

Kapitel 1

Einleitung

Für viele Anwendungen in Medizin, Materialbearbeitung und Informationstechnik sind Halbleiterlaser mit hoher Leistung im Wattbereich und guten Fokussiereigenschaften erforderlich. Hochleistungs-Diodenlaser (HLDL) haben Vorteile durch hohen Wirkungsgrad, geringe Baugröße und einfache Ansteuerung.

Um gute Fokussiereigenschaften zu erhalten, liegt ein Schwerpunkt bei der Entwicklung von HLDL in der Erhöhung der emittierten Leistung und in der Verbesserung ihrer Feldverteilung im Querschnitt des Laserstrahls. Den optimalen Querschnitt hat dabei eine Grundmode-Verteilung, die einer GAUSSschen Form möglichst nahe kommt. Dann wird ein fast beugungsbegrenzter Strahl emittiert.

Laser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung sind zum Beispiel Laser mit Rippenwellenleiterstruktur (RW-Laser). Die Breite des aktiven Gebietes („Rippe“) ergibt sich hier aus der „cut-off“ Bedingung für lateral höhere Moden und beträgt in Abhängigkeit von der Höhe der „Rippe“ und der Laserwellenlänge ca. 2-4 μm . Bei diesen Lasern ist jedoch die maximale Ausgangsleistung im Grundmodebereich durch den Effekt der katastrophalen Facettendegradation (COD: Catastrophical Optical Damage) oder durch thermisches „roll over“ mit der heute verfügbaren Technologie auf gegenwärtig ca. 1 W begrenzt [1, 2].

Höhere Ausgangsleistungen können daher nur erreicht werden, wenn eine möglichst große Lichtaustrittsfläche (Facette) angestrebt wird, d.h. der Wellenleiter muß lateral verbreitert werden. Mit Breitstreifenlasern konnten bereits Ausgangsleistungen von über 10 W bei einer Streifenbreite von 100 μm erreicht werden [3]. Jedoch steht dieser hohen Leistung die Neigung zum Anschwingen unerwünschter Obermoden und zu lokalen Intensitätserhöhungen (Filamentbildung) entgegen. Es besteht daher die Aufgabe, die Emission möglichst monomodig zu gestalten.

Um also möglichst hohe Leistungsdichten zu erreichen und die Einkoppelverluste in Fasern und optische Elemente zu minimieren, wird für Hochleistungslaser eine geringe Facettenbelastung und gleichzeitig eine effiziente Obermodenunterdrückung angestrebt.

Zusätzlich ist oft die spektrale Monomodigkeit für viele Anwendungen, wie z.B. der Frequenzverdopplung, notwendig. Diese spektrale Monomodigkeit erhält man in „distributed feedback“- (DFB-) oder in „distributed BRAGG reflection“ (DBR-) Lasern durch den Einbau von Gittern als Modenfilter in die Wellenleiter. Dabei sind die Gitterfurchen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angeordnet [4, 5].

Wird dieses BRAGG-Gitter so eingebracht, dass die Gitterfurchen fast parallel zur Ausbreitungsrichtung nur um einen kleinen Winkel geneigt sind und wird die Kontaktstreifenbreite auf mehrere hundert Mikrometer erweitert, so ist das Ergebnis der „angled grating distributed feedback laser“ (α -DFB-Laser) mit Leistungen im Watt-Bereich, hoher Strahlqualität und spektral monomodiger

Emission [6]. Die zu diesem Laser vorliegenden wenigen theoretischen Arbeiten lassen eine zielgerichtete Auswahl aus dem großen Bereich der für das Design verfügbaren Parameter nicht zu. Das schlägt sich auch in den Leistungen der Laser nieder, über die bisher berichtet wurde.

In dieser Arbeit werden erstmalig die Einflüsse von Designparametern auf die Eigenschaften der α -DFB-Laser systematisch untersucht und optimale Konfigurationen gefunden. Dafür werden die erforderlichen Modellierungsverfahren, Herstellungstechnologien und die notwendige Aufbautechnik erarbeitet. Die Messtechnik wird an die Eigenschaften des α -DFB-Lasers angepasst, um die Messergebnisse wie Ausgangsleistung, Wirkungsgrad und spektrale sowie laterale Strahleigenschaften mit den Modellierungsergebnissen zu vergleichen.

Gliederung: Kapitel 2 führt kurz in die Prinzipien der Halbleiterlaserdioden ein und Kapitel 3 stellt die Modellierungsverfahren zur Optimierung der Designparameter von α -DFB-Lasern vor. Kapitel 4 befaßt sich mit der Herstellungstechnologie und dem strukturellen Aufbau der verwendeten Laserdioden und Kapitel 5 mit den eingesetzten Meßverfahren zur Charakterisierung der Laser. Experimentelle Ergebnisse werden in Kapitel 6 mit den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 3 verglichen und bewertet. Hier werden Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen der Arbeit gezogen und offene Probleme erwähnt. Einen Ausblick auf weitere neuartige Ansätze für Hochleistungslaser hoher Strahlqualität, als eine Erweiterung der vorliegenden Konzepte, zeigt Kapitel 7 auf. Das 8. Kapitel der Arbeit enthält eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse.

Kapitel 2

Halbleiterlaser hoher Leistung und Strahldichte

2.1 Grundlegende Prinzipien von Halbleiterlaserdioden

2.1.1 Funktionsweise von Halbleiterlaserdioden

Im Allgemeinen sind bei einem Laser folgende drei Voraussetzungen notwendig [7]:

1. ein zur Besetzungsinversion geeignetes aktives Medium,
2. ein optischer Resonator und
3. eine Energiequelle, die dem System von außen Energie zur Erreichung der Besetzungsinversion zuführt und allgemein als „Pumpe“ bezeichnet wird.

Als *aktives Medium* für Halbleiterlaser werden direkte Halbleitermaterialien verwendet. Besonders wichtig sind die III–V Verbindungshalbleiter, d.h. die Verbindungen bestehen aus den Elementen der dritten Hauptgruppe (z.B. Gallium (Ga), Indium (In) oder Aluminium (Al)) sowie der fünften Hauptgruppe (z.B. Arsen (As) oder Phosphor (P)). Man unterscheidet bei den Halbleitern zwischen binären (z.B. GaAs), ternären (z.B. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) und quarternären (z.B. $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})(\text{As}_y\text{P}_{1-y})$) Materialien. In $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})(\text{As}_y\text{P}_{1-y})$ ist der Bruchteil x der Ga-Atome durch In-Atome und der Bruchteil y der P-Atome durch As-Atome ersetzt.

Die III–V Halbleitermaterialien sind für optoelektronische Bauelemente besonders geeignet, weil für die strahlende Rekombination infolge der direkten Bandlücke eine hohe Effizienz vorliegt und weil der Bandabstand durch die Wahl der Zusammensetzung der ternären und quarternären Mischkristalle in einem weiten Rahmen zweckmäßig beeinflusst werden kann.

Die für das Anschwingen des Lasers notwendige *Besetzungsinversion* zwischen zwei Zuständen mit den Energien E_1 und E_2 wird im Halbleiterlaser zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband erzeugt. Rekombinieren Elektronen im Leitungsband mit Löchern aus dem Valenzband, so findet - abgesehen von Störprozessen- Emission von Licht statt. Diese Emission kann spontan oder stimuliert erfolgen. Für die stimulierte Emission ist die Relation:

$$E_g \leq h\nu = E_2 - E_1 \leq E_{FC} - E_{FV} \quad (\text{BERNARD-DURAFFOURG Bedingung [8]}) \quad (2.1)$$

notwendig. Dabei ist E_g der Bandabstand zwischen Leitungs- und Valenzband, h das PLANCKSche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des emittierten Lichtes, E_1 und E_2 die beiden Energien für den

Grundzustand (1) bzw. für den angeregten Zustand (2). E_{FC} und E_{FV} sind die Quasi-FERMI-Niveaus. Diese entsprechen bei $T_{AZ}=0$ K der Energie, bis zu der das Leitungsband mit Elektronen gefüllt ist bzw. der Energie, bis zu der das Valenzband unbesetzt ist. Stimulierte Emission besteht nun darin, dass Photonen mit der Energie $h\nu = E_2 - E_1$ die Emission neuer Photonen derselben Energie und Phase der zugehörigen elektromagnetischen Welle stimulieren.

Der Bandabstand bestimmt also die Emissionswellenlänge. Die üblichen Wellenlängen für Halbleiterdiodenlaser reichen von ca. 300 nm (UV) bis 2000 nm (IR).

Bei herkömmlichen Laserdioden wird die Besetzungsinversion durch die Injektion von Minoritätsträgern („Pumpe“) über einen pn -Übergang erzielt. Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Durchlassrichtung der Diode von ähnlicher Größe wie die Energiebandlücke, d.h. zum Beispiel $U = E_g(\text{GaAs})/e \approx 1,45$ V, entsteht ein Fluss von Elektronen der n -Region und ein Fluss von Löchern der p -Region in den pn -Übergang. Ist eine intrinsische Schicht zwischen dem p - und n -Material mit kleinerer Bandlücke und gleicher Kristallstruktur wie die umgebenen Schichten eingebracht (Doppel-Heterostruktur), so wird die Raumladungszone (aktive Zone) vergrößert, wodurch die stimulierte Emission begünstigt wird und Laserdioden bereits bei Raumtemperatur mit vergleichsweise kleinem Pumpstrom arbeiten können.

Wird die aktive Zone auf die Größenordnung der DE-BROGLIE-Wellenlänge der Elektronen (≤ 30 nm) reduziert (Quantum-Well), so ist der Impuls der Ladungsträger senkrecht zu den Schichtebenen quantisiert [9]. Es ergeben sich für die möglichen Energieniveaus der Ladungsträger diskrete Werte entsprechend der Quantenmechanik. Durch das kleinere Volumen in der aktiven Zone und dem hohen Träger-Einschließungsvermögen kann die Schwellenstromdichte der Laser im Vergleich zum Doppel-Heterostruktur-Laser noch weiter gesenkt werden.

Der schematische Aufbau einer Breitstreifen-Laserdiode ist in der Abbildung 2.1 gezeigt. Der Bre-

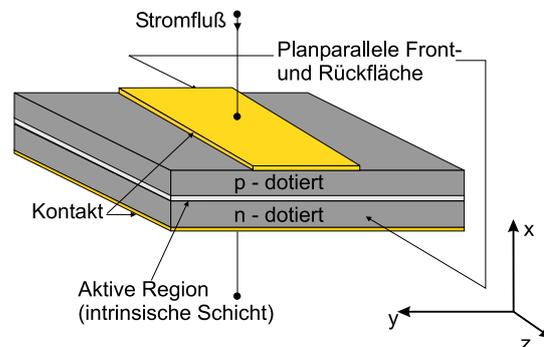


Abbildung 2.1: Grundlegender Aufbau einer Breitstreifen-Laserdiode mit FABRY-PEROT-Resonator [10]

chungsindex des Wellenleiters ist größer als der der umgebenen Schichten (Mantelschichten). An den Grenzen tritt Totalreflexion auf. Die Lichtwelle wird so vertikal zur Lichtausbreitung und parallel zur aktiven Zone geführt (x -Richtung). Lateral (y -Richtung) erfolgt die Wellenführung der in dieser Arbeit optimierten Laser durch ein Verstärkungsprofil, das durch laterale Ladungsträgerverteilung entsteht (gewinngeführter Laser). In Ausbreitungsrichtung (longitudinal, z -Richtung) wird der *optische Resonator* durch die beiden planparallelen Stirnflächen abgeschlossen (Facetten). Diese entstehen meist, indem der Kristall entlang von Kristallebenen gespalten wird. Auf Grund des Brechzahlssprunges zwischen Halbleiter und Luft bilden sich die Reflektoren mit den Reflexionskoeffizienten nach den FRESNELSchen Formeln für den senkrechten Lichteinfall mit ca. 30% Reflexionsvermögen. Damit ist gewährleistet, dass ein Teil des Lichtes in den Resonator zurückgekoppelt wird. Es findet kohärente Verstärkung statt. Durch zusätzliche Beschichtung kann das Reflexionsvermögen bei Bedarf erhöht oder reduziert werden. Diese einfache Struktur wird als FABRY-PEROT-Resonator

(FP-Laser) bezeichnet.

2.1.2 Grundzusammenhänge für einen Quantum-Well-Laser mit FABRY-PEROT-Resonator

Wird eine Spannung an die Diode angelegt, rekombinieren die Elektronen und Löcher in der aktiven Zone zunächst spontan, d.h. ohne Verstärkung mit ungerichteter Emission. Wie in jedem anderen Material tritt im Halbleiter auch Absorption auf. In diesem Fall wird unter Vernichtung eines Photons ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Absorption und spontane Emission überwiegen bei kleinen Pumpströmen die stimulierte Emission. Bei Erhöhung der angelegten Spannung besteht die Möglichkeit, genau die Stromdichte zu erreichen, bei der die stimulierte Emission genauso groß ist, wie die Absorption. Bei dieser Stromdichte, der sogenannten Transparenzstromdichte J_{tr} , gilt für die optische Verstärkung g folglich:

$$g(J_{tr}) = 0 \quad \text{für Wellenlängen } \lambda = \lambda_G \quad (2.2)$$

wobei λ_G die Wellenlänge ist, die der Energielücke entspricht. Erhöht man die Stromdichte weiter, überwiegt die stimulierte Emission die Absorption, und es kann die Laserschwelle erreicht werden, bei der die Summe der Dämpfungsverluste im Innern des aktiven Materials (α_i) und der Auskoppelverluste an den Facetten (α_m) kompensiert werden. Die Dämpfungsverluste beinhalten hauptsächlich freie Ladungsträgerabsorption, Beugungsverluste am Rand des gepumpten Gebietes und Streuverluste. Diese Stromdichte wird als Schwellenstromdichte (J_{th}) bezeichnet. Es gilt die Schwellenbedingung [11]:

$$\alpha_i + \alpha_m = \Gamma \cdot g(J_{th}) \quad (2.3)$$

mit der Schwellenverstärkung $g(J_{th})$. Der Confinement-Faktor Γ gibt den Leistungsanteil der Welle an, der in der aktiven Zone mit der Breite d geführt wird im Verhältnis zur Leistung der gesamten Welle [12]:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx}. \quad (2.4)$$

Die Auskoppelverluste α_m an den Facetten sind gegeben durch:

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \cdot \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_f R_r}} \right), \quad (2.5)$$

wobei R_f und R_r die Reflektivitäten an der Front- (Emissions-Facette) bzw. Rückfacette und L die Resonatorlänge des Lasers sind.

Erhöht man die Stromdichte weiter, wird optischer Gewinn erzielt und der Laser schwingt oberhalb des Schwellenstromes I_{th} an. Die Laserstrahlung tritt aus dem Resonator durch die Facetten aus. Die Leistungs-Strom- (PI) Charakteristik kann in einfachster (linearer) Näherung für $T_{AZ} = const.$ als

$$P_{opt}(I) = \begin{cases} 0, & I \leq I_{th}, \\ S \cdot (I - I_{th}), & I > I_{th} \end{cases} \quad (2.6)$$

beschrieben werden. Dabei bedeutet P_{opt} die emittierte Leistung und I der injizierte Strom. Die Steilheit S der Laserkennlinie für die emittierte Strahlung an der Emissions-Facette mit dem Reflexionskoeffizienten R_f oberhalb des Schwellenstromes I_{th} ergibt sich aus:

$$S = \frac{h\nu}{q} \cdot \eta_{ext} \cdot \frac{1}{1+x} \cdot \eta_i \quad (2.7)$$

mit $x = \frac{1-R_r}{1-R_f} \cdot \sqrt{\frac{R_f}{R_r}}$ [13] und q der Elementarladung. Der interne Wirkungsgrad η_i berücksichtigt, dass in einem realen Laser nicht alle oberhalb der Schwelle zusätzlich injizierten Elektron-Loch-Paare

in Photonen umgewandelt werden. η_{ext} ist die gesamte differentielle externe Quantenausbeute und wird aus dem Verhältnis der ausgekoppelten zur intern erzeugten optischen Leistung [5] bestimmt:

$$\eta_{ext} = \frac{\alpha_m}{\Gamma g(J_{th})} = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}. \quad (2.8)$$

Geht man von der Approximation des logarithmischen Gewinn-Modells aus [11]:

$$g(J) = g_0 \cdot \ln \frac{J}{J_{tr}} \quad (2.9)$$

wird der Schwellenstrom I_{th} über die Gleichung:

$$I_{th} = J_{tr} L w \cdot \exp \frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma g_0}, \quad (2.10)$$

bestimmt. Hierbei beschreibt w die Breite der gepumpten Fläche. Der Gewinnparameter Γg_0 ist das Produkt aus Confinement-Faktor Γ und differentiellen Gewinn g_0 .

Die Längenabhängigkeit von Schwellenstrom und Steilheit der Laser gestatten es, aus Messungen auf wichtige Materialparameter der Laser zu schließen. Aus den Gleichungen (2.3), (2.5) und (2.9) wird abgeleitet:

$$\begin{aligned} \Gamma g_0 \cdot \ln \frac{J_{th}(L)}{J_{tr}} &= \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_f R_r} \\ \ln J_{th}(L) &= \ln J_{tr} + \frac{\alpha_i}{\Gamma g_0} + \frac{1}{\Gamma g_0} \ln \frac{1}{\sqrt{R_f \cdot R_r}} \cdot \frac{1}{L} \end{aligned} \quad (2.11)$$

bzw. aus den Gleichungen (2.5), (2.7) und (2.8):

$$\begin{aligned} S(L) &= \frac{h\nu}{q} \cdot \eta_i \frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_f R_r}}}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_f R_r}}} \\ \frac{q}{h\nu} \cdot \frac{1}{S(L)} &= \frac{1}{\eta_i} \cdot \frac{\alpha_i}{\ln \frac{1}{\sqrt{R_f R_r}}} \cdot L + \frac{1}{\eta_i}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

In Abschnitt 4.1.3 wird auf diese Zusammenhänge zurückgegriffen.

Der Konversionswirkungsgrad η_c ist das Verhältnis aus emittierter optischer zu aufgewendeter elektrischer Leistung:

$$\eta_c(I) = \frac{P_{opt}(I)}{I \cdot U}. \quad (2.13)$$

U ist die angelegte elektrische Spannung.

Berücksichtigt man, dass sowohl der Schwellenstrom, als auch die externe Effizienz und damit die Steilheit von der Temperatur abhängen, wird aus der Gleichung (2.6):

$$P_{opt}(I, T_{AZ}) = \begin{cases} 0, & I \leq I_{th}(T_{AZ}), \\ S(T_{AZ}) \cdot (I - I_{th}(T_{AZ})), & I > I_{th}(T_{AZ}) \end{cases} \quad (2.14)$$

mit [11]

$$\eta_{ext}(T_{AZ}) = \eta_{ext}(300K) \cdot e^{-\frac{\Delta T_{AZ} - 300K}{T_1}} \quad (2.15)$$

$$I_{th}(T_{AZ}) = I_{th}(300K) \cdot e^{\frac{\Delta T_{AZ} - 300K}{T_0}} \quad (2.16)$$

T_1 und T_0 sind charakteristische Temperaturkonstanten, die angeben, inwieweit der Schwellenstrom bzw. die externe Effizienz der PI -Kennlinie des Lasers von der Temperatur abhängen. Für die Temperaturerhöhung im Laser ΔT_{AZ} gilt näherungsweise für $I > I_{th}$ [14]:

$$\Delta T_{AZ}(I, T_{AZ}) = R_{th} \left(\frac{h\nu}{q} I_{th}(T_{AZ}) + \frac{h\nu}{q} (1 - \eta_{ext}(T_{AZ})) (I - I_{th}(T_{AZ})) + R_s I^2 \right) \quad (2.17)$$

wobei die Größen $I_{th}(300K)$ und $S(300K)$ bei 300 K zu nehmen sind. Der thermische Widerstand R_{th} ergibt sich aus der thermischen Leitfähigkeit der einzelnen Materialien des aufgebauten Laserchips und R_s ist der Serienwiderstand der Laserdiode, der sich aus Kontakt- und Bahnwiderstand der Ladungsträger ergibt.

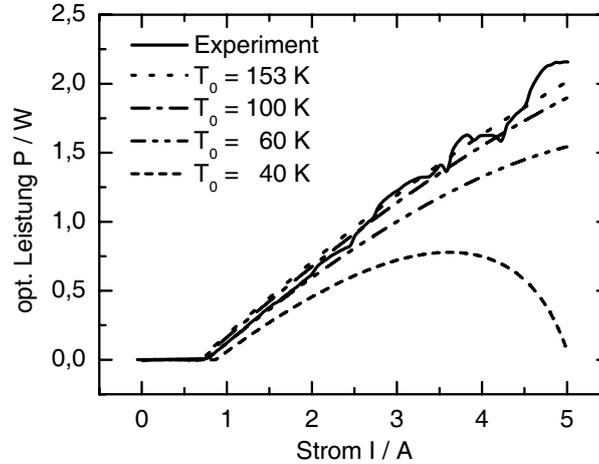


Abbildung 2.2: Experimentelle Kennlinie (cw-Betrieb bei Raumtemperatur) und simulierte Kennlinien in Abhängigkeit der Temperaturkonstanten T_0 eines typischen α -DFB-Lasers mit den Parametern: $L=2$ mm, $\alpha_G=15^\circ$, $w=160\mu\text{m}$, $\kappa=95\text{cm}^{-1}$, $\lambda=1060\text{nm}$ der Struktur A (siehe Abschnitt 4.1.2), $R_f \approx 0,01$ und $R_r=0,95$. In die Simulation gingen folgende experimentell bestimmten Parameter ein: $R_{th}=12,3$ K/W, $R_s=0,034$ Ω , $\eta_i=0,8$, $\Gamma g_0=19$ cm^{-1} und $J_{tr}=68$ A/cm^2 . α_i wurde nach Gl. (3.38) zu $7,2$ cm^{-1} berechnet und T_1 mit 300 K angenommen.

In Abb. 2.2 ist eine simulierte (gepunktete Linie) Kennlinie verglichen mit einer gemessenen (durchgezogene Linie) eines typischen α -DFB-Lasers, allerdings unter Benutzung von Parameterwerten, die erst in den Kapiteln 3 und 4 diskutiert werden. Die geometrischen Parameter des Lasers sind: Resonatorlänge $L=2$ mm, Neigungswinkel der Gitterfurchen zur Ausbreitungsrichtung $\alpha_G=15^\circ$, Kontaktstreifenbreite $w=160\mu\text{m}$, Koppelkoeffizient $\kappa=95\text{cm}^{-1}$, emittierte Laserwellenlänge $\lambda=1060\text{nm}$, Struktur A (siehe Abschnitt 4.1.2 in Kapitel 4) und die Reflexionskoeffizienten $R_f \approx 0,01$ und $R_r=0,95$. Die simulierte Kennlinie wurde mit Hilfe der Gleichungen (2.7) – (2.10) und (2.14) – (2.17) bestimmt. Die internen Verluste eines α -DFB-Lasers $\alpha_i=7,2\text{cm}^{-1}$ ergeben sich wie in Abschnitt 3.2 noch ausgeführt wird, durch Gleichung (3.38). Außerdem gingen in die Simulation die Materialparameter des dem Laser zugeordneten Wafers aus Kapitel 4 der Tabelle 4.2, die mit Hilfe der Gleichungen (2.11) und (2.12) ermittelt wurden, und $T_0=153$ K aus der Tabelle 4.3 ein. $R_{th}=12,3$ K/W wurde an einem Breitstreifenlaser derselben Charge und $R_s=0,034\Omega$ am gemessenen Laser bestimmt. Die Temperaturkonstante T_1 wurde mit 300 K angenommen.

Man erkennt die gute Übereinstimmung der gemessenen mit den simulierten Werten für die experimentell ermittelte Temperaturkonstante $T_0=153$ K. Sinkt der Wert T_0 unter 40 K (bei Beibehaltung aller anderen Parameter), ist kein Lasern im cw-Betrieb möglich. Der Schwellenstrom ist für die berechnete Kennlinie etwas geringer. Das liegt daran, dass die Transparenzstromdichte an einem BA-Laser bestimmt wurde und nicht exakt auf einen α -DFB-Laser übertragen werden kann.

2.2 Strahlqualität - Einführung der Beugungsmaßzahl und der spektralen Strahldichte

Die Anwendungen von Halbleiterlasern erfordern häufig eine hohe Bestrahlungsdichte. Die erreichbare Bestrahlungsdichte ist einmal bestimmt durch die Strahlfokussierungsoptik, aber auch von der Feldverteilung im Querschnitt des Laserstrahls. Angestrebt werden dabei Laserdioden mit beugungsbegrenzter Strahlung. Die GAUSS-förmige Grundmode besitzt einen optimalen Querschnitt der Feldverteilungen des Laserstrahls und wird als beugungsbegrenzt bezeichnet.

Abb. 2.3 skizziert den prinzipiellen Aufbau einer Halbleiterlaserdiode, hier als Breitstreifen-Laser, und die Grundform der emittierten Strahlung. Die Abmessungen des Wellenleiters, der die Strah-

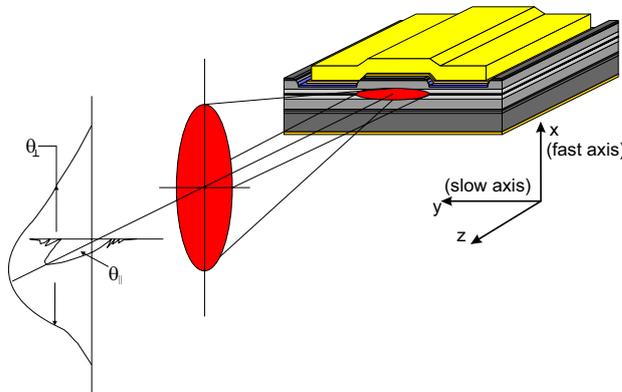


Abbildung 2.3: „Breitstreifen“-Laserdiode

lung erzeugt, sind beispielsweise 2 mm Länge und 100 bis 300 μm Breite entlang der lateralen Richtung (y -Achse, „slow axis“) und etwa 1 μm entlang der vertikalen Richtung (x -Achse, „fast axis“). Entsprechend der Beugungsoptik ergibt sich für die kohärente Strahlung aus den Abmessungen des Nahfeldes, welches durch den Querschnitt des Wellenleiters gegeben ist, durch FOURIER-Transformation das Fernfeld. Daher führt die etwa 1 μm große Struktur entlang der Vertikalrichtung an der Emissions-Facette zu einer hohen Divergenz mit dem „fast axis“-Divergenzwinkel θ_{\perp} . Die vertikale Feldverteilung der Strahlung für die hier behandelten Halbleiterlaser ist nahezu beugungsbegrenzt, also fast ideal GAUSS-förmig.

Der slow-axis-Divergenzwinkel θ_{\parallel} ist auf Grund der breiteren Strahlteile im Vergleich zur fast-axis weitaus geringer. Die breite Strahlteile entlang der „slow axis“ eines Breitstreifen-Lasers hat im Vergleich zur schmalen Strahlteile (w : 3...5 μm) eines Lasers mit Rippenwellenleiterstruktur („ridge waveguide“-Laser) den Vorteil, dass bei hohen Ausgangsleistungen die Facette durch optische Absorption bei hoher Leistungsdichte nicht zerstört wird. Allerdings können bei Streifenbreiten oberhalb von 3...5 μm laterale Obermoden anschwingen, die durch geringfügige unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen gekennzeichnet sind. Die Ausbreitungsrichtung der Strahlung enthält eine laterale Komponente.

Eine charakterisierende Maßzahl für die Abweichung der von einem Laser emittierten Strahlung vom idealen GAUSS-Strahl ist die Beugungsmaßzahl M^2 (DIN-Bezeichnung [15, 16]), die auch als Strahlausbreitungsparameter [17] bezeichnet wird. Es ist $M^2 \geq 1$, wobei das Gleichheitszeichen für den idealen GAUSS-Strahl gilt. Die Vergrößerung von M^2 über eins hinaus zeigt an, dass die Laserstrahlung Obermoden enthält oder dass es sich um eine nicht-GAUSS-förmige Mode handelt (vergl. Kap. 5.1.1 Gl. (5.2)).

Neben einer hohen Bestrahlungsdichte wird mitunter auch eine Strahlung mit stark eingegeng-

tem Spektralintervall benötigt (z.B. zur Frequenzverdopplung). Dieses berücksichtigt die spektrale Strahldichte β_λ , welche sich aus der emittierten Leistung P_{opt} , den Beugungsmaßzahlen in vertikaler M_\perp^2 und lateraler Richtung M_\parallel^2 bei dieser Leistung, der Linienbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ und der Wellenlänge λ ergibt [18]:

$$\beta_\lambda = \frac{P_{opt}}{M_\perp^2 M_\parallel^2 \Delta\lambda_{FWHM} \lambda^2}. \quad (2.18)$$

Den maßgeblichen Einfluss auf die Größe der spektralen Strahldichte hat neben der Linienbreite die Beugungsmaßzahl in lateraler Richtung M_\parallel^2 . Um eine einzige Richtung und damit eine einzige laterale Mode zu bevorzugen ($M_\parallel^2 \rightarrow 1$), sind für breite Kontaktstreifen besondere Maßnahmen zur räumlichen Modenfilterung erforderlich.

2.3 Verschiedene Prinzipien für Hochleistungslaser hoher Strahlqualität

Prinzipiell können Hochleistungshalbleiterlaser hoher Strahlqualität hybrid oder monolithisch gestaltet werden. Das Ziel dieser Arbeit ist Fortschritte auf dem Gebiet monolithischer Hochleistungslaser zu erreichen. Daher werden die *hybriden* Lösungen nur kurz erwähnt.

Eine Variante zur Realisierung von Hochleistungslasern mit hoher Strahlqualität ist ein Aufbau, bei dem die emittierte Strahlung eines „master oscillators“ (MO) mit hoher Strahlqualität, aber niedriger Leistung in einen Verstärker („power amplifier“: PA) eingekoppelt und in ihm verstärkt wird. Beispiele sind ein MOPA mit einem α -DFB-Laser als MO und einem Breitstreifen-(BA) Laser als Verstärker [19] oder DFB- oder RW-Laser als MO und Trapezverstärker als PA [20, 21]. Eine andere hybride Variante sind Laser mit externen Resonatoren. Bei hybriden MOPAs wurden bereits Leistungen bis 3,6 W mit fast beugungsbegrenzter Strahlung im cw-Betrieb für 930 nm Wellenlänge erreicht und bei Lasern mit externen Resonatoren konnten 5 W (gepulst; $T_s = 15^\circ\text{C}$) für 970 nm [20] erzielt werden.

Ausführlicher werden nun *monolithische* Lösungen von Hochleistungsdiodenlasern beschrieben:

„Slab-coupled“-Laser

Dieser Laser ist eine völlig *neue* Variante mit Leistungen im Watt-Bereich und Strahleigenschaften, die sich zur Einkopplung in Fasern besonders eignen [22], da der emittierte Strahl fast rotations-symmetrisch ist.

- **Prinzip**

Es handelt sich um einen „ridge waveguide“-Laser, bei dem die „Rippe“ (Breite des aktiven Gebietes, die sich aus der „cut-off“ Bedingung für lateral höhere Moden ergibt) erzeugt wird, indem man in den Wellenleiter hinein und noch durch die aktive Zone hindurch ätzt.

- **Elektro-optische Eigenschaften**

Für eine Wellenlänge $\lambda = 980$ nm konnten mit dem Materialsystem AlGaAs-InGaAs Laser hergestellt werden, die Leistungen im Bereich $P_{opt} \geq 1,25$ W bei 16°C cw mit einem räumlich fast monomodigen und rotationssymmetrischen Strahlprofil emittieren. Die Laser sind 1 cm lang und 10% / 95% ent- bzw. verspiegelt. Fernfeldbreiten oder die Beugungsmaßzahl sind in der Literatur nicht angegeben. Wegen der Neuartigkeit dieser Laser existieren bislang nur wenige Untersuchungen zu diesem Lasertyp.

- **Nachteil**

Es läßt sich vermuten, dass es auf Grund der freien Oberflächen seitlich des Quantenwells zu Schwierigkeiten bei der Zuverlässigkeit des Bauelementes kommen könnte. Für praktische Realisierungen sind große Resonatorlängen und kleine Confinement-Faktoren notwendig. Letztere führen wiederum zu Fragen der Temperaturstabilität.

Bewährte Hochleistungslaser-Strukturen mit guter Strahlqualität sind:

Trapezlasers

- **Prinzip**

Der Trapezlaser besteht aus einem Einmoden-RW-Laserteil, manchmal mit DBR-Korrugation, in dem Strahlung mit guter Strahlqualität generiert wird, und einem trapezförmigen Teil, in dem diese Strahlung verstärkt wird. Teilweise wird eine zusätzliche Filterung durch geeignet geätzte Gräben erreicht (Beam-Spoiler). Die Hinzunahme einer endlichen, wenn auch kleinen Reflektivität der Austrittsfläche führt dazu, dass RW-Teil und Trapez-Teil zusammen als ein einziger Laser mit instabilem Resonator arbeiten, so dass Ausgangsleistungen im Wattbereich entstehen können.

- **Elektro-optische Eigenschaften**

Aus der Literatur sind hierzu Arbeiten zu Lasern im Spektralbereich von 635 bis 2050 nm [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29] bekannt. Die bisherige Spitzenleistung von 5 W in [23] gilt für den Impulsbetrieb dieser Laser, d.h. für Bedingungen, bei denen die volle Wärmeentwicklung über längere Zeit keine Rolle spielt. Für den stationären Betrieb (cw-Betrieb) ist die Abführung der ständig entstehenden Wärme ein Problem. Für diesen Fall stellt die Abfolge der Veröffentlichungen von [24] bis [29] den Entwicklungs-Fortschritt von 1 bis zu 3 bzw. 4 W dar. Die Beugungsmaßzahl M^2 liegt für die oberen Leistungsbereiche des Trapezlasers bisher etwa zwischen 1,2 (@3 W, 1040 nm) [27] und $\leq 1,5$ (@3 W, 735 nm) [29]. Trapezlaser ohne DBR-Korrugation können in einem einzigen Epitaxie-Schritt realisiert werden.

- **Nachteil**

Da die Filterung im Wesentlichen durch die modenselektierende Wirkung des RW-Teils bestimmt wird, ist ein Leistungsfortschritt über eine angepasste Gestaltung der Gain-Führung im Trapez-Teil zu erreichen. Es zeigt sich, dass mit steigender Leistung die Filamentierung (nichtlineare Effekte im Laser-Resonator) der an der Emissions-Facette vorliegenden Intensitätsverteilung stark zunimmt, was zu einer Verminderung der Strahlqualität führt. Problematisch ist auch der Astigmatismus des Lasers. Dazu kann die laterale Strahltaile äußerst empfindlich von dem jeweiligen Arbeitspunkt abhängen. Bei Anwendungen des Trapezlasers ohne Korrugation im RW-Teil muss auf die spektrale Reinheit verzichtet werden.

Monolithischer „master oscillator power amplifier“ (M-MOPA).

Eine bereits seit längerer Zeit verfolgte Variante, Leistungen im Watt-Bereich und darüber hinaus mit hoher Strahlqualität und kleinen Abmessungen zu erzeugen, sind M-MOPAs.

- **Prinzip**

Ein Grundmodelaser als MO und ein zugehöriger Leistungsverstärker (PA) sind auf demselben Chip integriert. Als Grundmodelaser wird ein DBR (distributed BRAGG reflection)- oder DFB-Laser verwendet. Das Ergebnis ist ein Hochleistungslaser, der auf Grund der wellenlängenselektiven Rückkopplung des DBR- bzw. DFB-Lasers, sowohl lateral als auch longitudinal monomodig ist (monolithisch active region - MAR-MOPA) [20, 30]. Als Verstärker können BA-Strukturen eingesetzt werden (MBA-MOPA) [31] oder Trapez-Strukturen (monolithically integrated flared amplifier master oscillator power amplifier - MFA-MOPA) [32], um die Strahlqualität des Oscillators besser zu erhalten. Wenn die Divergenz der Strahlung des MO auf den Trapez-Winkel abgestimmt ist, so erfolgt aus dem Verstärker die Emission [32] über die hoch entspiegelte Trapez-Austritts-Facette.

- **Elektro-optische Eigenschaften**

Mit diesen MOPAs wurden bisher etwa ≥ 2 Watt Ausgangsleistungen für unterschiedliche Wellenlängen erzielt, wie beispielsweise 2 Watt für eine Wellenlänge von 970 nm [33] (bei 5°C) oder 2,2 W von 854 nm [32] mit nahezu beugungsbegrenzten lateralen Fernfeldbreiten von 0,21° [33].

- **Nachteil**

Solche Laser mit integriertem trapezförmigen Verstärkern erfordern allerdings große Resona-