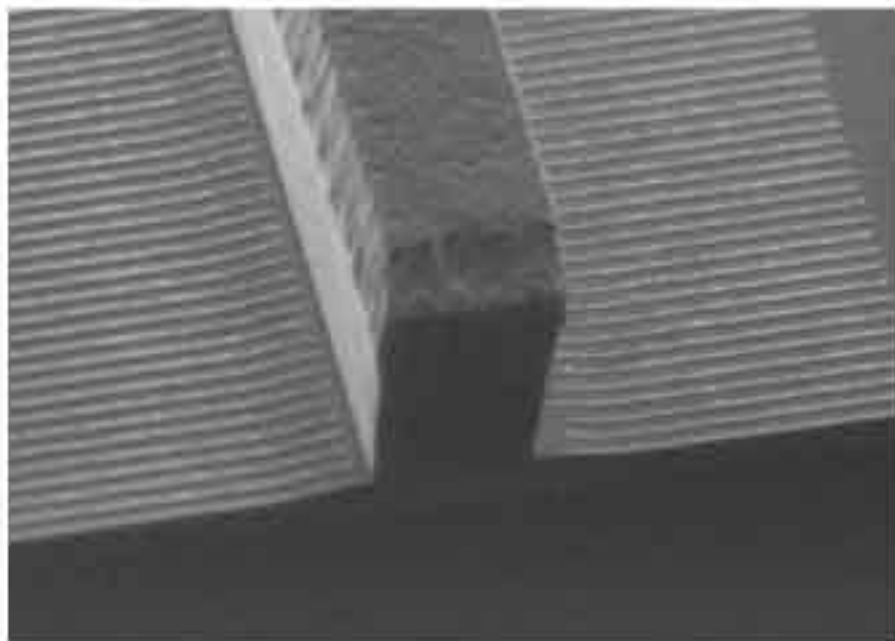


Philipp Henning Gerlach

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



Cuvillier Verlag Göttingen



ulm university universität
uulm

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS (DR.-ING.)

der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Ulm

von

**PHILIPP HENNING GERLACH
AUS WIESBADEN**

- | | |
|----------------------|----------------------------------|
| 1. Gutachter: | Prof. Dr. rer. nat. K.J. Ebeling |
| 2. Gutachter: | Prof. Dr.-Ing. W. Menzel |
| Amtierender Dekan: | Prof. Dr. H. Partsch |
| Datum der Promotion: | 25. Januar 2007 |

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, 2007

Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2007

978-3-86727-164-6

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2007

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, 2007

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-164-6

**Monolithisch integrierte
absorptionsmodulierte Laserdioden
mit Metallgittern**



Dissertation

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

von

Dipl.-Ing. Philipp Henning Gerlach

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm. Sie wäre ohne die Unterstützung meiner Kollegen an der Universität und der Mitarbeiter der Forschungsabteilung von Infineon Technologies AG in München nicht möglich gewesen.

Mein ganz besonders herzlicher Dank gilt Herrn Dr.-Ing. R. Michalzik für meine Aufnahme in seine Forschungsgruppe, die Schaffung der Rahmenbedingungen und die hervorragende Betreuung. Herr Prof. Dr. rer. nat. K.J. Ebeling etablierte den ausgezeichneten Kontakt zu Infineon Technologies AG, verfolgte meine Arbeit mit Interesse und regte zu wichtigen Diskussionen an. Ich möchte ihm sehr danken, dass dies trotz vieler anderer wichtiger Termine möglich war.

Dank der jahrelangen Vorarbeiten von Herrn Dr.-Ing. B. Stegmüller konnte auf den Ansatz der Verwendung einer gemeinsamen aktiven Schicht in der DFB-Laser- und Modulator-Sektion zugegriffen werden. Er war davon überzeugt, dass der gewählte Ansatz vielversprechend und bezüglich Chirp- und Kostenminimierung sogar notwendig ist. Bis kurz vor seinem Tod stand er mir als Gesprächspartner zur Seite.

Ohne Herrn Dr.-Ing. M. Peschke wäre diese Arbeit nicht denkbar gewesen. Er entwickelte das Modell zur quantitativen Bestimmung von Gewinn- und Absorptionseigenschaften von Quantentöpfen aus InGaAlAs, welches die Grundlage dieser Arbeit darstellt. Er erkannte außerdem, dass die Verwendung von Metallgittern in der DFB-Laser-Sektion eine Ausbeute an einmodigen Bauelementen von fast 100 % verspricht, die Komplexität der Herstellung jedoch überschaubar bleibt. Er entwarf auch die in dieser Arbeit verwendeten epitaktischen Schichtstrukturen, welche von Herrn Dipl.-Ing. J. Rieger bei Infineon Technologies AG hergestellt wurden. Herr Dr.-Ing. T. Wenger übernahm dankenswerterweise Teile der Prozessierung. Herrn Y. Men danke ich für die Durchführung der Elektronenstrahlolithographie. Aufgrund seiner Erfahrungen gelang es, einen geeigneten Prozess zur Belichtung des lateral zur Wellenleiterrippe angebrachten Metallabsorptionsgitters zu entwickeln. Die Herren Dipl.-Ing. C. Jalics und Dipl.-Phys. J.M. Ostermann waren gute Ratgeber bei meinen ersten Experimenten im Reinraum. Herrn Dr.-Ing. M. Mundbrod-Vangerow danke ich ganz besonders für die Anleitungen zum Metallisieren, Polieren, Ritzen, Brechen und Aufbauen von kantenemittierenden Laserdioden. Die verwendeten dielektrischen Entspiegelungsschichten wurden von Herrn Dipl.-Ing. S. Lorch aufgebracht.

Bei meinen Berechnungen zum Hochfrequenzverhalten von Elektroabsorptionsmodulatoren wurde ich unter anderem von Herrn Dr.-Ing. F. Bögelsack von der Abteilung Mikrowellentechnik unterstützt. Für die Messtechnik leistete Herr Dipl.-Ing. W. Schwarz wertvolle Hilfe. Im Rahmen seiner Studienarbeit baute er ein Multiplexersystem auf, das in Zusammenarbeit mit den Herren Dipl.-Phys. M. Kicherer und Dipl.-Ing. M. Wurzer

konzipiert wurde und ohne das Messungen bei einer Datenrate von 40 Gbit/s an der Universität Ulm nicht möglich gewesen wären. Viele Probleme, insbesondere Chirp betreffend, konnte ich mit Hilfe der konstruktiven Beiträge von Herrn Dr.-Ing. B.K. Saravanan verstehen. Herrn Dr.-Ing. C. Hanke danke ich für die gute Zusammenarbeit mit Infineon Technologies AG und seine Unterstützung bei der Hochfrequenzmesstechnik.

Diese Arbeit wurde außerdem durch viele spontane Diskussionen bereichert. Hierfür möchte ich Frau Dipl.-Ing. A. Kroner, Herrn Dipl.-Ing. S. Buntz, Herrn Dipl.-Ing. M. Feneberg, Herrn Dr.-Ing. J. Mähns und Herrn Dipl.-Ing. H. Roscher herzlich danken.

Auch meine ehemaligen Studenten, die Herren M.Sc. M. Chandran, M.Sc. F.N. Khan und Dipl.-Ing. C. Pietzka haben Anteil an der Entstehung dieser Arbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglichten, und meiner Freundin Cora für ihre Unterstützung und Geduld während der Anfertigung dieser Arbeit.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Halbleiterlaser	4
2.1.1	Aktives Medium	5
2.1.2	Optischer Wellenleiter	7
2.1.3	Füllfaktor	11
2.1.4	Optischer Halbleiterverstärker	12
2.1.5	Fabry–Pérot-Laser	12
2.1.6	Ratengleichungen	14
2.1.7	Chirp	15
2.2	Optische Datenübertragung	16
2.2.1	Signal-zu-Rauschverhältnis	18
2.2.2	Übertragungsfunktion	22
2.2.3	Entscheidungsschwelle	22
2.2.4	Dispersion	24
2.2.5	Alternative Modulationsverfahren	25
3	Laser mit verteilter Rückkopplung	29
3.1	Indexkopplung	31
3.1.1	Reflexion an einer Facette	33
3.1.2	$\lambda/4$ -Phasensprung	37
3.1.3	Zwei $\lambda/8$ -Phasensprünge	39
3.2	Verlustkopplung	41
4	Elektroabsorptionsmodulatoren	46
4.1	Absorptionseffekte	46
4.1.1	Franz–Keldysh-Effekt	46
4.1.2	Quanten-unterstützter Stark-Effekt	47
4.1.3	Exzitonische Absorption	48
4.2	Statische Eigenschaften	50
4.2.1	Frequenzmodulation	53
4.3	Hochfrequenzverhalten	55
4.3.1	Konservativer Modulator	57
4.3.2	Durchgeätzter Modulator	63
4.4	Konzept des Wanderwellenmodulators	66
5	Laser-integrierte Elektroabsorptionsmodulatoren	69
5.1	Integrationskonzepte	69
5.2	Anforderungen an eine gemeinsame aktive Schicht	71
5.3	Segmenttrennung	73
5.4	Integrationsbedingte Rückwirkungen	78

5.4.1	Optische Rückwirkungen	78
5.4.2	Thermische Rückwirkungen	79
5.5	Herstellung	81
5.6	Bauelemente mit 1.31 μm Emissionswellenlänge	86
5.6.1	Statische Eigenschaften	86
5.6.2	Dynamische Eigenschaften	87
5.7	Bauelemente mit 1.55 μm Emissionswellenlänge	89
5.7.1	Statische Eigenschaften	89
5.7.2	Dynamische Eigenschaften	91
6	Laser-Modulatoren mit integriertem Verstärker	94
6.1	Bauelemente mit 1.31 μm Emissionswellenlänge	95
6.1.1	Statische Eigenschaften	97
6.1.2	Dynamische Eigenschaften	98
6.2	Bauelemente mit 1.55 μm Emissionswellenlänge	100
7	Zusammenfassung	105
	Anhang	108
A	Verwendete Schichtstrukturen	108
B	Technologieprotokolle	110
C	Multiplexersystem	113
D	Berechnungen	117
D.1	Transfermatrixmethode	117
D.2	Ausdehnung der Verarmungszone	118
D.2.1	Analytische Berechnung	118
D.2.2	Iterative Berechnung	121
D.3	Potentialverteilung im Elektroabsorptionsmodulator	122
E	Symbole	124
F	Abkürzungen und chemische Elemente	130
	Veröffentlichungen	131
	Literatur	133
	Lebenslauf	145

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

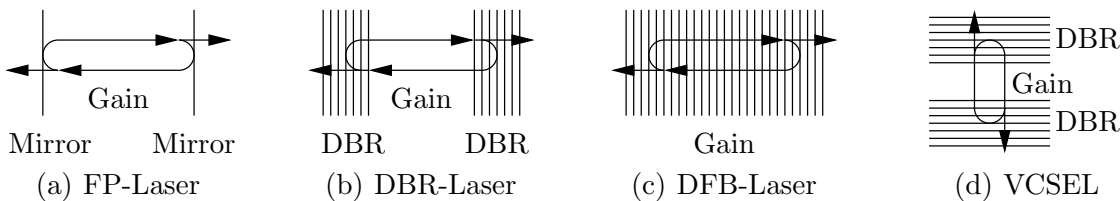


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Resonatoren der wichtigsten Halbleiterlasertypen.

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

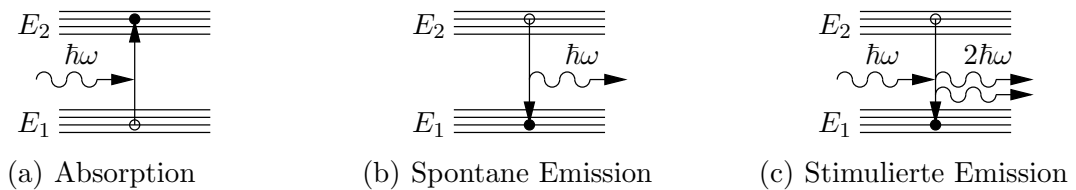


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung von Absorption, spontaner und stimulierter Emission eines Photons mit Energie $\hbar\omega$ als Übergang zwischen Valenz- und Leitungsband mit beteiligten Energieniveaus E_1 und E_2 .

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.

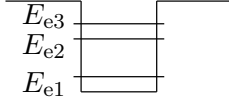


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Energieniveaus in einem eindimensionalen Quantentopf.

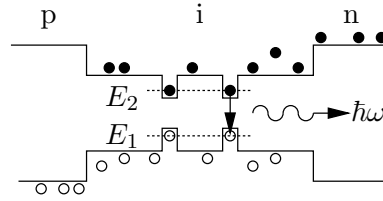


Abbildung 2.4: Schematisches Banddiagramm einer Doppelheterostruktur mit eingebetteten Quantentöpfen.

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

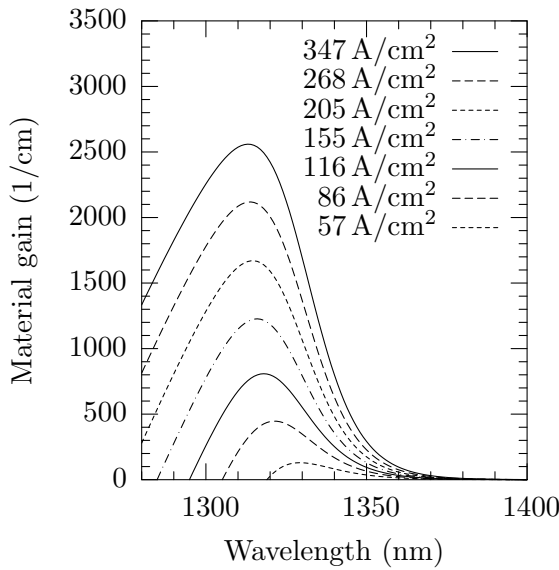


Abbildung 2.5: Materialgewinn eines $d_{\text{QW}} = 5$ nm dicken Quantentopfs aus InGaAlAs für verschiedene Pumpstromdichten $|\vec{j}|$ bei einer Temperatur von $T = 298$ K.

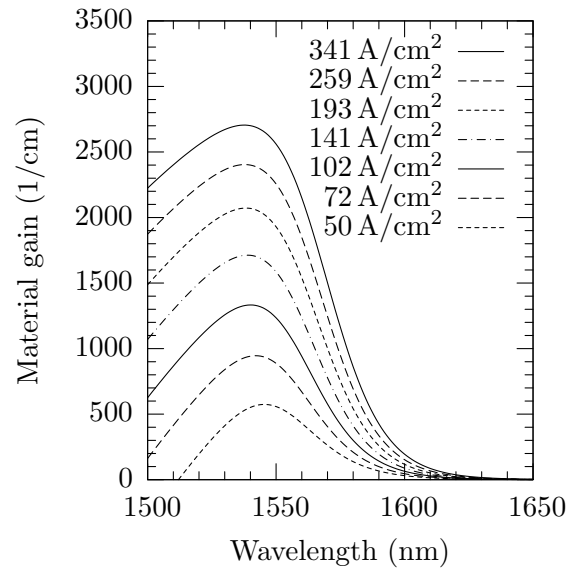


Abbildung 2.6: Materialgewinn eines $d_{\text{QW}} = 7.5$ nm dicken Quantentopfs aus InGaAlAs für verschiedene Pumpstromdichten $|\vec{j}|$ bei einer Temperatur von $T = 298$ K.

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

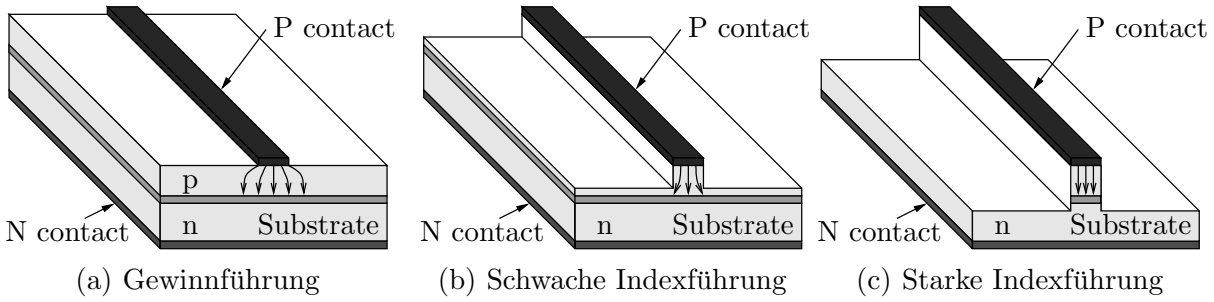


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung von Wellenleitern mit unterschiedlicher lateralen Wellenführung.

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

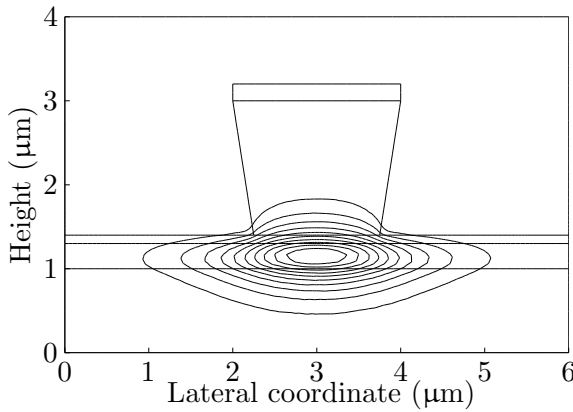


Abbildung 2.8: Simulierte Feldverteilung der Grundmode eines 2 µm breiten Rippenwellenleiters.

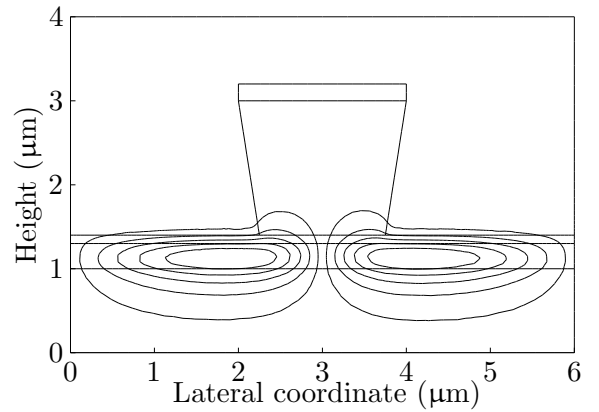


Abbildung 2.9: Simulierte Feldverteilung der ersten höheren lateralen Mode eines 2 µm breiten Rippenwellenleiters.

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

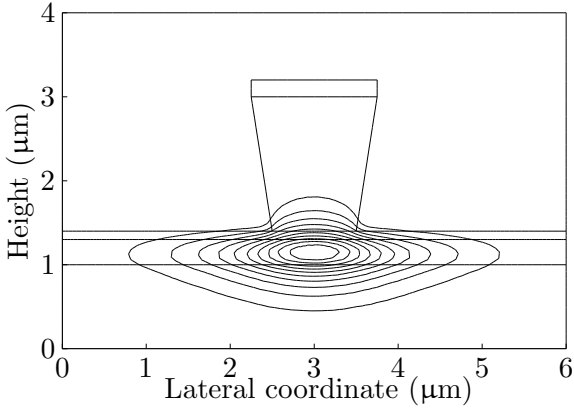


Abbildung 2.10: Simulierte Feldverteilung der Grundmode eines $1.5\ \mu\text{m}$ breiten Rippenwellenleiters.

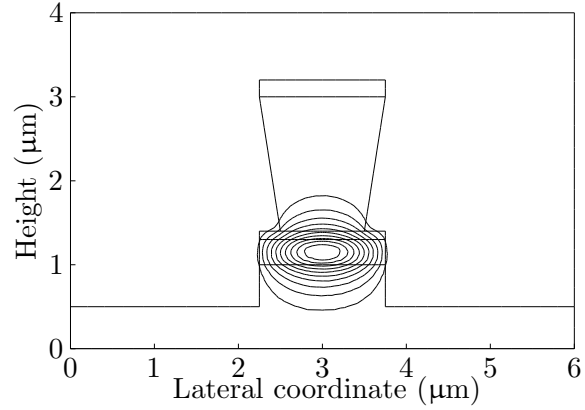


Abbildung 2.11: Simulierte Feldverteilung der Grundmode eines $1.5\ \mu\text{m}$ breiten durchgeätzten Rippenwellenleiters.

Stetigkeitsbedingungen jedoch weitere Verkopplungen der Feldkomponenten, die für genaue Berechnungen berücksichtigt werden müssen. Da bei starker Führung die Halbleiter-Passivierungs-Grenzflächen für die Wellenführung relevant werden, können Oberflächenrauigkeiten starke Streuverluste verursachen. Auch ihre Tendenz zur Mehrmodigkeit rät bei der Verwendung stark geführter Wellenleiter zur Sorgfalt.

In Tabelle 2.1 sind die berechneten effektiven Brechungsindizes n_{eff} verschiedener Wellenleiter für die Wellenlängen 1310 und 1550 nm zusammengefasst. Weil der durchgeätzte Rippenwellenleiter mit dem vorgestellten Berechnungsmodell nur annäherungsweise erfasst werden kann, steht der für ihn berechnete effektive Brechungsindex in Klammern.

Oft weisen Wellenleiter optische modale Verluste $\tilde{\alpha}$ oder Verstärkung $\tilde{g} = -\tilde{\alpha}$ auf. Diese können gemäß

$$n_{\text{eff}} = \text{Re}\{n_{\text{eff}}\} + i \text{Im}\{n_{\text{eff}}\} = \text{Re}\{n_{\text{eff}}\} + i \frac{\tilde{\alpha}\lambda}{4\pi} \quad (2.6)$$

Tabelle 2.1: Übersicht berechneter effektiver Brechungsindizes n_{eff} für verschiedene Moden in unterschiedlichen Rippenwellenleitern.

Waveguide	Ridge width b_{ridge}	Wavelength λ	Mode order	Effective index n_{eff}
Ridge	$2\ \mu\text{m}$	1310 nm	0	3.2773
Ridge	$2\ \mu\text{m}$	1310 nm	1	3.2590
Ridge	$1.5\ \mu\text{m}$	1310 nm	0	3.2726
Deep etched	$1.5\ \mu\text{m}$	1310 nm	0	(3.260)
Ridge	$2\ \mu\text{m}$	1550 nm	0	3.2524
Ridge	$2\ \mu\text{m}$	1550 nm	1	3.2261
Ridge	$1.5\ \mu\text{m}$	1550 nm	0	3.2452
Deep etched	$1.5\ \mu\text{m}$	1550 nm	0	(3.231)

durch den Imaginärteil von n_{eff} beschrieben werden [21]. Einsetzen von (2.6) in (2.4) liefert

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \hat{H}(x, y) e^{i(2\pi n_{\text{eff}} z / \lambda - \omega t)} \quad (2.7)$$

$$= \hat{H}(x, y) e^{i(2\pi \text{Re}\{n_{\text{eff}}\} z / \lambda - \tilde{\alpha} z / 2 - \omega t)} \quad , \quad (2.8)$$

wobei die 2 im Nenner des Terms $\tilde{\alpha} z / 2$ verdeutlicht, dass es sich bei $\tilde{\alpha}$ und \tilde{g} um Leistungs- und nicht um Feldgrößen handelt.

2.1.3 Füllfaktor

Die sich in einem Wellenleiter ausbreitenden Moden werden nur zum Teil in den verstärkenden Schichten geführt. Um den Intensitätsüberlapp der Mode mit einer Wellenleiterschicht zu beschreiben, wird der Füllfaktor [21]

$$\Gamma_{\text{layer}} = \frac{\iint \left| \hat{H}(x, y) \right|^2 dx dy}{\iint \left| \hat{H}(x, y) \right|^2 dx dy} \quad (2.9)$$

definiert. Besonders zur Berechnung des modalen Gewinns \tilde{g} ist der Füllfaktor der einzelnen Quantentöpfe von entscheidender Bedeutung. Die im Rahmen dieser Arbeit realisierten Wellenleiter für bei $\lambda = 1310$ nm emittierende Bauelemente enthalten zehn identische Quantentöpfe. Für die in Abbildung 2.8 gezeigte Mode ergeben sich durch Auswertung von (2.9) ihre Füllfaktoren zu den in Tabelle 2.2 dargestellten Werten. Abbildung 2.12 veranschaulicht die örtliche Lage der einzelnen QWs zum berechneten Modenprofil direkt unter der Wellenleiterrippe. Für den Füllfaktor aller QWs ergibt sich

$$\Gamma_{\text{QWs}} = \sum_i \Gamma_{\text{QW},i} = 12.21 \% \quad . \quad (2.10)$$

Da die Ladungsträgerbeweglichkeit im verwendeten InGaAlAs-Materialsystem vergleichsweise hoch ist, werden die QWs näherungsweise gleichmäßig gepumpt und haben den gleichen Materialgewinn g [18]. Mit Hilfe des Füllfaktors kann der modale Wellenleitergewinn

Tabelle 2.2: Berechnete Füllfaktoren $\Gamma_{\text{QW},i}$ der zehn Quantentöpfe $i = 1 \dots 10$ der in Abbildung 2.8 gezeigten Mode. Die Numerierung der QWs läuft von oben nach unten.

QW number i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\Gamma_{\text{QW},i} [\%]$	1.18	1.21	1.23	1.25	1.26	1.26	1.25	1.23	1.19	1.15

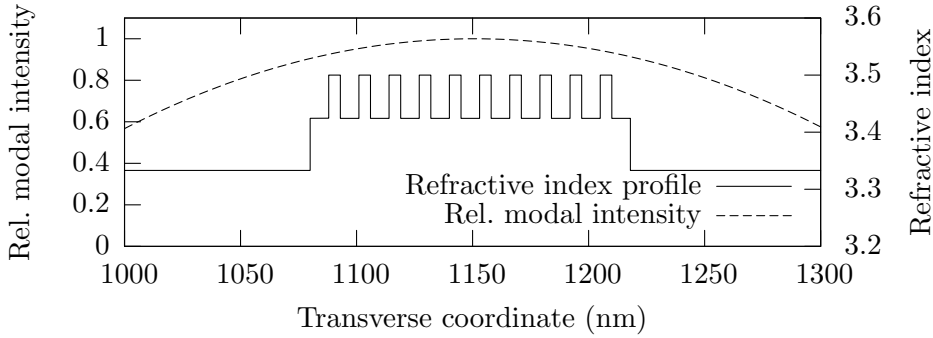


Abbildung 2.12: Berechnete relative transversale Intensitätsverteilung in der $d_{\text{int}} = 300$ nm dicken Wellenleiterschicht der in Abbildung 2.8 gezeigten Mode direkt unter der Wellenleiterrippe und zugehöriges Brechungsindexprofil. Die Position der QWs wird durch ihren mit $n = 3.5$ höchsten Brechungsindex deutlich.

\tilde{g} durch den Materialgewinn der QWs als

$$\tilde{g} = g \cdot \Gamma_{\text{QWs}} \quad (2.11)$$

ausgedrückt werden.

2.1.4 Optischer Halbleiterverstärker

In einem Wellenleiter mit modalem Gewinn \tilde{g} wird die eingestrahlte optische Eingangsleistung P_{in} in longitudinaler Richtung gemäß

$$P_{\text{opt}}(z) = P_{\text{in}} e^{\tilde{g}z} = P_{\text{in}} e^{\Gamma_{\text{QWs}} g z} \quad (2.12)$$

verstärkt. Er kann daher als optischer Halbleiterverstärker (engl.: semiconductor optical amplifier (SOA)) dienen. Oft wird eine Verstärkung von mehr als 10 dB gefordert. Um dies mit einem $500 \mu\text{m}$ langen Wellenleiter zu erfüllen, wird ein modaler Gewinn von $\tilde{g} = 46 \text{ cm}^{-1}$ benötigt.

2.1.5 Fabry–Pérot-Laser

Der einfachste Halbleiterlasertyp ist der in Abbildung 2.13 skizzierte Fabry–Pérot (FP)-Laser. Er wird durch einen verstärkenden optischen Wellenleiter mit modalem Gewinn \tilde{g} und Länge l_{LD} sowie zwei Spiegeln gebildet. Diese können vergleichsweise einfach durch Spalten des Halbleiterkristalls hergestellt werden. Da diese Spiegel breitbandig reflektieren, ist mehrmodige Emission zu erwarten. Allerdings müssen alle FP-Moden die Resonanzbedingung [4]

$$\frac{4\pi n_{\text{eff}} l_{\text{LD}}}{\lambda_m} = m \cdot 2\pi \quad (2.13)$$

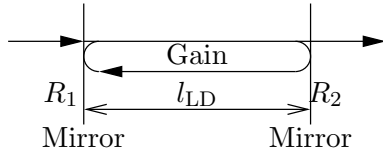


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung eines FP-Resonators der Länge l_{LD} .

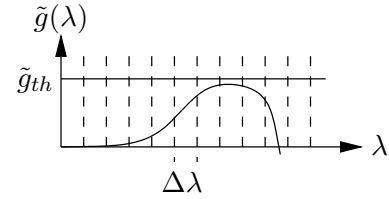


Abbildung 2.14: Spektrale Lage der FP-Moden (gestrichelt) und schematische Darstellung des Gewinnspektrums unterhalb des Schwellengewinns \tilde{g}_{th} .

erfüllen. Üblicherweise kann die Materialdispersion vernachlässigt werden, und der longitudinale Modenabstand ergibt sich gemäß

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2l_{LD}n_{eff}} \quad (2.14)$$

Für kantenemittierende Laserdioden ist $\Delta\lambda$ in der Regel deutlich kleiner als die spektrale Breite des Gewinnspektrums. Dieses ist zusammen mit den longitudinalen Moden in Abbildung 2.14 schematisch skizziert. Die Breite des Emissionsspektrums wird somit durch die Breite des Gewinnspektrums bestimmt.

In Abbildung 2.15 ist ein fertig prozessierter FP-Laser dargestellt. Die Schwellenbedingung lautet [4]

$$\tilde{g}_{th} = \tilde{\alpha}_i - \frac{1}{l_{LD}} \ln \sqrt{R_1 R_2} \quad (2.15)$$

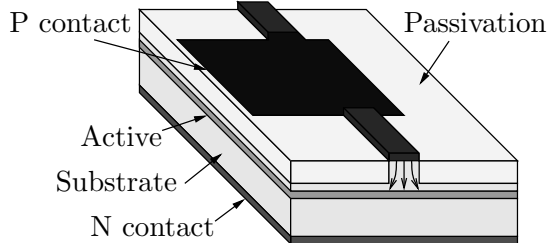


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung eines fertig prozessierten FP-Lasers mit einem Wellenleiter mit schwacher Indexführung.

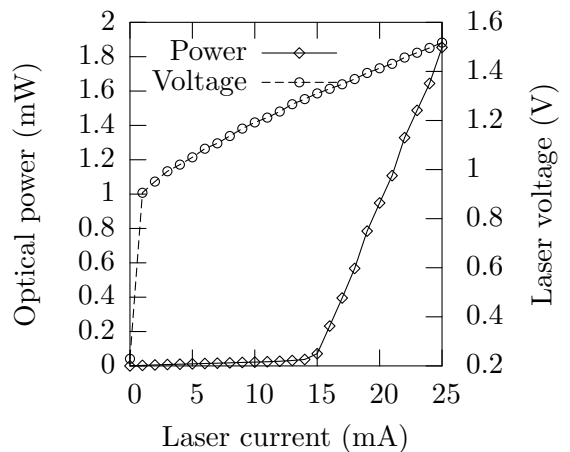


Abbildung 2.16: Gemessene optische Ausgangsleistung eines 400 μm langen FP-Lasers als Funktion des Laserstroms.

Tabelle 2.3: Experimentell bestimmte und berechnete Schwellenströme von FP-Lasern mit $b_{\text{ridge}} = 2 \mu\text{m}$ und verschiedenen Resonatorlängen l_{LD} .

Resonator length l_{LD}	Wavelength λ	Measured I_{th}	Calculated I_{th}
400 μm	1310 nm	15 mA	15.5 mA
570 μm	1310 nm	18 mA	19.1 mA

Dabei bezeichnet \tilde{g}_{th} den modalen Schwellengewinn, $\tilde{\alpha}_i$ die Wellenleiterverluste und R_1 und R_2 die Reflektivitäten an den Auskoppelfacetten gemäß Abbildung 2.13. Für den verwendeten Rippenwellenleiter mit schwacher Indexführung gilt $\tilde{\alpha}_i \approx 15 \text{ cm}^{-1}$ [18]. Bei unbeschichteten Facetten beträgt die Facettenreflektivität $R_1 = R_2 = 28\%$. In Abbildung 2.16 ist exemplarisch die an einer Facette gemessene Ausgangsleistung eines 400 μm langen FP-Lasers dargestellt. Er hat einen Schwellenstrom von 15 mA. Ab der Laserschwelle steigt die Ausgangsleistung linear an. In Tabelle 2.3 sind gemessene und mit Hilfe von Abbildung 2.5 und (2.11) berechnete Schwellenströme zweier FP-Laser unterschiedlicher Länge dargestellt. Die den optischen Gewinn in den QWs verursachende Stromdichte \vec{j} ergibt sich aus dem Strom I und der Geometrie der Laserdiode entsprechend zu

$$|\vec{j}| = \frac{I}{\xi \cdot m \cdot b_{\text{ridge}} l_{\text{LD}}} \quad (2.16)$$

Die Stromaufweitung unter der Wellenleiterrippe wird dabei für die verwendeten Wellenleiter mit schwacher Indexführung durch den Stromaufweitungs-Faktor ξ erfasst, der empirisch zu $\xi = 2.3$ bestimmt wird [18]. Des Weiteren bezeichnet m die Anzahl der QWs. Zwischen berechneten und experimentell ermittelten Schwellenströmen lässt sich gute Übereinstimmung erkennen, wodurch die angenommenen Werte für $\tilde{\alpha}_i$ und ξ bestätigt werden.

2.1.6 Ratengleichungen

Die Modulationsbandbreite realer Laserdioden wird oft durch die Aufbautechnik, die Kapazität der Bondpads, die Induktivität der Bonddrähte oder die elektrische Fehlanpassung bei höheren Frequenzen limitiert. Aber auch ohne Berücksichtigung externer Faktoren ist die Modulationsbandbreite eines direktmodulierten Lasers beschränkt. Um die Modulationseigenschaften des intrinsischen Lasers zu charakterisieren, ist es üblich, Photonendichte S und Ladungsträgerdichte N der aktiven Schicht durch Ratengleichungen zu beschreiben [4]. Unter der Annahme, dass der Strom homogen injiziert wird und der Gewinn überall gleich ist, lauten diese

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_e} - v_{\text{gr}} g S \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = v_{\text{gr}} \tilde{g} S - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma_{\text{QWs}} \bar{\beta} \frac{N}{\tau_e} \quad , \quad (2.18)$$

wobei I den in die aktiven Schichten mit Volumen V injizierten Strom, τ_e die Lebensdauer der Ladungsträger, v_{gr} die Gruppengeschwindigkeit des Lichtes, g den Materialgewinn der aktiven Schichten, $\tilde{g} = \Gamma_{QWs}g$ den modalen Gewinn, Γ_{QWs} den Füllfaktor, τ_p die Photonenlebensdauer und $\bar{\beta}$ den spontanen Emissionsfaktor beschreiben.

Die Photonendichte im Resonator kann somit nicht direkt, sondern nur über ein Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung durch den Strom I beeinflusst werden. Die sich durch ihre Lösung ergebende Resonanzfrequenz f_r liegt üblicherweise im Frequenzbereich unter 10 GHz und nimmt mit dem Strom I zu. Spezielle Laserdioden erreichen höhere Resonanzfrequenzen [22]–[25], dennoch stellt die Resonanz eine Begrenzung der Modulationsbandbreite direktmodulierter Laserdioden dar.

2.1.7 Chirp

Durch Modulation der Ladungsträgerdichte verändert sich der Brechungsindex des Halbleiters und damit auch der effektive Brechungsindex der Wellenleitermode einer direktmodulierten Laserdiode. Emittiert dieser im stationären Betrieb auf einer Mode mit der Wellenlänge $\lambda = c/f$, variiert seine Frequenz unter Ladungsträgerdichtemodulation um Δf . Dieser Effekt wird Chirp genannt und kann durch

$$\Delta f = \frac{1}{4\pi} \alpha_H \Gamma_{QWs} v_{gr} \Delta g \quad (2.19)$$

beschrieben werden [4, 26]. Dabei bezeichnet Δg die durch die Ladungsträgerdichtemodulation verursachte Abweichung vom Schwellengewinn g_{th} und

$$\alpha_H = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial n / \partial N}{\partial g / \partial N} \quad (2.20)$$

den Henry-Faktor. Für gewöhnliche Laserdioden liegt α_H zwischen -1 und -7 [4, 27].

Die aufgrund der Linienverbreiterung vorhandene Aufweitung des Laseremissionsspektrums unter Modulation erschwert die Anwendung in der optischen Datenübertragung, insbesondere bei $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

2.2 Optische Datenübertragung

Seit einigen Jahrzehnten erfreut sich die optische Datenübertragung zunehmend an Beliebtheit. Dabei geht es um die Zielsetzung, einen Datenstrom mit Hilfe von Komponenten der Optoelektronik an einem entfernten Ort zur Verfügung zu stellen. Sie wird heute in verschiedensten Varianten praktiziert. Lediglich als Stichworte seien an dieser Stelle die analoge optische Datenübertragung [28], Freistrahldatenübertragung und Mehrmodenfaserverübertragung genannt. Diese Arbeit beschränkt sich auf die digitale Datenübertragung unter Verwendung von Standard-Einmodenglasfasern (SSMF), da sie den derzeit vielversprechendsten Ansatz für hochbitratige optische Datenübertragung bzw. Datenübertragung über weite Entfernungen darstellt.

Seitdem SSMF hergestellt werden können, die für Betriebswellenlängen in einem Fenster um $\lambda = 1550$ nm sehr verlustarm betrieben werden können, stehen optische Übertragungskanäle mit gigantischer Bandbreite zur Verfügung. Es werden Dämpfungen von weniger als 0.2 dB/km erreicht [29, 30]. Leider bereitet der Phasenverlauf der Übertragungsfunktion von SSMF bei dieser Wellenlänge von $\lambda = 1550$ nm Probleme. SSMF haben hier einen Dispersionskoeffizienten [31] von

$$D_\lambda = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \approx 17 \text{ ps}/(\text{nm km}) \quad . \quad (2.21)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass sich die Gruppenlaufzeiten der oberen und unteren spektralen Komponente eines Modulationssignals der Bandbreite $\Delta\nu = 5$ GHz in einer 100 km langen SSMF um 85 ps unterscheiden. Seit jüngerer Zeit sind dispersionskompensierende Fasern erhältlich, welche einen negativen Dispersionskoeffizienten aufweisen, wodurch die Gesamtdispersion optischer Verbindungen gezielt eingestellt werden kann. Außerdem existieren für diese Wellenlänge kommerziell erhältliche rauscharme Faserverstärker.

SSMF haben noch eine weitere interessante Betriebswellenlänge von $\lambda = 1310$ nm. Bei dieser Wellenlänge ist der Phasenverlauf der Faserübertragungsfunktion linear, allerdings ist die Faserdämpfung mit ≈ 0.35 dB/km deutlich höher und muss durch den Einsatz von SOAs kompensiert werden [28].

Um die Bandbreite von SSMF möglichst effizient zu nutzen, benötigt man ein geeignetes Modulationsverfahren sowie optische Sende- und Empfangskomponenten, um die Amplitude und evtl. auch die Phase eines monochromatischen Trägers zu modulieren bzw. auszuwerten. Da die Phase bei direktmodulierten Laserdioden nicht kontrolliert und mit einfachen Photodioden nicht ausgewertet werden kann, sind Phasenmodulationsverfahren aufwendig. In dieser Arbeit werden lediglich Amplitudenmodulationsverfahren diskutiert. Die einfachste Möglichkeit zur Amplitudenmodulation besteht in der Direktmodulation einer Laserdiode. Dabei wird sie durch den mittleren Laserstrom $\langle I_{LD} \rangle$ oberhalb der Laserschwelle im Arbeitspunkt betrieben und durch den Modulationsanteil des Laserstroms $\delta I_{LD} = I_{LD} - \langle I_{LD} \rangle$ in ihrer Ausgangsleistung P_{opt} moduliert. Diese setzt sich entsprechend aus der mittleren optischen Leistung $\langle P_{\text{opt}} \rangle$ und dem Modulationsanteil

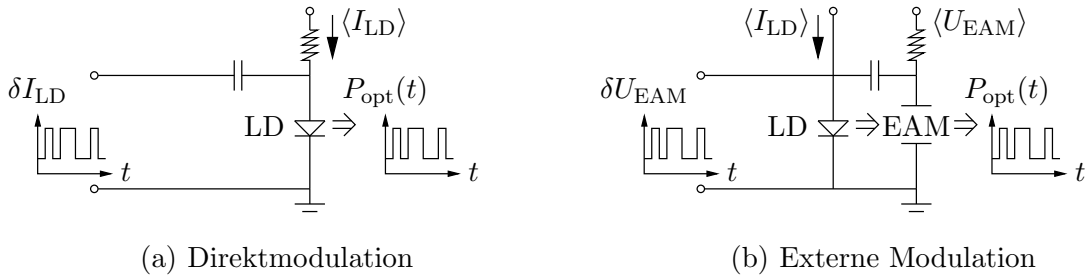


Abbildung 2.17: Schematische Darstellungen zur Generation eines amplitudenmodulierten Signals mit Hilfe der Direktmodulation (a) und der externen Modulation (b).

$\delta P_{opt} = P_{opt} - \langle P_{opt} \rangle$ zusammen. Alternativ betreibt man die Laserdiode im Dauerstrichbetrieb und das von ihm emittierte Licht wird mit Hilfe eines externen Modulators entsprechend der Modulatorspannung U_{EAM} absorbiert. Der Arbeitspunkt des EAMs wird durch die mittlere EAM-Spannung $\langle U_{EAM} \rangle$ festgelegt. Der Modulationsanteil der EAM-Spannung $\delta U_{EAM} = U_{EAM} - \langle U_{EAM} \rangle$ geht in δP_{opt} über. Die Generation eines amplitudenmodulierten Trägers mit Hilfe der Direktmodulation und der externen Modulation wird in Abbildung 2.17 schematisch verdeutlicht.

Ein derzeit in der optischen Datenübertragung verbreitetes Modulationsverfahren ist non-return-to-zero (NRZ). Um ein Datensignal mit Datenrate B_R zu übertragen, wird dabei einer logischen 1 für die Symboldauer $T_S = 1/B_R$ eine optische Leistung $P_{opt,1}$ und entsprechend einer logischen 0 die optische Leistung $P_{opt,0}$ zugeordnet. Einen exemplarischen Signalverlauf eines optischen NRZ-Signals veranschaulicht Abbildung 2.18(a). Eine andere Darstellungsmöglichkeit ist das in Abbildung 2.18(b) gezeigte Augendiagramm. Dabei wird der Signalverlauf um Vielfache der Symboldauer T_S verschoben und überlagert dargestellt. Die sich ergebende Augenöffnung kann als Maß zur Bewertung der Signalqualität herangezogen werden. Ein erheblicher Vorteil des Augendiagramms gegenüber der nicht überlagerten Darstellung besteht darin, dass es näherungsweise unabhängig vom konkreten Datensignal ist. In der Realität ist damit zu rechnen, dass die zu übertragenden

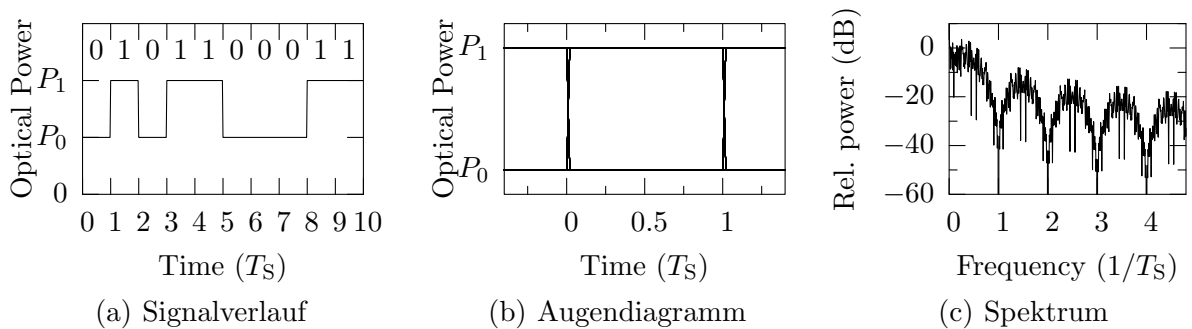


Abbildung 2.18: Exemplarischer Signalverlauf (a), Augendiagramm (b) und Spektrum (c) eines ungefilterten NRZ-kodierten Signals mit Periodizität $2^7 - 1$.

Daten unkorreliert sind, weil es normalerweise keinen Sinn macht, Informationen mehrfach zu übertragen. Das im Labor zur Verfügung stehende pseudo-Zufallssignal (engl.: pseudo-random bit sequence (PRBS)) wird aus einer logischen Verknüpfung der Werte eines Schieberegisters berechnet und ist deterministisch und periodisch [32]. Je nach Periodizität des PRBS-Signals verhält sich ein Übertragungskanal ihm gegenüber jedoch näherungsweise wie gegenüber unkorrelierten Signalen, so dass ein PRBS-Signal als Testsignal dienen kann.

Am Ende eines Übertragungskanals muss entschieden werden, ob eine logische 0 oder 1 übertragen wurde. Dies ist nur fehlerfrei möglich, wenn das Augendiagramm offen ist, d.h. wenn der Signalverlauf zu jedem Entscheidungszeitpunkt richtig zugeordnet werden kann. Bei dem in Abbildung 2.18(b) gezeigten Augendiagramm ist dies problemlos möglich, denn die Übergangszeiten sind idealisiert als beliebig klein angenommen. Außerdem liegen alle Übergänge aufeinander. Abbildung 2.18(c) zeigt den Betrag des Spektrums des NRZ-kodierten Signals aus Abbildung 2.18(b), das sich mittels Fourier-Transformation aus dem zeitlichen Signalverlauf ergibt [33]. Wegen der sehr schnellen Übergänge hat es ein breites Spektrum mit spektralen Anteilen weit über die Frequenz $1/T_S$ hinaus.

2.2.1 Signal-zu-Rauschverhältnis

Am Ende eines optischen Übertragungskanals wird das optische Signal in der Regel in ein elektrisches Signal gewandelt. Für hochbitratige optische Systeme haben sich hierfür unter anderem pin-Dioden bewährt. Ein absorbiertes Photon erzeugt ein Elektron–Loch-Paar, welches durch ein elektrisches Feld getrennt wird und somit einen Photostrom [4]

$$I_{\text{PD}} = \eta_{\text{PD}} \frac{q}{\hbar\omega} P_{\text{opt}} \quad (2.22)$$

verursacht, wobei der Quantenwirkungsgrad η_{PD} maximal 1 sein kann. Wird im optischen Signal die Leistung $\Delta P_{\text{opt}} = P_1 - P_0$ moduliert, führt dies zu einem modulierten Photostrom

$$\Delta I_{\text{PD}} = \eta_{\text{PD}} \frac{q}{\hbar\omega} \Delta P_{\text{opt}} \quad , \quad (2.23)$$

wobei die Zeitkonstanten des Detektors zunächst als vernachlässigbar klein angenommen werden. Üblicherweise hat der sich anschließende elektrische Verstärker mit Eingangswiderstand R_{amp} eine von Null verschiedene untere Grenzfrequenz. Daher trägt der mittlere Photostrom

$$\langle I_{\text{PD}} \rangle = \eta_{\text{PD}} \frac{q}{\hbar\omega} \langle P_{\text{opt}} \rangle \quad (2.24)$$

nicht zur Signalleistung

$$P_S = R_{\text{amp}} \cdot \left(\frac{\Delta I_{\text{PD}}}{2} \right)^2 \quad (2.25)$$

bei, die in den Eingangswiderstand des Verstärkers abgegeben wird. Neben dem durch Beleuchtung verursachten Photostrom I_{PD} fließt in Photodioden ein von der Beleuchtung unabhängiger Dunkelstrom I_{dark} .

In den Eingangswiderstand des Verstärkers wird neben der Signalleistung P_S auch die Rauschleistung P_N abgegeben. Diese setzt sich aus den Rauschleistungen verschiedener Rauschphänomene zusammen [4, 34].

- Thermisches Rauschen

Das thermische Rauschen beruht auf die Tatsache, dass die Bewegung der Ladungsträger für höhere Temperaturen durch Gitterschwingungen erschwert wird. Die thermische Rauschleistungsdichte

$$N_{\text{th}} = k_B T \quad (2.26)$$

ist näherungsweise frequenzunabhängig, und skaliert mit der Temperatur T des Widerstands. Der Faktor $k_B = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ heißt Boltzmannkonstante. Entsprechend beschreibt

$$P_{\text{N,th}} = N_{\text{th}} \Delta\nu = k_B T \Delta\nu \quad (2.27)$$

die thermische Rauschleistung im Frequenzbereich mit der Bandbreite $\Delta\nu$.

- Schrotrauschen

Durch das zufällige Eintreffen der Photonen in die Absorptionsschicht einer Photodiode wird Schrotrauschen erzeugt. Unter der Annahme einer Poisson-Statistik wird es durch die Rauschleistungsdichte

$$N_{\text{shot}} = 2q I_{\text{PD}} R_{\text{amp}} \quad (2.28)$$

beschrieben und ist wie das thermische Rauschen näherungsweise frequenzunabhängig. Allerdings nimmt N_{shot} anders als das thermische Rauschen mit dem Widerstand R_{amp} zu. Außerdem skaliert N_{shot} mit dem Photostrom I_{PD} , womit die Rauschleistungsdichte auch von der optischen Leistung P_{opt} abhängt. In einem Frequenzbereich $\Delta\nu$ befindet sich die Schrotrauschleistung

$$P_{\text{N,shot}} = 2q I_{\text{PD}} R_{\text{amp}} \Delta\nu \quad (2.29)$$

- Dunkelstromrauschen

In einer Photodiode werden auch ohne Beleuchtung Elektron–Loch-Paare generiert, die den Strom I_{dark} verursachen. Ihre Generation kann wie die Photonenverteilung durch die Poisson-Statistik beschrieben werden. Es ergibt sich die durch I_{dark} verursachte Rauschleistungsdichte

$$N_{\text{dark}} = 2q I_{\text{dark}} R_{\text{amp}} \quad (2.30)$$

und entsprechend die Rauschleistung

$$P_{N,\text{dark}} = 2qI_{\text{dark}}R_{\text{amp}}\Delta\nu \quad . \quad (2.31)$$

Bei guten Photodioden liegt der Dunkelstrom im unteren nA-Bereich. Das durch ihn verursachte Dunkelstromrauschen ist in der Regel gegenüber dem Schrotrauschen zu vernachlässigen.

Insgesamt wird die Rauschleistung

$$P_N = P_{N,\text{th}} + P_{N,\text{shot}} + P_{N,\text{dark}} \quad (2.32)$$

an den Eingangswiderstand des Verstärkers abgegeben.

Hat dieser die Rauschzahl NF und den Gewinn G , gibt er an seinem Ausgang die Rauschleistung

$$P_{N,\text{amp}} = GP_N + k_B T \Delta\nu G(NF - 1) \quad (2.33)$$

und die Signalleistung

$$P_{S,\text{amp}} = GP_S \quad (2.34)$$

ab. Das Signal am Ausgang des elektrischen Verstärkers weist somit ein Signal-zu-Rauschverhältnis (engl.: signal to noise ratio (SNR)) von

$$\text{SNR} = \frac{P_{S,\text{amp}}}{P_{N,\text{amp}}} = \frac{GP_S}{GP_N + k_B T \Delta\nu G(NF - 1)} \quad (2.35)$$

auf. Durch die Einführung einer effektiven Rauschtemperatur

$$T_{\text{eff}} = T \cdot NF \quad (2.36)$$

kann das Verstärkerrauschen elegant durch ein erhöhtes thermisches Widerstandsrauschen beschrieben werden. Somit ergibt sich das SNR zu

$$\text{SNR} = \frac{R_{\text{amp}}\Delta I_{\text{PD}}^2/4}{k_B T_{\text{eff}}\Delta\nu + 2q\langle I_{\text{PD}}\rangle R_{\text{amp}}\Delta\nu + 2qI_{\text{dark}}R_{\text{amp}}\Delta\nu} \quad , \quad (2.37)$$

wobei die Abhängigkeit des Schrotrauschens von P_{opt} vernachlässigt wird.

Alle in (2.37) berücksichtigten Rauschterme nehmen mit der Bandbreite $\Delta\nu$ linear zu, was eine Begrenzung der Bandbreite erfordert. Filtert man das Signal aus Abbildung 2.18 mit einem Tiefpass erster Ordnung und Grenzfrequenz $0.7 \cdot 1/T_S$, ergeben sich Signalverlauf, Augendiagramm und Spektrum wie in Abbildung 2.19 dargestellt. Das Augendiagramm ist deutlich geöffnet, was eine fehlerfreie Zuordnung weiterhin erlaubt, allerdings sind die Übergangszeiten nun in der Größenordnung der Symboldauer T_S . Außerdem liegen die

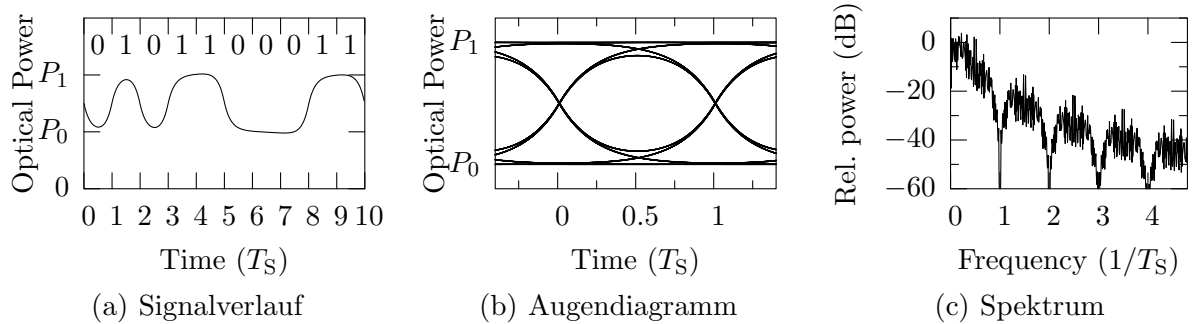


Abbildung 2.19: Exemplarischer Signalverlauf (a), Augendiagramm (b) und Spektrum (c) eines mit $0.7 B_R$ gefilterten NRZ-Signals mit Periodizität $2^7 - 1$.

Signalpegel nicht mehr exakt aufeinander, sondern variieren leicht, je nach Vorgeschichte. Die Abhängigkeit der Augenöffnung von der Bandbreite $\Delta\nu$ wird in Abbildung 2.20 aufgezeigt. Reduziert man die Bandbreite auf unter B_R , wird die Augenöffnung nicht mehr durch das SNR entsprechend (2.37) begrenzt, sondern durch die Entartung der Signalpegel. Es hat sich gezeigt, dass $\Delta\nu \approx 0.7 B_R$ eine vernünftige Wahl ist.

Für einen Eingangswiderstand von $R_{\text{amp}} = 50 \Omega$ und Photoströme von $I_{\text{PD}} < 1 \text{ mA}$ wird der Nenner in (2.37) durch den Beitrag des thermischen Rauschens dominiert, so dass das SNR näherungsweise als

$$\text{SNR} \approx \frac{R_{\text{amp}} \Delta I_{\text{PD}}^2 / 4}{k_B T_{\text{eff}} \Delta\nu} \quad (2.38)$$

angegeben werden kann. Eine Erhöhung des Eingangswiderstands R_{amp} verbessert demnach das SNR, allerdings erfordert dies eine kapazitätsarme Verstärkereingangsstufe, damit seine RC-Zeitkonstante τ_{RC} mindestens die Bandbreite $\Delta\nu$ aufweist [36]. Wird das SNR eines Empfängers jedoch durch den Beitrag des Schrotrauschens begrenzt, ist die Näherung (2.38) nicht zulässig und das SNR ist vom Eingangswiderstand R_{amp} unabhängig.

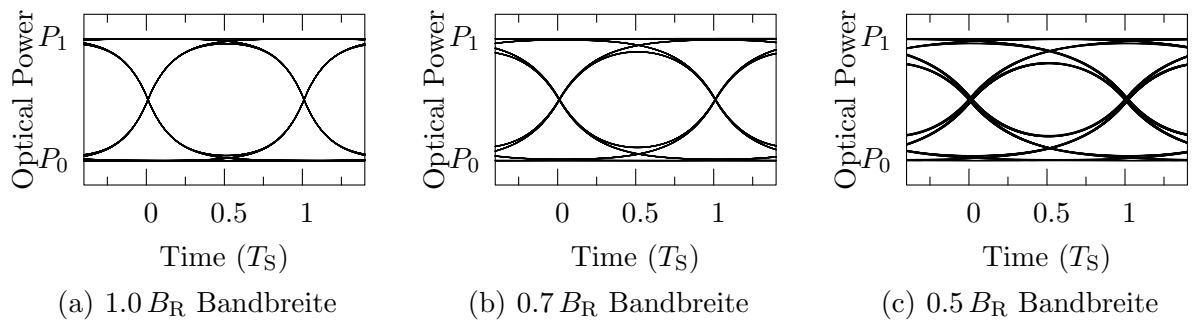


Abbildung 2.20: Berechnete Augendiagramme eines NRZ-Signals nach einem Übertragungskanal mit $1.0 B_R$ (a), $0.7 B_R$ (b) und $0.5 B_R$ (c) Bandbreite. Die Signal-Periodizität beträgt $2^7 - 1$.

2.2.2 Übertragungsfunktion

Ein Übertragungskanal mit Sender und Empfänger reduziert in der Regel die Qualität des Augendiagramms. Dafür gibt es viele Ursachen. Durch die im vorherigen Abschnitt diskutierten Rauscheffekte wird das SNR begrenzt. Oft limitiert die Modulationsbandbreite der optischen Sendekomponente die Bandbreite des Übertragungskanals und reduziert somit die Signalqualität bei entsprechend hohen Datenraten. Aber nicht nur die 3-dB Grenzfrequenz, sondern auch die Welligkeit der Übertragungsfunktion ist wichtig. Dies wird anhand der in Abbildung 2.21 gezeigten Diagramme verdeutlicht. Das Augendiagramm, das in Abbildung 2.21(a) gezeigt wird, entspricht einem Übertragungskanal mit einer Übertragungsfunktion eines Tiefpasses erster Ordnung und ohne parasitäre Welligkeit des Frequenzganges. Es entspricht somit dem in Abbildung 2.18(b) gezeigten Augendiagramm. In der Praxis ist es jedoch unmöglich, ein Übertragungssystem mit idealer Übertragungsfunktion zu realisieren. Mehrere schwache elektrische und optische Reflexionen führen zu einer frequenzselektiven Übertragungsfunktion. Bereits ab einer Welligkeit von ± 1 dB liegen die Übergänge nicht mehr aufeinander und bewirken eine Aufweitung der Signalpegel im Augendiagramm in Abbildung 2.21(b). Abbildung 2.21(c) veranschaulicht die Situation für eine erhöhte Welligkeit von ± 2 dB. Es ist somit von großer Bedeutung, dass der Übertragungskanal einschließlich Sende- und Empfangskomponenten einen extrem flachen Frequenzgang aufweist. Dies stellt insbesondere beim Entwurf von hochbitratigen optischen Übertragungssystemen mit Datenraten von über 10 Gbit/s eine Herausforderung an optische und elektrische Komponenten dar.

2.2.3 Entscheidungsschwelle

Nachdem ein amplitudenmoduliertes optisches Signal am Ende einer optischen Übertragungsstrecke in einen elektrischen Strom umgewandelt wurde, wird dem zeit- und wertkontinuierlichen Signal ein digitales Empfangssignal zugeordnet, das mit hoher Wahrchein-

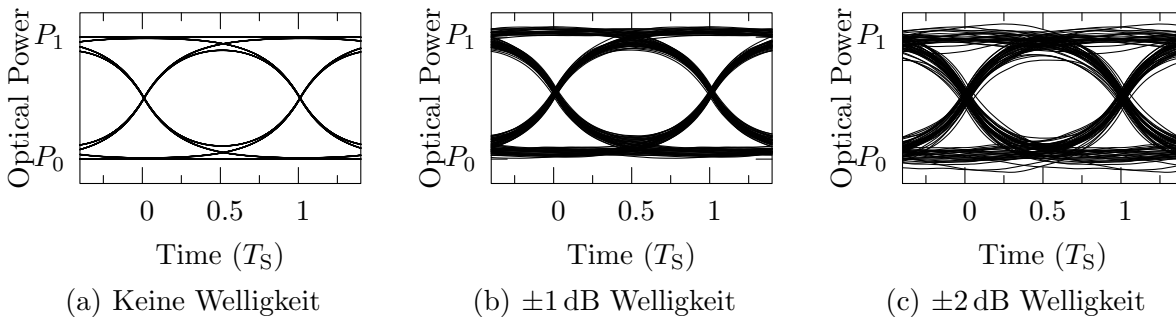


Abbildung 2.21: Berechnete Augendiagramme eines NRZ-Signals nach einem Übertragungskanal mit $0.7 B_R$ Bandbreite ohne (a), mit ± 1 dB (b) und ± 2 dB (c) Welligkeit der Übertragungsfunktion. Die Periodizität des Signals beträgt $2^7 - 1$.

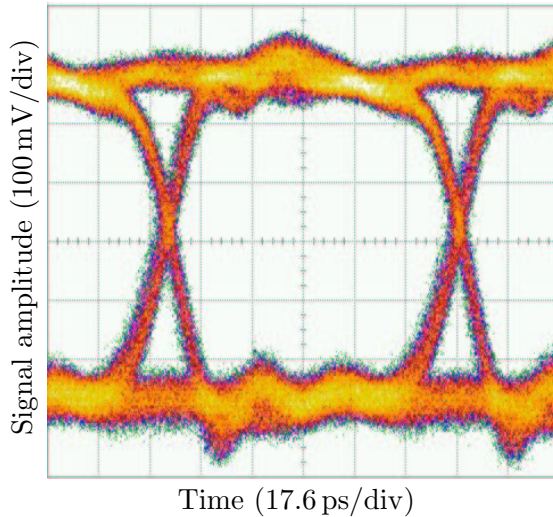


Abbildung 2.22: Gemessenes Augendiagramm eines NRZ-kodierten Signals bei einer Datenrate von 10 Gbit/s. Die Periodizität beträgt $2^7 - 1$.

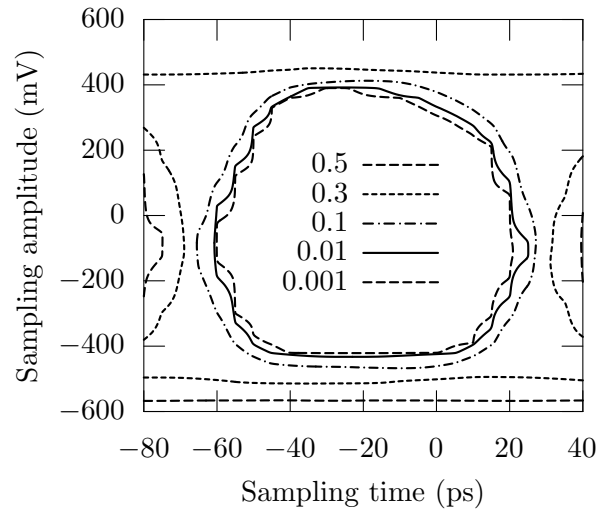


Abbildung 2.23: Gemessene Bitfehlerhäufigkeit für verschiedene Abtastzeitpunkte und Entscheidungsschwellen des Signals aus Abbildung 2.22.

lichkeit dem Sendesignal entsprechen soll. Eine einfache Möglichkeit hierzu besteht darin, das zeitkontinuierliche Signal mit der Periodizität t_{ab} abzutasten und die wertkontinuierlichen Abtastwerte ab einer gewissen Entscheidungsschwelle einer logischen 1, andernfalls einer logischen 0 zuzuordnen. Die Wahl des Abtastzeitpunktes und der Entscheidungsschwelle sind dabei wesentliche Parameter. Abbildung 2.22 stellt ein Augendiagramm eines ungefilterten NRZ-kodierten Datensignals mit einer Datenrate von $B_R = 10$ Gbit/s dar. Die Anstiegs- und Abfallszeiten betragen ca. 25 ps. Innerhalb der durch Rauschen überlagerten Signalpegel lassen sich leichte Pegelabweichungen erkennen. Dennoch ist das hier exemplarisch dargestellte Augendiagramm deutlich geöffnet. Es bietet sich an, die Mitte der Augenöffnung als Abtastzeitpunkt und Entscheidungsschwelle zu wählen. In Abbildung 2.23 ist die zugehörige gemessene Bitfehlerhäufigkeit als Funktion des Abtastzeitpunktes und der Entscheidungsschwelle dargestellt. Da das Augendiagramm aus Abbildung 2.22 deutlich geöffnet ist, ergibt sich ein großer Bereich, in dem der Abtastwert fehlerfrei dem Sendesignal zugeordnet werden kann. Wird der Abtastzeitpunkt oder die Entscheidungsschwelle an den Rand der Augenöffnung gesetzt, nimmt die gemessene Bitfehlerhäufigkeit rasch zu. Dafür gibt es zwei Ursachen.

- Rauschen

Die in Abschnitt 2.2.1 diskutierten Rauschphänomene überlagern den im Augendiagramm dargestellten Signalverlauf. Da das Rauschen stochastischen Ursprungs ist,

wird der reale Signalverlauf zu zufälligen Zeitpunkten so stark gestört, dass es zu Fehlentscheidungen kommt.

- Reduzierte Signalqualität

Da bei realen Übertragungssystemen die Signalverläufe im Augendiagramm nicht exakt aufeinander liegen, können einige von ihnen auch ohne Berücksichtigung von Rauschen zu Fehlentscheidungen führen. So ist es beispielsweise möglich, dass die “0-1-0”-Folge des Signals mit dem in Abbildung 2.20(c) dargestellten Augendiagramm immer falsch erkannt wird, wenn die Entscheidungsschwelle ungünstig festgelegt wird. Auch bei dem Signal mit dem in Abbildung 2.21(c) dargestellten Augendiagramm kann es passieren, dass eine ungünstige Wahl der Entscheidungsschwelle zu deterministischen Fehlentscheidungen gewisser Signalverläufe führt.

Es bietet sich an, ein optisches System durch eine mittlere Bitfehlerwahrscheinlichkeit P_b zu charakterisieren. Werden sehr viele Bits übertragen, kann P_b durch die experimentell zugängliche relative Bitfehlerhäufigkeit angenähert werden. Während die Bitfehlerwahrscheinlichkeit eines durch Rauschen begrenzten optischen Systems mit zunehmender Empfangsleistung schnell abnimmt, ist ihr Einfluss bei optischen Übertragungssystemen mit reduzierter Signalqualität deutlich schwächer. Die verbleibende Bitfehlerwahrscheinlichkeit wird als Error-floor bezeichnet.

2.2.4 Dispersion

Eine weitere Schwierigkeit beim Design von optischen Verbindungen stellt die Dispersion der Glasfaser dar. Verschiedene spektrale Anteile haben unterschiedliche Laufzeiten, was zu einer Impulsverschmierung und einer damit verbundenen Degradation des Augendiagramms führt. In Abbildung 2.24 wird ein gemessenes Augendiagramm eines direktmodulierten DFB-Lasers mit Emissionswellenlänge von $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ bei einer Datenrate von 10 Gbit/s gezeigt. Es ist deutlich geöffnet, und wenn sowohl Abtastzeitpunkt als auch Entscheidungsschwelle entsprechend gewählt werden, ermöglicht es eine quasi fehlerfreie Detektion. Es ist allerdings auch deutlich zu erkennen, dass die Signalpegel nicht nur durch Rauschen erweitert werden, sondern aufgrund eines nicht ideal flachen Frequenzverlaufs nicht exakt aufeinander liegen. Abbildung 2.25 zeigt die gemessenen relativen Bitfehlerhäufigkeiten in Abhängigkeit von der optischen Empfangsleistung P_{rec} für eine Datenrate von 4 Gbit/s. Ohne Faser relevanter Länge ergibt sich ab einer mittleren optischen Empfangsleistung von -22.8 dBm eine relative Bitfehlerhäufigkeit von weniger als 10^{-9} . Mit 50 km langer SSMF ist aufgrund dispersionsbedingter Signalverzerrungen gut 2 dB mehr Empfangsleistung nötig, um die gleiche relative Bitfehlerhäufigkeit messen zu können. Die Tatsache, dass mehr Empfangsleistung für gleiche Bitfehlerhäufigkeit benötigt wird, bezeichnet man als Power-Penalty.

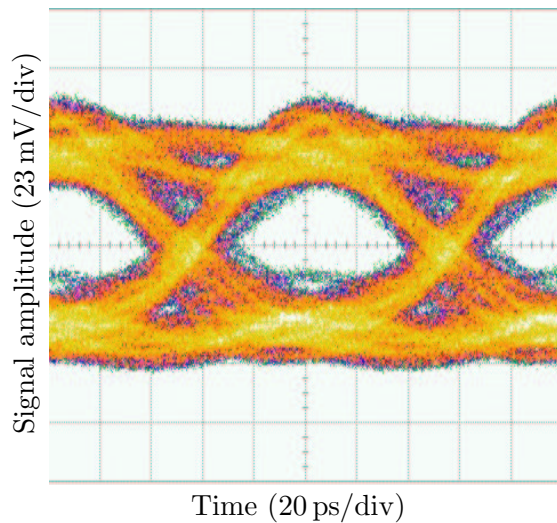


Abbildung 2.24: Gemessenes Augendia-gramm eines direktmodulierten DFB-Lasers mit $\lambda = 1550$ nm bei einem Laserstrom von $I_{LD} = 70$ mA, einer Datenrate von 10 Gbit/s und einer Bandbreite von $\Delta\nu = 7$ GHz.

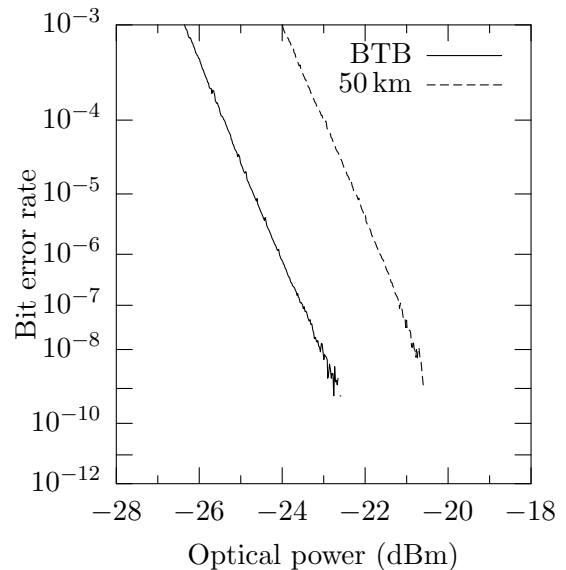


Abbildung 2.25: Gemessene relative Bitfehlerhäufigkeit des DFB-Lasers aus Abbildung 2.24 bei einer Datenrate von 4 Gbit/s ohne (engl.: back-to-back (BTB)) und mit 50 km-langer SSMF als Funktion der optischen Empfangsleistung. Die Messbandbreite beträgt $\Delta\nu = 3$ GHz.

Die spektrale Breite von direktmodulierten Laserdioden wird in der Regel nicht durch die Breite des Modulationsspektrums gegeben, sondern durch die in Abschnitt 2.1.7 diskutierte parasitäre Frequenzmodulation, den Chirp. Dieser limitiert den Einsatz von direktmodulierten DFB-Lasern mit Emissionswellenlängen von $\lambda = 1.55$ μm als Sendekomponenten für hochbitratige optische Verbindungen. Externe Modulatoren versprechen deutlich weniger Chirp und sind daher eine attraktive Alternative, besonders wenn sie monolithisch integriert, mit vergleichbarem Aufwand realisiert werden können.

2.2.5 Alternative Modulationsverfahren

NRZ ist das einfachste Modulationsverfahren, das in optischen Verbindungen Anwendung findet. Ein digitaler Datenstrom wird mehr oder weniger direkt auf eine optische Sendekomponente gegeben, übertragen und detektiert. Sind 1 und 0 näherungsweise gleich verteilt, kann der Gleichanteil des Photostroms $\langle I_{PD} \rangle$ als Entscheidungsschwelle dienen. Das Modulationsverfahren NRZ hat allerdings auch Nachteile. Am Empfänger muss das Taktsignal zurückgewonnen werden, was bei dem Sendesignal für viele gleiche Symbole in Folge Schwierigkeiten bereiten kann. Außerdem enthält das Spektrum nicht periodischer Signale beliebig niedrige Frequenzanteile, was die Trennung von Signal und Vorstrom bzw. von Signal und Spannung an Sendekomponente bzw. Empfangsdiode erschwert.

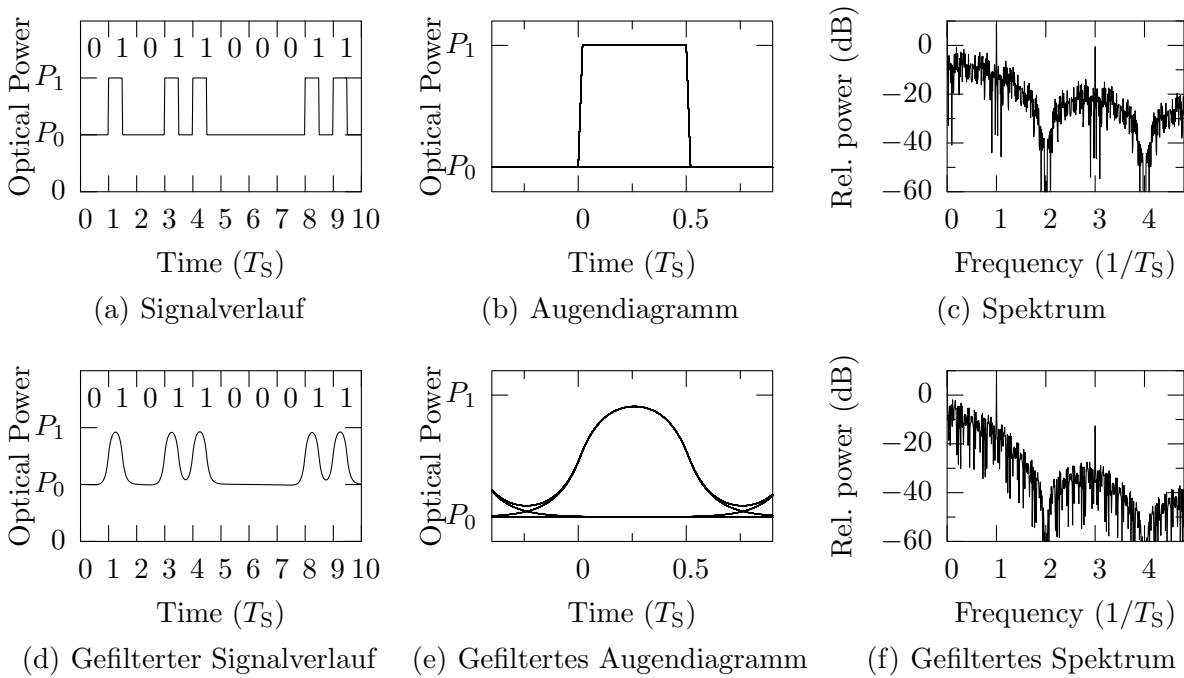


Abbildung 2.26: Exemplarische Signalverläufe (a,d), Augendiagramme (b,e) und Spektren (c,f) eines ungefilterten (a–c) und mit $1.5 B_R$ gefilterten (d–f) RZ-kodierten Signals mit Periodizität $2^7 - 1$.

Ein alternatives Modulationsverfahren ist die return-to-zero (RZ) Modulation [35]. Dabei endet jedes Elementarsignal auf der optischen Leistung P_0 , geht also wieder “zur Null” zurück. Abbildung 2.26 gibt eine Übersicht über Signalverlauf, Augendiagramm und Spektrum eines RZ-kodierten Datensignals. Wie aus dem Spektrum in Abbildung 2.26(c) ersichtlich, befindet sich die erste Nullstelle bei $2/T_S$, und liegt damit verglichen zur NRZ-Kodierung bei doppelter Frequenz. Demzufolge wird auch eine erhöhte Bandbreite benötigt. Die Abbildungen 2.26(d–e) zeigen Signalverlauf, Augendiagramm und Spektrum eines mit $1.5 B_R$ gefilterten RZ-kodierten Signals. Auch weil RZ-kodierte Datensignale für lange 1-Folgen im Vergleich zu NRZ-kodierten Signalen einfacher zu dekodieren sind, finden sie — oft auch in Kombination mit optischen Verstärkern — Verwendung [37, 38].

Optische RZ-Signale können mit zwei hintereinander geschalteten EAMs besonders einfach erzeugt werden [39]. Einer der EAMs wird hierfür mit einem harmonischen elektrischen Signal mit Frequenz $f = 1/T_S$ versorgt, um aus einem unmodulierten optischen Signal einen periodischen Impulskamm zu formen. Der zweite EAM wird mit einem elektrischen NRZ-Signal gespeist, dessen Bitrate $B_R = 1/T_S$ und Phasenlage auf den Impulskamm abgestimmt sind. Abhängig vom Datensignal werden einige der Impulse absorbiert. Somit ist es möglich, ein optisches RZ-Signal aus einem elektrischen NRZ-Signal zu generieren. Abbildung 2.27 veranschaulicht die diskutierte Konfiguration.

Ein weiteres alternatives Modulationsverfahren ist die Mehrpegel-Modulation [40]. Dabei

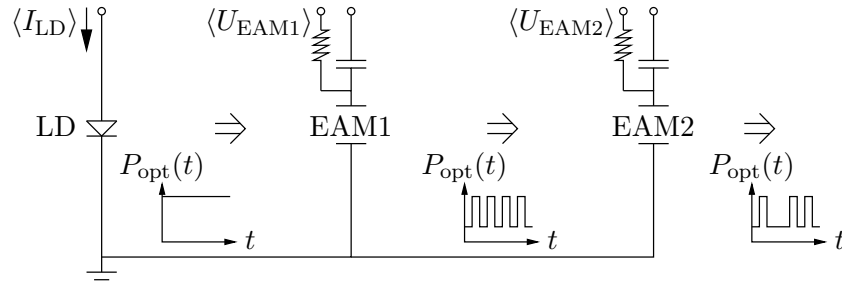


Abbildung 2.27: Schematische Darstellung einer Konfiguration zur Erzeugung eines optischen RZ-Signals mit Hilfe zweier hintereinander geschalteter EAMs, die mit einem harmonischen und einem elektrischen NRZ-Signal gespeist werden.

werden mehr als zwei Symbole im Sendalphabet zugelassen, was die Übertragungsrate auf über ein Bit pro Sendesymbol (1 bit/symb) erhöht, ohne mehr Bandbreite zu benötigen. Fasst man zwei Bit in einem Symbol zusammen, werden $2^2 = 4$ Zustände benötigt, weshalb die Mehrpegel-Modulation mit 2 bit/symb auch als Vierpegel-Modulation bekannt ist. Abbildung 2.28 zeigt Signalverlauf, Augendiagramm und Spektrum eines ungefilterten Vierpegel-Signals. Die Bandbreite kann wie beim NRZ-kodierten Signal auf das 0.7-fache der Symbolrate reduziert werden. Die Abbildungen 2.28(d-f) zeigen den gefilterten Signalverlauf, das Augendiagramm und das zugehörige Spektrum.

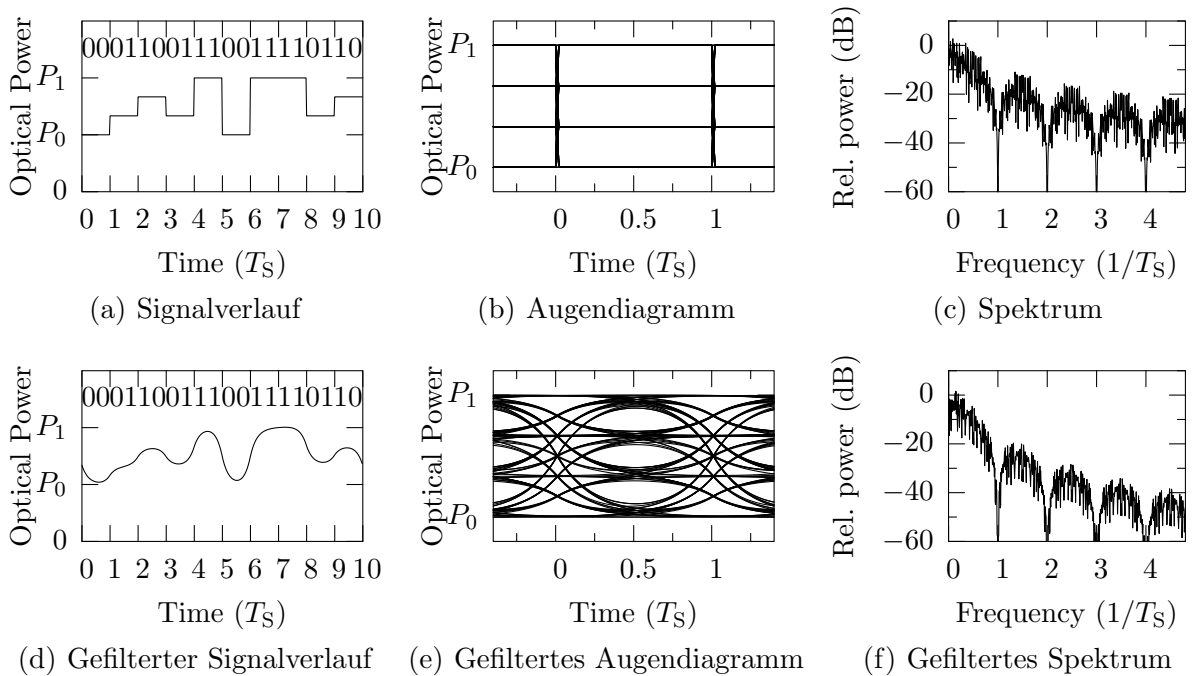


Abbildung 2.28: Exemplarische Signalverläufe (a,d), Augendiagramme (b,e) und Spektren (c,f) eines ungefilterten (a-c) und mit $0.7 B_R$ gefilterten (d-f) Vierpegel-Signals mit Periodizität $2^7 - 1$.

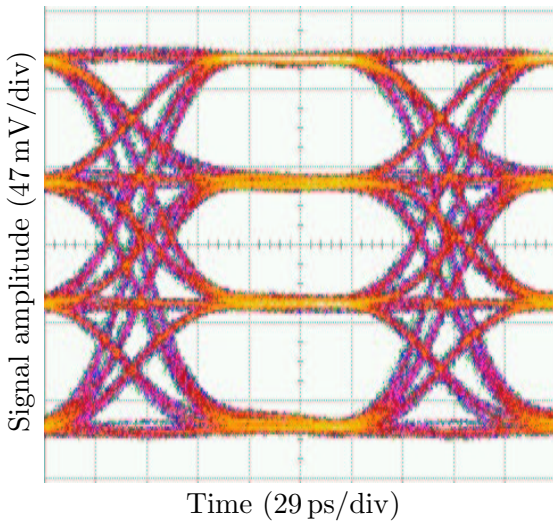


Abbildung 2.29: Gemessenes Augendia-gramm eines elektrischen Vierpegel-Signals bei einer Datenrate von 11.4 Gbit/s. Die Periodizität beträgt $2^7 - 1$ und die Messbandbreite 7 GHz.

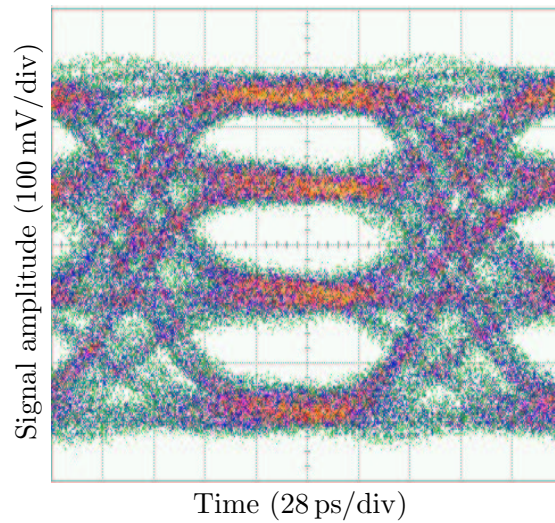


Abbildung 2.30: Gemessenes Augendia-gramm eines mit einem direktmodulierten DFB-Laser generierten optischen Vierpegel-Signals bei einer Datenrate von 11.4 Gbit/s. Die Periodizität beträgt $2^7 - 1$ und die Messbandbreite 7 GHz.

Ein Vierpegel-Signal kann durch Addition zweier elektrischer konventioneller NRZ-Signale verschiedener Amplituden generiert werden, bevor es der optischen Sendekomponente zugeführt wird. Abbildung 2.29 zeigt ein so erzeugtes elektrisches Augendia-gramm bei einer Datenrate von 5.7 Gsym/s. Da jedes Symbol zwei Bit Information enthält, entspricht dies einer Bitrate von $B_R = 2 \cdot 5.7 \text{ Gsym/s} = 11.4 \text{ Gbit/s}$. Die Signalpegel sind gut sichtbar und kaum aufgeweitet, was eine gut funktionierende Ansteuerelektronik dokumentiert. Wird dieses Signal einem direktmodulierten DFB-Laser zugeführt, ergibt sich das in Abbildung 2.30 gezeigte Augendia-gramm. Obwohl es drei gut erkennbare Augenöffnungen aufweist, wird im Vergleich zu Abbildung 2.29 deutlich, dass ein nicht ideal flacher Frequenzverlauf die Signalpegel aufweitet.

Bei der Vierpegelmodulation liegen die Sendesymbole im Vergleich zur konventionellen NRZ-Modulation deutlich dichter. Um den gleichen Abstand der Signalpegel wie bei der NRZ-Modulation zu erhalten, wird eine Verfünfachung der Signalleistung benötigt. Auch die Notwendigkeit einer vergleichsweise komplizierten Ansteuerelektronik begründet, warum die Vierpegelmodulation in heutigen optischen Systemen kaum Verwendung findet.

Mit zwei hintereinander geschalteten EAMs können Vierpegel-Signale deutlich einfacher generiert werden. Dabei werden beide EAMs mit einem NRZ-Signal angesteuert. Werden Länge und Amplitude der EAMs entsprechend gewählt, wirkt sich die Absorptionsänderung des ersten EAMs stärker aus als die des zweiten EAMs, wodurch sich ein optisches Vierpegel-Signal ergibt.

3 Laser mit verteilter Rückkopplung

Durch geeignetes Design der Wellenleiterrippe in Abbildung 2.10 ist es möglich, einen einmodigen Wellenleiter herzustellen. Der Resonator kantenemittierender Laserdioden kann prinzipiell mehrere longitudinale Moden führen, da er — im Gegensatz zum VCSEL — etliche Wellenlängen lang ist und mehrere longitudinale Moden im Gewinnspektrum liegen. Für viele Anwendungen ist jedoch ein einmodiges Emissionsspektrum erforderlich. Durch eine periodische longitudinale Wellenleiterstörung kann eine Mode bevorzugt werden. Der Resonator wird bei dieser Art von Laser nicht durch die Reflexionen an den Facetten sondern durch an der Wellenleiterstörung auftretende Reflexionen gebildet [41]–[43]. An jeder Störstelle wird ein geringer Teil in die in entgegengesetzte Richtung laufende Mode reflektiert. Für einen Wellenleiter mit rechteckförmiger Variation des Brechungsindex wird die längenbezogene Kopplung durch den Koppelfaktor [44]

$$\kappa = \frac{1}{\Lambda} \frac{|\hat{H}^-|}{|\hat{H}^+|} = \frac{1}{\Lambda} 2 \frac{n_{\text{eff},a} - n_{\text{eff},b}}{n_{\text{eff},a} + n_{\text{eff},b}} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{\Lambda n_{\text{eff}}} \quad (3.1)$$

angegeben, wobei jeweils $\lambda/4$ -lange Segmente mit konstanten Brechungsindices $n_{\text{eff},a}$ und $n_{\text{eff},b}$ angenommen werden. Des Weiteren bezeichnen \hat{H}^+ und \hat{H}^- die Phasoren der sich in $+z$ und $-z$ -Richtung ausbreitenden Wellen, $n_{\text{eff}} = (n_{\text{eff},a} + n_{\text{eff},b})/2$ den effektiven Brechungsindex, $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff},a} - n_{\text{eff},b}$ die Brechungsindex-Modulation und Λ die Periodizität der Wellenleiterstörung. Ein Laser mit einer solchen verteilten Rückkopplung wird als Distributed Feedback (DFB)-Laser bezeichnet. Je nachdem, ob der Realteil des Brechungsindex, der Gewinn oder die Absorption moduliert wird, spricht man von Index-, Gewinn- oder Verlustkopplung. Entsprechend (3.1) ergeben sich reale oder imaginäre Werte für κ . Abbildung 3.1 zeigt einen Überblick über DFB-Laser mit den drei angesprochenen Koppelmechanismen. Der derzeit oft verwendete Koppelmechanismus ist die in Abbildung 3.1(a) skizzierte reine Indexkopplung. Um das dafür benötigte Indexgitter entlang des Resonators zu realisieren, können die Bauelemente durch holographische Belichtung und Ätzen strukturiert werden. Anschließend ist in der Regel ein weiterer Epitaxieschritt notwendig, um die vertikale Schichtstruktur abzuschließen. Bei dem in Abbildung 3.1(b) dargestellten Koppelmechanismus der reinen Gewinnkopplung wird entweder durch periodisch modulierte Strominjektion oder durch periodisches Anätzen der verstärkenden

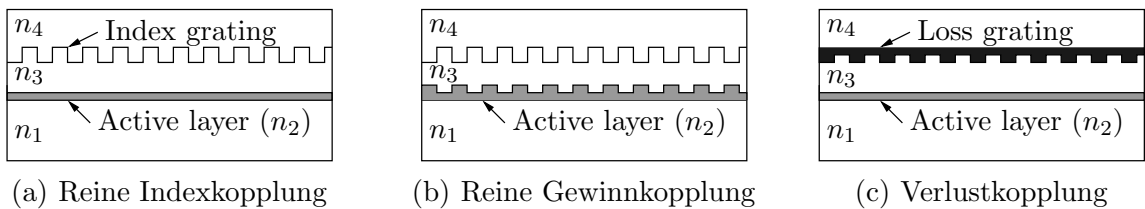


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung von DFB-Lasern mit unterschiedlichen Koppelmechanismen.

Wellenleiterschichten der Gewinn in longitudinaler Richtung variiert. Ein so realisiertes Gewinngitter hat in der Regel auch Auswirkungen auf den Brechungsindex, so dass ein zweites Indexgitter benötigt wird, welches die Modulation des effektiven Brechungsindex kompensiert [45]. Die Realisierung von DFB-Lasern mit reiner Gewinnkopplung gestaltet sich daher sehr aufwendig. Abbildung 3.1(c) zeigt einen DFB-Laser mit Verlustkopplung. Dabei werden die Wellenleiterverluste periodisch moduliert. Da Metalle extrem hohe Absorptionskoeffizienten aufweisen, kann Verlustkopplung durch ein lateral zur Wellenleiterrippe strukturiertes Metallabsorptionsgitter realisiert werden [17]. Streng genommen wird auch bei diesem Koppelmechanismus der Realteil des effektiven Brechungsindex variiert, weshalb man auch von komplexer Kopplung spricht. Die Auswirkungen eines Metallabsorptionsgitters auf den Realteil von κ sind in der Regel jedoch vernachlässigbar, so dass der Begriff der Verlustkopplung angemessen ist.

Abhängig vom modalen Brechungsindex des Wellenleiters n_{eff} und der Periodizität Λ der Wellenleiterstörung ist die Braggwellenlänge als

$$\lambda_B = 2\Lambda \text{Re}\{n_{\text{eff}}\} \quad (3.2)$$

definiert. Da Wellenleiterverluste bzw. der modale Gewinn durch den imaginären Anteil des Brechungsindex erfasst werden, können die an jeder Störstelle auftretenden Amplitudenreflexionen gemäß

$$r = \frac{n_{\text{eff},a} - n_{\text{eff},b}}{n_{\text{eff},a} + n_{\text{eff},b}} \quad (3.3)$$

beschrieben werden. Die Phasenlage der Reflexion ergibt sich je nach Index-, Gewinn- oder Verlustkopplung entsprechend. Im Falle reiner Indexkopplung beträgt sie 0 oder π , im Falle reiner Verlust- oder Gewinnkopplung $\pm\pi/2$. Mit Hilfe der in Anhang D.1 beschriebenen Transfermatrixmethode können die im Resonator ausbreitungsfähigen Moden ermittelt werden [46]. Je nach Art der Kopplung spielen dabei die Spaltkanten eine wichtige Rolle. Ihre Position in Bezug auf die Periodizität der Wellenleiterstörung kann jedoch meistens nicht mit der notwendigen Genauigkeit realisiert werden, so dass sie als Zufallsgröße zu betrachten ist.

3.1 Indexkopplung

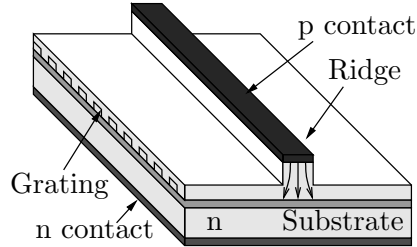


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines indexgekoppelten DFB-Lasers mit epitaktisch hergestelltem Gitter.

Ein Laser, dessen Wellenleiter in longitudinaler Richtung eine effektive Brechungsindexvariation aufweist, wird DFB-Laser mit Indexkopplung genannt. Eine Realisierungsmöglichkeit der Indexkopplung besteht darin, eine Gitterstruktur in das Halbleitermaterial zu ätzen und es anschließend epitaktisch zu überwachsen. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung eines indexgekoppelten DFB-Lasers, wobei in der Darstellung auf die Passivierung und das Bondpad verzichtet wird.

Zur Berechnung seiner longitudinalen Moden wird sein Wellenleiter zunächst in Abschnitte mit konstantem effektivem Brechungsindex unterteilt, die nach (2.5) bestimmt werden. Die Berechnung der Moden im Resonator reduziert sich somit auf ein eindimensiona-

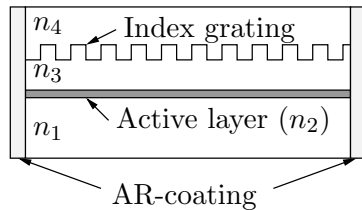


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines DFB-Lasers mit Indexkopplung und zwei entspiegelten Facetten.

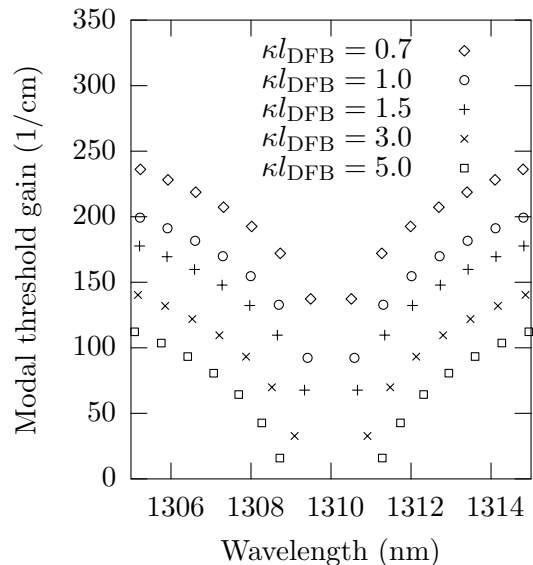


Abbildung 3.4: Modendiagramm eines beidseitig entspiegelten DFB-Lasers mit reiner Indexkopplung für verschiedene Werte von κl_{DFB} , $\lambda_B = 1310$ nm und $\Lambda = 200$ nm.

les Problem. Eine Skizze eines beidseitig entspiegelten indexgekoppelten DFB-Lasers ist in Abbildung 3.3 dargestellt. In ihm ist keine Mode mit der Braggwellenlänge ausbreitungsfähig, da sich die Phase einer Welle nach einem kompletten Resonatorumlauf um π verschiebt und sich somit nicht konstruktiv überlagert. Die mit Hilfe der Transfermatrixmethode berechneten Wellenlängen und modalen Schwellengewinne der Moden sind in Abbildung 3.4 für verschiedene Werte von κl_{DFB} dargestellt. Dabei bezeichnet l_{DFB} die Länge des DFB-Lasers. Es ergeben sich symmetrisch zur Braggwellenlänge zwei gleichberechtigte Moden, die durch das sogenannte Stoppband separiert werden. Ihr modaler Schwellengewinn nimmt mit steigendem κl_{DFB} ab. Gleichzeitig erhöht sich die Breite des Stoppbands. Ein solcher DFB-Laser wird nicht longitudinal einmodig emittieren, da in seinem Resonator zwei gleichberechtigte Moden auf der langwelligeren und der kurzwelligeren Seite der Braggwellenlänge ausbreitungsfähig sind und typische Gewinnspektren so breit sind, dass für beide Moden ungefähr der gleiche Gewinn vorliegt.

Mit der Transfermatrixmethode besteht außerdem die Möglichkeit, das Transmissionspektrum für einen modalen Gewinn \tilde{g} knapp unterhalb des modalen Laserschwelligewinns \tilde{g}_{th} zu bestimmen. Für einen indexgekoppelten DFB-Laser mit zwei entspiegelten Facetten und $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ ist dies für einen modalen Gewinn von $\tilde{g} = 0.99 \tilde{g}_{\text{th}}$ in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Braggwellenlänge ist bei $\lambda = 1310$ nm, genau in der Mitte der beiden berechneten Intensitätsmaxima. Obwohl das Emissionsspektrum oberhalb der Laserschwelle mit der angesprochenen Berechnungsmethode der Transfermatrizen nicht

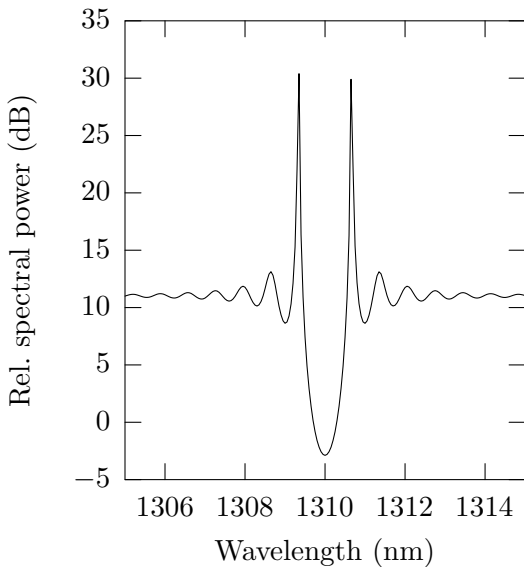


Abbildung 3.5: Berechnetes Transmissionspektrum eines DFB-Lasers mit Indexkopplung und zwei entspiegelten Facetten mit $\tilde{g} = 0.99 \tilde{g}_{\text{th}}$.

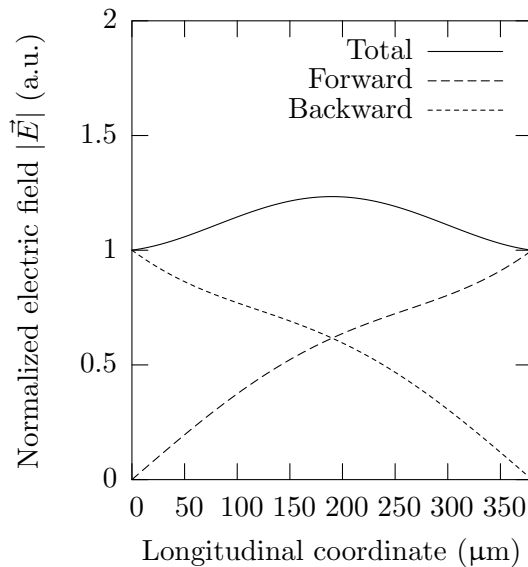


Abbildung 3.6: Berechnete Einhüllende der elektrischen Felder von in $\pm z$ -Richtung laufenden Wellen innerhalb eines $380 \mu\text{m}$ langen DFB-Lasers mit Indexkopplung und zwei entspiegelten Facetten.

ohne Weiteres zugänglich ist, kann das berechnete Transmissionsspektrum als Anhaltspunkt dienen [18]. Abbildung 3.6 zeigt den berechneten longitudinalen Feldverlauf von vorwärts- und rückwärtslaufender Welle innerhalb eines solchen DFB-Lasers. Da die Facetten nicht reflektieren, beginnen die Feldverläufe jeweils bei $|\vec{E}| = 0$ und steigen bis auf den für die Darstellung normierten Wert von 1 an. Für den betrachteten $380 \mu\text{m}$ langen Laser ergeben sich bezüglich $z = 190 \mu\text{m}$ symmetrische Verläufe.

Die Tatsache, dass indexgekoppelte DFB-Laser keine Mode auf der Braggwellenlänge, jedoch zwei zu ihr symmetrisch liegende Moden zulässt, ist auch als Entartung der Moden bekannt [35]. Da DFB-Laser mit zwei konkurrierenden longitudinalen Moden für Anwendungen in der Regel unerwünscht sind, gibt es verschiedene Ansätze um die Entartung aufzuheben. Einige davon werden im Folgenden diskutiert.

3.1.1 Reflexion an einer Facette

Wird auf die Entspiegelung einer der beiden Facetten verzichtet, wird an ihr etwa 28 % der Intensität reflektiert, und abhängig von der Spaltkantenposition kann die zusätzliche Reflexion eine der beiden Resonatormoden bevorzugen. Die zusätzliche Facettenreflexion nach einer Entfernung von Δl_1 nach dem letzten Gittersteg (s. Abbildung 3.7) kann für die Berechnung der Resonatormoden mit Hilfe der Transfermatrixmethode leicht berücksichtigt werden. In Abbildung 3.8 ist das berechnete Modendiagramm eines einseitig entspiegelten DFB-Lasers für verschiedene Positionen der zweiten unbeschichteten Facette

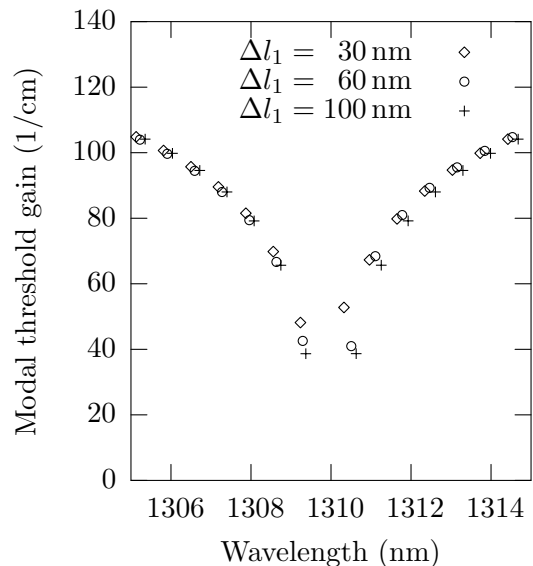
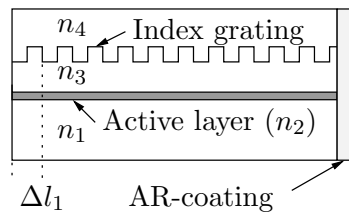


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung eines DFB-Lasers mit Indexkopplung, einer einseitig entspiegelten und einer unbeschichteten Facette.

Abbildung 3.8: Modendiagramm eines einseitig entspiegelten DFB-Lasers mit reiner Indexkopplung mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ für verschiedene Positionen der zweiten unbeschichteten Facette.

dargestellt. Durch die zusätzliche Reflexion an der unbeschichteten Facette werden geringere modale Schwellengewinne erzielt. Für eine Nebenmodenunterdrückung von 30 dB wird ein Unterschied im modalen Gewinn von mindestens 5 cm^{-1} benötigt [18, 45]. Für eine Facettenposition von $\Delta l_1 = 100 \text{ nm}$ gibt es nahezu keinen Unterschied im modalen Schwellengewinn. Für $\Delta l_1 = 30 \text{ nm}$ steigen die modalen Schwellengewinne der beiden Moden unterschiedlich stark an, so dass die Mode auf der kurzwelligeren Seite der Braggwellenlänge einen deutlich geringeren Schwellengewinn als die Mode auf der langwelligeren Seite des Stoppbands aufweist. Abbildung 3.9 zeigt das berechnete Transmissionsspektrum eines solchen DFB-Lasers mit modalem Gewinn knapp unter des Schwellengewinns. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei der gewählten Facettenposition von $\Delta l_1 = 30 \text{ nm}$ die Mode auf der kurzwelligeren Seite der Braggwellenlänge dominiert. Die zugehörigen Verläufe der elektrischen Felder von vorwärts- und rückwärtslaufenden Wellen werden in Abbildung 3.10 gezeigt. Die an der Facette auftretende Reflexion bei $z = 0$ ist gut zu erkennen, denn das elektrische Feld der vorwärtslaufenden Welle beginnt dort nicht bei $|\vec{E}| = 0$, sondern bei einem durch die Facettenreflexion gegebenen Anteil der rückwärtslaufenden Welle.

Da die exakte Position Δl_1 der Facette nicht vorhergesagt werden kann, ist es interessant, eine Statistik zu betrachten. In Abbildung 3.11 sieht man den Unterschied des modalen Gewinns der ersten beiden Moden und den Schwellengewinn der Mode mit kleinstem Schwellengewinn als Funktion der zufällig bestimmten Spaltkantenposition Δl_1 . Die berechneten Ergebnisse sind für $0 \leq \Delta l_1 \leq \Lambda = 200 \text{ nm}$ dargestellt und setzen sich darüber hinaus periodisch fort. Es ergibt sich ein Bereich von 20%, der Bauelemente mit mehr als

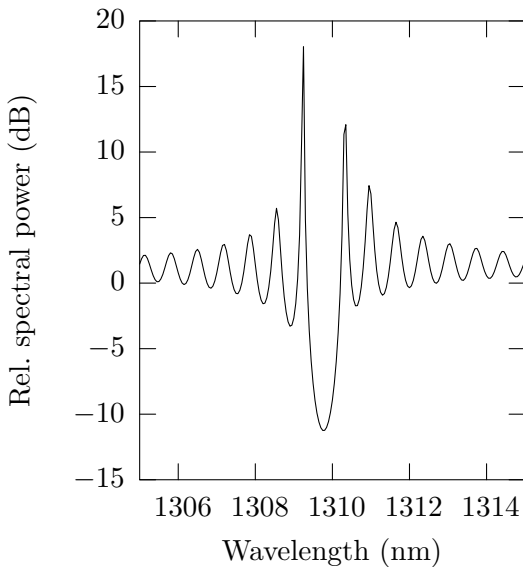


Abbildung 3.9: Berechnetes Transmissionsspektrum eines DFB-Lasers aus Abbildung 3.8 mit $\Delta l_1 = 30 \text{ nm}$ und $\tilde{g} = 0.99 \tilde{g}_{\text{th}}$.

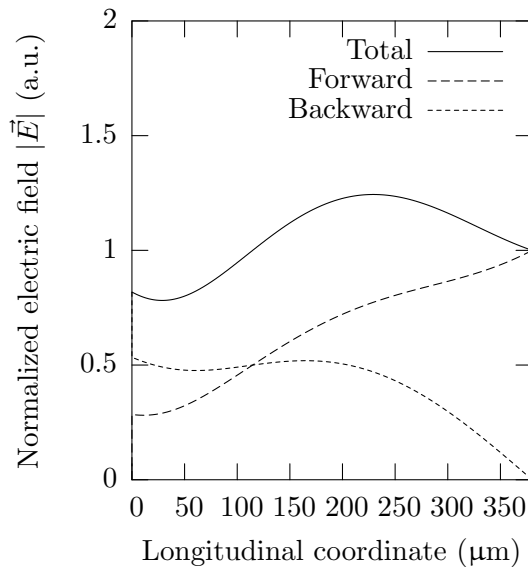


Abbildung 3.10: Berechnete Einhüllende der elektrischen Felder von in $\pm z$ -Richtung laufenden Wellen innerhalb eines DFB-Lasers aus Abbildung 3.8 mit $\Delta l_1 = 30 \text{ nm}$.

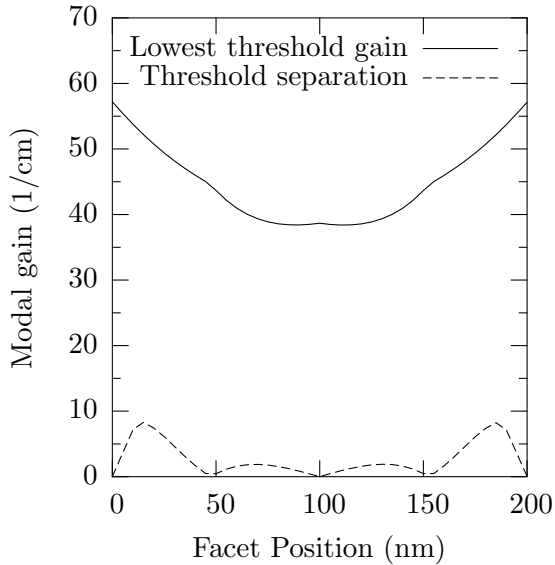


Abbildung 3.11: Unterschied des modalen Schwellengewinns der ersten beiden Moden und modaler Schwellengewinn eines rein indexgekoppelten DFB-Lasers mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$, einer entspiegelten und einer unbeschichteten Facette für verschiedene Spaltkantenpositionen der unbeschichteten Facette.

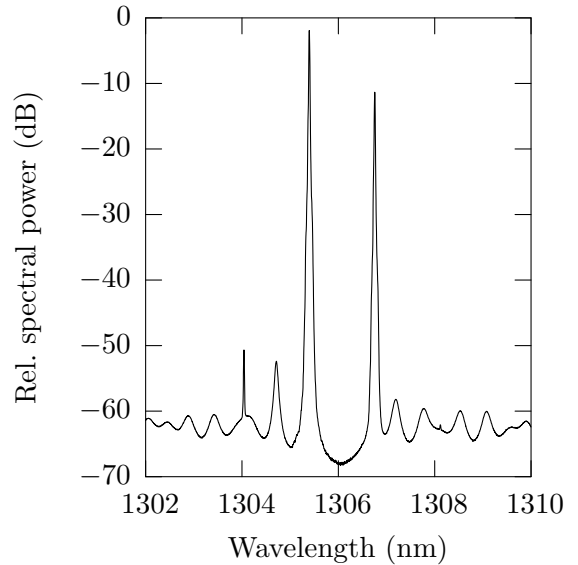


Abbildung 3.12: Gemessenes zweimodiges Emissionsspektrum eines $380 \mu\text{m}$ langen indexgekoppelten DFB-Lasers mit einer entspiegelten und einer unbeschichteten Facette bei $I = 1.5 I_{\text{th}} = 40 \text{ mA}$.

30 dB Nebenmodenunterdrückung verspricht. Diese relativ geringe Ausbeute an einmodigen DFB-Lasern ist ein prinzipielles Problem von indexgekoppelten Lasern. In Abbildung 3.12 ist ein typisches gemessenes Emissionsspektrum eines indexgekoppelten DFB-Lasers mit einer entspiegelten Facette dargestellt. Entsprechend dem Modendiagramm aus Abbildung 3.8 zeigt dieses Bauelement zwei fast gleich starke Moden auf der kurzwelligeren und langwelligeren Seite der Braggwellenlänge λ_B , die für das Bauelement bei $\lambda_B \approx 1306 \text{ nm}$ liegt.

Berücksichtigt man die Reflexionen von beiden Bauelementfacetten, so entsteht ein Bauelement mit konkurrierendem FP-Resonator und zwei Zufallsgrößen, nämlich die Positionen beider Facetten. Mit steigendem κl_{DFB} werden die Moden nahe der Braggwellenlänge zunehmend durch die verteilte Rückkopplung beeinflusst. Die exakten Positionen der beiden Bauelementfacetten sind für die Entwicklung des Modendiagramms für verschiedene Werte von κl_{DFB} maßgebend. In Abbildung 3.13 ist ein exemplarisches Modendiagramm eines beidseitig unbeschichteten DFB-Lasers für verschiedene Werte von κl_{DFB} dargestellt. Für die Berechnung werden beide Facetten $\Delta l_1 = \Delta l_2 = 50 \text{ nm}$ hinter dem Gitterübergang von niedrig- auf hochbrechenden Gittersteg angenommen. Somit ist die Definition von Δl_2 analog zu Δl_1 , welche in Abbildung 3.7 veranschaulicht ist. Für $\kappa l_{\text{DFB}} = 0$ ergeben sich FP-Moden, die mit der analytischen Lösung aus Abschnitt 2.1.5 übereinstimmen. Mit höheren Werten von κl_{DFB} erniedrigt sich für die gewählten Facettenpositionen der Schwel-

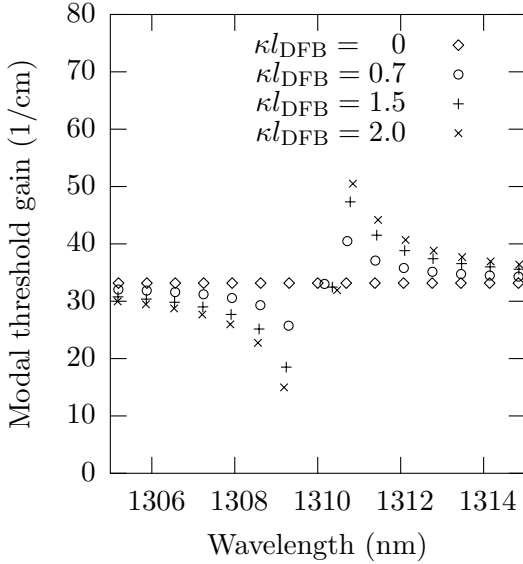


Abbildung 3.13: Modaler Schwellengewinn der Moden, die in einem DFB-Laser mit unterschiedlichem κl_{DFB} und zwei unbeschichteten Facetten ausbreitungsfähig sind. Für die Positionen der Facetten wird $\Delta l_1 = \Delta l_2 = 50 \text{ nm}$ angenommen.

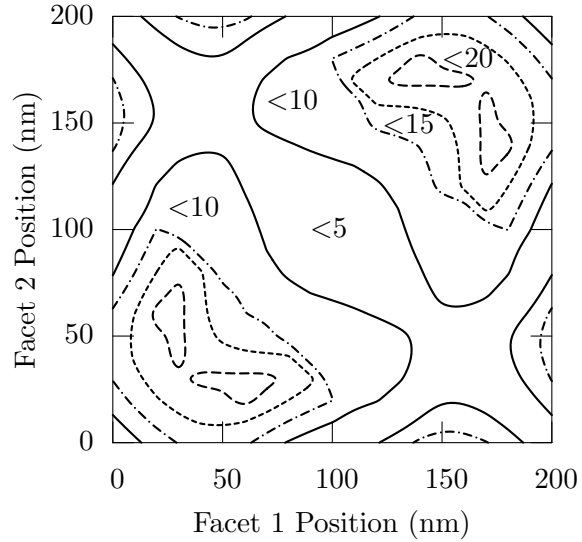


Abbildung 3.14: Unterschied des modalen Schwellengewinns in cm^{-1} der ersten beiden Moden eines indexgekoppelten DFB-Lasers mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ und zwei unbeschichteten Facetten als Funktion der Facettenpositionen Δl_1 und Δl_2 .

lengewinn der Moden auf der kurzwelligeren Seite der Braggwellenlänge $\lambda_B = 1310 \text{ nm}$. Ab einer Kopplung von $\kappa l_{\text{DFB}} \approx 1.0$ ist der Schwellengewinn der Mode auf der kurzwelligeren Seite der Braggwellenlänge um mehr als 5 cm^{-1} erniedrigt, was für einmodige Lasertätigkeit ausreicht.

Dennoch stellt sich wieder die Frage nach der Wahrscheinlichkeit, mit der ein hergestelltes Bauelement einmodig emittiert, weil beide Facettenpositionen nicht zu kontrollieren sind. Abbildung 3.14 zeigt den Unterschied des modalen Schwellengewinns eines DFB-Lasers mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ und zwei unbeschichteten Facetten als Funktion ihrer Position Δl_1 und Δl_2 . Betrachtet man sie als unkorrelierte Zufallsgrößen, ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von 65.4%, dass ein Bauelement einen Unterschied im modalen Schwellengewinn von mindestens 5 cm^{-1} aufweist. Es besteht außerdem die Möglichkeit, den Einfluss einer reflektierenden Facette durch Verwendung von hochverspiegelnden dielektrischen Schichten zu erhöhen, und damit die Ausbeute zu verbessern.

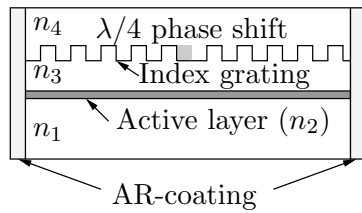
3.1.2 $\lambda/4$ -Phasensprung

Abbildung 3.15: Schematische Darstellung eines DFB-Lasers mit Indexkopplung, einem zentralen Phasensprung um $\lambda/4$ und zwei entspiegelten Facetten.

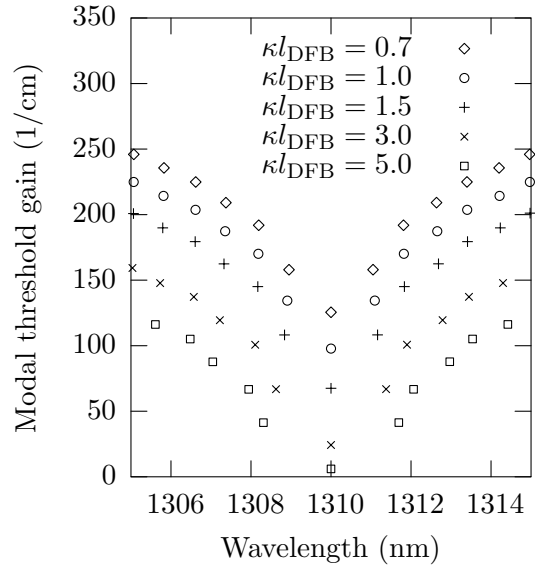


Abbildung 3.16: Modendiagramm eines beidseitig entspiegelten DFB-Lasers mit Indexkopplung, $\lambda_B = 1310$ nm und einem zentralen Phasensprung um $\lambda/4$ für verschiedene Werte von κl_{DFB} .

Ein anderer Ansatz, um die Entartung der Moden aufzuheben, besteht darin, in der Mitte des Indexgitters einen Phasensprung um $\lambda/4$ zu realisieren. Ein solcher DFB-Laser ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Aufgrund des in der Regel technologisch schwer zu realisierenden Phasensprungs ist die Phasenbedingung für eine Mode mit $\lambda = \lambda_B$ erfüllt. Bereits ohne eventuelle Reflexionen an den Bauelementfacetten zu berücksichtigen, ergibt sich das in Abbildung 3.16 dargestellte Modendiagramm. Für verschiedene Werte von κl_{DFB} beträgt der Unterschied des modalen Schwellengewinns zur nächsten longitudinalen Mode mindestens 40 cm^{-1} .

Abbildung 3.17 zeigt das zugehörige Transmissionsspektrum eines solchen DFB-Lasers. Genau wie das Modendiagramm in Abbildung 3.16 lässt es vermuten, dass durch die Einführung eines zentralen Phasensprungs um $\lambda/4$ die Entartung der Moden erfolgreich aufgehoben werden kann und es damit eine perfekte Antwort auf die Problematik der intrinsischen Zweimodigkeit von DFB-Lasern mit Indexkopplung gibt. Leider hat sich gezeigt, dass DFB-Laser mit zentralem Phasensprung einen gravierenden Nachteil mit sich bringen [41]. Abbildung 3.18 zeigt die berechneten elektrischen Felder von vorwärts- und rückwärtslaufenden Wellen innerhalb des DFB-Lasers. Bei der Position des Phasensprungs bei $z = l_{\text{DFB}}/2 = 190 \mu\text{m}$ ergibt sich ein örtliches Maximum für die Feldstärke und damit für die Intensität. Beim zentralen Phasensprung beträgt die berechnete elektrische Feldstärke mehr als das 1.7-fache der elektrischen Feldstärken an den entspiegelten

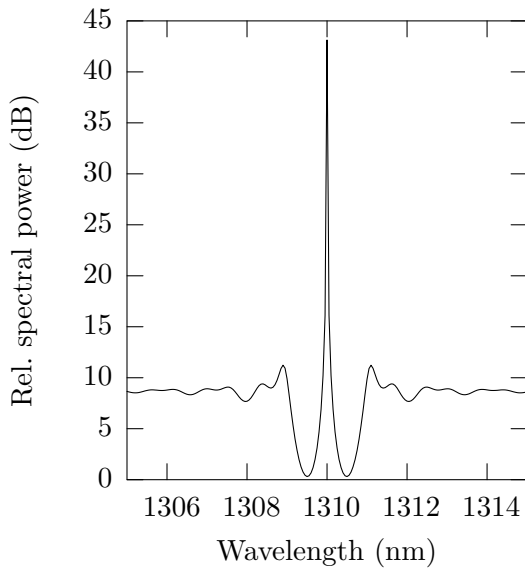


Abbildung 3.17: Berechnetes Transmissionspektrum eines DFB-Lasers mit zentralem Phasensprung um $\lambda/4$ aus Abbildung 3.16 mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ und $\tilde{g} = 0.99 \tilde{g}_{\text{th}}$.

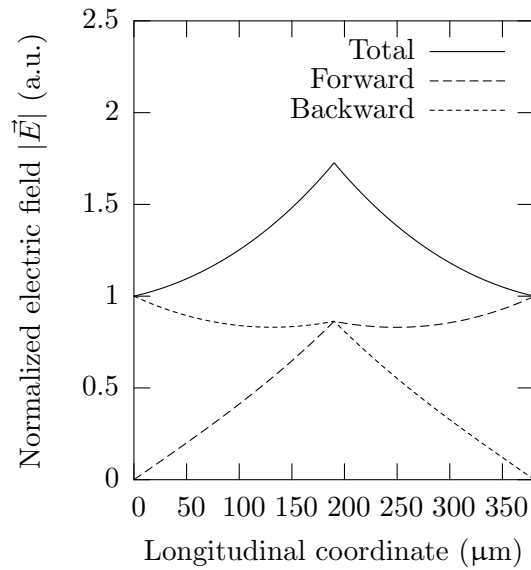


Abbildung 3.18: Berechnete Einhüllende der elektrischen Felder von in $\pm z$ -Richtung laufenden Wellen innerhalb eines DFB-Lasers mit zentralem Phasensprung um $\lambda/4$ aus Abbildung 3.16 mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$.

Facetten. Bereits niedrige Laserströme führen zu einer longitudinal stark inhomogenen Ladungsträgerdichte. Dieser Effekt ist als räumliches Lochbrennen bekannt und führt dazu, dass DFB-Laser mit zentralem Phasensprung um $\lambda/4$ zwar auf der Braggwellenlänge oszillieren, die Nebenmodenunterdrückung jedoch für höhere optische Leistungen stark abnimmt.

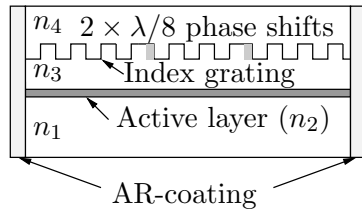
3.1.3 Zwei $\lambda/8$ -Phasensprünge

Abbildung 3.19: Schematische Darstellung eines DFB-Lasers mit Indexkopplung, zwei Phasensprüngen um $\lambda/8$ und zwei entspiegelten Facetten.

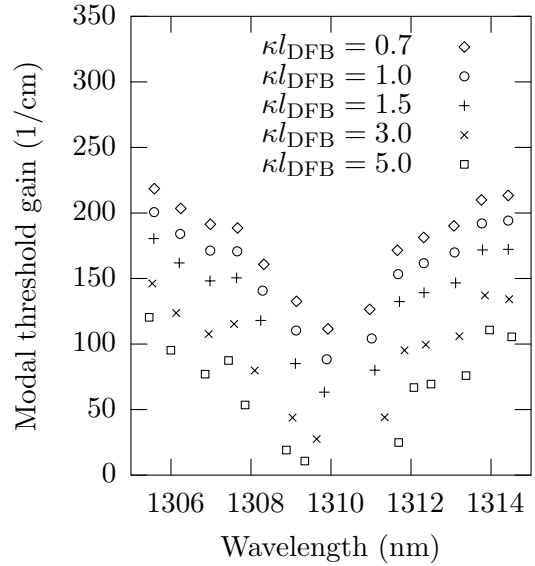


Abbildung 3.20: Modendiagramm eines beidseitig entspiegelten DFB-Lasers mit Indexkopplung, $\lambda_B = 1310$ nm und zwei Phasensprüngen um $\lambda/8$ bei $z = l_{\text{DFB}}/3$ und $z = 2l_{\text{DFB}}/3$ für verschiedene Werte von κl_{DFB} .

Die im letzten Abschnitt diskutierten Schwierigkeiten mit einer Feldüberhöhung in der Nähe des Phasensprungs können dadurch reduziert werden, dass der Phasensprung um $\lambda/4$ auf zwei verschiedene Positionen mit kleinerem Phasensprung um jeweils $\lambda/8$ unterteilt wird, wie in Abbildung 3.19 skizziert ist [41]. Das berechnete Modendiagramm eines solchen DFB-Lasers mit Phasensprüngen bei $z = l_{\text{DFB}}/3 \approx 127 \mu\text{m}$ und $z = 2l_{\text{DFB}}/3 \approx 253 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 3.20 für verschiedene Werte von κl_{DFB} dargestellt. Im Gegensatz zu Abbildung 3.16 ist es nicht mehr symmetrisch zur Braggwellenlänge, dennoch ergibt sich eine Mode mit minimalem modalen Schwellengewinn bei $\lambda \approx \lambda_B = 1310$ nm. Für $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ beträgt der Unterschied des modalen Schwellengewinns zur nächsten longitudinalen Mode 25 cm^{-1} , was für eine Nebenmodenunterdrückung von mindestens 30 dB ausreicht. Im Unterschied zum DFB-Laser mit einem zentralen Phasensprung um $\lambda/4$ nimmt der Unterschied des modalen Schwellengewinns für höhere Werte von κl_{DFB} wieder ab.

In Abbildung 3.21 ist das berechnete Transmissionsspektrum eines DFB-Lasers mit zwei Phasensprüngen um jeweils $\lambda/8$ und $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ zu sehen. Wie das berechnete Modendiagramm in Abbildung 3.20 ist es nicht symmetrisch zu $\lambda_B = 1310$ nm. Die Mode mit $\lambda \approx \lambda_B$ dominiert deutlich. Die in Abbildung 3.22 dargestellten Berechnungen der elektrischen Felder von vorwärts- und rückwärtslaufenden Wellen innerhalb des DFB-Lasers

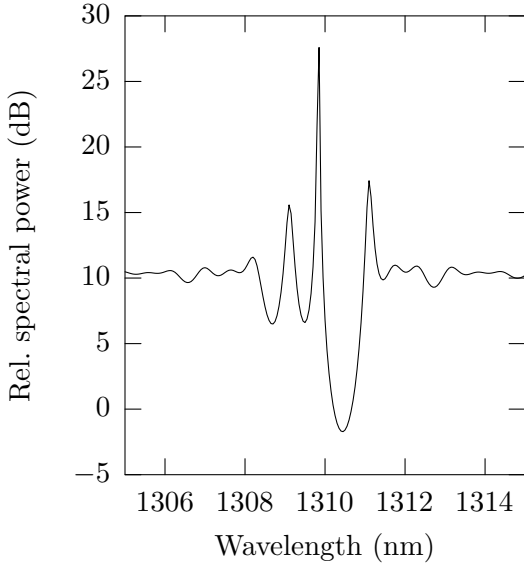


Abbildung 3.21: Berechnetes Transmissionspektrum eines DFB-Lasers mit zwei Phasensprüngen um jeweils $\lambda/8$ aus Abbildung 3.20 mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$ und $\tilde{g} = 0.99 \tilde{g}_{\text{th}}$.

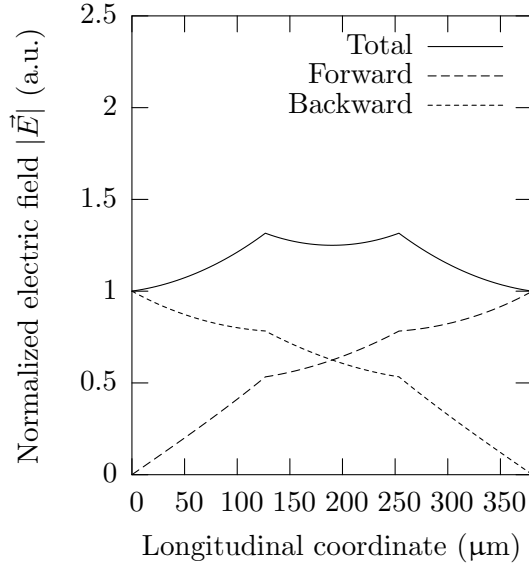


Abbildung 3.22: Berechnete Einhüllende der elektrischen Felder von in $\pm z$ -Richtung laufenden Wellen innerhalb eines DFB-Lasers mit zwei Phasensprüngen um jeweils $\lambda/8$ aus Abbildung 3.20 mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5$.

belegen, dass die Problematik des örtlichen Lochbrennens durch Verwendung von zwei Phasensprüngen um jeweils $\lambda/8$ — anstelle eines zentralen Phasensprungs um $\lambda/4$ — verbessert werden kann. Im Vergleich zu Abbildung 3.18 läuft die elektrische Feldstärke in der Nähe der Phasensprünge weniger spitz zu. Außerdem beträgt die elektrische Feldstärke bei den Phasensprüngen nur noch weniger als das 1.4-fache der elektrischen Feldstärken an den entspiegelten Facetten.

Die Feldüberhöhungen bei den Phasensprüngen lassen sich durch Erhöhung ihrer Anzahl (und gleichzeitiger Reduktion der Sprungweite) weiter reduzieren [41]. DFB-Laser mit vielen kleinen Phasensprüngen werden allerdings auch entsprechend aufwendig in ihrer Herstellung. Um diese so einfach wie möglich zu halten, gibt es verschiedene interessante Ansätze. So kann beispielsweise die Breite der Wellenleiterrippe und damit der effektive Brechungsindex n_{eff} anstelle der realen Gitterperiode Λ variiert werden, wodurch trotz Phasensprünge die Realisierung eines Indexgitters durch holographische Belichtung weiterhin besteht [41]. Eine weitere Realisierungsmöglichkeit besteht in der Verwendung einer gebogenen Wellenleiterrippe, wodurch die effektive Gitterperiode ebenfalls lokal variiert [47]. Dennoch steigt mit jedem zu realisierenden Phasensprung die Komplexität der Herstellung, und es ist derzeit unklar, welches Konzept die Ausbeute von einmodigen DFB-Lasern mit Indexgittern zuverlässig erhöhen kann.

3.2 Verlustkopplung

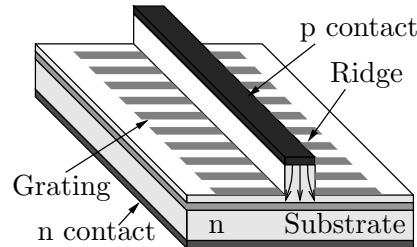


Abbildung 3.23: Schematische Darstellung eines verlustgekoppelten DFB-Lasers mit lateral zur Wellenleiterrippe angebrachten Metallgittern.

Ein DFB-Laser mit periodisch modulierten modalen Verlusten wird als verlustgekoppelter DFB-Laser bezeichnet. Eine Realisierungsmöglichkeit besteht darin, lateral neben die Wellenleiterrippe ein stark absorbierendes Metall zu strukturieren, wie in Abbildung 3.23 skizziert. Dabei spielt die genaue Position des Metallgitters eine entscheidende Rolle, da es mit den entsprechend Abschnitt 2.1.2 berechneten transversalen Modenprofilen in Wechselwirkung treten muss. Im Gegensatz zu DFB-Lasern mit Indexkopplung können DFB-Laser mit Verlustkopplung bei der Braggwellenlänge emittieren. Wie für indexgekoppelte DFB-Laser lassen sich auch für Verlustkopplung die Resonatormoden mit Hilfe der Transfermatrixmethode bestimmen. Das berechnete Modendiagramm eines beidseitig entspiegelten DFB-Lasers mit reiner Verlustkopplung ist in Abbildung 3.24 dargestellt.

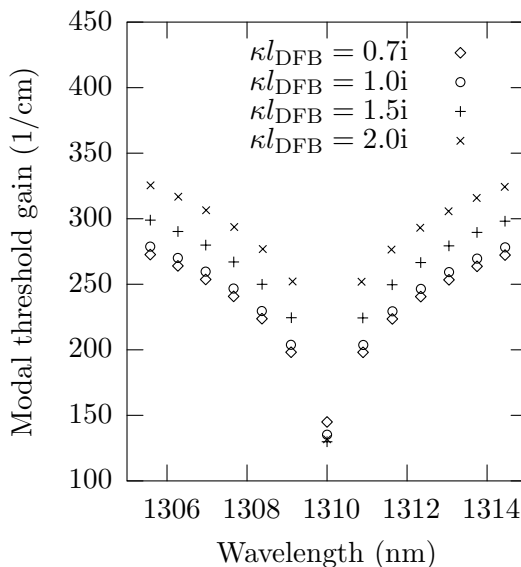


Abbildung 3.24: Modendiagramm eines beidseitig entspiegelten DFB-Lasers mit reiner Verlustkopplung für verschiedene Werte von κl_{DFB} .

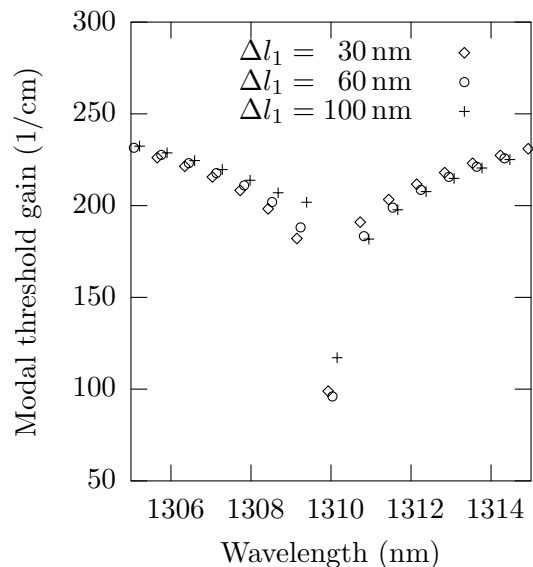


Abbildung 3.25: Modendiagramm eines einseitig entspiegelten DFB-Lasers mit reiner Verlustkopplung ($\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5i$) für verschiedene Positionen der unbeschichteten Facette.

Es ergibt sich eine Mode mit kleinstem Schwellengewinn bei der Braggwellenlänge von $\lambda_B = 1310$ nm. Alle weiteren Moden sind für alle dargestellten Werte von κl_{DFB} um mindestens 50 cm^{-1} erhöht. Allerdings weist auch die verlustärmste Mode einen — verglichen mit den Schwellengewinnen der Moden indexgekoppelter DFB-Laser — hohen Schwellengewinn von über 100 cm^{-1} auf, da die durch das Metallgitter herbeigeführten modalen Verluste kompensiert werden müssen.

Wie beim DFB-Laser mit Indexkopplung können die an den Facetten auftretenden Reflexionen das spektrale Verhalten beeinflussen, wenn diese nicht entspiegelt werden. Ihr Einfluss auf das Modendiagramm lässt sich mit Hilfe der Transfermatrixmethode bestimmen. Für einen DFB-Laser mit Verlustkopplung, einer entspiegelten Facette und unterschiedlichen Positionen der weiteren unbeschichteten Facette ergibt sich die im Modendiagramm in Abbildung 3.25 gezeigte Abhängigkeit von der Spaltkantenposition Δl_1 . Die an der unbeschichteten Facette auftretende Reflexion kann die modalen Schwellengewinne auf unter 100 cm^{-1} reduzieren. Der Unterschied des modalen Schwellengewinns der ersten beiden Moden verändert sich für die drei dargestellten Werte von κl_{DFB} hingegen kaum und beträgt mehr als 50 cm^{-1} .

In Abbildung 3.26 ist das berechnete Transmissionsspektrum eines beidseitig entspiegelten DFB-Lasers mit Verlustkopplung und $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5i$ gezeigt. Wie auch das Modendiagramm in Abbildung 3.24 verdeutlicht es, dass bei DFB-Lasern mit Verlustkopplung auch ohne Facettenreflexionen eine dominierende Mode auf der Braggwellenlänge zu erwarten ist.

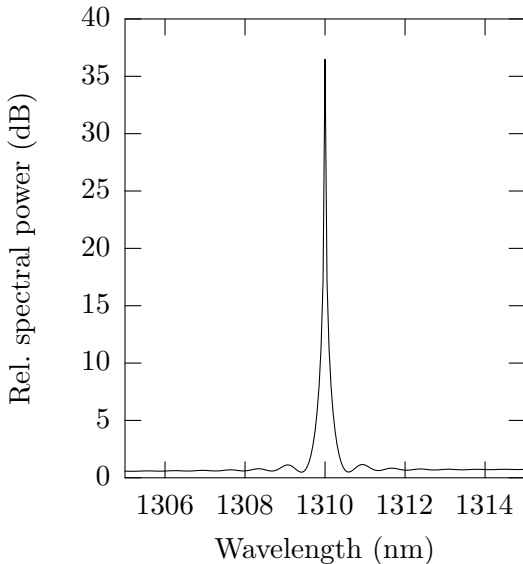


Abbildung 3.26: Berechnetes Transmissionsspektrum eines DFB-Lasers mit Verlustkopplung aus Abbildung 3.24 mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5i$ und $\tilde{g} = 0.99 \tilde{g}_{\text{th}}$.

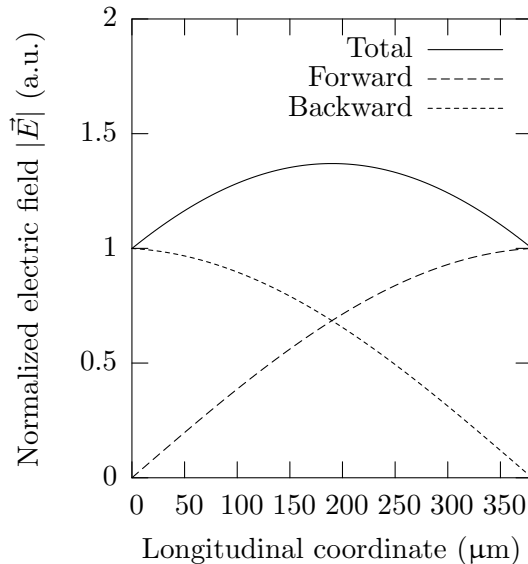


Abbildung 3.27: Berechnete Einhüllende der elektrischen Felder von in $\pm z$ -Richtung laufenden Wellen innerhalb eines DFB-Lasers mit Verlustkopplung aus Abbildung 3.24 mit $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5i$.

Im Gegensatz zu DFB-Lasern mit Indexkopplung und Phasensprung um $\lambda/4$ hat die Verlustkopplung dabei den Vorteil, dass sich keine lokale Feldüberhöhung ausbildet, wie die berechnete elektrische Feldverteilung von vorwärts- und rückwärtslaufenden Wellen in Abbildung 3.27 verdeutlicht.

Wie bereits für DFB-Laser mit Indexkopplung diskutiert, ist die exakte Position einer unbeschichteten reflektierenden Facette während der Herstellung nicht zu kontrollieren, weshalb statistische Aussagen bezüglich des zu erwartenden modalen Schwellengewinns benötigt werden. In Abbildung 3.28 ist der Verlauf des Schwellengewinns und des Gewinnunterschieds in Abhängigkeit der Facettenposition Δl_1 für $\kappa l_{\text{DFB}} = 1.5i$ gezeigt. Der geringste Schwellengewinn wird für eine Facettenposition von $\Delta l_1 = 50$ nm erreicht und beträgt $\tilde{g} = 95 \text{ cm}^{-1}$. Für diese Facettenposition ist der Schwellengewinnunterschied maximal. Entsprechend der in Abbildung 3.28 dargestellten Ergebnisse ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von 98.5 %, dass der Schwellengewinnunterschied mehr als 5 cm^{-1} beträgt und somit der DFB-Laser einmodig emittiert. Anders als beim indexgekoppelten DFB-Laser treten das Minimum des Schwellengewinns und das Maximum des Schwellengewinnunterschieds für die gleiche Facettenposition auf. Für eine Facettenposition von $\Delta l_1 = 150$ nm gibt es die Möglichkeit, dass auch verlustgekoppelte DFB-Laser auf zwei longitudinalen Moden emittieren. Allerdings fällt diese Facettenposition mit dem maximalen Schwellengewinn von über 180 cm^{-1} zusammen. Es ist somit verständlich, dass alle im Rahmen dieser Arbeit realisierten funktionierenden verlustgekoppelten DFB-

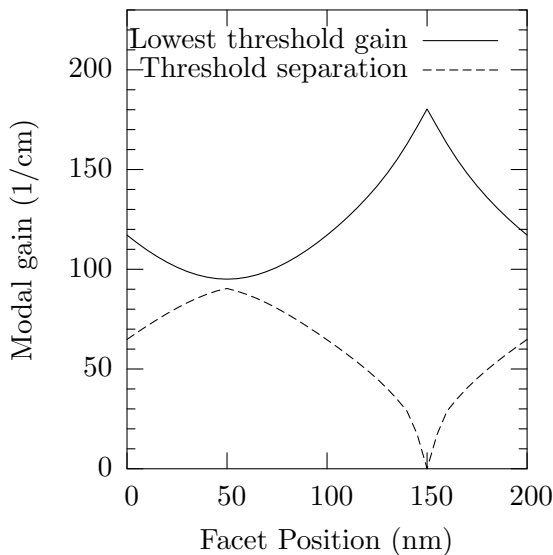


Abbildung 3.28: Unterschied des modalen Gewinns der ersten beiden Moden und modaler Schwellengewinn eines verlustgekoppelten DFB-Lasers mit einer entspiegelten und einer unbeschichteten Facette für verschiedene Positionen Δl_1 der unbeschichteten Facette.

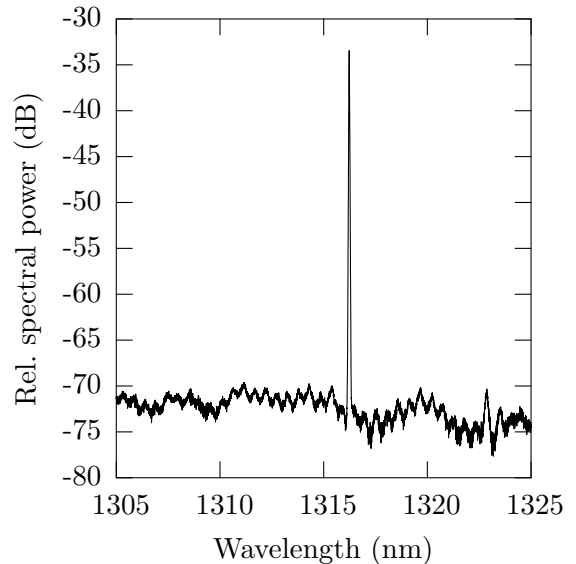


Abbildung 3.29: Gemessenes Spektrum eines $380 \mu\text{m}$ langen verlustgekoppelten DFB-Lasers mit einer entspiegelten und einer unbeschichteten Facette bei $I_{\text{LD}} = 50 \text{ mA} = 1.8 I_{\text{th}}$.

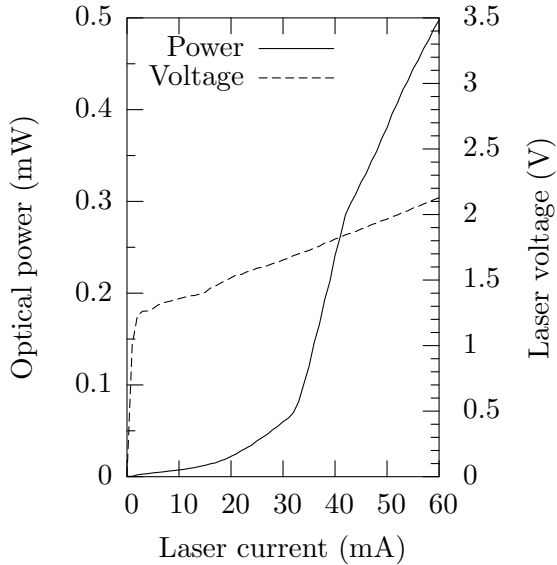


Abbildung 3.30: Gemessene statische Ausgangskennlinie eines 380 μm langen verlustgekoppelten DFB-Lasers mit 2 μm breiter Wellenleiterrippe, die gemäß den Berechnungen in Abbildung 2.8 und 2.9 zwei laterale Moden führt.

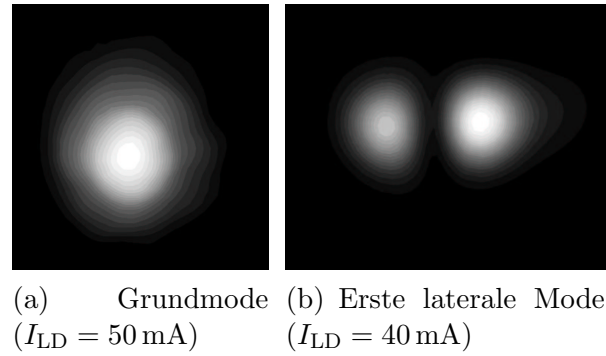


Abbildung 3.31: Gemessene Nahfelder der Grundmode (a) und der ersten lateralen Mode (b) des Lasers aus Abbildung 3.30 für verschiedene Laserströme I_{LD} .

Laser longitudinal einmodig emittieren. Abbildung 3.29 zeigt ein gemessenes Spektrum eines verlustgekoppelten DFB-Lasers. Es demonstriert Lasertätigkeit bei $\lambda = 1316 \text{ nm}$ und weist mehr als 35 dB Nebenmodenunterdrückung auf.

Eine typische Kennlinie ist in Abbildung 3.30 dargestellt. Ab einem Schwellenstrom von ca. 30 mA setzt Lasertätigkeit ein. Es ist auffällig, dass die gemessene Kennlinie bei 42 mA ihre Steigung ändert. Nahfeldmessungen bestätigen, dass die hergestellten Bauelemente mit lateraler Verlustkopplung zur lateralen Mehrmodigkeit neigen. Dazu wird eine SMF mit integrierter Linse (engl.: lensed fiber) sehr dicht vor der Bauelementfacette in der xy -Ebene bewegt und die optische Leistung in der SMF als Funktion des Orts, der Wellenlänge und des Laserstroms gemessen. Es ergeben sich daraus die in Abbildung 3.31 dargestellten Nahfelder für verschiedene Laserströme. Außerdem stimmen die aus den gemessenen Wellenlängen bestimmten effektiven Brechungsindices der Grundmode und der ersten lateralen Mode $n_{\text{eff},0}$ und $n_{\text{eff},1}$ sehr gut mit den berechneten Werten aus Abschnitt 2.1.2 überein. Die laterale Mode erster Ordnung hat einen deutlich erhöhten räumlichen Überlapp mit dem lateralen Gitter und erfährt dadurch eine im Vergleich zur Grundmode höhere Kopplung. Dieser Effekt wird deutlich ausgeprägter, wenn das Metallabsorptionsgitter nicht wie in Abbildung 3.23 gezeigt bis direkt an die Wellenleiterrippe heranragt, sondern aufgrund technologischer Schwierigkeiten einen lateralen Versatz aufweist. Bei dem Bauelement mit der in Abbildung 3.30 gezeigten Kennlinie setzt zunächst die erste laterale Mode ein. Erst bei höheren Laserströmen springt der DFB-Laser auf die Grundmode.

Die erste laterale Mode lässt sich nur mit einem stark reduzierten Wirkungsgrad in eine SMF koppeln, weshalb sie in der Regel für Anwendungen unerwünscht ist. Um im weiteren auf der Grundmode emittierende DFB-Laser mit weiteren Bauelementsektionen zu integrieren, werden zwei Ansätze verfolgt. Zum Einen werden in der Einheitszelle Bauelemente mit reduzierter Wellenleiterbreite vorgesehen, welche entsprechend den Berechnungen aus Abschnitt 2.1.2 lediglich eine laterale Mode führen. Zum Anderen wird der Prozess der Elektronenstrahlolithographie zur Belichtung der Metallabsorptionsgitter verfeinert, so dass der örtliche Überlapp zwischen Gitter und Grundmode erhöht wird. Somit erfährt auch die Grundmode genügend Rückkopplung, wodurch lateral höhere Moden vermieden werden können.

4 Elektroabsorptionsmodulatoren

Elektroabsorptionsmodulatoren (EAMs) basieren auf einem Wellenleiter, dessen modaler Absorptionskoeffizient $\tilde{\alpha}$ durch Anlegen einer äußeren Spannung U_{EAM} beeinflusst wird. Je nachdem, wie schnell man die Spannung ändern kann, sind durch den Einsatz von EAMs sehr hohe Modulationsbandbreiten zu erwarten, die mit Hilfe von direktmodulierten Laserdioden nur schwer erreicht werden. Grenzfrequenzen von $f_{3\text{dB}} > 40$ GHz wurden bereits in Vielzahl demonstriert [12],[48]–[50]. Spezielle EAMs kommen dabei mit Spitze–Spitze-Spannungen von weniger als 2 V aus [51]–[54]. Ein weiterer Vorteil von EAMs gegenüber direktmodulierten Lasern besteht darin, dass die Emissionswellenlänge durch den EAM nicht beeinträchtigt wird. EAMs haben somit keinen adiabatischen Chirp. Dies macht sie in Verwendung mit dispersiven Wellenleitern attraktiv. Beispielsweise in [55] wurde gezeigt, dass bei $\lambda = 1550$ nm betriebene EAMs in der Lage sind, einen Datenstrom mit einer Datenrate von $B_{\text{R}} = 10$ Gbit/s über eine $l = 75$ km lange SSMF zu übertragen. In einem optischen System mit Datenrate $B_{\text{R}} = 40$ Gbit/s, 85 km langer SSMF und $\lambda = 1550$ nm wurde 1.2 dB Power-Penalty erreicht [56].

Dieses Kapitel beginnt mit einer Zusammenfassung der für die Funktionsweise von EAMs benötigten physikalischen Grundlagen. Darauf aufbauend wird der Entwurf von EAMs diskutiert, welche die oft geforderten statischen Eigenschaften wie z.B. ausreichendes Extinktionsverhältnis bei minimaler Einfügedämpfung aufweisen. Im daran anschließenden Teil werden zusätzlich die aus der Forderung nach Breitbandigkeit kommenden Designkriterien berücksichtigt. Zwei sich daraus ergebene EAM-Geometrien werden vorgestellt und ihre experimentellen Ergebnisse werden miteinander verglichen. Abschließend wird das Konzept des Wanderwellenmodulators diskutiert, welches einen Ansatz zur weiteren Erhöhung der Modulationsbandbreite durch Überwindung der RC-Limitierung bietet.

4.1 Absorptionseffekte

In einem Halbleitermaterial gibt es unterschiedliche Effekte, die Änderungen der Absorptionseigenschaften durch Anlegen einer äußeren Spannung beschreiben. Im Folgenden werden die drei für diese Arbeit relevanten Absorptionseffekte vorgestellt [18].

4.1.1 Franz–Keldysh-Effekt

Ist an einen Volumenhalbleiter ein äußeres elektrisches Feld angelegt, so sind die Bandkanten verkippt. Die resultierende Änderung der Fundamentalabsorption wird als Elektroabsorption oder Franz–Keldysh-Effekt bezeichnet. Abbildungen 4.32 und 4.33 veranschaulichen die Änderung im Verlauf der Leitungs- und Valenzbandkanten E_{c} und E_{v} mit Bandlückenenergie E_{g} beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes $|\vec{E}|$. Absor-

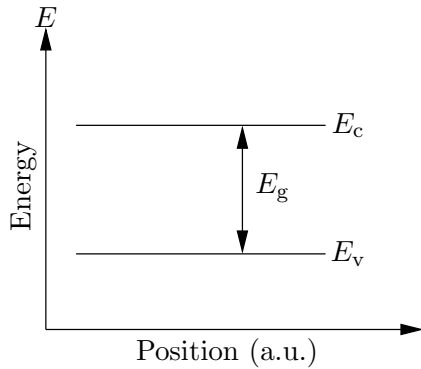


Abbildung 4.32: Banddiagramm eines Volumenhalbleiters ohne äußere Spannung.

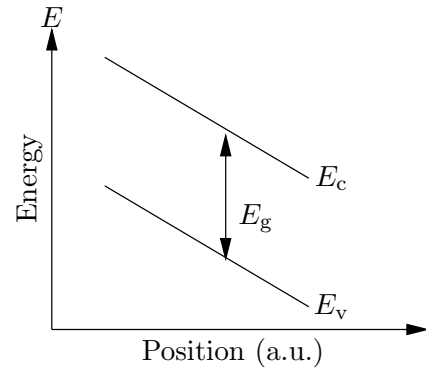


Abbildung 4.33: Banddiagramm eines Volumenhalbleiters mit äußerer Spannung.

biert ein Elektron im Valenzband ein Photon mit Energie $\hbar\omega < E_g$, ist der Übergang ins Leitungsband durch Tunneln dennoch möglich. Dabei ist die Tunnelstrecke

$$d_T = \frac{E_g - \hbar\omega}{q|\vec{E}|} \quad (4.4)$$

zurückzulegen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit bestimmt sich aus der Überlappung des Ausgangs- und des Endzustandes und nimmt mit abnehmender Tunnelstrecke d_T zu. Mit der Feldstärke $|\vec{E}|$ steigt die Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen und somit die Absorptionsrate.

4.1.2 Quanten-unterstützter Stark-Effekt

In einem Quantentopf, wie in Abbildung 4.34 gezeigt, existieren nur diskrete Energieniveaus für die Ladungsträger, die durch die Schrödingergleichung beschrieben werden [57]. Im Vergleich zum Volumenhalbleiter mit Bandabstand E_g sind die Energien der Grundzustände der Elektronen und Löcher um E_{e1} bzw. E_{hh1} erhöht. Für den Abstand E_{21} dieser Niveaus gilt

$$E_{21} = E_g + E_{e1} + E_{hh1} \quad (4.5)$$

Durch die eingebaute Diffusionsspannung U_{bi} und durch Anlegen einer äußeren Spannung U_{EAM} ist der Potenzialtopf einem senkrechten elektrischen Feld

$$\vec{E}_{int} = \frac{U_{EAM} - U_{bi}}{d_{int}} \cdot (-\vec{e}_y) \quad (4.6)$$

ausgesetzt, und die Energiedifferenz der Grundzustände E_{21} ist kleiner als im feldfreien Fall, wie in Abbildung 4.35 dargestellt. Ein Absorptionsübergang wird somit bereits bei Licht mit geringerer Energie möglich. Dieser Effekt wird Quanten-unterstützter Stark-Effekt (engl.: quantum confined Stark effect (QCSE)) genannt und ermöglicht den Entwurf von Wellenleitern, deren Absorptionseigenschaften durch eine angelegte Spannung

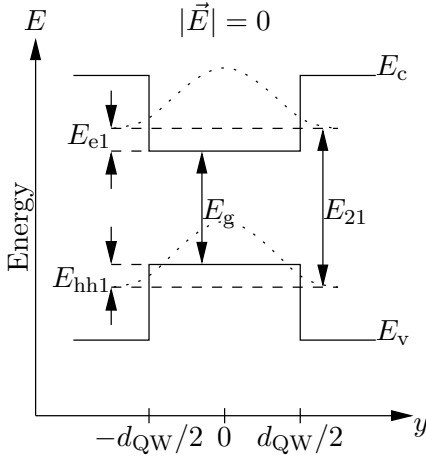


Abbildung 4.34: Banddiagramm eines Quantentopfs der Dicke d_{QW} ohne elektrisches Feld $|\vec{E}| = 0$. Die gepunkteten Linien skizzieren die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladungsträger im Quantentopf.

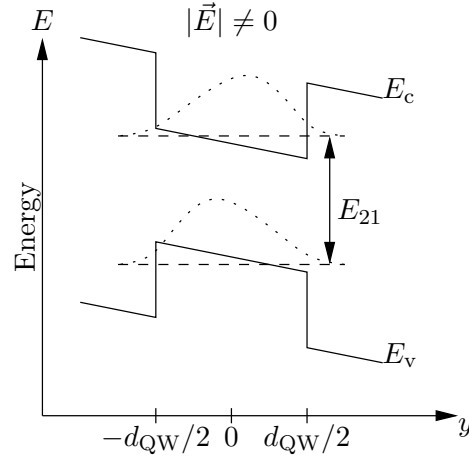


Abbildung 4.35: Banddiagramm eines Quantentopfs der Dicke d_{QW} innerhalb eines elektrischen Feldes $|\vec{E}| \neq 0$. Die gepunkteten Linien skizzieren die im Vergleich zum feldfreien Fall verschobene Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladungsträger im Quantentopf.

verändert werden können. Dabei ist die in (4.6) im Nenner stehende Dicke der intrinsischen Schichten d_{int} ein wesentlicher Designparameter, da er die Stärke der Auswirkungen einer Änderung der Spannung U_{EAM} auf die Feldstärke \vec{E}_{int} und somit die Absorption $\tilde{\alpha}$ bestimmt.

4.1.3 Exzitonische Absorption

Eine weitere wichtige Ursache für Änderungen im Absorptionsverhalten ist die exzitonische Absorption. Dabei werden Photonen absorbiert, die geringere Energie als die Bandkantenenergie aufweisen. Aufgrund der elektrischen Kräfte, welche die Ladungsträger aufeinander ausüben, werden Elektron und Loch nicht vollständig voneinander getrennt und bilden ein Exziton [18, 57]. Die Lebensdauer dieses Exzitons bestimmt maßgeblich, wie scharf der exzitonische Absorptionspeak im Absorptionsspektrum zu erkennen ist. Die spektrale Lage der exzitonischen Absorption und ihre Linienverbreiterung haben neben dem QCSE maßgeblichen Einfluss auf das Absorptionsverhalten.

Da die genannten Absorptionseffekte bereits in [19] quantitativ, auch unter dem Einfluss von Verspannungen, bewertet wurden, wird an dieser Stelle auf eine ausführlichere Abhandlung verzichtet. Abbildung 4.36 stellt die mit dem in [19] vorgestellten Algorithmus bestimmte modale Absorption eines Wellenleiters mit $d_{\text{int}} = 300$ nm dicker intrinsischer Schicht, 10 je 5 nm dicken AlGaInAs Quantentöpfen und einem Füllfaktor von $\Gamma = 12\%$ dar. Die Quantentöpfe sind $+0.95\%$ zugverspannt und von 11 je 8 nm dicken, -0.5% druckverspannten InGaAlAs Barrieren umgeben. Die Bandlückenenergie E_g und die Le-

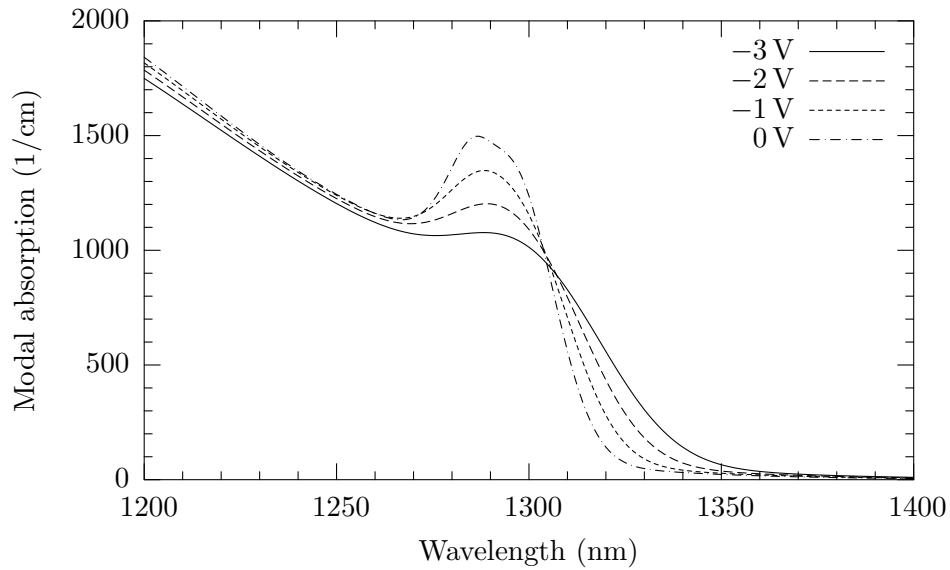


Abbildung 4.36: Simulierte modale Absorption $\tilde{\alpha}$ eines Wellenleiters mit $d_{\text{int}} = 300$ nm dicker intrinsischer Schicht, $\Gamma = 12\%$ und 10 je 5 nm dicken AlGaInAs Quantentöpfen für verschiedene angelegte Spannungen U_{EAM} .

bensdauer der Exzitonen hängen außerdem stark von der Temperatur T ab, die von dem genannten Berechnungsmodell ebenfalls berücksichtigt wird. Sofern nicht anders vermerkt, gelten die gezeigten Absorptionsspektren für eine Temperatur von $T = 298$ K.

Für Wellenlängen von $\lambda < 1300$ nm beträgt die modale Absorption $\tilde{\alpha}$ mehr als 1000 cm^{-1} . Bei $\lambda \approx 1290$ nm lässt sich der exzitonische Absorptionsspeak erkennen. Mit steigender EAM-Sperrspannung $|U_{\text{EAM}}|$ verschiebt sich seine spektrale Position hin zu längeren Wellenlängen und er wird breiter. Photonen mit deutlich weniger Energie als E_g werden nur noch mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit absorbiert, und der Wellenleiter ist für solche Photonen transparent.

Der für den Wellenleiter mit dem in Abbildung 4.36 gezeigten Absorptionsverhalten als EAM interessante Betriebswellenlängenbereich erstreckt sich von ca. $\lambda = 1320$ nm bis ca. $\lambda = 1360$ nm. Für Wellenlängen nahe der Bandkante ($\lambda = 1320$ nm) beträgt die modale Absorptionsänderung fast 400 cm^{-1} , wenn man die Modulatorspannung von $U_{\text{EAM}} = 0$ V auf $U_{\text{EAM}} = -3$ V schaltet. Die Grundabsorption bei dieser Betriebswellenlänge ist mit $\tilde{\alpha} \approx 100 \text{ cm}^{-1}$ bei $U_{\text{EAM}} = 0$ V auch sehr hoch. Betreibt man einen EAM mit diesem Absorptionsverhalten deutlich langwelliger ($\lambda = 1360$ nm), kann die Grundabsorption reduziert werden. Leider verringert sich für diese Betriebswellenlänge auch die modale Absorptionsänderung auf unter $\Delta\tilde{\alpha} = 10 \text{ cm}^{-1}$.

4.2 Statische Eigenschaften

Aufbauend auf die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Abhängigkeit der modalen Wellenleiterabsorption $\tilde{\alpha}$ von der Modulatorspannung U_{EAM} wird nun der Entwurf eines EAMs untersucht. Um die wesentlichen statischen Eigenschaften, Grundabsorption und Extinktion, entsprechend den Forderungen aus Abschnitt 2.2 zu gestalten, können die Länge des EAMs l_{EAM} und die Betriebswellenlänge λ unabhängig voneinander gewählt werden. Innerhalb des EAMs fällt die optische Intensität in longitudinaler Richtung gemäß $P_{\text{in}} \cdot e^{-\tilde{\alpha}z}$ ab. Dabei bezeichnet P_{in} die in den EAM eingekoppelte optische Leistung und z die longitudinale Koordinate. Die optische Ausgangsleistung $P_{\text{opt}} = P_{\text{in}} \cdot e^{-\tilde{\alpha}l_{\text{EAM}}}$ berechnet sich für die Betriebszustände mit maximaler und minimaler Ausgangsleistung zu

$$P_{\text{opt},1} = P_{\text{in}} e^{-\tilde{\alpha}_1 l_{\text{EAM}}} \quad \text{und} \quad (4.7)$$

$$P_{\text{opt},0} = P_{\text{in}} e^{-\tilde{\alpha}_0 l_{\text{EAM}}} \quad , \quad (4.8)$$

wobei $\tilde{\alpha}_1$ und $\tilde{\alpha}_0$ die modale Absorption für maximale bzw. minimale Ausgangsleistungen bezeichnen, und es gilt $\tilde{\alpha}_0 > \tilde{\alpha}_1$. Das Verhältnis aus maximaler zu minimaler optischer Ausgangsleistung

$$\text{ER} = \frac{P_{\text{opt},1}}{P_{\text{opt},0}} = e^{\Delta\tilde{\alpha}l_{\text{EAM}}} \quad (4.9)$$

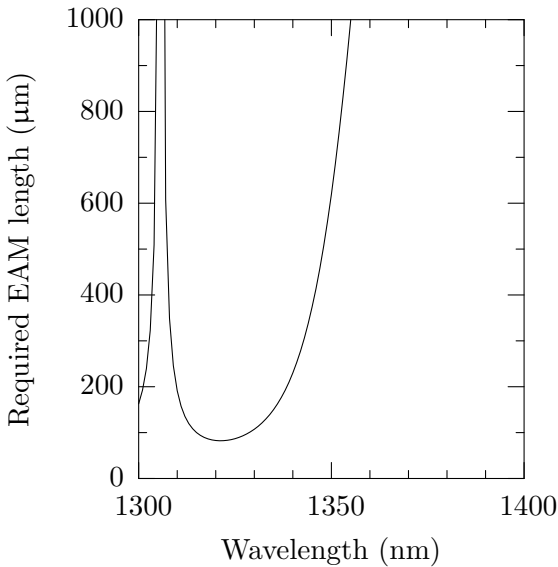


Abbildung 4.37: Wellenlängenabhängige erforderliche EAM-Länge l_{EAM} , um ein Extinktionsverhältnis von $\text{ER} = 10$ dB bei einem zeitlichen Mittelwert der EAM-Spannung $\langle U_{\text{EAM}} \rangle = -1$ V und einem Spannungshub von $U_{\text{EAM,pp}} = 2$ V zu erreichen.

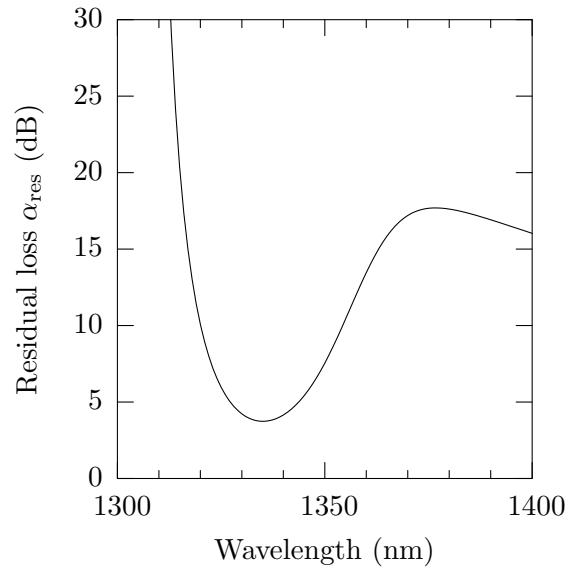


Abbildung 4.38: Wellenlängenabhängige Einfügedämpfung α_{res} eines EAMs mit einer Länge wie in Abbildung 4.37.

wird Extinktionsverhältnis (engl.: extinction ratio) genannt und ist die wichtigste, einen EAM charakterisierende Größe. Sie ist sogar wichtiger als die mittlere optische Leistung, da diese in einem optischen System gegebenenfalls leicht durch den Einsatz von optischen Verstärkern erhöht werden kann. Gleichung (4.9) verknüpft ER mit der modalen Absorptionsänderung $\Delta\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_0 - \tilde{\alpha}_1$ und der Länge des EAMs l_{EAM} .

Oft wird ein Extinktionsverhältnis von $\text{ER} = 10 \text{ dB}$ für einen Spannungshub von $U_{\text{EAM,pp}} = 2 \text{ V}$ gefordert. Um diese Forderung für einen EAM-Gleichspannungsanteil von $\langle U_{\text{EAM}} \rangle = -1 \text{ V}$ zu erfüllen, muss die Länge des EAMs in Abhängigkeit der Betriebswellenlänge entsprechend

$$l_{\text{EAM}} = \frac{\ln \text{ER}}{\Delta\tilde{\alpha}} \quad (4.10)$$

gewählt werden. Für ein gefordertes Extinktionsverhältnis von $\text{ER} = 10 \text{ dB}$ ist diese für einen Wellenleiter mit den in Abbildung 4.36 gezeigten Absorptionseigenschaften in Abbildung 4.37 dargestellt. Im Wellenlängenbereich von $\lambda = 1310 \text{ nm}$ bis $\lambda = 1330 \text{ nm}$ kann die geforderte Extinktion mit einem $l_{\text{EAM}} = 100 \mu\text{m}$ langen EAM erreicht werden. Für kürzere und längere Wellenlängen nimmt der modale Absorptionsunterschied $\Delta\tilde{\alpha}$ ab, so dass nur deutlich längere EAMs die geforderte Extinktion erzielen können. Die Polstelle bei $\lambda \approx 1307 \text{ nm}$ kommt dadurch zustande, dass sich die in Abbildung 4.36 gezeigten Absorptionskurven für $U_{\text{EAM}} = 0 \text{ V}$ und $U_{\text{EAM}} = -2 \text{ V}$ schneiden und somit bei dieser Wellenlänge gar keine Absorptionsänderung zu erwarten ist. Für noch kürzere Wellenlängen ist die Absorption für $U_{\text{EAM}} = 0 \text{ V}$ stärker als für $U_{\text{EAM}} = -2 \text{ V}$, womit das Signal invertiert wird und die erforderliche EAM-Länge wieder abnimmt. Allerdings steigt bei diesen Wellenlängen die Einfügedämpfung des EAMs (Absorption für den Fall maximaler Ausgangsleistung)

$$\alpha_{\text{res}} = e^{\tilde{\alpha}_1 l_{\text{EAM}}} \quad (4.11)$$

stark an, was den praktischen Einsatz ausschließt. Für einen EAM der entsprechenden Länge ist diese in Abbildung 4.38 eingezeichnet. Die minimal zu erwartende Einfügedämpfung beträgt $\alpha_{\text{res}} = 4 \text{ dB}$ bei $\lambda = 1335 \text{ nm}$ und nimmt sowohl für kürzere als auch für längere Wellenlängen schnell und deutlich zu.

Als alternatives Designkriterium kann die Maximierung der relativen geschalteten optischen Leistung

$$\Delta P_{\text{opt}}/P_{\text{in}} = (P_{\text{opt},1} - P_{\text{opt},0})/P_{\text{in}} \quad (4.12)$$

dienen. Wird ein optisches Signal auf einen Photoreceiver gegeben, geht die geschaltete optische Leistung ΔP_{opt} in einen geschalteten Photostrom ΔI_{ph} und somit gemäß der in Abschnitt 2.2 diskutierten Zusammenhänge in die elektrische Signalleistung P_{S} über. Demnach kann die maximale Signalleistung durch Maximierung der geschalteten optischen Leistung ΔP_{opt} erreicht werden. In Abbildung 4.39 ist die geschaltete relative optische Leistung $\Delta P_{\text{opt}}/P_{\text{in}}$ als Funktion der Betriebswellenlänge λ für verschiedene EAM-Längen

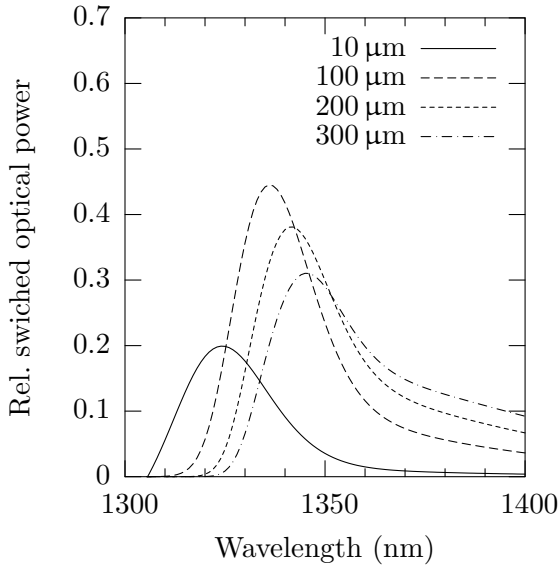


Abbildung 4.39: Relative geschaltete optische Leistung $(P_{\text{opt},1} - P_{\text{opt},0})/P_{\text{in}}$ für verschiedene EAM-Längen l_{EAM} .

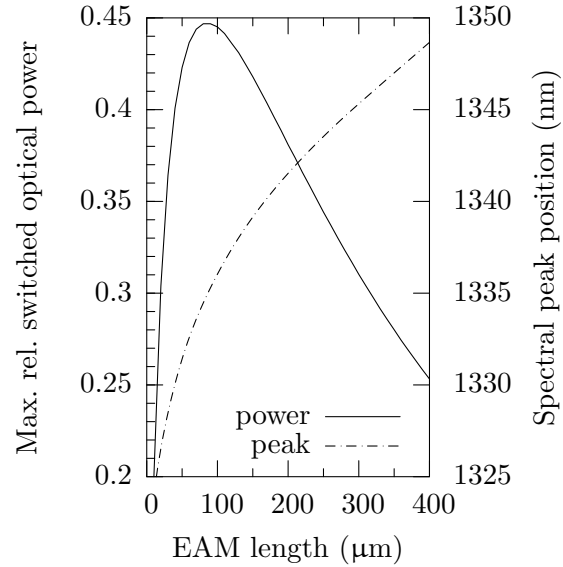


Abbildung 4.40: Maximale schaltbare Leistung $(P_{\text{opt},1} - P_{\text{opt},0})/P_{\text{in}}$ und spektrale Position des Maximums als Funktion der EAM-Länge l_{EAM} .

l_{EAM} dargestellt. EAMs der Länge $l_{\text{EAM}} = 100 \mu\text{m}$ erlauben das Schalten von bis zu 45 % der Eingangsleistung P_{in} . Bei längeren EAMs nimmt sie, genauso wie für kürzere, ab. Bemerkenswert ist, dass ein nur $10 \mu\text{m}$ langer EAM ungefähr die Hälfte der optischen Leistung schalten kann, die ein $100 \mu\text{m}$ langer EAM schaltet, obwohl er zehnmal kürzer ist. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass er bei deutlich kürzeren Wellenlänge betrieben wird. Für Wellenlängen von unter $\lambda = 1320 \text{ nm}$ schaltet ein $l_{\text{EAM}} = 10 \mu\text{m}$ langer EAM sogar absolut mehr optische Leistung als ein EAM der Länge $l_{\text{EAM}} = 100 \mu\text{m}$. In Abbildung 4.40 ist die maximale relative geschaltete optische Leistung $\Delta P_{\text{opt}}/P_{\text{in}}$ zusammen mit der optimalen Betriebswellenlänge λ als Funktion der EAM-Länge l_{EAM} aufgetragen. Die maximale geschaltete optische Leistung $\Delta P_{\text{opt}}/P_{\text{in}}$ erreicht ihren höchsten Wert für etwa $100 \mu\text{m}$ lange EAMs, die bei $\lambda = 1335 \text{ nm}$ betrieben werden. Will man einen Wellenleiter mit den in Abbildung 4.36 gezeigten Absorptionseigenschaften kurzweiliger betreiben, kann die geschaltete optische Leistung ΔP_{opt} maximiert werden, wenn die Länge der EAMs entsprechend der in Abbildung 4.40 gezeigten Ergebnisse reduziert wird.

Es wurden zwei unterschiedliche Designkriterien, die Erfüllung der Forderung nach einem Extinktionsverhältnis von $\text{ER} = 10 \text{ dB}$ und die Maximierung der relativen geschalteten optischen Leistung $\Delta P_{\text{opt}}/P_{\text{in}}$ vorgestellt. Sie unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Frage, ob ein erhöhter zeitlicher Mittelwert der optischen Ausgangsleistung $\langle P_{\text{opt}} \rangle$ toleriert werden kann. Somit hängt es von der geplanten Anwendung ab, welches der Designkriterien verwendet werden sollte. In einem optischen System, in dem optische Verstärker eingesetzt werden und die mittlere optische Empfangsleistung $\langle P_{\text{rec}} \rangle$ angepasst werden kann, ist ein großes Extinktionsverhältnis unverzichtbar. Will man aber ein günstiges op-

tisches System entwerfen, das ohne optische Verstärker auskommt, kann eine erhöhte mittlere Empfangsleistung $\langle P_{\text{rec}} \rangle$ so lange toleriert werden, wie das SNR am Empfänger nicht durch Schrotrauschen dominiert wird.

4.2.1 Frequenzmodulation

Ähnlich wie die in Abschnitt 2.1.7 diskutierte, durch die Ladungsträgerdichtemodulation verursachte Frequenzmodulation direktmodulierter Laserdioden, weisen auch EAMs parasitäre Frequenzmodulationen (engl.: Chirp) auf und müssen durch das in Abbildung 4.41 gezeigte Blockschaltbild beschrieben werden [31]. Die Ursache ist die durch die Kramers–Kronig-Relation gegebene wellenlängenabhängige Verkopplung zwischen Absorptionsänderung $\Delta\alpha$ und Brechungsindexänderung Δn [57]. Diese lautet

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2\pi^2} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left(\int_{\lambda'=-\infty}^{\lambda-\epsilon} \frac{\Delta\alpha(\lambda')}{\lambda^2 - \lambda'^2} d\lambda' + \int_{\lambda'=\lambda+\epsilon}^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\lambda')}{\lambda^2 - \lambda'^2} d\lambda' \right) . \quad (4.13)$$

Der Zusammenhang mit der Änderung des effektiven Brechungsindex

$$\Delta n_{\text{eff}} = \Gamma \Delta n \quad (4.14)$$

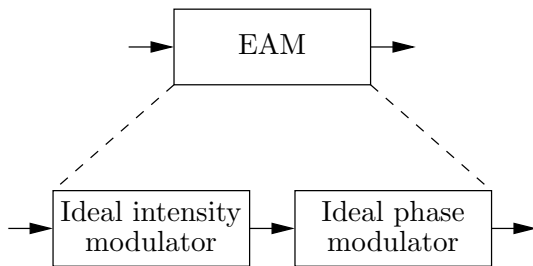


Abbildung 4.41: Schematische Darstellung eines EAMs als Kombination aus idealem Intensitäts- und Phasenmodulator.

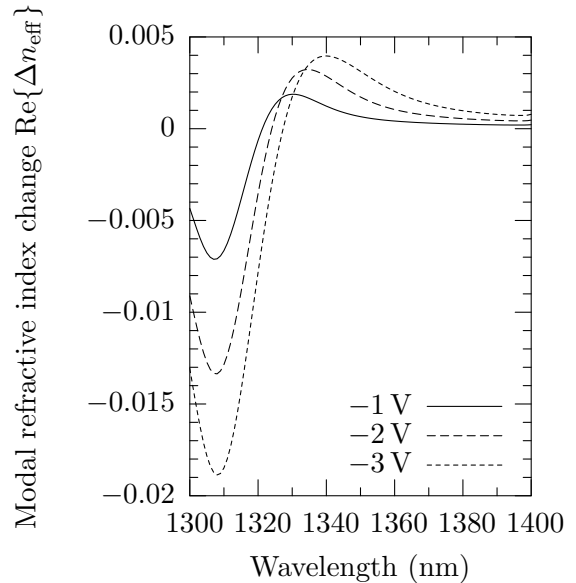


Abbildung 4.42: Spektraler Verlauf der mit der Kramers–Kronig-Relation berechneten relativen Brechungsindexänderung bei einer Spannungsänderung bezogen auf $U_{\text{EAM}} = 0 \text{ V}$.

Tabelle 4.1: Übersicht berechneter Betriebswellenlängen, für die sich der effektive Brechungsindex beim Schalten der EAM-Spannung zwischen $U_{\text{EAM},1}$ und $U_{\text{EAM},2}$ nicht ändert.

	$U_{\text{EAM},1} = 0 \text{ V}$	-1 V	-2 V	-3 V
$U_{\text{EAM},2} = 0 \text{ V}$		1321 nm	1324 nm	1327 nm
-1 V	1321 nm		1327 nm	1330 nm
-2 V	1324 nm	1327 nm		1334 nm
-3 V	1327 nm	1330 nm	1334 nm	

wird durch den Füllfaktor Γ hergestellt. Der Chirp-Parameter α_{H} für EAMs ist als

$$\alpha_{\text{H}} = \frac{\text{Re}\{\Delta n\}}{\text{Im}\{\Delta n\}} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\Delta n}{\Delta \alpha} \quad (4.15)$$

analog zur Direktmodulation in (2.20) definiert [31, 58]. Typische Werte für α_{H} liegen im Bereich $-1 < \alpha_{\text{H}} < 1$ [59, 60].

Abbildung 4.42 zeigt den simulierten spektralen Verlauf der mit einer Absorptionsänderung verknüpften Änderung des Brechungsindex des Wellenleiters mit $\Gamma = 12\%$, dessen Absorptionseigenschaften in Abbildung 4.36 dargestellt sind. Für Arbeitspunkte mit Wellenlängen $\lambda > 1324 \text{ nm}$ ist bei einer Änderung der EAM-Spannung von $U_{\text{EAM}} = 0 \text{ V}$ auf $U_{\text{EAM}} = -2 \text{ V}$ eine positive Brechungsindexänderung zu erwarten. Beim Arbeitspunkt $\lambda = 1324 \text{ nm}$ wird die Brechungsindexänderung sehr klein und für $\lambda < 1324 \text{ nm}$ sogar negativ. Das Design von EAMs mit geringer Brechungsindexänderung und somit geringer parasitärer Phasenmodulation erfordert demnach den Betrieb nahe an der Bandkante.

Abbildung 4.42 zeigt zunächst nur die spannungsabhängige Änderung des effektiven Brechungsindex bezogen auf den effektiven Brechungsindex bei $U_{\text{EAM}} = 0 \text{ V}$. Je nachdem, zwischen welchen EAM-Spannungen geschaltet wird, ergeben sich andere Wellenlängen, für die sich der effektive Brechungsindex nicht ändert, und somit die in Abbildung 4.41 angedeutete parasitäre Phasenmodulation besonders gering ausfällt. Tabelle 4.1 fasst diese für unterschiedliche Schaltspannungen zusammen, die alle knapp unterhalb der Bandkante liegen. Wählt man größere EAM-Sperrspannungen, ergeben sich größere Wellenlängen.

Aufgrund des geringen Chirps können EAMs bei $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ in optischen Datenübertragungssystemen mit einer Datenrate von 10 Gbit/s und einer SSMF-Faserlänge von über 75 km eingesetzt werden [61, 55]. Je nach EAM-Design können sehr geringe Chirp-Parameter erzielt werden [62, 63]. In [64] wurde sogar negativer Chirp eines integrierten Laser-EAMs demonstriert.

4.3 Hochfrequenzverhalten

EAMs sind vielversprechende Sendekomponenten für hochbitratige optische Datenübertragung, da ihre Modulationsbandbreite nicht den Beschränkungen direktmodulierter Laserdioden unterliegt [65, 66]. In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Limitierungen der Modulationsbandbreiten realer EAMs diskutiert und das Design der für diese Arbeit verwendeten EAMs begründet.

Die in Abschnitt 4.1 vorgestellten Absorptionseffekte basieren auf einer Änderung der elektrischen Feldstärke \vec{E}_{int} , die senkrecht auf der Wellenleiterschicht steht und im statischen Fall mit der angelegten Modulatorspannung U_{EAM} skaliert. Die Geschwindigkeit, mit der sich die elektrische Feldstärke \vec{E}_{int} in der intrinsischen Zone des EAMs ändern lässt, wird im dynamischen Betrieb durch folgende Effekte begrenzt:

- Feldabschirmung

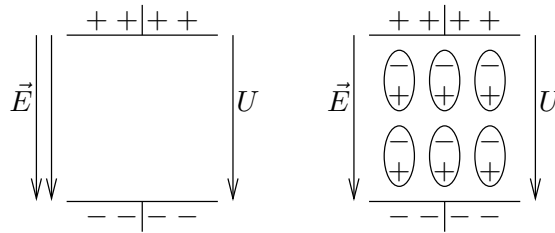


Abbildung 4.43: Schematische Darstellung zweier auf die Spannung U geladener Plattenkondensatoren. Aufgrund der im rechts dargestellten Kondensator vorhandenen ausgerichteten Dipole wird das elektrische Feld \vec{E} dort gegenüber dem links dargestellten Kondensator geschwächt.

Werden im EAM Ladungsträger durch Photoabsorption generiert, werden sie entsprechend dem elektrischen Feld getrennt und dieses so lange schwächen, bis sie aus der intrinsischen Wellenleiterschicht gedriftet sind [67, 68]. Dieser Effekt ist vergleichbar mit einem Dielektrikum in einem Kondensator, dessen Polarisation das elektrische Feld reduziert (siehe Abbildung 4.43). Er skaliert mit der Anzahl der generierten Ladungsträger, also mit der optischen Eingangsleistung P_{in} [69]. Je stärker das elektrische Feld $|\vec{E}_{\text{int}}|$ in der intrinsischen Zone des EAMs ist, desto schneller werden die Ladungsträger die Struktur verlassen. Die in [18] diesbezüglich durchgeführten Berechnungen liefern für optische Eingangsleistungen von $P_{\text{in}} = 5 \text{ mW}$ Zeitkonstanten von $\tau < 3 \text{ ps}$, womit dieser Effekt für Anwendungen in der optischen Datenübertragung mit Datenraten von bis zu $B_{\text{R}} = 40 \text{ Gbit/s}$ nicht relevant ist [70].

- Kapazität

Die Kapazität des EAMs C_{EAM} verhindert eine abrupte Änderung des elektrischen Felds im EAM, also der anliegenden Spannung U_{EAM} . Der Innenwiderstand der

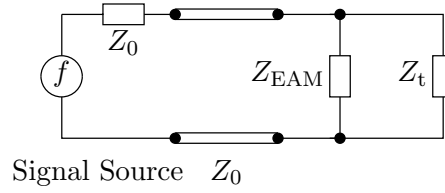


Abbildung 4.44: Parallelschaltung eines EAMs mit Impedanz Z_{EAM} und eines Abschlusswiderstands mit Impedanz Z_t an einen Wellenleiter und eine Quelle mit Impedanz Z_0 .

Treiberschaltung Z_0 bildet zusammen mit der Kapazität des EAMs C_{EAM} einen Tiefpass erster Ordnung. Die Kapazität C_{EAM} skaliert mit der Länge des EAMs l_{EAM} . Um diese RC-Zeitkonstante τ_{RC} zu reduzieren, aber auch um Leistungsanpassung zu erreichen, wird oft, wie in Abbildung 4.44 skizziert, ein Abschlusswiderstand mit Impedanz Z_t parallel zum EAM mit Impedanz Z_{EAM} geschaltet. Selbst wenn der EAM mit einem Spannungshub von $U_{\text{EAM,pp}} = 2 \text{ V}$ eine optische Leistung von $\Delta P_{\text{opt}} = 5 \text{ mW}$ schalten würde und damit bei $\lambda = 1310 \text{ nm}$ einen differentiellen Widerstand von

$$\frac{\partial U_{\text{EAM}}}{\partial I_{\text{EAM}}} \approx \frac{\Delta U_{\text{EAM}}}{\Delta I_{\text{EAM}}} = \frac{U_{\text{EAM,pp}}}{q \Delta P_{\text{opt}} / \hbar \omega} \approx 400 \Omega \quad (4.16)$$

hätte, wäre dieser immer noch um fast eine Größenordnung höher als die Impedanz des heute üblichen 50Ω -Systems. Somit ist

$$Z_t = Z_0 = 50 \Omega \quad (4.17)$$

eine naheliegende Wahl für breitbandige Anpassung, welche den für die RC-Zeitkonstante τ_{RC} relevanten Widerstand auf $R = Z_0/2 = 25 \Omega$ reduziert. Dennoch stellt sich heraus, dass die Schaltgeschwindigkeit eines realen EAMs maßgeblich durch τ_{RC} begrenzt wird.

- Parasitärer Spannungsabfall

Selbst wenn man die EAM-Spannung U_{EAM} zwischen dem EAM-Kontakt und dem hochdotierten Substrat nach Belieben verändern könnte, stellt sich die Frage, welcher Anteil dieser Spannung über der intrinsischen Wellenleiterschicht abfällt und damit aufgrund des QCSEs Absorptionsänderungen verursacht. In Abbildung 4.45 ist die Querschnittsfläche eines EAMs schematisch dargestellt. Die Kapazität der intrinsischen Wellenleiterschicht bildet zusammen mit der endlichen Leitfähigkeit der dotierten Gebiete ebenfalls ein RC-Glied. Da der Serienwiderstand $R \propto \frac{1}{l_{\text{EAM}}}$ mit l_{EAM} kleiner wird, die Kapazität der intrinsischen Wellenleiterschicht $C \propto l_{\text{EAM}}$ jedoch größer, skaliert die RC-Zeitkonstante τ_{RC} nicht mit l_{EAM} , sondern wird lediglich durch die Querschnittsgeometrie bestimmt.

Um Vorhersagen über die zu erwartende Modulationsbandbreite unterschiedlicher EAMs machen zu können, ist es erforderlich, die Impedanz Z_{EAM} und die zweidimensionale

Potentialverteilung $\Phi(x, y)$ in der Querschnittsfläche von EAMs berechnen zu können. Das angewandte numerische Lösungsverfahren wird im Folgenden anhand der ersten für diese Arbeit favorisierten EAM-Geometrie erläutert.

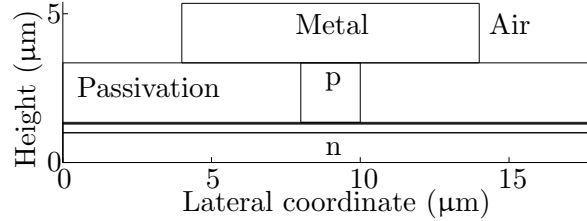


Abbildung 4.45: Schematische Darstellung der Querschnittsfläche eines EAMs mit konservativem Design.

4.3.1 Konservativer Modulator

Der in Abbildung 4.46 in der Querschnittsfläche dargestellte EAM wird konservativer EAM genannt, da er auf dem aus Kapitel 3 bekannten optischen Wellenleiter beruht. Außerdem wird während der Herstellung die intrinsische Wellenleiterschicht nicht angeätzt, sondern bleibt neben der Wellenleiterrippe mit einer $d \approx 80$ nm dicken p-dotierten Schicht bedeckt.

Für die Berechnung der Kapazität des EAMs ist die Dicke d_{pin} der pin-Verarmungszone relevant [71]. Diese setzt sich aus den Dicken der intrinsischen Wellenleiterschicht d_{int} und der Ausdehnung der Verarmungszonen in den dotierten Gebieten zusammen. Diese wird in Anhang D.2 quantitativ bestimmt und beträgt für die verwendeten Strukturen $d_{\text{pin}} \approx 300$ nm.

Um das elektrostatische Potential $\Phi(x, y)$ in der Querschnittsfläche des EAMs zu berechnen, wird die Kontinuitätsgleichung

$$\nabla_T \circ \vec{j}_{\text{EAM}} = \nabla_T \circ (\vec{\sigma} \vec{E}_{\text{EAM}}) = \nabla_T \circ (-\vec{\sigma} \nabla_T \Phi) = 0 \quad (4.18)$$

numerisch gelöst. Dabei bezeichnet $\vec{j}_{\text{EAM}} = \vec{\sigma} \vec{E}_{\text{EAM}}$ die Stromdichte und \vec{E}_{EAM} das elektrische Feld im EAM.

$$\nabla_T = \begin{pmatrix} \partial/\partial x \\ \partial/\partial y \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

ist der transversale Nablaoperator und $\vec{\sigma} = \sigma - i\epsilon\omega$ der komplexe Leitwert. Nach dieser Definition enthält die Stromdichte \vec{j}_{EAM} Ohmsche Ströme $\sigma \vec{E}_{\text{EAM}}$ und Verschiebungsströme $-i\epsilon\omega \vec{E}_{\text{EAM}}$. Die Potentialdifferenz zwischen hoch n-dotiertem Substrat und EAM-Kontakt

$$U_{\text{EAM}} = \hat{U} e^{-i\omega t} \quad (4.20)$$

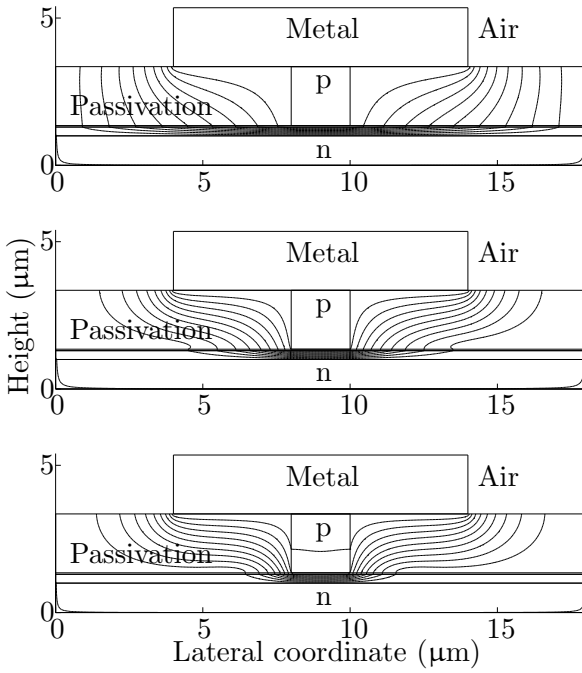


Abbildung 4.46: Simulierte Äquipotentiallinien im Abstand von $0.1\hat{U}$ im konservativen EAM für Modulationsfrequenzen von $f = 1$ GHz (oben), $f = 10$ GHz (Mitte) und $f = 40$ GHz (unten) bei einer Spannungsamplitude \hat{U} .

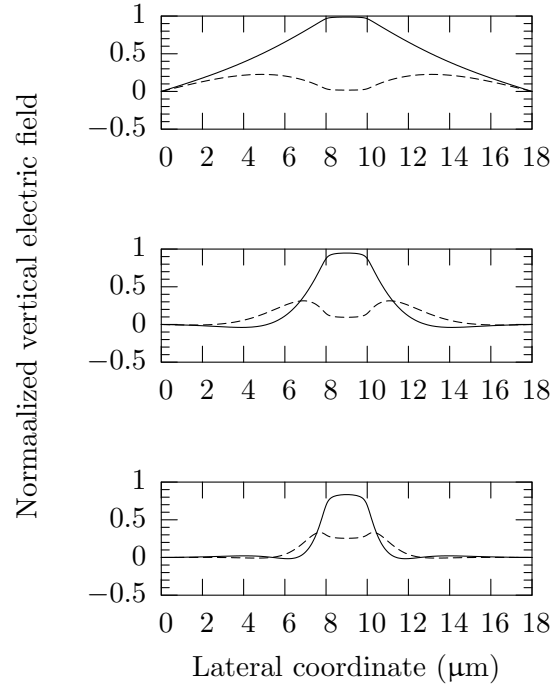


Abbildung 4.47: Realteil (durchgezogen) und Imaginärteil (gestrichelt) der simulierten, auf \hat{U}/d_{int} normierten elektrischen Feldstärke $|\vec{E}_{\text{int}}|$ entlang der lateralen Koordinate in der intrinsischen Zone des konservativen EAMs für Modulationsfrequenzen von $f = 1$ GHz (oben), $f = 10$ GHz (Mitte) und $f = 40$ GHz (unten).

wird dabei als Randbedingung vorgegeben. Unter Verwendung des in Anhang D.3 aufgeführten Lösungsverfahrens liefert die numerische Lösung von (4.18) die gesuchte Potentialverteilung $\Phi(x, y)$. Ihre Äquipotentiallinien sind in Abbildung 4.46 für verschiedene Modulationsfrequenzen f ebenfalls eingezeichnet. Für die vergleichsweise niedrige Modulationsfrequenz von $f = 1$ GHz passieren alle in Abbildung 4.46 (oben) eingezeichneten Äquipotentiallinien die intrinsische Wellenleiterschicht unterhalb der Wellenleiterrippe. Somit fällt die Spannung U_{EAM} nahezu vollständig über der intrinsischen Wellenleiterschicht ab. Für die etwas erhöhte Modulationsfrequenz von $f = 10$ GHz verlaufen die in Abbildung 4.46 (Mitte) eingezeichneten Äquipotentiallinien noch ähnlich, passieren jedoch nur noch den Bereich direkt unter der Wellenleiterrippe. Bei der Modulationsfrequenz von $f = 40$ GHz ziehen sich die Äquipotentiallinien noch weiter unter der Wellenleiterrippe zusammen, und ein Teil der Spannung U_{EAM} fällt bereits im p-dotierten Gebiet unter der Wellenleiterrippe ab. In Abbildung 4.47 ist der Verlauf des elektrischen Feldes \vec{E}_{EAM} entlang der intrinsischen Wellenleiterschichten übersichtlicher dargestellt. Der Realteil des elektrischen Feldes $\text{Re}|\vec{E}_{\text{EAM}}|$ ist zur Spannung U_{EAM} phasengleich, während sein Imaginärteil $\text{Im}|\vec{E}_{\text{EAM}}|$ einen Phasenversatz von $\varphi = \pi/2$ hat. Bei niedrigen Frequenzen, wie

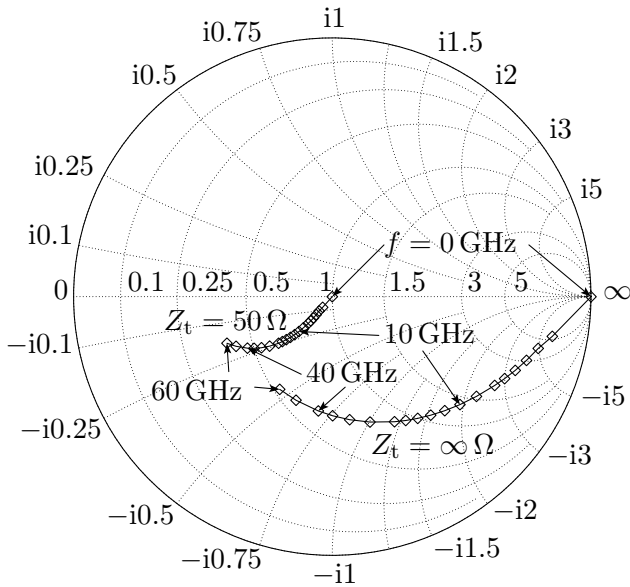


Abbildung 4.48: Simulierte Impedanz Z_{EAM} eines $100\ \mu\text{m}$ langen EAMs für Modulationsfrequenzen von $f = 0\ \text{GHz}$ bis $f = 60\ \text{GHz}$ mit und ohne $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstand.

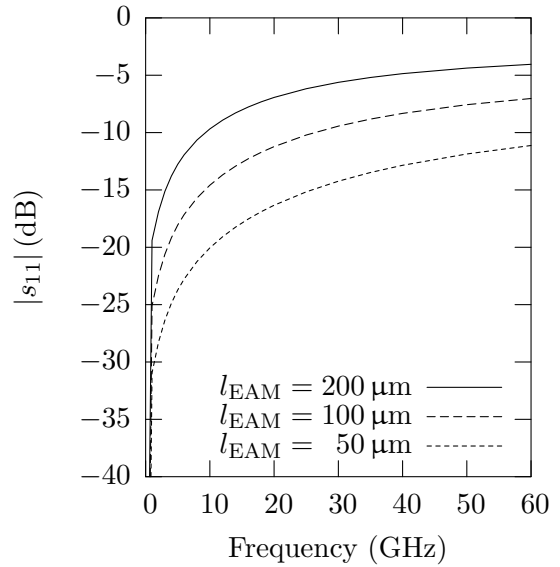


Abbildung 4.49: Simulierter elektrischer Reflexionsfaktor $|s_{11}|$ von mit $50\ \Omega$ abgeschlossenen EAMs unterschiedlicher Längen l_{EAM} für Modulationsfrequenzen bis $f = 60\ \text{GHz}$.

z.B. $f = 1\ \text{GHz}$, ist das normierte $|\vec{E}_{\text{EAM}}|$ unter der Wellenleiterrippe nahezu 1 und weist gegenüber U_{EAM} keinen Phasenversatz φ auf. Bei höheren Modulationsfrequenzen von $f = 10\ \text{GHz}$ und $f = 40\ \text{GHz}$ nimmt $|\vec{E}_{\text{EAM}}|$ ab und ist gegenüber U_{EAM} deutlich phasenverschoben, wie dies aus dem Vergleich der in Abbildung 4.47 (Mitte) und 4.47 (unten) dargestellten Ergebnisse ersichtlich ist.

Die Impedanz des EAMs

$$Z_{\text{EAM}} = \frac{U_{\text{EAM}}}{I_{\text{EAM}}} \quad (4.21)$$

kann mit Hilfe der numerisch gewonnenen Potentialverteilung $\Phi(x, y)$ leicht durch Integration (Summation) der komplexen Stromdichte \vec{j}_{EAM} entlang der xz -Ebene bestimmt werden. Dabei skaliert I_{EAM} mit der Länge l_{EAM} des EAMs. Die berechnete Impedanz Z_{EAM} eines $100\ \mu\text{m}$ langen EAMs ist in Abbildung 4.48 im auf $50\ \Omega$ normierten Smith-Diagramm dargestellt. Für niedrige Frequenzen ist die Impedanz extrem hoch und nicht an das Impedanzsystem der Quelle angepasst. Mit steigender Frequenz wird die Impedanz des EAMs geringer und durch den Ohmschen Serienwiderstand der Wellenleiterrippe begrenzt. Mikrowellenschaltungen können die Anpassung verbessern [72, 73]. Aufgrund ihrer Schmalbandigkeit sind sie für NRZ-kodierte Datensignale jedoch nicht interessant. Wird ein EAM, wie in Abbildung 4.44 skizziert, parallel zu einem $Z_t = 50\ \Omega$ Widerstand betrieben, ist die Anpassung insbesondere für niedrige Frequenzen gegeben. Die aus der angesprochenen Parallelschaltung resultierende Impedanz ist in Abbildung 4.48 ebenfalls eingezeichnet. In Abbildung 4.49 ist der Betrag des s-Parameters s_{11} als Funktion der

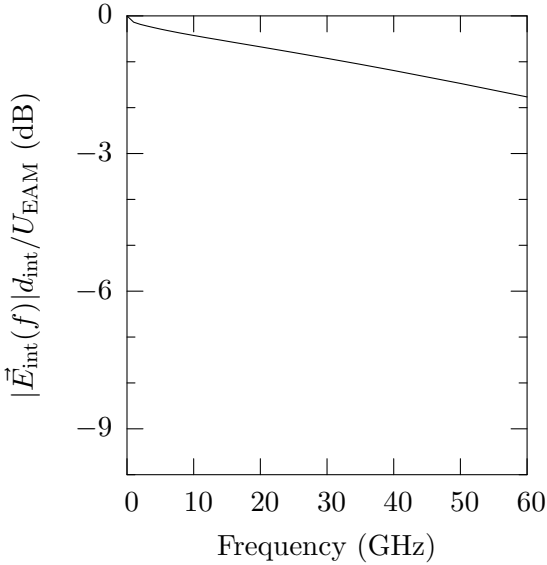


Abbildung 4.50: Simulierter Verlauf der auf die Spannung U_{EAM} normierten, über der intrinsischen Wellenleiterschicht abfallenden Spannung $|\vec{E}_{\text{int}}|d_{\text{int}}$ für Frequenzen von 0 bis 60 GHz.

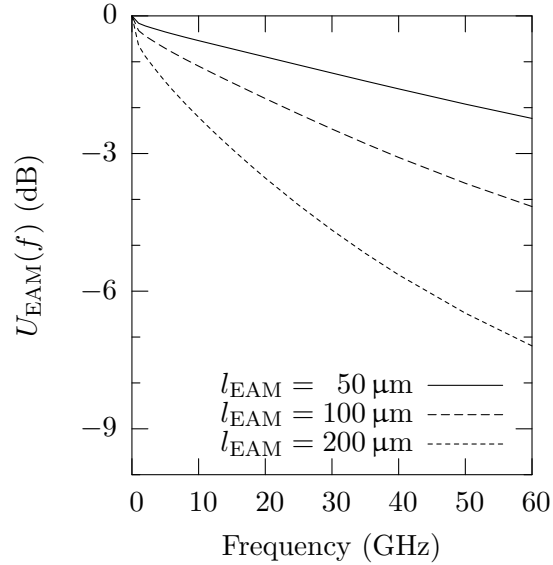


Abbildung 4.51: Simulierter Verlauf der aufgrund von Fehlanpassung frequenzabhängigen Spannung $U_{\text{EAM}}(f)$ für Frequenzen von 0 bis 60 GHz für EAMs unterschiedlicher Länge l_{EAM} .

Modulationsfrequenz f dargestellt. Für EAMs mit $l_{\text{EAM}} \leq 100 \mu\text{m}$ ist der elektrische Reflexionsfaktor¹ für Frequenzen $f < 20 \text{ GHz}$ besser als 10 dB. Wie bereits angesprochen, skaliert die Impedanz eines EAMs Z_{EAM} mit der longitudinalen Länge l_{EAM} . Je kürzer ein EAM, desto besser ist die aus dem Abschlusswiderstand Z_t und Z_{EAM} bestehende Parallelschaltung auch für höhere Frequenzen angepasst, da $|Z_{\text{EAM}}|$ für kürzere EAMs größer wird. In Abbildung 4.49 sind die berechneten s-Parameter $|s_{11}|$ für EAMs der Längen $l_{\text{EAM}} = 50 \mu\text{m}$ und $l_{\text{EAM}} = 200 \mu\text{m}$ ebenfalls eingezeichnet. Für $50 \mu\text{m}$ lange EAMs ist sogar bis Frequenzen von über $f = 60 \text{ GHz}$ eine Anpassung von mindestens 10 dB gegeben.

Es gibt somit zwei Effekte, die abhängig von der EAM-Geometrie die Modulationsbandbreite bestimmen: Der Anteil der EAM-Spannung, der über der intrinsischen Wellenleiterschicht abfällt $|\vec{E}_{\text{int}}(f)|d_{\text{int}}/U_{\text{EAM}}$, und der auf die Änderung der Impedanz Z_{EAM} zurückzuführende Abfall der EAM-Spannung $U_{\text{EAM}}(f)$ selbst. In den Abbildungen 4.50 und 4.51 sind ihre Auswirkungen quantitativ dargestellt. Bei einer Frequenz von $f = 40 \text{ GHz}$ ist die über der intrinsischen Wellenleiterschicht abfallende Spannung $|\vec{E}_{\text{int}}(f)|d_{\text{int}}$ im Vergleich zum statischen Fall um 1.2 dB reduziert. Die EAM-Spannung U_{EAM} fällt bei $f = 40 \text{ GHz}$ und $50 \mu\text{m}$ langen EAMs um 1.6 dB ab. Bei $100 \mu\text{m}$ langen EAMs beträgt ihr Abfall bereits 3.1 dB und bei EAMs mit einer Länge von $200 \mu\text{m}$ sogar 5.6 dB. Längere EAMs werden durch den in Abbildung 4.51 dargestellten Abfall begrenzt, während bei EAMs

¹Um elektrische und optische Reflexionsfaktoren deutlich zu unterscheiden, wird der elektrische Reflexionsfaktor auch als *Anpassung* bezeichnet.

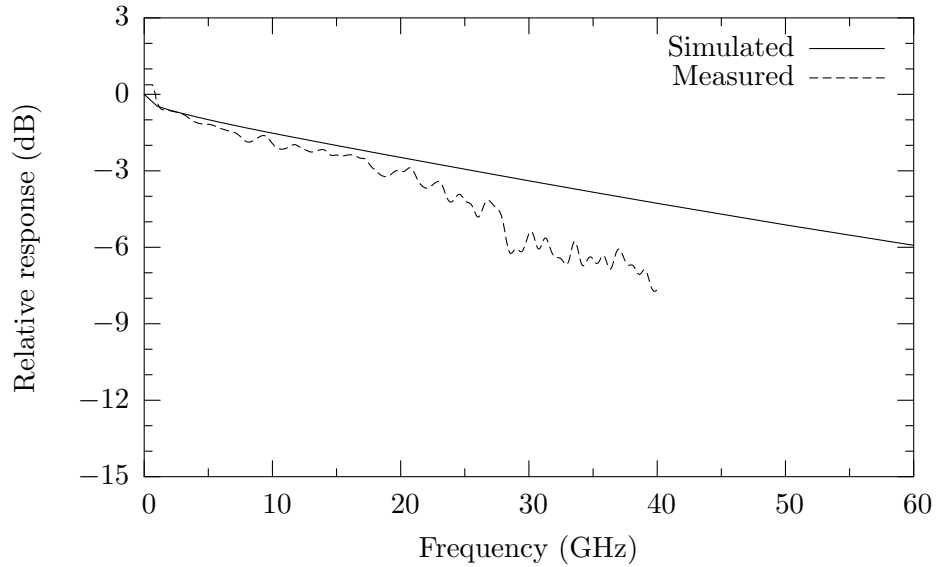


Abbildung 4.52: Simulierte und gemessene elektrisch–optische Übertragungsfunktion eines $100\ \mu\text{m}$ langen EAMs mit konservativem Layout für Frequenzen von 0 bis 60 GHz.

der Länge $l_{\text{EAM}} = 50\ \mu\text{m}$ beide Effekte ungefähr gleichermaßen relevant sind.

Da sich die optischen Eigenschaften entsprechend Abbildung 4.36 aus der über der intrinsischen Wellenleiterschicht abfallenden Spannung $|\vec{E}_{\text{int}}|d_{\text{int}}$ ergeben, müssen zur Berechnung der resultierenden elektrisch–optischen Übertragungsfunktion die Auswirkungen beider angesprochenen Effekte berücksichtigt werden. So ergibt sich beispielsweise die elektrisch–optische Übertragungsfunktion eines $100\ \mu\text{m}$ langen EAMs aus der Addition der Spannungsverläufe aus den Abbildungen 4.50 und 4.51. Sie ist zusammen mit einem experimentellen Messergebnis für einen $100\ \mu\text{m}$ langen EAM in Abbildung 4.52 dargestellt.

Zur Messung der Übertragungsfunktion findet der in Abbildung 4.53 skizzierte Messaufbau Verwendung. Ein skalarer Netzwerkanalysator erzeugt ein Hochfrequenzsignal, dessen Frequenz von 10 MHz bis 40 GHz variiert. Diesem wird mit Hilfe eines breitbandigen Bias-Ts die Gleichspannung $\langle U_{\text{EAM}} \rangle$ überlagert und mit Hilfe eines Mikrowellentastkopfs dem EAM zugeführt. Auf die Kontakte des EAMs wird außerdem ein zweiter Mikrowellentastkopf mit $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstand aufgesetzt. Das durch den EAM entsprechend dem Hochfrequenzsignal modulierte Licht des integrierten DFB-Lasers wird in eine SMF gekoppelt. Dazu dient ein spezieller Linsen-integrierter Isolator (engl.: lens integrated fiber isolator (LIFI)) mit einer spezifizierten Koppeleffizienz von $\eta \approx 50\%$. Das optische Signal wird nach einer kurzen SMF einem pin-Photoreceiver zugeführt. Dieser konvertiert es wieder zu einem elektrischen Signal, welches verstärkt wird, bevor es auf die Detektordiode des Netzwerkanalysators gegeben wird. Der Einfluss der zur Messung verwendeten elektrischen Komponenten wie Kabel, Bias-T und Verstärker wird vor der eigentlichen

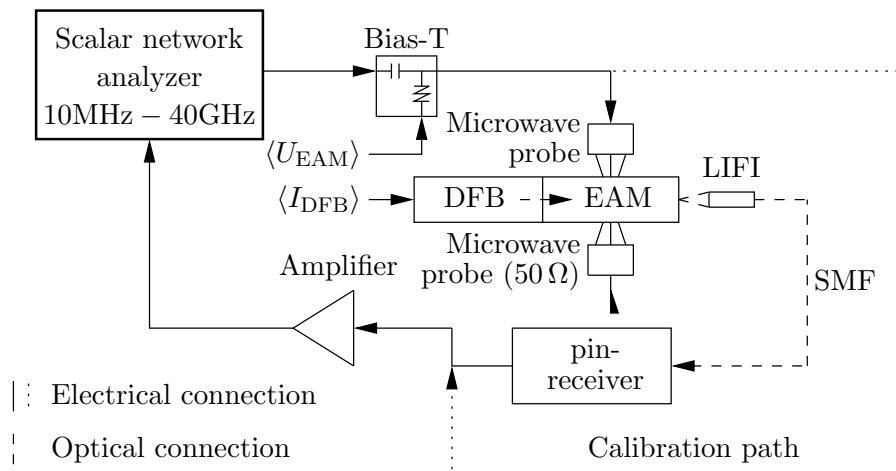


Abbildung 4.53: Schematische Darstellung des zur Bestimmung der Übertragungsfunktion von EAMs verwendeten Messaufbaus. Der optische Signalpfad kann zur Kalibration überbrückt werden.

Messung durch eine Kalibration reduziert. Dazu werden die elektrischen Komponenten zunächst alleine vermessen, wie in Abbildung 4.53 angedeutet.

Bis $f \approx 20$ GHz stimmen simulierte und gemessene Übertragungsfunktionen sehr gut überein. Bis $f = 40$ GHz nehmen Abweichungen zwischen Simulation und Messung auf bis zu 3 dB zu, was durch den bisher nicht berücksichtigten Abfall der Übertragungsfunktion der für die Messung verwendeten Photodiode mit einer spezifizierten 3 dB-Bandbreite von $f_{3\text{dB}} = 40$ GHz erklärt werden kann.

Mit dem vorgestellten konservativen EAM-Design können mit einem $100 \mu\text{m}$ langen EAM Modulationsbandbreiten in der Größenordnung von $f_{3\text{dB}} = 20$ GHz erreicht werden. Obwohl er somit für hochbitratige Anwendungen nicht verwendet werden kann, stellt er eine vernünftige Lösung für 10 Gbit/s-Anwendungen dar. Im Herstellungsprozess muss die intrinsische Al-haltige Wellenleiterschicht nicht durchätzt werden, womit ein technologischer, potentiell kritischer Prozessschritt entfällt. Außerdem kann die gleiche Wellenleitergeometrie zum Entwurf von lateral gekoppelten DFB-Lasern verwendet werden, was die monolithische Integration erleichtert. Um mit dem konservativen EAM-Design höhere Bandbreiten zu erreichen, können EAM-Längen unter $100 \mu\text{m}$ gewählt werden, wenn das die Extinktion ER bzw. die geschaltete optische Leistung ΔP_{opt} erlaubt.

4.3.2 Durchgeätzter Modulator

Das zweite in dieser Arbeit verwendete EAM-Design basiert auf einer drastischen Reduktion der Kapazität des EAMs C_{EAM} , indem die laterale Ausdehnung des verwendeten Wellenleiters und damit die für die Kapazität relevante Fläche auf ein Minimum reduziert wird. Dafür wird der Rippenwellenleiter durch die intrinsische Wellenleiterschicht hindurch bis in das n-dotierte Gebiet geätzt, weshalb die so hergestellten EAMs als durchgeätzte EAMs bezeichnet werden. In Abbildung 4.54 ist die Querschnittsfläche eines durchgeätzten EAMs dargestellt. Mit Hilfe der im vorherigen Abschnitt diskutierten Berechnungsmethoden kann die frequenzabhängige Potentialverteilung des EAMs bestimmt werden. Diese ist, analog zu den Berechnungen des konservativen EAMs, für die Modulationsfrequenzen von $f = 1$ GHz (oben), 10 GHz (Mitte) und 40 GHz (unten) in Abbildung 4.54 in Form von Äquipotentiallinien eingetragen. Im Gegensatz zum konservativen EAM passieren nun alle im Abstand von $0.1 \hat{U}$ eingezeichneten Äquipotentiallinien auch bei $f = 40$ GHz die intrinsische Wellenleiterschicht. Im p-dotierten Gebiet der Wellenleiterrippe fällt nahezu keine Spannung ab. In Abbildung 4.55 ist der laterale Verlauf

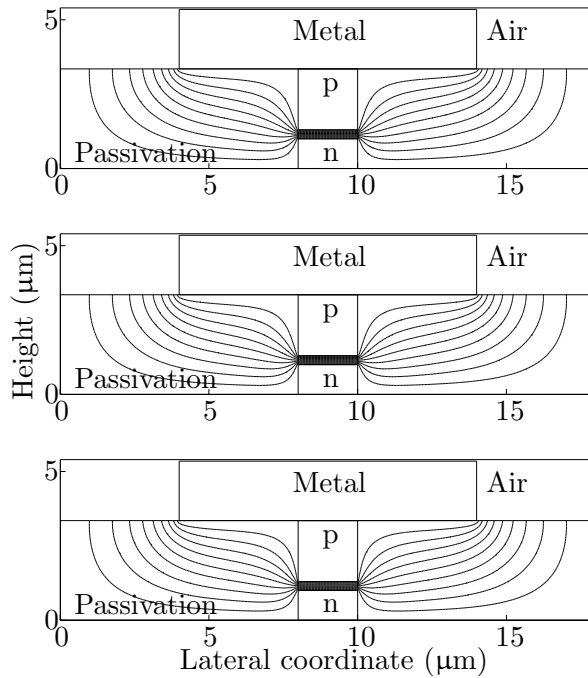


Abbildung 4.54: Simulierte Äquipotentiallinien im Abstand von $0.1 \hat{U}$ im durchgeätzten EAM für Modulationsfrequenzen von $f = 1$ GHz (oben), 10 GHz (Mitte) und 40 GHz (unten) bei einer Spannungsamplitude \hat{U} .

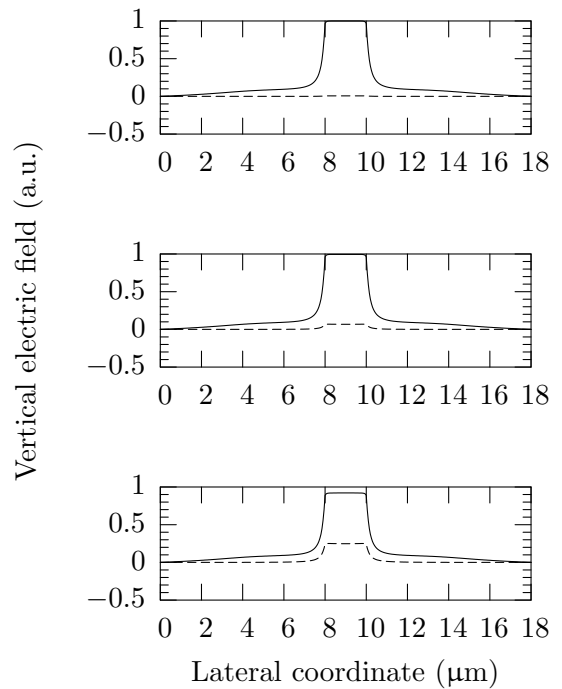


Abbildung 4.55: Realteil (durchgezogen) und Imaginärteil (gestrichelt) der simulierten, auf \hat{U}/d_{int} normierten elektrischen Feldstärke $|\vec{E}_{\text{int}}|$ entlang der lateralen Koordinate in der intrinsischen Zone des durchgeätzten EAMs für Modulationsfrequenzen von $f = 1$ GHz (oben), 10 GHz (Mitte) und 40 GHz (unten).

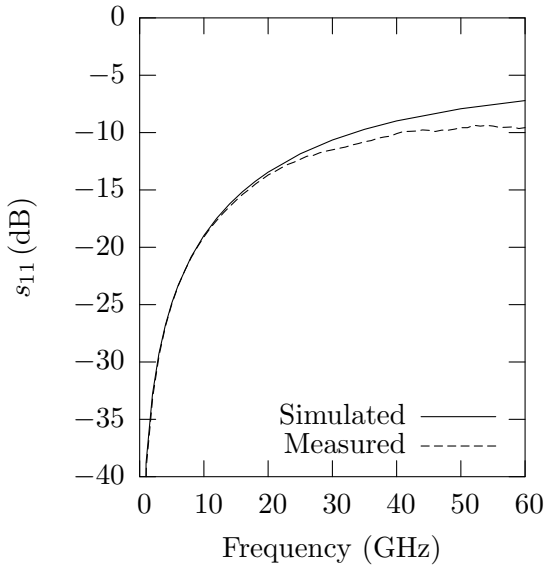


Abbildung 4.56: Simulierte elektrische Anpassung $|s_{11}|$ eines mit $Z_t = 50 \Omega$ abgeschlossenen EAMs der Länge $l_{\text{EAM}} = 100 \mu\text{m}$ für Modulationsfrequenzen bis $f = 60 \text{ GHz}$.

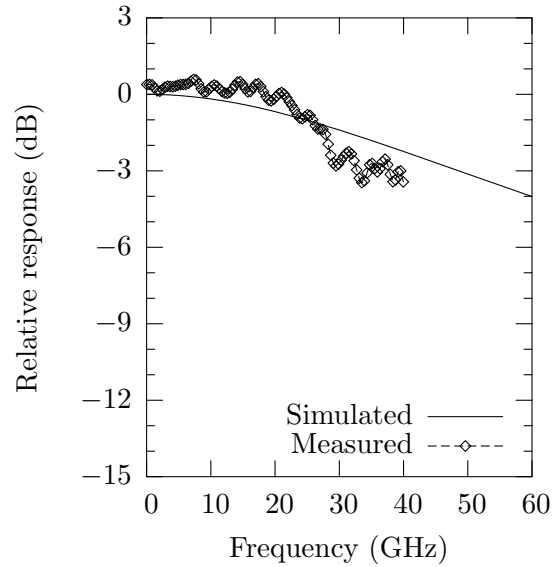


Abbildung 4.57: Simulierte und gemessene elektrisch-optische Übertragungsfunktion eines $l_{\text{EAM}} = 100 \mu\text{m}$ langen durchgeätzten EAMs für Frequenzen von 0 bis 60 GHz.

der elektrischen Feldstärke $|\vec{E}_{\text{int}}|$ zu sehen. Nahezu frequenzunabhängig fällt fast die gesamte EAM-Spannung U_{EAM} über der intrinsischen Wellenleiterschicht ab. Lediglich bei $f = 40 \text{ GHz}$ lässt sich ein kleiner Phasenversatz zwischen EAM-Spannung U_{EAM} und elektrischem Feld $|\vec{E}_{\text{EAM}}|$ erkennen. Im Vergleich zum konservativen EAM ergibt sich eine deutlich weniger von der Modulationsfrequenz f abhängige Potentialverteilung, was auf eine deutlich geringere Kapazität C_{EAM} schließen lässt. Dementsprechend wird auch die Impedanz der Parallelschaltung aus Z_{EAM} und Z_t durch Z_{EAM} weniger beeinflusst, was in einer deutlich breitbandigeren Anpassung resultiert. Diese ist für einen $100 \mu\text{m}$ langen EAM zusammen mit einem Messergebnis in Abbildung 4.56 dargestellt. Die simulierte und berechnete Anpassung zeigen sehr gute Übereinstimmung im gesamten untersuchten Frequenzbereich. Die Abweichungen nehmen mit der Modulationsfrequenz f zu und betragen weniger als 2.5 dB bei 60 GHz. Die gemessene und berechnete elektrisch-optische Übertragungsfunktion sind in Abbildung 4.57 dargestellt. Berechnung und Messung zeigen gute Übereinstimmung. Die gemessene Übertragungsfunktion fällt bei höheren Frequenzen etwas schneller als berechnet ab, was durch die nicht ideale Übertragungsfunktion der verwendeten Photodiode erklärt werden kann. Dennoch beträgt die gemessene Grenzfrequenz der elektrisch-optischen Übertragungsfunktion $f_{3\text{dB}}$ fast 40 GHz, was die Verwendung dieses EAMs in hochbitratigen optischen Systemen mit einer Bitrate von 40 Gbit/s ermöglicht.

Zur Untersuchung der Eigenschaften eines solchen EAMs in einem optischen Datenübertragungssystem wird der in Abbildung 4.58 skizzierte Aufbau verwendet. Als Signalquelle kann bei Messungen mit Datenraten von bis zu 12.5 Gbit/s der in der Abteilung vorhan-

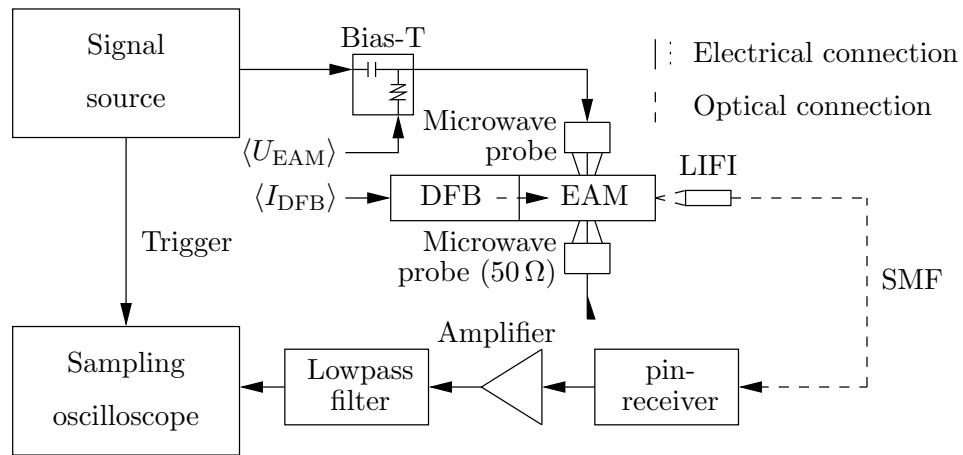


Abbildung 4.58: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Untersuchung der Eigenschaften von EAMs in einem optischen Übertragungssystem. Das modulierte Licht wird mit Hilfe eines speziellen Linsen-integrierten Isolators (engl.: lens integrated fiber isolators (LIFIs)) in eine SMF gekoppelt und von einem breitbandigen Photoreceiver detektiert.

dene Pattern-Generator dienen. Höherfrequente Testsignale mit Datenraten von bis zu 40 Gbit/s werden mit Hilfe eines Multiplexersystems erzeugt, das in Anhang C genauer vorgestellt wird. Mit Hilfe eines Bias-Ts wird der Gleichanteil $\langle U_{EAM} \rangle$ eingestellt, bevor das elektrische Signal dem EAM zugeführt wird. Das emittierte Licht wird mit Hilfe eines LIFIs in eine kurze SMF gekoppelt und auf einen pin-Photoreceiver gegeben. Das elektrische Signal wird verstärkt, in der Bandbreite angepasst und einem Abtast-Oszilloskop zugeführt.

In Abbildung 4.59 ist das an einem 130 μm langen EAM gemessene Augendiagramm für NRZ-Modulation und einer Datenrate von $B_R = 40$ Gbit/s dargestellt [74]. Das Signal-zu-Rauschverhältnis ist für die Messung durch Verwendung von 64-facher Mittelung erhöht, was eine genaue Beobachtung der einzelnen im Augendiagramm überlagerten Übergänge auch für geringe optische Empfangsleistung ermöglicht. Das Augendiagramm erscheint so deutlich geöffnet, obwohl die innere Augenöffnung durch die Anstiegszeit begrenzt wird. Dies mag zunächst im Widerspruch zur gemessenen Übertragungsfunktion stehen, lässt sich aber durch die verwendete Messtechnik erklären. Die Signalqualität des gemessenen Augendiagramms wird durch die Übertragungsfunktion aller für den Aufbau verwendeten Komponenten begrenzt. Im Gegensatz zur Messung der Übertragungsfunktion können eventuelle Nichtidealitäten nicht durch eine entsprechende Kalibration eliminiert werden. Die Summe der Übertragungsfunktionen der verwendeten Kabel, Bias-Ts, der Mikrowellentastköpfe, des Photodetektors und des elektrischen Verstärkers muss ebenfalls eine entsprechende Grenzfrequenz aufweisen. Außerdem muss die resultierende Übertragungsfunktion möglichst frei von Welligkeiten sein, wie in Abschnitt 2.2.2 diskutiert.

Der durchgeätzte EAM scheint wegen seiner enormen Breitbandigkeit die beste Wahl zu sein. Mit ihm können hochbitratige optische Systeme mit Datenraten von $B_R = 40$ Gbit/s

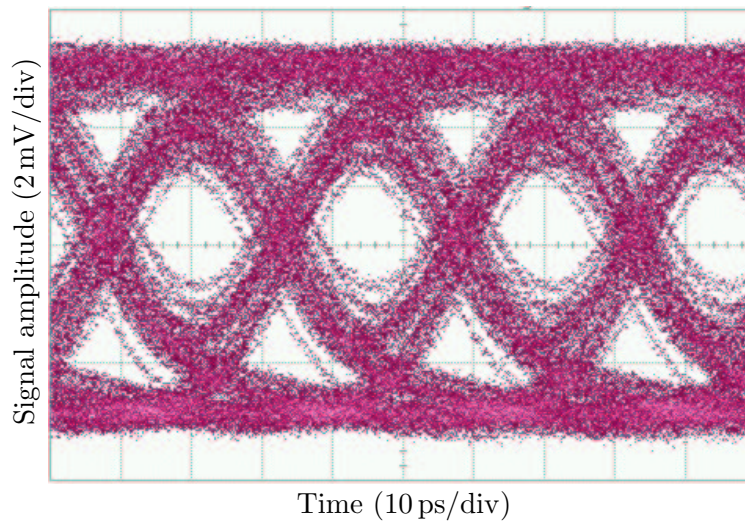


Abbildung 4.59: Bei einer Datenrate von $B_R = 40$ Gbit/s gemessenes Augendiagramm eines $100\ \mu\text{m}$ langen durchgeätzten EAMs. Der Gleichanteil der EAM-Spannung beträgt $\langle U_{\text{EAM}} \rangle = -1$ V, die Modulationsspannung ist $U_{\text{EAM,pp}} = 2$ V.

betrieben werden. Obwohl die Abhängigkeit der Modulationsbandbreite $f_{3\text{dB}}$ von der Bauelementlänge l_{EAM} in diesem Abschnitt nicht so ausführlich wie für den konservativen Modulator diskutiert wird, sei darauf hingewiesen, dass auch sie durch Längenreduktion weiter erhöht werden kann. Allerdings bringt das durchgeätzte Design auch Nachteile mit sich. Im Falle Al-haltiger aktiver Schichten sind die Auswirkungen ihres Durchätzens z.B. auf Lebensdauer und unerwünschte Oxidation noch nicht abschließend geklärt. Des Weiteren weist der resultierende Wellenleiter einen vergleichsweise großen Brechungsindexsprung in lateraler Richtung auf, was starke Führung der Wellenleitermoden zur Folge hat. Es handelt sich somit nicht mehr um einen einmodigen Wellenleiter, was die Ein- und Auskopplung erschwert. Außerdem sind Wellenleiter mit starker Führung für ihre vergleichsweise hohen Streuverluste, verursacht durch Oberflächenrauigkeiten, bekannt [75]. Zudem wird die monolithische Integration mit einem DFB-Laser durch die Verwendung unterschiedlicher Wellenleiter in den Bauelementsektionen zusätzlich erschwert.

4.4 Konzept des Wanderwellenmodulators

Die Modulationsbandbreiten $f_{3\text{dB}}$ der beiden vorgestellten EAM-Designs, konservativ und durchgeätzt, sind durch ihre Kapazität begrenzt, die mit der EAM-Länge l_{EAM} skaliert. Zusammen mit dem Innenwiderstand der Ansterelektronik bildet sie ein RC-Glied [76]. Ein in jüngster Zeit oft publizierter Ansatz zur Überwindung dieser Limitierung schlägt den Entwurf sogenannter Wanderwellenmodulatoren vor [13, 77, 78]. Eine schematische Darstellung eines Wanderwellenmodulators ist in Abbildung 4.60 zu sehen. Dabei wird der EAM nicht mehr als konzentriertes Bauelement verstanden, sondern als ein elektri-

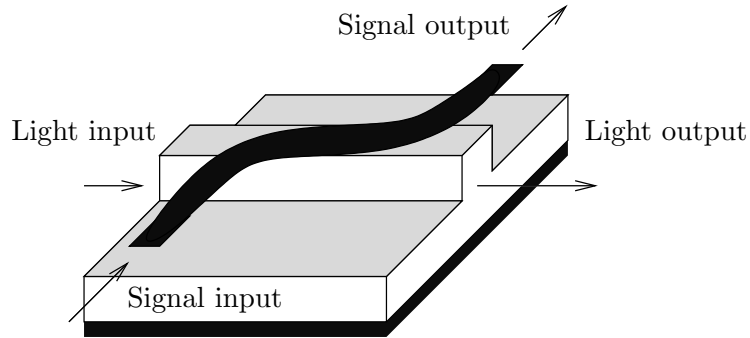


Abbildung 4.60: Schematische Darstellung eines Wanderwellenmodulators.

scher Wellenleiter. Optischer und elektrischer Wellenleiter werden parallel geführt, so dass das elektrische Feld des im elektrischen Wellenleiter geführten Modulationssignals die Absorptionseigenschaften im optischen Wellenleiter beeinflusst. Sind die Gruppenlaufzeiten der beiden Wellenleiter aufeinander abgestimmt, sieht es zunächst danach aus, als könnte dieses Konzept bisherige Bandbreitenbegrenzungen aufheben und dennoch lange EAMs mit entsprechend ausgeprägter Extinktion ermöglichen [79, 80].

Damit ein Wanderwellenmodulator jedoch entsprechend funktionieren kann, müssen die Gruppengeschwindigkeiten der optischen und elektrischen Signale $v_{\text{gr,opt}}$ und $v_{\text{gr,el}}$ gleich sein, da unterschiedliche Gruppenlaufzeiten die Modulationsbandbreite limitieren. Eine zweite Herausforderung ist das Design eines an das $50\ \Omega$ -System angepassten elektrischen Wellenleiters. Der wegen der dünnen intrinsischen Wellenleiterschicht und der hohen Dielektrizitätskonstante von Halbleitern meist zu hohe Kapazitätsbelag C'_{EAM} muss durch einen entsprechend hohen Induktivitätsbelag L'_{EAM} kompensiert werden, damit der Wellenwiderstand des elektrischen Wellenleiters $Z_{0,\text{EAM}}$ gemäß

$$Z_{0,\text{EAM}} = \sqrt{\frac{L'_{\text{EAM}}}{C'_{\text{EAM}}}} \quad (4.22)$$

möglichst $50\ \Omega$ beträgt. Wanderwellenmodulatoren mit einer intrinsischen Wellenleiterschicht der Dicke $d_{\text{int}} = 300\ \text{nm}$ haben einen Wellenwiderstand von $Z_{0,\text{EAM}} \approx 20\ \Omega$, wodurch eine breitbandige Ansteuerung nur durch spezielle niederohmige Treiberelektronik möglich wird. Alternativ kann über eine Reduktion des Kapazitätsbelags C'_{EAM} durch Verwendung einer dickeren intrinsischen Wellenleiterschicht $d_{\text{EAM}} > 300\ \text{nm}$ nachgedacht werden, was eine reduzierte elektrische Feldstärke $|\vec{E}_{\text{int}}|$ in der intrinsischen Wellenleiterschicht und somit weniger Extinktion ER zur Folge hätte. Ob dies durch Erhöhung der EAM-Länge l_{EAM} kompensiert werden kann, erscheint fraglich, insbesondere da Unterschiede in elektrischer und optischer Gruppenlaufzeit die mögliche EAM-Länge begrenzen.

Solange die EAM-Länge deutlich kürzer als die elektrische Wellenlänge ist, ist die Annahme gerechtfertigt, dass es sich bei einem EAM um ein konzentriertes Bauelement

handelt [81]. Die elektrische Wellenlänge im Halbleiter ist bei einer Modulationsfrequenz von $f = 40$ GHz ca. $l = 4$ mm. Ein $100\ \mu\text{m}$ langer EAM ist somit nur 5 % der elektrischen Wellenlänge lang und kann somit problemlos als konzentriertes Bauelement behandelt werden. Im Weiteren werden Wanderwellenmodulatoren daher nicht betrachtet.

5 Laser-integrierte Elektroabsorptionsmodulatoren

Die monolithische Integration von DFB-Laser und Elektroabsorptionsmodulator verspricht einige der in der optischen Datenübertragung erwünschten Eigenschaften zu vereinen. Bedingt durch die hohe Genauigkeit, mit der die Wellenleiter von DFB-Laser und EAM während der Herstellung zueinander ausgerichtet werden können, sind geringe Koppelverluste zu erwarten. Außerdem bringt ein integriertes Bauelement gegenüber getrennt aufgebautem DFB-Laser und EAM deutliche Vereinfachungen, denn es muss lediglich eine Komponente in ein Gehäuse montiert und gegenüber einer Einmodenglasfaser justiert werden. Die Integration bringt jedoch auch Schwierigkeiten mit sich. Im Allgemeinen haben DFB-Laser und EAM unterschiedliche Anforderungen an die aktiven Schichten. Für den DFB-Laser ist hoher Gewinn bei der DFB-Wellenlänge wichtig, damit eine niedrige Laserschwelle und gute Nebenmodenunterdrückung erzielt werden können. Im EAM muss die aktive Schicht derart gewählt werden, dass den Anforderungen an Grundabsorption, Extinktion und Chirp entsprochen wird.

5.1 Integrationskonzepte

Um die unterschiedlichen Anforderungen an die aktiven Schichten von DFB-Laser und EAM erfüllen zu können, werden derzeit von unterschiedlichen Forschungsgruppen verschiedene Ansätze verfolgt. Die wichtigsten Integrationsstrategien sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Bei dem in Abbildung 5.1(a) dargestellten DFB-EAM können die aktiven Schichten in DFB-Laser- und EAM-Sektion individuell optimiert werden, wenn sie durch

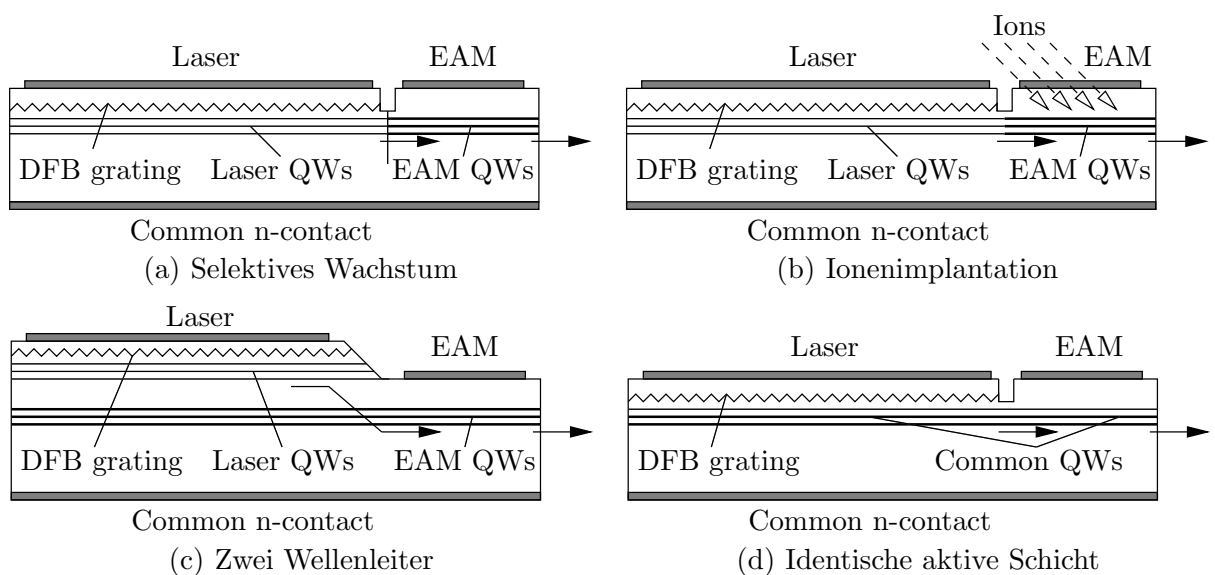


Abbildung 5.1: Verschiedene Strategien zur Integration von Laser und EAM.

selektives Wachstum epitaktisch hergestellt werden [82, 83]. Hierzu kann entweder eine entsprechende Vorbehandlung des Substrats dazu führen, dass sich die aktiven Schichten unterschiedlich ausbilden. Alternativ werden die aktiven Schichten zunächst großflächig gewachsen, dann lokal entfernt und erneut mit anderen Wachstumsparametern epitaktisch aufgewachsen. Das aufwendige und vergleichsweise teure Mehrfach-Wachstum kann unter anderem durch lokale Ionenimplantation vermieden werden [84]–[86]. Dabei wird das Bauelement gezielt mit hochenergetischen Ionen beschossen, um die Bandkantenenergie lokal zu verändern (Abbildung 5.1(b)). Der Einfluss der Ionen auf die aktive Schicht ist dabei schwer zu kontrollieren. Benutzt man zwei verschiedene optische Wellenleiter in DFB-Laser- und EAM-Sektion (Abbildung 5.1(c)), so kann die Bandkantenenergie aller aktiven Schichten während der Epitaxie individuell eingestellt werden [87, 88]. Auch weil alle aktiven Schichten innerhalb der ersten Epitaxie hergestellt werden können, ist dieser Ansatz attraktiv. Als Schwierigkeit sind jedoch die Koppelverluste zwischen DFB-Laser- und EAM-Sektion zu nennen, denn es wird ein Wellenleiterübergang benötigt, um das in der DFB-Laser-Sektion generierte Licht in den Wellenleiter der EAM-Sektion zu koppeln. Diese Arbeit verfolgt den in Abbildung 5.1(d) skizzierten Integrationsansatz. DFB-Laser- und EAM-Sektion nutzen dabei die gleiche aktive Schicht [89]–[91]. Damit die EAM-Sektion das Licht der DFB-Laser-Sektion nicht vollständig absorbiert, wird eine speziell optimierte QW-Struktur verwendet. Ferner wird die DFB-Laser-Sektion um einige 10 nm langwelliger betrieben als die Wellenlänge, die dem Gewinnmaximum entspricht, was die Absorptionseigenschaften in der EAM-Sektion positiv beeinflusst.

5.2 Anforderungen an eine gemeinsame aktive Schicht

Damit die gleiche aktive Schicht in DFB-Laser- und EAM-Sektion benutzt werden kann, sind an sie folgende Anforderungen zu stellen.

- **Ausreichend Gewinn**
Die aktive Schicht muss im Vorwärtsbetrieb genügend Gewinn für den Laserbetrieb liefern. Dabei ist zu berücksichtigen, dass durch geeignetes Design des DFB-Gitters die Braggwellenlänge und damit die Emissionswellenlänge der DFB-Laser-Sektion nicht zwangsläufig mit dem Gewinnmaximum der aktiven Schicht übereinstimmen muss.
- **Geringe Grundabsorption**
Die aktive Schicht muss in der EAM-Sektion für die Emissionswellenlänge so wenig Grundabsorption wie möglich aufweisen.
- **Starke Absorptionsänderung**
Damit die aktive Schicht als EAM eingesetzt werden kann, muss sie bei der Betriebswellenlänge starke Absorptionsänderungen für geringe Spannungsänderungen aufweisen.

Diese zunächst unmöglich erscheinenden Forderungen werden durch zwei wesentliche Faktoren entschärft. In der DFB-Laser-Sektion wird die pin-Diode der aktiven Schicht in Flussrichtung betrieben. Die dabei entstehende Wärme führt zu einer im Bauelement lokal unterschiedlichen Temperatur. Die mittlere Temperatur in der DFB-Laser-Sektion ist demnach erhöht, was zur Folge hat, dass das Gewinnspektrum der aktiven Schicht dort langwellig verschoben ist. Außerdem wird mit Hilfe des DFB-Gitters langwellige Emission erzwungen. Für diese Arbeit werden aktive Schichten mit QWs aus AlGaInAs innerhalb einer ebenfalls aus AlGaInAs bestehenden Wellenleiterschicht untersucht. Dieses Materialsystem ist für steile Absorptionskanten und ausgeprägte exzitonische Absorption bekannt [18],[92]–[94]. Des Weiteren hat sich gezeigt, dass eine aktive Schicht bestehend aus einem einheitlichen QW-Typ gegenüber einer Struktur mit verschiedenen QW-Typen im AlGaInAs Materialsystem vorteilhaft ist².

In den Kapiteln 2 und 4 wurde bereits der Gewinn und das Absorptionsverhalten der verwendeten Wellenleiter getrennt voneinander diskutiert. Damit die gleiche aktive Schicht in DFB-Laser- und EAM-Sektion genutzt werden kann, dienen Gewinn- und Absorptionskurven als Entwurfsgrundlage. Diese sind in den Abbildungen 5.2 und 5.3 gegenübergestellt. Anhand dieser Diagramme wird die Betriebswellenlänge λ gewählt, die durch die

²Hier verhält sich das AlGaInAs-Materialsystem anders als InGaAsP. Das P-haltige Materialsystem hat aufgrund der stark unterschiedlichen Banddiskontinuitäten für Leitungs- und Valenzband einen Designfreiheitsgrad mehr. Die p-seitig injizierten Löcher halten sich im Vorwärtsbetrieb bevorzugt in den obersten QWs auf und die aktive Schicht wird inhomogen gepumpt. Die oberen QWs können so für langwelligere Emission ausgelegt werden. [8]

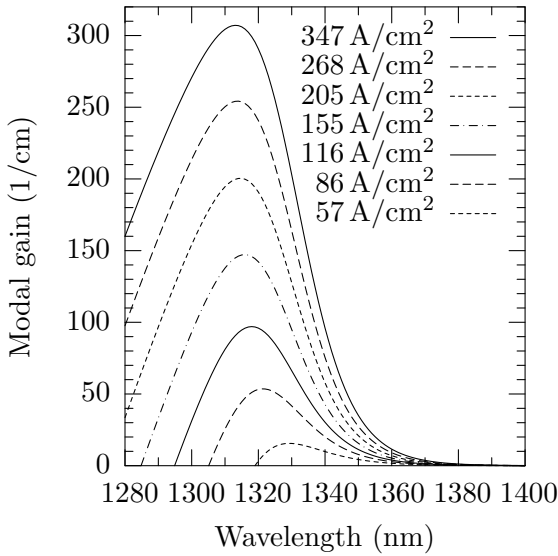


Abbildung 5.2: Simulierter modaler Gewinn eines Wellenleiters mit 12% Füllfaktor und 10 je 5 nm dicken AlGaInAs QWs für verschiedene QW-Stromdichten $|j|$.

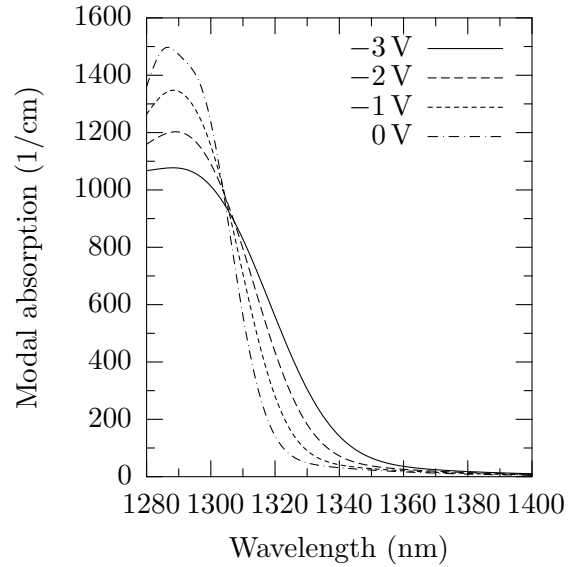


Abbildung 5.3: Simulierte modale Absorption des Wellenleiters aus Abbildung 5.2 für verschiedene Sperrspannungen.

Periode Λ des DFB-Gitters bestimmt wird. Die niedrigsten Schwellenströme werden beim Betrieb auf dem Gewinnmaximum bei $\lambda \approx 1320$ nm erzielt. Der Vergleich von Abbildung 5.2 und 5.3 zeigt, dass die Absorption bei dieser Wellenlänge jedoch vergleichsweise sehr hoch ist. Entsprechend den Berechnungen aus Abbildung 4.39 muss für $\lambda = 1320$ nm die EAM-Länge deutlich unter $100 \mu\text{m}$ gewählt werden, wenn die geschaltete optische Leistung maximiert werden soll. Mit einem $10 \mu\text{m}$ langen EAM kann bei dieser Wellenlänge 20% der eingestrahnten optischen Leistung geschaltet werden. Gleichzeitig fällt diese Betriebswellenlänge fast mit den in Tabelle 4.1 dargestellten Betriebswellenlängen zusammen, für die sich der effektive Brechungsindex beim Schalten der EAM-Spannung von $U_{\text{EAM},1} = 0$ V auf $U_{\text{EAM},2} = -1$ V nicht ändert, was dem Entwurf eines DFB-EAMs mit besonders geringem Chirp-Parameter entspricht. Leider lassen sich bei $\lambda = 1320$ nm nur Extinktionsverhältnisse von $\text{ER} < 10$ dB realisieren, was oft weniger ist als erwünscht.

Wählt man eine ca. 15 nm längere Betriebswellenlänge, hat der simulierte modale Gewinn in Abbildung 5.2 nur leicht abgenommen, die Absorptionseigenschaften sind jedoch deutlich verbessert. Entsprechend den Berechnungen aus Abschnitt 4.2 versprechen $100 \mu\text{m}$ lange EAMs ein Extinktionsverhältnis von $\text{ER} = 10$ dB bei einer Einfügedämpfung von $\alpha_{\text{res}} = 5$ dB. Allerdings gilt in diesem Fall für den Chirp-Parameter $\alpha_{\text{H}} > 0$, wie sich aus Abbildung 4.42 ergibt.

5.3 Segmenttrennung

Zur elektrischen Isolation von DFB-Laser- und EAM-Sektion ist eine Segmenttrennung notwendig. Dieser kommt besondere Bedeutung zu, da sie die beiden Sektionen elektrisch möglichst vollständig isolieren soll, ohne dabei den optischen Wellenleiter zu stark zu stören. Die Segmenttrennungen in dieser Arbeit werden durch $2\ \mu\text{m}$ lange Ätzgräben realisiert, wie in Abbildung 5.4 skizziert. Dabei wird die nominelle Länge von $2\ \mu\text{m}$ durch die Unterätzung des verwendeten nasschemischen Ätzverfahrens auf ca. $8\ \mu\text{m}$ erhöht. Die optischen und elektrischen Eigenschaften sind wie folgt zu bewerten.

- **Optische Reflexion**

Der angedeutete Ätzgraben zwischen DFB-Laser- und EAM-Sektion stellt eine Störung des optischen Wellenleiters dar. Entsprechend der in Abbildung 5.5 gezeigten Simulation des transversalen Modenprofils wird 1% der optischen Intensität im ungestörten Wellenleiter in dem Teil der Wellenleiterrippe geführt, welcher im Ätzgraben entfernt wird. Es ist daher davon auszugehen, dass maximal dieser Anteil gestreut oder in die DFB-Laser-Sektion zurückreflektiert wird. Abhängig von der Phasenlage kann diese Reflexion Einfluss auf die Laserschwelle haben. In den meisten Fällen wird die Laserschwelle durch die an der Segmenttrennung auftretende zusätzliche Reflexion reduziert. Bei DFB-Lasern mit Indextgittern kann diese Reflexion das spektrale Verhalten beeinflussen, da durch die Facettenreflexion eine der konkurrierenden DFB-Moden bevorzugt wird. Bei DFB-Lasern mit lateralen Metallabsorptionsgittern sind keine Auswirkungen auf das spektrale Verhalten zu erwarten.

- **Elektrischer Leitwert**

Bei der gewählten Ätztiefe von $2\ \mu\text{m}$ weisen DFB-Laser- und EAM-Sektion einen

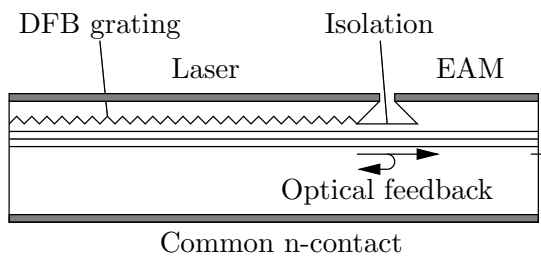


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung eines integrierten DFB-EAMs. Die an der Segmenttrennung auftretende optische Reflexion ist angedeutet.

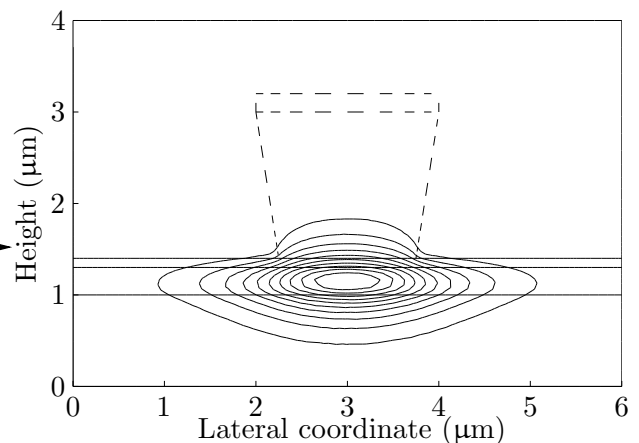


Abbildung 5.5: Simuliertes Modenprofil in der Querschnittsfläche. Der gestrichelt eingezeichnete Rippenwellenleiter ist in der Segmenttrennung entfernt.

Separationswiderstand von mehr als $25\text{ k}\Omega$ auf. Er ist somit um mehr als drei Größenordnungen höher als der Serienwiderstand der Wellenleiterrippe und somit ausreichend. Dabei hängt der exakte Wert des Separationswiderstands maßgeblich von der verbleibenden p-Leitfähigkeit ab, die durch die Dicke der noch verbleibenden p-dotierten Schicht bestimmt wird. Bei DFB-EAMs mit Indexgittern oberhalb der aktiven Schichten ist daher in der Regel eine spezielle Ätzung zur Reduktion der p-seitig verbleibenden lateralen Leitfähigkeit notwendig. Für DFB-EAMs mit Metallgittern muss beim Ätzen der Wellenleiterrippe für den DFB-Laser das p-seitige Gebiet fast vollständig entfernt werden, damit das laterale Metallabsorptionsgitter nahe genug an die Wellenleitermode strukturiert werden kann. Dadurch wird die laterale p-Leitfähigkeit ohnehin derart reduziert, dass auch ohne weitere Ätzungen ausreichend hohe Separationswiderstände resultieren.

- Elektrische Kapazität

Die Kapazität zwischen DFB-Laser- und EAM-Sektion sollte so gering wie möglich sein, damit die elektrische Isolation zwischen den Sektionen nicht nur im statischen Betrieb, sondern auch bei Hochfrequenzmodulation ausreichend ist. Als grobe Abschätzung kann die Kapazität der sich gegenüberstehenden Stirnflächen der dotierten Wellenleiterrippe von DFB-Laser- und EAM-Sektion dienen. Bei dem gewählten Design beträgt sie ca. 2 fF und ist damit vernachlässigbar klein.

- Parasitärer Phototransistor

Vergleicht man die Dotierungen in der Segmenttrennung entlang der in Abbildung 5.6 eingezeichneten Koordinatenachse l mit denen eines pnp-Bipolartransistors sind gewisse Ähnlichkeiten offensichtlich, wenn man berücksichtigt, dass die verwendeten intrinsischen Gebiete eine schwache n-Hintergrunddotierung aufweisen. Im Gegensatz zu einem Bipolartransistor werden die Ladungsträger nicht in die Basis über einen elektrischen Kontakt injiziert, sondern durch Photoabsorption generiert. Ein parasitärer Phototransistor an der Segmenttrennung führt zu elektrischer Verkopplung der beiden Bauelementsektionen oberhalb der Laserschwelle, da erst dort signifikante optische Leistung auf die Basis des Phototransistors einfällt. Oberhalb der Laserschwelle fließt ein Teil des in die DFB-Laser-Sektion injizierten Stroms nicht durch die eigentliche Laserdiode sondern durch den Phototransistor direkt in die EAM-Sektion.

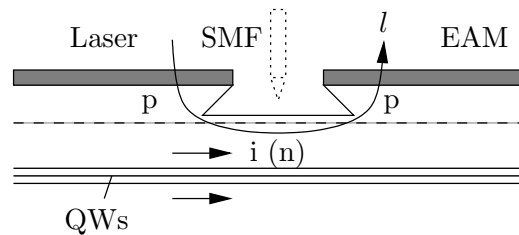


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung eines integrierten DFB-EAMs. Der an der Segmenttrennung auftretende parasitäre Bipolartransistor entlang der Koordinatenachse l ist angedeutet.

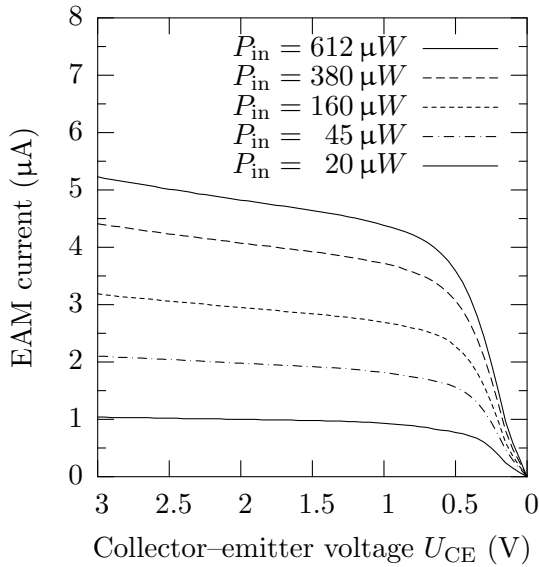


Abbildung 5.7: Gemessener EAM-Strom als Funktion der Spannung $U_{\text{CE}} = U_{\text{LD}} - U_{\text{EAM}}$ zwischen DFB-Laser- und EAM-Kontakt für verschiedene eingestrahlte optische Leistungen P_{in} .

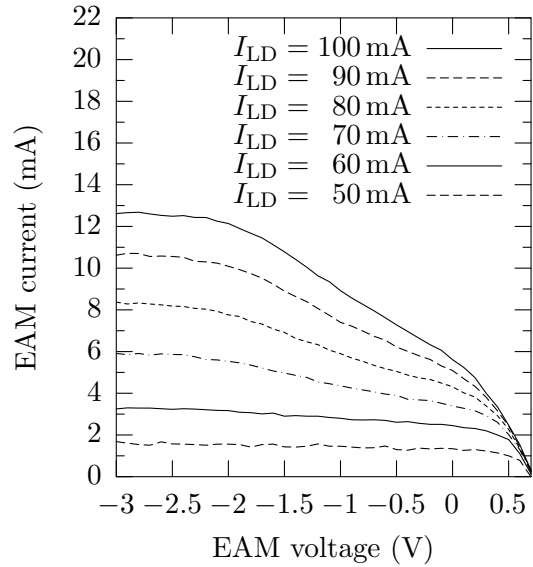


Abbildung 5.8: Gemessener EAM-Strom als Funktion der EAM-Spannung U_{EAM} für verschiedene Laserströme I_{LD} . Der Schwellenstrom beträgt $I_{\text{th}} = 39 \text{ mA}$.

Dieser Effekt lässt sich qualitativ durch externe Lichteinstrahlung in die Segmenttrennung nachweisen. Dafür wird monochromatisches Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1520 \text{ nm}$ mit Hilfe einer lensed fiber vertikal in die Segmenttrennung eines für $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ Wellenlänge ausgelegten DFB-EAMs fokussiert. Die Position dieser SMF ist in Abbildung 5.6 gestrichelt angedeutet. In Abhängigkeit der durch die SMF eingestrahnten optischen Leistung P_{in} ergibt sich ein für einen Phototransistor typisches Strom-Spannungs-Kennlinienfeld. Dieses ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Dabei bezeichnet $U_{\text{CE}} = U_{\text{LD}} - U_{\text{EAM}}$ die zwischen DFB-Laser- und EAM-Kontakt angelegte Spannung. Der Vergleich des Kennlinienfelds aus Abbildung 5.7 mit einem typischen Kennlinienfeld des EAM-Stroms in Abbildung 5.8, das ohne externe Einstrahlung für verschiedene Laserströme aufgenommen wurde, bestätigt, dass der parasitäre Phototransistor auch bei Beleuchtung aus der DFB-Laser-Sektion die beiden Sektionen elektrisch verkoppelt. Da zur Messung des in Abbildung 5.7 dargestellten Kennlinienfelds das Licht eines externen DFB-Lasers senkrecht zur Wellenleiterschicht eingestrahlt wurde, ist die Absorption in der Basis im Vergleich zu Abbildung 5.8 deutlich reduziert. Obwohl ein Vergleich der absoluten Werte des EAM-Stroms somit nicht sinnvoll ist, wird die Existenz eines parasitären Phototransistors aus der qualitativen Ähnlichkeit der beiden auf unterschiedliche Weise gewonnenen Messungen bestätigt.

Abbildung 5.9 veranschaulicht die örtliche Empfindlichkeit des parasitären Phototransistors. Für die Messung wurde für verschiedene Positionen der in Abbildung

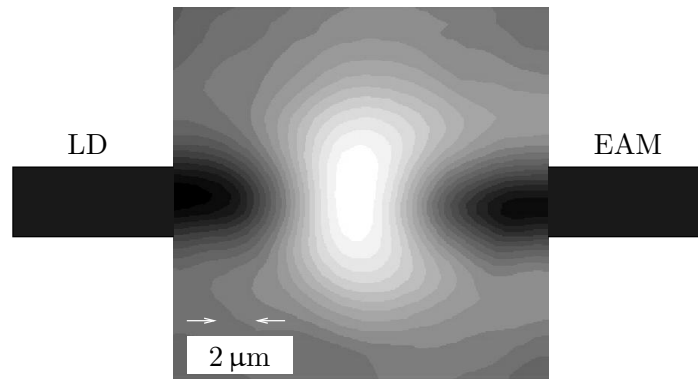


Abbildung 5.9: Gemessene ortsaufgelöste relative Empfindlichkeit eines parasitären Phototransistors in der Segmenttrennung zwischen DFB-Laser- und EAM-Sektion. Stellen hoher Empfindlichkeit sind hell dargestellt. Der Messbereich beträgt $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$. Die Fortsetzung der Wellenleiterrippen der DFB-Laser- und EAM-Sektionen sind außerhalb des Messbereichs schematisch eingezeichnet.

5.6 skizzierten SMF der EAM-Strom gemessen. Demnach zeigt der parasitäre Phototransistor in der Mitte der Segmenttrennung maximale Empfindlichkeit. Es ergibt sich ein Bereich mit maximaler Empfindlichkeit von ca. $2\ \mu\text{m}$ in longitudinaler Richtung, was dem Abstand der Metallisierungen auf den Wellenleiterrippen entspricht.

Die Auswirkungen eines parasitären Phototransistors in der Segmenttrennung zwischen DFB-Laser- und EAM-Sektion sind

- Hohe EAM-Ströme
Durch den EAM-Kontakt fließt nicht nur der durch Photoabsorption generierte Strom, sondern auch der Transistorstrom. Dies hat Auswirkungen auf die in Abschnitt 4.3 diskutierte elektrische Anpassung an das $50\ \Omega$ -System, da die Impedanz des EAMs nicht mehr gegenüber dem Abschlusswiderstand Z_t vernachlässigt werden kann.
- Erwärmung
Die Verlustwärme des parasitären Transistors in der Segmenttrennung entsteht hauptsächlich im Kollektor, also in der EAM-Sektion, da fast die ganze Spannung U_{CE} über seiner Verarmungszone abfällt. Die resultierende spektrale Verschiebung der Absorptionsbandkante beeinflusst die Funktionsweise der EAM-Sektion negativ. Außerdem wurde in seltenen Fällen beobachtet, dass die in der EAM-Sektion anfallende Verlustwärme das Bauelement thermisch zerstört.
- Parasitäre Direktmodulation
Bedingt durch die elektrische Verkopplung verursacht das Modulationssignal der EAM-Sektion eine parasitäre Direktmodulation der DFB-Laser-Sektion.

Eine derartige Verkopplung der Bauelementsektionen ist bei DFB–EAMs in der Re-

gel unerwünscht und sollte möglichst vermieden werden, damit das breitbandige Modulationssignal der EAM-Sektion nicht die DFB-Laser-Sektion beeinflusst. Möglicherweise kann ein parasitärer Phototransistor in der Segmenttrennung jedoch für einige spezielle Anwendungen auch toleriert werden. Verwendet man beispielsweise ein Modulationsverfahren, welches den Frequenzbereich unter der Grenzfrequenz des Phototransistors ($f_{3\text{dB}} < 1 \text{ GHz}$) ausschließt, kann die parasitäre Direktmodulation der DFB-Laser-Sektion weitgehend vermieden werden.

Bezüglich optischer Reflexion und elektrischer Isolation im unbeleuchteten Zustand zeigt die in Abbildung 5.6 skizzierte und für diese Arbeit favorisierte Segmenttrennung hervorragende Eigenschaften. Dennoch kann es im beleuchteten Zustand aufgrund des Effekts des parasitären Phototransistors zu einer elektrischen Verkopplung kommen.

In dieser Arbeit wurde versucht, den Transistoreffekt durch Variation der n-Hintergrunddotierung und Strukturierung einer metallischen Abschirmung in der Segmenttrennung zu reduzieren, beides allerdings ohne durchschlagenden Erfolg. Des Weiteren wurde festgestellt, dass er sich durch tieferes Ätzen in der Segmenttrennung zwar vermeiden lässt, die optischen Koppelverluste dabei jedoch schnell unakzeptabel hoch werden. Außerdem gelang es nicht, den parasitären Phototransistor durch “Elektroschocks” zu zerstören, ohne dabei die Funktionsweise der benachbarten Sektionen negativ zu beeinträchtigen.

Um eine bessere elektrische Isolation der beiden Bauelementsektionen auch im beleuchteten Zustand sicherzustellen, muss hinterfragt werden, ob eine alternative Realisierung der Segmenttrennung evtl. durch lokale Zn-Diffusion, geätzte Facetten oder mit Hilfe eines Focused-Ion-Beam-Schnitts zweckmäßiger ist. Evtl. hilft es auch, die Länge der Segmenttrennung — wie in [95] — auf ca. $200 \mu\text{m}$ zu erhöhen.

5.4 Integrationsbedingte Rückwirkungen

Aufgrund der monolithischen Integration beeinflussen sich DFB-Laser- und EAM-Sektion in ihrer Funktionsweise. Da die Kombination verschiedener Übersprechmechanismen das Verhalten des Bauelements maßgeblich beeinflussen kann, ist es wichtig, die grundlegenden Übersprechmechanismen zu verstehen.

5.4.1 Optische Rückwirkungen

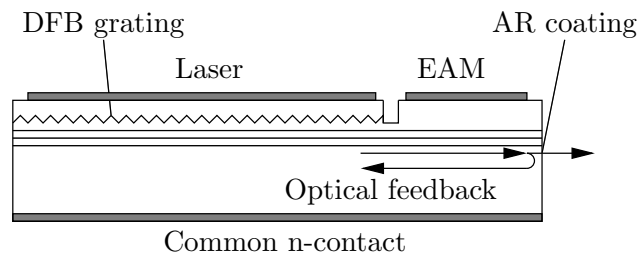


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung eines integrierten DFB-EAMs. Die an der Endfacette auftretende optische Reflexion ist angedeutet.

DFB-Laser sind für ihre ausgeprägte Empfindlichkeit gegenüber optischer Rückwirkung bekannt. Wie in Kapitel 3 gezeigt, neigen indexgekoppelte DFB-Laser zur Zweimodigkeit. In diesem Fall entscheidet die Position und Stärke einer weiteren Reflexion maßgeblich über das spektrale Verhalten. Oft wird gefordert, dass die optischen Rückwirkungen im Verhältnis zur abgegebenen Leistung um mindestens 50 dB reduziert sind. Verlustgekoppelte DFB-Laser sind jedoch aufgrund ihrer intrinsischen Einmodigkeit deutlich unempfindlicher gegenüber Rückwirkungen.

Durch die Restreflexion der in Abbildung 5.10 angedeuteten entspiegelten Bauelementfacette wird ein Teil des in der EAM-Sektion modulierten Lichts in die DFB-Laser-Sektion zurückgekoppelt. Da die Phasenlage und Intensität der zurück in die DFB-Laser-Sektion reflektierten Lichtwelle unter Modulation variieren, beeinflusst die Restreflexion die Betriebsstabilität der DFB-Laser-Sektion, was insbesondere durch erhöhtes Laserrauschen zum Ausdruck kommt. Reflexionen, die an der Bauelementfacette auftreten, sind daher — im Gegensatz zu optischen Reflexionen, die in der Segmenttrennung auftreten — unerwünscht. In Kapitel 4 wurde erörtert, dass in der EAM-Sektion mit einer Einfügedämpfung von mindestens 4 dB zu rechnen ist, wenn man die Länge des EAMs für ein Extinktionsverhältnis von 10 dB auslegt. Mit einer Antireflexions (AR)-Beschichtung mit einer resultierenden Leistungsreflexion von 1 % und ohne Berücksichtigung von Verlusten an der Segmenttrennung wird somit ein optischer Reflexionsfaktor von maximal -28 dB für alle Betriebswellenlängen erreicht.

Um diesen weiter zu reduzieren, besteht die Möglichkeit einer aufwendigeren Facetten-

entspiegelung durch Mehrlagen-AR-Beschichtungen. Alternativ können gebogene Wellenleiter eingesetzt werden, die unter einem abgeflachten Winkel auf die Kristallendfläche treffen. Wird die EAM-Sektion knapp unterhalb der Bandkante betrieben, erhöht sich die Einfügedämpfung entsprechend den in Abbildung 4.38 gezeigten Berechnungen deutlich. Für eine Betriebswellenlänge von $\lambda = 1320$ nm ist die Einfügedämpfung einer 100 μm -langen EAM-Sektion demnach fast 10 dB, womit selbst mit einer einfachen Entspiegelungsschicht der optische Reflexionsfaktor weniger als -40 dB beträgt.

5.4.2 Thermische Rückwirkungen

Die Integration von DFB-Laser- und EAM-Sektion bedingt auch eine thermische Kopplung. Je größer die EAM-Sperrspannung, desto größer ist der durch Absorption generierte Photostrom. Da die optische Intensität in longitudinaler Richtung exponentiell abfällt, ist die größte Stromdichte in der EAM-Sektion direkt an der Segmenttrennung zu erwarten. Zusammen mit der an der EAM-Sektion anliegenden Spannung wird eine nicht zu vernachlässigende Leistung in Wärme umgesetzt. Die daraus resultierende Erwärmung führt zu einer Rotverschiebung der Absorptionsbandkante, welche die modale Absorption in der EAM-Sektion weiter erhöht. Durch diese positive Rückkopplung wird die statische Extinktion erhöht.

Die durch Absorption verursachte Temperaturerhöhung wirkt sich auch auf den effektiven

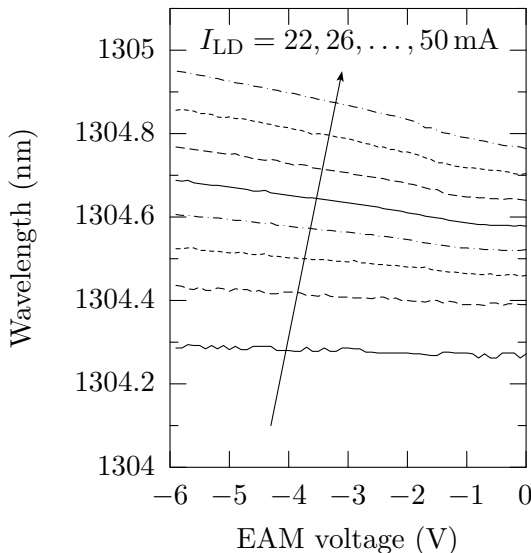


Abbildung 5.11: Gemessene Wellenlänge eines DFB-EAMs als Funktion der EAM-Spannung und des Laserstroms im Dauerstrichbetrieb. Der Schwellenstrom beträgt $I_{th} = 20$ mA.

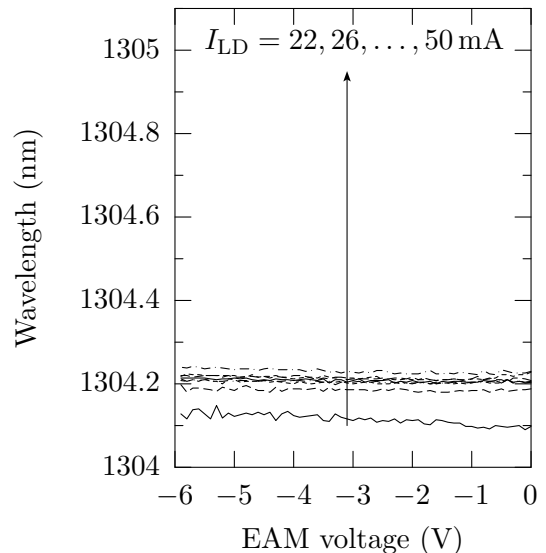


Abbildung 5.12: Gemessene Wellenlänge des DFB-EAMs aus Abbildung 5.11 als Funktion der EAM-Spannung und verschiedener gepulster Laserströme.

Brechungsindex in der DFB-Laser-Sektion aus und lässt sich durch spektrale Rotverschiebung des Emissionsspektrums nachweisen [96, 97]. Abbildung 5.11 zeigt den Verlauf der Wellenlänge eines DFB-EAMs im Dauerstrichbetrieb. Für höhere EAM-Sperrspannungen steigt die Absorption im EAM an. Die durch den generierten Absorptionsstrom gegebene Verlustleistung erwärmt nicht nur die EAM-Sektion, sondern auch die DFB-Laser-Sektion, was sich durch eine erhöhte Emissionswellenlänge auswirkt. Wird die DFB-Laser-Sektion im gepulsten Modus betrieben, mit $1\ \mu\text{s}$ langen Pulsen und einem Tastverhältnis von 1:100, ist der Effekt stark reduziert, wie die Messung in Abbildung 5.12 belegt.

Da Temperaturänderungen sehr langsame Effekte sind, ist nicht damit zu rechnen, dass sich bedingt durch die Hochfrequenzmodulation im EAM die Temperaturverhältnisse und somit die Emissionswellenlänge der DFB-Laser-Sektion zeitlich ändern. Allerdings erhöhen die im EAM anfallenden Verluste die mittlere Temperatur des EAMs um bis zu 5 K und die des DFB-Lasers um bis zu 1 K, was beim Bauelementdesign berücksichtigt werden sollte.

5.5 Herstellung

Die Herstellung beginnt mit dem Wachstum einer geeigneten Schichtstruktur, die mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie auf ein n-dotiertes InP-Substrat epitaktisch abgeschieden wird. Die für diese Arbeit verwendeten Schichtstrukturen sind im Anhang A aufgeführt und wurden bei Infineon Technologies AG in München hergestellt. Ihre aktiven Schichten bestehen aus druckverspannten QWs aus InGaAlAs, die von zugverspannten Barrieren umgeben sind. Obwohl präzises homogenes Wachstum für die Funktionsweise der Bauelemente unabdingbar ist, wird in dieser Arbeit auf das Epitaxieverfahren nicht weiter eingegangen.

Eine Übersicht über die sich anschließenden technologischen Prozesse ist in Abbildung 5.13 schematisch dargestellt. Die Strukturierung beginnt mit dem Aufbringen von Metallstreifen, bestehend aus 50 nm Ti, 100 nm Pt, 300 nm Au und 80 nm Ti, durch einen Lift-off Prozess (Abbildung 5.13(a)). Die Metallstreifen dienen anschließend als Ätzmaske für die Wellenleiterrippe und sind daher entsprechend dick gewählt. Es wird eine Kombination von nass- und trockenchemischem Ätzprozess verwendet, wobei auch die in Abschnitt 5.3 diskutierte Segmenttrennung realisiert wird. Die durch das nasschemische Ätzen entstehende Unterätzung beträgt ca. 7° in lateraler Richtung und ca. 30° in longitudinaler Richtung. Der Ätztiefe der Wellenleiterrippe kommt dabei eine besondere Bedeutung zu, da durch sie z.B. der effektive Brechungsindex des Wellenleiters, die Auswirkungen des lateralen Metallabsorptionsgitters und die optischen und elektrischen Eigenschaften der Segmenttrennung bestimmt werden. Die Ätzung soll nominell 80 nm oberhalb der intrinsischen Wellenleiterschicht im p-dotierten Gebiet stoppen, was durch iteratives Ätzen und Kontrolle der Dicke der verbleibenden p-dotierten Schicht durch Messung der lateralen Leitfähigkeit realisiert wird. Abbildung 5.13(b) zeigt schematisch die geätzten Wellenleiterrippen und die Segmenttrennungen zwischen den Sektionen der Bauelemente.

Zur Realisierung lokaler Metallabsorptionsgitter wird Elektronenstrahlolithographie verwendet. Dazu wird der Lack PMMA 950k verdünnt und nur ca. 60 nm dick aufgeschleudert, da so ausreichende Homogenität der Lackdicke insbesondere auch direkt neben den Wellenleiterrippen erzielt wird. Mit einer Beschleunigungsspannung von 100 kV werden $12\ \mu\text{m}$ lange und 40 nm breite Gitterstege mit longitudinaler Periodizität Λ belichtet und entwickelt. Da der verwendete Elektronenstrahlbelichter mit einer Justiergenauigkeit von 5 nm spezifiziert ist, werden die Positionen der Gitterstege auf 5 nm gerundet, womit der Abstand zweier benachbarter Gitterstege von Λ abweicht, die effektive Periodizität Λ aber nicht an Genauigkeit verliert [45]. Anschließend wird eine 8 nm dicke Ni Schicht mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers senkrecht aufgebracht. Durch einen Lift-off Prozess wird die Strukturierung des Metallabsorptionsgitters abgeschlossen. Elektronenstrahlmikroskopische Aufnahmen der realisierten Gitterstrukturen sind in den Abbildungen 5.14 und 5.15 dargestellt. Abbildung 5.13(c) zeigt schematisch, wie die Metallabsorptionsgitter lokal positioniert werden. Aus Abbildung 5.14 wird ersichtlich, dass sich aufgrund der longitudinalen Unterätzung der Wellenleiterrippe die effektive Breite der

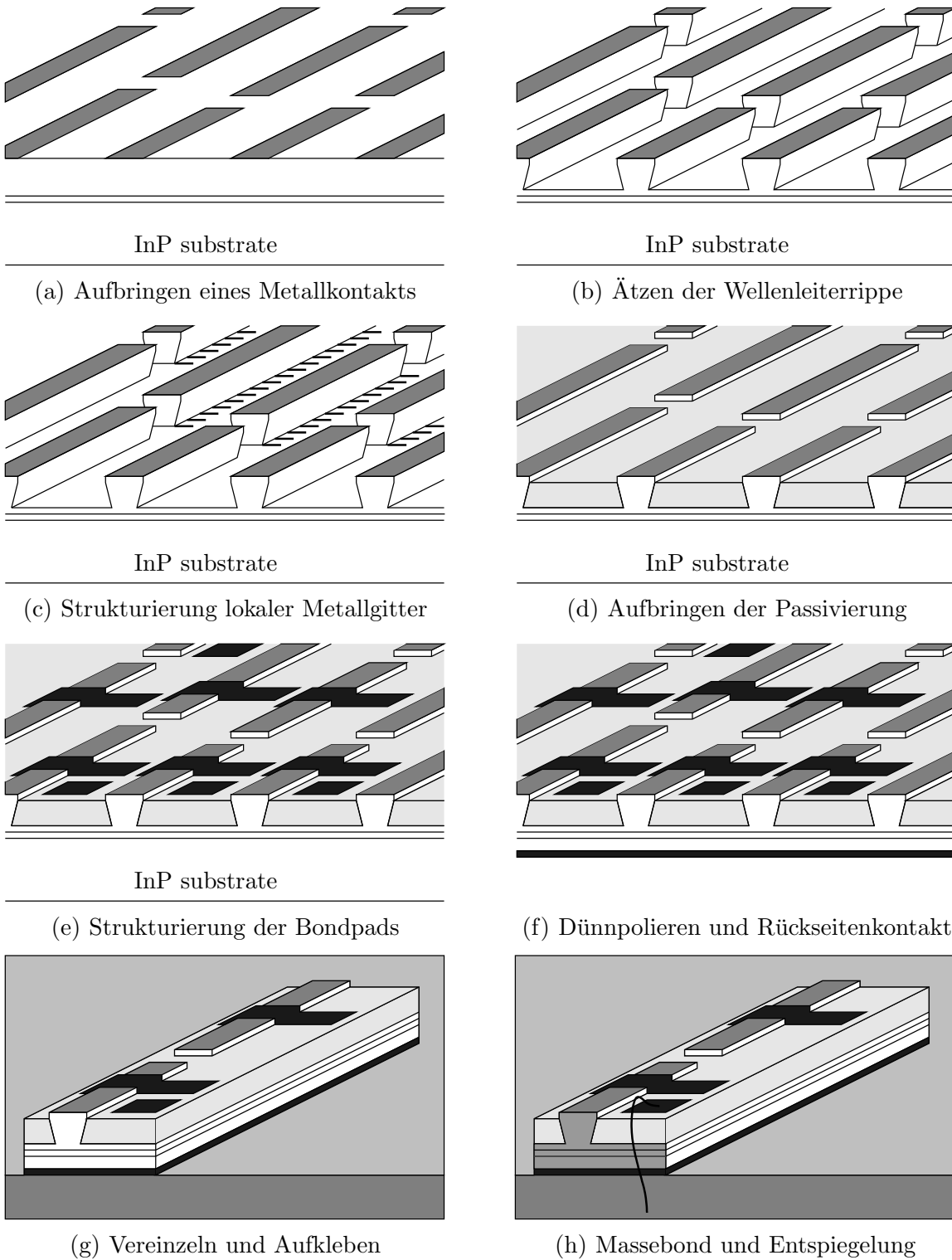


Abbildung 5.13: Übersicht des Herstellungsprozesses DFB-Laser integrierter EAMs.

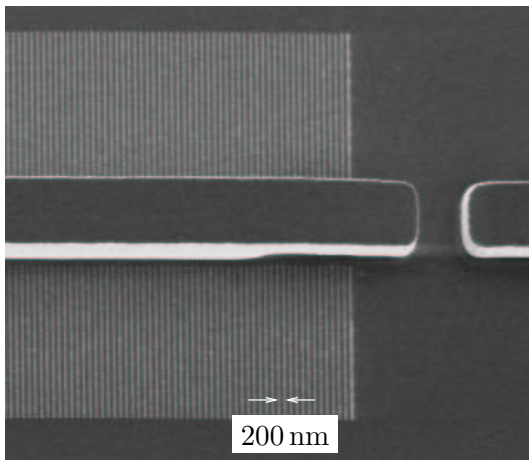


Abbildung 5.14: Elektronenstrahlmikroskopische Aufnahme der realisierten Gitterstrukturen lateral zur Wellenleiterrippe.

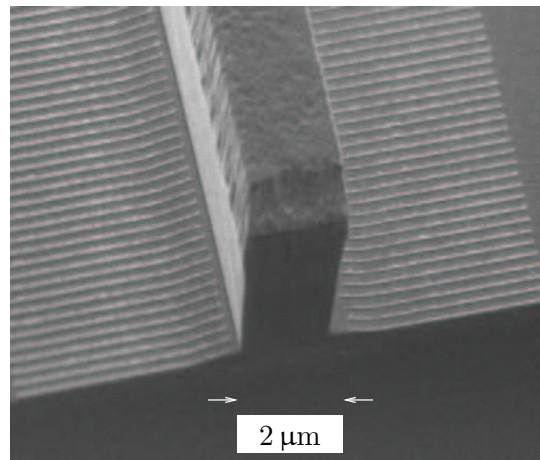


Abbildung 5.15: Elektronenstrahlmikroskopische Aufnahme der realisierten Gitterstrukturen in der Vogelperspektive.

Segmenttrennung von 2 auf ca. $8\ \mu\text{m}$ erhöht. Aufgrund der lateralen Unterätzung der Wellenleiterrippe können die Gitter nicht bis ganz an sie heran realisiert werden. Es ergibt sich entsprechend ein minimaler Abstand von 250 nm.

Zur Passivierung wird Polyimide zweifach großflächig aufgeschleudert und ausgebacken, da der erwünschte Einebnungseffekt durch den Volumenverlust beim Ausbacken reduziert wird. Anschließend wird die Passivierungsschicht großflächig mit O_2 -Plasma zurückgeätzt, bis die Metallkontakte wieder frei liegen (Abbildung 5.13(d)). Abbildung 5.16 zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme des Metallkontaktes auf der freigeätzten Wellenleiterrippe.

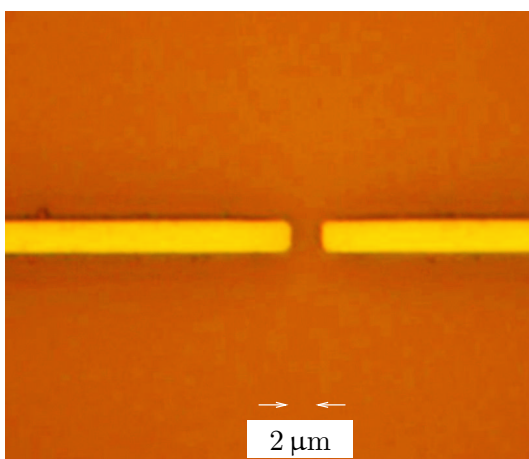


Abbildung 5.16: Lichtmikroskopische Aufnahme der freigeätzten Wellenleiterrippe mit Segmenttrennung zwischen DFB-Laser- und EAM-Sektion in der Aufsicht.

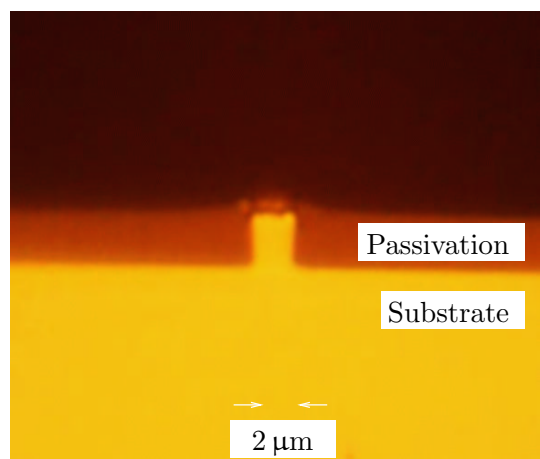


Abbildung 5.17: Lichtmikroskopische Aufnahme der freigeätzten Wellenleiterrippe mit Aufsicht auf die gespaltene Facette.

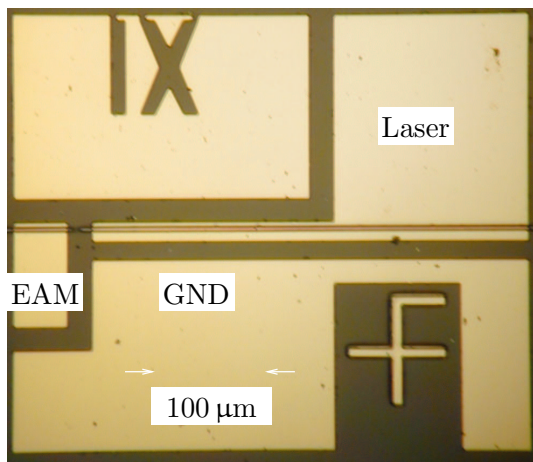


Abbildung 5.18: Lichtmikroskopische Aufnahme der strukturierten Bondpads eines Bauelements mit Laser-Sektion (rechts) und EAM-Sektion (links).

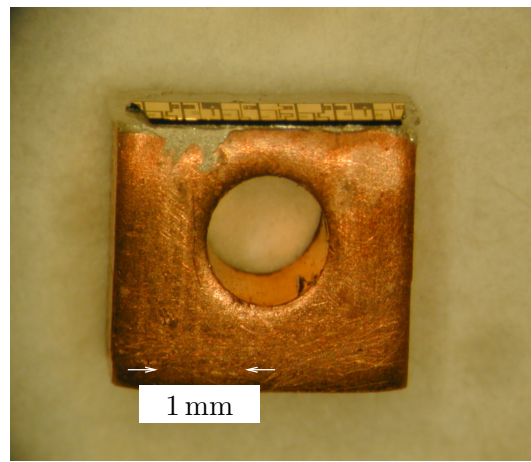


Abbildung 5.19: Lichtmikroskopische Aufnahme eines auf eine 3.5 mm breite Wärmesenke geklebten Laserbarrens mit 6 Bauelementen.

pe. Das Stoppen des Rückätzprozesses muss im richtigen Moment erfolgen. Zu kurzes Ätzen resultiert in einem unzuverlässigen elektrischen Kontakt. Zu langes Ätzen erhöht die Bondpadkapazität, was besonders für das EAM-Bondpad unerwünscht ist, da es die Modulationsbandbreite limitieren kann. Zum Anderen muss der Höhenunterschied zwischen Passivierung und Kontakt der Wellenleiterrippe für das mittels Lift-off strukturierte Bondpad überwindbar bleiben. Das Höhenprofil der freigeätzten Wellenleiterrippe lässt sich besonders gut anhand einer Aufsicht auf eine Facette beurteilen. Hierfür wird ein Teil des Wafers abgespalten. Abbildung 5.17 zeigt eine Aufsicht auf die Facette einer freigeätzten Wellenleiterrippe. Auf ihr befindet sich der p-seitige Kontakt, während sie ansonsten von Polyimide umgeben ist.

Nach dem Freiätzen der Wellenleiterrippe werden die Kontaktpads mittels Standardlithographie und Lift-off realisiert (Abbildung 5.13(e)). Eine lichtmikroskopische Aufnahme der Bauelemente mit fertig strukturierten Bondpads aus 300 nm Ni und 200 nm Au ist in Abbildung 5.18 gezeigt. Neben den p-Kontaktpads werden die bisher elektrisch isolierten Masse-Kontaktpadflächen im gleichen Prozessschritt realisiert.

Damit sich die Bauelemente durch Spalten separieren lassen, wird der Wafer auf eine Dicke von ca. 100 μm mechanisch gedünnt (Abbildung 5.13(f)). Nach dem Anbringen eines Rückseitenkontakts bestehend aus 10 nm Cr und 100 nm Au werden die Bauelemente vereinzelt und mit Silberleitkleber auf Kupferwärmesenken geklebt (Abbildung 5.13(g)). Abbildung 5.19 zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme einer solchen Wärmesenke mit aufgeklebtem Barren.

Um sie mit einem Mikrowellentastkopf kontaktieren zu können werden die Masse-Kontaktpadflächen mittels eines kurzen Bonddrahts mit der Wärmesenke elektrisch verbunden

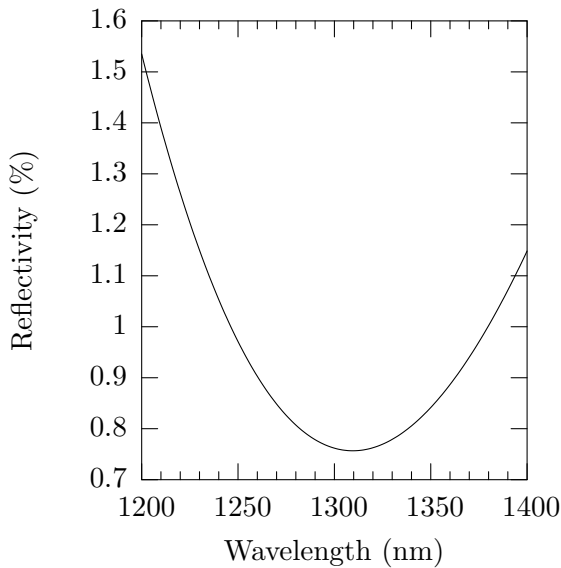


Abbildung 5.20: Berechnete spektrale Reflexion an einer Facette mit $\lambda/4$ dicker AR-Schicht aus Al_2O_3 für $\lambda = 1310$ nm.

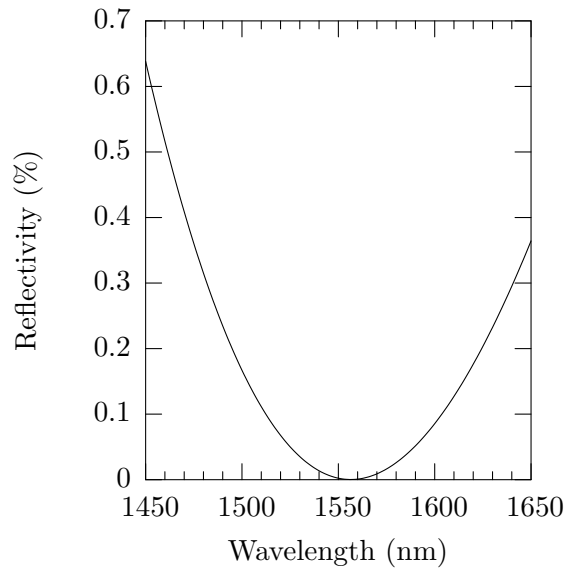


Abbildung 5.21: Berechnete spektrale Reflexion an einer Facette mit AR-Schichten bestehend aus 93.5 nm SiO_2 und 90.5 nm Ta_2O_5 für $\lambda = 1550$ nm.

(Abbildung 5.13(h)). Somit besteht die Möglichkeit, die n-Seite der Bauelemente von der Oberfläche zu kontaktieren, wie für die Verwendung von Mikrowellentastköpfen notwendig.

Zur Reduktion optischer Rückwirkungen wird abschließend die vordere Bauelementfacette durch Aufbringen einer geeigneten dielektrischen AR-Schicht entspiegelt [98, 99, 100]. Eine einfache Möglichkeit hierzu besteht in der Verwendung einer $\lambda/4$ dicken Schicht aus Al_2O_3 . In Abbildung 5.20 ist die mit einem eindimensionalen Modell berechnete verbleibende Reflexion einer Facette mit einer solchen AR-Schicht, die für $\lambda = 1310$ nm ausgelegt ist, dargestellt. Es werden Leistungsreflexionen von unter 0.8% erreicht. Noch niedrigere Reflexionen werden durch Mehrlagen-Entspiegelungsschichten möglich. Abbildung 5.21 zeigt die berechnete spektrale Reflexion einer solchen AR-Schicht bestehend aus 93.5 nm SiO_2 und 90.5 nm Ta_2O_5 , die für $\lambda = 1550$ nm ausgelegt ist. Rechnerisch lassen sich durch eine solche Facettenbeschichtung Leistungsreflexionen von unter 10^{-5} erzielen.

5.6 Bauelemente mit 1.31 μm Emissionswellenlänge

Da bei einer Wellenlänge von 1.31 μm die Dispersion von SSMFs vernachlässigbar ist, wird die maximale Länge einer Übertragungsstrecke bei dieser Wellenlänge durch die Faserdämpfung begrenzt. Optische Sendekomponenten sollten demnach hohe Modulationsbandbreiten und viel Ausgangsleistung aufweisen. Die spektrale Breite des Emissionsspektrums spielt dabei jedoch nur eine untergeordnete Rolle, wenn man von Wellenlängenmultiplex (engl.: wavelength division multiplex (WDM))-Anwendungen absieht. DFB-EAMs mit einer Emissionswellenlänge von 1.31 μm sind für den Einsatz in hochbitratigen Übertragungssystemen ($> 10 \text{ Gbit/s}$) mittlerer Reichweiten ($\leq 50 \text{ km}$) interessante Alternativen zu direktmodulierten Laserdioden, denn ihre Modulationsbandbreite unterliegt nicht den Limitierungen direktmodulierter DFB-Laser. Ein entsprechendes Design der EAM-Sektion kann ihre Kapazität so gering halten, dass — wie in Kapitel 4 diskutiert — im 50 Ω -System Bandbreiten von über 40 GHz erzielt werden können. Im Folgenden werden Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten bei 1.31 μm emittierenden DFB-EAMs präsentiert.

5.6.1 Statische Eigenschaften

Die optische Ausgangskennlinienschar eines DFB-EAMs mit 370 μm langer DFB-Laser- und 130 μm langer EAM-Sektion ist in Abbildung 5.22 dargestellt. Die Periode des lokalen Metallabsorptionsgitters beträgt $\Lambda = 201.25 \text{ nm}$. Es wird ein Schwellenstrom von 28 mA

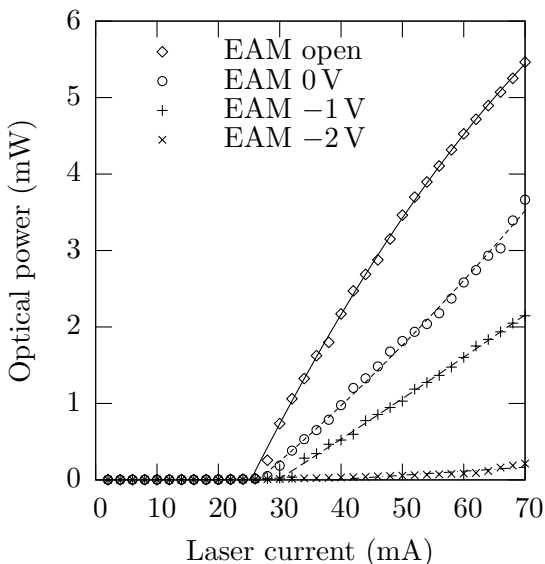


Abbildung 5.22: Gemessene optische Ausgangsleistung für verschiedene EAM-Spannungen.

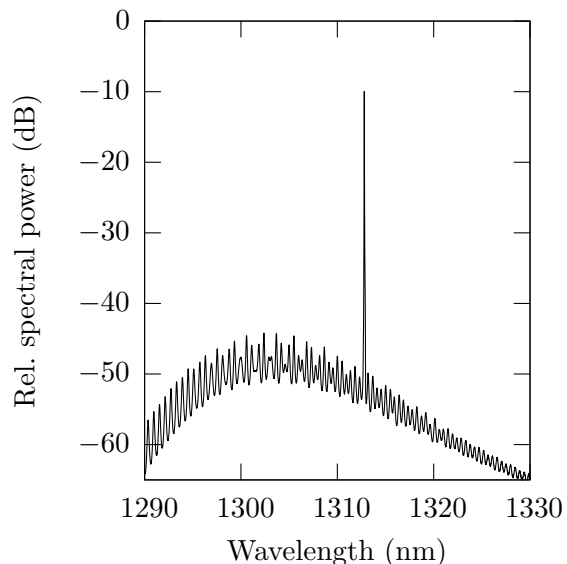


Abbildung 5.23: Gemessenes optisches Spektrum für 50 mA Laserstrom und 0 V EAM-Spannung.

gemessen. Gemäß (2.16) entspricht dies einer Stromdichte von $|\vec{j}| = 165 \text{ A/cm}^2$ in jedem der $m = 10$ QWs. Aus dem Diagramm in Abbildung 5.2 ergibt sich daraus der modale Schwellengewinn zu $\tilde{g} \approx 150 \text{ cm}^{-1}$, was entsprechend den in Abbildung 3.28 dargestellten Berechnungen ein typischer Wert für einen DFB-Laser dieser Art ist.

Es wird eine maximale Ausgangsleistung von 5.4 mW gemessen. Die statische Extinktion beträgt mehr als 10 dB für eine Spannungsänderung am EAM von 2 V. Es ist auffällig, dass sich der Schwellenstrom mit der EAM-Sperrspannung um ca. 5 mA leicht erhöht, was sich durch den Effekt des in Abschnitt 5.3 diskutierten parasitären Phototransistors in der Segmenttrennung erklären lässt. Mit steigender EAM-Sperrspannung fließt ein Teil des Laserstroms durch den EAM-Kontakt und nicht durch die intrinsische Laserdiode, was den Schwellenstrom scheinbar erhöht.

In Abbildung 5.23 ist das gemessene zugehörige Spektrum für einen Laserstrom von 50 mA und eine EAM-Spannung von 0 V dargestellt. Es zeigt deutlich die dominierende Lasermode mit einer Wellenlänge von 1312 nm und weist eine Nebenmodenunterdrückung von mehr als 35 dB auf. Der zugehörige effektive Brechungsindex ergibt sich zu

$$\text{Re}\{n_{\text{eff}}\} = \frac{\lambda}{2\Lambda} = 3.2596 \quad , \quad (5.1)$$

und steht in guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 2.1.2 berechneten effektiven Brechungsindex der ersten höheren lateralen Mode in einem 2 μm -breiten Rippenwellenleiter aus Tabelle 2.1. Man erkennt außerdem, dass die DFB-Laser-Sektion nicht auf dem Gewinnmaximum, sondern langwellig verstimmt betrieben wird, denn das gemessene Spektrum zeigt ein Intensitätsmaximum links von der Lasermode bei 1303 nm.

5.6.2 Dynamische Eigenschaften

Für dynamische Untersuchungen wird die EAM-Sektion des Bauelements mit zwei Mikrowellentastköpfen kontaktiert und wie in Abbildung 4.58 dargestellt beschaltet. Abbildung 5.24 zeigt das gemessene Augendiagramm für den Fall, dass der EAM-Sektion ein elektrisches RZ-Signal mit $U_{\text{EAM,pp}} = 2 \text{ V}$ und einer Datenrate von 5 Gbit/s zugeführt wird. Es ist weit geöffnet und weist aufgrund der reichlich zur Verfügung stehenden Signalleistung geringe Pegelaufweitung durch Rauscheffekte auf.

Zur Erzeugung des elektrischen RZ-Signals wird der in der Abteilung vorhandene NRZ-Patterngenerator verwendet. Dieser arbeitet bei einer Frequenz von $f = 10 \text{ GHz}$ und wird derart programmiert, dass jedes zweite Symbol einer logischen Null entspricht, was entsprechend Abschnitt 2.2.5 der Generation eines RZ-Signals gleichkommt.

Das vorgestellte Bauelement weist aufgrund der Tatsache, dass es auf der ersten lateralen Mode emittiert einen schlechten Wirkungsgrad bei der Kopplung in SMF auf und ist für optische Übertragungsexperimente somit ungeeignet. Um Bauelemente zu realisieren, die

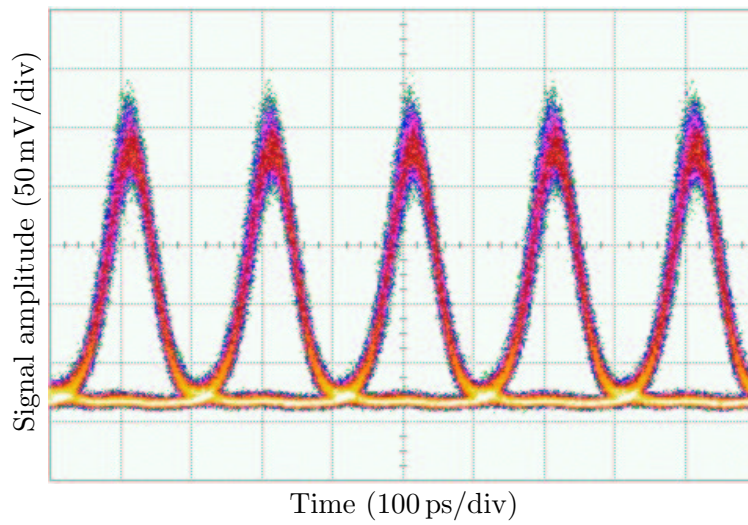


Abbildung 5.24: Gemessenes Augendiagramm bei 5 Gbit/s RZ-Modulation für $I_{LD} = 80 \text{ mA}$, $\langle U_{EAM} \rangle = 0 \text{ V}$ und $U_{EAM,pp} = 2 \text{ V}$. Die Periodizität des Testsignals besträgt $2^7 - 1$.

auf der Grundmode emittieren, wurde die Einheitszelle um Bauelemente mit auf $1.5 \mu\text{m}$ reduzierter Wellenleiterrippenbreite erweitert. Entsprechend den Berechnungen aus Abschnitt 2.1.2 ist in einem solchen Wellenleiter lediglich die Grundmode ausbreitungsfähig.

5.7 Bauelemente mit 1.55 μm Emissionswellenlänge

Bei Datenübertragungssystemen, die bei einer auf das Dämpfungsminimum von SSMFs abgestimmten Wellenlänge von 1.55 μm emittieren, spielt die spektrale Breite der optischen Sendekomponente eine wichtige Rolle, denn üblicherweise limitiert die Dispersion die Übertragungs-Datenrate bzw. Entfernung. Die parasitäre Frequenzmodulation direktmodulierter DFB-Laser bestimmt die spektrale Breite und somit die Systemperformance. Während bei einer Datenrate von 10 Gbit/s und einer Glasfaserlänge von 10 km noch nahezu keine Erhöhung der notwendigen Empfangsleistung zu verzeichnen ist, erfordert der Chirp eines direktmodulierten DFB-Lasers bei einer Übertragungstrecke von 50 km bereits bei einer Datenrate von 4 Gbit/s eine um ca. 2 dB erhöhte Empfangsleistung (siehe Abschnitt 2.2.4).

Wie aus Abschnitt 4.2.1 hervorgeht, können DFB-EAMs eine reduzierte spektrale Breite aufweisen, denn ihre parasitäre Phasenmodulation ist vergleichsweise gering und kann sogar Null werden, wenn die EAM-Sektion entsprechend nahe der Absorptionsbandkante betrieben wird. Mit dem Ansatz einer identischen aktiven Schicht in DFB-Laser- und EAM-Sektion ist dies möglich, weshalb er zur Realisierung von Bauelementen mit geringem Chirp besonders interessant ist. Die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit realisierten Bauelemente mit einer Emissionswellenlänge von 1.55 μm werden im Folgenden vorgestellt.

5.7.1 Statische Eigenschaften

In Abbildung 5.25 ist ein gemessenes statisches Ausgangskennlinienfeld eines DFB-EAMs mit 380 μm langer DFB-Laser- und 60 μm langer EAM-Sektion dargestellt. Um laterale Einmodigkeit zu erzielen, wurde die Breite des Wellenleiters auf 1.5 μm reduziert. Die gemessene Laserschwelle beträgt 60 mA, und bei einer Modulatorspannung von 0 V werden bis zu 0.6 mW optische Ausgangsleistung in einer SMF gemessen, wobei die Faserkopplung mit einem LIFI mit Koppeleffizienz von $\eta = 50\%$ realisiert wird. In Abbildung 5.26 ist die gemessene statische Extinktion dargestellt. Für eine Modulatorspannung von -2 V werden mehr als 10 dB statische Extinktion gemessen. Entsprechend den Berechnungen aus Abschnitt 4.2 sollte dies jedoch nur mit EAMs mit $l_{\text{EAM}} = 100\ \mu\text{m}$ möglich sein, was darauf hindeutet, dass bei diesem Bauelement der parasitäre Transistoreffekt in der Segmenttrennung die statische Extinktion erhöht. Demnach wird für höhere EAM-Sperrspannungen nicht nur die Absorption im EAM erhöht, sondern auch der Anteil von I_{LD} , der nicht die intrinsische Laserdiode erreicht und durch den Phototransistor in der Segmenttrennung in die EAM-Sektion abfließt.

Das in Abbildung 5.27 dargestellte gemessene Emissionsspektrum zeigt den Lasermodus bei einer Wellenlänge von 1548 nm und demonstriert über 45 dB Nebenmodenunterdrückung. Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 5.6 vorgestellten Bauelement emittiert dieses

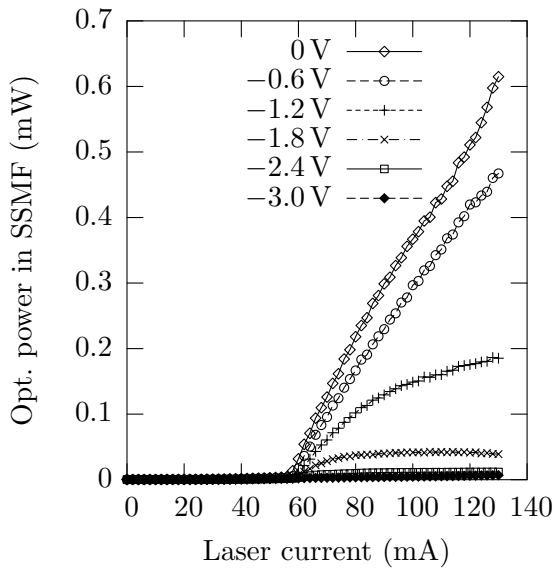


Abbildung 5.25: Gemessene optische Ausgangsleistungen eines DFB-EAMs mit $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ für verschiedene EAM-Spannungen.

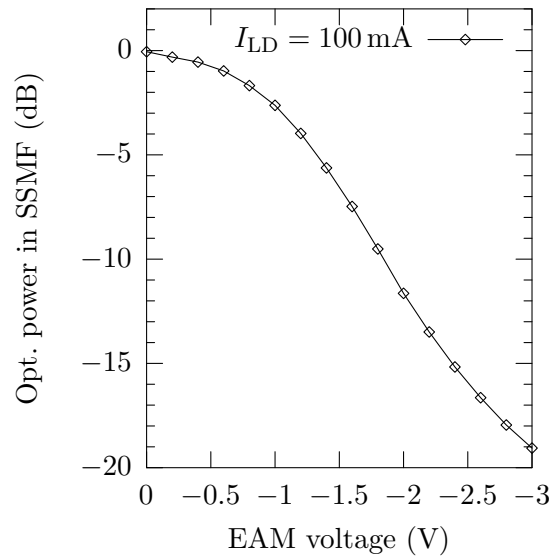


Abbildung 5.26: Gemessene Extinktion des Bauelements aus Abbildung 5.25 für 100 mA Laserstrom.

auf dem lateralen Grundmodus, was sich durch eine gute SMF-Koppleffizienz äußert.

In Abbildung 5.28 ist die gemessene optische Ausgangsleistung für verschiedene Tem-

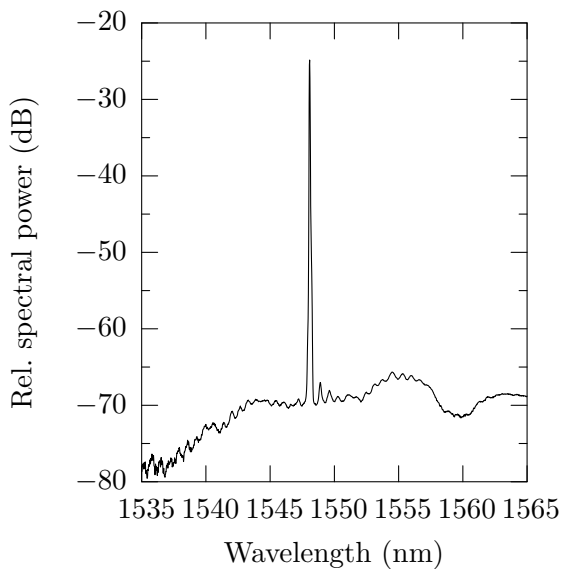


Abbildung 5.27: Gemessenes optisches Spektrum des Bauelements aus Abbildung 5.25 bei 100 mA Laserstrom und -1 V EAM-Spannung.

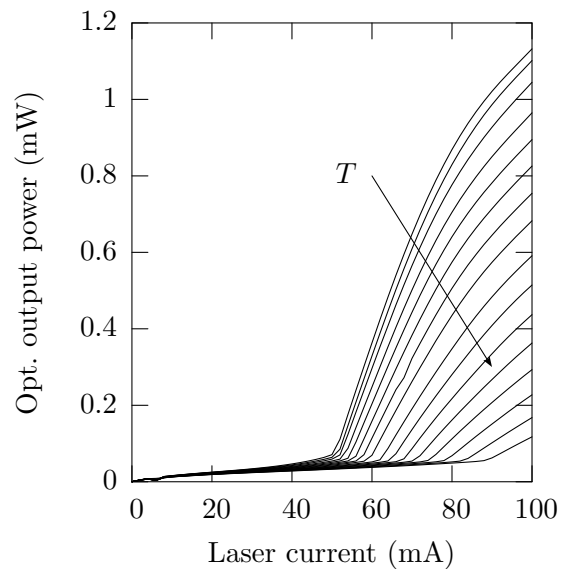


Abbildung 5.28: Gemessene optische Ausgangsleistungen für Wärmesenktemperaturen von 20 bis $50 \text{ }^\circ\text{C}$ in Schritten von $2 \text{ }^\circ\text{C}$. Die EAM-Spannung beträgt 0 V .

peraturen und $U_{\text{EAM}} = 0\ \text{V}$ dargestellt. Bei der Messung wird auf eine SMF-Kopplung verzichtet, um mögliche Schwierigkeiten mit eventuell temperaturabhängigen Koppeleffizienzen zu vermeiden. Mit steigender Temperatur erhöht sich der Schwellenstrom, und die Kennlinien verlaufen zunehmend flacher, was auf zwei Ursachen zurückzuführen ist. Mit der Temperatur reduziert sich der modale Gewinn, und das Gewinnspektrum verschiebt sich zu längeren Wellenlängen [18]. Da die Betriebswellenlänge durch die Periode Λ des DFB-Gitters fixiert ist, werden Schwellenstrom und Steilheit durch den modalen Gewinn bei $\lambda = 2\Lambda\text{Re}\{n_{\text{eff}}\}$ bestimmt, der in der Regel mit der Temperatur abnimmt. Bei den Bauelementen in dieser Arbeit wird angestrebt, die DFB-Wellenlänge auf die langwelligere Seite des Gewinnmaximums zu legen, wodurch es auch vorkommen kann, dass sich der Schwellenstrom mit steigender Temperatur zunächst reduziert. Dies wird bei der Messung in Abbildung 5.28 nicht beobachtet, woraus gefolgert werden kann, dass die DFB-Wellenlänge dieses Bauelements möglicherweise nahe am Gewinnmaximum liegt und somit entsprechend den Überlegungen aus Abschnitt 4.2.1 für einen besonders Chirp-reduzierten Betrieb ausgelegt ist.

5.7.2 Dynamische Eigenschaften

Zur dynamischen Charakterisierung wird die EAM-Sektion mit Mikrowellentastköpfen kontaktiert und zur Bestimmung der Übertragungsfunktion wie in Abbildung 4.53 skiz-

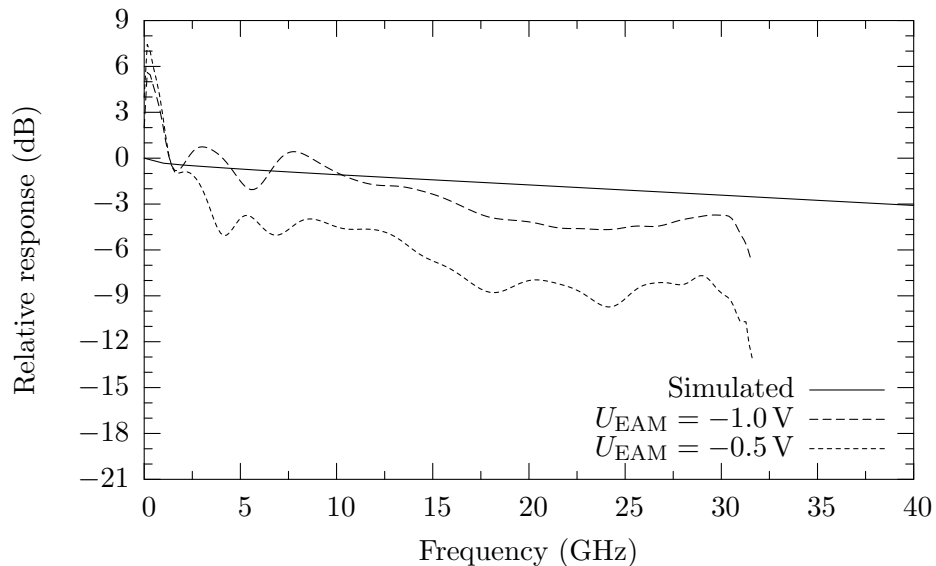


Abbildung 5.29: Gemessene elektrisch-optische Übertragungsfunktion für $I_{\text{LD}} = 100\ \text{mA}$ und verschiedene EAM-Spannungen U_{EAM} . Die Überhöhung bei niedrigen Frequenzen deutet auf eine elektrische Verkopplung von DFB-Laser- und EAM-Sektion durch den parasitären Phototransistor hin. Die nach Abschnitt 4.3 berechnete Übertragungsfunktion des $60\ \mu\text{m}$ langen EAMs ist ebenfalls eingezeichnet.

ziert beschaltet. Es ergeben sich die in Abbildung 5.29 dargestellten Messkurven. Mit steigender EAM-Sperrspannung wird die Übertragungsfunktion zunehmend flacher und nähert sich dem berechneten Verlauf an. Bei einer EAM-Spannung von -1 V sind im Frequenzbereich von 2 bis 30 GHz die Abweichungen zum berechneten Verlauf kleiner als 3 dB. Bei niedrigeren Frequenzen lässt sich eine ausgeprägte Überhöhung der gemessenen Übertragungsfunktionen erkennen, was durch die elektrische Verkopplung von DFB-Laser- und EAM-Sektion aufgrund des parasitären Phototransistors bei niedrigen Frequenzen erklärt werden kann.

Das gemessene Augendiagramm einer NRZ-Modulation mit einer Datenrate von 10 Gbit/s ist in Abbildung 5.30 dargestellt. Es ist deutlich geöffnet, jedoch nicht vollkommen symmetrisch. Die Oszillationen im '1'-Zustand lassen vermuten, dass entweder durch elektrisches Übersprechen oder durch optische Rückreflexionen eine parasitäre Mitmodulation der DFB-Laser-Sektion nicht vollkommen vermieden werden konnte.

Um das Bauelement auf Systemtauglichkeit im Zusammenspiel mit SSMF zu prüfen, werden Bitfehlerhäufigkeiten zunächst ohne SSMF (BTB) als Funktion der optischen Empfangsleistung ermittelt. Anschließend wird die gleiche Messung mit 50 km langer SSMF, also mit einer dispersiven Verbindung wiederholt. Aufgrund der Dispersion ergibt sich je nach spektraler Breite des Emissionsspektrums eine Impulsverschmierung, welche die Augenöffnung reduziert. Innerhalb enger Grenzen kann die Reduktion der Augenöffnung durch mehr Empfangsleistung kompensiert werden. Die in Abbildung 5.31 gezeigten, bei einer Datenrate von 6 Gbit/s gemessenen Bitfehlerhäufigkeitskurven demonstrieren, dass die Dispersion einer 50 km langen SSMF keine nennenswerte Erhöhung der Empfangslei-

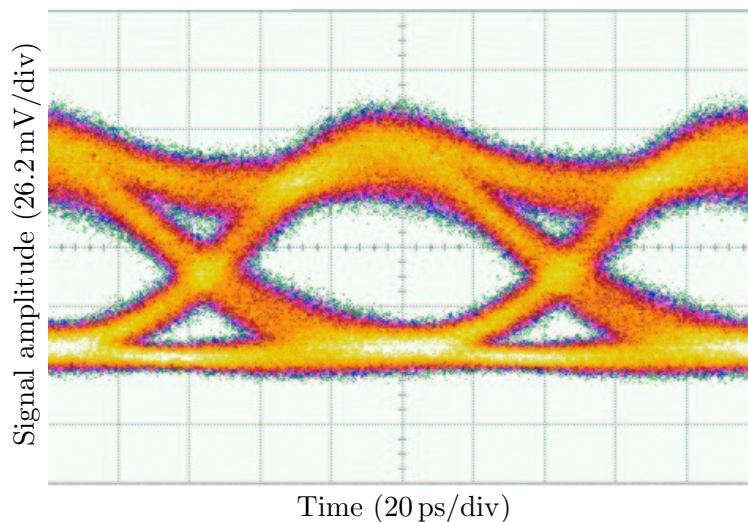


Abbildung 5.30: An einem bei $1.55 \mu\text{m}$ emittierenden DFB-EAM gemessenes Augendiagramm für NRZ-Modulation mit einer Datenrate von 10 Gbit/s. Der Laserstrom beträgt 120 mA, die mittlere EAM-Spannung $\langle U_{\text{EAM}} \rangle = -2$ V, die Spitze-Spitze-EAM-Spannung $U_{\text{EAM,pp}} = 1.5$ V und die Periodizität des Testsignals $2^{31} - 1$.

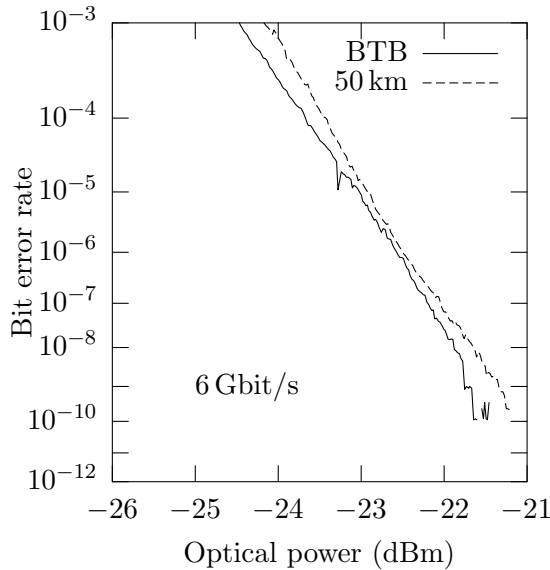


Abbildung 5.31: An einem bei $1.55\ \mu\text{m}$ emittierenden DFB-EAM gemessene leistungsabhängige relative Bitfehlerhäufigkeit für $120\ \text{mA}$ Laserstrom, $-2\ \text{V}$ mittlere EAM-Spannung, $1.5\ \text{V}$ Spitze-Spitze-EAM-Spannung und eine Datenrate von $6\ \text{Gbit/s}$ mit und ohne (BTB) $50\ \text{km}$ langer SSMF.

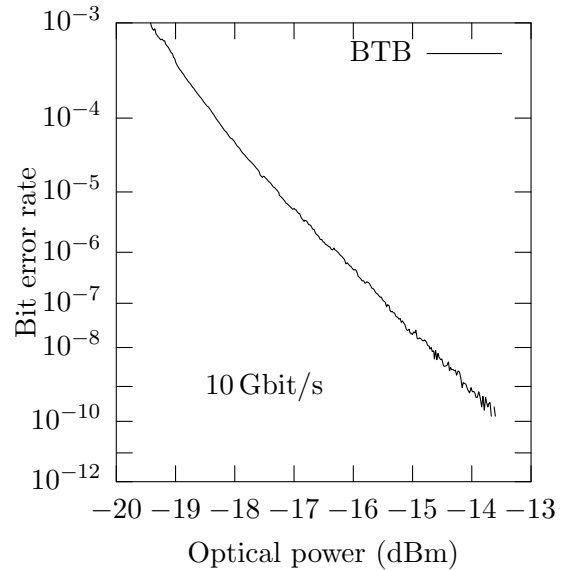


Abbildung 5.32: An dem DFB-EAM aus Abbildung 5.31 bei ansonsten gleichen Parametern gemessene leistungsabhängige Bitfehlerhäufigkeit bei einer Datenrate von $10\ \text{Gbit/s}$ ohne $50\ \text{km}$ lange SSMF (BTB).

stung erfordert. Im Vergleich zu den in Abschnitt 2.2.4 vorgestellten Systemexperimenten mit einem direktmodulierten DFB-Laser stellt dies eine signifikante Verbesserung dar. Es lässt sich schließen, dass der Chirp bei diesem DFB-EAM gegenüber einem direktmodulierten DFB-Laser deutlich reduziert ist, was erhebliche Systemvorteile mit sich bringt [31, 55, 101, 102]. In Abbildung 5.32 ist die gemessene relative Bitfehlerhäufigkeit in Abhängigkeit von der empfangenen optischen Leistung für eine Datenrate von $10\ \text{Gbit/s}$ dargestellt. Ohne SSMF, also BTB, lassen sich fehlerfrei Daten übertragen. Die erforderliche Empfangsleistung ist jedoch, verglichen mit den Diagrammen aus Abbildung 5.31, deutlich erhöht, was darauf hindeutet, dass die Grenzfrequenz der Sendekomponente limitierend wirkt. Mit $50\ \text{km}$ langer SSMF steht bei dieser Sendekomponente leider nicht genügend Leistung zur Verfügung, um fehlerfrei Daten zu übertragen.

6 Laser-Modulatoren mit integriertem Verstärker

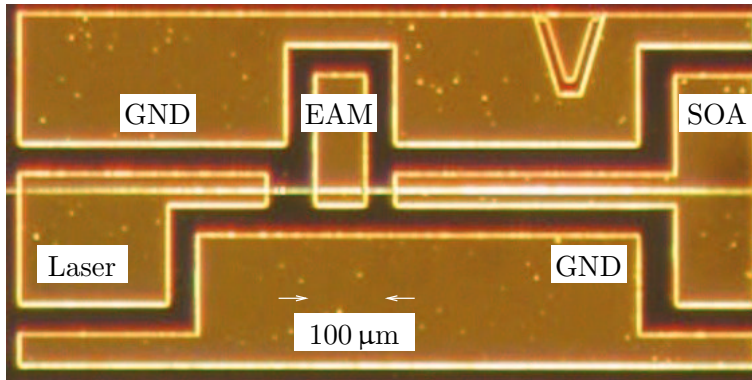


Abbildung 6.1: Lichtmikroskopische Aufnahme eines 1 mm langen DFB-EAM-SOA-Bauelements. Die DFB-Laser-Sektion befindet sich links, die EAM-Sektion in der Mitte und die SOA-Sektion rechts.

Um die Ausgangsleistung von DFB-EAMs zu erhöhen, besteht die Möglichkeit, sie mit einer weiteren Bauelementsektion, einem optischen Verstärker (engl.: semiconductor optical amplifier (SOA)), zu integrieren [49, 103]. Dabei können die erwünschten Eigenschaften wie hohe Modulationsbandbreite, geringer Chirp und ausreichende Ausgangsleistung vereint werden [104, 105]. Auch diese Dreisektions-Bauelemente bestehend aus DFB-Laser-, EAM- und SOA-Sektion (DFB-EAM-SOA) werden auf der Basis einer gemeinsamen aktiven Schicht in allen Bauelementsektionen realisiert. Um optischen Gewinn zu liefern, wird der pin-Übergang der SOA-Sektion, ebenso wie der in der DFB-Laser-Sektion, in Vorwärtsrichtung betrieben. Da sich das Maximum des Gewinnspektrums mit der Pumpstromdichte hin zu kürzeren Wellenlängen verschiebt, die Emissionswellenlänge des Bauelements vom Gewinnmaximums jedoch positiv verstimmt sein muss, werden geringe Pumpstromdichten im SOA angestrebt. Die Verstärkung lässt sich durch die Sektionslänge und den Verstärkerstrom kontrollieren. Üblicherweise kann mit einem 500 µm langen SOA eine Verstärkung von 10 dB erzielt werden, ohne ihn stärker als die DFB-Laser-Sektion zu pumpen. Abbildung 6.1 zeigt eine lichtmikroskopische Aufsicht eines DFB-EAM-SOAs, wie sie im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurden.

Der durch die Integration einer SOA-Sektion erzielte Gewinn an optischer Ausgangsleistung wird durch optische Rückwirkungen limitiert. Die trotz AR-Beschichtung verbleibende Reflexion an der Frontfacette wird durch die integrierte SOA-Sektion verstärkt und führt bei entsprechend hohen Verstärkungen zu erhöhtem Rauschen des Bauelements.

6.1 Bauelemente mit 1.31 μm Emissionswellenlänge

Da die Reichweite optischer Übertragungssysteme bei einer Wellenlänge von 1.31 μm in der Regel durch die bei dieser Wellenlänge erhöhte Dämpfung von SSMF begrenzt wird, ist besonders hier die Verwendung von breitbandigen EAMs integriert mit DFB-Lasern und SOAs ein vielversprechender Ansatz, um schnelle optische Sendekomponenten mit entsprechenden Ausgangsleistungen zu realisieren. Die relativ hohen Verluste des in Kapitel 4 vorgestellten durchgeätzten EAMs können durch die sich anschließende SOA-Sektion kompensiert werden. Um die von der DFB-Laser-Sektion abgegebene Leistung überwachen zu können, besteht die Möglichkeit, eine vierte Bauelementsektion an der hinteren Bauelementseite vorzusehen. Diese wird mit negativer Vorspannung versorgt, so dass die verwendete aktive Schicht absorbierend wirkt. So kann nicht nur die von der DFB-Laser-Sektion abgegebene optische Leistung kontrolliert werden, sondern außerdem werden unerwünschte Rückwirkungen der hinteren Bauelementfacette auf die DFB-Laser-Sektion reduziert. In Abbildung 6.2 ist ein solches Bauelement mit DFB-Laser-, EAM-, SOA- und Monitorphotodioden (MPD)-Sektion schematisch dargestellt. Die in der 730 μm langen DFB-Laser-Sektion vorhandenen lateral zur Wellenleiterrippe angebrachten Metallabsorptionsgitter sind angedeutet. Für die 120 μm lange EAM-Sektion wird das in Kapitel 4 vorgestellte durchgeätzte Design verwendet, um möglichst hohe Bandbreiten zu erzielen. Dabei handelt es sich um einen besonders kapazitätsarmen Wellenleiter mit starker

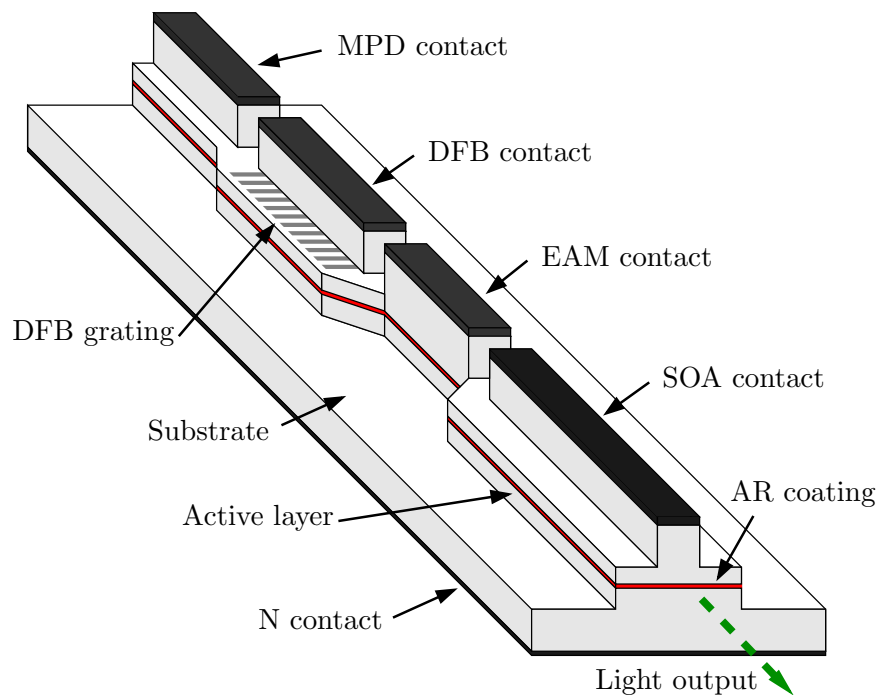


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung eines DFB-EAM-SOAs mit integrierter Monitorphotodiode (MPD) (ohne Passivierung und Bondpads).

Führung (siehe Abschnitt 2.1.2) und entsprechend hohen Streuverlusten. In der $500\ \mu\text{m}$ langen SOA-Sektion wird der gleiche Wellenleiter wie in der DFB-Laser-Sektion verwendet, um minimale Streuverluste zu erzielen. Die MPD-Sektion ist $140\ \mu\text{m}$ lang. Die Breite des verwendeten Rippenwellenleiters beträgt in allen Bauelementsektionen $2\ \mu\text{m}$.

Obwohl das in Abbildung 6.2 gezeigte Bauelement vier Sektionen unterschiedlicher Funktionen vereint, ist der Aufwand seiner Herstellung überschaubar und verläuft analog zur in Abschnitt 5.5 beschriebenen Herstellung von DFB-EAMs. Lediglich zur Realisierung der aus Abbildung 6.2 ersichtlichen zweiten Ätzstufe des durchgeätzten EAMs wird ein weiterer Trockenätzprozess benötigt.

Um in der SOA-Sektion bei der Betriebswellenlänge möglichst viel Gewinn zu haben, werden die Bauelemente auf spezielle Wärmesenken montiert, wie in Abbildung 6.3 skizziert. Dabei wird die Wärmeabfuhr aus der SOA-Sektion reduziert, wodurch sich ihre mittlere Temperatur um 10 bis 15 K erhöht. In Abbildung 6.4 ist der simulierte modale Gewinn der DFB-Laser- und SOA-Sektion für gleiche Stromdichten dargestellt. Aufgrund der lokal erwärmten SOA-Sektion kann die spektrale Position ihres Gewinnspektrums um einige Nanometer hin zu längeren Wellenlängen verschoben werden, was einen um ca. $20\ \text{cm}^{-1}$ erhöhten Gewinn an der DFB-Wellenlänge bei $1322\ \text{nm}$ zur Folge hat.

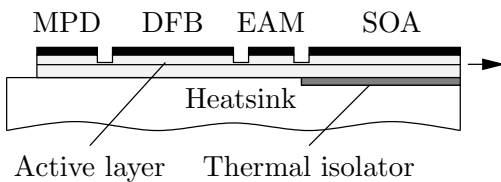


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung eines auf eine spezielle Wärmesenke montierten DFB-EAM-SOAs mit zusätzlicher MPD-Sektion.

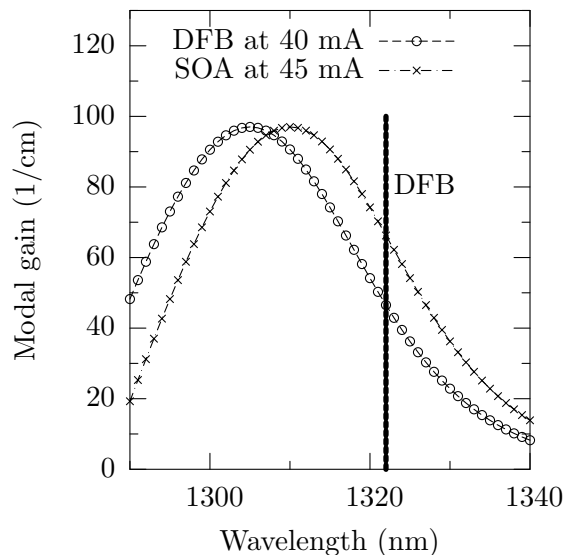


Abbildung 6.4: Simulierter modaler Gewinn innerhalb der DFB-Laser-Sektion mit $T = 298\ \text{K}$ und SOA-Sektion mit $T = 308\ \text{K}$. Die Wellenlänge der DFB-Laser-Sektion ist angedeutet.

6.1.1 Statische Eigenschaften

Der Schwellenstrom beträgt $I_{\text{th}} = 160 \text{ mA}$, was einer Schwellenstromdichte von $|\vec{j}| = 470 \text{ A/cm}^2$ und einem modalen Schwellengewinn von fast 400 cm^{-1} entspricht. Dieser ist mehr als doppelt so hoch wie der berechnete modale Schwellengewinn von 150 cm^{-1} aus Abbildung 3.24, was durch technologische Schwierigkeiten erklärt werden kann. Bereits kleinste Ungenauigkeiten beim Positionieren des Metallabsorptionsgitters haben einen starken Einfluss auf die modalen Verluste und die Stärke der Kopplung κ . Das gemessene optische Spektrum in Abbildung 6.5 belegt einmodige Laseremission auf der lateralen Grundmode bei 1323 nm Wellenlänge. Es werden über 35 dB Nebenmodenunterdrückung erzielt. Abbildung 6.6 zeigt die in einer SMF gemessene optische Leistung für verschiedene SOA-Ströme und EAM-Spannungen.

Entsprechend dem in Abbildung 5.2 dargestellten Verlauf des modalen Gewinns werden in der SOA-Sektion die Wellenleiterverluste von $\tilde{\alpha}_i \approx 10 \text{ cm}^{-1}$ bei einer QW-Stromdichte von $|\vec{j}| \approx 50 \text{ A/cm}^2$ kompensiert, wodurch sich der Transparenzstrom zu $I_{\text{tr}} = 12 \text{ mA}$ ergibt. Experimentell werden bei einem Verstärkerstrom von 45 mA mehr als 2 mW optische Leistung in der SMF gemessen.

In allen Fällen werden mindestens 10 dB Extinktion für einen EAM-Spannungshub von 2 V erzielt. Bei höheren SOA-Strömen sind die an der Ausgangsfacette auftretenden und durch die SOA-Sektion verstärkten Rückkopplungen dominierend, was zu einem instabilen Verhalten führt. In Abbildung 6.7 sind die simulierten modalen Absorptionseigenschaften der

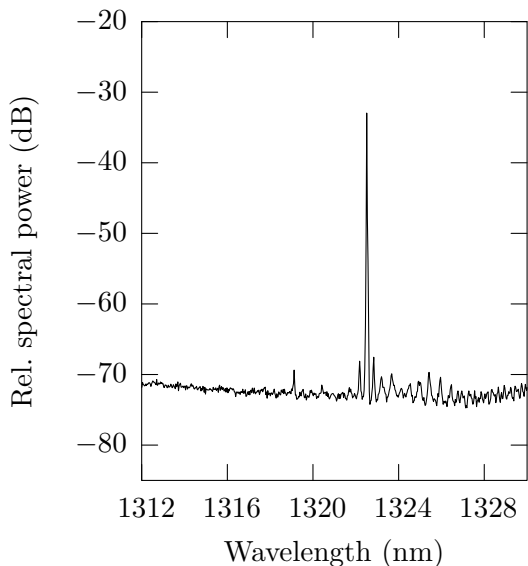


Abbildung 6.5: In einer SMF gemessenes optisches Spektrum bei 210 mA Laserstrom, -2 V EAM-Spannung und 48 mA SOA-Strom.

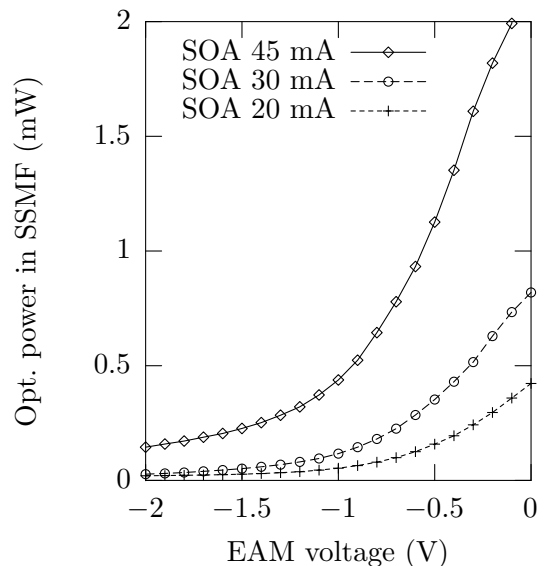


Abbildung 6.6: In einer SSMF gemessene optische Leistung bei 210 mA Laserstrom als Funktion der EAM-Spannung und des SOA-Stroms.

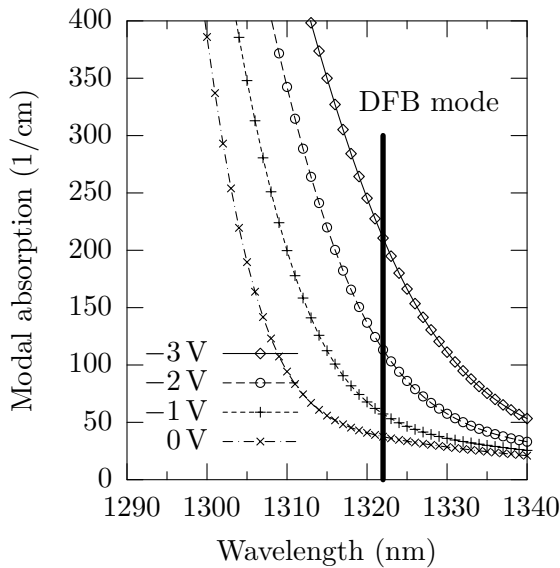


Abbildung 6.7: Simulierte modale Absorption für EAM und MPD bei einer Temperatur von $T = 298$ K.

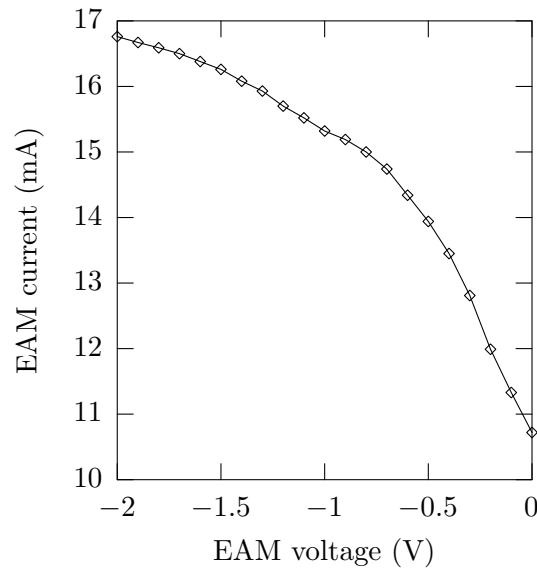


Abbildung 6.8: Gemessener Absorptionsstrom als Funktion der EAM-Spannung. Der Laserstrom beträgt 210 mA.

verwendeten Wellenleiter für verschiedene Sperrspannungen zu sehen. Bei der Betriebswellenlänge von 1323 nm beträgt die Grundabsorption 30 cm^{-1} . Durch Erhöhen der Sperrspannung lässt sich diese auf 200 cm^{-1} bei $U_{\text{EAM}} = -3 \text{ V}$ erhöhen. Diese deutliche Änderung der Absorptionseigenschaften wird durch Absorptionsstrommessungen bestätigt. Der gemessene Absorptionsstrom ist in Abbildung 6.8 dargestellt und beträgt 10,8 mA für 0 V und 16,8 mA für 2 V EAM-Sperrspannung. Allerdings bleibt unklar, wie stark die Messung des Absorptionsstroms durch den parasitären Phototransistor in der Segmenttrennung beeinflusst wird.

6.1.2 Dynamische Eigenschaften

Zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften wird die EAM-Gleichspannung ($\langle U_{\text{EAM}} \rangle$) mit einem NRZ-kodierten Datensignal mit $U_{\text{EAM,pp}} = 2 \text{ V}$ Spannungshub überlagert. Um elektrische Anpassung und möglichst breitbandige Modulationseigenschaften zu gewährleisten, wird ein 50Ω -Abschlusswiderstand parallel geschaltet. In Abbildung 6.9 ist das gemessene Augendiagramm für eine Datenrate von 10 Gbit/s dargestellt. Die Anstiegs- und Abfallszeiten betragen ca. 80 ps und sind durch die Messbandbreite von 7 GHz limitiert. Das Augendiagramm ist deutlich geöffnet und demonstriert 10 Gbit/s-Kompatibilität. Der '0'-Zustand erscheint klar und rauscharm, der '1'-Zustand hingegen ist deutlich aufgeweitet, was sich durch Rückwirkungen der Reflexionen an der Ausgangsfacette zurück in die DFB-Laser-Sektion erklären lässt. Durch die integrierte SOA-Sektion wirken diese verstärkt auf EAM- und DFB-Laser-Sektion zurück, was die Rauscheigenschaften negativ

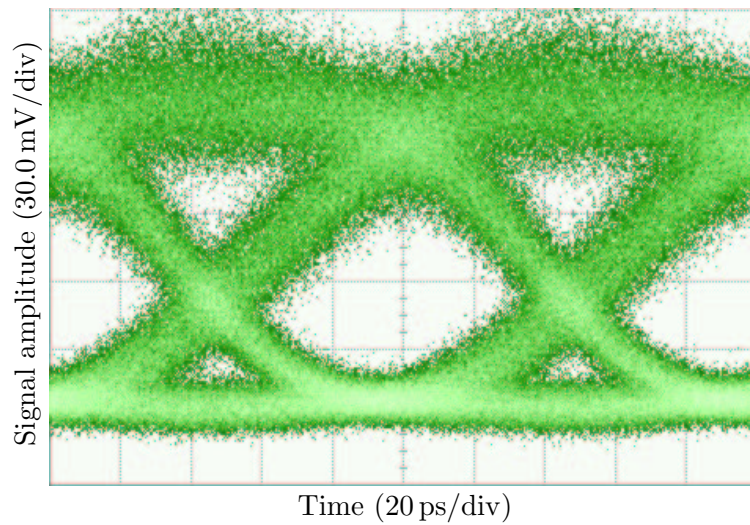


Abbildung 6.9: Gemessenes Augendiagramm bei einer Datenrate von 10 Gbit/s, 210 mA Laserstrom, $-1\ \text{V}$ mittlerer EAM-Spannung, $2\ \text{V}$ Spitze-Spitze-EAM-Spannung, $50\ \text{mA}$ SOA-Strom und $\Delta\nu = 7\ \text{GHz}$.

beeinflusst. Zur Untersuchung der Bauelementeigenschaften bei höheren Datenraten muss die Messbandbreite erhöht werden, was aufgrund des starken Rauschens leider nicht zu zufriedenstellenden Ergebnissen führt.

Um die bei integrierten DFB-EAM-SOAs verschärfte Problematik der optischen Rückwirkung zu reduzieren, sollte über den Einsatz von aufwendigeren Mehrfach-Entspiegelungsschichten oder die Verwendung gebogener Wellenleiter [106, 107], die unter einem Winkel auf die Halbleiter-Luft-Grenzfläche treffen, nachgedacht werden.

6.2 Bauelemente mit 1.55 μm Emissionswellenlänge

Durch die im vorangegangenen Abschnitt erfolgreich demonstrierte Integration von verstärkenden Bauelementsektionen wie DFB-Laser- und SOA-Sektion mit absorptionskontrollierten Sektionen wie EAM- und MPD-Sektion ergeben sich viele weitere interessante Einsatzmöglichkeiten. So lassen sich durch Hintereinanderschaltung zweier EAM-Sektionen beispielsweise optoelektronische Bauelemente verwirklichen, mit denen auf einfache Weise optische Signale mit alternativen Modulationsverfahren wie Vierpegel- und RZ-Modulation generiert werden können. Beides wird im Folgenden anhand eines bei $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ emittierenden integrierten Bauelements bestehend aus DFB-Laser-Sektion, zwei EAM-Sektionen und einer SOA-Sektion demonstriert. Basierend auf der in Anhang A aufgeführten epitaktischen Schichtstruktur werden Multisektionsbauelemente entsprechend der in Abschnitt 5.5 beschriebenen Herstellung realisiert. Dabei beträgt die Breite der Wellenleiterrippe $2 \mu\text{m}$, die Längen der Bauelementsektionen $l_{\text{DFB}} = 310 \mu\text{m}$, $l_{\text{EAM1}} = 90 \mu\text{m}$, $l_{\text{EAM2}} = 90 \mu\text{m}$, $l_{\text{SOA}} = 480 \mu\text{m}$ und die Periode des Metallabsorptionsgitters in der DFB-Laser-Sektion $\Lambda = 241.25 \text{ nm}$. Es findet das konservative EAM-Design Verwendung.

Zur Generation eines optischen Vierpegel-Signals wird der in Abbildung 6.11 skizzierte Messaufbau verwendet. Die DFB-Laser- und SOA-Sektionen werden mit den Gleichströmen I_{LD} und I_{SOA} gespeist. Die an den EAMs anliegenden Spannungen U_{EAM1} und U_{EAM2} setzen sich aus den Gleichanteilen $\langle U_{\text{EAM1}} \rangle$, $\langle U_{\text{EAM2}} \rangle$ und den binären Modulationssignalen mit den Spannungshüben $U_{\text{EAM1,pp}}$ und $U_{\text{EAM2,pp}}$ zusammen. Die optische Ausgangsleistung ergibt sich analog zu den in Abschnitt 4.2 diskutierten Zusam-

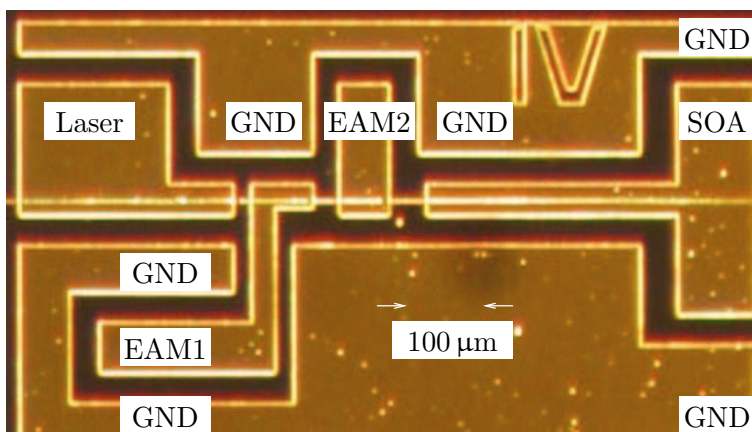


Abbildung 6.10: Lichtmikroskopische Aufnahme eines 1 mm langen DFB-EAM-EAM-SOAs. Die DFB-Laser-Sektion befindet sich links, daneben die erste EAM-Sektion mit Signalführung von unten links. Es folgt die zweite EAM-Sektion mit Signalführung von oben und die SOA-Sektion rechts.

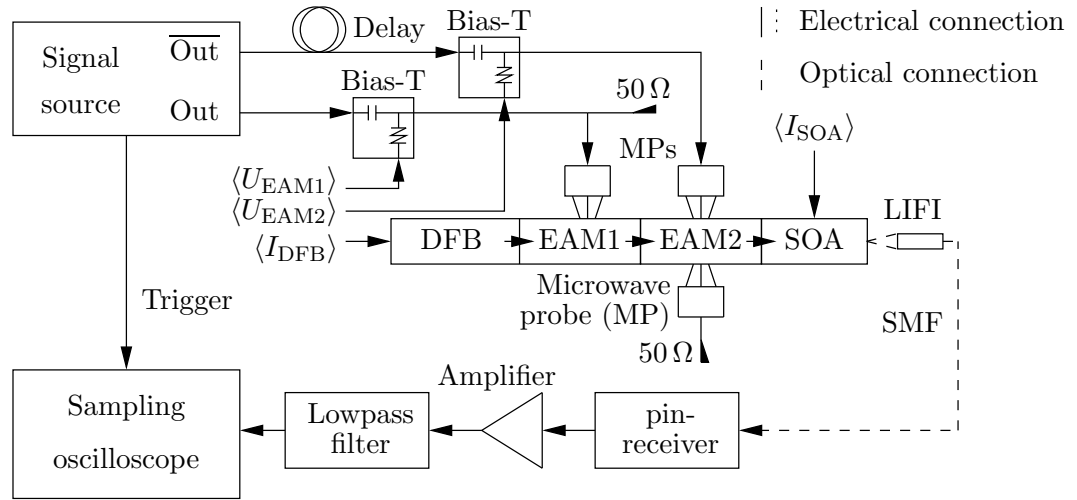


Abbildung 6.11: Schematische Darstellung des zur Generation eines optischen Vierpegel-Signals mit DFB–EAM–EAM–SOA-Bauelementen verwendeten Versuchsaufbaus.

menhängen zu

$$P_{\text{opt}} = P_{\text{in}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM1}} l_{\text{EAM1}}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM2}} l_{\text{EAM2}}} e^{\tilde{g}_{\text{SOA}} l_{\text{SOA}}} \quad , \quad (6.1)$$

wobei optische Verluste an den Übergangsstellen nicht berücksichtigt werden. Wird die erste EAM-Sektion mit einem Signal mit stärkerer Amplitude als die zweite EAM-Sektion angesteuert, ist ihre Absorptionsänderung $\Delta\tilde{\alpha}_{\text{EAM1}} = \tilde{\alpha}_{\text{EAM1},0} - \tilde{\alpha}_{\text{EAM1},1}$ größer als die der zweiten EAM-Sektion $\Delta\tilde{\alpha}_{\text{EAM2}} = \tilde{\alpha}_{\text{EAM2},0} - \tilde{\alpha}_{\text{EAM2},1}$, und das Signal an EAM1 entscheidet, ob eines der beiden oberen Signalpegel oder der beiden unteren Signalpegel gesendet wird. Die zweite EAM-Sektion wird mit geringerer Amplitude angesteuert, so dass sie die Anzahl der Pegel des von EAM1 erzeugten Signals auf insgesamt vier erhöht. Alternativ könnten die beiden EAMs mit gleicher Amplitude angesteuert werden, wenn die Länge des zweiten EAMs entsprechend reduziert würde. Abbildung 6.12 verdeutlicht die Entstehung eines solchen Vierpegel-Signals. In ihr ist der Verlauf der optischen Leistung in den EAM-Sektionen entlang der longitudinalen Koordinate dargestellt. Je nach Betriebszustand ergeben sich unterschiedliche Verläufe und vier optische Ausgangsleistungen

$$P_{\text{opt},1} = P_{\text{in}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM1},0}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM2},0}} \quad , \quad (6.2)$$

$$P_{\text{opt},2} = P_{\text{in}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM1},0}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM2},1}} \quad , \quad (6.3)$$

$$P_{\text{opt},3} = P_{\text{in}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM1},1}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM2},0}} \quad , \quad (6.4)$$

$$P_{\text{opt},4} = P_{\text{in}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM1},1}} e^{-\tilde{\alpha}_{\text{EAM2},1}} \quad (6.5)$$

am Eingang der SOA-Sektion. Äquidistante Signalpegel im Abstand

$$\Delta P_{\text{opt}} = P_{\text{opt},4} - P_{\text{opt},3} = P_{\text{opt},3} - P_{\text{opt},2} = P_{\text{opt},2} - P_{\text{opt},1} \quad (6.6)$$

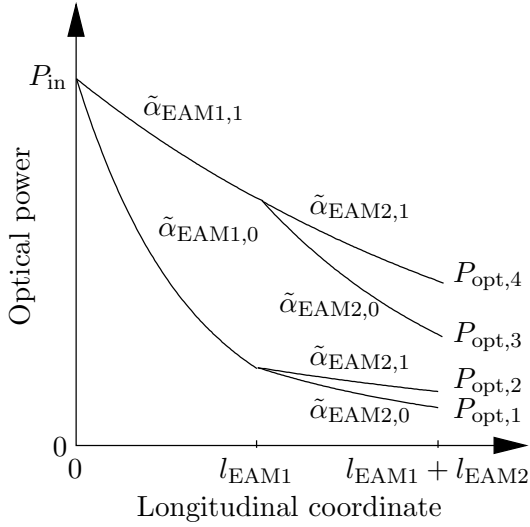


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung der optischen Leistungen entlang der longitudinalen Koordinate in den EAM-Sektionen eines DFB-EAM-EAM-SOA-Bauelements mit $l_{\text{EAM1}} = l_{\text{EAM2}} = 90 \mu\text{m}$ bei Vierpegel-Modulation mit $\tilde{\alpha}_{\text{EAM1},1} = 50 \text{ cm}^{-1}$, $\tilde{\alpha}_{\text{EAM1},0} = 200 \text{ cm}^{-1}$, $\tilde{\alpha}_{\text{EAM2},1} = 50 \text{ cm}^{-1}$, $\tilde{\alpha}_{\text{EAM2},0} = 100 \text{ cm}^{-1}$.

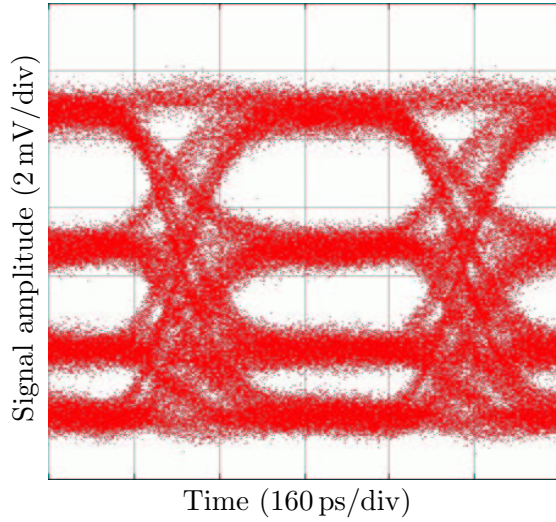


Abbildung 6.13: Gemessenes, mit den beiden EAM-Sektionen eines bei $1.55 \mu\text{m}$ emittierenden DFB-EAM-EAM-SOA-Bauelements generiertes Vierpegel-Augendiagramm. Die Parameter lauten $B_{\text{R}} = 4.1 \text{ Gbit/s}$, $\Delta\nu = 3 \text{ GHz}$, $I_{\text{LD}} = 96 \text{ mA}$, $I_{\text{SOA}} = 40 \text{ mA}$, $\langle U_{\text{EAM1}} \rangle = \langle U_{\text{EAM2}} \rangle = -0.5 \text{ V}$, $U_{\text{EAM1,pp}} = 0.13 \text{ V}$, $U_{\text{EAM2,pp}} = 0.06 \text{ V}$.

sind aufgrund des exponentiellen Zusammenhangs näherungsweise für kleine Signalamplituden zu erwarten, so dass sich die EAMs näherungsweise linear verhalten, die geschaltete optische Leistung jedoch entsprechend gering ausfällt. Abbildung 6.13 zeigt ein so generiertes Vierpegel-Augendiagramm, das für kleine Spitze-Spitze-EAM-Spannungen von $U_{\text{EAM1,pp}} = 0.13 \text{ V}$ und $U_{\text{EAM2,pp}} = 0.06 \text{ V}$ unter Verwendung von 128-facher Mittelung gemessen wurde. Das Augendiagramm ist deutlich geöffnet, allerdings ist der Abstand der beiden unteren Signalpegel deutlich geringer als der Abstand der beiden oberen Signalpegel. Die Übergänge der Signalpegel verlaufen sehr steil, was als Anzeichen für Kompatibilität mit höheren Modulationsfrequenzen interpretiert werden kann.

Messungen bei höheren Bitraten konnten leider aus ganz praktischen Gründen nicht durchgeführt werden. Das in Abbildung 6.10 gezeigte Viersegment-Bauelement hat 4 Kontaktpads, von denen 2 (DFB-Laser- und SOA-Sektion) mit Kontaktnadeln und 2 (die beiden EAM-Sektionen) mit Mikrowellentastköpfen kontaktiert werden. Um entsprechend den Überlegungen aus Kapitel 4 eine breitbandige Anpassung für das Modulationssignal zu gewährleisten, wird für jede EAM-Sektion ein gesonderter Mikrowellentastkopf benötigt, was im verwendeten Messaufbau aus mechanischen Gründen nicht zu realisieren ist. Für Messungen bei höheren Frequenzen sollte daher über ein Aufbaukonzept nachgedacht werden, das die verschiedenen Signalführungen ermöglicht und einen Abschlusswiderstand an den EAM-Kontakten vorsieht.

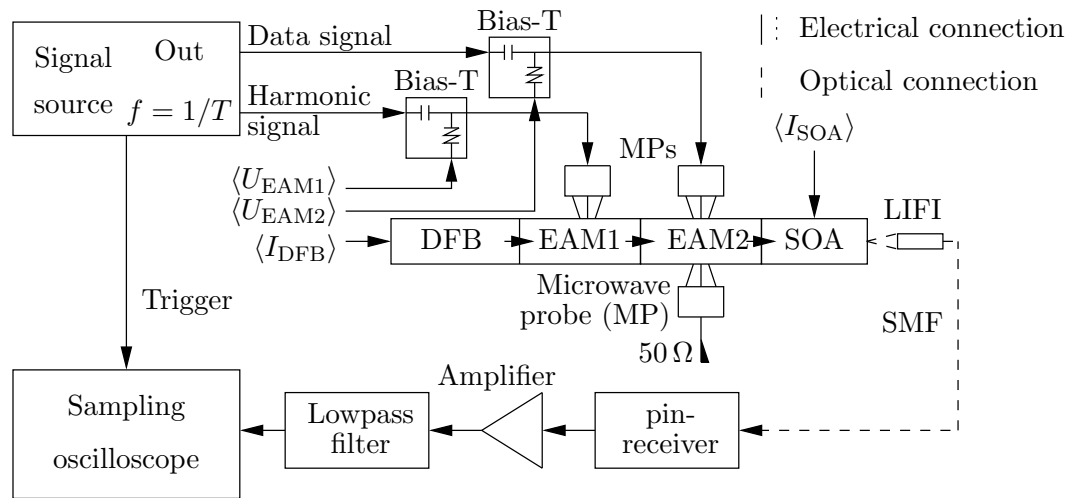


Abbildung 6.14: Schematische Darstellung des zur Generation eines optischen RZ-Signals mit DFB–EAM–EAM–SOA-Bauelementen verwendeten Versuchsaufbaus.

Die Generation eines Vierpegel-Signals durch zwei in Reihe geschaltete binär angesteuerte EAM-Sektionen ist somit prinzipiell möglich, allerdings zunächst nur mit kleinen Modulationsspannungen, wodurch die geschaltete optische Leistung und der praktische Nutzen dieses Modulationsverfahrens deutlich eingeschränkt sind.

Mit den beiden hintereinander geschalteten EAM-Sektionen des in Abbildung 6.10 dargestellten DFB–EAM–EAM–SOA-Bauelements lassen sich auch optische RZ-Signale er-

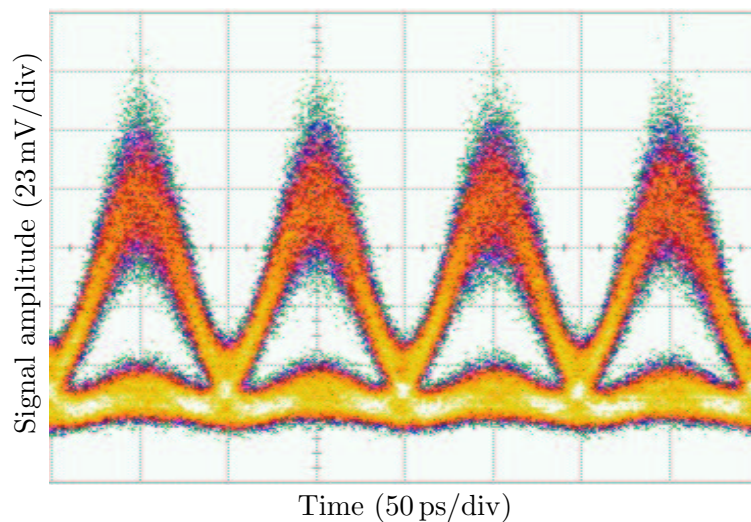


Abbildung 6.15: Gemessenes, mit den beiden EAM-Sektionen eines bei $1.55\ \mu\text{m}$ emittierenden DFB–EAM–EAM–SOA-Bauelements generiertes RZ-Augendiagramm. Die Parameter lauten $B_R = 10\ \text{Gbit/s}$, $\Delta\nu = 8\ \text{GHz}$, $I_{\text{LD}} = 88\ \text{mA}$, $I_{\text{SOA}} = 50\ \text{mA}$, $\langle U_{\text{EAM1}} \rangle = -1.1\ \text{V}$, $\langle U_{\text{EAM2}} \rangle = -1.3\ \text{V}$, $U_{\text{EAM1,pp}} = 2\ \text{V}$, $U_{\text{EAM2,pp}} = 2\ \text{V}$.

zeugen. Dafür wird der in Abbildung 6.14 skizzierte Messaufbau verwendet, der sich nur leicht vom Messaufbau zur Generation von Vierpegel-Signalen unterscheidet. Die erste EAM-Sektion wird mit einem zeitharmonischen Signal angesteuert und generiert entsprechend ein harmonisch moduliertes optisches Signal. Wegen der Schmalbandigkeit kann an der ersten EAM-Sektion auf breitbandige Anpassung verzichtet werden, was den Realisierungsaufwand im Vergleich zur Vierpegelmodulation reduziert. Das nichtlineare Verhalten der ersten EAM-Sektion äußert sich in der Generation von harmonischen Oberwellen, wodurch das optische Signal als zeitliche Impulse erscheint. Die zweite EAM-Sektion wird mit einem auf die Impulse abgestimmten binären Datensignal versehen, wodurch die optischen Impulse teilweise absorbiert werden.

In Abbildung 6.15 ist das Augendiagramm eines so generierten optischen RZ-Signals bei einer Datenrate von $B_R = 10 \text{ Gbit/s}$ dargestellt. Es ist deutlich geöffnet, womit experimentell bestätigt wurde, dass die Generation eines optischen RZ-Signals durch zwei in Reihe geschaltete EAM-Sektionen sehr gut funktioniert.

7 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung von InP-basierten DFB-Laser integrierten Elektroabsorptionsmodulatoren (DFB-EAMs) mit für Telekommunikationsanwendungen interessanten Emissionswellenlängen von 1.31 bzw. 1.55 μm . Dabei wird der Ansatz verfolgt, eine gemeinsame aktive Schicht, bestehend aus InGaAlAs Quantentöpfen, die von InGaAlAs Barrieren umgeben sind, für die DFB-Laser- und EAM-Sektion zu verwenden und auf aufwendigeres strukturiertes Halbleiterwachstum zu verzichten. Um das von der DFB-Laser-Sektion emittierte Licht nicht nahezu vollständig in der EAM-Sektion zu absorbieren, wird sie nicht auf einer dem Gewinnmaximum entsprechenden Wellenlänge, sondern 10 bis 20 nm langwelliger betrieben. Unterstützt durch den für das Materialsystem typischen steilen Verlauf der Absorptionsbandkante, wird es dadurch möglich, die gleiche aktive Schicht für eine monolithisch integrierte EAM-Sektion zu verwenden. Dieser Ansatz ist nicht nur ein Versuch zur Kostenminimierung. Nahe der Bandkante ist die spannungsbezogene Absorptionsänderung aufgrund des quantenunterstützten Stark-Effekts maximal, wodurch EAM-Sektionen mit einer Länge von weniger als 100 μm bereits Extinktionen von mehr als 10 dB bei Steuerspannungen von 2 V aufweisen. Die durch die Kramers-Kronig-Relation mit einer Absorptionsänderung in der EAM-Sektion verbundene Brechungsindexänderung verursacht eine Aufweitung des ansonsten schmalen Emissionsspektrums von DFB-Lasern. Dies wirkt bei optischen Sendekomponenten limitierend auf die mögliche Länge eines dispersiven Übertragungskanals und ist daher besonders bei einer Emissionswellenlänge von 1.55 μm unerwünscht. Bei DFB-EAMs, deren EAM-Sektion nahe der Bandkante betrieben wird, ergibt sich die Möglichkeit optische Sendekomponenten mit sehr kleiner oder sogar negativer Brechungsindexänderung zu realisieren.

Die in der DFB-Laser-Sektion benötigte verteilte Rückkopplung kann auf verschiedene Arten realisiert werden. Die derzeit am weitesten verbreitete besteht darin, den effektiven Brechungsindex des verwendeten Wellenleiters in longitudinaler Richtung periodisch zu modulieren. Benutzt man dazu holographische Belichtung, Ätzen und epitaktisches Überwachsen, ist die Realisierung von zusätzlichen Phasensprüngen schwer möglich und longitudinale Einmodigkeit wird durch die Position der Spaltkanten bestimmt. Diese lassen sich in der Regel nicht mit der notwendigen Genauigkeit kontrollieren, so dass es dem Zufall überlassen bleibt, ob ein Bauelement longitudinal einmodig emittiert. In dieser Arbeit wird daher ein alternatives Konzept zur Realisierung der verteilten Rückkopplung in der DFB-Laser-Sektion untersucht. Lateral zur Wellenleiterrippe wird ein Metallabsorptionsgitter durch Elektronenstrahlolithographie und Lift-off Technik strukturiert, das über die neben der Wellenleiterrippe existierenden Feldanteile vorwärts- und rückwärtslaufende Wellen verknüpft. Im Gegensatz zur Indexkopplung wird dabei die Phasenbedingung für die Braggwellenlänge ohne zusätzliche Phasensprünge erfüllt, und bereits ohne Berücksichtigung zusätzlicher Spaltkantenreflexionen ergibt sich longitudinal einmodige Laseremission. Durch den Einsatz dieser lateralen Metallabsorptionsgitter können integrierte DFB-EAMs mit nur einem einzigen Epitaxieschritt hergestellt werden. Die im Rahmen

dieser Arbeit realisierten DFB-Laser weisen eine Nebenmodenunterdrückung von bis zu 45 dB auf und sind longitudinal einmodig.

Treibt man die EAM-Sektion des DFB-EAM-Bauelements aus einer Signalquelle mit 50Ω Innenwiderstand, ist ihre Bandbreite durch ihre Kapazität begrenzt. Diese wird wesentlich durch die in der EAM-Sektion vorhandene laterale Querleitfähigkeit bestimmt. Ohne den optischen Wellenleiter in DFB-Laser- und EAM-Sektion unterschiedlich herzustellen, reicht die Modulationsbandbreite für fehlerfreie Datenübertragung mit einer Datenrate von 10 Gbit/s aus. Für Bauelemente mit einer Emissionswellenlänge von $1.31 \mu\text{m}$ erhofft man sich durch den Einsatz von DFB-EAMs nicht nur eine reduzierte spektrale Breite des Emissionsspektrums, sondern auch im Vergleich zu direktmodulierten Lasern eine erhöhte Modulationsbandbreite. Um die Kapazität der EAM-Sektion entsprechend zu reduzieren, kann dort eine zusätzliche Ätzung angewendet werden, die für die EAM-Sektion einen kapazitätsarmen Wellenleiter mit starker Indexführung vorsieht. Mit einem so hergestellten DFB-EAM wird die für optische Datenübertragung mit einer Datenrate von 40 Gbit/s benötigte Bandbreite erreicht.

Mit DFB-EAMs mit einer Emissionswellenlänge von $1.55 \mu\text{m}$ werden optische Signale bis zu einer Datenrate von 10 Gbit/s fehlerfrei übertragen. Bei einer Datenrate von 6 Gbit/s wird durch eine 50 km lange Standard-Einmodenfaser (SSMF) nahezu keine durch Dispersion hervorgerufene erhöhte notwendige Empfangsleistung gemessen, was auf geringe parasitäre Frequenzmodulation schließen lässt.

DFB-EAMs mit einer Emissionswellenlänge von $1.31 \mu\text{m}$ sind auf das Dispersionsminimum von SSMF abgestimmt, welches nicht mit dem Dämpfungsminimum bei $1.55 \mu\text{m}$ zusammenfällt. Um die Faserdämpfung zu kompensieren, kann die eingestrahlte Leistung durch den Einsatz von optischen Halbleiterverstärkern (SOAs) erhöht werden. In dieser Arbeit wird die monolithische Integration von DFB-EAMs mit Metallgittern und SOAs untersucht und realisiert. Dabei werden über 2 mW Leistung bei 30 dB Nebenmodenunterdrückung in einer SSMF gemessen und die Modulation mit einer Datenrate von 10 Gbit/s demonstriert.

Um optische Signale mit alternativen Modulationsverfahren zu erzeugen, werden Multi-sektionsbauelemente realisiert, die zwei hintereinander geschaltete EAM-Sektionen enthalten. Mit einem bei $1.55 \mu\text{m}$ emittierenden DFB-EAM-EAM-SOA-Bauelement werden durch entsprechende Beschaltung beider EAM-Sektionen optische vierpegel- und return-to-zero-kodierte Zufallsfolgen-Signale erzeugt.

Obwohl im Rahmen dieser Arbeit Bauelemente realisiert werden konnten, deren Modulationsbandbreite und Systemeigenschaften die eines direktmodulierten DFB-Lasers deutlich übertreffen, bleiben noch viele Verbesserungsmöglichkeiten. Durch die in Abschnitt 5.3 diskutierte elektrische Verkopplung der verschiedenen Bauelementsektionen kann nicht ausgeschlossen werden, dass bei Modulation der EAM-Spannung auch der Strom der DFB-Laser-Sektion moduliert wird. In zukünftigen Designs sollte daher über eine al-

ternative Segmenttrennung mit verbesserter elektrischer Isolation nachgedacht werden. Das Konzept der Verwendung einer gemeinsamen aktiven Schicht in allen Bauelementsektionen hat sich bewährt. Dadurch, dass die DFB-Laser-Sektion nicht auf dem Gewinnmaximum, sondern leicht langwellig verstimmt betrieben wird, zeigt die gleiche aktive Schicht in der EAM-Sektion gute Absorptionseigenschaften. Allerdings weisen verstimmte DFB-Laser-Sektionen höhere Schwellen auf. Mit einem Temperaturgradient innerhalb des Bauelements kann das Gewinnmaximum in der DFB-Laser-Sektion spektral näher an die Emissionswellenlänge gebracht werden, ohne die Eigenschaften der EAM-Sektion negativ zu beeinflussen. Dies könnte durch lokales Heizen der DFB-Laser-Sektion geschehen. Eventuell kann hierzu die in [108] vorgestellte Technologie zur Integration dünner Pt-Streifen zur Temperaturregelung verwendet werden.

A Verwendete Schichtstrukturen

Im Folgenden sind die verwendeten Schichtstrukturen aufgeführt. Bauelemente mit $1.3 \mu\text{m}$ Emissionswellenlänge basieren auf der in Tabelle A.1 gezeigten Struktur. Da die für diese Arbeit verwendeten Schichtstrukturen für DFB–EAMs unterschiedlicher Art³ Verwendung finden, enthalten sie Schichten, die nicht für alle Konfigurationen benötigt werden. Die Zahlen in der ersten Spalte numerieren die Schichten in Wachstumsrichtung. Die zweite Spalte gibt den verwendeten Verbindungshalbleiter an, dessen Materialzusammensetzung derart gewählt wird, dass sich die Photolumineszenz (PL)-Wellenlänge $\lambda_{\text{bulk,PL}}$ und die Verspannung entsprechend den in den Spalten drei und fünf angegebenen Werten einstellt [4]. Die vierte Spalte zeigt die Schichtdicken. In den verbleibenden Spalten ist die Dotierung und der Dotierstoff vermerkt.

Schicht 32 ist die hochdotierte Kontaktschicht, auf die der Metallkontakt aufgebracht wird. Schicht 31 stellt die eigentliche Wellenleiterrippe dar, deren Ätzprozess auf der quaternären Schicht 30 stoppt. Die Schichten 27 bis 30 ermöglichen die Realisierung von

³Konservative EAMs, durchgeätzte EAMs, DFB-Laser-Sektionen mit Metallgittern, DFB-Laser-Sektionen mit Indexgittern

Tabelle A.1: Verwendete Schichtstruktur für Bauelemente mit $1.31 \mu\text{m}$ Emissionswellenlänge.

#	Material	$\lambda_{\text{PL,bulk}}$ (μm)	Thickness (nm)	Strain	Doping (cm^{-3})	Type	Dopant
32	InGaAs	1.65	200		$2 \cdot 10^{18}$	p	Zn
31	InP		1600		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
30	InGaAsP	1.10	45		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
29	InP		45		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
28	InGaAsP	1.10	45		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
27	InGaAsP	1.05	85		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
26	InP		10		$6 \cdot 10^{17}$	p	Zn
25	InAlAs		18		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
24	InGaAlAs	1.05	80				
$10 \times$	InGaAlAs	1.295	$10 \times 5 \text{ nm}$	+0.95 % compr.			
$11 \times$	InGaAlAs QWs	1.10	$11 \times 8 \text{ nm}$	−0.5 % tensile			
	Barrier						
2	InGaAlAs	1.05	80				
1	InP		1000		$5 \cdot 10^{17}$	n	Si
	InGaAsP	1.2	100		$1 \cdot 10^{19}$	n	S
	InP		1000		$2.5 \cdot 10^{18}$	n	S
	InP		360000			n	S

Tabelle A.2: Verwendete Schichtstruktur für Bauelemente mit 1.55 μm Emissionswellenlänge.

#	Material	$\lambda_{\text{bulk,PL}}$ (μm)	Thickness (nm)	Strain	Doping (cm^{-3})	Type	Dopant
30	InGaAs	1.65	200		$2 \cdot 10^{18}$	p	Zn
29	InP		1600		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
28	InGaAsP	1.10	45		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
27	InP		45		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
26	InGaAsP	1.10	55		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
25	InGaAsP	1.05	100		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
24	InP		10		$6 \cdot 10^{17}$	p	Zn
23	InAlAs		18		$5 \cdot 10^{17}$	p	Zn
22	InGaAlAs	1.05	75				
9 \times	InGaAlAs QWs	1.520	9 \times 7.5 nm	+0.95 % compr.			
10 \times	InGaAlAs Barrier	1.10	10 \times 8 nm	-0.5 % tensile			
2	InGaAlAs	1.05	75				
1	InP		1000		$5 \cdot 10^{17}$	n	Si
	InGaAsP	1.2	100		$1 \cdot 10^{19}$	n	S
	InP		1000		$2.5 \cdot 10^{18}$	n	S
	InP		360000			n	S

Indexgittern, und werden für die in dieser Arbeit untersuchten DFB-EAMs mit lateralen Metallabsorptionsgittern nicht benötigt. Diese werden auf die angeätzte Schicht 27 plaziert. Unterhalb der 10 nm dicken InP-Schicht 26 befindet sich Schicht 25, eine 18 nm dicke Schicht aus InAlAs, die als Elektronenstopp dient. Die Schichten 2 bis 24 bilden den transversalen Wellenleiter. In ihm befinden sich die 10 QWs, die eine Druckverspannung aufweisen. Diese wird durch die zugverspannten Barrieren kompensiert, welche die QWs umgeben. Zur Realisierung durchgeätzter EAMs werden die Wellenleiterschichten lateral neben der Wellenleiterrippe komplett entfernt. Hierzu kann die InGaAsP-Schicht unterhalb von Schicht 1 als Ätzstopp dienen.

Tabelle A.2 zeigt die für 1.55 μm Emissionswellenlänge ausgelegte Variante. Sie enthält einen QW und eine Barriere weniger als die Struktur aus Tabelle A.1.

B Technologieprotokolle

Im Folgenden sind die verwendeten Technologieprozesse zusammengefasst.

Tabelle B.1: Strukturierung des p-Kontakts.

Prozessschritt	
Reinigung	Aceton, Isopropanol, Stickstofftrocknung
Trocknen	120 °C, 10 min
Belacken	AZ 5214, 3000 U/min, 5 s
Ausheizen	90 °C, 5 min
Belichten	3.5 s, 35 mJ/cm ²
Reverse-Bake	124 °C, 2 min
Flutbelichtung	30 s, 300 mJ/cm ²
Entwickeln	AZ Developer : H ₂ O (1:1), 30 s, mit H ₂ O stoppen
Oxidentfernung	HF-Dip, 5 s
Metallisierung	Ti (50 nm), Pt (100 nm), Au (300 nm), Ti (80 nm)
Lift-Off	1-Methyl-2-Pyrrolidon, 65 °C, 30 min, mit Spritze unterstützen, Aceton, Isopropanol, mit N ₂ trocknen

Tabelle B.2: Ätzen der Wellenleiterrippe.

Prozessschritt	
Reinigung	Aceton, Isopropanol, Stickstofftrocknung
Trockenätzen (InGaAs entfernen)	Reactive ion etching (RIE 4000), 300 nm, 6x (CH ₄ – H ₂ , 6 min, O ₂ , 3 min)
Reinigung (Polymere entfernen)	Tunnelverascher Tepla 300, O ₂ –Plasma, 700 W, 60 min
Nassätzen (bis auf InGaAsP)	HCl:H ₃ PO ₄ (1:3), 4 min, mit H ₂ O spülen, 5 min, mit N ₂ trocknen
Trockenätzen (bis 80 nm über aktive Schichten)	Veeco IBE, 170 nm, ca. 4 min, iterativer Prozess, Kontrolle der Ätztiefe über elektrische Querleitfähigkeitsmessung

Tabelle B.3: Strukturierung der lateralen Metallabsorptionsgitter.

Prozessschritt	
Reinigung	Aceton, Isopropanol, Stickstofftrocknung
Trocknen	120 °C, 10 min
Belacken	PMMA 950k 2 %, 6000 U/min
Soft-Bake	180 °C, 30 min
Elektronenstrahlbelichtung	Beschleunigung 100 kV, Dosis 1070 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, Auflösung 5 nm, Schrittweite 10 nm
Entwicklung	90 s
Bedampfen	8 nm Ni, senkrecht
Lift-Off	1-Methyl-2-Pyrrolidon (MP), 120 °C, 30 min, flächige Ni-Schicht mit Spritze ablösen, Gitterfinger durch Sprühen von heißem MP freilegen, mit deionisiertem Wasser spülen

Tabelle B.4: Anbringen der Passivierungsschicht.

Prozessschritt	
Reinigung	Aceton, Isopropanol, Stickstofftrocknung
Trocknen	120 °C, 10 min
Aufschleudern	Durimide 7520 (Raumtemperatur) 4000 U/min, 40 s
Curing-Rampe	40–300 °C, 4 °C/min
Curing	300 °C, 60 min
Abkühlen	auf unter 200 °C
Plasma	200 mTorr, 20 % O ₂ , 10 % CF ₄ , Mikrowellenleistung 150 W, 17 min

Tabelle B.5: Strukturierung der Bondpads.

Prozessschritt	
Reinigung	Aceton, Isopropanol, Stickstofftrocknung
Trocknen	120 °C, 10 min
Aufschleudern	TI 35 ES, 4000 U/min, 40 s
Ausbacken	90 °C, 3 min
Belichtung	48 s
Warten	10 min
Reverse-Bake	2 min, 125 °C
Belichten	2 min
Entwicklung	MIF 726, 50 s, mit deionisiertem Wasser stoppen
Trocknen	mit Stickstoff
Bedampfen	300 nm Ni, 200 nm Au
Lift-Off	1-Methyl-2-Pyrrolidon, 120 °C, 30 min, mit deionisiertem Wasser spülen

Tabelle B.6: Anbringen des n-Kontakts.

Prozessschritt	
Aufkleben	mit Crystal Bond
Dünnpolieren	Zieldicke 100 µm
Reinigung	Aceton, Isopropanol, Stickstofftrocknung
Aufdampfen	10 nm Cr, 150 nm Au
Ablösen	in Aceton über Nacht stehen lassen

Tabelle B.7: Vereinzeln und Aufbauen.

Prozessschritt	
Spalten	in Barren
Aufkleben	mit Silberleitkleber auf Kupferwärmesenken
Ausbacken	100 °C, 30 min
Bonden	Massebond von Bondpad zur Wärmesenke

Tabelle B.8: Entspiegeln der vorderen Facette.

Prozessschritt	
für $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$	185.5 nm Al_2O_3 ($n = 1.65755$)
für $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$	93.5 nm SiO_2 ($n = 1.48653$), 90.5 nm Ta_2O_5 ($n = 2.06894$)

C Multiplexersystem

Zur Erzeugung elektrischer Signale mit einer Datenrate von mehr als 10 Gbit/s wird ein Multiplexersystem aufgebaut, welches mit Hilfe eines zweistufigen Multiplexers ein elektrisches Signal mit einer Datenrate von zunächst 20 Gbit/s und schließlich 40 Gbit/s erzeugt. Als Ausgangssignal wird ein elektrisches Signal mit einer Datenrate von 10 Gbit/s benötigt, welches die derzeit in der Abteilung Optoelektronik vorhandene Signalquelle bereitstellen kann. Ein gemessenes Augendiagramm des elektrischen Signals mit einer Datenrate von 10 Gbit/s ist in Abbildung C.1 zu sehen. Als Grundlage für das Multiplexersystem dient der in Abbildung C.2 dargestellte von Infineon Technologies AG entwickelte SiGe-basierte Multiplexerbaustein. Die Eingangssignale müssen differentiell vorliegen und zeitlich um 1/2 bit verzögert sein. Mit der Frequenz des differentiellen Schaltsignals stellt der Multiplexerbaustein eines der beiden an seinen Eingängen anliegenden Signale am Ausgang zur Verfügung. Abbildung C.3 zeigt den schematischen Aufbau des Multiplexersystems zur Erzeugung elektrischer RZ-Signale. Das Signal der 10 Gbit/s-Signalquelle wird aufgeteilt und verschiedenen langen Verzögerungsleitungen zugeführt, damit sie näherungsweise unkorreliert erscheinen, bevor sie einem Multiplexerbaustein zugeführt werden. Dieser arbeitet mit einer Schaltfrequenz von 10 GHz und erzeugt zunächst ein NRZ-kodiertes Signal mit einer Datenrate von 20 Gbit/s. Ein auf doppelter Frequenz arbeitender zweiter Multiplexerbaustein schaltet zwischen dem NRZ-kodierten Signal mit einer Datenrate von 20 Gbit/s und einer logischen Null, so dass an seinem Ausgang ein RZ-kodiertes Datensignal mit einer Datenrate von 20 Gbit/s für Testzwecke bereitsteht. Abbildung C.4 zeigt das gemessene Augendiagramm des RZ-kodierten Ausgangssignals bei einer Datenrate

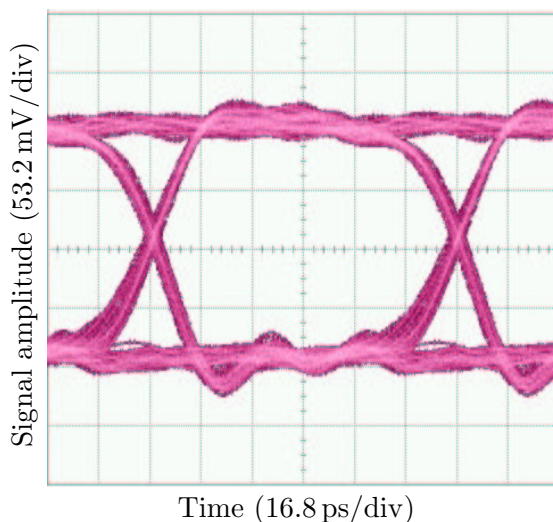


Abbildung C.1: Gemessenes Augendiagramm der elektrischen Signalquelle mit einer Datenrate von 10 Gbit/s. Die Messbandbreite beträgt 50 GHz.

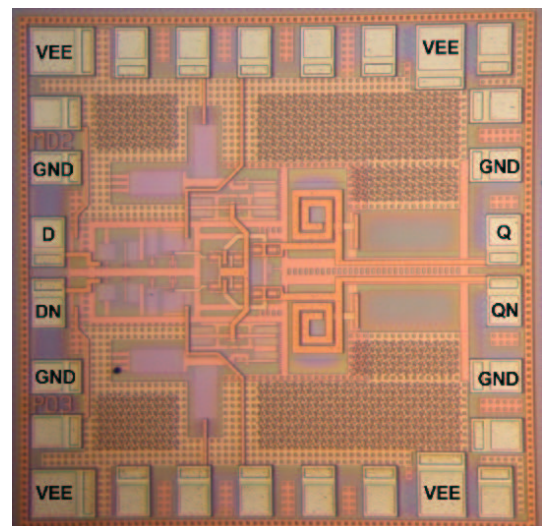


Abbildung C.2: Lichtmikroskopische Aufnahme des von der Firma Infineon Technologies AG entwickelten Multiplexerbausteins.

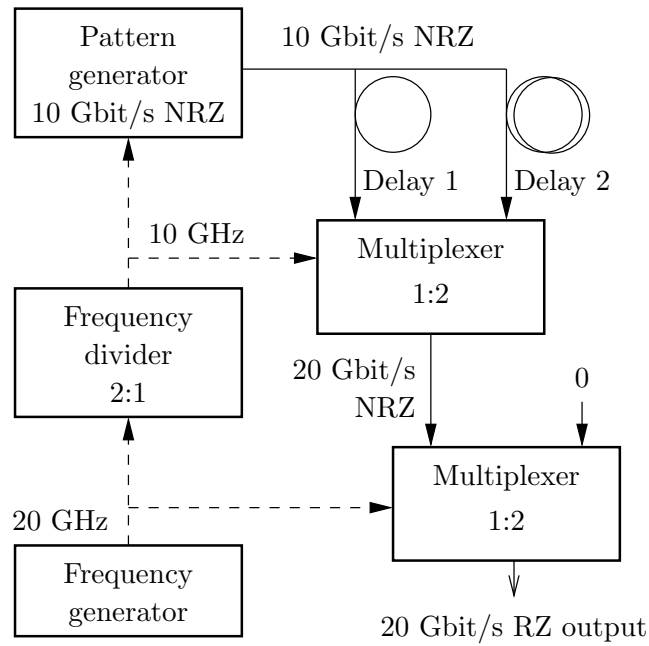


Abbildung C.3: Konfiguration des Multiplexersystems zur Erzeugung von elektrischen RZ-kodierten Signalen mit einer Datenrate von 20 Gbit/s.

von 20 Gbit/s.

Zur Generation eines elektrischen NRZ-kodierten Signals mit einer Datenrate von 40 Gbit/s werden wie in Abbildung C.5 skizziert drei Multiplexerbausteine verwendet. Das NRZ-kodierte Signal mit einer Datenrate von 10 Gbit/s wird auf insgesamt vier verschiedene

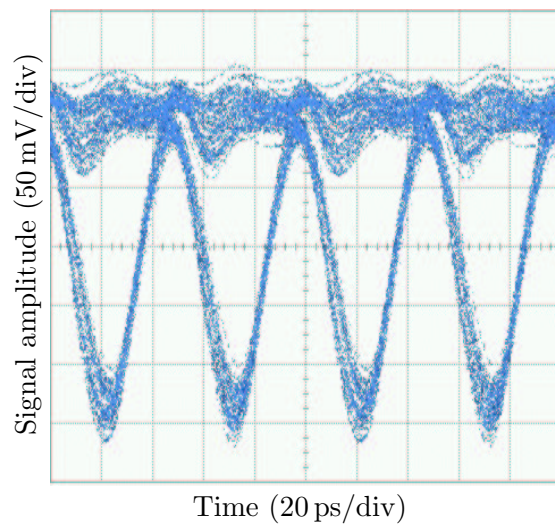


Abbildung C.4: Gemessenes Augendiagramm des RZ-kodierten Ausgangssignals der Multiplexerkonfiguration aus Abbildung C.3.

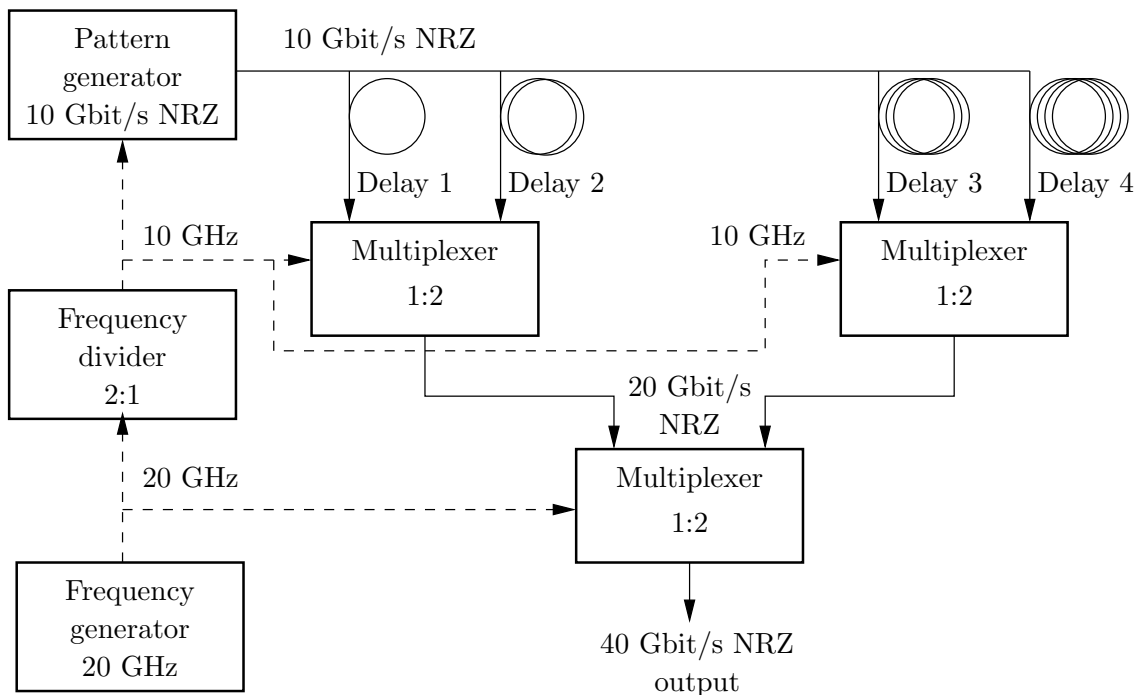


Abbildung C.5: Konfiguration des Multiplexersystems zur Erzeugung von elektrischen NRZ-kodierten Signalen mit einer Datenrate von 40 Gbit/s.

Verzögerungsleitungen aufgeteilt, um scheinbar unkorrelierte Datenströme zu erhalten. Mit Hilfe zweier auf einer Schaltfrequenz von 10 GHz operierenden Multiplexerbausteine werden zwei NRZ-kodierte Datenströme mit einer Datenrate von 20 Gbit/s generiert. Ein weiterer Multiplexerbaustein schaltet mit einer Frequenz von 20 GHz und erzeugt aus den beiden Datenströmen mit einer Datenrate von 20 Gbit/s einen Datenstrom mit der doppelten Datenrate von 40 Gbit/s. In Abbildung C.6 ist ein Augendiagramm des Ausgangssignals des dritten Multiplexerbausteins dargestellt. Es ist deutlich geöffnet, dennoch liegen die Signalpegel nicht exakt aufeinander, was sich durch verbreiterte Signalpegel bemerkbar macht. Die Ursache hierfür liegt in den praktischen Schwierigkeiten des Multiplexeraufbaus. Die Phasenlage und Signalamplitude aller Signale an jedem Multiplexerbaustein muss kontrolliert werden, und entsprechend optimaler Signalqualität angepasst werden, was aufgrund der vielen Freiheitsgrade nicht trivial ist. Eine weitere Ursache für Signalverzerrungen stellen die vielen Übergänge von Koaxial- auf Mikrostreifenleitung sowie elektrische Verbindungen dar.

Mit Hilfe eines in Sättigung betriebenen elektrischen Breitbandverstärkers wird die erreichte Signalqualität verbessert. Ein gemessenes Augendiagramm des um 10 dB gedämpften gesättigten Ausgangssignals des Breitbandverstärkers ist in Abbildung C.7 zu sehen. Die Breite der Signalpegel erscheint im Vergleich zu dem in Abbildung C.6 dargestellten Ausgangssignal des Multiplexersystems deutlich reduziert, wobei die Übergangszeiten in etwa gleich sind.

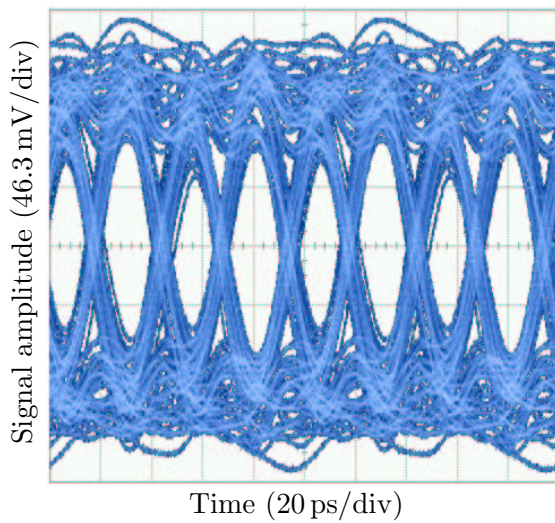


Abbildung C.6: Gemessenes Augendia-gramm des NRZ-kodierten Ausgangssignals der in Abbildung C.5 skizzierten Multiplexerkonfiguration bei einer Datenrate von 40 Gbit/s.

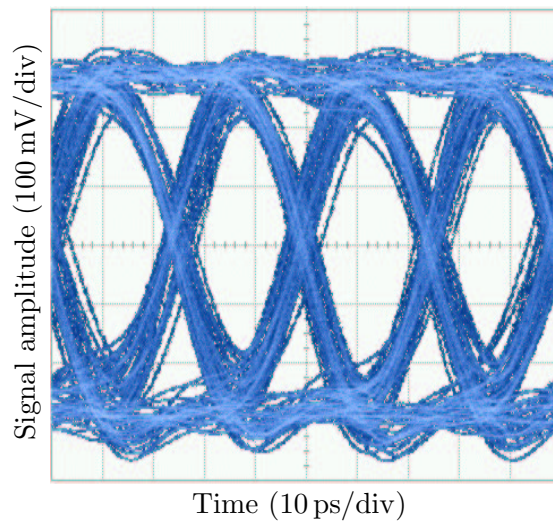


Abbildung C.7: Gemessenes Augendia-gramm des Signals aus Abbildung C.6 bei einer Datenrate von 40 Gbit/s, nachdem seine Signalqualität mit Hilfe eines in Sättigung betriebenen elektrischen Breitbandverstärkers verbessert wurde.

Mit dem Multiplexersystem steht eine elektrische Signalquelle mit einer Datenrate von 40 Gbit/s und ausreichend guter Qualität zur Verfügung. Eine detailliertere Beschreibung des Multiplexersystems findet man in [109].

D Berechnungen

D.1 Transfermatrixmethode

Das spektrale Verhalten eines eindimensionalen Resonators kann mit Hilfe der Transfermatrixmethode beschrieben werden [41, 46]. Dabei wird der Resonator modellhaft entlang der z -Achse ausgerichtet und in Schichten mit homogenen effektiven Brechungsindizes unterteilt. Verlust- oder gewinnbehaftete Schichten werden durch komplexe Brechungsindizes berücksichtigt. Zur Lösung der eindimensionalen Wellengleichung

$$\frac{d^2 \vec{E}(z)}{dz^2} + n_{\text{eff}}^2 \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(z) = 0 \quad (\text{D.1})$$

für senkrecht zur z -Achse polarisierte ebene Wellen wird in jeder der M Schichten ein Ansatz bestehend aus der Überlagerung von in $+z$ -Richtung und in $-z$ -Richtung laufender Wellen gewählt. Für das elektrische Feld in der m -ten Schicht mit effektivem Brechungsindex $n_{\text{eff},m}$ gilt

$$E_m(z) = E_0 \left(a_m^+ e^{-in_{\text{eff},m} \frac{\omega}{c} (z-z_m)} + a_m^- e^{-in_{\text{eff},m} \frac{\omega}{c} (z-z_m)} \right) \quad , \quad (\text{D.2})$$

wobei a_m^+ und a_m^- die relativen Amplituden von vorwärts- und rückwärtslaufender Wellen bezeichnen, und z_m den in Abbildung D.1 eingezeichneten Positionen entsprechen. Durch Reflexion und Transmission an den Grenzflächen zwischen den Schichten werden die Feldamplituden benachbarter Schichten miteinander verknüpft. Für die Feldamplituden in der m -ten Schicht gilt

$$\vec{a}_m = \begin{pmatrix} a_m^+ \\ a_m^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_m^{++} & Q_m^{+-} \\ Q_m^{-+} & Q_m^{--} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_{m+1}^+ \\ a_{m+1}^- \end{pmatrix} = \hat{T}_m \vec{a}_{m+1} \quad . \quad (\text{D.3})$$

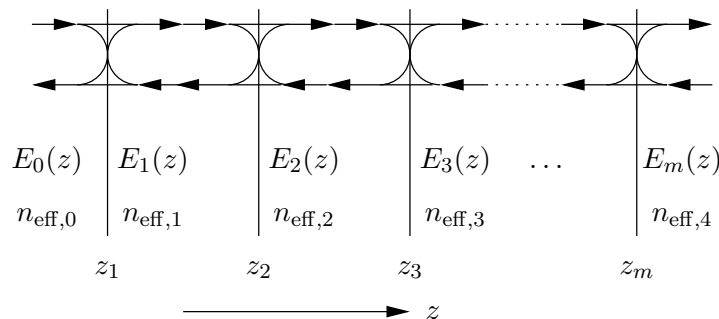


Abbildung D.1: Eindimensionale Anordnung von m homogenen Schichten mit effektiven Brechungsindizes $n_{\text{eff},m}$, sowie schematische Darstellung vorwärts- und rückwärtslaufender Wellen.

Dabei bezeichnen

$$Q_m^{++} = \frac{n_{\text{eff},m} + n_{\text{eff},m+1}}{2n_{\text{eff},m}} e^{in_{\text{eff},m} \frac{\omega}{c} (z_{m+1} - z_m)} \quad (\text{D.4})$$

$$Q_m^{+-} = \frac{n_{\text{eff},m} - n_{\text{eff},m+1}}{2n_{\text{eff},m}} e^{in_{\text{eff},m} \frac{\omega}{c} (z_{m+1} - z_m)} \quad (\text{D.5})$$

$$Q_m^{--} = \frac{n_{\text{eff},m} - n_{\text{eff},m+1}}{2n_{\text{eff},m}} e^{-in_{\text{eff},m} \frac{\omega}{c} (z_{m+1} - z_m)} \quad (\text{D.6})$$

$$Q_m^{-+} = \frac{n_{\text{eff},m} + n_{\text{eff},m+1}}{2n_{\text{eff},m}} e^{-in_{\text{eff},m} \frac{\omega}{c} (z_{m+1} - z_m)} \quad (\text{D.7})$$

die Elemente der Transfermatrix \hat{T}_m . Durch die Matrix-Multiplikation

$$\vec{a}_0 = \left(\prod_{i=0}^M \hat{T}_i \right) \cdot \vec{a}_{M+1} = \hat{T} \cdot \vec{a}_{M+1} = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} \cdot \vec{a}_{M+1} \quad (\text{D.8})$$

werden die links- und rechtsseitigen Feldamplituden miteinander verknüpft.

Lasertätigkeit tritt ein, wenn auch ohne einfallende Welle die reflektierte Welle existiert. Diese Forderung entspricht

$$t_{11} = 0 \quad . \quad (\text{D.9})$$

Somit lassen sich die Schwellengewinne der in beliebigen eindimensionalen Resonatoren ausbreitungsfähigen Moden, auch unter Berücksichtigung verschiedener Ver- oder Entspiegelungsschichten, Phasensprüngen oder externen Reflexionen bestimmen.

D.2 Ausdehnung der Verarmungszone

Die Dicke der ladungsträgerfreien Schicht d_{pin} in einer pin-Diode setzt sich aus der Dicke des intrinsischen Materials d_{int} und den Verarmungszonen in den benachbarten p- und n-dotierten Gebieten mit Ausdehnungen y_p und y_n zusammen [71]. Diese variieren mit der angelegten Spannung. Im Folgenden werden zwei Verfahren zur Berechnung der Ausdehnung der Verarmungszone vorgestellt.

D.2.1 Analytische Berechnung

Da sich Ladungen aus den p- und n-dotierten Gebieten gegenseitig kompensieren, müssen die Ladungen auf der p- und n-Seite betragsmäßig gleich groß sein. Die Dicken der Verarmungszone im p- und n-dotierten Gebiet y_p und y_n sind über

$$N_A y_p = N_D y_n \quad (\text{D.10})$$

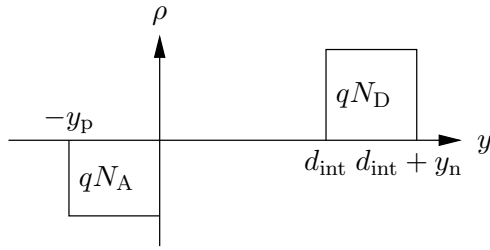


Abbildung D.2: Ladungsdichteverteilung innerhalb eines pin-Übergangs.

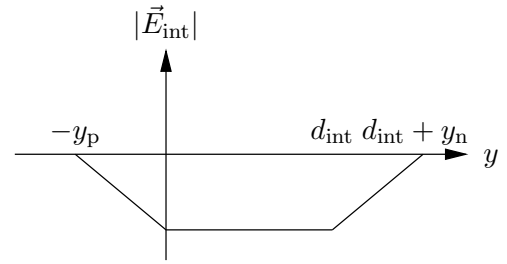


Abbildung D.3: Elektrische Feldstärke innerhalb eines pin-Übergangs.

mit den Dotierkonzentrationen in den jeweiligen Gebieten N_A und N_D verknüpft. Abbildung D.2 veranschaulicht die Ladungsdichteverteilung ρ mit Hilfe der Kastenprofilnäherung. Innerhalb der p-, i- und n-Gebiete muss das elektrische Feld die Differentialgleichung

$$\frac{\partial |\vec{E}|}{\partial y} = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_r} \quad (\text{D.11})$$

erfüllen. Im Einzelnen bedeutet dies für das p-Gebiet

$$\frac{\partial |\vec{E}|}{\partial y} = -\frac{qN_A}{\epsilon \epsilon_r} \quad (\text{D.12})$$

$$|\vec{E}| = -\frac{qN_A}{\epsilon \epsilon_r} (y + y_p), \quad (\text{D.13})$$

wobei das elektrische Feld bei $y = -y_p$ zu Null angenommen wird. Im i-Gebiet gilt

$$\frac{\partial |\vec{E}|}{\partial y} = 0 \quad (\text{D.14})$$

$$|\vec{E}| = -\frac{qN_A}{\epsilon \epsilon_r} y_p. \quad (\text{D.15})$$

Im n-Gebiet gilt

$$\frac{\partial |\vec{E}|}{\partial y} = \frac{qN_D}{\epsilon \epsilon_r} \quad (\text{D.16})$$

$$|\vec{E}| = \frac{qN_D}{\epsilon \epsilon_r} (y - d_{\text{int}} - y_n) \quad , \quad (\text{D.17})$$

wobei die Integrationskonstanten so gewählt werden, dass das elektrische Feld die Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen erfüllt. Abbildung D.3 zeigt den schematischen Verlauf der elektrischen Feldstärke. Da auf p- und n-Seite gleich viele Ladungen wirken, ist bei $y = d_{\text{int}} + y_n$ das elektrische Feld wieder auf Null abgefallen. Die elektrische Spannung $U = -\int |\vec{E}| dy$ ergibt sich aus dem Integral über das elektrische Feld. Im p-Gebiet

muss

$$U(y) = \frac{qN_A}{2\epsilon\epsilon_r}(y + y_p)^2 \quad (\text{D.18})$$

$$U(0) = \frac{qN_A}{2\epsilon\epsilon_r}y_p^2 = C_1, \quad (\text{D.19})$$

und im i-Gebiet muss

$$U(y) = \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_r}y_p y + C_1 \quad (\text{D.20})$$

gelten, wobei die Konstante C_1 so bestimmt wird, dass das Potential an der Grenzfläche stetig verläuft. Für das n-Gebiet gilt

$$U(y) = -\frac{qN_D}{2\epsilon\epsilon_r}(y - d_{\text{int}} - y_n)^2 + C_2 \quad (\text{D.21})$$

$$U(d_{\text{int}}) = -\frac{qN_D}{2\epsilon\epsilon_r}y_n^2 + C_2 \quad (\text{D.22})$$

$$= \frac{qN_A}{\epsilon\epsilon_r}y_p d_{\text{int}} + \frac{qN_A}{2\epsilon\epsilon_r}y_p^2 \quad (\text{D.23})$$

$$C_2 = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_r}(N_A y_p^2 + 2N_A y_p d_{\text{int}} + N_D y_n^2). \quad (\text{D.24})$$

Wobei die Konstante C_2 wieder so gewählt wird, dass das Potential stetig verläuft. Das Potential an der Stelle $y = d_{\text{int}} + y_n$ muss der Diffusionsspannung U_{bi} abzüglich der extern angelegten EAM-Spannung U_{EAM} entsprechen.

$$U(d_{\text{int}} + y_n) = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_r}(N_A y_p^2 + 2N_A y_p d_{\text{int}} + N_D y_n^2) = U_{\text{bi}} - U_{\text{EAM}} \quad (\text{D.25})$$

Eine der beiden Größen y_p oder y_n kann durch (D.10) ersetzt werden und man erhält eine quadratische Gleichung für die Weite der Verarmungszone (hier für y_p)

$$y_p = -\frac{d_{\text{int}}N_D}{N_A + N_D} \pm \sqrt{\frac{d_{\text{int}}^2 N_D^2}{(N_A + N_D)^2} + \frac{2\epsilon N_D}{qN_A(N_D + N_A)}(U_{\text{bi}} - U_{\text{EAM}})} \quad (\text{D.26})$$

Für den Fall $N_D = N_A$ folgt $y_p = y_n$ und die Berechnung der pin-Verarmungszone d_{pin} vereinfacht sich zu

$$d_{\text{pin}} = y_p + d_{\text{int}} + y_n = \sqrt{d_{\text{int}}^2 + \frac{4\epsilon\epsilon_r}{qN_A}(U_{\text{bi}} - U_{\text{EAM}})} \quad (\text{D.27})$$

Für die Diffusionsspannung gilt [71]

$$U_{\text{bi}} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (\text{D.28})$$

und beträgt für einen pin-Übergang mit $N_A = N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ 1/cm}^3$ im InP-Materialsystem $U_{\text{bi}} = 1.27 \text{ V}$.

Die Weite der pin-Verarmungszone für eine $d_{\text{int}} = 270 \text{ nm}$ dicke intrinsische Wachstumssdicke mit $\epsilon_r = 12.6$ ergibt somit $d_{\text{pin}} = 282.8 \text{ nm}$ für $U_{\text{EAM}} = 0 \text{ V}$, und $d_{\text{pin}} = 310.9 \text{ nm}$ für $U_{\text{EAM}} = -3 \text{ V}$.

D.2.2 Iterative Berechnung

Alternativ zur analytischen Berechnung besteht die Möglichkeit, den pin-Übergang als einen Plattenkondensator mit Plattenabstand d und Dielektrikum mit relativen Dielektrizitätskonstanten ϵ_r zu interpretieren. Er hat die Kapazität pro Fläche

$$\frac{C}{A} = \frac{\epsilon \epsilon_r}{d} \quad . \quad (\text{D.29})$$

Setzen wir zunächst $d = d_i = d_{\text{int}}$ als die Wachstumssdicke der intrinsischen Schichten. Wenn der Kondensator auf die Spannung $U_{\text{bi}} - U_{\text{EAM}}$ aufgeladen ist, trägt er je Elektrode die Flächenladungsdichte

$$\frac{Q}{A} = \frac{C}{A} (U_{\text{bi}} - U_{\text{EAM}}) \quad . \quad (\text{D.30})$$

Diese Flächenladungsdichte bewirkt eine Verarmung der p- und n-Gebiete um

$$y_{\text{p,n}} = \frac{Q}{A} \frac{1}{q N_{\text{A,D}}} \quad . \quad (\text{D.31})$$

Diese so berechneten y_p und y_n beeinflussen die effektive Kondensatordicke, und für den nächsten iterativen Schritt wird die effektive Kondensatordicke

$$d_{i+1} = d_i + y_p + y_n \quad (\text{D.32})$$

berücksichtigt. Ist die Dicke der intrinsischen Zone deutlich größer als die Verarmungszone in den dotierten angrenzenden Gebieten, konvergiert dieser Algorithmus sehr schnell.

i	d_i (nm)	$y_{\text{p,n}}$ (nm)	C/A [$\mu\text{F/m}^2$]	i	d_i (nm)	$y_{\text{p,n}}$ (nm)	C/A [$\mu\text{F/m}^2$]
0	270.0	6.56	413.19	0	270.0	22.05	413.19
1	283.1	6.26	394.21	1	314.1	18.96	355.17
2	282.5	6.27	394.90	2	307.9	19.34	362.33
3	282.5	6.27	394.90	3	308.7	19.29	361.39
4	282.5	6.27	394.90	4	308.6	19.30	361.53
5	282.5	6.27	394.90	5	308.6	19.30	361.53

Tabelle D.1: Weiten der pin-Verarmungszone bei iterativen Berechnung für $U_{\text{EAM}} = 0 \text{ V}$ (links) und $U_{\text{EAM}} = 3 \text{ V}$ (rechts) externer EAM-Spannung.

Tabelle D.1 zeigt die berechneten Ergebnisse, für deren Berechnungen $\epsilon_r = 12.6$, $U_{bi} = 1.27 \text{ V}$ sowie $N = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ angenommen wurde. Ist die Dicke der Verarmungszone deutlich kleiner als die intrinsische Wachstumsdicke, konvergiert dieses Verfahren bereits nach wenigen Schritten. Bereits nach etwa drei Iterationen stimmt die berechnete Dicke d_i mit der analytischen Lösung des vorherigen Abschnitts gut überein.

D.3 Potentialverteilung im Elektroabsorptionsmodulator

Zur Berechnung der Potentialverteilung im EAM wird das kontinuierliche elektrische Potential Φ in der EAM-Querschnittsfläche in äquidistante Punkte mit Abstand d diskretisiert. Die Potentialverläufe an den Punkten A, B, C und D kann durch Taylorreihenentwicklungen durch das Potential des Nachbarpunkts E ausgedrückt werden, wobei die Punkte entsprechend Abbildung D.4 angeordnet sind und die Reihenentwicklung nach dem quadratischen Glied abgebrochen wird.

$$\Phi_A = \Phi_E + (-d) \frac{\partial \Phi_E}{\partial x} + (-d)^2 \frac{\partial^2 \Phi_E}{2\partial x^2}, \quad (\text{D.33})$$

$$\Phi_B = \Phi_E + d \frac{\partial \Phi_E}{\partial x} + d^2 \frac{\partial^2 \Phi_E}{2\partial x^2}, \quad (\text{D.34})$$

$$\Phi_C = \Phi_E + (-d) \frac{\partial \Phi_E}{\partial y} + (-d)^2 \frac{\partial^2 \Phi_E}{2\partial y^2}, \quad (\text{D.35})$$

$$\Phi_D = \Phi_E + d \frac{\partial \Phi_E}{\partial y} + d^2 \frac{\partial^2 \Phi_E}{2\partial y^2}, \quad (\text{D.36})$$

Im Allgemeinen werden die Punkte von unterschiedlichen Materialien umgeben, wie in Abbildung D.4 dargestellt. Multipliziert man (D.33–D.36) mit der Summe der umgebenden Dielektrizitätskonstanten

$$\bar{\epsilon}_i = \frac{i\bar{\sigma}_i}{\omega} = \epsilon_i + i \frac{\sigma_i}{\omega} \quad (\text{D.37})$$

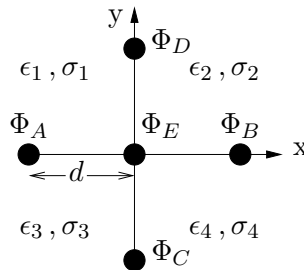


Abbildung D.4: Fünfpunkt-Operator zur Berechnung des elektrischen Potentials Φ_E am Punkt E mit Hilfe der Nachbarpunkte A, B, C und D .

und summiert sie ergibt sich der Zusammenhang

$$\begin{aligned}
& (\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_3)\Phi_A + (\bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_4)\Phi_B + (\bar{\epsilon}_3 + \bar{\epsilon}_4)\Phi_C + (\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2)\Phi_D \\
& = 2(\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_3 + \bar{\epsilon}_4)\Phi_E \\
& + d(\bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_4 - \bar{\epsilon}_1 - \bar{\epsilon}_3)\frac{\partial\Phi_E}{\partial x} + d(\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_3 - \bar{\epsilon}_4)\frac{\partial\Phi_E}{\partial y} \\
& + d^2(\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_3 + \bar{\epsilon}_4)\left(\frac{\partial^2\Phi_E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi_E}{\partial y^2}\right). \tag{D.38}
\end{aligned}$$

Unter Vernachlässigung des Einflusses ortsfester Ladungen gilt

$$\frac{\partial^2\Phi_E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi_E}{\partial y^2} = \nabla_T \circ \nabla_T \Phi_E = 0 \quad , \tag{D.39}$$

womit der letzte Summand in (D.38) nicht berücksichtigt wird. Aus den Stetigkeitsbedingungen für das elektrische Feld folgt

$$\bar{\epsilon}_1 \frac{\partial\Phi_E}{\partial x} = \bar{\epsilon}_2 \frac{\partial\Phi_E}{\partial x}, \quad \bar{\epsilon}_3 \frac{\partial\Phi_E}{\partial x} = \bar{\epsilon}_4 \frac{\partial\Phi_E}{\partial x}, \tag{D.40}$$

$$\bar{\epsilon}_1 \frac{\partial\Phi_E}{\partial y} = \bar{\epsilon}_3 \frac{\partial\Phi_E}{\partial y}, \quad \bar{\epsilon}_2 \frac{\partial\Phi_E}{\partial y} = \bar{\epsilon}_4 \frac{\partial\Phi_E}{\partial y} \tag{D.41}$$

womit sich (D.38) zu

$$\begin{aligned}
& (\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_3)\Phi_A + (\bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_4)\Phi_B + (\bar{\epsilon}_3 + \bar{\epsilon}_4)\Phi_C + (\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2)\Phi_D \\
& = 2(\bar{\epsilon}_1 + \bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_3 + \bar{\epsilon}_4)\Phi_E \tag{D.42}
\end{aligned}$$

vereinfacht. (D.42) liefert somit eine Verknüpfung der diskreten Potentiale benachbarter Punkte, die für jeden Punkt erfüllt sein muss. Sieht man von den als Dirichlet-Randbedingungen vorgegebenen festen Potentialpunkten ab, sind die restlichen Potentialpunkte durch Lösen des linearen Gleichungssystems

$$\hat{M} \begin{pmatrix} \Phi_A \\ \Phi_B \\ \Phi_C \\ \vdots \end{pmatrix} = \vec{P} \tag{D.43}$$

zu bestimmen. Dabei enthält die Matrix \hat{M} die durch die Geometrie vorgegebenen Verknüpfungen und der Vektor \vec{P} die durch Randbedingungen vorgegebenen festen Potentialpunkte.

E Symbole

A	Fläche (m^2)
a_m^+	Relative Amplitude einer in $+z$ -Richtung laufenden Welle in Schicht m
a_m^-	Relative Amplitude einer in $-z$ -Richtung laufenden Welle in Schicht m
\vec{a}_m	Relativer Feldamplitudenvektor in Schicht m
B_R	Bitrate (bit/s)
b	Breite (m)
b_{ridge}	Breite einer Wellenleiterrippe (m)
C	Kapazität (F)
C_{EAM}	Kapazität eines EAMs (F)
C'_{EAM}	Kapazitätsbelag eines Wanderwellenmodulators (F/m)
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit, $2.9979 \cdot 10^8$ m/s
D_λ	Dispersionskoeffizient (ps/(nm · km))
d	Dicke (m)
d_i	Dicke bei der i -ten Berechnungs-Iteration (m)
d_T	Tunnelstrecke (nm)
d_{QW}	Dicke eines Quantentopfs (nm)
d_{int}	Dicke einer intrinsischen Schicht (nm)
d_{pin}	Dicke einer pin-Verarmungszone (nm)
E	Energie (eV)
E_c	Energie des Leitungsbandes (eV)
E_{e1}	Energie des Grundzustands eines Elektrons (eV)
E_{e2}	Energie des zweiten Zustands eines Elektrons (eV)
E_{e3}	Energie des dritten Zustands eines Elektrons (eV)
E_g	Bandlückenenergie (eV)
E_{hh1}	Energie des Grundzustands eines schweren Lochs (eV)
E_v	Energie des Valenzbandes (eV)
E_1	Energie im Zustand 1 (eV)
E_2	Energie im Zustand 2 (eV)
E_{21}	Energiedifferenz zwischen Zustand 1 und 2 (eV)
\vec{E}	Elektrische Feldstärke (V/m)
\vec{E}_0	Konstante elektrische Feldstärke (V/m)
\vec{E}_m	Elektrische Feldstärke in der m -ten Schicht (V/m)
\vec{E}_{EAM}	Elektrische Feldstärke im EAM (V/m)
\vec{E}_{int}	Elektrische Feldstärke in der intrinsischen Wellenleiterschicht (V/m)
ER	Extinktionsverhältnis

e	Eulersche Konstante, 2.7183
\vec{e}_x	Einheitsvektor in laterale Richtung
\vec{e}_y	Einheitsvektor in transversale Richtung
\vec{e}_z	Einheitsvektor in longitudinale Richtung
f	Frequenz (Hz)
f_r	Resonanzfrequenz (Hz)
f_{3dB}	3-dB Grenzfrequenz (Hz)
g	Materialgewinn (cm^{-1})
\tilde{g}	Modaler Gewinn (cm^{-1})
\tilde{g}_{th}	Modaler Schwellengewinn (cm^{-1})
G	Gewinn eines elektrischen Verstärkers
\vec{H}	Magnetisches Feld, $H_x\vec{e}_x + H_y\vec{e}_y + H_z\vec{e}_z$ (T)
H_x	Laterale Komponente des magnetischen Felds, $\vec{H} \circ \vec{e}_x$ (T)
H_y	Transversale Komponente des magnetischen Felds, $\vec{H} \circ \vec{e}_y$ (T)
H_z	Longitudinale Komponente des magnetischen Felds, $\vec{H} \circ \vec{e}_z$ (T)
\hat{H}	Magnetischer Phasor einer Welle, $\hat{H}_x\vec{e}_x + \hat{H}_y\vec{e}_y + \hat{H}_z\vec{e}_z$ (T)
\hat{H}_x	Laterale Komponente des magnetischen Phasors, $\hat{H} \circ \vec{e}_x$ (T)
\hat{H}_y	Transversale Komponente des magnetischen Phasors, $\hat{H} \circ \vec{e}_y$ (T)
\hat{H}_z	Longitudinale Komponente des magnetischen Phasors, $\hat{H} \circ \vec{e}_z$ (T)
\hat{H}^+	Magnetischer Phasor einer in $+z$ -Richtung laufenden Welle (T)
\hat{H}^-	Magnetischer Phasor einer in $-z$ -Richtung laufenden Welle (T)
\hbar	Plancksche Konstante, $1.0546 \cdot 10^{-34}$ Js
I	Strom (A)
I_{EAM}	Modulatorstrom (A)
I_{LD}	Laserstrom (A)
$\langle I_{LD} \rangle$	Mittlerer Laserstrom (A)
I_{ph}	Absorptionsstrom (A)
I_{PD}	Absorptionsstrom einer Photodiode (A)
$\langle I_{PD} \rangle$	Mittlerer Absorptionsstrom einer Photodiode (A)
I_{dark}	Dunkelstrom einer Photodiode (A)
I_{th}	Schwellenstrom einer Laserdiode (A)
I_{tr}	Transparenzstrom eines Wellenleiters (A)
i	Imaginäre Einheit, $\sqrt{-1}$
i	Zählvariable
\vec{j}	Stromdichte (kA/cm^2)
\vec{j}_{EAM}	Stromdichte im Modulator (kA/cm^2)
\vec{j}_{LD}	Stromdichte im Laser (kA/cm^2)
\vec{j}_{th}	Schwellenstromdichte (kA/cm^2)

k_B	Boltzmannkonstante, $1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K
\vec{k}	Wellenzahlvektor (cm^{-1})
L	Induktivität (H)
L'	Induktivitätsbelag (H/m)
L_{ridge}	Induktivität einer Wellenleiterrippe (H)
l	Länge (m)
l_{DFB}	Länge eines DFB-Lasers (m)
l_{EAM}	Länge eines Modulators (m)
l_{EAM1}	Länge von EAM1 (m)
l_{EAM2}	Länge von EAM2 (m)
l_{LD}	Länge einer Laserdiode (m)
l_{SOA}	Länge eines optischen Verstärkers (m)
M	Anzahl der Schichten
\hat{M}	Matrix diskretisierter komplexer Dielektrizitätskonstanten (F/m)
m	Zählvariable
N	Ladungsträgerdichte in einer intrinsischen Schicht (cm^{-3})
N_A	Akzeptor-Dotierkonzentration (cm^{-3})
N_D	Donator-Dotierkonzentration (cm^{-3})
N_{dark}	Dunkelstrom-Rauschleistungsdichte (W/Hz)
N_{shot}	Schrot-Rauschleistungsdichte (W/Hz)
N_{th}	Thermische Rauschleistungsdichte (W/Hz)
NF	Rauschzahl
n	Brechungsindex
n_{eff}	Effektiver Brechungsindex
$n_{\text{eff},i}$	i -ter effektiver Brechungsindex
$n_{\text{eff},a}$	Effektiver Brechungsindex des Wellenleiters a
$n_{\text{eff},b}$	Effektiver Brechungsindex des Wellenleiters b
P	Leistung (W)
\vec{P}	Vektor der als Randbedingungen gegebenen Potentiale (V)
P_{opt}	Optische Leistung (W)
$\langle P_{\text{opt}} \rangle$	Mittlere optische Leistung (W)
$P_{\text{opt},i}$	Optische Leistung für Zustand i (W)
P_{abs}	Absorbierte optische Leistung (W)
P_b	Bitfehlerwahrscheinlichkeit
P_{SMF}	Optische Leistung in einer Einmodenfaser (W)
P_{in}	Optische Eingangsleistung (W)
P_{rec}	Optische Empfangsleistung (W)
$\langle P_{\text{rec}} \rangle$	Zeitlicher Mittelwert der optische Empfangsleistung (W)
P_S	Signalleistung (W)
$P_{S,\text{amp}}$	Signalleistung am Verstärkerausgang (W)
P_N	Rauschleistung (W)
$P_{N,\text{amp}}$	Rauschleistung am Verstärkerausgang (W)

$P_{N,\text{dark}}$	Durch Dunkelstrom bedingte Rauschleistung (W)
$P_{N,\text{shot}}$	Durch Schrotrauschen bedingte Rauschleistung (W)
$P_{N,\text{th}}$	Thermische Rauschleistung (W)
Q	Ladung (C)
Q_m	Element der m -ten Transfermatrix
q	Elementarladung, $1.602 \cdot 10^{-19}$ C
R	Widerstand (Ω)
R_{amp}	Eingangswiderstand eines elektrischen Verstärkers (Ω)
R_1	Leistungsreflexionsfaktor an Facette 1
R_2	Leistungsreflexionsfaktor an Facette 2
r	Amplitudenreflexionsfaktor
\vec{r}	Ortsvektor, $x \cdot \vec{e}_x + y \cdot \vec{e}_y + z \cdot \vec{e}_z$ (m)
S	Photonendichte (cm^{-3})
SNR	Signal-zu-Rauschverhältnis
s_{xy}	Mehrtor-Streuparameter von Tor y nach Tor x
s_{eo}	Elektrisch-optische Übertragungsfunktion
T	Temperatur (K)
T_{eff}	Effektive Rauschtemperatur (K)
T_S	Symboldauer (s)
\hat{T}	Transfermatrix
\hat{T}_m	Transfermatrix der Schicht m
t	Zeit (s)
t_{ab}	Periodizität des Abtasters (s)
$t_{11} \dots t_{22}$	Elemente der Transfermatrix \hat{T}
U	Spannung (V)
\hat{U}	Spannungsamplitude (V)
U_{bi}	Diffusionsspannung (V)
U_{CE}	Kollektor-Emitter-Spannung (V)
U_{EAM}	EAM-Spannung (V)
U_{EAM1}	EAM1-Spannung (V)
U_{EAM2}	EAM2-Spannung (V)
$\langle U_{\text{EAM}} \rangle$	Mittlere EAM-Spannung (V)
$\langle U_{\text{EAM1}} \rangle$	Mittlere EAM1-Spannung (V)
$\langle U_{\text{EAM2}} \rangle$	Mittlere EAM2-Spannung (V)
$U_{\text{EAM},i}$	EAM-Spannung des i -ten Zustands (V)
$U_{\text{EAM1},i}$	EAM1-Spannung des i -ten Zustands (V)
$U_{\text{EAM2},i}$	EAM2-Spannung des i -ten Zustands (V)
U_{LD}	Laserdioden-Spannung (V)
$U_{\text{EAM,pp}}$	Spitze-Spitze-EAM-Spannung, $2 \max_t \delta U_{\text{EAM}}$ (V)
$U_{\text{EAM1,pp}}$	Spitze-Spitze-EAM1-Spannung, $2 \max_t \delta U_{\text{EAM1}}$ (V)
$U_{\text{EAM2,pp}}$	Spitze-Spitze-EAM2-Spannung, $2 \max_t \delta U_{\text{EAM2}}$ (V)
V	Volumen (m^3)

v	Geschwindigkeit (m/s)
v_{gr}	Gruppengeschwindigkeit (m/s)
$v_{\text{gr,opt}}$	Gruppengeschwindigkeit eines optischen Signals (m/s)
$v_{\text{gr,el}}$	Gruppengeschwindigkeit eines elektrischen Signals (m/s)
x	Laterale Koordinate (m)
y	Transversale Koordinate (m)
y_n	Dicke der n-Verarmungszone (m)
y_p	Dicke der p-Verarmungszone (m)
Z	Impedanz (Ω)
Z_{EAM}	Impedanz eines Modulators (Ω)
Z_t	Impedanz eines Abschlusswiderstandes (Ω)
Z_0	Wellenwiderstand (Ω)
$Z_{0,\text{EAM}}$	Wellenwiderstand eines Modulators (Ω)
z	Longitudinale Koordinate (m)
z_m	m -te longitudinale Position (m)
α	Absorption (cm^{-1})
$\tilde{\alpha}$	Modale Absorption (cm^{-1})
$\tilde{\alpha}_{\text{EAM1}}$	Modale Absorption von EAM1 (cm^{-1})
$\tilde{\alpha}_{\text{EAM2}}$	Modale Absorption von EAM2 (cm^{-1})
α_{res}	Optische Einfügedämpfung
α_{H}	Chirpparameter (Henry-Faktor)
$\tilde{\alpha}_i$	Modale Absorption für Zustand i (cm^{-1})
$\tilde{\alpha}_i$	Intrinsische Wellenleiterverluste (cm^{-1})
$\tilde{\alpha}_{\text{EAM1},i}$	Modale Absorption von EAM1 für Zustand i (cm^{-1})
$\tilde{\alpha}_{\text{EAM2},i}$	Modale Absorption von EAM2 für Zustand i (cm^{-1})
β	Spontaner Emissionsfaktor
γ	Winkel
Γ	Füllfaktor
$\Gamma_{\text{QW},i}$	Füllfaktor des i -ten Quantenfilms
Γ_{QWs}	Füllfaktor aller Quantenfilme
Δf	Frequenzdifferenz (Hz)
Δg	Gewinnunterschied (cm^{-1})
ΔI_{ph}	Photostromdifferenz (A)
ΔI_{EAM}	EAM-Strom-Unterschied (A)
Δl_1	Position der 1. Facette (m)
Δl_2	Position der 2. Facette (m)
Δn	Brechungsindex-Unterschied
Δn_{eff}	Effektiver Brechungsindex-Unterschied
ΔP_{opt}	Optische Leistungsdifferenz (W)
ΔU_{EAM}	EAM-Spannungs-Unterschied (V)
$\Delta \alpha$	Absorptionsunterschied (cm^{-1})
$\Delta \tilde{\alpha}$	Modaler Absorptionsunterschied (cm^{-1})

$\Delta\tilde{\alpha}_{\text{EAM1}}$	Modaler Absorptionsunterschied von EAM1 (cm^{-1})
$\Delta\tilde{\alpha}_{\text{EAM2}}$	Modaler Absorptionsunterschied von EAM2 (cm^{-1})
$\Delta\lambda$	Modenabstand (m)
$\Delta\nu$	Bandbreite (Hz)
δI_{LD}	Modulationsanteil des Laserstroms, $I_{\text{LD}} - \langle I_{\text{LD}} \rangle$ (A)
δU_{EAM}	Modulationsanteil der EAM-Spannung, $U_{\text{EAM}} - \langle U_{\text{EAM}} \rangle$ (V)
δU_{EAM1}	Modulationsanteil der EAM1-Spannung, $U_{\text{EAM1}} - \langle U_{\text{EAM1}} \rangle$ (V)
δU_{EAM2}	Modulationsanteil der EAM2-Spannung, $U_{\text{EAM2}} - \langle U_{\text{EAM2}} \rangle$ (V)
ϵ	Vakuum-Dielektrizitätskonstante, $8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m
ϵ_i	Dielektrizitätskonstante des i -ten Diskretisierungspunkts (F/m)
$\bar{\epsilon}_i$	Komplexe Dielektrizitätskonstante des i -ten Diskretisierungspunkts (F/m)
ϵ_r	Relative Dielektrizitätskonstante
$\epsilon_{r,\text{InP}}$	Relative Dielektrizitätskonstante von InP, 10.13
$\epsilon_{r,\text{InGaAs}}$	Relative Dielektrizitätskonstante von InGaAs, 13.54
$\epsilon_{r,\text{int}}$	Relative Dielektrizitätskonstante der Wellenleiterschicht, 11.77
$\epsilon_{r,\text{Dur}}$	Relative Dielektrizitätskonstante von Durimide, 2.25
η	Wirkungsgrad
η_{PD}	Quantenwirkungsgrad einer Photodiode
κ	Koppelfaktor eines DFB-Lasers (cm^{-1})
Λ	Periodizität einer Wellenleiterstörung (m)
λ	Vakuumwellenlänge (m)
λ_{B}	Braggwellenlänge (m)
λ_{DFB}	Wellenlänge eines DFB-Lasers (m)
$\lambda_{\text{bulk,PL}}$	Photolumineszenz-Wellenlänge (m)
λ_m	Wellenlänge der m -ten Mode (m)
ξ	Stromaufweitungs-Faktor, 2.3
π	Konstante Pi, 3.1415
ρ	Ladungsdichte (C/m^3)
σ	Elektrischer Leitwert (S/m)
σ_i	Elektrischer Leitwert des i -ten Diskretisierungspunkts (S/m)
$\bar{\sigma}$	Komplexer elektrischer Leitwert (S/m)
$\bar{\sigma}_i$	Komplexer elektrischer Leitwert des i -ten Diskretisierungspunkts (S/m)
τ	Zeitkonstante (s)
τ_{RC}	RC-Zeitkonstante (s)
τ_{p}	Photonenlebensdauer (s)
τ_{e}	Ladungsträgerlebensdauer (s)
Φ	Elektrostatisches Potential (V)
Φ_i	Elektrostatisches Potential des i -ten Diskretisierungspunkts (V)
φ	Phase einer komplexen Zahl
ω	Kreisfrequenz, $2\pi \cdot f$ (Hz)
∇_T	Transversaler Nablaoperator, $(\partial/\partial x)\vec{e}_x + (\partial/\partial y)\vec{e}_y$
Δ_T	Transversaler Laplaceoperator, $\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$

F Abkürzungen und chemische Elemente

AG	Aktiengesellschaft
Al	Aluminium
AR	Entspiegelung (engl.: anti-reflection)
As	Arsen
BTB	Engl.: back-to-back
DFB	Verteilte Rückkopplung (engl.: distributed feedback)
EAM	Elektroabsorptionsmodulator (engl.: electroabsorption modulator)
FP	Fabry–Pérot
Ga	Gallium
GND	Masse
LD	Laserdiode
LIFI	Linsen-integrierter Isolator (engl.: lens integrated fiber isolator)
MQW	Mehrfachquantentopf (engl.: multiple quantum well)
NRZ	Engl.: non-return-to-zero
In	Indium
Ni	Nickel
P	Phosphor
PL	Photolumineszenz
PRBS	Pseudo-Zufallsfolge (engl.: pseudo-random binary sequence)
QCSE	Quantenunterstützter Stark-Effekt (engl.: quantum-confined Stark effect)
QW	Quantentopf (engl.: quantum well)
RC	Widerstand–Kapazität (engl.: resistance–capacitance)
RZ	Engl.: return-to-zero
SMF	Einmodenfaser (engl.: singlemode fiber)
SMSR	Nebenmodenunterdrückung (engl. side-mode suppression ratio)
SNR	Signal-zu-Rauschverhältnis (engl.: signal-to-noise ratio)
SOA	Halbleiterverstärker (engl.: semiconductor optical amplifier)
SSMF	Standard-Einmodenfaser (engl.: standard single-mode fiber)

Veröffentlichungen

1. P. Gerlach, M. Peschke, and R. Michalzik, “High-frequency performance optimization of DFB laser integrated electroabsorption modulators”, in Proc. *Semiconductor and Integrated Optoelectronics Conf., SIOE 2004*, paper 41. Cardiff, Wales, UK, Apr. 2004.
2. B.K. Saravanan, P. Gerlach, M. Peschke, T. Knoedl, R. Schreiner, C. Hanke, and B. Stegmüller, “Integrated DFB laser electro-absorption modulator based on identical MQW-double stack active layer for high-speed modulation beyond 10 Gbit/s,” in Proc. *The 16th Int.’l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2004*, pp. 236–238. Kagoshima, Japan, May 2004.
3. M. Peschke, P. Gerlach, B. Saravanan and B. Stegmüller, “Thermal crosstalk in integrated laser-modulators”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 2508–2510, 2004.
4. P. Gerlach, M. Peschke, C. Hanke, B.K. Saravanan, and R. Michalzik, “High-frequency analysis of laser-integrated lumped electroabsorption modulators,” *IEE Proceedings Optoelectronics*, vol. 152, pp. 125–130, 2005.
5. P. Gerlach, M. Peschke, B.K. Saravanan, T. Knoedl, C. Hanke, B. Stegmüller, and R. Michalzik, “40 Gbit/s operation of laser-integrated electroabsorption modulator using identical InGaAlAs quantum wells,” in Proc. (CD ROM) *The 17th Int.’l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM 2005*, four pages. Glasgow, UK, May 2005.
6. P. Gerlach, M. Peschke, T. Knoedl, B.K. Saravanan, C. Hanke, B. Stegmüller, and R. Michalzik, “Complex coupled distributed feedback laser monolithically integrated with electroabsorption modulator at 1.3 μm wavelength”, in Proc. (CD ROM) *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2005*, paper CB4-3-TUE, one page. Munich, Germany, June 2005.
7. P. Gerlach, M. Peschke, T. Wenger, B.K. Saravanan, C. Hanke, S. Lorch, and R. Michalzik, “Complex coupled distributed feedback laser monolithically integrated with electroabsorption modulator and semiconductor optical amplifier at 1.3 μm wavelength”, in *Integrated Optics, Silicon Photonics, and Photonic Integrated Circuits*, G.C. Righini (Ed.), Proc. SPIE 6183, pp. 61831J-1–9, 2006.
8. H. Roscher, P. Gerlach, F.N. Khan, A. Kroner, M. Stach, A. Weigl, and R. Michalzik, “Towards more efficient fabrication of high-density 2D VCSEL arrays for spatial redundancy and/or multilevel signal communication”, in *Micro-Optics, VCSELs, and Photonic Interconnects II: Fabrication, Packaging, and Integration*, H. Thienpont, M.R. Taghizadeh, P. Van Daele, J. Mohr (Eds.), Proc. SPIE 6185, pp. 61850V-1–12, 2006.

9. M. Stach, M. Chandran, F. Rinaldi, S. Lorch, I. Kardosh, H. Roscher, P. Gerlach, and R. Michalzik, "Monolithically integrated transceiver chips for bidirectional optical interconnection", in *Micro-Optics, VCSELs, and Photonic Interconnects II: Fabrication, Packaging, and Integration*, H. Thienpont, M.R. Taghizadeh, P. Van Daele, J. Mohr (Eds.), Proc. SPIE 6185, pp. 61850Q-1–6, 2006.
10. B.K. Saravanan, T. Wenger, C. Hanke, P. Gerlach, M. Peschke, and R. Macaluso, "Wide temperature operation of 40-Gb/s 1550-nm electroabsorption modulated lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 7, pp. 862–864, 2006.
11. M. Stach, F. Rinaldi, A. Gadallah, I. Kardosh, P. Gerlach, and R. Michalzik, "1 Gbit/s bidirectional data transmission over 100 m graded-index glass optical fiber with monolithically integrated transceiver chips", *32nd European Conference on Optical Communication, ECOC 2006*, Cannes, France, Sept. 2006, to be presented.
12. P. Gerlach and R. Michalzik, "A simple half-duplex optical link using identical fabry-perot lasers at 1.5 μm wavelength," in Handout (CD ROM) *Electrical and Electronic Engineering for Communication, EEEfCOM 2006*, poster 1. Ulm, Germany, June 2006.
13. A. Gadallah, M. Stach, F. Rinaldi, S. Lorch, I. Kardosh, P. Gerlach, and R. Michalzik, "Fabrication and characterization of GaAs-based transceiver chips for bidirectional optical data transmission," *XXVI Conf. on Solid State Physics and Materials Science* of the Egyptian Materials Research Society, *Eg-MRS 2006 & Workshow on Nanostructures: Science, Fabrication, Characterization and Devices*, Alexandria, Egypt, Sept. 2006, to be presented.

Literatur

- [1] E. Desurvire “Optical communications in 2025,” in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 1, pp. 5–6. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [2] G. Grau, W. Freude, *Optische Nachrichtentechnik*, 3. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [3] M. Aoki, K. Shinoda, T. Kitatani, T. Tsuchiya, M. Mukaikubo, K. Uchida, K. Uomi, “A 1310-nm InGaAlAs short-cavity DBR laser for 100°C, 10 Gbit/s operations with a 14-mA_{pp} current drive,” in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 2, pp. 293–294. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [4] K.J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, 2. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1992.
- [5] K.P. König, “Ladungsträgertransport in elektrooptischen Quantenfilm-Modulatorstrukturen.” Dissertation, 4. Physikalisches Institut der Universität Stuttgart, 1997. Erschienen in *Berichte aus der Physik*. Aachen: Shaker Verlag, 1997.
- [6] K. Sato, “Semiconductor light sources for 40 Gb/s transmission systems,” *IEEE Journal of Lightwave Techn.*, vol. 20, no. 12, pp. 2035–2043, 2002.
- [7] K. Tsuzuki, T. Ishibashi, T. Ito, S. Oku, Y. Shibata, R. Iga, Y. Kondo, and Y. Tohmori, “40 Gbit/s n-i-n InP mach-zehnder modulator with a π voltage of 2.2 V,” *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 20, 2003.
- [8] B. Stegmüller, E. Baur, and M. Kicherer, “1.55 μm and 1.3 μm DFB lasers integrated with electroabsorption modulators for high-speed transmission systems,” in Proc. *Second Joint Symposium on Opto- and Microelectronic Devices and Circuits, SODC 2002*, pp. 95–99. Stuttgart, Germany, March 2002.
- [9] B. Stegmüller, E. Baur, and M. Kicherer, “15 GHz modulation performance of integrated DFB laser diode EA modulator with identical multiple quantum well-double stack active layer,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 12, pp. 1647–1649, 2002.
- [10] B. Stegmüller and C. Hanke, “Integrated 1.3 μm DFB laser electroabsorption modulator based on identical MWQ double-stack active layer with 25 GHz modulation performance,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 8, pp. 1029–1031, 2003.
- [11] T. Knoedl, C. Hanke, B.K. Saravanan, M. Peschke, R. Schreiner, and B. Stegmüller, “Integrated 1.3 μm InGaAlAs–InP laser-modulator with double-stack MQW layer structure,” in *Integrated Optics and Photonics Integrated Circuits*, G.C. Righini, S. Honkanen (Eds.), Proc. SPIE 5451, pp. 1–7, April 2004.

- [12] H. Kawanishi, Y. Yamauchi, N. Mineo, Y. Shibuya, H. Murai, K. Yamada, and H. Wada, "EAM-integrated DFB laser modules with more than 40-GHz bandwidth," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 9, pp. 954–956, 2001.
- [13] Y.H. Kwon, J.S. Choe, J.S. Sim, S.B. Kim, K.S. Choi, and B.S. Choi, "40 Gb/s traveling-wave electroabsorption modulator-integrated DFB lasers by selective area growth", in Proc. *Tenth Optoelectronics and Communications Conference, OECC 2005*, pp. 316–317. Seoul, Korea, July 2005.
- [14] K. Naoe, N. Sasada, Y. Sakuma, K. Motoda, T. Kato, M. Akashi, J. Shimizu, T. Kitatani, M. Aoki, M. Okayasu, and K. Uomi, "43-Gbit/s operation of 1.55- μm electro-absorption modulator integrated DFB laser module for 2-km transmission," in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 4, pp. 907–908. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [15] B. Stegmüller and C. Hanke, "High-frequency properties of 1.3 μm and 1.55 μm electro-absorption modulators integrated with DFB lasers based on identical MQW-double stack active layer," in Proc. *Lasers and Electro-Optics Society Ann. Meet., LEOS 2002*, vol. 1, pp. 115–116. Glasgow, Scotland, UK, November 2002.
- [16] L. Bach, S. Rennon, J.P. Reithmaier, A. Forchel, J.L. Gentner, and L. Goldstein, "Laterally coupled DBR laser emitting at 1.55 μm fabricated by focused ion beam lithography," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 7, pp. 1037–1039, 2002.
- [17] R.S. Schreiner, "Halbleiterlaser mit verteilter komplexer Rückkopplung." Dissertation, Fakultät Physik der Universität Stuttgart, 2001. Göttingen: Cuviller Verlag, 2002.
- [18] M. Peschke, "Absorption modulated lasers with identical active area for 40 Gbps transmission." Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, 2006.
- [19] M. Peschke, T. Knoedl, and B. Stegmüller, "Simulation and design of an active MQW layer with high static gain and absorption modulation," in Proc. *Numerical Simulation of Semiconductor Devices, NUSOD-03*, pp. 15–16. Tokyo, Japan, October 2003.
- [20] J.P. Loehr, *Physics of strained quantum well lasers*. Boston, USA: Kluwer Academic Press, 1998.
- [21] L. Coldren and S. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*. New York, USA: Wiley, 1995.
- [22] K. Uomi, M. Mukaikubo, H. Yamamoto, N. Kakahara, K. Matada, K. Okamoto, Y. Sakuma, H. Singh, R. Washino, M. Aoki, and K. Uchida, "10 Gbit/s InGaAlAs

- uncooled directly modulated MWQ-DFB lasers for SONET and ethernet applications,” in Proc. (CD ROM) *The 17th Int.’l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM 2005*, six pages. Glasgow, UK, May 2005.
- [23] O. Parillaud, F. Van Dijk, and N. Vadjdani, “Realization of 20 GHz directly modulated 1.55 μm DFB lasers using partially strain compensated quantum wells structures,” in Proc. (CD ROM) *The 17th Int.’l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM 2005*, three pages. Glasgow, UK, May 2005.
- [24] J.P. Reithmaier, W. Kaiser, L. Bach, A. Forchel, V. Feies, M. Gioannini, I. Montrosset, T.W. Berg, and B. Tromborg, “Modulation speed enhancement by coupling to higher order resonances: a road towards 40 GHz bandwidth lasers on InP,” in Proc. (CD ROM) *The 17th Int.’l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM 2005*, three pages. Glasgow, UK, May 2005.
- [25] R. Iga, Y. Kondo, T. Takeshita, K. Kishi, and M. Yuda, “100 $^{\circ}\text{C}$ 10 Gbit/s directly modulated InGaAsP DFB lasers with Ru-doped semi-insulating buried heterostructure”, *Electron. Lett.*, vol. 42, no. 5, 2006.
- [26] K. Sato, S. Kuwahara, and Y. Miyamoto, “Chirp characteristics of 40-Gb/s directly modulated distributed-feedback laser diodes,” *IEEE Journal of Lightwave Techn.*, vol. 23, no. 11, pp. 3790–3797, 2005.
- [27] A. Villafranca, J.A. Lázaro, I. Salinas, and I. Garcés, “Measurement of the linewidth enhancement factor in DFB lasers using a high-resolution optical spectrum analyzer,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 11, pp. 2268–2270, 2005.
- [28] H.H. Lu, Y.C. Lin, Y.H. Su, and H.S. Su, “A radio-on-fiber intelligence transport system based on electroabsorption modulator and semiconductor optical amplifier,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 251–253, 2004.
- [29] B. Bundschuh, J. Himmel, *Optische Informationsübertragung*, München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2003.
- [30] F. Mederer, “Optische Datenübertragung mit Vertikallaserdioden im Wellenlängenbereich von 650 bis 1550 nm.” Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, 2003. Göttingen: Cuviller Verlag, 2004
- [31] B.K. Saravanan, “Frequency chirping properties of electroabsorption modulators integrated with laser diodes.” Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, 2006.
- [32] Anritsu Corporation, “Operation manual: MP1763B pulse pattern generator,” Feb. 1998.
- [33] H.D. Lüke, *Signalübertragung*, 7. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1999.

- [34] G.P. Agrawal, *Fiber-optics communication systems*. 3rd edition. New York, USA: Wiley, 2002.
- [35] E. Voges und K. Petermann, *Optische Kommunikationstechnik*. Berlin: Springer-Verlag, 2002.
- [36] R. Vetury, I. Gontijo, Y. Liu, K. Krishnamurthy, R. Pallela, and M.J. Rodwell, "High sensitivity and wide-dynamic-range optical receiver for 40 Gbit/s optical communication networks", *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 1, 2003.
- [37] E. Pincemin, J.Y. Guilloux, A. Bezar, T. Vargas, A. Tonello, J.D. Ania-Castanon, S. Wabnitz, S.K. Turitsyn, "Robustness of the OOK modulation formats at 40 Gbit/s in the practical system infrastructure," in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 3, pp. 725–726. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [38] B. Bakhshi, M. Manna, E.A. Golovchenko, P. Corbett, S. Jiang, H. Li, S.M. Abbott, M. Nissov, G. Harvey, R. Zhu, and Q. Zhong, "640 Gb/s (64×12.3 Gb/s) 12.700 km RZ-DPSK WDM transmission with 75 km repeater spacing," in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 1, pp. 11–12. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [39] A. Ougazzaden, C.W. Lentz, B. Mason, K.G. Glogovsky, C.L. Reynolds, G.J. Przybylek, R.E. Leibenguth, T.L. Kercher, J.W. Boardman, M.T. Rader, J.M. Geary, F.S. Walters, L.J. Peticolas, J.M. Freund, S.N.G. Chu, A. Sirenko, R.J. Jurchenko, M.S. Hybertsen, and L.J.P. Ketelsen, "Tandem electro-absorption modulator for 40 Gb/s RZ data transmission," in Proc. *Int.'l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2001*, pp. 17–18. Nara, Japan, May 2001.
- [40] A. Wonfor, R.V.enty, and I.H. White, "Uncooled 40 Gb/s 4-level directly modulated laser source for datacoms applications," in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics*, D. Lenstra, G. Morthier, T. Erneux, M. Pessa (Eds.), Proc. SPIE 5452, pp. 561–570, April 2004.
- [41] H. Ghafouri-Shiraz, B.S.K. Lo, *Distributed feedback laser diodes*, Principles and physical modelling. New York: Wiley, 1996.
- [42] H. Wenzel, J. Fricke, A. Klehr, A. Knauer, and G. Erbert, "High-power 980-nm DFB RW lasers with a narrow vertical far field," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 6, pp. 737–739, 2006.
- [43] C.W. Hu, F.M. Lee, K.F. Huang, M.C. Wu, C.L. Tsai, Y.H. Huang, and C.C. Lin, "Uncooled 1.3- μ m complex-coupled DFB BH laser diodes with the Fe-doped InGaAsP–InP hybrid current-blocking grating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 14, pp. 1551–1553, 2006.

- [44] J. Carroll, J. Whiteaway, and D. Plumb, *Distributed feedback semiconductor lasers*. Washington, USA: SPIE Press, 1998.
- [45] C. Kaden, “Periodische Modulation von Brechungsindex und optischer Verstärkung bei Halbleiterlasern mit verteilter Rückkopplung.” Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Stuttgart, 1995.
- [46] R. Michalzik, “Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator.” Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, 1996. Erschienen in *Fortschritt-Berichte*, VDI-Reihe 9, Nr. 275. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1997.
- [47] M. Möhrle, A. Sigmund, A. Suna, L. Mörl, W. Fürst, A. Dounia, W.D. Molzow, “High single-mode yield, tapered 1.55 μm DFB laser for CWDM applications,” in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 2, pp. 299–300. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [48] R. Lewén, S. Irmscher, U. Westergren, L. Thylén, and U. Eriksson, “Ultra high-speed segmented traveling-wave electroabsorption modulators,” in Proc. *Optical Fiber Communications Conf., OFC 2003*, postdeadline paper PD38. Atlanta, GA, USA, February 2003.
- [49] L.A. Coldren, E.J. Skogen, J.W. Raring, J.S. Barton, D. Lofgreen, L. Johansson, and J.T. Getty, “Active photonic integrated circuits,” in Proc. (CD ROM) *The 17th Int. l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM 2005*, three pages. Glasgow, UK, May 2005.
- [50] M. Tamura, T. Yamanaka, H. Fukano, Y. Akage, Y. Kondo, and T. Saitoh, “High-speed electroabsorption modulators buried with ruthenium-doped SI-InP,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 12, pp. 2613–2615, 2004.
- [51] H. Fukano, M. Tamura, T. Yamanaka, Y. Kondo, and T. Saitoh, “Very low driving-voltage 40 Gbit/s electroabsorption modulators,” in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2004*, vol. 1, pp. 316–317. Stockholm, Sweden, September 2004.
- [52] H. Fukano, T. Yamanaka, M. Tamura, H. Nakajima, Y. Akage, Y. Kondo, and T. Saitoh, “40 Gbit/s electroabsorption modulators with 1.1 V driving voltage”, *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 18, 2004.
- [53] H. Fukano, M. Tamura, T. Yamanaka, H. Nakajima, Y. Akage, Y. Kondo, and T. Saitho, “Low driving-voltage (1.1 V_{pp}) electroabsorption modulators operating at 40 Gbit/s,” in Proc. *The 16th Int. l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM 2004*, pp. 573–576. Kagoshima, Japan, May 2004.

- [54] H. Fukano, T. Yamanaka, M. Tamura, and Y. Kondo, "Very-low-driving-voltage electroabsorption modulators operating at 40 Gbit/s," *IEEE Journal of Lightwave Techn.*, vol. 24, no. 5, pp. 2219–2224, 2006.
- [55] J.W. Raring, E.J. Skogen, L.A. Johansson, M.N. Sysak, J.S. Bartin, M.L. Masanovia, and L.A. Coldren, "Demonstration of widely tunable single-chip 10-Gb/s laser–modulators using multiple-bandgap InGaAsP quantum-well intermixing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 7, pp. 1613–1615, 2004.
- [56] W.J. Choi, A.E. Bond, J. Kim, J. Zhang, R. Jambunathan, H. Foulk, S. O'Brien, J.V. Norman, D. Vandegrift, C. Wanamaker, J. Shakespeare, and H. Cao, "Low insertion loss and low dispersion penalty InGaAsP quantum-well high-speed electroabsorption modulator for 40 Gb/s very-short-reach, long-reach, and long-haul applications," *IEEE Journal of Lightwave Techn.*, vol. 20, no. 12, pp. 2052–2056, 2002.
- [57] S.L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*. New York, USA: Wiley, 1995.
- [58] O. Mitomi, S. Nojima, I. Kotaka, K. Wakita, K. Kawano, and M. Naganuma, "Chirping characteristic and frequency response of MQW optical intensity modulator," *IEEE Journal of Lightwave Techn.*, vol. 10, no. 1, pp. 71–77, 1992.
- [59] T. Ohtoshi, "Numerical analysis of α parameters and extinction ratios in InGaAsP–InP optical modulators," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 9, no. 3, pp. 755–762, 2003.
- [60] D.G. Moodie, A.D. Ellis, P.J. Cannard, C.W. Ford, A.H. Barrell, R.T. Moore, S.D. Perrin, R.I. McLaughlin, and F. Garcia, "40 Gbit/s modulator with low drive voltage and high optical output power," in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2001*, vol. 1, pp. 332–333. Amsterdam, Netherlands, 2001.
- [61] Product release, "CIP launches electro-absorption modulators", Centre for Integrated Photonics, Ipswich, UK. <http://www.compoundsemiconductor.net/press/7837>, December 2004.
- [62] Y. Miyazaki, H. Tada, S. Tokizaki, K. Takagi, T. Aoyagi, and Y. Mitsui, "Small-chirp 40-Gbps electroabsorption modulator with novel tensile-strained asymmetric quantum-well absorption layer", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 39, no. 6, pp. 813–819, 2003.
- [63] L. Billia, J. Zhu, T. Ranganath, D.P. Bour, S.W. Corzine, and G.E. Höfler, "40 Gb/s EA modulators with wide temperature operation and negative chirp", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 1, pp. 49–51, 2005.

- [64] J.W. Raring, E.J. Skogen, S.P. DenBaars, and L.A. Coldren, “Demonstration of negative chirp characteristics over wide wavelength range using monolithically integrated SG-DBR/electroabsorption modulator”, *Electron. Lett.*, vol. 40, pp. 1599–1600, 2004.
- [65] P. Gerlach, M. Peschke, and R. Michalzik, “High-frequency performance optimization of DFB laser integrated electroabsorption modulators,” in Proc. *Semiconductor and Integrated Opto-Electronics Conference, SIOE 2004*, paper 41. Cardiff, Wales, UK, April 2004.
- [66] P. Gerlach, M. Peschke, C. Hanke, B.K. Saravanan, and R. Michalzik, “High-frequency analysis of laser-integrated lumped electroabsorption modulators,” *IEE Proceedings Optoelectronics*, vol. 152, pp. 125–130, 2005.
- [67] T. Ido, H. Sano, S. Tanaka, and H. Inoue, “Frequency-domain measurement of carrier escape times in MQW electroabsorption optical modulators,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 12, pp. 1421–1423, 1995.
- [68] Y. Miyazaki, T. Yamatoya, K. Matsumoto, T. Aoyagi, and T. Nishimura, “High-power semi-cooled electroabsorption modulator integrated with laser for 10.7 Gbps-80 km optical transceivers,” in Proc. *European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 4, pp. 911–912. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [69] S. Højfeldt, F. Romstad, and J. Mørk, “Absorption recovery in strongly saturated quantum-well electroabsorption modulators,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 5, pp. 676–678, 2003.
- [70] P. Steinmann, “Quantum Well Strukturen für die monolithische Integration eines Lasers und eines Modulators mit einer durchgehenden aktiven Schicht.” Dissertation, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, 1998.
- [71] S.M. Sze, *Physics of semiconductor devices*. New York, USA: Wiley, 1981.
- [72] H. Nakajima, T. Yamanaka, H. Fukano, M. Tamura, and Y. Akage, “Microwave reflection control technique for electroabsorption modulators”, *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 25, 2005.
- [73] R. Krähenbühl, J.H. Cole, R.P. Moeller, and M.M. Howerton, “High-speed optical modulator in LiNbO₃ with cascaded resonant-type electrodes,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 24, no. 5, pp. 2184–2189, 2006.
- [74] P. Gerlach, M. Peschke, B.K. Saravanan, T. Knoedl, C. Hanke, B. Stegmüller, and R. Michalzik, “40 Gbit/s operation of laser-integrated electroabsorption modulator using identical InGaAlAs quantum wells,” in Proc. (CD ROM) *The 17th Int. l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials Conference, IPRM 2005*, four pages. Glasgow, UK, May 2005.

- [75] S. Chen, J. Maehns, and H. Unger, "Scattering losses of optical waveguides due to edge imperfections," *Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik*, vol. 43, no. 6, pp. 400–404, 1989.
- [76] M. Shirai, H. Arimoto, K. Watanabe, A. Taike, K. Shinoda, J. Shimizu, H. Sato, T. Ido, T. Tsuchia, M. Aoki, S. Tsuji, N. Sasada, S. Tada, and M. Okayasu, "40 Gbit/s electroabsorption modulators with impedance-controlled electrodes," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 9, pp. 733–735, 2003.
- [77] R. Lewén, S. Irmscher, and U. Eriksson, "Microwave CAD circuit modeling of a traveling-wave electroabsorption modulator," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 51, no. 4, pp. 1117–1127, 2003.
- [78] R. Lewén, S. Irmscher, U. Westergren, L. Thylén, and U. Eriksson, "Traveling-wave electrode electroabsorption modulators towards 100 Gb/s," in *Proc. Optical Fiber Communications Conf., OFC 2004*, paper FL1. Los Angeles, California, USA, February 2004.
- [79] V. Kaman, S.Z. Zhang, A.J. Keating, and J.E. Bowers, "High-speed operation of traveling-wave electroabsorption modulator", *Electron. Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 993–995, 1999.
- [80] Y. Yu, R. Lewén, U. Westergren, L. Thylén, S. Irmscher, and U. Eriksson, "Temperature-dependent effects in high-speed traveling-wave electroabsorption modulators", *Electron. Lett.*, vol. 41, no. 4, pp. 209–210, 2005.
- [81] S. Nam, Y. Kim, J. Lee, M. Kim, and J. Jeong, "Performance of traveling-wave electroabsorption modulators depending on microwave properties of waveguides calculated using FDTD method," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 9, no. 3, pp. 763–769, 2003.
- [82] M. Aoki, M. Suzuki, H. Sano, T. Kawano, T. Ido, T. Taniwatari, K. Uomi, and A. Takai, "InGaAs/InGaAsP MQW electroabsorption modulator integrated with a DFB laser fabricated by bandgap energy control selective area MOCVD," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 2088–2096, 1993.
- [83] H. Chida, K. Yahiki, K. Tsuruoka, R. Kobayashi, S. Sudo, K. Sato, T. Kato, and K. Kudo, "10 Gb/s – 23 km penalty-free operation of 1.3 μm uncooled EML by narrow-stripe selective MOVPE," in *Proc. European Conference on Optical Communication, ECOC 2004*, paper Mo 4.4.7. Stockholm, Sweden, September 2004.
- [84] J. Barton, M. Dummer, A. Tauke-Pedretti, E. Skogen, J. Raring, M. Sysak, M. Masanovic, L. Johansson, and L. Coldren, "Simulation and design of an active MQW layer with high static gain and absorption modulation," in *Proc. Lasers and Electro-Optics Society Ann. Meet., LEOS 2004*, pp. 169–170. Puerto Rico, November 2004.

- [85] F. Robert, A.C. Bryce, J.H. Marsh, A.J. SpringThorpe, and J.K. White, “Static characteristics of an InAlGaAs quantum well monolithically integrated DBR laser and electroabsorption modulator fabricated by quantum well intermixing”, in Proc. *16th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2004*, pp. 431–434. Kagoshima, Japan, May 2004.
- [86] S.D. McDougall, B.C. Qiu, G. Ternent, D.A. Yanson, V. Loyo-Maldonado, O.P. Kowalski, and J.H. Marsh, “Monolithic integration of InGaAs/InAlGaAs-based semiconductor optical amplifier and 10 Gb/s broadband electro-absorption modulators using quantum well intermixing technology”, in Proc. *16th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2004*, pp. 403–406. Kagoshima, Japan, May 2004.
- [87] M.R. Gokhale, P.V. Studenkov, J. Ueng-McHale, J. Thomson, J. Yao, and J. Van Saders, “Uncooled, 10 Gb/s 1310 nm electroabsorption modulated lasers,” in Proc. *Optical Fiber Communications Conf., OFC 2003*, postdeadline paper PD42. Atlanta, GA, USA, February 2003.
- [88] M.R. Gokhale, P.V. Studenkov, J. Ueng-McHale, J. Thomson, K. Yogeewaran, J. Yao, and J. Van Saders, “Design and operation of uncooled 10 Gb/s, 1310 nm electroabsorption modulated lasers”, in Proc. *16th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2004*, pp. 569–572. Kagoshima, Japan, May 2004.
- [89] M. Le Pallec, C. Kazmierski, E. Vergnol, S. Perrin, J.G. Provost, P. Doussi re, G. Glastre, D. Carpentier, and S. Fabre, “New integrated buried laser-ridge modulator with identical active layer,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 3, pp. 362–364, 2003.
- [90] B.K. Saravanan, P. Gerlach, M. Peschke, T. Knoedl, R. Schreiner, C. Hanke, and B. Stegmue ller, “Integrated DFB laser electro-absorption modulator based on identical MQW-double-stack active layer for high-speed modulation beyond 10 Gbit/s”, in Proc. *16th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2004*, pp. 236–238. Kagoshima, Japan, May 2004.
- [91] B. Xiong, J. Wang, L. Zhang, J. Tian, C. Suan, and Y. Luo, “High-speed (>40 GHz) integrated electroabsorption modulator based on identical epitaxial layer approach”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 327–329, 2005.
- [92] M. Le Pallec, J. Decobert, C. Kazmierski, A. Ramdane, N. El Dahdah, F. Blanche, J.G. Provost, J. Landreau, D. Carpentier, F. Barthe, and N. Lagay, “42 GHz bandwidth InGaAlAs/InP electro absorption modulator with a sub-volt modulation drive capability in a 50 nm spectral range” in Proc. *The 16th Int. l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 2004*, pp. 577–580. Kagoshima, Japan, May 2004.

- [93] I. Kim and D.H. Jang, "Electroabsorption spectroscopy analysis of quantum-well modulator extinction and chirp", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 2463–2465, 2004.
- [94] W.Y. Choi, Y. Hirayama, and C.G. Fonstad, "Absorption and photoluminescence investigations of excitonic transitions in compressively strained InGaAs/InGaAlAs multiple quantum wells," in Proc. *The 5th Int.'l Conf. on Indium Phosphide and Related Materials, IPRM 1993*, pp. 477–480.
- [95] B.H. Park, I. Kim, B.K. Kang, Y.D. Bae, S.M. Lee, Y.H. Kim, S.H. Jang, and T.I. Kim, "Investigation of optical feedback in high-speed electroabsorption modulated lasers with a window region," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 4, pp. 777–779, 2005.
- [96] M. Peschke, P. Gerlach, B.K. Saravanan, and B. Stegmüller, "Thermal crosstalk in integrated laser-modulators," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 2508–2510, 2004.
- [97] H. Tanaka, M. Suzuki, Y. Matsushima, "Reduction of thermal interference on lasing wavelength for DFB LD/EA modulator integrated light source", *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 25, pp. 2124–2125, 1990.
- [98] A. Macleod, *Thin film optical filters*. 3rd edition. London: Institute of Physics Publishing, 2001.
- [99] S. Lorch, "Herstellung, Charakterisierung und Anwendung von ionenstrahlgesputterten optischen Schichten." Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, 2006.
- [100] C.C. Lin, K.S. Liu, M.C. Wu, and S.C. Ko, "Facet-coating effects on the 1.3 μm strained multiple-quantum-well AlGaInAs/InP laser diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 37, no. 12, pp. 6399–6402, 1998.
- [101] H. Debrégeas-Sillard, M. Le Pallec, J.G. Provost, D. Carpentier, and C. Kazmierski, "Low-cost coolerless integrated laser-modulator for 10 Gbit/s transmissions at 1.5 μm ", *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 21, pp. 1367–1369, 2004.
- [102] H. Debrégeas-Sillard, Ch. Kazmierski, M. Le Pallec, J.G. Provost, D. Carpentier, S. Perrin, and S. Fabre, "Low-cost coolerless 10 Gb/s integrated laser-modulator," in Proc. *Optical Fiber Communications Conf., OFC 2004*, paper ThD4. Los Angeles, California, USA, February 2004.
- [103] K. Asaka, Y. Suzuki, Y. Kawaguchi, S. Kondo, Y. Noguchi, H. Okamoto, R. Iga, and S. Oku, "Lossless electroabsorption modulator monolithically integrated with a semiconductor optical amplifier and a passive waveguide," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 5, pp. 679–681, 2003.

- [104] Y. Kim, and J. Jeong, “Analysis of large-signal dynamic characteristics of 10-Gb/s tunable distributed bragg reflector lasers integrated with electroabsorption modulator and semiconductor optical amplifier based on the time-dependent transfer matrix method,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 10, pp. 1314–1320, 2003.
- [105] M. Koch, “Dynamik von monolithisch integrierten Halbleiter-Laser-Modulator-Verstärkern.” Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München, 1999. München: Herbert Utz Verlag, 1999.
- [106] H. Debréguas-Sillard, M. Goix, J.G. Provost, D. Carpentier, J. Landreau, and R. Brenot, “16 nm tunable DBR-SOA compatible with 10 Gb/s packet switching,” in *Proc. European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 3, pp. 745–746. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [107] M. Mundbrod-Vangerow, “Kantenemittierende Halbleiterlaser und Laserverstärker als Strahlquellen mit hoher Brillanz.” Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, 2005. Göttingen: Cuviller Verlag, 2006
- [108] R. Todt, T. Jacke, R. Meyer, and M.C. Amann, “Thermally widely tunable laser diodes with distributed feedback,” in *Proc. European Conference on Optical Communication, ECOC 2005*, vol. 3, pp. 655–656. Glasgow, Scotland, September 2005.
- [109] W. Schwarz, “Aufbau, Inbetriebnahme und Charakterisierung einer Multiplexeranordnung zur Erzeugung elektrischer 40 Gbit/s-Signale.” Studienarbeit, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik, September 2003.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Philipp Henning Gerlach
 Geburtstag: 4. August 1977
 Geburtsort: Wiesbaden
 Familienstand: Ledig
 Staatsangehörigkeit: Deutsch

Bildungsgang

1984 – 1988 Theodor-Heuss-Schule, Grundschule in Limburg
 1988 – 1994 Tilemann-Schule, Gymnasium in Limburg
 1994 – 1997 Friedrichsgymnasium in Kassel
 Allgemeine Hochschulreife: Juni 1997
 1997 – 1998 Zivildienst im St. Vincenz-Krankenhaus in Limburg
 1998 – 2003 Studium der Elektrotechnik an der Universität Ulm
 Studienmodell: Hochfrequenztechnik
 Vordiplom: Oktober 2000
 Diplom: Oktober 2003
 Studienarbeit: *Aufbau eines nach der Feedforward-Methode linearisierten Lasersystems*
 Diplomarbeit: *Charakterisierung von integrierten Laser-Modulator-Bauelementen für die hochbitratige optische Datenübertragung*
 2003 – 2006 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Optoelektronik an der Universität Ulm
 seit Aug. 2006 Entwicklungsingenieur bei U-L-M Photonics GmbH in Ulm

(Philipp Gerlach)

