichnis

- [1] J. Wang, B. Smith, X. Xie, X. Wang, and G.T. Burnham, “High-efficiency diode lasers at high output power,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 1525–1527, 1999.
- [2] D.A. Livshits, A.Y. Egorov, I.V. Kochnev, V.A. Kapitonov, V.M. Lantratov, N.N. Le-dentsov, T.A. Nalyot, and I.S. Tarasov, “Record power characteristics of In-GaAs/AlGaAs/GaAs heterostructure lasers,” *Semiconductors*, vol. 35, pp. 365–369, 2001.
- [3] Y. Yamada, S.I. Nakagawa, Y. Kurosawa, T. Kawazawa, H. Taga, and K. Goto, “2 Tbit/s (200×10 Gbit/s) over 9240 km transmission experiment with 0.15 nm channel spacing using VSB format,” *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 328–330, 2002.
- [4] S. Slivken, A. Matlis, C. Jelen, A. Rybaltowski, J. Diaz, and M. Razeghi, “High-temperature continuous-wave operation of $\lambda \sim 8 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 173–175, 1999.
- [5] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle, “GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum cascade lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, pp. 3486–3488, 1998.
- [6] D. Woll, B. Beier, K. Boller, and R. Wallenstein, “1 W blue 465 nm radiation generated by frequency doubling of a high-power diode laser in critically phase-matched LiB₃O₅,” *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 691–693, 1999.
- [7] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, and J.C. Connolly, “14.3 W quasicontinuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 970 nm diode lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, pp. 1142–1144, 1997.
- [8] S. O’Brien, H. Zhao, A. Schoenfelder, and R.J. Lang, “9.3 W CW (In)AlGaAs 100 μm wide lasers at 970 nm,” *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 1869–1871, 1997.
- [9] D. Mehuys, D.F. Welch, and L. Goldberg, “2.0 W CW, diffraction-limited tapered amplifier with diode injection,” *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1944–1946, 1992.
- [10] D. Mehuys, L. Goldberg, R. Waarts, and D.F. Welch, “4.5 W CW near-diffraction-limited tapered-stripe semiconductor optical amplifier,” *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 219–221, 1993.
- [11] E.S. Kintzer, J.N. Walpole, S.R. Chinn, C.A. Wang, and L.J. Missaggia, “High-power, strained-layer amplifiers and lasers with tapered gain regions,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 605–608, 1993.
- [12] S. O’Brien, A. Schoenfelder, and R.J. Lang, “5 W CW diffraction-limited InGaAs broad-area flared amplifier at 970 nm,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1217–1219, 1997.

- [13] G. Jost, E. Deichsel, J. Heerlein, R. Jäger, R. King, U. Martin, and P. Unger, “3 Gb/s high-power optical data transmission system,” in Proc. *Int. l Microwave and Optoelectronics Conf., IMOC'99*, p. 15, Rio de Janeiro, Brazil, Aug. 1999.
- [14] G. Jost, U. Martin, R. Jäger, J. Heerlein, E. Deichsel, P. Unger, N.P. Schmitt, and M. Königer, “High-power, single-frequency semiconductor amplifier system with feedback-insensitive Nd:YAG microcrystal master oscillator,” in Proc. *IEEE Lasers and Electro-Opt. Soc. Ann. Meeting, LEOS'98*, vol. 1, pp. 350–351, 1998.
- [15] L. Goldberg, D. Mehuys, M.R. Surette, and D.C. Hall, “High-power, near-diffraction-limited large-area travelling-wave semiconductor amplifier,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 2028–2043, 1993.
- [16] S. O'Brien, D.F. Welch, R.A. Parke, D. Mehuys, K. Dzurko, R.J. Lang, R. Waarts, and D. Scifres, “Operating characteristics of a high-power monolithically integrated flared amplifier master oscillator power amplifier,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 2052–2057, 1993.
- [17] S. O'Brien, R.J. Lang, R.A. Parke, J. Major, D.F. Welch, and D. Mehuys, “2.2 W continuous-wave, diffraction-limited, monolithically integrated master oscillator power amplifier at 854 nm,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 440–442, 1997.
- [18] M. Uemukai, N. Matsumoto, T. Suhara, H. Nishihara, N. Eriksson, and A. Larsson, “Monolithically integrated InGaAs-AlGaAs master oscillator power amplifier with grating outcoupler,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 1097–1099, 1998.
- [19] A. Egan, C.Z. Ning, J.V. Moloney, R.A. Indik, M.W. Wright, D.J. Bossert, and J.G. McInerney, “Dynamic instabilities in master oscillator power amplifier semiconductor lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 166–170, 1998.
- [20] D. Mehuys, S. O'Brien, R.J. Lang, A. Hardy, and D.F. Welch, “5 W, diffraction-limited, tapered-stripe unstable resonator semiconductor laser,” *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1855–1856, 1994.
- [21] M.T. Kelemen, F. Rinner, J. Rogg, N. Wiedmann, R. Kiefer, M. Walter, M. Mikulla, and G. Weimann, “High-power high-brightness ridge-waveguide tapered diode lasers at 940 nm”, in *Test and Measurement Applications of Optoelectronic Devices*, K.J. Linden, A.K. Chin, D.J. McGraw, N.K. Dutta, and R.W. Herrick (Eds.), Proc. SPIE 4648, pp. 75–81, 2002.
- [22] G. Erbert, J. Fricke, R. Hülsewede, A. Knauer, W. Pittroff, P. Ressel, J. Sebastian, H. Wenzel, and G. Tränkle, “3 W high brightness tapered diode lasers at 735 nm based on tensile-strained GaAsP QWs”, in *Novel In-Plane Semiconductor Lasers II*, C.F. Gmachl and D.P. Bour (Eds.), Proc. SPIE 4995, pp. 29–38, 2003.
- [23] K. Paschke, R. Güther, J. Fricke, F. Bugge, G. Erbert, and G. Tränkle, “High power and high spectral brightness in 1060 nm α -DFB lasers with long resonators,” *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 369–370, 2003.
- [24] A.E. Siegman, *Lasers*, Mill Valley, CA, USA: University Science Books, 1986.
- [25] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, *Fundamentals of photonics*, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons, Inc., 1991
- [26] M.A. Porrás, J. Alda, and E. Bernabeu, “Complex beam parameter and ABCD law for non-Gaussian and nonspherical light beams,” *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 6389–6402, 1992.

- [27] P.A. Bélanger, “Beam propagation and the ABCD ray matrices,” *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 196–198, 1991.
- [28] A.E. Siegman, “Defining the effective radius of curvature for a nonideal optical beam,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1146–1148.
- [29] A.E. Siegman, *Defining and measuring laser beam quality*, in M. Inguscio and R. Wallenstein (Eds.): *Solid State Lasers: New Developments and Applications*, New York: Plenum Press, 1993.
- [30] M.W. Sasnett and T.F. Johnston, “Beam characterization and measurement of propagation attributes”, in *Laser Beam Diagnostics*, R.N. Hindy and Y. Kohanzadeh (Eds.), Proc. SPIE 1414, pp. 21–32, 1991.
- [31] Deutsches Institut für Normung, *Laser und Laseranlagen, Prüfverfahren für Laserstrahlparameter: Strahlmessungen, Divergenzwinkel und Strahlpropagationsfaktor*, DIN EN ISO 11146, 1999.
- [32] J.N. Walpole, “Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 623–645, 1996.
- [33] G. Hunziker and C. Harder, “Beam quality of InGaAs ridge lasers at high output power,” *Appl. Opt.*, vol. 34, pp. 6118–6122, 1995.
- [34] J. Heerlein, *Laserdioden hoher optischer Ausgangsleistung im Materialsystem InGaAs-AlGaAs-GaAs*, PhD Thesis, University of Ulm, Aachen: Shaker Verlag, 1999.
- [35] N.K. Dutta, J. Lopata, P.R. Berger, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, “Performance characteristics of GaInAs/GaAs large optical cavity quantum well lasers,” *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 680–682, 1991.
- [36] A. Małag and W. Strupiński, “MOVPE-grown (AlGa)As double-barrier multiquantum well (DBMQW) laser diode with low vertical beam divergence,” *J. Crystal Growth*, vol. 170, pp. 408–412, 1997.
- [37] S. Morgott, *Halbleiter-Trapezverstärker als Laserstrahlquellen hoher Brillanz*, PhD Thesis, University of Ulm, Aachen: Shaker Verlag, 2000.
- [38] Z. Dai, R. Michalzik, P. Unger, and K.J. Ebeling, “Numerical simulation of broad-area high-power semiconductor laser amplifiers,” *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 33, pp. 2240–2253, 1997.
- [39] L.A. Coldren and S.W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, New York: John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [40] D. Mehuys, D.F. Welch, L. Goldberg, and J. Weller, “11.6 W peak power, diffraction-limited diode-to diode optical amplifier,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 544–546, 1992.
- [41] L. Goldberg and D. Mehuys, “21 W broad area near-diffraction-limited semiconductor amplifier,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 633–635, 1992.
- [42] D. Mehuys, L. Goldberg, and D.F. Welch, “5.25 W cw near-diffraction-limited tapered-stripe semiconductor optical amplifier,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 1179–1182, 1993.
- [43] L. Goldberg, M.R. Surette, and D. Mehuys, “Filament formation in a tapered GaAlAs optical amplifier,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 2304–2306, 1993.

- [44] M. Tamburrini, L. Goldberg, and D. Mehuys, "Periodic filaments in reflective broad area semiconductor optical amplifiers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 1292–1294, 1992.
- [45] A.H. Paxton and G.C. Dente, "Filament formation in semiconductor laser gain regions," *J. Appl. Phys.*, vol. 70, pp. 2921–2925, 1991.
- [46] R.J. Lang, A. Hardy, R. Parke, D. Mehuys, S. O'Brien, J. Major, and D. Welch, "Numerical analysis of flared semiconductor laser amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 2044–2051, 1993.
- [47] J.R. Marciante and G.P. Agrawal, "Nonlinear mechanisms of filamentation in broad-area semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 590–596, 1996.
- [48] D.J. Bossert, G.C. Dente, M.L. Tilton, "Filamentation in high-power tapered semiconductor amplifiers", in *In-Plane Semiconductor Lasers: from Ultraviolet to Midinfrared*, H.K. Choi and P.S. Zory (Eds.), Proc. SPIE 3001, pp. 63–73, 1997.
- [49] R.J. Lang, D. Mehuys, D.F. Welch, and L. Goldberg, "Spontaneous filamentation in broad-area diode laser amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 685–694, 1994.
- [50] D.J. Bossert, J.R. Marciante, and M.W. Wright, "Feedback effects in tapered broad-area semiconductor lasers and amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 470–472, 1995.
- [51] S. Ramanujan and H.G. Winful, "Spontaneous emission induced filamentation in flared amplifiers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 784–789, 1996.
- [52] M. Mikulla, P. Chazan, A. Schmitt, S. Morgott, A. Wetzels, M. Walther, R. Kiefer, W. Pletschen, J. Braunstein, and G. Weimann, "High-brightness tapered semiconductor laser oscillators and amplifiers with low-modal gain epilayer-structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 654–656, 1998.
- [53] G.C. Dente, "Low confinement factors for suppressed filaments in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 37, pp. 1650–1653, 2001.
- [54] A. Gahl and S. Balle, "Influence of the confinement factor on the wavelength-dependent output properties of a tapered traveling-wave semiconductor amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1375–1377, 1999.
- [55] J.R. Marciante and G.P. Agrawal, "Beam filamentation and its control in high-power semiconductor lasers", in *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices VI*, M. Osinski, P. Blood, and A. Ishibashi (Eds.), Proc. SPIE 3283, pp. 302–313, 1998.
- [56] J.R. Marciante and G.P. Agrawal, "Controlling filamentation in broad-area semiconductor lasers and amplifiers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 593–595, 1996.
- [57] K. Inoue, *Semiconductor laser amplifiers*, in S. Shimada and H. Ishio (Eds.): *Optical Amplifiers and their Applications*, Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 1994.
- [58] T. Saitoh and T. Mukai, *Traveling-wave semiconductor laser amplifiers*, in Y. Yamamoto (Ed.): *Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Lasers*, New York: John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [59] O. Madelung (Ed.), *Semiconductors group IV elements and III-V compounds*, Berlin: Springer-Verlag, 1991.

- [60] 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.*, vol. 58, pp. R1–R29, 1985.
- [61] C.A. Wang and H.K. Choi, "Organometallic vapor phase epitaxy of high-performance strained-layer InGaAs-AlGaAs diode lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 681–686, 1991.
- [62] I.J. Fritz, S.T. Picraux, L.R. Dawson, T.J. Drummond, W.D. Laidig, and N.G. Anderson, "Dependence of critical layer thickness on strain for $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained-layer superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, pp. 967–969, 1985.
- [63] R.M. Kolbas, N.G. Anderson, W.D. Laidig, Y. Sun, Y.C. Lo, K.Y. Hsieh, and Y.J. Wang, "Strained-layer InGaAs-GaAs-AlGaAs photopumped current injection lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, pp. 1605–1613, 1988.
- [64] R. Michalzik, *Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator*, PhD Thesis, University of Ulm, Düsseldorf: VDI Verlag, 1997.
- [65] N. Chand, E.E. Becker, J.P. van der Ziel, S.N.G. Chu, and N.K. Dutta, "Excellent uniformity and very low ($\approx 50 \text{ A/cm}^2$) threshold current density strained InGaAs quantum well diode lasers on GaAs substrate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 1704–1706, 1991.
- [66] S.Y. Hu, D.B. Young, S.W. Corzine, A.C. Gossard, and L.A. Coldren, "High-efficiency and low-threshold InGaAs/AlGaAs quantum-well lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 76, pp. 3932–3934, 1994.
- [67] R.L. Williams, M. Dion, F. Chatenoud, and K. Dzurko, "Extremely low threshold current strained InGaAs/AlGaAs lasers by molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 1816–1818, 1991.
- [68] K.J. Beernink, P.K. York, and J.J. Coleman, "Dependence of threshold current density on quantum well composition for strained-layer InGaAs-GaAs by metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp. 2585–2587, 1989.
- [69] T. Makino, "Analytical formulas for the optical gain of quantum wells," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 493–501, 1996.
- [70] D.C. Liu, C.P. Lee, C.M. Tsai, T.F. Lei, J.S. Tsang, W.H. Chiang, and Y.K. Tu, "Role of cladding layer thickness on strained-layer InGaAs/GaAs single and multiple quantum well lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, pp. 8027–8034, 1993.
- [71] A. Al-Muhanna, L.J. Mawst, D. Botez, D.Z. Garbuzov, R.U. Martinelli, and J.C. Connolly, "High-power ($>10 \text{ W}$ continuous-wave operation from $100 \mu\text{m}$ -aperture $0.97 \mu\text{m}$ -emitting Al-free diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, pp. 1182–1184, 1998.
- [72] G.W. Yang, R.J. Hwu, Z.T. Xu, and X.Y. Ma, "Design consideration and performance of high-power and high-brightness InGaAs-InGaAsP-AlGaAs quantum-well diode lasers ($\lambda = 0.98 \mu\text{m}$)," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, pp. 577–584, 2000.
- [73] A. Moser and E.E. Latta, "Arrhenius parameters for the rate process leading to catastrophic damage of AlGaAs-GaAs laser facets," *J. Appl. Phys.*, vol. 71, pp. 4848–4853, 1992.
- [74] S. Todoroki, M. Sawai, and K. Aiki, "Temperature distribution along the striped active region in high-power GaAlAs visible lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 58, pp. 1124–1128, 1985.

- [75] H. Brugger and P.W. Epperlein, "Mapping of local temperatures on mirrors of GaAs/AlGaAs laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 1049–1051, 1990.
- [76] A. Moser, "Thermodynamics of facet damage in cleaved AlGaAs lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, pp. 522–524, 1991.
- [77] D. Botez, "Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 3102–3104, 1999.
- [78] A. Girndt, S.W. Koch, and W.W. Chow, "Microscopic theory of laser gain in semiconductor quantum wells," *Appl. Phys. A*, vol. 66, pp. 1–12, 1998.
- [79] C. Ellmers, M. Hofmann, W.W. Rühle, A. Girndt, F. Jahnke, W.W. Chow, A. Knorr, S.W. Koch, C. Hanke, L. Korte, and C. Hoyler, "Gain spectra of an (InGa)As single quantum well laser diode," *phys. stat. sol. (b)*, vol. 206, pp. 407–412, 1998.
- [80] H.C. Casey and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers, Part A: Fundamental Principles*, Orlando: Academic Press, 1978.
- [81] G.A. Hockham, "Radiation from a solid state laser," *Electron. Lett.*, vol. 9, pp. 389–391, 1973.
- [82] P. Unger, "Introduction to power diode lasers," Chap. 1 in *High-power diode lasers: fundamentals, technology, applications*, R. Diehl (Ed.), Berlin: Springer-Verlag, 2000.
- [83] P.M. Smowton and P. Blood, "The differential efficiency of quantum-well lasers," *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 491–498, 1997.
- [84] J.Z. Wilcox, S. Ou, J.J. Yang, M. Jansen, and G.L. Peterson, "Dependence of external differential efficiency on laser length and reflectivities in multiple quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp. 825–827, 1989.
- [85] P.L. Derry, H.E. Hager, K.C. Chiu, D.J. Booher, E.C. Miao, and C.S. Hong, "Low threshold current high-temperature operation of InGaAs/AlGaAs strained-quantum-well lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 1189–1191, 1992.
- [86] W.D. Laidig, Y.F. Lin, and P.J. Caldwell, "Properties of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs strained-layer quantum-well-heterostructure injection lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 57, pp. 33–38, 1984.
- [87] A. Katz, C.R. Abernathy, and S.J. Pearton, "Pt/Ti ohmic contacts to ultrahigh carbon-doped p-GaAs formed by rapid thermal processing," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 1028–1030, 1989.
- [88] W. Kellner, "Planar ohmic contacts to n-type GaAs: determination of contact parameters using the transmission line model," *Siemens Forsch.- u. Entwickl.-Ber.*, vol. 4, pp. 137–140, 1975.
- [89] G.K. Reeves and H.B. Harrison, "Obtaining the specific contact resistance from transmission line model measurements," *IEEE Electron. Dev. Lett.*, vol. 3, pp. 111–113, 1982.
- [90] E.G. Woelk, H. Kräutle, and H. Beneking, "Measurement of low resistive ohmic contacts on semiconductors," *IEEE Trans. Electron. Dev.*, vol. 33, pp. 19–21, 1986.
- [91] G. Stareev, "Formation of extremely low resistance Ti/Pt/Au ohmic contacts to p-GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, pp. 2801–2803, 1993.

- [92] S. Sujecki, L. Borruel, J. Wykes, P. Moreno, B. Sumpf, P. Sewell, H. Wenzel, T. Benson, G. Erbert, I. Esquivias, and E.C. Larkins, "Nonlinear properties of tapered laser cavities," *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, vol. 9, pp. 823–834, 2003.
- [93] E. Deichsel, *Design, Herstellung und Charakterisierung von kantenemittierenden Hochleistungs-Laserdioden mit verbesserten Strahleigenschaften*, PhD Thesis, University of Ulm, Göttingen: Cuvillier Verlag, 2003.
- [94] R. Williams, *Modern GaAs processing methods*, Boston: Artech House, 1990.
- [95] Y.C. Shih, M. Murakami, E.L. Wilkie, and A.C. Callegari, "Effects of interfacial microstructure on uniformity and thermal stability of AuNiGe ohmic contact to n-type GaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 62, pp. 582–590, 1987.
- [96] J. Becker and V. Scheurer, "Coatings for optical applications produced by ion beam sputter deposition," *Appl. Opt.*, vol. 29, pp. 4303–4309, 1990.
- [97] R. Pschenitschnigg, "Ion plating: optoelectronics at the crossroads," *Unaxis Chip Online*, pp. 18–21, July 2002.
- [98] G.S. Matijasevic, C.C. Lee, and C.Y. Wang, "Au-Sn alloy phase diagram and properties related to its use as a bonding medium," *Thin Solid Films*, vol. 223, pp. 276–287, 1993.
- [99] H.G. Unger, *Planar optical waveguides and fibres*, Oxford: Oxford University Press, 1977.
- [100] G. Erbert, G. Beister, R. Hülswede, A. Knauer, W. Pittroff, J. Sebastian, H. Wenzel, M. Weyers, and G. Tränkle, "High-power highly reliable Al-free 940 nm diode lasers," *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, pp. 143–148, 2001.
- [101] D.D. Cook and F.R. Nash, "Gain-induced guiding and astigmatic output beam of GaAs lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 46, pp. 1660–1672, 1974.
- [102] S.Y. Hu, D.B. Young, A.C. Gossard, and L.A. Coldren, "The effect of lateral leakage current on the experimental gain/current-density curve in quantum-well ridge-waveguide lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 2245–2250, 1994.
- [103] N.W. Carlson, *Monolithic Diode-Laser Arrays*, Berlin: Springer-Verlag, 1994.
- [104] S. Tarucha, H. Kobayashi, Y. Horikoshi, and H. Okamoto, "Carrier-induced energy-gap shrinkage in current-injection GaAs/AlGaAs MQW heterostructures," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 7, pp. 874–878, 1984.
- [105] A. Grabmaier, G. Fuchs, A. Hangleiter, R.W. Glew, P.D. Greene, and J.E.A. Whiteaway, "Linewidth enhancement factor and carrier-induced differential index in InGaAs separate confinement multi-quantum-well lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 70, pp. 2467–2469, 1991.
- [106] J. Manning, R. Olshansky, and C.B. Su, "The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.3 μm InGaAsP diode lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, pp. 1525–1530, 1983.
- [107] C.H. Henry, R.A. Logan, and K.A. Bertness, "Measurement of spectrum, bias dependence, and intensity of spontaneous emission in GaAs lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 52, pp. 4453–4456, 1981.
- [108] C.H. Henry, "Theory of linewidth of semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, pp. 259–264, 1982.

- [109] M. Osiński and J. Buus, "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers — an overview," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, pp. 9–28, 1987.
- [110] W. Rideout, B. Yu, J. LaCourse, P.K. York, K.J. Beernink, and J.J. Coleman, "Measurement of the carrier dependence of differential gain, refractive index, and linewidth enhancement factor in strained-layer quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 706–708, 1989.
- [111] R. Raghuraman, N. Yu, R. Engelmann, H. Lee, and C.L. Shieh, "Spectral dependence of differential gain, mode shift, and linewidth enhancement factor in a InGaAs-GaAs strained-layer single-quantum-well laser operated under high-injection conditions," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 69–75, 1993.
- [112] A.A. Ukhanov, A. Stintz, P.G. Eliseev, and K.J. Malloy, "Comparison of the carrier induced refractive index, gain, and linewidth enhancement factor in quantum dot and quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 1058–1060, 2004.
- [113] S. Banerjee, A.K. Srivastava, and N. Chand, "Reduction in linewidth enhancement factor for In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As strained quantum well lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 2198–2199, 1991.
- [114] A. Schönfelder, S. Weisser, J.D. Ralston, and J. Rosenzweig, "Differential gain, refractive index, and linewidth enhancement factor in high-speed GaAs-based MQW laser: influence of strain and p-doping," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 891–893, 1994.
- [115] K. Furuya, "Dependence of linewidth enhancement factor α on waveguide structure in semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 200–201, 1985.
- [116] D.J. Bossert and D. Gallant, "Gain, refractive index, and α -parameter in InGaAs-GaAs SQW broad-area lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 322–324, 1996.
- [117] O. Imafuji, T. Takayama, H. Sugiura, M. Yuri, H. Naito, M. Kume, and K. Itoh, "600 mW CW single-mode GaAlAs triple-quantum-well laser with a new index guided structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 1889–1894, 1993.
- [118] J. Näppi, A. Ovtchinnikov, H. Asonen, P. Savolainen, and M. Pessa, "Limitations of two-dimensional passive waveguide model for $\lambda = 980$ nm Al-free ridge waveguide lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 2203–2205, 1994.
- [119] M.F.C. Schemmann, C.J. van der Poel, B.A.H. van Bakel, H.P.M.M. Ambrosius, and A. Valster, "Kink power in weakly index guided semiconductor lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 920–922, 1994.
- [120] S.R. Kisting, P.W. Bohn, E. Andideh, I. Adesida, B.T. Cunningham, G.E. Stillman, and T.D. Harris, "High precision temperature- and energy-dependent refractive index of GaAs determined from excitation of optical waveguide eigenmodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, pp. 1328–1330, 1990.
- [121] J. Talghader and J.S. Smith, "Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 335–337, 1995.
- [122] H.G. Grimmeiss and B. Monemar, "Temperature dependence of the refractive index of AlAs and AlP," *Phys. Stat. Sol. (a)*, vol. 5, pp. 109–114, 1971.

- [123] A.J. Collar, G.D. Henshall, J. Farré, B. Mikkelsen, Z. Wang, L. Eskildsen, D.S. Olesen, and K.E. Stubkjaer, “Low residual reflectivity of angled-facet semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 553–555, 1990.
- [124] W. Rideout, R. Holmstrom, J. Lacourse, E. Meland, and W. Powazinik, “Ultra-low-reflectivity semiconductor optical amplifiers without antireflection coatings,” *Electron. Lett.*, vol. 26, pp. 36–38, 1990.
- [125] I.P. Kaminov, G. Eisenstein, and L.W. Lutz, “Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 19, pp. 493–495, 1983.
- [126] B.W. Hakki and T.L. Paoli, “Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 46, pp. 1299–1306, 1975.
- [127] D. Marcuse, “Reflection loss of laser mode from tilted end mirror,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 336–339, 1989.
- [128] K.J. Ebeling, *Integrated Optoelectronics*, Berlin: Springer-Verlag, 1993.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Manfred Mundbrod-Vangerow
Geburtsdatum/-ort: 22.12.1969 in Ichenhausen

Schulbildung:

Sep. 1976 – Aug. 1980 Grundschole Ichenhausen
Sep. 1980 – Aug. 1989 Dossenberger Gymnasium Günzburg
Abschluß Juni 1989: Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst:

Juni 1989 – Aug. 1990 Grundwehrdienst in Landsberg/Lech

Studium:

Okt. 1990 – Okt. 1995 Studium der Physik an der Universität Ulm
Nov. 1995 – Okt. 1996 Diplomarbeit in der Abteilung Halbleiterphysik an der Universität Ulm
Okt. 1996 Studienabschluß als Diplom-Physiker

Beruf

Jan. 1997 – Dez. 1999 Ingenieur in der Chipentwicklung bei Osram Opto Semiconductors GmbH, Regensburg
Jan. 2000 – Sep. 2000 Ingenieur in der Verfahrensentwicklung bei AEG MIS GmbH, Ulm
Okt. 2000 – Aug. 2004 wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Optoelektronik, Universität Ulm
Seit Sep. 2004 Entwicklungsingenieur für Radar-, EW- und Avioniktester bei EADS Deutschland GmbH, Ulm

