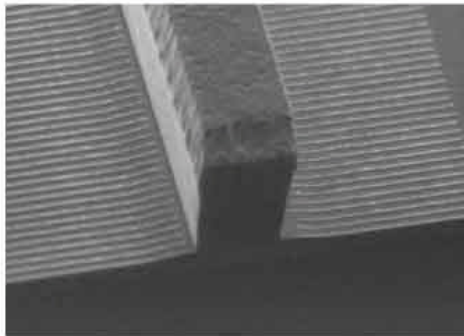




Philipp Gerlach (Autor)
**Monolithisch integrierte absorptionsmodulierte
Laserdioden mit Metallgittern**

Philipp Henning Gerlach

**Monolithisch integrierte absorptions-
modulierte Laserdioden mit Metallgittern**



Cuvillier Verlag Göttingen

<https://cuvillier.de/de/shop/publications/1889>

Copyright:
Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen,
Germany
Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>

1 Einleitung

In den letzten Jahrzehnten hat die Nachfrage nach Komponenten der optischen Datenübertragung drastisch zugenommen. Obwohl die Rezession in den letzten Jahren für die Optoelektronik in Europa eine Durststrecke bedeutete, ist mittelfristig damit zu rechnen, dass die stetig steigende Nachfrage nach Bandbreite weitere Netzausbauten erforderlich macht [1]. Da das Verlegen neuer Glasfaserstrecken jedoch hohe Kosten verursacht, ist es wünschenswert, ihre Kapazitäten effizient zu nutzen.

Für optische Datenübertragung benötigt man einen Sender und einen Empfänger, die meist durch eine Glasfaser miteinander verbunden sind. Je nach Einsatzgebiet müssen diese drei Komponenten unterschiedlich aufeinander abgestimmt sein. Seit einiger Zeit kann man Glasfasern herstellen, die bei einer Wellenlänge von $1.55\ \mu\text{m}$ besonders dämpfungsarm sind. So kann bei dieser Wellenlänge nach einer 100 km-langen Faser oft noch mehr als ein Prozent der eingekoppelten optischen Leistung detektiert werden. Das Wellenlängenfenster um $1.55\ \mu\text{m}$ ist somit für optische Datenübertragungen über besonders große Entfernungen interessant. Aber auch Emissionswellenlängen von $1.31\ \mu\text{m}$ sind von Bedeutung, denn Standard-Einmodenglasfasern (engl.: standard single-mode fibers (SSMFs)) haben bei dieser Wellenlänge ihr Dispersionsminimum [2, 3]. Ein bei dieser Wellenlänge emittierter Lichtimpuls behält seine zeitliche Form besonders lange bei, obwohl er aufgrund der zeitlichen Modulation verschiedene Frequenzanteile enthält.

Im einfachsten Fall besteht der Sender aus einer Leuchtdiode, die über den Strom in ihrer Intensität moduliert wird. Bessere Übertragungseigenschaften können durch einen über den Strom modulierten Laser erzielt werden. Der einfachste und daher auch günstigste Halbleiterlaser ist der sogenannte Fabry–Pérot (FP)-Laser [4]. Dieser weist dabei aufgrund seiner longitudinalen Mehrmodigkeit jedoch gravierende Nachteile auf. Das Zusammenspiel aus seiner großen spektralen Breite und der Dispersion von SSMF limitiert die zu erwartende Datenrate oder Übertragungsstrecke. Durch einmodige Laserdioden, wie z.B. den Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung (engl.: distributed feedback (DFB) laser) kann die spektrale Breite des Emissionsspektrums reduziert und damit die Datenrate deutlich erhöht werden. Aber auch die Ladungsträgerdichteabhängigkeit des effektiven Brechungsindex bewirkt eine unerwünschte Modulation der Emissionsfrequenz, den Chirp, und erweitert damit die spektrale Breite des Emissionsspektrums. Die elektrisch–optische Übertragungsfunktion direktmodulierter Laserdioden stellt einen Tiefpass zweiter Ordnung dar, deren Resonanzüberhöhung typischerweise bei einigen GHz liegt und somit die Einsatzmöglichkeiten von direktmodulierten Laserdioden in breitbandigen Systemen mit Datenraten von über 10 Gbit/s begrenzt. Die erhöhte spektrale Breite direktmodulierter Laserdioden sowie ihre begrenzte Modulationsbandbreite motivieren zur Verwendung alternativer Sendekomponenten.

Elektroabsorptionsmodulatoren (EAMs) können bereits generiertes Licht in seiner Intensität modulieren und unterliegen nicht der Bandbreitenlimitierung direktmodulierter

Laserdioden. Außerdem kann die durch sie bedingte parasitäre Frequenzmodulation sehr gering sein. Die Änderung der Absorptionseigenschaften von EAMs beruht auf dem Franz–Keldysh-Effekt oder dem Quanten-unterstützten Stark-Effekt (engl.: quantum confined Stark effect (QCSE)). Ihre Absorptionseigenschaften ändern sich mit der angelegten Spannung. Wie in einer Photodiode erzeugen absorbierte Photonen dabei Ladungsträger, die den EAM schnell genug verlassen müssen, damit sie nicht seine Bandbreite begrenzen. In der Praxis wird diese durch die aus Serienwiderstand und Kapazität (RC) gegebene Zeitkonstante limitiert [5], welche durch geeignetes EAM-Design sehr gering gehalten werden kann, so dass selbst im 50 Ω -System Bandbreiten von über 40 GHz erzielt werden können.

Der Einsatz von externen Modulatoren [6, 7] macht die optischen Sendekomponenten vergleichsweise teuer, denn neben dem Modulator wird ein DFB-Laser benötigt, dessen Licht möglichst effizient in den Modulator gekoppelt werden muss. Die monolithische Integration von DFB-Laser und EAM ist daher ein vielversprechender Ansatz, der die Vorteile von hohen Modulationsbandbreiten, geringem Chirp und geringen Koppelverlusten vereint [8]–[12]. Da die Anforderungen an die epitaktische Schichtstruktur für DFB-Laser und EAM jedoch unterschiedlich sind, werden klassischerweise verschiedene Epitaxieschritte eingesetzt, um die Bauelementsektionen lokal unterschiedlich optimieren zu können [13, 14]. Wird außerdem das für den DFB-Laser erforderliche Gitter auf herkömmliche Weise mittels holographischer Belichtung, Ätzung und epitaktischen Überwachens realisiert, machen die insgesamt drei Epitaxieschritte die Herstellung sehr aufwendig.

In dieser Arbeit wird das Potential eines alternativen Ansatzes zur monolithischen Integration untersucht. Dabei wird eine einheitliche aktive InGaAlAs-Schicht für alle Bauelementsektionen verwendet [15]. Die Rückkopplung in der DFB-Laser-Sektion wird durch ein lateral [16] zur Wellenleiterrippe strukturiertes Metallabsorptionsgitter realisiert [17]. Dadurch wird einerseits eine hohe Ausbeute bezüglich longitudinaler Einmodigkeit, andererseits eine deutliche Vereinfachung des Herstellungsprozesses erreicht. Dieser erfordert lediglich einen Epitaxieschritt.

Diese Arbeit ist wie folgt strukturiert. Sie beginnt in Kapitel 2 zunächst mit einer Zusammenfassung der für das Verständnis von Halbleiterlasern und optischen Übertragungssystemen relevanten Grundlagen. Das Funktionsprinzip von DFB-Lasern wird in Kapitel 3 erläutert. Dabei werden verschiedene Koppelmechanismen auch in Bezug auf die zu erwartende Ausbeute bewertet. In Kapitel 4 wird das Funktionsprinzip von EAMs vorgestellt und Überlegungen zur Optimierung ihrer statischen und dynamischen Eigenschaften, auch beim Betrieb sehr knapp unterhalb der Absorptionsbandkante, präsentiert. Kapitel 5 verdeutlicht die Herausforderungen, die zur monolithischen Integration von DFB-Laser und EAM zu überwinden sind. Der für die Herstellung integrierter Bauelemente bestehend aus DFB-Laser- und EAM-Sektion (DFB–EAMs) gewählte Prozessablauf wird ebenfalls zusammengefasst, bevor Ergebnisse von integrierten Bauelementen bei beiden für die optische Datenübertragung interessanten Wellenlängen präsentiert werden. In Kapitel 6 wird die Möglichkeit untersucht, weitere Bauelementsektionen zu integrieren. Durch die Integration von optischen Verstärkern kann die Ausgangsleistung erhöht werden. Bauelemente

mit mehreren EAM-Sektionen hintereinander ermöglichen die Erzeugung von Return-to-zero (RZ)- und Mehrpegel-Modulations-Signalen. In Kapitel 7 werden die erzielten Ergebnisse zusammengefasst und im Hinblick auf eine mögliche Weiterentwicklung diskutiert.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die für diese Arbeit relevanten Grundlagen optischer Halbleiterbauelemente zusammengefasst. Anschließend werden Anforderungen optischer Datenübertragungssysteme an die Eigenschaften optischer Sende- und Empfangskomponenten formuliert, die später als Entwurfsrichtlinien für DFB-EAMs dienen.

2.1 Halbleiterlaser

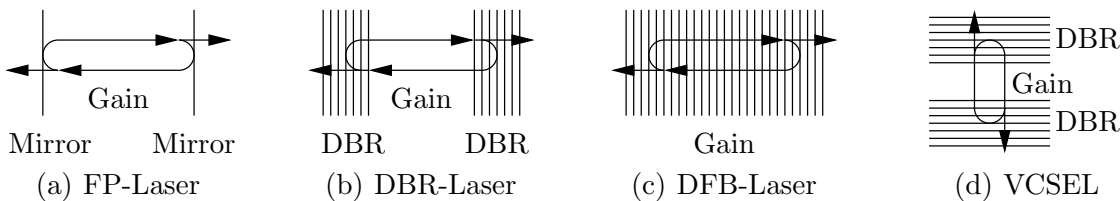


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Resonatoren der wichtigsten Halbleiterlasertypen.

Seit der Entwicklung der ersten Halbleiterlaser in den 60er Jahren haben diese eine rasante Entwicklung hinter sich. Es gibt sie inzwischen in vielen Varianten, die dennoch auf dem gleichen Funktionsprinzip beruhen. Sie bestehen aus einem aktiven Medium, welches die Eigenschaft hat, elektromagnetische Strahlung zu verstärken, die sich zwischen zwei teiltransparenten Spiegeln befindet. Man unterscheidet zwischen verschiedenen Typen von Halbleiterlasern. Der Hauptunterschied besteht in der Art, wie der Resonator gebildet wird. Im einfachsten Fall bilden die durch Spalten des Halbleiterkristalls realisierten Halbleiter–Luft-Grenzflächen zwei breitbandige Spiegel. Ein so hergestellter Laser wird nach seinen Erfindern Fabry–Pérot (FP)-Laser genannt, kann kostengünstig hergestellt werden und hat für viele Anwendungen ausreichend gute Eigenschaften. In einem FP-Resonator sind mehrere longitudinale Moden ausbreitungsfähig, was seinen Einsatz in vielen Anwendungen jedoch verhindert. In einem Distributed-Bragg-Reflector (DBR)-Laser werden schmalbandigere Spiegel eingesetzt, die durch periodische Brechungsindexvariation realisiert werden. Somit kann longitudinal einmodige Laseremission erreicht werden. Bei einem Distributed-Feedback (DFB)-Laser werden Bragg-Reflektoren und aktives Medium miteinander vereint, was verglichen zum DBR-Laser die Herstellung vereinfacht. Ein weiterer Halbleiterlaser ist der Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL), der durch einen vertikalen Resonator bestehend aus zwei Bragg-Reflektoren gebildet wird. In Abbildung 2.1 sind die angesprochenen Halbleiterlasertypen schematisch dargestellt. Bei den Lasern in den Abbildungen 2.1(a–c) liegt der Resonator horizontal, senkrecht zur Kristallwachstumsrichtung. Um einen Teil des Lichts auskoppeln zu können, wird der Halbleiterkristall üblicherweise gebrochen. Daher werden diese Laser im Gegensatz zum in Abbildung 2.1(d) dargestellten VCSEL als Kantenemitter bezeichnet.

In dieser Arbeit kommt dem DFB-Laser besondere Bedeutung zu, denn er vereint die Möglichkeit zur monolithischen Integration mit einem über die Bragg-Reflektoren kontrollierbaren einmodigen Emissionsspektrum.

2.1.1 Aktives Medium

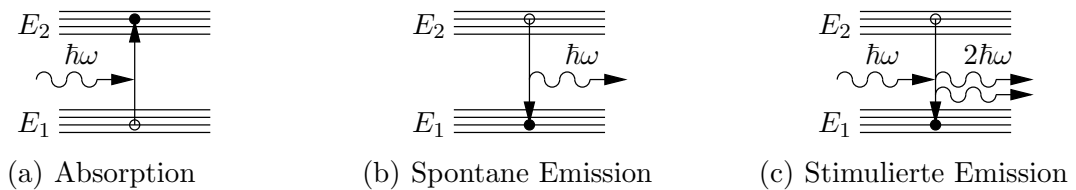


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung von Absorption, spontaner und stimulierter Emission eines Photons mit Energie $\hbar\omega$ als Übergang zwischen Valenz- und Leitungsband mit beteiligten Energieniveaus E_1 und E_2 .

In einem Halbleiterkristall sind die möglichen Energieniveaus der Ladungsträger in Valenz- und Leitungsband unterteilt. Wird ein Photon der Energie $E = \hbar\omega$ absorbiert, wird ein Elektron aus dem Valenzband vom Energieniveau E_1 ins Leitungsband zum Energieniveau E_2 wechseln, sofern die Photonenenergie

$$E = \hbar\omega = \hbar \frac{2\pi c}{\lambda} = E_2 - E_1 = E_{21} \quad (2.1)$$

ausreicht und ein gültiges Energieniveau im Leitungsband bisher unbesetzt ist. Dabei bezeichnen $h = 2\pi\hbar = 6.6261 \cdot 10^{-34}$ Js die Plancksche Konstante, $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz des Photons, $c = 2.9979 \cdot 10^8$ m/s die Vakuumlichtgeschwindigkeit und λ die Vakuumwellenlänge des Photons. Übergänge aus dem Leitungsband ins Valenzband sind entweder spontan oder stimuliert möglich. Bei der spontanen Emission fällt ein Elektron zu einem zufälligen Zeitpunkt zurück ins Valenzband. Die dabei frei werdende Energiedifferenz E_{21} wird als Photon abgegeben. Phasenlage und Richtung des emittierten Photons sind dabei zufällig. Bei der stimulierten Emission wird Zeitpunkt, Phasenlage und Richtung des erzeugten Photons durch ein stimulierendes Photon vorgegeben. Sie ist daher für optische Verstärker und Laser von besonderer Bedeutung, denn durch sie kann monochromatisches Licht verstärkt werden. In Abbildung 2.2 sind die drei angesprochenen Bandübergänge schematisch dargestellt.

Laser können heute aus vielen unterschiedlichen Halbleitermaterialien hergestellt werden, wodurch entsprechend ihrer Bandlückenenergie E_g verschiedene Bereiche des elektromagnetischen Spektrums zugänglich sind. Indiumphosphid (InP)-basierten Verbindungshalbleitern kommt dabei besondere Bedeutung zu, da sie die Emission bei den für optische Datenübertragung interessanten Wellenlängen von $\lambda = 1310$ nm und $\lambda = 1550$ nm ermöglichen.

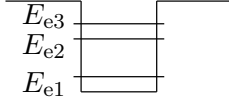


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Energieniveaus in einem eindimensionalen Quantentopf.

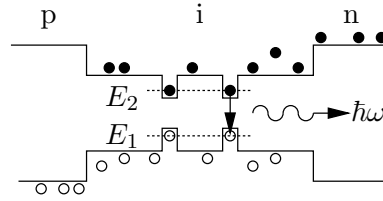


Abbildung 2.4: Schematisches Banddiagramm einer Doppelheterostruktur mit eingebetteten Quantentöpfen.

Je nachdem, wie viele Energieniveaus im Valenz- und Leitungsband existieren, können auch Photonen verschiedener Energien absorbiert bzw. emittiert werden. Durch den Einsatz von Quantentöpfen kann die Anzahl der Energieniveaus kontrolliert reduziert werden. Ein eindimensionaler Quantentopf (engl.: quantum well (QW)) besteht aus einer dünnen Halbleiterschicht mit einer niederenergetischeren Bandlücke als die umgebenden Halbleiterschichten. Da die Dicke eines Quantentopfs d_{QW} in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger liegt, diskretisieren sich dort ihre zulässigen Energieniveaus. In Abbildung 2.3 sind diskrete Energieniveaus für Elektronen E_{e1} , E_{e2} und E_{e3} innerhalb eines Quantentopfs schematisch dargestellt. Da E_{e1} der Elektronenzustand mit der geringsten Energie ist, wird er als Grundzustand bezeichnet.

Damit in einem Halbleiter die Emissionsprozesse gegenüber der Absorption überwiegen, muss Ladungsträgerinversion vorliegen [4]. Dieser Zustand kann durch verschiedene Methoden erreicht werden. Bei Halbleiterlasern kann dies in der intrinsischen Schicht von pin-Dioden im Vorwärtsbetrieb geschehen. Die Elektronen und Löcher werden von der n- bzw. p-dotierten Seite kommend elektrisch injiziert. Um sie in der intrinsischen Schicht zu halten, hat sich eine Doppelheterostruktur bewährt. Durch die reduzierte Bandlückenenergie der intrinsischen Schicht werden die Ladungsträger daran gehindert, in den dotierten Gebieten zu rekombinieren. Abbildung 2.4 zeigt eine Doppelheterostruktur, in deren intrinsischer Schicht schematisch zwei QWs eingezeichnet sind. Fallen die Ladungsträger in einen der QWs, kann der in Abbildung 2.2(c) skizzierte strahlende Rekombinationsprozess stimuliert werden.

Die so erzielte Verstärkung der optischen Leistung kann durch den Materialgewinn $g(\lambda, N)$ als Funktion der Wellenlänge λ und der Ladungsträgerdichte N in der intrinsischen Schicht beschrieben werden. Zur quantitativen Beschreibung des Materialgewinns g sei an dieser Stelle auf das in [18, 19] vorgestellte Simulationsmodell verwiesen, mit dem die für diese Arbeit verwendeten vertikalen Schichtstrukturen entworfen wurden. Es berücksichtigt verschiedene Rekombinationsprozesse und stellt eine direkte Verknüpfung zwischen Materialgewinn und Stromdichte $|\vec{j}|$ dar. In den Abbildungen 2.5 und 2.6 ist der berechnete Materialgewinn g der verwendeten Quantentöpfe für Emission bei $\lambda = 1310$ nm und $\lambda = 1550$ nm dargestellt. Sie bestehen aus 0.95 % druckverspanntem AlGaInAs und sind von 0.5 % zugverspannten AlGaInAs Barrieren umgeben[20]. Eine genauere Beschreibung

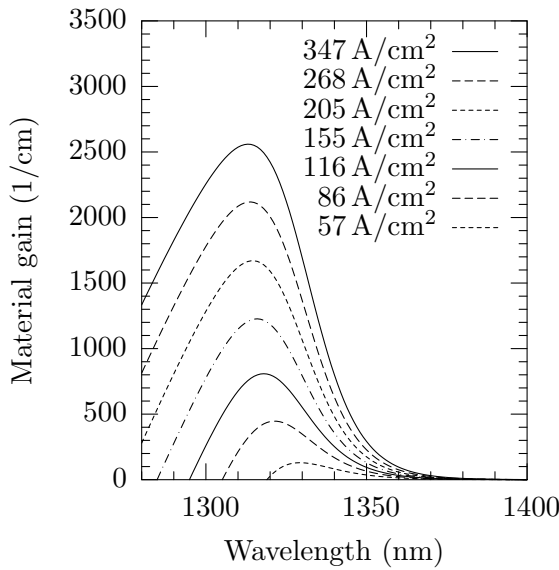


Abbildung 2.5: Materialgewinn eines $d_{\text{QW}} = 5$ nm dicken Quantentopfs aus InGaAlAs für verschiedene Pumpstromdichten $|\vec{j}|$ bei einer Temperatur von $T = 298$ K.

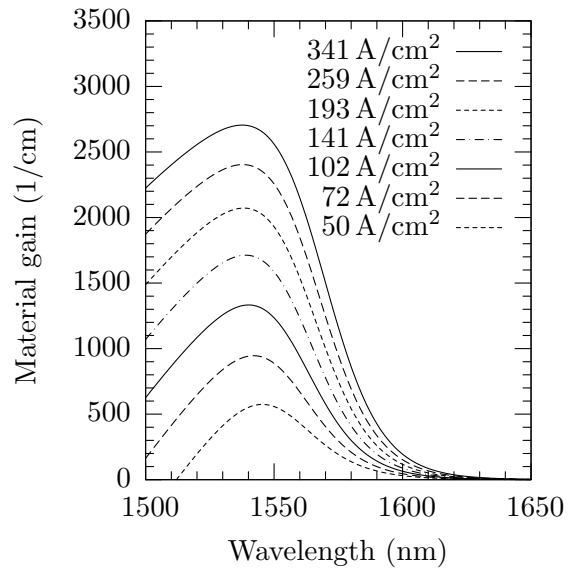


Abbildung 2.6: Materialgewinn eines $d_{\text{QW}} = 7.5$ nm dicken Quantentopfs aus InGaAlAs für verschiedene Pumpstromdichten $|\vec{j}|$ bei einer Temperatur von $T = 298$ K.

der verwendeten Schichtstruktur befindet sich im Anhang A. Die berechneten Gewinnpektren sind spektral einige 10 nm breit, und der Gewinn nimmt mit der Pumpstromdichte zu. Die spektrale Position des Gewinnmaximums verschiebt sich mit der Pumpstromdichte zunächst in Richtung kürzerer Wellenlängen, für stärkere Pumpstromdichten nimmt die dem Gewinnmaximum entsprechende Wellenlänge wieder zu.

2.1.2 Optischer Wellenleiter

Um das Licht im Laserresonator zu führen, ist ein optischer Wellenleiter nötig. Im Folgenden wird das Wellenleiterdesign für kantenemittierende Bauelemente diskutiert. Dabei ist der Resonator entlang der longitudinalen Koordinate z ausgerichtet, und die Wachstumsrichtung wird als transversale Koordinate y bezeichnet. Senkrecht darauf steht die laterale Koordinate x , so dass x, y, z ein Rechtssystem bilden.

Die intrinsische Schicht der in Abbildung 2.4 skizzierten Doppelheterostruktur wird in ihrer Materialkomposition so realisiert, dass sie einen höheren Brechungsindex als die umgebenden Halbleiterschichten aufweist. Sie bildet in transversaler Richtung einen Filmwellenleiter der Dicke d_{int} und wird daher auch als Wellenleiterschicht bezeichnet. Für die laterale Wellenführung gibt es die Möglichkeiten der Gewinn- und Indexführung. Diese sind in Abbildung 2.7 skizziert. Gewinngeführte Wellenleiter (Abbildung 2.7(a)) basieren auf der Tatsache, dass sich die optische Welle bevorzugt in Bereichen hoher optischer Verstärkung aufhält. Sie sind vergleichsweise einfach herzustellen. Bessere Kontrolle über

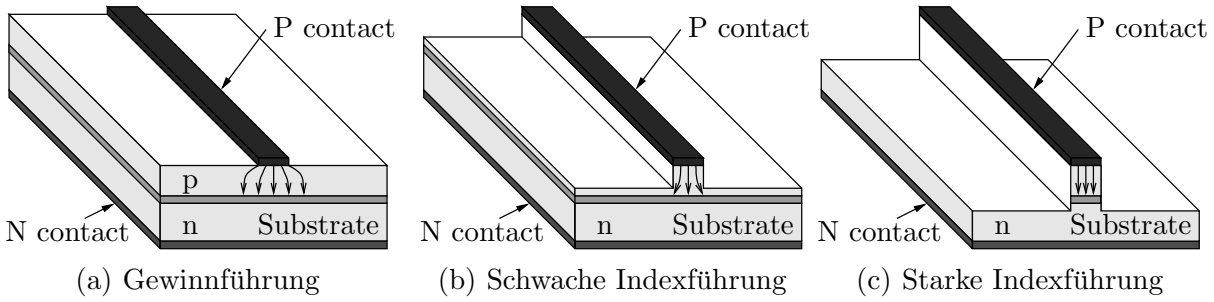


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung von Wellenleitern mit unterschiedlicher lateralen Wellenführung.

die laterale Wellenleiterführung bietet die Indexführung (Abbildung 2.7(b)), bei der durch eine geätzte Wellenleiterrippe auch in lateraler Richtung ein Brechungsindexsprung erzielt wird. Somit können Wellenleiter realisiert werden, die auch ohne optischen Gewinn laterale Führung sicherstellen. Bei erhöhtem lateralen Brechungsindexkontrast spricht man auch von starker Indexführung (Abbildung 2.7(c)). Oft wird die Wellenleiterrippe nach dem Ätzen in eine dielektrische Passivierungsschicht eingebettet. Diese schützt die Wellenleiterrippe und reduziert den Brechungsindexsprung leicht. Sie ist für das Funktionsprinzip der angesprochenen Wellenleiter jedoch nicht relevant und daher in Abbildung 2.7 nicht eingezeichnet.

Zur Bestimmung des transversalen Modenprofils in der xy -Ebene eines Wellenleiters mit schwacher Indexführung muss die Wellengleichung [4, 18]

$$\Delta_T \vec{H} - \frac{n^2(x, y) \omega^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H} = 0 \quad (2.2)$$

für das magnetische Feld $\vec{H} = H_x \vec{e}_x + H_y \vec{e}_y + H_z \vec{e}_z$ gelöst werden, wobei der Brechungsindex $n = n(x, y) = \sqrt{\epsilon_r(x, y)}$ nicht von der longitudinalen Koordinate z abhängt und

$$\Delta_T = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \quad (2.3)$$

den transversalen Laplaceoperator bezeichnet. Des Weiteren wird

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \hat{\vec{H}}(x, y) e^{i(2\pi n_{\text{eff}} z / \lambda - \omega t)} \quad (2.4)$$

als Lösungsansatz verwendet. Einsetzen liefert für die Feldkomponenten des Phasors $\hat{\vec{H}} = \hat{H}_x \cdot \vec{e}_x + \hat{H}_y \cdot \vec{e}_y + \hat{H}_z \cdot \vec{e}_z$ jeweils die Eigenwertgleichungen

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{H}_{x,y,z} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \hat{H}_{x,y,z} + \frac{n^2(x, y) \omega^2}{c^2} \hat{H}_{x,y,z} = n_{\text{eff}}^2 \frac{\omega^2}{c^2} \hat{H}_{x,y,z} \quad , \quad (2.5)$$

welche bei schwacher Indexführung entkoppelt voneinander gelöst werden können. Die Anzahl der vom Wellenleiter geführten Moden entspricht der Anzahl der Lösungen. Diese beinhalten neben den Feldverteilungen $\hat{H}_{x,y,z}$ die jeweiligen effektiven Brechungsindizes $n_{\text{eff},i}$, wobei beispielsweise $i = 0$ den Grundmodus und $i = 1$ den lateral ersten

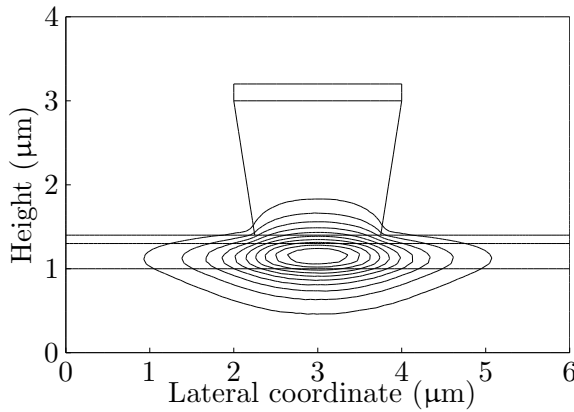


Abbildung 2.8: Simulierte Feldverteilung der Grundmode eines 2 µm breiten Rippenwellenleiters.

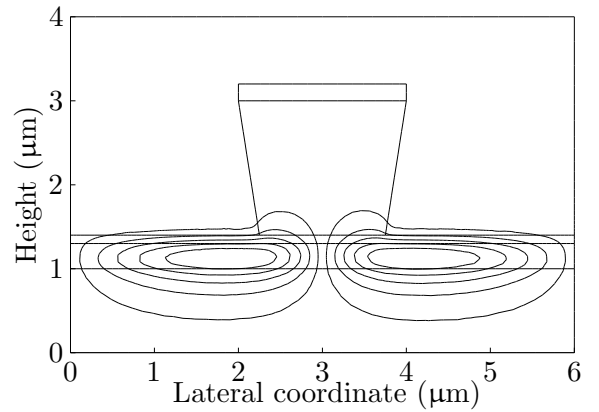


Abbildung 2.9: Simulierte Feldverteilung der ersten höheren lateralen Mode eines 2 µm breiten Rippenwellenleiters.

Modus bezeichnen. Für die folgenden Simulationsergebnisse werden für die Wellenlänge $\lambda = 1310 \text{ nm}$, die relative Dielektrizitätskonstante der Passivierung $\epsilon_{r,\text{Dur}} = 2.25$, die relative Dielektrizitätskonstante für den Rippenwellenleiter und das Substrat $\epsilon_{r,\text{InP}} = 10.13$, die den Rippenwellenleiter abschließende Kontaktschicht $\epsilon_{r,\text{InGaAs}} = 13.54$ und für die Wellenleiterschicht $\epsilon_{r,\text{int}} = 11.77$ angenommen. Dabei fließt der Brechungsindex der eingebetteten QWs in $\epsilon_{r,\text{int}}$ ein. Es stellt sich heraus, dass der Einfluss der Metallisierung auf der Wellenleiterrippe bei den untersuchten Wellenleitern vernachlässigbar ist, weshalb sie bei den folgenden Berechnungen nicht berücksichtigt wird.

Die mit Hilfe des kommerziellen Mathematikprogramms Matlab numerisch berechneten Feldverteilungen der Grundmode und der ersten höheren lateralen Mode eines $b_{\text{ridge}} = 2 \mu\text{m}$ breiten Rippenwellenleiters sind in Abbildungen 2.8 und 2.9 dargestellt. Alle in dieser Arbeit untersuchten Rippenwellenleiter werden durch ein nasschemisches Ätzverfahren hergestellt, welches die Wellenleiterrippe lateral mit einem Winkel von $\gamma \approx 8^\circ$ unterätzt. Die resultierende Querschnittsgeometrie wird anhand der Abbildungen 2.8 und 2.9 veranschaulicht. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Moden hauptsächlich in der aktiven Schicht geführt werden. Jedoch gibt es auch ein Überlappen mit anderen Halbleiterschichten, insbesondere mit der Passivierung lateral zur Wellenleiterrippe. Dieses ist für die erste laterale Mode ausgeprägter als für die Grundmode.

Um einen einmodigen Rippenwellenleiter zu entwerfen, kann seine Breite auf $b_{\text{ridge}} = 1.5 \mu\text{m}$ reduziert werden. Seine Querschnittsgeometrie und die magnetische Feldverteilung seines Grundmodus sind in Abbildung 2.10 dargestellt.

Der in Abbildung 2.11 skizzierte Wellenleiter ist nach der Präparation der Wellenleiterrippe mit einem Trockenätzverfahren durch die Wellenleiterschicht geätzt. Die durch Lösen von (2.5) berechnete Grundmode ist ebenfalls eingezeichnet. In (2.5) werden die Feldkomponenten als Größen betrachtet, die unabhängig voneinander berechnet werden können. Für einen Wellenleiter mit starker Führung, wie in Abbildung 2.11 dargestellt, liefern die