

Kapitel 1

Einleitung

In faseroptischen Kommunikationssystemen sind lichtemittierende Bauelemente mit einer Emissionswellenlänge von $1.3\ \mu\text{m}$ weit verbreitet, da diese Bauelemente das Dispersionsminimum des Übertragungsmediums Glasfaser optimal ausnutzen können. Als kostengünstige Quellen für Anwendung in innerstädtischen Netzen (engl.: *metropolitan area network, MAN*) sind einfach produzierbare Laserdioden von großem Interesse [1]. Derzeit dominieren in diesem Bereich Laser mit verteilter Rückkopplung (engl.: *distributed feedback, DFB*) und Fabry-Perot-Laser. Im Gegensatz dazu werden im 850 bzw. 980 nm-Spektralbereich vorzugsweise oberflächenemittierende Laserdioden (engl.: *vertical-cavity surface-emitting laser diodes, VCSEL*) für die Informationsübertragung eingesetzt. Diese besitzen im Vergleich zu konventionellen Streifenlasern neben der einfachen Testbarkeit auf dem Wafer unter anderem den entscheidenden Vorteil, aufgrund ihres symmetrischen Emissionsprofils eine effektivere Einkopplung ihrer optischen Strahlung in Glasfasern zu ermöglichen. Das fundamentale Problem bei der Realisierung von VCSEL mit Emission bei 1300 nm liegt darin, ein geeignetes Materialsystem sowohl für die Spiegel als auch den aktiven Bereich einer solchen Diode zu finden.

1.1 Motivation

Bereits bei der Auswahl des Halbleitersubstrats ergibt sich eine Einschränkung der Halbleitermaterialien zur Umsetzung von Reflektoren und Gewinnmedien für langwellige VCSEL. Derzeit konzentriert man sich auf das Wachstum auf GaAs-Substraten und die Integration neuer aktiver Zonen auf GaAs-Basis mit entsprechend langwelliger Emission. Damit wird beabsichtigt, die Vorteile bestehender Standard-Vertikalemitter bei Wellenlängen von 850 bzw. 980 nm auch im Wellenlängenbereich von 1300 nm bestmöglich zu nutzen. Die Vorzüge dieser GaAs-basierenden Bauelemente liegen in der ausgereiften Herstellung hochwertiger AlGaAs-GaAs-Bragg-Reflektoren und der unproblematischen Realisierung lateraler Strom einschnürung durch selektive Oxidation. Darüber hinaus erhofft man sich eine Überlegenheit der neuartigen Materialsysteme gegenüber dem für langwellige Emission üblicherweise verwendeten InGaAsP-System auf InP-Substrat in Bezug auf thermische Stabilität, die Möglichkeit des epitaktischen Wachstums einer oberflächenemittierenden Laserdiode in einem Schritt und Ausnutzung qualitativ hochwertiger und preisgünstiger GaAs-Substrate [2]. Die derzeit untersuchten Ansätze zur Verwirklichung solcher Strukturen basieren auf Quantenfilmen aus den Materialsystemen GaInNAs und GaAsSb sowie auf InAs/InGaAs-Quantenpunkt-Konzepten [3, 4, 5]. Die Fragestellung, welches Materialsystem sich für die kommerzielle Herstellung von langwellig emittierenden VCSEL etablieren wird, ist zum jetzigen Zeitpunkt noch ungeklärt.

1.2 Ziel und Gliederung der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit liegt in der Erforschung der epitaktischen Möglichkeiten zur Herstellung GaAs-basierender aktiver Zonen mit einer Emissionswellenlänge von $1.3\ \mu\text{m}$ für ihren potentiellen Einsatz in oberflächenemittierenden Laserdioden.

Kapitel zwei ist eine Einführung in die zugrunde liegende Problematik im Fall langwelliger VCSEL. Die theoretischen Grundlagen kantenemittierender und oberflächenemittierender Laserstrukturen bilden die Ausgangsbasis für die anschließende Diskussion gegenwärtig verfolgter Konzepte zur epitaktischen Umsetzung oberflächenemittierender Laserdioden mit Emissionswellenlängen von 1.3 und $1.55\ \mu\text{m}$. Auf allgemeine und speziell von der Emissionswellenlänge abhängige Kriterien bei der Auswahl in Frage kommender aktiver und für Bragg-Reflektoren geeigneter Materialien wird dabei besonders eingegangen.

Die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommenden Wachstumsverfahren, Gas- und Feststoffquellen-Molekularstrahlepitaxie, und die zur Verfügung stehenden Komponenten und Quellmaterialien werden detailliert im dritten Kapitel beschrieben. Die zur Materialcharakterisierung angewandten Techniken, wie Photolumineszenz- und Röntgenuntersuchungen, und die daraus entnehmbaren Erkenntnisse in Bezug auf die entsprechenden Anforderungen für optoelektronische Anwendungen werden vorgestellt.

Die Kapitel vier und fünf widmen sich der epitaktischen Herstellung und Charakterisierung der Materialsysteme GaInNAs und GaAsSb zur Feststellung ihrer Eignung bezüglich eines Einsatzes als aktives Medium für Laserdioden. Die verschiedenen untersuchten Ansätze zur Erzielung von Stickstoffeinbau in den ternären Halbleiter InGaAs werden beschrieben und gegeneinander abgewogen. Betrachtet wird hierbei die Effektivität der Erzeugung von Stickstoff-Radikalen einerseits über thermische Zerlegung der Stickstoffquellen Ammoniak und Dimethylhydrazin und andererseits über Generation eines Stickstoffplasmas. Das Wachstum des Halbleiters GaAsSb auf GaAs-Substrat unter Verwendung von Arsin und Feststoff-Arsen stellt die zweite schwerpunktmäßige Analyse eines Materialsystems für langwellige Emission dar. Die Auswirkungen der unterschiedlichen Arsenquellen auf die Materialqualität und die Steuerung der Emissionswellenlänge stehen hierbei im Zentrum der Untersuchungen.

In den Kapiteln sechs und sieben werden diverse optoelektronische Bauelementtypen mit dem Gewinnmedium GaAsSb präsentiert. Hauptaugenmerk wird auf kantenemittierende Laserdioden in unterschiedlicher Ausführung gelegt. Neben Beschreibung des Wachstumsablaufs und der Prozessierung der Bauelemente wird die Güte der Laser unter Berücksichtigung der Emissionswellenlänge über charakteristische Größen, wie z. B. Schwellstromdichte oder charakteristische Temperatur, beurteilt. Kantenemittierende Dioden, gefertigt aus Halbleiterscheiben mit einer für Oberflächenemitter mit AlGaAs-Bragg-Reflektoren typischen Schichtstruktur, als vorletztes Stadium zur Entwicklung monolithischer VCSEL auf Basis von GaAsSb-Quantenfilmen, werden zur Überprüfung des Potentials dieses Materialsystems für derartige Konzepte herangezogen. Die erstmalige Präsentation eines hybriden VCSELs mit einem externen Spiegel (engl.: *vertical external cavity surface-emitting laser, VECSEL*) im Materialsystem GaAsSb/GaAs rundet die Erforschung von optoelektronischen Bauelementen im Emissionsbereich zwischen 1.2 und $1.3\ \mu\text{m}$ erfolgreich ab.

Das achte Kapitel gibt eine Übersicht der gewonnenen Resultate und zieht eine Bilanz im Vergleich zum mittlerweile aktuellen Stand der Wissenschaft im Bereich von oberflächenemittierenden Laserdioden auf GaAs-Substrat mit Emission von $1.3\ \mu\text{m}$. Ein kurzer Ausblick

auf potentielle Weiterentwicklungen und andere im Brennpunkt des Interesses stehende Materialsysteme bildet den Abschluss der Dissertation.

Kapitel 2

Halbleiterlaserdioden für den langwelligen Emissionsbereich von 1.3 und 1.5 μm

2.1 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden wird kurz das Funktionsprinzip eines Halbleiterlasers erläutert und die wichtigsten Größen zur Charakterisierung und Beurteilung der Güte derartiger Bauelemente werden eingeführt. Im Weiteren werden verschiedene Ausführungsformen von Laserdioden und ihre speziellen Eigenschaften kurz umrissen.

Bei einer Laserdiode handelt es sich im einfachsten Fall um eine Doppelheterostruktur (vgl. Abb. 2.1). Dabei besteht der aktive Bereich des Lasers aus einem Material geringeren Bandabstands, jedoch mit höherem Brechungsindex im Vergleich zum umgebenden Material. Aufgrund der materialspezifisch hervorgerufenen Leitungs- und Valenzbanddiskontinuitäten an den Heteroübergängen kann eine Konzentration der Ladungsträger auf die aktive Zone der Diode erzielt werden. Optische Führung der Welle wird aufgrund des Brechzahlverlaufs erreicht. Die Spiegel des Lasers stellen in dem hier abgebildeten Fall die Übergänge Halbleiter/Luft dar.

2.1.1 Füllfaktor

Da sich die Lichtwelle nicht nur innerhalb des aktiven Bereichs eines Lasers ausbreitet, sondern auch in die umliegenden Gebiete eindringt, ist die Einführung eines sogenannten optischen Füllfaktors Γ (engl.: *confinement factor*) erforderlich. Dieser spielt eine essentielle Rolle für das Design einer Laserstruktur. Er gibt den Überlapp der optisch geführten Welle mit der aktiven Zone der Dicke d gemäß

$$\Gamma = \frac{\int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz} \quad (2.1)$$

an [6]. Er beschreibt den Bruchteil der Photonen der optischen Welle, der mit dem aktiven Material interagiert. Abhängig vom Aufbau der aktiven Zone kann der Füllfaktor stark variieren (vgl. Abschnitt 2.3.2). Je nach Führung muss Gl. 2.1 um die entsprechenden Raumrichtungen erweitert werden.

2.1.1.1 Schwellverstärkung

Unter stationären Bedingungen macht das Licht innerhalb des Laserresonators der Länge L einen Umlauf, und es kommt zur Ausbildung einer stehenden Welle. Ein Teil des Lichts wird

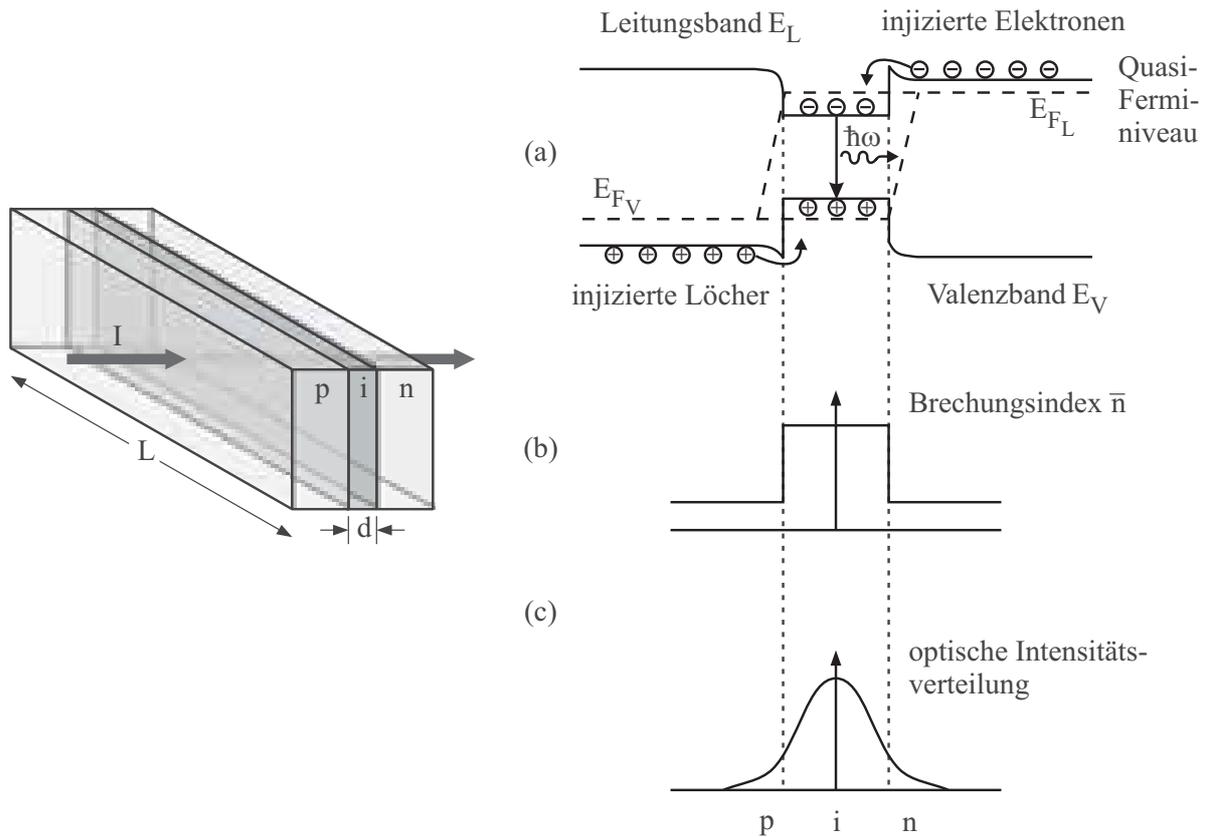


Abb. 2.1: Schema eines Doppelheterostruktur-Lasers mit zugehörigem (a) Bandstrukturverlauf bei angelegter Vorwärtsspannung, (b) Brechzahlprofil und (c) geführte optische Welle modifiziert nach [6].

durch die reflektierenden Spiegel der Diode mit den komplexen Reflexionsfaktoren r_1 und r_2 transmittiert. Die Bedingung für Laseroszillation lautet [7]

$$r_1 r_2 \exp\{-i2\gamma L\} = 1. \quad (2.2)$$

Die komplexe Wellenausbreitungskonstante γ ist folgendermaßen definiert

$$\gamma = \beta - i\frac{\alpha}{2} = \frac{2\pi\bar{n}}{\lambda} - i\frac{\alpha}{2}. \quad (2.3)$$

Der Quotient aus Brechungsindex \bar{n} und Wellenlänge λ multipliziert mit 2π wird als Ausbreitungskonstante β zusammengefasst. Der Absorptionskoeffizient α setzt sich aus der Verstärkung bzw. Gewinn g des Laserübergangs und den intrinsischen Verlusten α_i zusammen

$$\alpha = \alpha_i - g. \quad (2.4)$$

Die intrinsischen Verluste

$$\alpha_i = \Gamma\alpha_{ak} + (1 - \Gamma)\alpha_{ex} \quad (2.5)$$

teilen sich, unter Berücksichtigung des Füllfaktors, auf die aktive Zone (α_{ak}) und die Außenbereiche (α_{ex}) auf.

Der Realteil von Gl. 2.2 liefert die Schwellbedingung

$$r_1 r_2 \exp\{(g - \alpha_i)L\} = 1. \quad (2.6)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich die Schwellverstärkung g_{th} ermitteln, die Voraussetzung für das Anschwingen des Lasers ist. Unter Vernachlässigung der spontanen Emission lässt sich der Schwellgewinn näherungsweise durch

$$g_{th} = a(n_{th} - n_t) = \frac{\bar{n}}{c\Gamma\tau} \quad (2.7)$$

ausdrücken. n_{th} bezeichnet hierbei die Elektronendichte an der Laserschwelle. Die Auswirkungen einer Ladungsträgerdichteänderung auf den Gewinn wird in der vorangegangenen Gleichung durch den sogenannten differentiellen Gewinnkoeffizienten $a = \partial g / \partial n$ beschrieben. Dieser ist stark vom Aufbau der aktiven Zone des Lasers abhängig. Mit n_t wird die Transparenzträgerdichte bezeichnet, die von der Intradbandrelaxationszeit des verwendeten Halbleitermaterials abhängt. Im zweiten Teil von Gl. 2.7 steht \bar{n} für den Brechungsindex des aktiven Materials und c für die Lichtgeschwindigkeit. Die Verluste werden mit $1/\tau$ zusammengefasst, wobei τ die Lebensdauer der Ladungsträger angibt. Sie bestehen aus den intrinsischen Verlusten $1/\tau_i$ und den Auskoppelverlusten $1/\tau_R$ aus den Spiegeln

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_R} = \frac{c}{\bar{n}} \left(\alpha_i - \frac{\ln\{r_1 r_2\}}{L} \right) . \quad (2.8)$$

Somit ergibt sich für die Schwellverstärkung folgende Formel

$$g_{th} = \alpha_{ak} + \frac{1 - \Gamma}{\Gamma} \alpha_{ex} - \frac{\ln\{r_1 r_2\}}{\Gamma L} . \quad (2.9)$$

2.1.2 Schwellstromdichte

Einzelne Bauelemente werden zur besseren Vergleichbarkeit über ihre Schwellstromdichte j_{th} charakterisiert. Es handelt sich dabei um die Pumpstromdichte

$$j_{th} = \frac{qd}{\tau_s} \left(n_t + \frac{\bar{n}}{c\Gamma\tau} \right) , \quad (2.10)$$

bei der die Elektronendichte einen konstanten Endwert erreicht [7].

Wie man dieser Gleichung entnehmen kann, ist die Schwellstromdichte indirekt proportional zur Rekombinationslebensdauer τ_s der injizierten Ladungsträger. Auch hier zeigt sich erneut der große Einfluss des Füllfaktors, auf den noch genauer im Rahmen des Designs der aktiven Zone in Abschnitt 2.3.2 eingegangen wird.

2.1.3 Differentieller Quantenwirkungsgrad

Eine weitere Größe, die zur Beurteilung von Laserdioden herangezogen wird, ist der differentielle Quantenwirkungsgrad η_d . Er gibt den Bruchteil der injizierten Elektronen an, der oberhalb der Laserschwelle in Photonen umgesetzt im Ausgangslicht der Mode erscheint. Er lässt sich aus der Steigung der Strom-Leistungskennlinie des Lasers bestimmen [7]

$$\eta_d = \frac{\partial(P/\hbar\omega)}{\partial(I/q)} = \frac{\eta_i}{1 - \alpha_i L / \ln\{r_1 r_2\}} . \quad (2.11)$$

Der interne Wirkungsgrad η_i berücksichtigt, dass nicht alle injizierten Ladungsträger zur Erzeugung von Lasertätigkeit beitragen. Ein Teil der Ladungsträger geht u. a. in Form von Leckströmen und nichtstrahlender Rekombination verloren. Auch schlechte Führung der Ladungsträger im aktiven Bereich kann zu nicht zu vernachlässigenden Verlusten führen.