

Optischer Schmalbandverstärker im Materialsystem InP/InGaAsP

Dipl.-Ing. Gerhard Wolf

UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

Optischer Schmalbandverstärker im Materialsystem InP/InGaAsP

Dipl.-Ing. Gerhard Wolf

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät
für Elektrotechnik und Informationstechnik
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieur
(Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation

- Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. K. Landes
1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. U. Barabas
2. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. I. Eisele

Tag der Prüfung: 14. Dezember 2005

Vorwort

Als ich im Mai 2002 an die Universität der Bundeswehr kam, prägten mich vornehmlich zwei Gedanken: zunächst eine große Freude darüber, dass mir als Truppenoffizier diese förderliche Verwendung zuteil wurde. Zum anderen beschäftigte mich aber auch die Sorge darüber, ob ich den in mich gesetzten Erwartungen in Forschung und Lehre gerecht werden würde.

Die folgenden drei Jahre durfte ich mit Menschen verleben, die mich in meiner Arbeit unterstützten und damit dafür sorgten, dass diese Sorge unberechtigt blieb:

Zu allererst möchte ich meinen Doktorvater, Herrn Prof. Barabas danken. Zu einem großen Teil habe ich es ihm zu verdanken, dass mir die Verwendung als Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Universität der Bundeswehr München ermöglicht wurde. Durch seine besonnene und wegweisende Betreuung hat er entscheidend auf die Entwicklung dieser Arbeit Einfluss genommen.

Weiterer Dank gilt Herr Prof. Landes. Er hat auf außergewöhnlich persönliche Weise an meinem Werdegang als Wissenschaftlicher Mitarbeiter, aber auch schon als Student teilgehabt. Daher freut es mich sehr, dass er den Vorsitz des Prüfungsausschusses übernommen hat.

Mein besonderer Dank gilt aber meiner Frau Tanja und unserer Tochter Sophia. Unsere junge Familie gab mir stets Rückhalt und Motivation in schwierigen Phasen der Arbeit. Zudem gabt ihr mir stets die Zeit und den Raum, von der Arbeit abzuschalten, so dass ich von Wirrungen wie diesen verschont blieb:

”Bei den Küssen seines Weibes denkt ein echter Chemiker nichts, als dass ihr Atem Stickgas und Kohlenstoffgas ist.” Heinrich von Kleist

München, im Dezember 2005

Gerhard Wolf

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
2	Das Funktionsprinzip	11
3	Das Materialsystem	15
3.1	Materialparameter	15
3.1.1	Gitterkonstante und Bandabstand	15
3.1.2	Brechzahl	17
4	Grundlagen	19
4.1	Ausbreitung elektromagnetischer Wellen	19
4.1.1	Die Maxwellschen Gleichungen	19
4.1.2	Wellengleichung	20
4.1.3	Ebene Welle	21
4.2	Wellenführung	23
4.2.1	Filmwellenleiter	23
4.2.2	Stufenwellenleiter	26
4.2.3	Confinementfaktor	28
4.3	Grundlagen optischer Gitter	30
4.4	Emission und Absorption in Halbleitern	33
4.4.1	Spontane Emission	33
4.4.2	Stimulierte Emission und Absorption	34
5	Optische und elektrische Eigenschaften	37
5.1	Optische Eigenschaften	37
5.1.1	Optische Verstärkung	37
5.1.2	Brechzahländerung durch Ladungsträgerinjektion	39
5.2	Elektrische Eigenschaften	46
5.2.1	Doppelheterostruktur	46

5.2.2	Banddiagramm im Stufenwellenleiter	47
5.2.3	Ladungsträgereinschluss	53
6	Geometrische Dimensionierung des Verstärkers	57
6.1	Dimensionierung der Filmhöhe h_{Film}	59
6.2	Dimensionierung der aktiven Schichten	64
6.3	Dimensionierung der Gitter	67
6.4	Auswirkungen der Ladungsträgerinjektion	70
7	Modellierung und Simulation	75
7.1	Modellierung der Gitter	75
7.2	Modellierung von Verstärkung und Ladungsträgereffekten	82
7.3	Ablauf der Simulation	85
8	Ergebnisse	89
8.1	Feldverläufe im Sende- und Empfangswellenleiter	89
8.1.1	Das elektrische Feld im Sendewellenleiter	89
8.1.2	Das elektrische Feld im Empfangswellenleiter	95
8.2	Übertragungsverhalten des Verstärkers	99
8.2.1	Die Leistungsübertragungsfunktion	99
8.2.2	Der Phasengang des Verstärkers	106
9	Zusammenfassung und Ausblick	109
A	Verzeichnis der Abkürzungen und Symbole	113
A.1	Verzeichnis der Abkürzungen	113
A.2	Verzeichnis der Symbole	114

1 Einleitung

Faseroptische Nachrichtennetze bilden heute die entscheidende Grundlage für unsere Informationengesellschaft. Wurden vor gut 20 Jahren die ersten Glasfaserstrecken von der Deutschen Bundespost in Betrieb genommen, basiert heute nahezu das gesamte Weitverkehrsnetz auf Glasfasertechnik. Treibende Kraft für diese Entwicklung war die rasant wachsende Nachfrage nach Übertragungskapazität, insbesondere durch Datenkommunikation und Internetanwendungen.

Heute sorgt besonders die DSL-Technik für ein weiter steil ansteigendes Datenaufkommen. Alleine im dritten Quartal 2004 stiegen die Anzahl der DSL-Anschlüsse weltweit um 56%. Parallel zum Datenaufkommen muss die Übertragungskapazität ständig mitwachsen, um eine ausreichende Verfügbarkeit der Kommunikationsdienste gewährleisten zu können. Dies erfordert die stetige Weiterentwicklung der optischen Kommunikationstechnik.

Aus Kostengründen wird versucht, die bereits vorhandenen Glasfasernetze möglichst effizient zu nutzen. Dabei kommt dem Wellenlängenmultiplex (WDM) eine besondere Bedeutung zu. Er ermöglicht die Übertragung von mehreren Kanälen auf unterschiedlichen Wellenlängen mit einer Glasfaser. Der Vielkanal-Wellenlängenmultiplex (DWDM) stellt eine Weiterentwicklung des Wellenlängenmultiplex dar, bei dem die Kanäle sehr eng aneinander gefügt werden können. Systeme mit Kanalabständen von $0,2nm$ sind heute in der Erprobung. In DWDM-Systemen ist es möglich, bis zu 160 Kanäle mit einer Datenrate von $10Gbit/sec$ auf einer Faser zu übertragen. Systeme mit $40Gbit/sec$ pro Kanal werden in Feldversuchen erprobt. Neben der Vergrößerung der Übertragungskapazität schreitet aber auch die Entwicklung im Bereich der optischen Komponenten sehr schnell voran. Ein Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Senkung der Kosten durch monolithische Integration mehrerer Bauelemente auf einem Chip.

Besonders den optischen Verstärkern kommt in der Weitverkehrstechnik eine große Bedeutung zu. Sie sind in der Lage, das optische Signal direkt zu verstärken und damit die Verluste der Faser zu kompensieren. So können Signale über

mehrere hundert Kilometer Faser übertragen werden, ohne sie durch elektrische Repeater zu regenerieren, d.h., das digitale Signal in Form und zeitlicher Lage wiederherzustellen.

Technische Relevanz besitzen heute im wesentlichen zwei optische Verstärkertypen: EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) und SOA (Semiconductor Optical Amplifier). EDFA's haben sich in Glasfaser gebundenen Systemen durchgesetzt. Sie sind ausschließlich für den Wellenlängenbereich $1550nm$ mit einer Bandbreite von $\Delta\lambda \approx 30nm$ verfügbar. Neben geringen Koppelverlusten bieten sie eine hohe Verstärkung sowie gute Rausch- und Sättigungseigenschaften [1]. Verglichen mit den SOA's sind EDFA's komplexe Systeme ($20-200m$ aktive Glasfaser, optische Pumplichtquelle etc.) und sehr teuer.

SOA's hingegen sind optisch integrierbare Halbleiterbauelemente. Sie können für den Wellenlängenbereich $0,9-1,65\mu m$ dimensioniert werden. Zudem wird anders als beim EDFA die Energie über einen elektrischen Strom und nicht über Pumplicht zugeführt. SOA's werden heute vorwiegend in integriert-optischen Schaltkreisen, aber auch in Glasfaser-Übertragungssystemen eingesetzt.

Sowohl beim EDFA als auch beim SOA ist der spektrale Verlauf der Verstärkung durch die Energieniveaus in der dotierten Faser bzw. im Halbleiter bestimmt. Für beide Verstärker ergeben sich breitbandige spektrale Verstärkungsverläufe, die alle Kanäle eines Mehrkanalsystems abdecken.

Ziel dieser Arbeit ist es einen schmalbandigen Halbleiterverstärker zu entwerfen, der in der Lage ist, einen einzigen Kanal eines Mehrkanalsystems auszufiltern und diesen dabei gleichzeitig zu verstärken. Ein ähnliches Ziel verfolgen DFB-Laser Verstärker [2][3][4], die mit Hilfe von Resonanzen innerhalb des Verstärkers einen schmalbandigen spektralen Verstärkungsverlauf erreichen. Ihr Injektionsstrom muss jedoch begrenzt werden, da bei Überschreiten des Schwellstroms Laserbetrieb möglich wird.

Um die Begrenzung des Injektionsstroms zu vermeiden, wird hier eine Verstärkerstruktur vorgestellt, die Interferenzen zwischen Wellenanteilen zur Erzeugung der spektralen Übertragungsfunktion nutzt. Resonanzen werden bewusst vermieden, so dass keine Laseroszillationen auftreten können.

Das sich an die Einleitung anschließende Kapitel 2 gibt einen Überblick über die grundlegende Funktionsweise des Verstärkers und soll das Verständnis für dessen Wirkungsweise erleichtern. Kapitel 3 behandelt wichtige Parameter des Materialsystems InP/InGaAsP, die für den Entwurf und die Dimensionierung des Verstärkers

relevant sind. Diesem schließt sich das Kapitel 4 an, das notwendige Grundlagen bezüglich der Wellenführung, optischer Gitter und optischer Verstärkung legt. Im Kapitel 5 werden die optischen und elektrischen Eigenschaften des Verstärkers näher beleuchtet. Hier wird insbesondere auf die optische Verstärkung, die Änderungen der Brechzahlen mit der Ladungsträgerdichte und die Bandstruktur des Verstärkers eingegangen. Letztere wird unter dem Gesichtspunkt optimiert, dass ein möglichst großer Anteil des Injektionsstroms zur optischen Verstärkung beiträgt und die Leckströme minimiert werden. Die geometrische Dimensionierung des Verstärkers folgt in Kapitel 6. Das Hauptaugenmerk liegt dabei in der monomodigen Dimensionierung der Wellenleiter. Anschließend wird in Kapitel 7 ein Modell zur Berechnung des optischen Verstärkers vorgestellt. Es umfasst sowohl die Modellierung der optischen Verstärkung als auch der Gittereigenschaften. In Kapitel 8 werden die durch das Modell gewonnenen Simulationsergebnisse erläutert. Zunächst werden Teilergebnisse des Verstärkers präsentiert. Diese werden anschließend zusammengeführt und damit die Übertragungseigenschaften des Verstärkers diskutiert. Dabei wird ein besonderes Augenmerk auf den Einfluss veränderbarer Betriebsparameter gelegt. Das Kapitel 9 fasst die in der Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zusammen und bietet einen Ausblick auf die Verwendungsmöglichkeiten des schmalbandigen Verstärkers.

2 Das Funktionsprinzip

Dieses einführende Kapitel soll einen Überblick über die Funktionsweise des optischen Schmalbandverstärkers geben. Dabei wird hier bewusst auf tiefergehende Ausführungen verzichtet. Diese werden in den nachfolgenden Kapiteln geliefert.

In Abgrenzung zu den Faserverstärkern, die aus mit seltenen Erden (Praseodymium, Erbium etc.) dotierten Glasfasern bestehen, handelt es sich hier um einen integriert optischen Halbleiterverstärker. Er ist aus dem Halbleitermaterial InP/InGaAsP aufgebaut, das sich auf Grund seiner Materialeigenschaften sehr gut zur Herstellung von aktiven optischen Bauelementen eignet.

Abbildung 2.1 zeigt den grundlegenden Aufbau des Verstärkers. An der Vorderseite sind zwei aktive Schichten zu sehen. Sie formen in Verbindung mit der Filmschicht zwei Wellenleiter, die Sende- bzw. Empfangswellenleiter genannt werden und verstärken das Licht. Der Sendewellenleiter bildet den Eingang des Verstärkers. Durch eine Verkopplung beider Wellenleiter teilt sich das in den Sendewellenleiter eingekoppelte Licht auf zwei Ausgänge auf. Ein Ausgang befindet sich an dem gegenüberliegenden Ende des Sendewellenleiters, der zweite Ausgang ist am vorderen Ende des Empfangswellenleiters.

Die Ursache für die Verkopplung beider Wellenleiter sind zwei Gitter mit schrägen Gitterlinien. Abbildung 2.2 zeigt einen Schnitt in der y-z-Ebene durch den Verstärker, so dass die Gitterbereiche sichtbar werden. Die Gitter befinden sich oberhalb der aktiven Schichten.

Die Gitter werden aus zwei Halbleitermaterialien mit unterschiedlicher Brechzahl gebildet. Das am Eingang eingekoppelte Licht durchläuft auf seinem Weg durch den Verstärker zunächst das Sendegitter. Es ist aus Gitterlinien aufgebaut, die um 135° zur y-Achse geneigt sind. Auf Grund der Brechzahlsprünge wird das Licht an den Gitterkanten teilreflektiert, wobei der reflektierte Lichtanteil wegen der Neigung der Gitterlinien seine Ausbreitungsrichtung um 90° ändert.

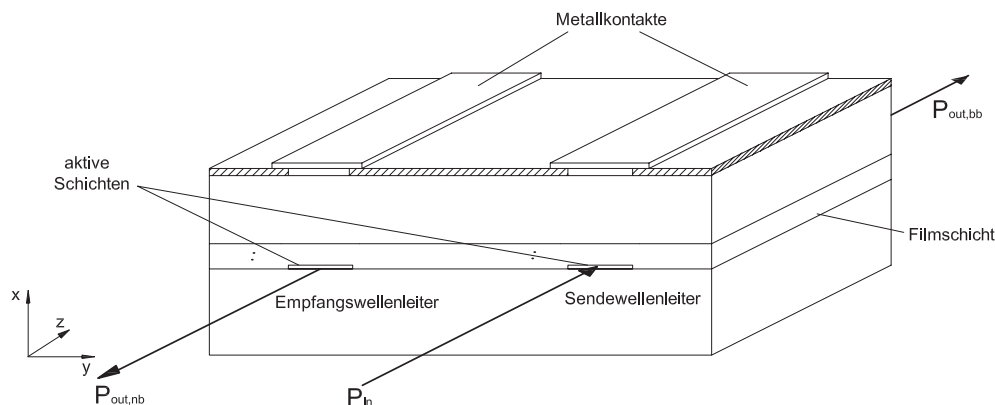


Abbildung 2.1: Der Aufbau des Verstärkers

Durch eine große Anzahl von Gitterlinien wird das aus dem Sendewellenleiter reflektierte Licht längs der z -Richtung homogen verteilt. Die reflektierten Wellenanteile treffen auf ihrem weiteren Weg auf das Empfangsgitter. Dessen Gitterlinien sind, bezogen auf die y -Achse, um 45° geneigt. Die Wellenanteile werden dort erneut reflektiert und erfahren wiederum eine Richtungsänderung um 90° . Dadurch werden die vom Sendegitter örtlich verteilten Wellenanteile wieder zusammengeführt und entsprechend ihrer Phase überlagert. Die Interferenzen von Wellenanteilen, die unterschiedlich lange Wege zurückgelegt haben, ermöglichen die Frequenzselektivität des Verstärkers. Diese zeigt sich am Ausgang $P_{out,nb}$. Das Licht, das am Ausgang $P_{out,bb}$ erscheint, unterliegt nicht den Interferenzen des Empfangsgitters und besitzt deshalb die gleiche spektrale Form wie das Eingangssignal.

Durch die an der Oberseite angebrachten Kontakte können unabhängig voneinander Ladungsträger in die aktiven Schichten injiziert werden. Diese sorgen für eine Verstärkung des Lichtes, das im Bereich der aktiven Schichten und der Gitter geführt wird. Die Höhe des Injektionsstroms bestimmt die Anzahl der Ladungsträger und damit die Höhe der Verstärkung.

Im Gegensatz zu schmalbandigen Halbleiterverstärkern mit senkrecht zur Ausbreitung stehenden Gitterlinien (DFB-SOAs), deren Frequenzselektivität auf Resonanzen zwischen den Gitterlinien beruht, wird hier die Frequenzselektivität durch Interferenzen von Wellenanteilen erzeugt. Dies bietet einige Vorteile. Bei Verstärkern mit resonanten Gitterstrukturen ist der Injektionsstrom begrenzt, da bei Überschreiten des Schwellstroms der Laserbetrieb einsetzt [2]. Durch die Neigung der Gitterlinien treten in dem hier vorgestellten Verstärker keine Resonanzen auf. Dadurch ergibt sich keine Beschränkung des Injektionsstroms. Ferner erzeugen resonanzbehaftete Gitter immer eine Rückkopplung zur Lichtquelle, die eine optische Übertragung stören kann.

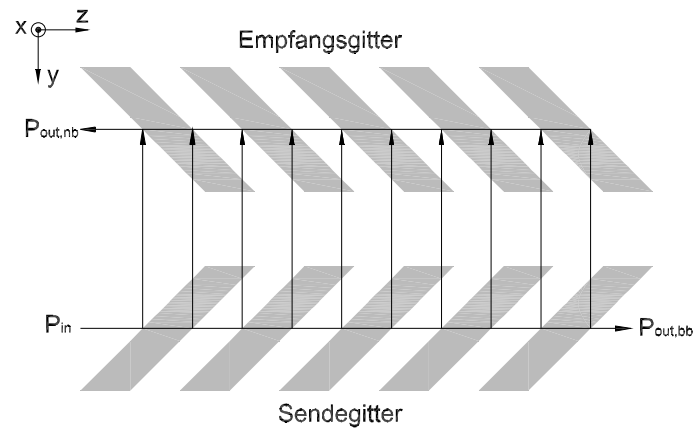


Abbildung 2.2: Wirkungsweise der Gitter

3 Das Materialsystem

Das Materialsystem InGaAsP/InP wird wegen seiner guten optischen Eigenschaften in der Optoelektronik sehr häufig verwendet. InP setzt sich aus Materialien der III. und V. Hauptgruppe im Periodensystem der Elemente zusammen. InGaAsP entsteht aus InP, indem ein Teil Indium durch Gallium und ein Teil Phosphor durch Arsen ersetzt wird. Dadurch ergeben sich für die Zusammensetzung von InGaAsP zwei Freiheitsgrade, die zur Optimierung der Bauelementeigenschaften genutzt werden können.

3.1 Materialparameter

Im Folgenden werden für den Aufbau und die Wirkungsweise des Verstärkers wichtige Materialparameter erläutert, die unmittelbar von der Zusammensetzung des $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ abhängen. Der Parameter x gibt dabei an, wie viel Indium durch Gallium, der Parameter y , wie viel Phosphor durch Arsen ersetzt wurde.

3.1.1 Gitterkonstante und Bandabstand

Das Mischungsverhältnis von $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ wirkt sich unmittelbar auf die Gitterkonstante a (kleinster Abstand von Atomlagen im Halbleiterkristall) und den Bandabstand (Bandlückenenergie) W_g aus.

Abbildung 3.1 zeigt den Einfluss der Materialzusammensetzung auf den Bandabstand und die Gitterkonstante. Innerhalb des geschlossenen Linienzuges lässt sich jeder Wert durch die Veränderung des Mischverhältnisses erreichen. Im schraffierten Bereich werden die Bandübergänge indirekt. In diesem Bereich liegende Materialzusammensetzungen sind für optisch aktive Bauelemente unbrauchbar, da wegen der nötigen Impulserhaltung die Rekombinationen nahezu völlig nichtstrahlend sind. Materialien, deren Zusammensetzung auf der oberen gestrichelten Linie liegen, haben die gleiche Gitterkonstante wie InP. Diese sind damit gitterangepasst auf InP,

d.h., an einer Grenzfläche zwischen diesen Materialien gibt es keine Verspannungen der atomaren Gitterstruktur. Dies ist in der Optoelektronik gewünscht, da sich keine störenden Rekombinationsstellen an Materialgrenzflächen bilden. Folglich werden in dem hier vorgestellten Verstärker ausschließlich gitterangepasste Schichten verwendet.

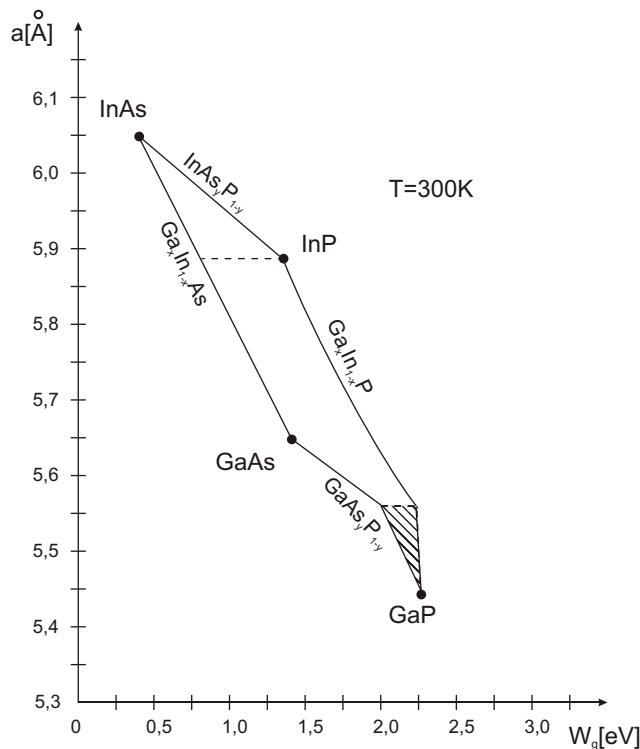


Abbildung 3.1: Abhängigkeit der Gitterkonstanten a vom Bandabstand W_g für das Material $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

Das Vegard'sche Gesetz stellt einen Zusammenhang zwischen den Mischparametern x und y für gitterangepasstes $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ her.

$$x = \frac{0,453y}{1 - 0,031y} \quad (3.1)$$

Dabei kann der Parameter y zwischen den Größen 0 und 1 variieren. Die Bandlückenenergie W_g ist mit Hilfe von

$$W_g[\text{eV}] = 1,35 + 0,668x - 1,068y + 0,758x^2 + 0,078y^2 - 0,069xy - 0,332x^2y + 0,03xy^2 \quad (3.2)$$

zu berechnen [15].

Abbildung 3.2 zeigt den Bandabstand in Abhängigkeit von dem Arsenanteil y bei

Gitteranpassung. Der Bandabstand von gitterangepasstem InGaAsP lässt sich dabei zwischen $0,75\text{eV}$ und $1,35\text{eV}$ ändern.

Die Grenzwellenlänge ist über

$$\lambda_g = \frac{h \cdot c_0}{W_g} \quad (3.3)$$

vom Bandabstand W_g abhängig. Daraus folgt, dass mit diesem Materialsystem bei Gitteranpassung an InP optisch aktive Bauelemente für den Wellenlängenbereich von etwa $0,9\mu\text{m}$ bis $1,65\mu\text{m}$ realisierbar sind.

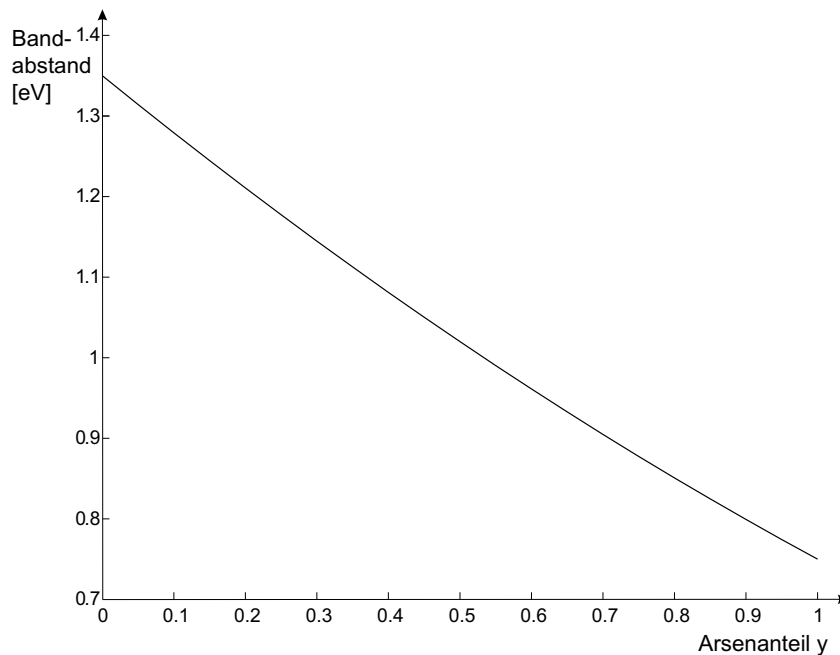


Abbildung 3.2: Bandabstand von gitterangepasstem $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ über der Arsenkonzentration

3.1.2 Brechzahl

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, wird ein Freiheitsgrad für die Gitteranpassung an InP verwendet. Bei einer Inanspruchnahme des zweiten Freiheitsgrades unter Berücksichtigung von Gleichung 3.1 ändert sich nicht nur der Bandabstand W_g sondern auch gleichzeitig die Brechzahl n . Zudem ist die Brechzahl von der Photonenenergie W und damit von der Wellenlänge des Lichtes abhängig. Die Brechzahl $n(y, \lambda)$ ergibt sich gemäß [8] zu

$$n(y, \lambda) = \sqrt{1 + \frac{W_d}{W_0} + \frac{W_d}{W_0^3} W^2 + \frac{\eta}{\pi} W^4 \ln\left(\frac{2W_0^2 - W_g^2 - W^2}{W_g^2 - W^2}\right)}, \quad (3.4)$$

wobei

$$\eta = \frac{\pi W_d}{2W_0^3(W_0^2 - W_g^2)} \quad (3.5)$$

ist und die Koeffizienten W_0 und W_d mit

$$\begin{aligned} W_0 &= 3,391 - 1,652y + 0,863y^2 - 0,123y^3 \\ W_d &= 28,91 + 9,278y + 5,626y^2 \end{aligned}$$

berechnet werden.

Abbildung 3.3 zeigt die Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl von $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ für verschiedene Materialzusammensetzungen bei Gitteranpassung an InP. Die Möglichkeit, bei Gitteranpassung an das Substratmaterial InP die Brechzahl bzw. den Bandabstand von InGaAsP variieren zu können, eröffnet weitere Möglichkeiten in der Dimensionierung von Wellenleiterstrukturen und der Wahl des Wellenlängenbereichs bei aktiven Bauelementen. In dieser Arbeit wird der Freiheitsgrad u.a. dazu benutzt, die Effizienz der Ladungsträgerinjektion zu optimieren.

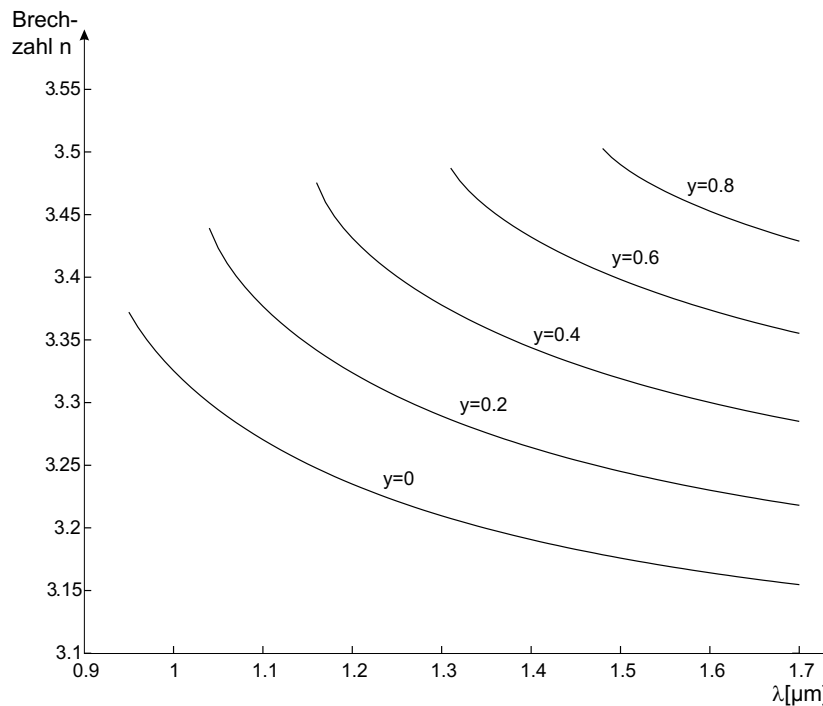


Abbildung 3.3: Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahl für verschiedene Zusammensetzungen von $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ bei Gitteranpassung

4 Grundlagen

4.1 Ausbreitung elektromagnetischer Wellen

In diesem Kapitel wird ausgehend von den Maxwell'schen Gleichungen, die die Grundlage für die Wellenausbreitung darstellen, die Helmholtzgleichung hergeleitet. Anschließend wird die ebene Welle als einfache Lösung der Maxwell'schen Gleichungen erläutert [5], [6], [7].

4.1.1 Die Maxwell'schen Gleichungen

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. In differentieller Form lauten Sie

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (4.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (4.3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (4.4)$$

Dabei sind \vec{E} , \vec{D} , \vec{H} und \vec{B} vektorielle, zeitabhängige Größen und bezeichnen das elektrische Feld, die dielektrische Verschiebung, die magnetische Feldstärke und die magnetische Induktion.

Durch Divergenzbildung der Gleichung 4.2 und dem Einsetzen von Gleichung 4.3 folgt die Kontinuitätsgleichung

$$\operatorname{div} \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (4.5)$$

Legt man eine sinusförmige zeitliche Änderung der elektrischen und magnetischen Feldgrößen zugrunde, die z.B. durch $\vec{E}(t) = \vec{E} \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t}$ beschrieben werden, verein-

fachen sich die Maxwell'schen Gleichungen zu

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j \cdot 2\pi \cdot f \cdot \vec{B}, \quad (4.6)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + j \cdot 2\pi \cdot f \cdot \vec{D}, \quad (4.7)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (4.8)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (4.9)$$

Die Kontinuitätsgleichung ergibt sich zu

$$\operatorname{div} \vec{j} + j \cdot 2\pi \cdot f \cdot \rho = 0. \quad (4.10)$$

Die elektrische Feldstärke \vec{E} und die magnetische Feldstärke \vec{H} sind mit der dielektrischen Verschiebung \vec{D} und der magnetischen Induktion \vec{B} durch Materialparameter verknüpft.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \vec{E} \quad (4.11)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} \quad (4.12)$$

Dabei ist ε_0 die Dielektrizitätskonstante, μ_0 die Permeabilität des Vakuums, ε_r die relative Dielektrizitätskonstante bzw. μ_r die relative Permeabilität. Das hier verwendete Materialsystem InGaAsP/InP ist unmagnetisch, so dass $\mu_r = 1$ gesetzt werden kann.

Des Weiteren besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Stromdichte und dem elektrischen Feld über das Ohmsche Gesetz.

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (4.13)$$

Dabei gibt σ die Leitfähigkeit des Materials an.

Unter Einbeziehung der Materialeigenschaften, die durch die Gleichungen 4.11, 4.12 und 4.13 impliziert werden, ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen elektrischer und magnetischer Feldstärke:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = j \cdot 2\pi \cdot f \cdot \varepsilon_0 \cdot \left(\varepsilon_r + \frac{\sigma}{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot \varepsilon_0} \right) \cdot \vec{E}. \quad (4.14)$$

4.1.2 Wellengleichung

Im Folgenden wird die Wellengleichung für beliebige zeitabhängige Felder abgeleitet. Bildet man die Rotation von Gleichung 4.1, erhält man

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\frac{\partial}{\partial t}(\operatorname{rot} \vec{B}). \quad (4.15)$$

Unter Verwendung von Gleichung 4.11, 4.12 und 4.2 folgt

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\mu_0 \cdot \mu_r \cdot \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (4.16)$$

Mit Hilfe der allgemein gültigen Beziehung $\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E}$ lässt sich die Gleichung 4.16 weiter vereinfachen. Dabei stellt Δ den Laplace-Operator dar ($\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$). Unter der Voraussetzung, dass keine freien Ladungsträger vorhanden sind, also $\rho = 0$ und die Dielektrizitätskonstante ortsunabhängig ist, d.h. $\operatorname{grad}(\varepsilon_r) = 0$, folgt

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \sigma \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (4.17)$$

Die bekannte Wellengleichung für das elektrische Feld ergibt sich, wenn auch die ohmschen Verluste im Material zu vernachlässigen sind, d.h. $\sigma \approx 0$.

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (4.18)$$

Geht man von einer sinusförmigen Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes gemäß

$$\vec{E}(t) = \vec{E} \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t} \quad (4.19)$$

aus und löst mit diesem Ansatz die Gleichung 4.18 erhält man

$$\Delta \vec{E} + (2\pi \cdot f)^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{E} = 0. \quad (4.20)$$

Diese Gleichung wird auch Helmholtzgleichung genannt.

Die äquivalente Herleitung für das magnetische Feld führt zu

$$\Delta \vec{H} + (2\pi \cdot f)^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} = 0. \quad (4.21)$$

4.1.3 Ebene Welle

Ebene Wellen sind eine einfache Lösung der Maxwell'schen Gleichungen. Das elektrische Feld einer ebenen Welle kann durch

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \hat{E} \cdot e^{-j \vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t} \quad (4.22)$$

beschrieben werden.

Dabei ist $\vec{r} = (x, y, z)$ ein Vektor zur Beschreibung des Ortes im kartesischen Koordinatensystem, $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ der Wellenvektor und $\hat{E} = (\hat{E}_x, \hat{E}_y, \hat{E}_z)$ die

Zeigerlänge des elektrischen Feldes. Der Wellenvektor \vec{k} gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle an. Für die folgende Betrachtung wird eine in x-Richtung polarisierte ebene Welle angenommen, die sich in z-Richtung ausbreitet

$$E(x, y, z, t) = \hat{E}_x \cdot e^{-j\vec{k}_z z} \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot t}. \quad (4.23)$$

Das heißt, das elektrische Feld besitzt ausschließlich eine Komponente in x-Richtung und der Wellenvektor zeigt in z-Richtung.

Setzt man 4.23 in Gleichung 4.17 ein, erhält man

$$k_z = \gamma = \beta - j\frac{\alpha}{2} = \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot (2\pi \cdot f)^2 - \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \sigma \cdot 2\pi \cdot f} \quad (4.24)$$

Im verlustlosen, unmagnetischen Medium ist $\sigma = \alpha = 0$ und $\mu_r = 1$. Damit ergibt sich

$$\beta = 2\pi \cdot f \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \mu_0} = \frac{2\pi n}{\lambda_0}, \quad (4.25)$$

n ist dabei die Brechzahl des Mediums .

Gemäß den Maxwell'schen Gleichungen ist ein elektrisches Feld immer an ein magnetisches gebunden. Das zu 4.23 gehörige Magnetfeld ergibt sich durch Einsetzen in das Induktionsgesetz 4.6.

$$H_y = \frac{\gamma}{2\pi \cdot f \cdot \mu_0} \hat{E}_x \cdot e^{-j\gamma z}. \quad (4.26)$$

Anschaulich bedeutet dies, dass das magnetische Feld sich mit gleicher Phase wie das elektrische Feld ausbreitet, das Magnetfeld aber senkrecht zum elektrischen Feld und zur Ausbreitungsrichtung der Welle steht.

Die Leistung der ebenen Welle, die eine Einheitsfläche durchdringt, ist:

$$S = \frac{1}{2} \cdot \text{Re}\{E_x \cdot H_y^*\}. \quad (4.27)$$

4.2 Wellenführung

Beim Entwurf integriert-optischer Bauelemente kommt der Wellenführung eine zentrale Bedeutung zu. Sie gewährleistet, dass das Licht örtlich konzentriert geführt werden kann. Für die Führung optischer Wellen in Wellenleitern sind bestimmte Randbedingungen bezüglich der Geometrie und der Brechzahlen zu erfüllen. Diese werden im folgenden Abschnitt näher erläutert.

In der integrierten Optik finden unterschiedliche Formen von Wellenleitern Verwendung. Hier wird ausschließlich auf die Wellenleiterformen eingegangen, die im Verstärker Verwendung finden. Die in Abschnitt 4.2.2 aufgezeigte Effektiv-Index-Methode kann jedoch formunabhängig angewandt werden. Dabei sei auf [5] und [9] verwiesen.

4.2.1 Filmwellenleiter

Der Filmwellenleiter ist der einfachste Wellenleiter, der in integriert-optischen Bauelementen Verwendung findet. Er besteht aus einer Schichtung von Materialien mit unterschiedlichen Brechzahlen und begrenzt die Welle in transversaler Richtung (x-Richtung).

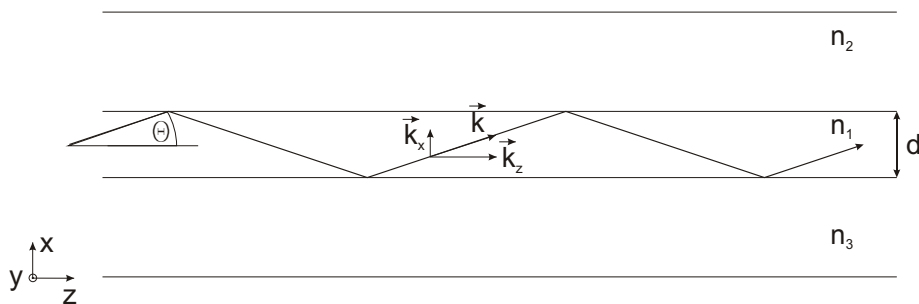


Abbildung 4.1: Ebene Welle im Filmwellenleiter

In Abbildung 4.1 ist ein Filmwellenleiter mit einer Filmschicht der Dicke d und der Brechzahl n_1 gezeigt. Die die Filmschicht umgebenden Schichten besitzen die Brechzahlen n_2 und n_3 .

Um die Welle im Film verlustfrei führen zu können, muss sie an beiden Grenzflächen

total reflektiert werden. Der für Totalreflexion notwendige Einfallswinkel wird durch

$$\Theta < \arccos\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \Theta_{c,1/2} \quad (4.28)$$

$$\Theta < \arccos\left(\frac{n_3}{n_1}\right) = \Theta_{c,1/3} \quad (4.29)$$

bestimmt. Jeweils der rechte Term der Ungleichungen 4.28 und 4.29 legt den kritischen Winkel Θ_c an der betreffenden Grenzfläche fest.

Sind die Bedingungen 4.28 und 4.29 gleichzeitig erfüllt, breitet sich die ebene Welle zickzack-förmig durch die Filmschicht aus. Diese Welle wird als Elementarwelle bezeichnet. Die Summe vieler Elementarwellen, die nach jeweils zwei Reflexionen den gleichen Phasenzustand besitzen und sich daher konstruktiv mit sich selbst überlagern, bildet eine Filmwelle.

Eine geführte Elementarwelle besitzt im Filmwellenleiter den Wellenvektor

$$\vec{k} = \vec{k}_x + \vec{k}_z = \vec{x} n_1 k_0 \sin(\Theta) + \vec{z} n_1 k_0 \cos(\Theta), \quad (4.30)$$

wobei $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ist. \vec{x} und \vec{z} sind die Einheitsvektoren in x- bzw. z-Richtung.

Die Phasenänderung der Elementarwelle in z-Richtung ist dabei gleich dem Phasenmaß β der Filmwelle.

$$k_z = n_1 k_0 \cos(\Theta) = \beta. \quad (4.31)$$

Damit die Überlagerung der Elementarwellen zu einer Filmwelle führt, muss sie nach zwei Totalreflexionen wieder in sich selbst übergehen:

$$2n_1 k_0 d \sin(\Theta) - \varphi_2 - \varphi_3 = 2m\pi, \text{ wobei } m \in \{1, 2, \dots\}. \quad (4.32)$$

φ_2 und φ_3 stellt dabei die Phasenverschiebung dar, die eine Welle bei der Totalreflexion an der unteren bzw. oberen Grenzfläche erfährt. Sie ist vom Einfallswinkel Θ und von der Polarisation der Welle abhängig.

Gleichung 4.32 stellt die charakteristische Gleichung des Filmwellenleiters dar. Sie legt diskrete Werte für den Winkel Θ fest, die dann zu diskreten Werten des Phasenmaßes β (4.31) führen.

Auf Grund seiner planaren Struktur sind im Filmwellenleiter zwei Polarisationsrichtungen möglich. Zeigt das elektrische Feld in y-Richtung, d.h. ist es parallel zu den Grenzflächen, handelt es sich um eine TE-Welle (TE: transversal elektrisch). Steht das elektrische Feld jedoch senkrecht zu den Grenzflächen, d.h. in x-Richtung, handelt es sich um eine TM-Welle (TM: transversal magnetisch).

Die Phasenverschiebungen durch die Totalreflexion ergeben sich für eine TE-

polarisierte Welle zu [10]

$$\varphi_2 = 2 \arctan \frac{\sqrt{n_1^2 \cos^2 \Theta - n_2^2}}{n_1 \sin \Theta} \quad (4.33)$$

$$\varphi_3 = 2 \arctan \frac{\sqrt{n_1^2 \cos^2 \Theta - n_3^2}}{n_1 \sin \Theta} \quad (4.34)$$

und für eine TM-polarisierte Welle zu

$$\varphi_2 = 2 \arctan \frac{n_1^2 \sqrt{n_1^2 \cos^2 \Theta - n_2^2}}{n_2^2 n_1 \sin \Theta} \quad (4.35)$$

$$\varphi_3 = 2 \arctan \frac{n_1^2 \sqrt{n_1^2 \cos^2 \Theta - n_3^2}}{n_3^2 n_1 \sin \Theta}. \quad (4.36)$$

Diese durch die Gleichungen 4.33 bis 4.36 beschriebenen Phasenverschiebungen lassen sich durch die bisherige strahlenoptische Betrachtung nicht erklären. Dazu ist eine wellenoptische Betrachtung der Totalreflexion nötig.

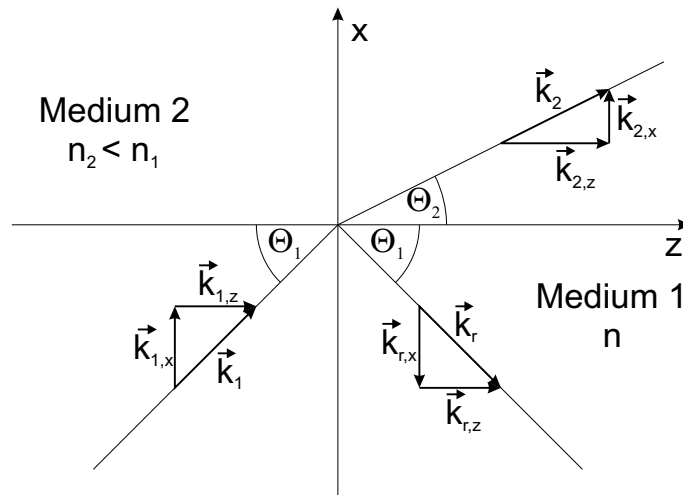


Abbildung 4.2: Wellenvektoren bei der Reflexion bzw. Transmission an einem Materialübergang

Abbildung 4.2 zeigt die auftretenden Wellenvektorkomponenten bei der Reflexion an einem Materialübergang von Medium 1 nach Medium 2. Die einfallende, reflektierte bzw. transmittierte Welle wird durch

$$\vec{E}_1 = |\vec{E}_1| \cdot e^{-j(k_{1,x} \cdot \vec{x} + k_{1,z} \cdot \vec{z})} \quad (4.37)$$

$$\vec{E}_2 = |\vec{E}_2| \cdot e^{-j(k_{2,x} \cdot \vec{x} + k_{2,z} \cdot \vec{z})} \quad (4.38)$$

$$\vec{E}_r = |\vec{E}_r| \cdot e^{-j(k_{r,x} \cdot \vec{x} + k_{r,z} \cdot \vec{z})} \quad (4.39)$$

beschrieben.

Dabei sind \vec{x} , \vec{y} und \vec{z} die Einheitsvektoren in x-, y- und z-Richtung.

Aus der Stetigkeitsbedingung für die tangentialen Feldkomponenten folgt das Brechungsgesetz nach Snellius

$$\frac{\cos(\Theta_1)}{\cos(\Theta_2)} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.40)$$

Gemäß Gleichung 4.28 bzw. 4.29 gilt für eine Totalreflexion stets:

$$\frac{n_1}{n_2} \cdot \cos(\Theta_1) > 1. \quad (4.41)$$

Eine Betrachtung der ebenen Welle im Medium 2 liefert:

$$|\vec{k}_2|^2 = |\vec{k}_{2,x}|^2 + |\vec{k}_{2,z}|^2 \quad (4.42)$$

Mit

$$|\vec{k}_{2,z}| = |\vec{k}_2| \cdot \cos(\Theta_2) \quad (4.43)$$

folgt

$$|\vec{k}_{2,x}| = \sqrt{|\vec{k}_2|^2 \cdot \left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \cos^2(\Theta_2)\right)} = \pm j\alpha_2 \quad (4.44)$$

Gemäß Gleichung 4.44 ergeben sich stets rein imaginäre Werte für $|\vec{k}_{2,x}|$. Gleichung 4.44 in Gleichung 4.38 eingesetzt zeigt, dass die imaginäre Wellenvektorkomponente einer in x-Richtung exponentiell abnehmenden Feldamplitude im Medium 2 entspricht.

Auf den Filmwellenleiter übertragen bedeutet dies, dass die Felder in die umliegenden Schichten eindringen und dort exponentiell abklingen. Dieses Eindringen des Feldes verursacht die in den Gleichungen 4.33 bis 4.36 beschriebenen Phasendrehungen. Der Wert $\frac{1}{\alpha_2}$ wird als Eindringtiefe bezeichnet. Sie ist ein Maß für die Güte der Wellenführung. Für den Grenzfall $\Theta_1 = \Theta_c$ ist $\alpha_2 = 0$ und die Eindringtiefe wird unendlich. Dies bedeutet, dass die Welle keiner Führung mehr unterliegt. Für α_2 gilt:

$$\alpha_2 = \frac{|\vec{k}_2|}{n_2} \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot \cos^2(\Theta_2) - n_2^2} = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 \cdot k_0^2}. \quad (4.45)$$

Analoges gilt für α_3 .

Die Totalreflexionen entziehen der Welle keine Leistung, so dass ein idealer Wellenleiter die Welle verlustfrei führt.

4.2.2 Stufenwellenleiter

Ein Stufenwellenleiter entsteht aus einem Filmwellenleiter, indem eine dünne Materialsicht mit einer höheren Brechzahl in den Film eingefügt wird. Durch

diese Schicht werden die Wellenführungseigenschaften des Films durch eine laterale Komponente ergänzt, so dass die Welle in zwei Dimensionen, d.h. in x- und y-Richtung geführt wird.

In dieser Arbeit wird ein Stufenwellenleiter als Sende- bzw. Empfangswellenleiter verwendet. Er ermöglicht, dass das Licht konzentriert durch das Sende- bzw. Empfangsgitter geführt wird. Neben der Wellenführung dient die Schicht auch der Verstärkung der optischen Welle.

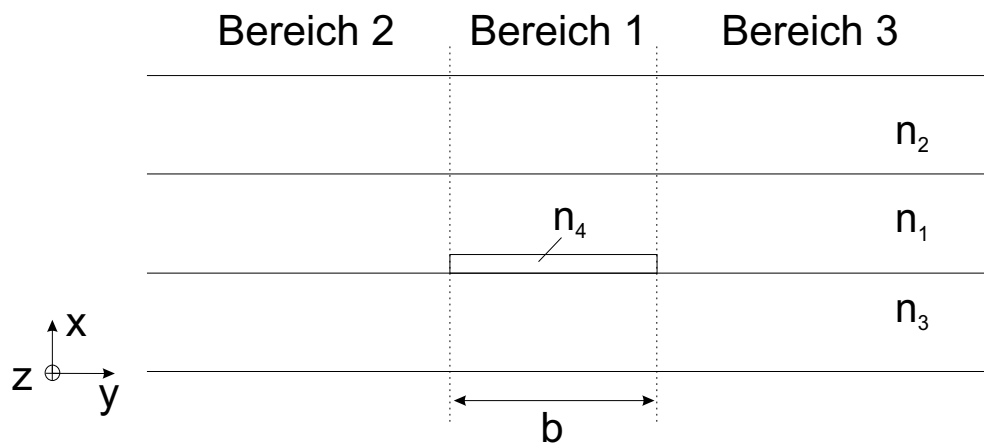


Abbildung 4.3: Aufbau des Stufenwellenleiters

Im Stufenwellenleiter bildet sich durch die örtliche Begrenzung der Welle in lateraler und transversaler Richtung eine stehende Feldverteilung. In x-Richtung begrenzt der Filmwellenleiter die Feldausdehnung. In y-Richtung ist die örtliche Brechzahl im Bereich 2 und 3 geringer als die im Bereich 1. Dies sorgt für eine laterale Führung der Welle. Aus einer TE-Welle des Films entsteht so eine geführte Welle, die nicht mehr nur eine Komponente des magnetischen Feldes in Ausbreitungsrichtung hat, sondern auch eine Feldkomponente des vormals transversalen elektrischen Feldes. Eine solche Welle wird HE-Welle bezeichnet. Analog bildet sich aus der TM-Welle des Filmes eine EH-Welle.

Die Wellenführungseigenschaften eines Stufenwellenleiters können mittels der Effektiv-Index-Methode [5] berechnet werden. Die Wellenleiterstruktur wird dabei horizontal in Bereiche mit homogener Schichtung unterteilt. Jeder dieser drei Bereiche stellt für sich einen Filmwellenleiter dar, dessen effektive Brechzahl n_{eff} berechnet werden kann.

Nach deren Berechnung reduziert sich die Betrachtung des zweidimensionalen Wellenleiters auf die eines eindimensionalen, der durch eine laterale Schichtung von Materialien mit den effektiven Brechzahlen $n_{eff,1}$, $n_{eff,2}$ und $n_{eff,3}$ gebildet wird,

wobei $n_{eff,2} = n_{eff,3}$ ist (Abbildung 4.4). Die Brechzahlunterschiede zwischen $n_{eff,1}$ und $n_{eff,2}$ bzw. $n_{eff,3}$ bestimmen die Eindringtiefe der geführten Welle in die Bereiche 2 und 3. Je höher die Brechzahldifferenzen sind, desto konzentrierter wird die Welle im Bereich 1 geführt. Eine hohe Brechzahldifferenz kann durch eine große Brechzahldifferenz $n_4 - n_1$ bzw. durch eine große Schichtdicke der in den Filmwellenleiter eingefügten Materialschicht erreicht werden.

In x-Richtung polarisiertes Licht verhält sich bezogen auf die Schichtung der effektiven Brechzahlen wie eine TE-Filmwelle, in y-Richtung polarisiertes Licht wie eine TM-Filmwelle. Mit der charakteristischen Gleichung für Filmwellen lässt sich der Winkel Θ und damit das Phasenmaß β bestimmen

$$2n_{eff,1}k_0b \sin(\Theta) - 2\varphi_{x,y} = 2m\pi, \text{ wobei } m \in \{1, 2, \dots\} \quad (4.46)$$

wobei für in x-Richtung polarisiertes Licht

$$\varphi_x = 2 \arctan \frac{\sqrt{n_{eff,1}^2 \cos^2 \Theta - n_{eff,2}^2}}{n_{eff,1} \sin \Theta} \quad (4.47)$$

und für in y-Richtung polarisiertes Licht

$$\varphi_y = 2 \arctan \frac{n_{eff,1}^2 \sqrt{n_{eff,1}^2 \cos^2 \Theta - n_{eff,2}^2}}{n_{eff,2}^2 n_{eff,1} \sin \Theta} \quad (4.48)$$

gilt. Die Ausbreitung von Wellen im Stufenwellenleiter ist damit zurückgeführt auf die Ausbreitung von Filmwellen.

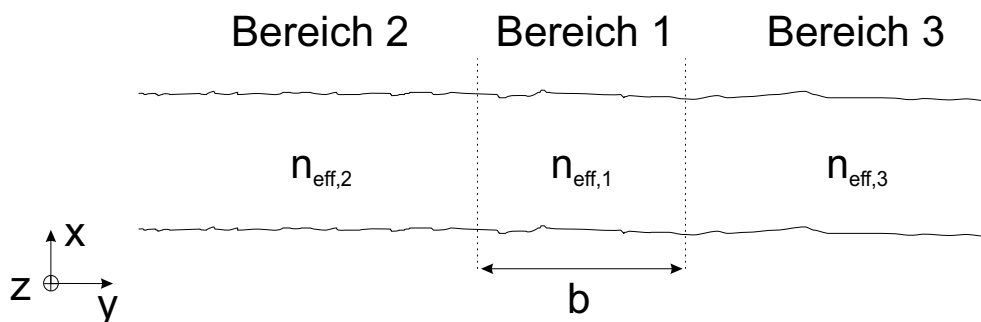


Abbildung 4.4: Schichtung der effektiven Brechzahlen

4.2.3 Confinementfaktor

Optische Wellenleiter ermöglichen die Führung elektromagnetischer Wellen. Sie konzentrieren die Welle auf einen räumlich begrenzten Bereich. Die Geometrie und das

Brechzahlprofil des Wellenleiters entscheidet dabei über die Form des geführten Wellenfeldes.

Abbildung 4.5 zeigt das im Stufenwellenleiter geführte Modenfeld. Das Feld wird horizontal durch die aktive Schicht und vertikal durch die Filmschicht begrenzt, und fällt in den umliegenden Bereichen exponentiell ab.

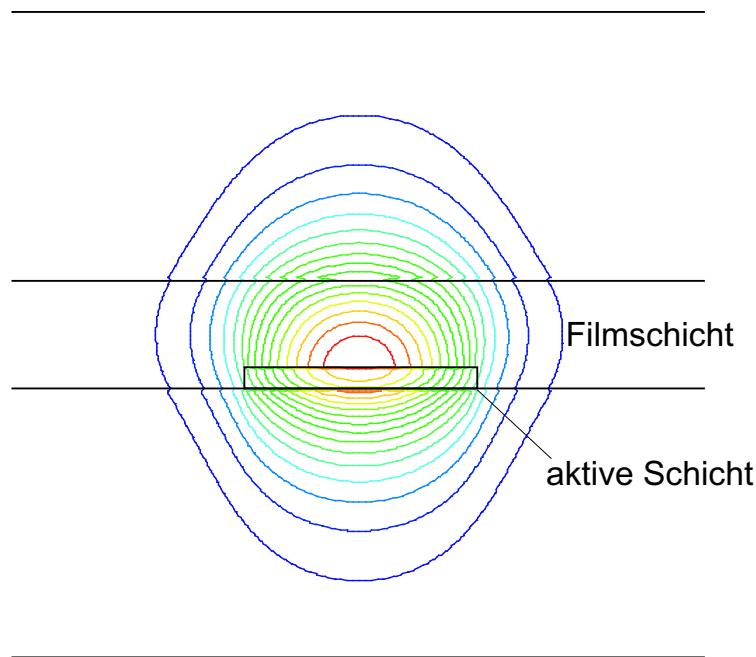


Abbildung 4.5: Modenbild des elektrischen Feldes E_x im Stufenwellenleiter. Die Konturlinien zeigen Orte konstanter Feldstärke.

Bei der Berechnung optischer Bauelemente stellt der Confinementfaktor eine zentrale Größe dar. Er beschreibt das Verhältnis zwischen der Teilenergie in einer definierten Querschnittsfläche und der Gesamtenergie des geführten Feldes. Der Confinementfaktor Γ_{akt} für die in Abbildung 4.5 gezeigte aktive Schicht berechnet sich zu

$$\Gamma_{akt} = \frac{\int_{A_{akt}} |E_y|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 dx dy}. \quad (4.49)$$

Γ_{akt} ist ein wesentlicher Parameter bei der Berechnung der optischen Verstärkung. Er gibt an, wie hoch der Energieanteil des geführten Feldes ist, der mit der aktiven Schicht in Wechselwirkung tritt und somit an der optischen Verstärkung beteiligt ist. Die Confinementfaktoren dieser Arbeit wurden mit der Simulationssoftware Opti-FDTD [30] berechnet.

4.3 Grundlagen optischer Gitter

Für die Trennung von Licht unterschiedlicher Wellenlängen werden in der Wellenleiteroptik und Optoelektronik Gitterstrukturen eingesetzt. Optische Gitter entstehen durch die periodische Abfolge von Materialien unterschiedlicher Brechzahlen. In dieser Arbeit wird ausschließlich das Augenmerk auf Gitter in planaren Wellenleiterstrukturen gelegt.

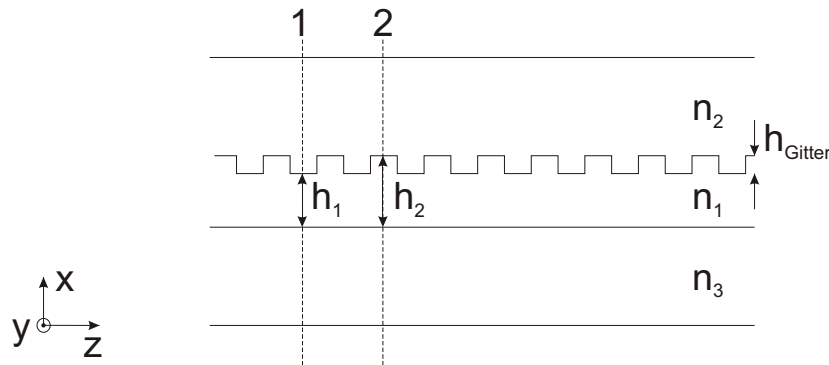


Abbildung 4.6: Filmwellenleiter mit integriertem Gitter

Abbildung 4.6 zeigt einen Schnitt durch einen Filmwellenleiter, der an der Grenzfläche zur oberen Deckschicht ein Gitter trägt. Das Gitter kann als eine periodische Änderung der Filmhöhe zwischen den Größen h_1 und h_2 aufgefasst werden [12]. Die Gitterhöhe beträgt $h_{\text{Gitter}} = h_2 - h_1$. Die Modulation der Filmhöhe wirkt auf eine im Film geführte Welle wie eine Modulation der effektiven Brechzahl n_{eff} . In Querschnitt 1 durchläuft die Welle einen Film der Dicke h_1 mit der effektiven Brechzahl $n_{\text{eff},1}$, in Querschnitt 2 einen Film der Dicke h_2 mit der effektiven Brechzahl $n_{\text{eff},2}$. Diese sprunghafte Änderung der effektiven Brechzahl hat Reflexionen zur Folge. Die Reflektivität des Gitters hängt neben den Geometrieparametern des Wellenleiters und des Gitters maßgeblich von der Neigung der Gitterlinien bezogen auf das einfallende Licht ab.

Für Licht mit einer Polarisation des elektrischen Feldes in x-Richtung (TM-Modus) ergibt sich gemäß den Fresnelschen Gleichungen der Feldreflexionsfaktor

$$r = \frac{\frac{\cos \varphi}{\cos \vartheta} - \frac{n_{\text{eff},1}}{n_{\text{eff},2}}}{\frac{\cos \varphi}{\cos \vartheta} + \frac{n_{\text{eff},1}}{n_{\text{eff},2}}}, \quad (4.50)$$

wobei sich ϑ aus dem Brechungsgesetz nach Snellius ergibt

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \vartheta} = \frac{n_{eff,2}}{n_{eff,1}}. \quad (4.51)$$

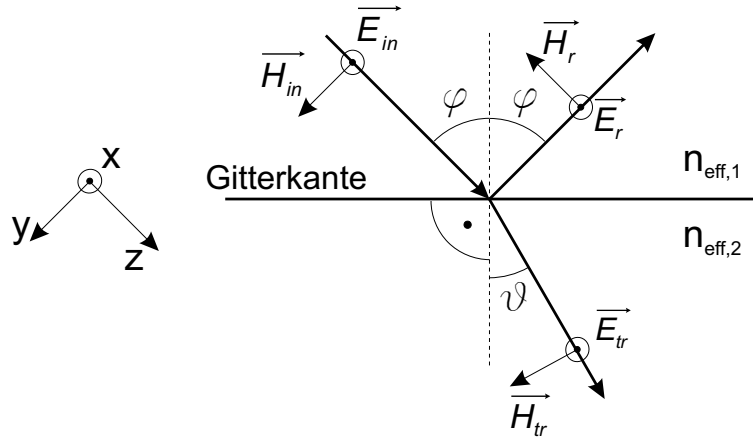


Abbildung 4.7: Reflexion einer TM-Filmwelle an einer Gitterkante, wobei $n_{eff,1} < n_{eff,2}$

Der in dem Wellenleiter von Abbildung 4.6 ebenfalls fñhrbare TE-Modus hat in der hier beschriebenen Anordnung einen viel kleineren Feldreflexionsfaktor [13]. Daher wird im Folgenden ausschlieÙlich der TM-Modus betrachtet.

Damit sich die durch die Brechzahlsprünge reflektierten Wellenanteile im periodischen Gitter phasenrichtig überlagern und so wiederum eine ebene Welle ausbilden können, muss die Braggbedingung erfüllt sein [14].

$$\vec{k}_r = q \cdot \vec{K} + \vec{k}_{in} \quad (4.52)$$

wobei \vec{k}_r und \vec{k}_{in} die Wellenvektoren der reflektierten bzw. der einfallenden Welle sind und $\vec{K} = \frac{2\pi}{\Lambda_G}$ den Gittervektor darstellt. Λ_G ist dabei die Periode des Gitters. Gleichung 4.52 ist dann erfüllt, wenn die Vektoren ein geschlossenes Dreieck aufspannen.

Der mit dem Gitter versehene Wellenleiter besitzt eine mittlere effektive Brechzahl $\overline{n_{eff}} = \frac{n_{eff,1} + n_{eff,2}}{2}$. Damit gilt:

$$|\vec{k}_{in}| = |\vec{k}_r| = \frac{2\pi \cdot \overline{n_{eff}}}{\lambda_0}. \quad (4.53)$$

Damit das durch die drei Vektoren \vec{k}_{in} , \vec{k}_r und \vec{K} aufgespannte gleichschenklige Dreieck geschlossen ist, und somit für $q = 1$ die Braggbedingung erster Ordnung

erfüllt ist, muss gelten:

$$\cos \varphi = \frac{1}{2} \cdot \frac{|\vec{K}|}{|k_{in}|} \quad (4.54)$$

$$= \frac{\lambda_0}{2\Lambda_G n_{eff}}. \quad (4.55)$$

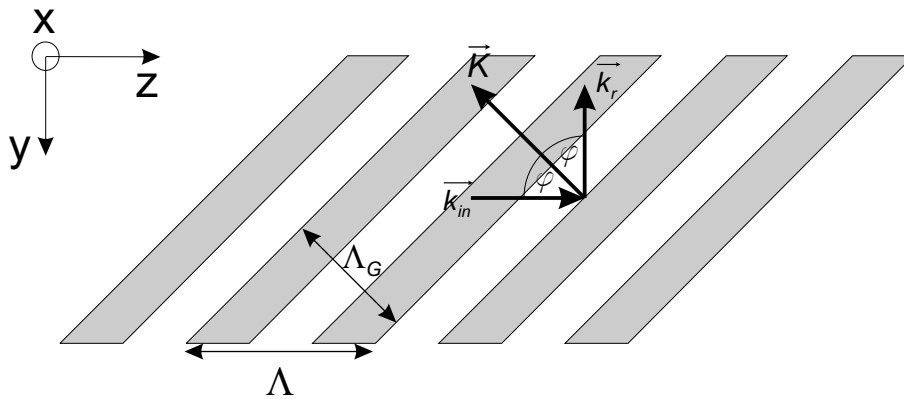


Abbildung 4.8: Gittervektor und Wellenvektoren in einem Gitter mit schrägen Gitterlinien

Da hier die Gitterlinien in einem Winkel von 45° zur Ausbreitungsrichtung stehen, d.h. $\varphi = 45^\circ$, folgt für die Wellenlänge des einfallenden Lichtes

$$\lambda_B = \sqrt{2} \cdot \Lambda_G \cdot \overline{n_{eff}} \quad (4.56)$$

$$= \Lambda \cdot \overline{n_{eff}} \quad (4.57)$$

λ_B wird dabei als Braggwellenlänge bezeichnet.

4.4 Emission und Absorption in Halbleitern

Der Emissions- bzw. Absorptionsprozess in einem Halbleiter sind gegenläufige Prozesse. Beim Emissionsprozess entsteht ein neues Photon durch die Rekombination eines Elektronen-Loch-Paares. Beim Absorptionsprozess hingegen wird die Energie eines Photons zur Generierung eines neuen Elektronen-Loch-Paares verwendet. Der Emissionsprozess kann stimuliert oder spontan ablaufen. Stimuliert bedeutet ausgelöst durch ein im Halbleiter befindliches weiteres Photon, spontan bedeutet, dass der Prozess zufällig, d.h. ohne äußere Einwirkung abläuft.

Da optische Verstärkung auf der stimulierten Emission von Photonen basiert und sowohl der spontane Emissionsprozess als auch die Absorption von Photonen in einem optischen Halbleiterverstärker unerwünscht sind, werden diese drei genannten Prozesse im Folgenden näher erläutert.

4.4.1 Spontane Emission

Abbildung 4.9 zeigt das Bändermodell eines direkten Halbleiters mit parabolischen Bändern über dem Wellenvektor \vec{k} . Bei direkten Halbleitern liegt das Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Valenzbandes beim gleichen Wert des Wellenvektors. Dies ermöglicht Bandübergänge ohne Impulsänderung.

Bei spontaner Emission fällt ein Elektron ohne Einwirkung von außen vom Energiezustand W_2 auf den Zustand W_1 und gibt dabei die Energiedifferenz in Form eines Photons ab.

Die spontane Emissionsrate R_{sp} beschreibt, wie viele Elektronen pro Sekunde und Volumeneinheit rekombinieren.

$$R_{sp} = A_{21} \int_{-\infty}^{\infty} D_c(W_2) f_c(W_2) dW_2 \int_{-\infty}^{\infty} D_v(W_1) (1 - f_v(W_1)) dW_1 \quad (4.58)$$

Dabei ist A_{21} die spontane Übergangsrate vom Leitungsband ins Valenzband, D_c bzw. D_v die Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband und $f_{c,v}$ die Fermiverteilung der Elektronen bzw. Löcher. Für ein p-dotiertes aktives Material ergibt sich

$$R_{sp} = B \cdot N(p_0 + N). \quad (4.59)$$

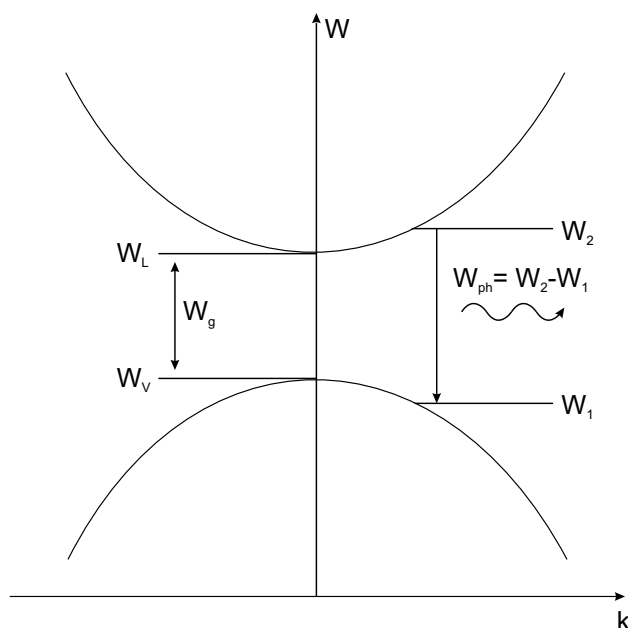


Abbildung 4.9: Banddiagramm eines direkten Halbleiters mit parabolischen Bändern und spontaner Emissionsprozess

Dabei ist N die injizierte Ladungsträgerdichte und p_0 die Gleichgewichtsdichte der Löcher. Im Materialsystem InP/InGaAsP sind typische Werte für den Koeffizienten $B = 10^{10} \frac{cm^3}{s}$ [16].

Durch die spontane Emission werden Photonen generiert, die statistisch verteilte Phasenlagen und Ausbreitungsrichtungen haben. Im Gegensatz zu Lasern, bei denen die spontane Emission für das Anschwingen der Laseroszillation notwendig ist, stellt der Zufallsprozess in Halbleiterverstärkern die wesentliche Quelle des Rauschens dar und ist deshalb unerwünscht.

4.4.2 Stimulierte Emission und Absorption

Absorption und stimulierte Emission sind eng miteinander verwandte Prozesse. Beide setzen ein Photon voraus, das sich im Medium ausbreitet. Im Falle der stimulierten Emission regt dieses Photon einen Rekombinationsprozess an, bei dem ein Elektron aus dem Leitungsband in das Valenzband fällt. Dabei entsteht ein weiteres Photon, das den gleichen Schwingzustand wie das anregende besitzt. Beim Absorptionsprozess hingegen gibt das Photon seine Energie an ein Elektron im Valenzband ab und hebt dieses in das Leitungsband. Daraus ist ersichtlich, dass für beide Vorgänge die Energie des anregenden Photons W_{ph} größer als der Bandabstand W_g sein muss

$$W_{ph} > W_g. \quad (4.60)$$

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten des Leitungs- bzw. Valenzbandes f_c und f_v bestimmen, welcher der beiden Prozesse überwiegt. Für die Generation von Photonen muss die Wahrscheinlichkeit für stimulierte Emission größer sein als die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption. D.h. die Besetzungswahrscheinlichkeit des Leitungsbandes muss größer sein als die des Valenzbandes.

$$f_c > f_v; \quad (4.61)$$

Dieser Zustand wird als Inversion bezeichnet. Er wird durch die Injektion von Ladungsträgern erreicht.

Mit

$$f_v = \left(1 + e^{\frac{W_1 - W_{Fv}}{kT}}\right)^{-1} \quad (4.62)$$

$$f_c = \left(1 + e^{\frac{W_2 - W_{Fc}}{kT}}\right)^{-1} \quad (4.63)$$

$$(4.64)$$

folgt

$$W_2 - W_1 < W_{Fc} - W_{Fv}; \quad (4.65)$$

Dabei sind W_{Fc} und W_{Fv} die Quasi-Ferminiveaus und $W_2 - W_1$ ist die Photonenenergie W_{ph} . Die Verknüpfung von Gleichung 4.60 und 4.65 ergibt die Bernard-Duraffourg Bedingung

$$W_{Fc} - W_{Fv} > W_{ph} > W_g. \quad (4.66)$$

5 Optische und elektrische Eigenschaften

In einem optischen Halbleiterverstärker werden Ladungsträger zur Verstärkung des Lichtes benötigt. Sie werden durch elektrisches Pumpen, d.h. durch einen injizierten Strom bereitgestellt. Zunächst wird die Wirkung dieser Ladungsträger auf die optischen Eigenschaften des Verstärkers beschrieben, insbesondere die Brechzahländerung durch Ladungsträger. Anschließend werden die elektrischen Eigenschaften des Halbleiterverstärkers, insbesondere das Bänderdiagramm im Bereich der aktiven Schichten behandelt. Die Bandstruktur muss so dimensioniert sein, dass sich die injizierten Ladungsträger bevorzugt in der aktiven Schicht aufhalten und dort zur Rekombination bereitstehen.

5.1 Optische Eigenschaften

5.1.1 Optische Verstärkung

Optische Verstärkung nutzt den Effekt der stimulierten Rekombination. Steigt die Elektronendichte N in der aktiven Schicht über die Transparenzdichte N_{tr} , überwiegt in dem durch die Bernard-Duraffourg Bedingung (Gl. 4.66) beschriebenen Energiebereich die stimulierte Rekombination gegenüber der Absorption. Licht mit einer Photonenenergie innerhalb dieses Energiebereichs wird dann in der aktiven Schicht verstärkt. Bei $N = N_{tr}$ sind Absorption und Verstärkung gleich groß. Der Halbleiter ist transparent. Die Höhe der Verstärkung ist über den optischen Gewinn g_p definiert. Er bezieht sich stets auf die Lichtleistung.

$$P(z) = P_{in} \cdot e^{g_p \cdot z} \quad (5.1)$$

Dabei ist P_{in} die Eingangsleistung in den Verstärker und z die Ortskoordinate in Längsrichtung und $P(z)$ die Leistung am Ort z im Verstärker.

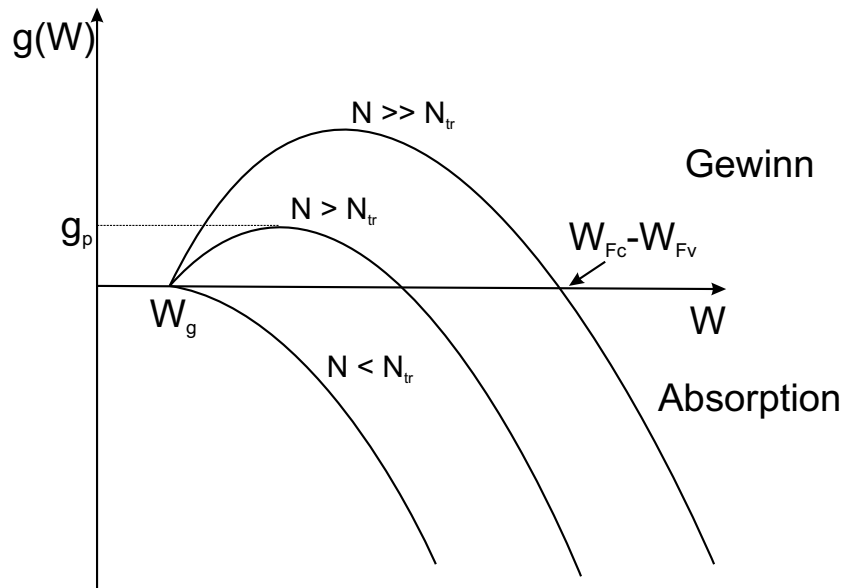


Abbildung 5.1: Optischer Gewinn $g(W)$ über der Photonenenergie bei unterschiedlichen Elektronendichten

Trägt man den Gewinn g über der Photonenenergie W auf, lässt sich die Bernard-Duraffourg Bedingung veranschaulichen. In dem durch die Ungleichung 4.66 beschriebenen Bereich der Photonenenergie überwiegt die stimulierte Emission gegenüber der Absorption. Der Abstand der Quasi-Ferminiveaus $W_{Fc} - W_{Fv}$, der die obere Energiegrenze darstellt, wird maßgeblich durch die injizierte Elektronendichte, d.h. durch die Höhe des Injektionsstroms bestimmt.

Für den Aufbau des schmalbandigen Verstärkers, der einen Kanal mit der Mittwellenlänge λ_m verstärken soll, ergeben sich daraus zwei Bedingungen. Für eine effiziente Nutzung der injizierten Ladungsträger muss der Bandabstand des aktiven Materials so gewählt werden, dass die Energie des Lichtes mit der Wellenlänge λ_m im Gewinnmaximum g_p der spektralen Gewinnfunktion liegt. Damit ergibt sich eine große Effizienz der optischen Verstärkung. Zudem sollten alle anderen Schichten des Verstärkers einen Bandabstand haben, der größer ist als die Photonenenergie, so dass die Absorption gering ist.

Die Abhängigkeit des optischen Gewinnmaximums g_p von der Elektronendichte N kann über

$$g_p(N) = \alpha \cdot N^2 + \beta \cdot N + \gamma \quad (5.2)$$

beschrieben werden [17]. α , β und γ sind Fitparameter.

Der effektiv wirksame optische Gewinn $g_{eff}(N)$ hängt vom Confinementfaktor Γ_{akt} der aktiven Schicht und den Wellenleiterverlusten α ab.

$$g_{eff}(N) = \Gamma_{akt} \cdot g_p(N) - \alpha. \quad (5.3)$$

Die Elektronendichte ist nach Gleichung 5.3 der entscheidende Betriebsparameter, der die Höhe des optischen Gewinns bestimmt. Die Elektronendichte N stellt sich über das Gleichgewicht aus Ladungsträgerinjektion und den spontanen und stimulierten Rekombinationen ein.

Die dynamische Ratengleichung für die zeitabhängige Elektronendichte $N(t)$ ist gegeben durch [18]

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = \frac{I_{inj}}{qV_{akt}} - R(N) - \frac{\Gamma_{akt}g(N)\bar{P}(N,t)L}{V_{akt}hf} \quad (5.4)$$

Dabei ist I_{inj} der Injektionsstrom, q die Elementarladung, V_{akt} das aktive Volumen, L die Länge der aktiven Schicht, h das Plancksche Wirkungsquantum und f die Frequenz des Lichtes. \bar{P} ist die über die Länge der aktiven Schicht gemittelte Lichtleistung. Sie berechnet sich zu

$$\bar{P}(N,t) = \frac{1}{L} \int_0^L P(N,z,t) dz = \frac{1}{L} \int_0^L P_{in} \cdot e^{(g_{eff}(N)z)} dz. \quad (5.5)$$

Der Term $\frac{I_{inj}}{q \cdot V_{akt}}$ der Ratengleichung 5.4 stellt die Erhöhung der Elektronendichte durch den Injektionsstrom dar. Der Term $R(N)$ steht für die Abnahme der Elektronendichte durch spontane strahlende bzw. nichtstrahlende Rekombinationen. $\frac{\Gamma_{akt}g(N)\bar{P}(N,t)L}{V_{akt} \cdot h \cdot f}$ gibt die Ladungsträgerabnahme durch stimulierte Rekombinationsprozesse an.

Bei p-dotierter aktiver Schicht lässt sich die spontane Rekombinationsrate durch

$$R(N) = A \cdot N + B \cdot N(N + p_0) + C \cdot N(N + p_0)^2 \quad (5.6)$$

berechnen [19]. Die Parameter A , B und C charakterisieren unterschiedliche Rekombinationsprozesse. Diese sind die nichtstrahlende lineare Rekombination, die strahlende Interbandrekombination und die nichtstrahlende Auger-Rekombination.

5.1.2 Brechzahländerung durch Ladungsträgerinjektion

Werden Ladungsträger in die aktiven Schichten des Verstärkers injiziert, bewirken diese eine Änderung des Absorptionskoeffizienten. Dieser Effekt wird Elektroabsorption genannt. Zur Elektroabsorption tragen im wesentlichen drei Effekte bei:

1. Absorptionsänderung durch Bandauffüllung
2. Absorptionsänderung durch Verkleinerung des Bandabstands
3. Absorptionsänderung durch freie Ladungsträger (Plasma-Effekt)

Durch die Kramers-Kronig-Relation ist eine Absorptionsänderung stets auch mit einer Änderung der Brechzahl verbunden (Gl. 5.15). Im Folgenden werden die drei Effekte näher beleuchtet und ihr Beitrag zur Änderung des effektiven Brechungsindex des Sende- bzw. Empfangswellenleiters berechnet.

Brechzahländerung durch Bandauffüllung

Betrachtet man den Absorptionskoeffizienten für Photonenenergien knapp über der Bandlückenenergie W_g , so nimmt dieser ab, wenn der Halbleiter dotiert wird oder Ladungsträger injiziert werden [21]. Dies lässt sich über den Effekt der Bandauffüllung erklären. Eine Dotierung bzw. Ladungsträgerinjektion sorgt für eine Auffüllung der untersten Zustände im Leitungsband bzw. obersten Zustände im Valenzband. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon mit einer Energie W_{ph} , die etwas größer als die Bandlücke ist, absorbiert wird, ist daher geringer als im undotierten Fall bzw. ohne Injektion. Die Absorptionsänderung lässt sich gemäß [22] über

$$\begin{aligned} \Delta\alpha(n, p, W_{ph}) &= \frac{C_{hh}}{W_{ph}} \sqrt{W_{ph} - W_g} [f_v(W_{ah}) - f_c(W_{bh}) - 1] \\ &+ \frac{C_{lh}}{W_{ph}} \sqrt{W_{ph} - W_g} [f_v(W_{al}) - f_c(W_{bl}) - 1] \end{aligned} \quad (5.7)$$

beschreiben. Dabei sind C_{hh} und C_{lh} Fit-Parameter für die schweren bzw. leichten Löcher, f_c bzw. f_v die Besetzungswahrscheinlichkeiten von Energiezuständen im Leitungs- bzw. Valenzband.

In III-V-Halbleitern teilt sich das Valenzband in ein Band für leichte und eines für schwere Löcher auf. Sowohl das Band für leichte, als auch das für schwere Löcher tragen zur Absorption bei. Die Fit-Parameter C_{hh} und C_{lh} lassen sich mit

$$C_{hh} = C \left(\frac{\mu_{ehh}^{\frac{3}{2}}}{\mu_{ehh}^{\frac{3}{2}} + \mu_{elh}^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (5.8)$$

$$C_{lh} = C \left(\frac{\mu_{elh}^{\frac{3}{2}}}{\mu_{ehh}^{\frac{3}{2}} + \mu_{elh}^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (5.9)$$

berechnen. Der Parameter C ist von der Materialzusammensetzung von $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ abhängig und berechnet sich bei Gitteranpassung zu

$$C(y) = (1,004 - 1,318y + 0,517y^2) \left[\frac{\sqrt{eV}}{\text{cm}} \right]. \quad (5.10)$$

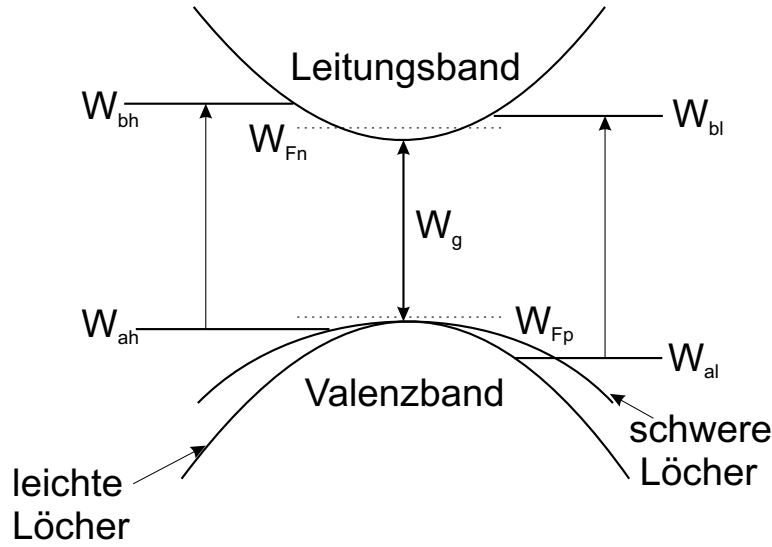


Abbildung 5.2: Bandstruktur von InGaAsP mit der Aufspaltung des Valenzbandes in Bänder für leichte bzw. schwere Löcher

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Energieniveaus sind durch die Fermi-Verteilung gegeben

$$f_c(W_{bh,bl}) = \left(1 + e^{\frac{W_{bh,bl} - W_{Fc}}{k_B T}}\right)^{-1} \quad (5.11)$$

$$f_v(W_{ah,al}) = \left(1 + e^{\frac{W_{ah,al} - W_{Fv}}{k_B T}}\right)^{-1}. \quad (5.12)$$

Dabei sind W_{bh} , W_{bl} , W_{ah} und W_{al} die Energieniveaus, zwischen denen die Übergänge zustandekommen.

$$W_{ah,al} = (W_g - W) \left(\frac{m_e}{m_e + m_{hh,lh}}\right) - W_g \quad (5.13)$$

$$W_{bh,bl} = (W - W_g) \left(\frac{m_{hh,lh}}{m_e + m_{hh,lh}}\right). \quad (5.14)$$

m_e bezeichnet hier die Ruhemasse der Elektronen, m_{hh} und m_{lh} die Masse der schweren bzw. leichten Löcher.

Die durch die Gleichung 5.7 beschriebene Absorptionsänderung $\Delta\alpha$ ist durch die Kramers-Kronig-Relation mit einer Änderung der Brechzahl verbunden [23]

$$\Delta n(W_{ph}) = \frac{h \cdot c_0}{2\pi^2 q} \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(x)}{x - W_{ph}^2} dx. \quad (5.15)$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, q die Elementarladung und \mathcal{P} gibt den Cauchy'schen Hauptwert des Integrals an.

Mit Gleichung 5.15 lässt sich nun die durch Bandauffüllung verursachte Brechzahländerung der aktiven Schichten in Abhängigkeit von der Photonenenergie berechnen.

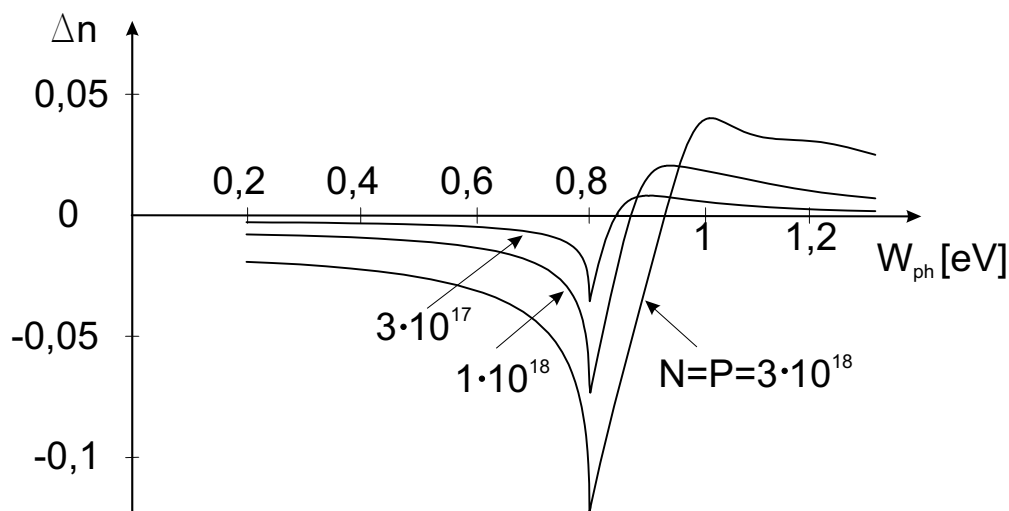


Abbildung 5.3: Brechzahländerung durch das Auffüllen der Bänder über der Photonenenergie W_{ph} bei $\text{In}_{0,58}\text{Ga}_{0,42}\text{As}_{0,1}\text{P}_{0,9}$ ($\lambda_g = 1,55\mu\text{m}$). Der Parameter der Kurvenschar ist die Ladungsträgerdichte

Die Brechzahländerung durch das Auffüllen der Bänder (Abbildung 5.3) liefert einen bedeutenden Beitrag bei Photonenenergien in der Nähe des Bandabstandes. Da für eine effiziente Verstärkung die Photonenenergie im Gewinnmaximum liegen sollte und daher der Bandabstand des aktiven Materials nahe an der zu verstärkenden Photonenenergie zu wählen ist, ändert dieser Effekt die Brechzahl der aktiven Schichten im Verstärker deutlich.

Brechzahländerung durch Verkleinerung des Bandabstands

Der grundsätzliche Mechanismus, der zu dieser Art der Absorptionsänderung führt, beruht darauf, dass zunächst die unteren Zustände des Leitungsbandes bzw. die oberen Zustände des Valenzbandes durch die injizierten Ladungsträger gefüllt werden. Bei genügend hoher Injektion überlappen sich die Wellenfunktionen und die Elektronen stoßen sich auf Grund von Coulomb-Kräften ab. Dadurch verringert sich die Energie der Elektronen und die Bandkante des Leitungsbandes sinkt auf ein niedrigeres Energieniveau. Für die Löcher im Valenzband gilt ähnliches, was die Valenzbandkante zu höheren Energien verschiebt. Das Resultat dieser Effekte ist eine Verringerung des Bandabstands. Der Effekt wird nahezu ausschließlich durch die Ladungsträgerinjektion bestimmt, die Höhe der Dotierung spielt dabei eine untergeordnete Rolle [24].

Die Verringerung des Bandabstandes lässt sich mit

$$\Delta W_g = \begin{cases} \frac{0,14}{\epsilon_r} \sqrt[3]{1 - \frac{N}{N_{cr}}} & \text{für } N \geq N_{cr} \\ 0 & \text{für } N < N_{cr} \end{cases} \quad (5.16)$$

berechnen [22]. Dabei ist ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante, N die Elektronendichte und N_{cr} die kritische Elektronendichte, ab der der Effekt wirksam wird.

$$N_{cr} = 1.6 \cdot 10^{24} \left(\frac{m_e}{1.4\epsilon_r} \right) \quad (5.17)$$

Die durch Gleichung 5.16 berechenbare Bandabstandsänderung führt zu einer Änderung des Absorptionskoeffizienten

$$\Delta\alpha(N, W_{ph}) = \frac{C}{W_{ph}} \sqrt{W_{ph} - W_g - \Delta W_g} - \frac{C}{W_{ph}} \sqrt{W_{ph} - W_g}. \quad (5.18)$$

Mit Hilfe der Kramers-Kronig-Relation (Gleichung 5.15) lässt sich die durch die Verkleinerung des Bandabstands verursachte Brechzahländerung berechnen.

Die größten Änderungen erfahren wiederum Photonen, deren Energie in der Nähe des Bandabstandes liegt. Daher hat auch dieser Effekt deutlichen Einfluss auf die Brechzahl der aktiven Schichten.

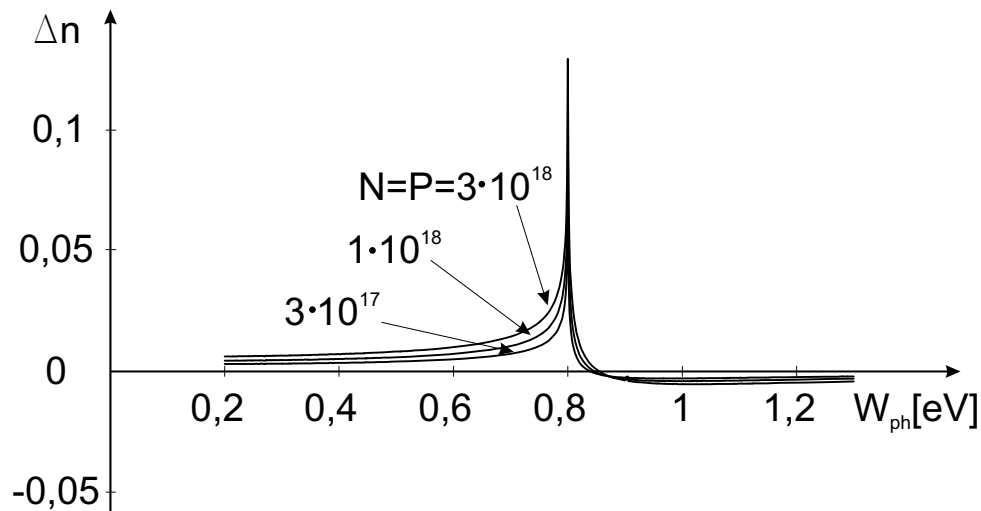


Abbildung 5.4: Brechzahländerung durch die Abnahme des Bandabstandes über der Photonenenergie W_{ph} bei $\text{In}_{0,58}\text{Ga}_{0,42}\text{As}_{0,1}\text{P}_{0,9}$ ($\lambda_g = 1,55\mu\text{m}$). Der Parameter der Kurvenschar ist die Elektronendichte

Absorptionsänderung durch freie Ladungsträger

Freie Ladungsträger sind in der Lage, Photonen zu absorbieren und werden dabei auf einen Zustand höherer Energie innerhalb eines Bandes gehoben. Diese Absorpti-

onsart wird Plasmaeffekt genannt. Sie ist direkt proportional zur Löcher- und Elektronenkonzentration.

Die Absorptionsänderung durch freie Ladungsträger beträgt [25]

$$\Delta\alpha = \left(\frac{q^2\lambda_0^2}{4\pi^2c_0^3\varepsilon_0n\tau_{in}}\right)\left(\frac{N}{m_e} + P\frac{m_{hh}^{\frac{3}{2}} + m_{lh}^{\frac{3}{2}}}{m_{hh}^{\frac{1}{2}} + m_{lh}^{\frac{1}{2}}}\right). \quad (5.19)$$

Dabei ist $\tau_{in} \approx 100fs$ die Intradbandrelaxationszeit. Die zugehörige Brechzahländerung berechnet sich zu

$$\Delta n = \left(\frac{q^2\lambda_0^2}{8\pi^2c_0^2\varepsilon_0n}\right)\left(\frac{N}{m_e} + P\frac{m_{hh}^{\frac{3}{2}} + m_{lh}^{\frac{3}{2}}}{m_{hh}^{\frac{1}{2}} + m_{lh}^{\frac{1}{2}}}\right). \quad (5.20)$$

Die durch den Plasmaeffekt verursachte Brechzahländerung zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Wellenlänge und eine lineare Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration. Daher wirkt der Plasmaeffekt sehr stark bei kleinen Photonenenergien, da dort eine große Anzahl von Zuständen innerhalb eines Bandes besetzt werden können.

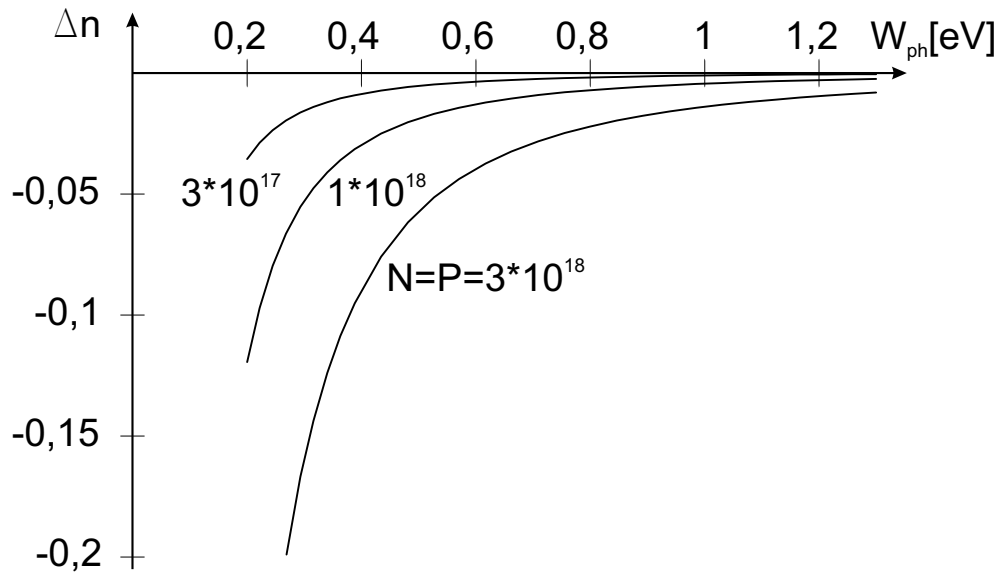


Abbildung 5.5: Brechzahländerung durch den Plasmaeffekt von $\text{In}_{0,58}\text{Ga}_{0,42}\text{As}_{0,1}\text{P}_{0,9}$ ($\lambda_g = 1.55\mu m$) über der Photonenenergie W_{ph} bei unterschiedlichen Elektronendichten

Änderung der Brechzahl der aktiven Schicht durch Ladungsträgerinjektion

Wie aus den Abbildungen 5.3, 5.4 und 5.5 ersichtlich ist, hängen die Brechzahländerungen sehr stark von der Photonenenergie ab. Zudem hat die Materialzusammensetzung einen großen Einfluss, da sie den Bandabstand festlegt. Daher

müssen zur Berechnung der Brechzahländerung diese Parameter bestimmt sein. Die Photonenenergie ist festgelegt durch die zu verstärkende Wellenlänge $\lambda_0 = 1,55\mu m$. Dies entspricht gemäß

$$W_{ph} = \frac{h \cdot c_0}{q \cdot \lambda_0} [eV] \quad (5.21)$$

einer Photonenenergie von $0,8eV$.

Diese Photonenenergie soll nun in das Maximum der Gewinnfunktion $g(W, N)$ (Abbildung 5.1) fallen, damit die Ladungsträgerinjektion zu einer möglichst effizienten Verstärkung führt. Für die weitere Betrachtung ist daher die Kenntnis der Gewinnfunktion notwendig. Sie kann nach [26] berechnet werden. Sowohl der Bandabstand als auch die injizierte Elektronendichte beeinflussen maßgeblich die Lage des Gewinnmaximums. Daher kann die oben genannte Bedingung nur für eine bestimmte Elektronendichte erfüllt werden. Die Elektronendichte bei Betrieb des Verstärkers wird im Vorgriff auf Simulationsergebnisse mit $1,5 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ abgeschätzt. Bei dieser Elektronendichte fällt Licht der Wellenlänge $\lambda_0 = 1,55\mu m$ genau dann in das Gewinnmaximum, wenn der Bandabstand $W_g = 0,775eV$ gewählt wird.

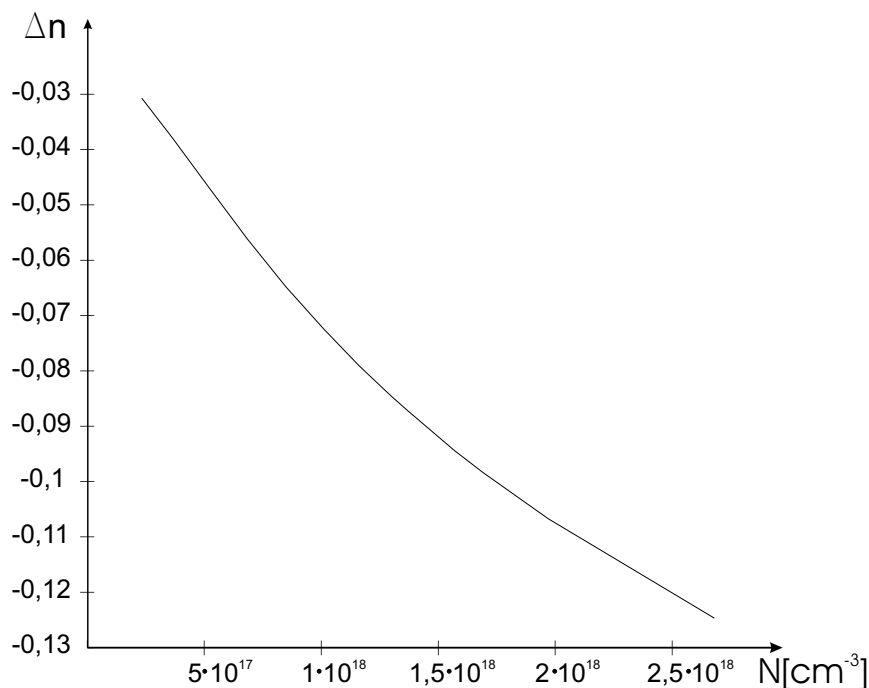


Abbildung 5.6: Brechzahländerung von $In_{0,56}Ga_{0,44}As_{0,95}P_{0,05}$ über der Elektronendichte. Bandauffüllung, Bandabstandsverringern und Plasmaeffekt wurden berücksichtigt

Damit wird die Zusammensetzung von $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ für die beiden aktiven Schichten auf $y=0,95$ und $x=0,44$ festgelegt. Für diese Parameter lässt sich nun

die Brechzahländerung der aktiven Schicht über induzierten Elektronendichte berechnen (Abbildung 5.6).

Die Brechzahl der aktiven Schicht beeinflusst die effektive Brechzahl des Stufenwellenleiters. Diese hängt aber darüber hinaus von der Materialzusammensetzung der Filmschicht und den Geometrieparametern von Gitter, aktiver Schicht und Filmschicht ab. Daher wird die Änderung der effektiven Brechzahl in Kapitel 6 behandelt.

5.2 Elektrische Eigenschaften

In optisch aktiven Bauelementen muss für einen verstärkenden Betrieb die Elektronendichte in der aktiven Schicht über die Transparenzdichte hinaus erhöht werden. Die dazu nötige Ladungsträgerinjektion sollte effizient erfolgen, um die Stromdichte gering zu halten. Effizient bedeutet, dass nahezu alle injizierten Ladungsträger in der aktiven Schicht gesammelt werden und dort für Rekombinationsprozesse zu Verfügung stehen.

5.2.1 Doppelheterostruktur

Ein Heteroübergang entsteht, wenn zwei Halbleiterkristalle mit unterschiedlichen Bandabständen aneinander grenzen. Dabei müssen die Gitterkonstanten der unterschiedlichen Materialien angepasst sein, damit keine Gitterversetzungen an der Grenzfläche entstehen. Die Kombination aus zwei Heteroübergängen bildet einen Doppelheteroübergang.

Doppelheterostrukturen werden bevorzugt in aktiven Bauelementen verwendet, da sie Ladungsträger lokal anhäufen können. In einer Doppelheterostruktur wird das aktive Gebiet von p- bzw. n-dotierten Schichten mit größerem Bandabstand umgeben. Die Diskontinuitäten des Leitungs- bzw. Valenzbandes stellen für die Ladungsträger diffusionshemmende Potentialbarrieren an den Grenzen der aktiven Schicht dar. Diese sind bei geeigneter Wahl der Vorspannung U_v und der Dotierung nahezu rechteckförmig und bilden einen Potentialtopf. Die Ladungsträger können sich bis zur aktiven Schicht frei bewegen, diese aber nicht überqueren, weil sie vom Potentialtopf eingefangen werden bis sie rekombinieren. In Doppelheterostrukturen erfolgt die Strominjektion sehr effektiv, d.h., die zur Inversion in der aktiven Schicht notwendige Trägerdichte wird schon bei kleinen Stromdichten erreicht.

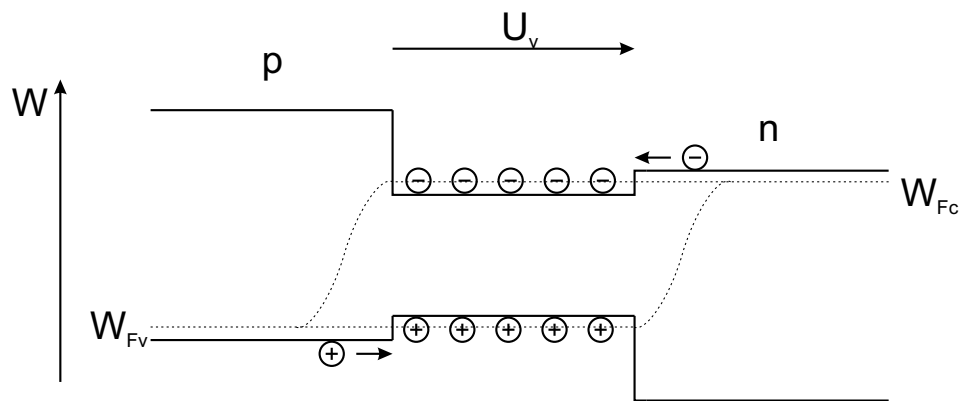


Abbildung 5.7: Banddiagramm eines Doppelheteroübergangs bei angelegter Vorspannung U_v

Die Tatsache, dass der Bandabstand der das aktive Gebiet umgebenden Schichten größer ist als der Bandabstand der aktiven Schicht bewirkt außerdem, dass die in der aktiven Schicht erzeugten Photonen von den umliegenden Schichten nicht absorbiert werden können. Außerdem hat das Materialsystem InP/InGaAsP die Eigenschaft, dass Materialien mit einem kleinen Bandabstand eine höhere Brechzahl besitzen als Materialien mit großem Bandabstand. Daher lässt sich bei sorgfältiger Dimensionierung der Strukturabmessungen der Doppelheterostruktur ein monomodiger Filmwellenleiter herstellen, der das in der aktiven Schicht entstehende Licht dort konzentriert. Dies hat eine erhöhte stimulierte Rekombinationsrate zur Folge.

5.2.2 Banddiagramm im Stufenwellenleiter

Das hier behandelte Banddiagramm beruht auf dem in Abbildung 5.8 gezeigten schichtenförmigen Aufbau des Verstärkers. Für die Betrachtung des Banddiagramms wird ein Schnitt durch die Schichtenfolge entlang der x-Achse im Bereich der aktiven Schicht betrachtet. Die Abfolge der Schichten weicht von der in Abschnitt 5.2.1 behandelten Doppelheterostruktur ab, da die für die Wellenführung zwischen Sende- und Empfangswellenleiter notwendige Filmschicht eingefügt wurde. Es ergibt sich daher eine Schichtenfolge mit drei Heteroübergängen. Die hochdotierte p^+ -InGaAsP-Schicht, die sich unmittelbar unter der Metall-Kontaktierung befindet, wird nicht in die Bandbetrachtung miteinbezogen. Sie dient ausschließlich der Herstellung eines ohmschen Kontakts.

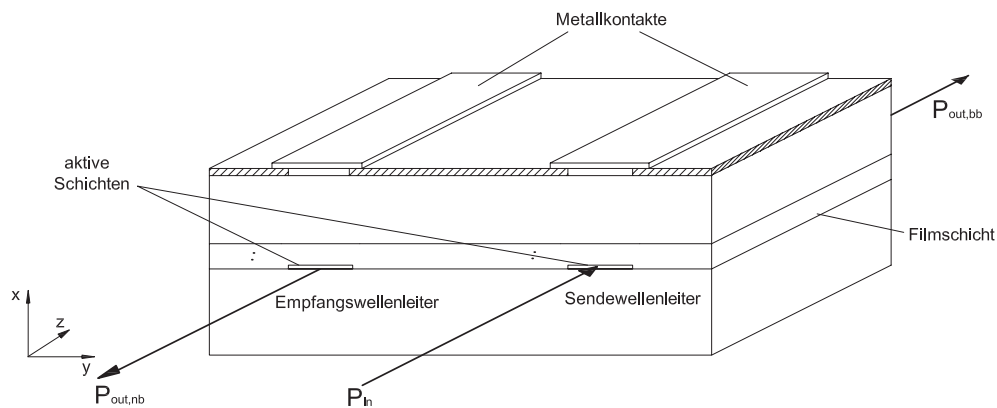


Abbildung 5.8: Der Aufbau des Verstärkers

Das Ziel der Bandbetrachtung entlang der in Abbildung 5.9 gestrichelt eingezeichneten Linie ist es, einen Potentialtopf in der aktiven Schicht zu bilden und diesen zu optimieren.

Die Höhe und Form der Potentialbarrieren wird durch die Differenz der Bandabstände, die Art und Höhe der Dotierung und die angelegte äußere Spannung U_v bestimmt. Der Einfluss dieser Größen wird im Folgenden näher erläutert.

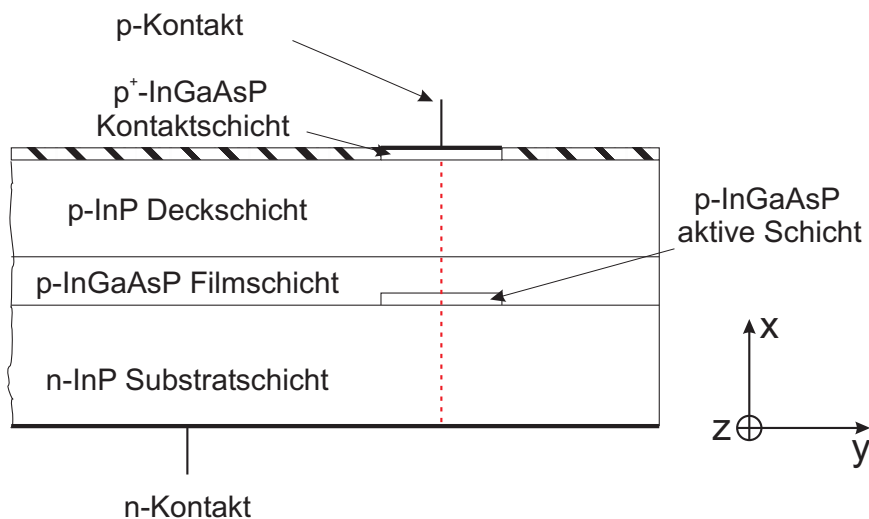


Abbildung 5.9: Schichtenfolge im Bereich der aktiven Schicht

Die unterschiedlichen Bandabstände der verwendeten Halbleiterschichten sind die Voraussetzung für die Entstehung eines Potentialtopfes.

Beim Aufeinandertreffen von diesen Materialschichten teilt sich die Differenz der Bandabstände ΔW_g in einen Sprung des Leistungsbandes ΔW_c und einen Sprung

des Valenzbandes ΔW_v auf. Die Größe der Leitungsbanddiskontinuität zwischen gitterangepasstem $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ und InP kann gemäß

$$\Delta W_c(y) = 268y + 3y^2 \quad (5.22)$$

berechnet werden [28]. Dieser Zusammenhang wurde bei einer Temperatur von 77K gemessen. Da aber die Differenz der Bandabstände ΔW_g im Temperaturbereich zwischen 4K und 300K nahezu temperaturunabhängig ist, wird die Gleichung auch bei Raumtemperatur (300K) als gültig angenommen. Die Valenzbanddiskontinuität ergibt sich zu

$$\Delta W_v(y) = \Delta W_g(y) - \Delta W_c(y). \quad (5.23)$$

Die Sprünge im Leitungs- und Valenzband sind ausschließlich für Übergänge zwischen InP und einer beliebigen Zusammensetzung von InGaAsP beschrieben. Daher muss der Übergang zwischen zwei InGaAsP-Schichten mit unterschiedlicher Zusammensetzung und damit unterschiedlichen Bandabständen mittels gedachter Übergänge mit InP berechnet werden. Die Banddiskontinuitäten ergeben sich dann aus der Differenz der Diskontinuitäten zwischen dem Materialübergang InP-InGaAsP_{aktiv} und InP-InGaAsP_{Film}.

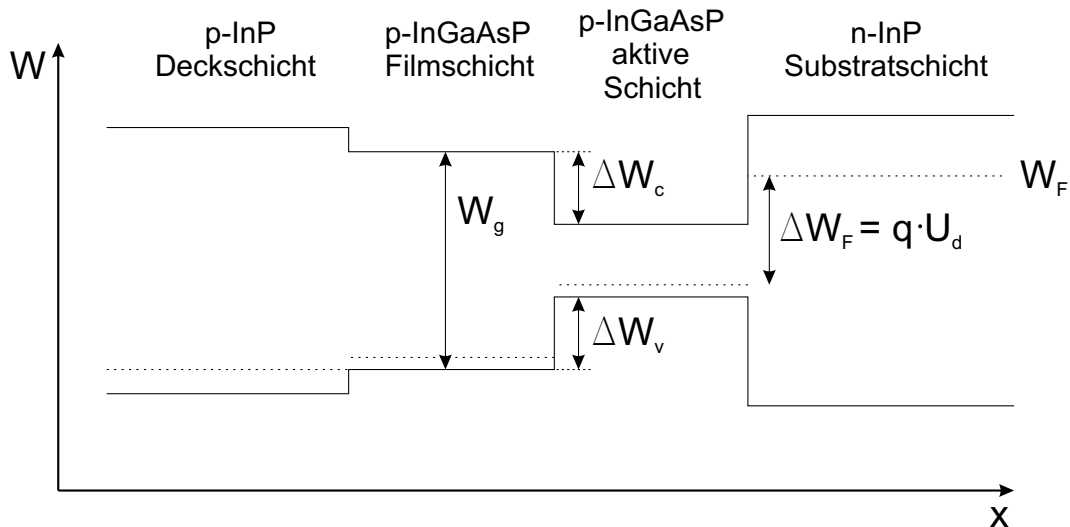


Abbildung 5.10: Schematisches Banddiagramm des Verstärkers mit voneinander getrennten Schichten.

Wie in Kapitel 3 beschrieben, kann der Bandabstand von InGaAsP durch die Wahl der Materialzusammensetzung verändert werden. Mit der Materialwahl ändert sich auch die Bandabstandsdifferenz bzw. die Banddiskontinuitäten zu den umliegenden Schichten. Jedoch ist ausschließlich die Materialzusammensetzung des Films als freier Parameter verfügbar. Der Bandabstand der aktiven Schicht muss

gemäß der zu verstärkenden Wellenlänge gewählt werden (vgl. Abschnitt 5.1.2). Durch die festgelegte Materialzusammensetzung in der aktiven Schicht ergeben sich am Heteroübergang aktive Schicht/Substratschicht ein Leitungsbandsprung $\Delta W_{c,Aktiv-Substrat} = 0,282eV$ und ein Valenzbandsprung $\Delta W_{v,Aktiv-Substrat} = 0,293eV$.

Tabelle 5.1 zeigt die Abhängigkeit der Banddiskontinuitäten an den beiden Heteroübergängen Deck-/Filmschicht und Film-/aktive Schicht vom Arsenanteil der InGaAsP-Filmschicht. Es wird deutlich, dass sich die Diskontinuitäten an der erst genannten Grenzfläche verkleinern, je geringer der Arsenanteil wird, da gitterangepasstes $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ für $y \rightarrow 0$ in InP übergeht. Gleichzeitig vergrößern sich aber die Bandsprünge an der Grenzfläche Film-/aktive Schicht.

Arsenanteil	y=0	y=0,2	y=0,4	y=0,6	y=0,8	y=1
$W_{g,Film}[eV]$	1,35	1,211	1,081	0,961	0,851	0,75
$\Delta W_{c,Deck-Film}[eV]$	0	0,054	0,108	0,162	0,216	0,271
$\Delta W_{v,Deck-Film}[eV]$	0	0,085	0,161	0,227	0,283	0,329
$\Delta W_{c,Film-Aktiv}[eV]$	0,257	0,203	0,149	0,095	0,041	-0,014
$\Delta W_{v,Film-Aktiv}[eV]$	0,318	0,233	0,157	0,091	0,035	-0,039

Tabelle 5.1: Banddiskontinuitäten zwischen Deck- und Filmschicht bzw. Film- und aktiver Schicht in Abhängigkeit vom Arsenanteil der Filmschicht

Die bisherige Betrachtung erfolgte unter der Annahme von isolierten Materialschichten. Bringt man nun die in Abbildung 5.10 gezeigten Schichten miteinander in Kontakt, ergibt sich ein im thermodynamischen Gleichgewicht konstant verlaufendes Fermi-Niveau W_F (Abbildung 5.11). Der durch unterschiedliche Dotierungsarten bzw. -höhen entstehende Ladungsträgerunterschied an den Grenzflächen wird durch Diffusionsprozesse ausgeglichen. Die in das benachbarte Material abwandernden Ladungsträger lassen geladene Atomrümpfe zurück. Es bildet sich eine Raumladungszone zu beiden Seiten des Materialübergangs aus. Die über dieser Zone aufgebaute Diffusionsenergie $q \cdot U_d$ entspricht gerade der Differenz der Fermi-niveaus ΔW_F der isolierten Halbleiterschichten (Abbildung 5.10). Dabei ist U_d die Diffusionsspannung. Im Banddiagramm zeigt sich die Ladungsträgerdiffusion durch einen parabelförmigen Verlauf der Bänder in den Raumladungszonen.

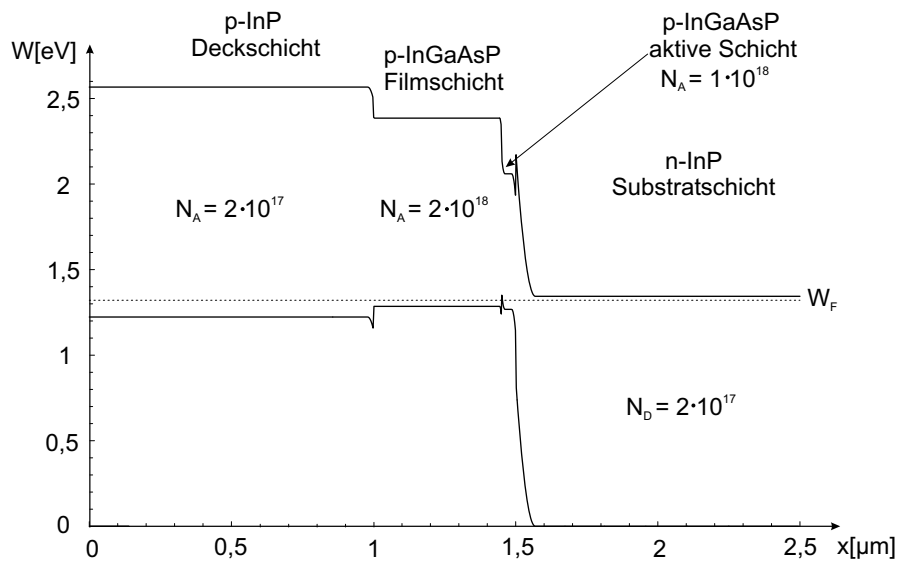


Abbildung 5.11: Berechnetes Banddiagramm des Verstärkers ohne Anlegen einer äußeren Spannung

Die Art und Höhe der Dotierung bestimmt die Lage des Fermi-niveaus relativ zum Leitungs- bzw. Valenzband. Die Anzahl der Elektronen und Löcher ist durch

$$N = N_c \cdot e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}} \approx N_D \quad (5.24)$$

$$P = N_v \cdot e^{-\frac{W_F - W_v}{kT}} \approx N_A \quad (5.25)$$

gegeben, wobei N_c und N_v die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband und N_D bzw. N_A die Donator- bzw. Akzeptordichte sind. Da das Fermi-niveau ohne Anlegen einer äußeren Spannung im ganzen Halbleiter konstant ist, verschieben sich bei Schichten mit unterschiedlicher Dotierungsdichte bzw. Dotierungsart die Bandkanten gegenüber der Betrachtung der isolierten Schichten. So lassen sich durch die geschickte Wahl des Dotierungsprofils die für den Ladungsträgereinschluss in der aktiven Schicht relevanten Energiebarrieren weiter vergrößern. Abbildung 5.11 zeigt jeweils die optimierte Dotierungsart und -dichte der verschiedenen Halbleiterschichten.

Um nun Ladungsträger in die aktive Schicht injizieren zu können, muss der p-n-Übergang in Durchlassrichtung vorgespannt werden (Abbildung 5.12).

Es wird angenommen, dass die Spannung U_a ausschließlich über den Raumladungszonen abfällt, da diese einen wesentlich höheren Widerstand als die Bahngebiete aufweisen.

Bei Polung in Vorwärtsrichtung bewirkt die angelegte äußere Spannung U_a eine Abnahme der Diffusionsspannungen an den Materialübergängen. Dadurch verkleinern

sich die Raumladungszonen. Dieser Effekt wirkt am stärksten am p-n-Übergang, da dort die Raumladungszone am größten ist und der größte Teil der angelegten Spannung an diesem Übergang abfällt (Abbildung 5.13).

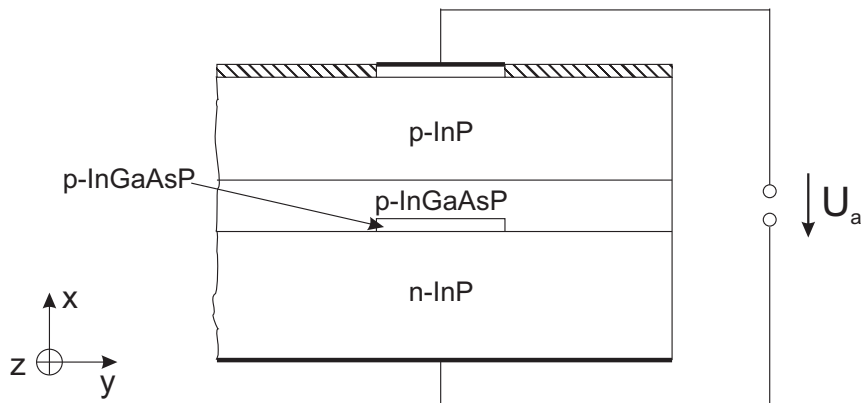


Abbildung 5.12: Anlegen einer Spannung U_a zur Ladungsträgerinjektion

Durch das Anlegen einer äußeren Spannung wird das thermodynamische Gleichgewicht gestört, d.h. das Fermienergie W_F ist in der Schichtenfolge nicht mehr konstant. Die am p-n Übergang abfallende Spannung U_{p-n} sorgt für eine Aufspaltung in Quasi-Fermienergien für Elektronen W_{Fc} und Löcher W_{Fv} .

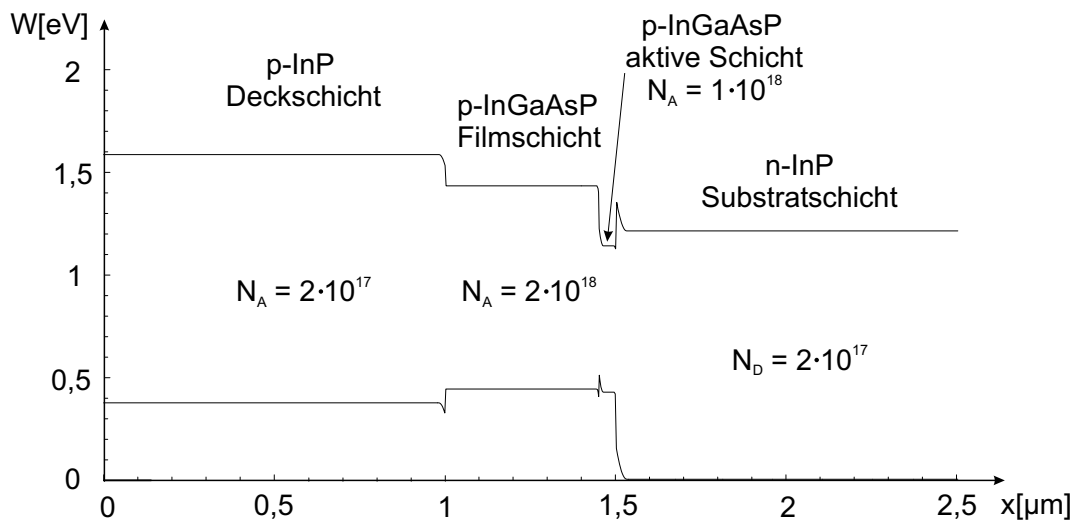


Abbildung 5.13: Berechnetes Banddiagramm des Verstärkers bei Anlegen einer äußeren Spannung ($U_a = 0,83V$)

Die Bernard-Duraffourg Bedingung (4.66) fordert, dass der Abstand der Quasi-Fermienergien größer ist als der Bandabstand des aktiven Materials. Für das aktive

Material mit einer Bandlücke von $0,775\text{eV}$ bedeutet dies, dass die Spannung $U_{p-n} > 0,775\text{V}$ sein muss. Aus dem Banddiagramm für die gesamte Schichtenfolge lässt sich die notwendige äußere Spannung berechnen. Mit den Spannungsabfällen an den übrigen Materialübergängen ergibt sie sich zu $U_a = 0,83\text{V}$.

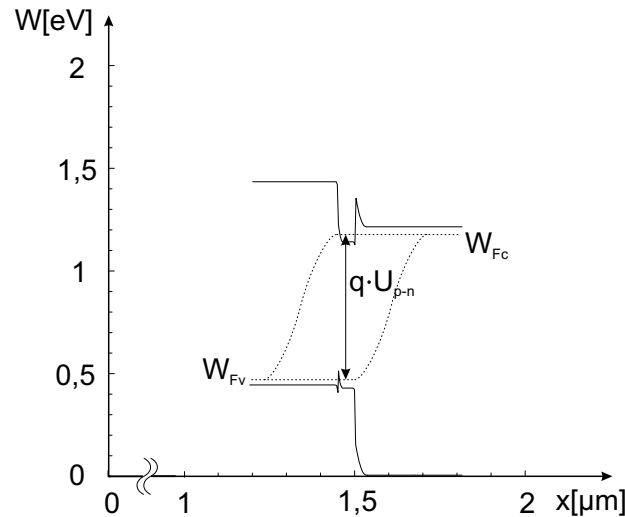


Abbildung 5.14: Quasi-Ferminiveaus in der aktiven Schicht. Der Abstand der Niveaus entspricht $q \cdot U_{p-n}$

Im folgenden Abschnitt wird näher auf die Güte des Ladungsträgereinschlusses in der aktiven Schicht eingegangen.

5.2.3 Ladungsträgereinschluss

Eine der fundamentalen Eigenschaften von Heterostrukturen ist die Möglichkeit der Anhäufung von freien Ladungsträgern in örtlich begrenzten Bereichen. Da für das Einsetzen der optischen Verstärkung die Elektronendichte in der aktiven Schicht über der Transparenzträgerdichte liegen muss, soll ebendort eine Ladungsträgeranhäufung durch eine Optimierung des Bandverlaufs erreicht werden.

Bei der Polung des p-n-Übergangs in Vorwärtsrichtung bildet die Leitungsbanddiskontinuität zwischen aktiver Schicht und Filmschicht eine Barriere für die aus der Substratschicht injizierten Elektronen, die Valenzbanddiskontinuität des p-n-Übergangs eine Barriere für die Löcher (Abbildung 5.15). Elektronen bzw. Löcher, die diese Energiebarrieren nicht überwinden können, verbleiben in der aktiven Schicht und stehen dort zur Rekombination bereit. Die Höhe der beiden Barrieren ist daher ein Maß für den Ladungsträgereinschluss, das es zu maximieren gilt.

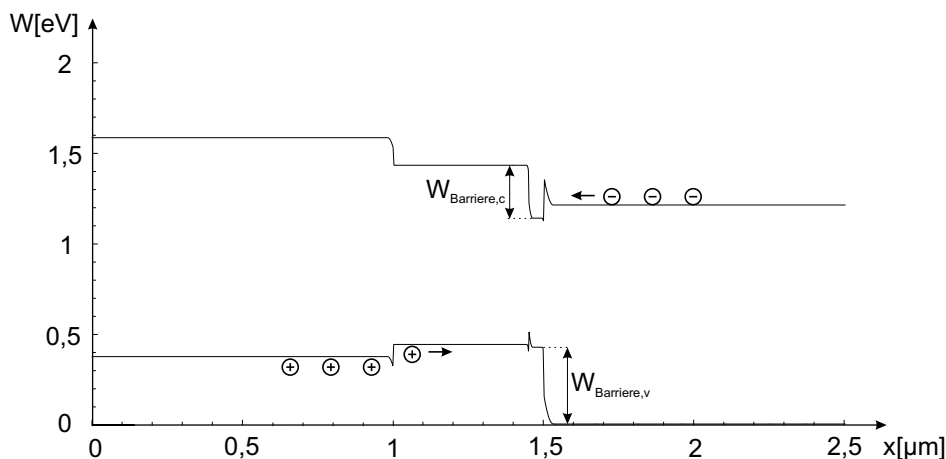


Abbildung 5.15: Ladungsträgerinjektion in die aktive Schicht.

Die Barrierenhöhen werden maßgeblich von der Differenz der Bandabstände der aufeinandertreffenden Materialien und von der Diffusionsspannung U_d bestimmt (vgl. Abbildung 5.11). Die Differenz der Bandabstände ist materialbedingt, die Diffusionsspannung U_d hängt von der Art und Höhe der Dotierung der beiden beteiligten Schichten ab.

Zunächst soll der Einfluss der Materialzusammensetzung der Filmschicht auf die Barrierenhöhen betrachtet werden. Es werden nur die beiden für den Ladungsträgerereinschluss relevanten Barrieren betrachtet. Die Zusammensetzung der InGaAsP-Filmschicht beeinflusst ausschließlich die Leitungsbandbarriere. Die relevante Valenzbandbarriere bleibt von der Materialwahl unbeeinflusst. Sie wird im Folgenden nicht näher betrachtet, da sie größer ist als die Leitungsbandbarriere und daher der Ladungsträgerereinschluss durch die Höhe der Barriere im Leitungsband bestimmt wird.

Arsenanteil y	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$W_{\text{Barriere},c}[\text{eV}]$	0,54	0,49	0,43	0,37	0,3	0,24	0,19	0,13	0,08	0,03

Tabelle 5.2: Berechnete Barrierenhöhe im Leitungsband zwischen aktiver Schicht und Filmschicht in Abhängigkeit vom Arsenanteil der Filmschicht

Tabelle 5.2 zeigt die berechnete Barrierenhöhe in Abhängigkeit vom Arsengehalt der Filmschicht. Bei der Berechnung der Barrierenhöhe $W_{\text{Barriere},c}$ wurden die in Abbildung 5.13 angegebenen Dotierungsdichten verwendet. Die äußere Spannung U_a wurde zu 0,8V gewählt.

Tabelle 5.2 zeigt, dass mit abnehmendem Arsengehalt die Barrierenhöhe zunimmt. Dies ist zurückzuführen auf den wachsenden Bandlückenunterschied zwischen beiden Schichten (vgl. Tabelle 5.1). Für eine Maximierung von $W_{\text{Barriere},c}$ sollte daher der Arsengehalt $y \rightarrow 0$ gehen, d.h. das Filmmaterial wird zu InP. Dies ist aber aus Gründen der Wellenführung nicht möglich, da für $y \rightarrow 0$ kein Brechzahlunterschied zwischen der Film- und der Deck- bzw. Substratschicht besteht (vgl. Abschnitt 4.2.1). Daher muss bei der Wahl des Filmmaterials neben dem Ladungsträgeranschluss auch auf eine ausreichende Wellenführung geachtet werden (vgl. Abschnitt 6.1).

Im Folgenden soll nun der Übergang von der Höhe der Leitungsbandbarriere hin zur Güte des Ladungsträgeranschlusses gemacht werden. Es ist zu erwarten, dass ab einer gewissen Barrierenhöhe ein guter Ladungsträgeranschluss in der aktiven Schicht gegeben ist und ein weiteres Vergrößern der Barriere keine wesentliche Verbesserung zur Folge hat, aber die Wellenführungseigenschaften des Filmwellenleiters verschlechtert werden. Ein Maß für den Einschluss ist der Anteil der in der aktiven Schicht vorhandenen Elektronen, der die Energiebarriere $W_{\text{Barriere},c}$ überwinden kann.

Die Verteilung der Elektronen auf die verschiedenen Energiezustände ergibt sich aus dem Produkt von Zustandsdichte D_c und Besetzungswahrscheinlichkeit f_c .

$$\frac{dN(W)}{dW} = D_c(W)f_c(W) \quad (5.26)$$

wobei unter der Annahme von parabolischen Bändern die Zustandsdichte des Leitungsbandes $D_c(W)$ durch

$$D_c(W) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{2\pi m_e}{h^2}\right)^{1,5} \cdot \sqrt{W - W_c} \quad (5.27)$$

und die Besetzungswahrscheinlichkeit des Leitungsbandes f_c durch eine Fermi-Verteilung

$$f_c = \left(1 + e^{\frac{W - W_{Fc}}{kT}}\right)^{-1} \quad (5.28)$$

beschrieben wird.

Für diese Betrachtung wird eine Elektronendichte von $N = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in der aktiven Schicht angenommen. Damit ist

$$N = \int_{W_c}^{\infty} \frac{dN(W)}{dW} dW = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}. \quad (5.29)$$

Die Anzahl der Elektronen pro cm^{-3} \hat{N} , die die Leitungsbandbarriere überwinden können, ergibt sich zu

$$\hat{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \left(\frac{2\pi m_e}{h^2}\right)^{1,5} \int_{W_c + W_{\text{Barriere},c}}^{\infty} \frac{\sqrt{W - W_c}}{1 + e^{\frac{W - W_{Fc}}{kT}}} dW. \quad (5.30)$$

Das Verhältnis der Elektronen pro cm^{-3} , die die Barriere überwinden können, zur gesamten Elektronendichte in der aktiven Schicht gibt die Güte des Ladungsträgerereinschlusses wieder.

$W_{Barriere,c}[eV]$	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35
\hat{N}/N	83,64%	54,7%	23,82%	5,89%	1,04%	0,17%	0,026%

Tabelle 5.3: Prozentualer Anteil der Elektronen über der Energiebarriere in Abhängigkeit von der Barrierenhöhe. Die Elektronendichte in der aktiven Schicht beträgt $N = 2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$

Wie aus Tabelle 5.3 ersichtlich wird, ist ab einer Leitungsbandbarriere $W_{Barriere,c} = 0,25eV$ ein sehr guter Ladungsträgerereinschluss gegeben. Nur etwa ein Prozent der in der aktiven Schicht befindlichen Elektronen besitzt die Energie, diese Barriere zu überwinden. Die Wahl des Arsengehalts ist daher auf den Bereich $y < 0,48$ beschränkt. Für die endgültige Festlegung der Materialzusammensetzung der Filmschicht wird auf Kapitel 6 verwiesen.

6 Geometrische Dimensionierung des Verstärkers

Bei dem Entwurf des optischen Verstärkers kommt der geometrischen Dimensionierung eine besondere Bedeutung zu. Sie bestimmt maßgeblich die Feldverteilung des geführten Lichtes und beeinflusst entscheidend den optischen Gewinn des Verstärkers (vgl. Abschnitt 5.1.1). Zunächst wird die Geometrie der einzelnen Schichten bzw. Bereiche des Verstärkers festgelegt und dabei die Wirkung der Geometriegrößen auf die Feldverteilung in den aktiven Schichten und in den Gittern diskutiert. Darauf aufbauend wird die Auswirkung der Brechzahländerung analysiert, die sich durch die Ladungsträgerinjektion in das aktive Gebiet ergibt.

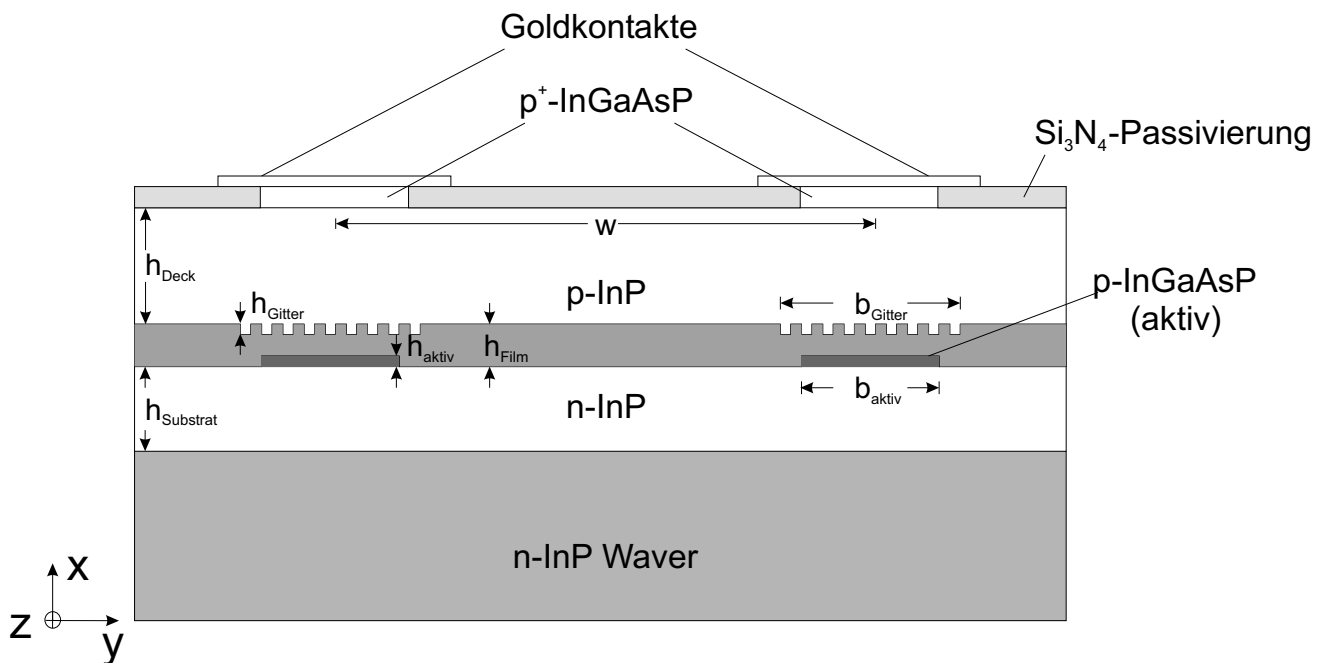


Abbildung 6.1: Schichtenförmiger Aufbau des Verstärkers

Ausgangspunkt für die Dimensionierung ist der in Abbildung 6.1 gezeigte schichtenförmige Aufbau des Verstärkers, der sich bei einem Schnitt ($z=\text{konst.}$) ergibt.

Die Geometriegrößen des Verstärkers sollen dahingehend optimiert werden, dass im gesamten Bauelement monomodige Wellenführung vorliegt, bzw. dass der Gitterconfinementfaktor maximiert wird. Bei der Dimensionierung ist zu berücksichtigen, dass sich die Brechzahl der aktiven Schicht mit der Anzahl der injizierten Ladungsträgerdichte verändert (vgl. Abbildung 5.6) und auch für die Grenzfälle keine, bzw. sehr hohe Injektion die Monomodigkeit in allen Bereichen erhalten bleibt.

Tabelle 6.1 zeigt die festzulegenden Geometrieparameter und ihre ermittelten Werte. Bei Veränderungen einzelner Größen wurden dabei die übrigen Parameter gemäß dieser Tabelle gewählt.

h_{Gitter}	Höhe des Gitters	$0,15\mu\text{m}$
b_{Gitter}	Breite des Gitters	$5\mu\text{m}$
h_{aktiv}	Höhe der aktiven Schicht	$0,09\mu\text{m}$
b_{aktiv}	Breite der aktiven Schicht	$3\mu\text{m}$
h_{Film}	Höhe der Filmschicht	$0,5\mu\text{m}$
h_{Substrat}	Höhe der Substratschicht	$2\mu\text{m}$
h_{Deck}	Höhe der Deckschicht	$2\mu\text{m}$
w	Mittlerer Abstand der Gitter	$100\mu\text{m}$

Tabelle 6.1: Zu dimensionierende Parameter mit Angabe ihrer optimierten Werte

Die Berechnung der Feldverteilungen bzw. die Verifikation des in Kapitel 7 vorgestellten Simulationsmodells erfolgt mit einer kommerziellen Software, die nach dem Prinzip der finite-difference-time-domain-Methode (FDTD) arbeitet. Bei dem FDTD-Algorithmus handelt es sich um eine numerische Lösung der zeitabhängigen Maxwell'schen Gleichungen auf Grundlage einer Finiten-Differenzen Methode [29]. Für die Berechnung der Feldverteilungen wird die Struktur räumlich diskretisiert. Ein Modensolver berechnet anschließend die Feldverteilung der ausbreitungsfähigen Moden am Eingangswellenleiter der Struktur. Bei monomodiger Dimensionierung ergibt sich jeweils eine Mode für in x- und in y-Richtung polarisiertes elektrisches Feld, da im Stufenwellenleiter grundsätzlich beide Polarisationsrichtungen ausbreitungsfähig sind. Die berechnete Feldverteilung für das in x-Richtung polarisierte elektrische Feld stellt dann das anregende Modenfeld für die Simulation dar. Für diskrete Zeitschritte wird die Ausbreitung des Modenfeldes in z-Richtung so lange berechnet, bis sich ein stationärer Zustand der Feldverteilung im gesamten Simulationsbereich eingestellt hat. Dieses Verfahren ermöglicht eine Analyse aller Wellen-

komponenten ohne Einschränkung des Materials oder der Geometrien [30].

Wie in Abschnitt 4.3 erläutert, beschränkt sich die Betrachtung aus Gründen der Gitterreflektivität auf in x-Richtung polarisierte Hauptkomponente des elektrischen Feldes. Für die Auslegung der Struktur auf Monomodigkeit wird aber auch die zweite Polarisationsrichtung berücksichtigt, damit bei der optimierten Struktur unabhängig von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes keine Moden höherer Ordnung führbar sind.

6.1 Dimensionierung der Filmhöhe h_{Film}

Die Dimensionierung der Filmschicht ist ein bedeutender Teil der Gesamtdimensionierung des Verstärkers. Die Parameter der Optimierung sind neben der Filmhöhe h_{Film} auch die Materialzusammensetzung und somit der Bandabstand und die Brechzahl. Diese Parameter haben sowohl Einfluss auf die Wellenführungseigenschaften des Film- und Stufenwellenleiters, als auch auf die Speichereigenschaften der Ladungsträger in der aktiven Schicht (vgl. Abschnitt 5.2.3). Zunächst werden die Führungseigenschaften des Filmwellenleiters in Abhängigkeit von der Materialzusammensetzung untersucht.

Tabelle 5.3 zeigt in Verbindung mit Tabelle 5.2, dass für einen guten Ladungsträgereinschluss ein Arsengehalt des Filmmaterials $y_{\text{Film}} < 0,48$ erforderlich ist. Ausgehend von dieser oberen Grenze zeigt Abbildung 6.2 die Feldverteilung der normierten Hauptkomponente \vec{E}_x des elektrischen Feldes im Filmwellenleiter für verschiedene Materialzusammensetzungen. Mit sinkendem Arsengehalt y_{Film} nähert sich das Material der Filmschicht zunehmend dem Material InP der Substrat- bzw. Deckschichten an. Der Brechzahlunterschied zwischen der Filmschicht und der Substrat- bzw. Deckschicht wird damit zunehmend kleiner. Deshalb zeigt der Filmwellenleiter schwächere transversale Wellenführungseigenschaften und die transversale Eindringtiefe des geführten Modenfeldes in die umliegenden Schichten nimmt zu.

Abbildung 6.2 legt nahe, den Arsengehalt des Films möglichst groß zu wählen, da sich dadurch die Wellenführungseigenschaften des Films verbessern. Jedoch wird die Brechzahldifferenz zwischen der Filmschicht und der aktiven Schicht mit steigendem Arsengehalt kleiner, so dass der Stufenwellenleiter an lateraler Wellenführung verliert. Um ausreichende laterale Wellenführung sicherzustellen, wird eine Brechzahldifferenz zwischen aktiver Schicht und Filmschicht von $\Delta n > 0,25$ gefordert. Diese Brechzahldifferenz führt zusammen mit den in Abschnitt 6.2 angegebenen Geometriegrößen zu einer lateralen Eindringtiefe des Modenfeldes in die umliegende

Filmschicht von $\frac{1}{\alpha} < 0,6\mu m$. Die Eindringtiefe bezeichnet den Ort, an dem das elektrische Feld um den Faktor $1/e$ bezogen auf den Wert an der Grenzfläche zwischen der aktiven Schicht und der Filmschicht abgenommen hat. Der Arsengehalt der Filmschicht wird daher mit $y_{Film} = 0,34$ festgelegt. Die Brechzahl der Filmschicht ergibt sich damit zu $n_{Film} = 3,3$.

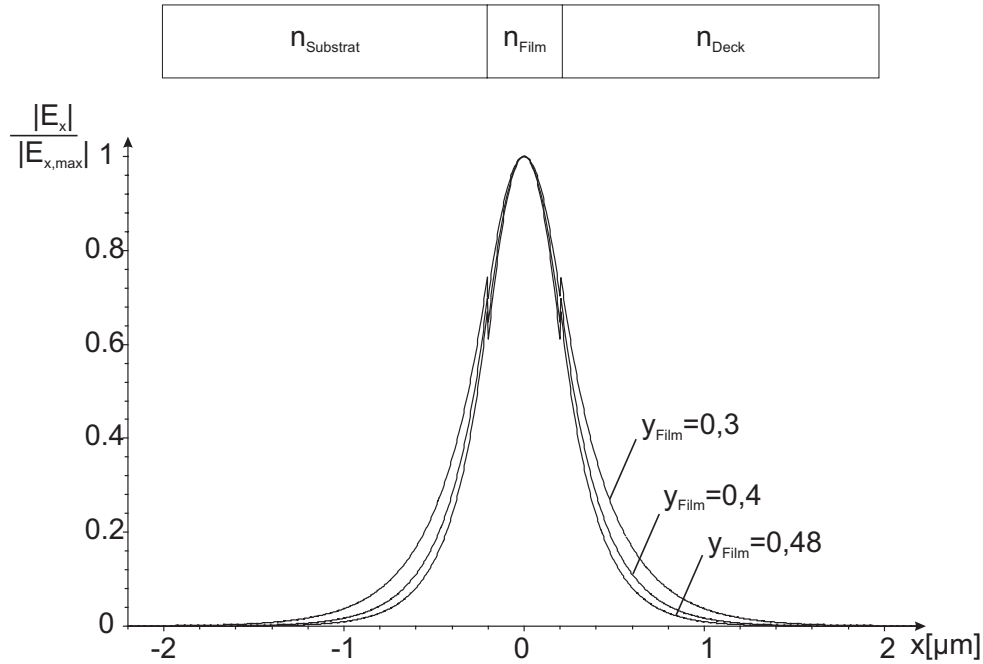


Abbildung 6.2: Feldverteilung im Filmwellenleiter. Der Parameter der Kurvenschar ist der Arsengehalt y_{Film}

Nach der Materialzusammensetzung wird nun die Filmhöhe betrachtet. Die Dimensionierung der Filmhöhe ist durch die Führbarkeit von Moden höherer Ordnung nach oben hin begrenzt. Die Filmhöhe $h_{Film,max}$, bei der noch Monomodigkeit herrscht, kann mittels der charakteristischen Gleichung für Filmwellenleiter (4.32) ermittelt werden. Für die bereits festgelegte Brechzahldifferenz zwischen der Filmschicht und der Substrat- bzw. Deckschicht ergibt sich $h_{Film,max} = 0,85\mu m$. Dieser Wert darf bei der Dimensionierung nicht überschritten werden.

Als zu optimierende Größen werden die Confinementfaktoren Γ_{akt} und Γ_{Gitter} herangezogen. Je größer der Confinementfaktor des Gitters Γ_{Gitter} ist, desto größer ist der Energieanteil der im Filmwellenleiter geführten Mode, der mit dem Gitter in Wechselwirkung tritt. Er bestimmt daher maßgeblich die Reflektivität der beiden Gitterstrukturen. Die Größe des Confinementfaktors der aktiven Schicht Γ_{akt} beeinflusst gemäß Gleichung 5.3 den effektiven Gewinn $g_{eff}(N)$.

Da die Geometrien dieser beiden Gebiete noch nicht festgelegt sind, wird zur Be-

rechnung der Feldverteilungen die Gitterhöhe $h_{\text{Gitter}} = 0,15\mu\text{m}$ und die Höhe der aktiven Schicht $h_{\text{aktiv}} = 0,09\mu\text{m}$ angenommen. Dies geschieht im Vorgriff auf die optimierten Geometriegrößen.

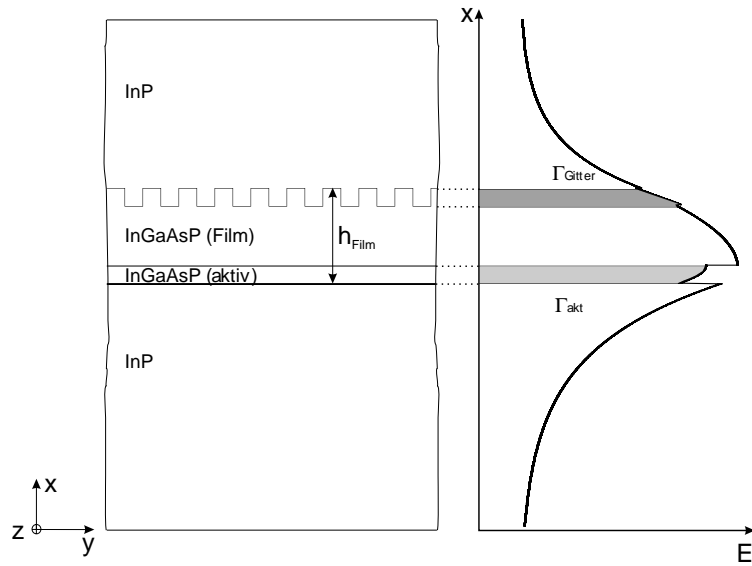


Abbildung 6.3: Transversale Feldverteilung im Stufenwellenleiter mit Gitter. Das senkrecht zu den Materialübergängen stehende elektrische Feld E_x zeigt Unstetigkeiten an den Grenzflächen.

Zur Bestimmung der beiden Confinementfaktoren wird die Feldverteilung der in Abbildung 6.3 dargestellten Schichtenfolge berechnet. Der Gitterbereich wurde bei der Berechnung der Feldverteilung als homogene Schicht nachgebildet, deren Brechzahl sich aus der Mittelung der Brechzahlen n_{Deck} und n_{Film} ergibt.

Wird nun die Filmhöhe h_{Film} verändert, ändern sich auch die Feldverteilungen in der aktiven Schicht bzw. im Gitter und damit auch ihre Confinementfaktoren.

Die Abhängigkeit der Confinementfaktoren des Gitters und der aktiven Schicht von der Filmhöhe h_{Film} ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Die aktive Schicht mit ihrer höheren Brechzahl konzentriert einen nahezu von der Filmhöhe unabhängigen Feldanteil in ihrer Querschnittsfläche, was zu einem fast konstanten Confinementfaktor Γ_{akt} führt. Das Gitter besitzt im Mittel eine niedrigere Brechzahl als die Filmschicht, d.h., das Einfügen des Gitters in die Filmschicht verschlechtert die Wellenführungseigenschaften des Filmwellenleiters. Daher nimmt der Confinementfaktor des Gitters stetig mit steigender Filmhöhe ab, da es sich zunehmend weiter vom Zentrum des Modenfeldes entfernt.

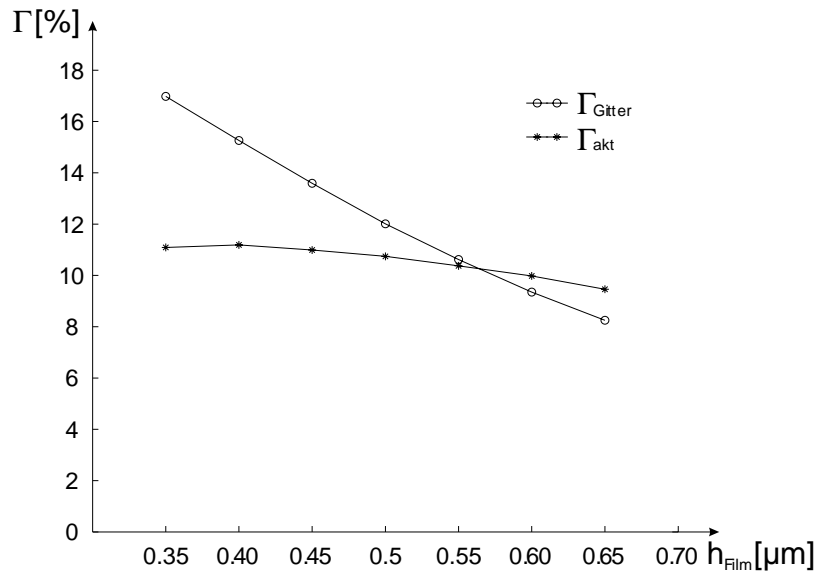


Abbildung 6.4: Γ_{akt} und Γ_{Gitter} in Abhängigkeit von der Höhe der Filmschicht h_{Film}

Neben den Auswirkungen auf die Confinementfaktoren muss bei der Dimensionierung der Filmhöhe h_{Film} auch die Feldverteilung im Filmwellenleiter ohne Gitter bzw. aktiver Schicht betrachtet werden. Mit abnehmender Filmhöhe dringt das Feld zunehmend weiter in die umliegende Substrat- bzw. Deckschicht ein (Abbildung 6.5).

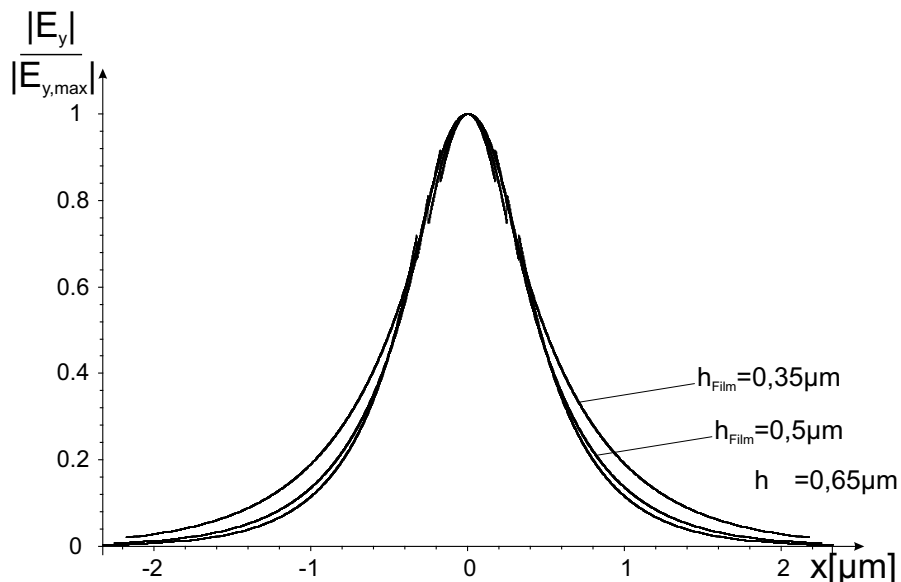


Abbildung 6.5: Transversale Feldverteilung des normierten elektrischen Feldes E_y im Filmwellenleiter bei unterschiedlichen Höhen der Filmschicht.

Die zunehmende Verbreiterung des Feldverlaufs hat Auswirkungen auf die Dimensionierung der Substrat- und Deckschicht. Die Feldstärken der im Filmwellenleiter geführten Welle sollen an der Grenzfläche der Deckschicht hin zum Oxid bzw. der Substratschicht hin zum InP-Substrat möglichst weit abgesunken sein, damit diese außenliegenden Schichten die Funktionsweise des Bauelements nicht beeinträchtigen. Dabei ist die Grenzfläche zum Oxid entscheidend, da zwischen der Deckschicht und dem Oxid ein großer Brechzahlssprung besteht.

Als Restfeld an den Grenzflächen wird 1% des Maximalwertes der Feldamplitude des elektrischen Feldes E_x toleriert. Die Eindringtiefe der Felder in die Deck- bzw. Substratschicht steigt mit sinkender Höhe der Filmschicht. Daher müssen die Substrat- und Deckschicht entsprechend dicker dimensioniert werden, um diesen Grenzwert einhalten zu können. Eine Dicke von $2\mu\text{m}$ für die Deckschicht sollte jedoch aus Gründen einer guten Führung des Injektionsstroms durch die aktive Schicht nicht überschritten werden.

Gemäß Abbildung 6.6 ist zur Einhaltung des 1%-Grenzwertes eine Mindestfilmhöhe von $0,5\mu\text{m}$ notwendig. Der bei dieser Filmhöhe geringere Gitterconfinementfaktor Γ_{Gitter} wird zugunsten der reduzierten Eindringtiefe in Kauf genommen (vgl. Abbildung 6.4). Da die Substratschicht aus dem gleichen Material wie die Deckschicht besteht, haben die Werte von Abbildung 6.6 auch für die Grenzfläche Substratschicht-Substrat Gültigkeit. Die Höhen der Substrat- und Deckschicht werden daher auf $2\mu\text{m}$ festgelegt.

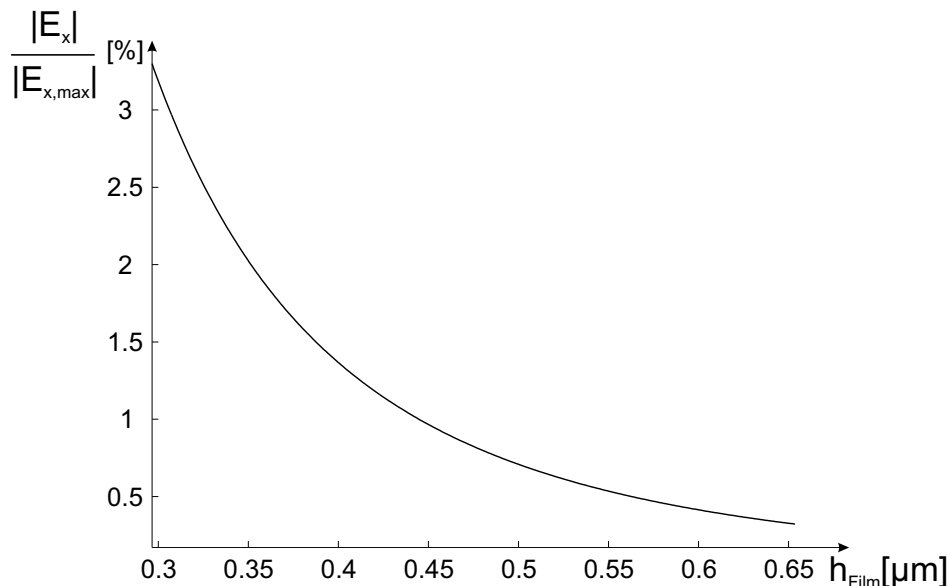


Abbildung 6.6: Relative Feldstärke $\frac{E_x}{E_{x,max}}$ an der Grenzfläche Deckschicht/Oxid. Die Deckschichtdicke beträgt $2\mu\text{m}$.

6.2 Dimensionierung der aktiven Schichten

Der in Abschnitt 4.2.2 beschriebene Stufenwellenleiter entsteht durch die Einlagerung der aktiven Schicht in die Filmschicht. Diese eingefügte Schicht besteht aus $\text{In}_{0,56}\text{Ga}_{0,44}\text{As}_{0,95}\text{P}_{0,05}$ (vgl. Kapitel 5), die eine höhere Brechzahl ($n=3,567$) besitzt als die $\text{In}_{0,84}\text{Ga}_{0,16}\text{As}_{0,34}\text{P}_{0,66}$ -Filmschicht ($n=3,3$). Sie sorgt neben dem vertikalen auch für ein horizontales Brechzahlprofil. So entsteht in x - und y -Richtung ein Brechzahlverlauf, der zweidimensionale Wellenführung ermöglicht. Auf diesem Wellenleitertyp basiert der Sende- bzw. Empfangswellenleiter.

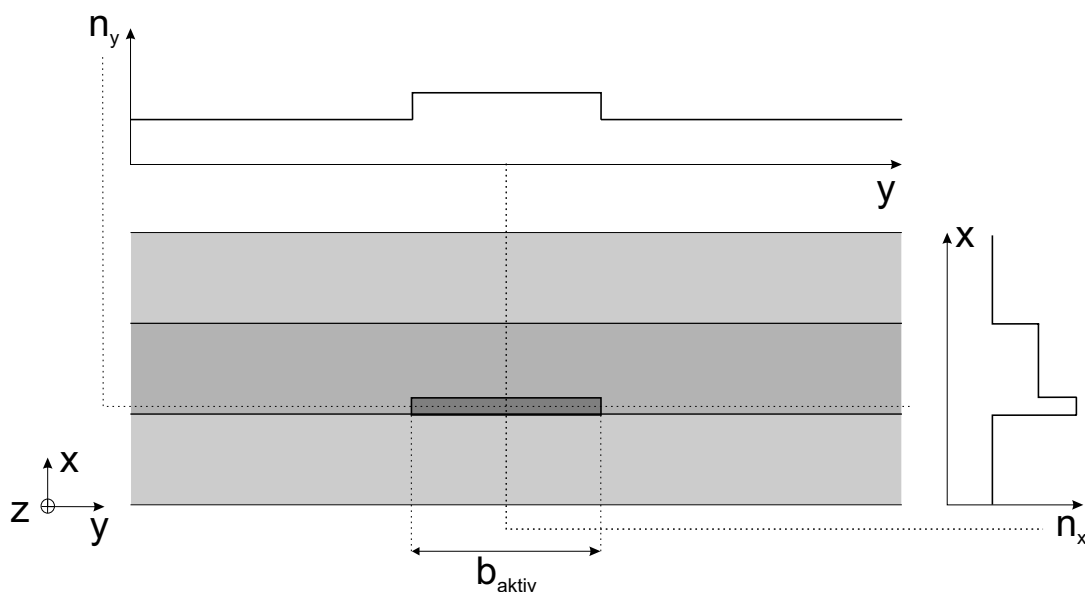


Abbildung 6.7: Laterales und transversales Brechzahlprofil im Stufenwellenleiter

Nach dem Festlegen der Filmhöhe (Abschnitt 6.1) sind für die Dimensionierung des Stufenwellenleiters die Höhe h_{aktiv} und Breite b_{aktiv} der aktiven Schicht als Parameter zu bestimmen. Sie müssen derart gewählt werden, dass der Wellenleiter in allen Regionen und allen Betriebszuständen monomodig ist.

Zum einen muss monomodige Wellenführung im Stufenwellenleiter mit und ohne eingelagertem Gitter gewährleistet sein. Außerdem ist bei der Dimensionierung zu berücksichtigen, dass die Injektion von Ladungsträgern die Brechzahl der aktiven Schicht absenkt. Unabhängig von der Injektion darf die Wellenführung für die gewählte Geometrie der aktiven Schicht weder zur Multimodigkeit führen, noch darf die Wellenführung verloren gehen.

Bezüglich der Wellenführung sind zwei Grenzfälle erkennbar. Zum einen ein rei-

ner Stufenwellenleiter ohne Injektion und ohne Gitter. Für diesen Fall liegt die stärkste Wellenführung vor. Ist der Wellenleiter unter diesen Bedingungen monomodig, gilt dies auch in Bereichen mit Gitter und Injektion. Zum anderen wird als zweiter Grenzfall ein Stufenwellenleiter mit eingefügtem Gitter und maximal erlaubter Injektion betrachtet. Die maximal injizierte Ladungsträgerdichte wird hier zu $N_{inj} = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und damit bewusst sehr hoch gewählt, um auf jeden Fall die Wellenführung sicherstellen zu können. Für diese Trägerdichte ergibt sich eine Brechzahländerung der aktiven Schicht $\Delta n = -0,12$ (vgl. Abbildung 5.6). Im zweiten Grenzfall liegt die schwächste Wellenführung vor. Dies ermöglicht die Dimensionierung des Wellenleiters an der unteren Führbarkeitsgrenze. Geht für diesen Fall die Wellenführung nicht verloren, ist sie auch für Bereiche ohne Gitter und Injektion sichergestellt. Innerhalb dieser beiden Grenzen kann die Geometrie der aktiven Schicht verändert werden.

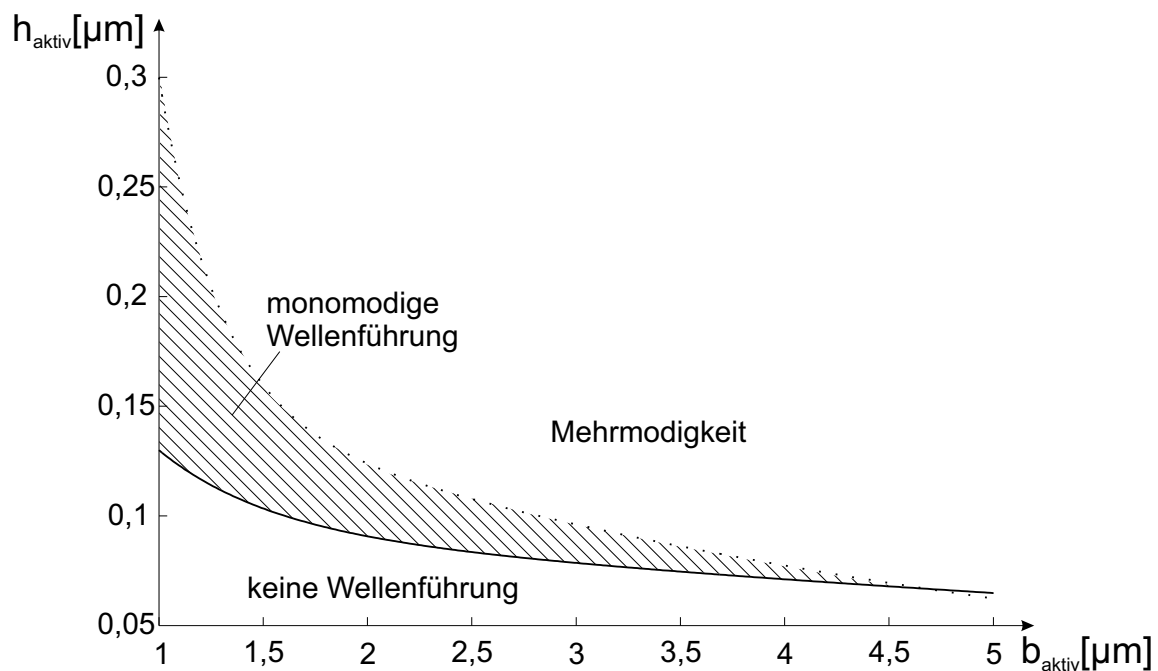


Abbildung 6.8: Obere (punktirt) bzw. untere (durchgezogen) Führbarkeitsgrenze im Stufenwellenleiter in Abhängigkeit von Breite und Höhe der aktiven Schicht

Die laterale Ausdehnung des im Stufenwellenleiter geführten Modus wird hauptsächlich durch die Breite der aktiven Schicht bestimmt. Die Wirkung der schrägen Gittergräben des Reflexionsgitters dominiert mit zunehmender Gitterbreite gegenüber den Streueffekten an den Kanten [31]. Daher ist das Ziel der Dimensionie-

rung die wirksame, d.h. die mit dem Modenfeld in Verbindung stehende Gitterbreite zu maximieren. Demnach muss auch die Breite b_{aktiv} der aktiven Schicht möglichst groß dimensioniert werden. Eine zunehmende Breite ist im Hinblick auf Monomodigkeit durch das Absenken der Höhe der aktiven Schicht zu kompensieren. Dies führt tendenziell zu einer dünnen aber breiten aktiven Schicht.

Die schraffierte Fläche in Abbildung 6.8 zeigt den Monomodigkeitsbereich der geführten Welle im Stufenwellenleiter bei Veränderung der Parameter b_{aktiv} und h_{aktiv} . Die untere Grenze der Fläche zeigt die Geometriewerte der aktiven Schicht, bei denen die Welle gerade noch führbar ist. Sie stellt die untere Führbarkeitsgrenze für den Fall der schwächsten Wellenführung dar, d.h. bei maximaler Injektion und mit eingefügtem Gitter. Bei der Berechnung wurde eine Gitterbreite bzw. -höhe von $b_{Gitter} = 5\mu m$ bzw. $h_{Gitter} = 0,15\mu m$ angenommen. Die obere Begrenzung der Fläche zeigt hingegen die Grenze zur Mehrmodigkeit. Sie wurde bei maximaler Wellenführung im Stufenwellenleiter ohne Gitter und ohne Injektion ermittelt.

Wird für die aktive Schicht eine Geometriekombination gewählt, die unterhalb der durchgezogenen Linie liegt, ist die Welle im Stufenwellenleiter nicht führbar. Die Wahl einer Geometriekombination oberhalb der gepunkteten Linie führt zur Mehrmodigkeit des Wellenleiters. Mehrmodigkeit tritt dabei zuerst in lateraler Richtung auf. Die Grenze zur Mehrmodigkeit in transversaler Richtung wird im betrachteten Höhenbereich nicht erreicht.

In Abbildung 6.8 wird ersichtlich, dass sich mit zunehmender Breite b_{aktiv} der erlaubte Höhenbereich h_{aktiv} einengt. Da im Schichtenwachstum (Epitaxie) die erreichten Schichtdicken Schwankungen unterliegen, muss bei der Dimensionierung ein Sicherheitsabstand zu den Grenzen eingehalten werden. Die Größe dieses Sicherheitsabstands ist vom verwendeten Epitaxieverfahren abhängig. Bei modernen Abscheideverfahren wie z.B. metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE) kann dieser $\pm 10nm$ betragen [32]. Daher muss der minimale vertikale Abstand der beiden Linien in Abbildung 6.8 $20nm$ betragen, was für $b_{aktiv} \leq 3\mu m$ der Fall ist. Zur Maximierung der effektiven Gitterbreite ist die aktive Schicht möglichst breit zu dimensionieren. Sie wird mit $b_{aktiv} = 3\mu m$ festgelegt. Die Höhe h_{aktiv} wird mit $0,09\mu m$ festgelegt, so dass bei einem Toleranzbereich von $\pm 10nm$ die beiden Führbarkeitsgrenzen nicht erreicht werden.

6.3 Dimensionierung der Gitter

Ausschlaggebend für die Funktionsweise des schmalbandigen Verstärkers sind die beiden in den Sende- bzw. Empfangswellenleiter eingefügten schrägen Gitterlinien. Sie sorgen für die Verkopplung der Wellenleiter. Das Sendegitter reflektiert durch seine schrägen Gitterlinien Wellenanteile des im Sendewellenleiter geführten Lichtes und führt sie dem Empfangsgitter zu. Dieses koppelt die Wellenanteile in den Empfangswellenleiter ein. Die Gitterhöhe und -breite bestimmt den Confinementfaktor des Gitters und damit die Reflektivität der Gitter. Zusätzlich beeinflusst die Gittergeometrie die Wellenführungseigenschaften des Stufenwellenleiters. Daher werden zunächst die Grenzen ermittelt, innerhalb derer die Wellenführung sichergestellt ist. Anschließend wird unter der Berücksichtigung des Gitterconfinementfaktors die Gittergeometrie festgelegt. Dabei sind zwei unterschiedliche Confinementfaktoren zu beachten: zum einen der Gitterconfinementfaktor, der sich bei der Ausbreitung der Mode in z-Richtung im Sende- bzw. Empfangswellenleiter ergibt und zum anderen der Gitterconfinementfaktor, der bei der Kopplung aus dem Filmwellenleiter in den Empfangswellenleiter wirkt. Diese beiden Confinementfaktoren sind verschieden, da die Feldverteilung in den beiden Wellenleitern unterschiedlich ist.

Das Sende- und Empfangsgitter wird durch periodische Übergänge zwischen Film- und Deckschichtmaterial gebildet. Durch das Auffüllen der geätzten Gittergräben durch das InP-Deckmaterial hat der Gitterbereich im Mittel eine niedrigere Brechzahl als die Filmschicht. Die durch das Einfügen der aktiven Schicht entstehende laterale Wellenführung wird entsprechend der Geometrie des Gitters abgeschwächt bzw. geht verloren. Dadurch ergibt sich im Schichtwellenleiter mit Gitter eine untere Führbarkeitsgrenze und damit eine Dimensionierungsgrenze für das Gitter. Für deren Ermittlung ist wiederum der Schichtwellenleiter mit maximal tolerierbarer Injektion ($N_{inj} = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) heranzuziehen. Eine obere Führbarkeitsgrenze ist bei der Dimensionierung des Gitters nicht zu beachten, da der Stufenwellenleiter in Abschnitt 6.2 so dimensioniert wurde, dass er auch bei maximaler Wellenführung, d.h. ohne Gitter und ohne Injektion, monomodig ist. Abbildung 6.9 zeigt die Abhängigkeit der unteren Führbarkeitsgrenze von der Gittergeometrie. Für kleinere Breiten kann das Gitter höher dimensioniert werden, wohingegen für größere Werte von b_{Gitter} die maximal wählbare Gitterbreite gegen einen Endwert stößt, da die laterale Feldausdehnung kleiner ist als die Gitterbreite.

Alle unterhalb der Führbarkeitsgrenze liegenden Geometriekombinationen führen zu einer ausreichenden Wellenführung und kommen für eine Dimensionierung des Gitters in Betracht.

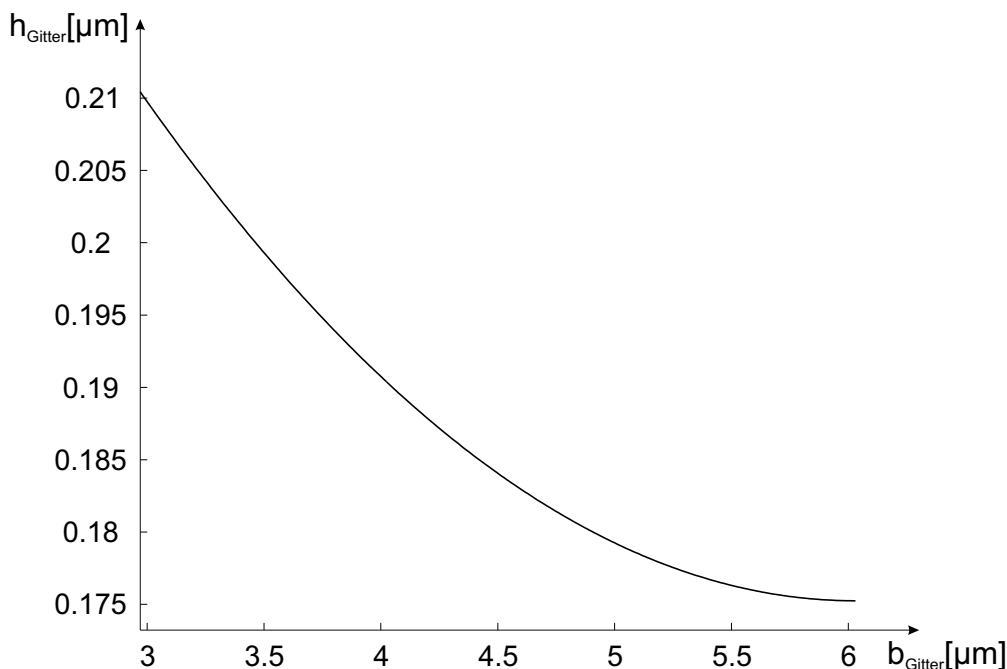


Abbildung 6.9: Untere Führbarkeitsgrenze im Stufenwellenleiter mit Gitter in Abhängigkeit von der Gitterbreite b_{Gitter} und -höhe h_{Gitter}

Wie in Abschnitt 6.2 bereits beschrieben, soll das Gitter möglichst breit dimensioniert werden, damit die Wirkung als Bragg-Gitter sichergestellt ist. Zudem lassen sich die durch die seitlichen Gitterenden erzeugten Kanteneffekte verringern, indem sie in Bereiche des geführten Modus fallen, in denen die Felder bereits stark abgefallen sind. Es empfiehlt sich daher, die Gitterbreite größer als die Breite der aktiven Schicht zu wählen. Die Gitterbreite wird daher auf $b_{\text{Gitter}}=5\mu\text{m}$ festgelegt.

Die Wahl der Gitterhöhe wird unter Berücksichtigung der Gitterconfinementfaktoren $\Gamma_{G,\text{Stufenwellenleiter}}$ und $\Gamma_{G,\text{Film}}$ getroffen. Der erst genannte ist bei der Kopplung zwischen Stufenwellenleiter und Filmwellenleiter auf der Sendegitterseite, der zweite bei der Kopplung Filmwellenleiter-Stufenwellenleiter im Bereich des Empfangsgitters wirksam. Ziel ist es, die Verkopplung der Wellenleiter durch eine Maximierung der Confinementfaktoren zu optimieren.

Abbildung 6.10 zeigt eine nahezu lineare Zunahme des Gitterconfinementfaktors $\Gamma_{G,\text{Stufenwellenleiter}}$ mit der Gitterhöhe h_{Gitter} .

Etwas niedrigere Werte ergeben sich für den Gitterconfinementfaktor $\Gamma_{G,\text{Film}}$ in Abhängigkeit von der Gitterhöhe. Es ergibt sich aber wiederum ein fast linearer Zusammenhang (Abbildung 6.11).

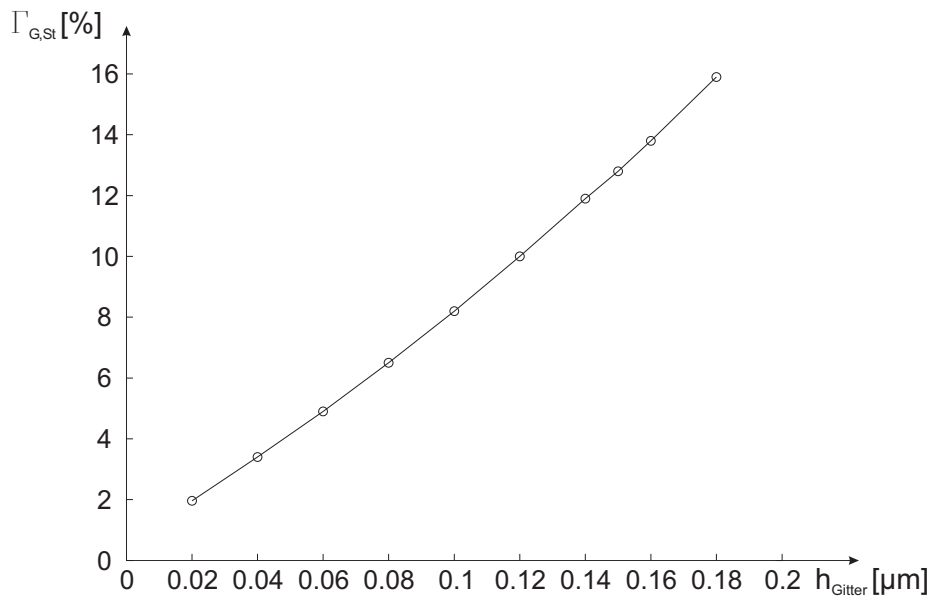


Abbildung 6.10: Gitterconfinementfaktor $\Gamma_{G,Stufenwellenleiter}$ ($\Gamma_{G,St}$) in Abhängigkeit von der Gitterhöhe h_{Gitter}

Für eine Maximierung der Gitterconfinementfaktoren muss die Gitterhöhe möglichst groß und damit nahe an der unteren Führbarkeitsgrenze gewählt werden. Damit es bei Toleranzen beim Ätzen der Gittergräben in die Filmschicht nicht zu einem Verlust der Wellenführung kommt, muss ein Sicherheitsabstand zur Führbarkeitsgrenze eingehalten werden. Als Sicherheitsabstand wird eine Toleranz von $\pm 30\text{nm}$ eingeräumt.

Daher wird die Gitterhöhe mit $h_{Gitter} = 0,15\mu\text{m}$ festgelegt.

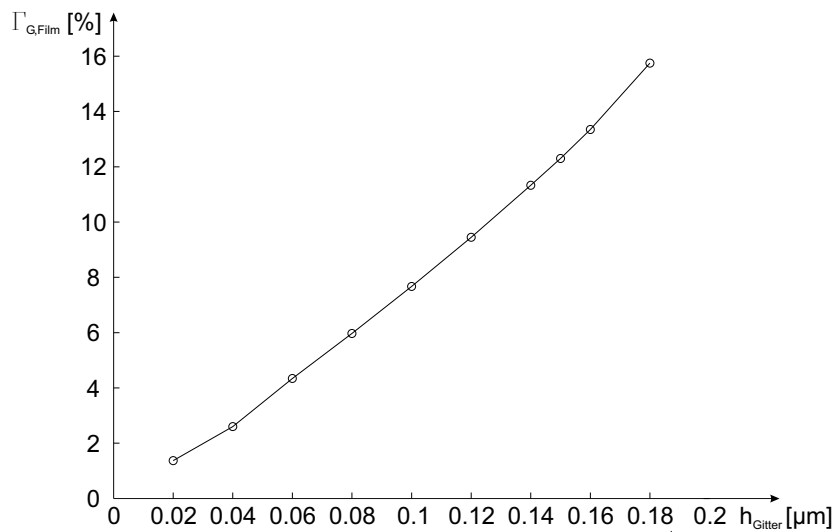


Abbildung 6.11: Gitterconfinementfaktor $\Gamma_{G,Film}$ in Abhängigkeit von der Gitterhöhe h_{Gitter}

6.4 Auswirkungen der Ladungsträgerinjektion

In Kapitel 5.1 wurden die Auswirkungen der Ladungsträgerinjektion auf die Brechzahl der aktiven Schicht diskutiert. Dabei zeigt sich eine von der injizierten Trägerdichte abhängige Absenkung der Brechzahl der aktiven Schicht. Diese bewirkt eine Änderung der Modenverteilung im Stufenwellenleiter und damit eine geänderte Feldverteilung in der aktiven Schicht und im Gitter. Die mögliche Ursache der Trägerdichteänderung in der aktiven Schicht kann nach Gleichung 5.4 ein geänderter Injektionsstrom oder eine veränderte Lichtleistung sein.

Im Folgenden wird der Einfluss der Ladungsträgerdichte auf die Confinementfaktoren Γ_{akt} , $\Gamma_{G,Stufenwellenleiter}$ und $\Gamma_{G,Film}$, sowie die Änderung der effektiven Brechzahl n_{eff} des Stufenwellenleiters aufgezeigt.

Änderung der Confinementfaktoren Γ_{akt} und $\Gamma_{G,Stufenwellenleiter}$

Durch die Änderung der Brechzahl einer Schicht in einem mehrschichtigen Wellenleiter verändert sich die Feldverteilung der geführten Welle. Im Falle der aktiven Schicht, die sowohl lateral als auch transversal das geführte Feld formt, ändert sich die Ausdehnung des Modus in beiden Dimensionen. Allen folgenden Feldberechnungen liegt der in Abbildung 5.6 dargestellte Zusammenhang zwischen Brechzahl der aktiven Schicht und der Elektronendichte zugrunde.

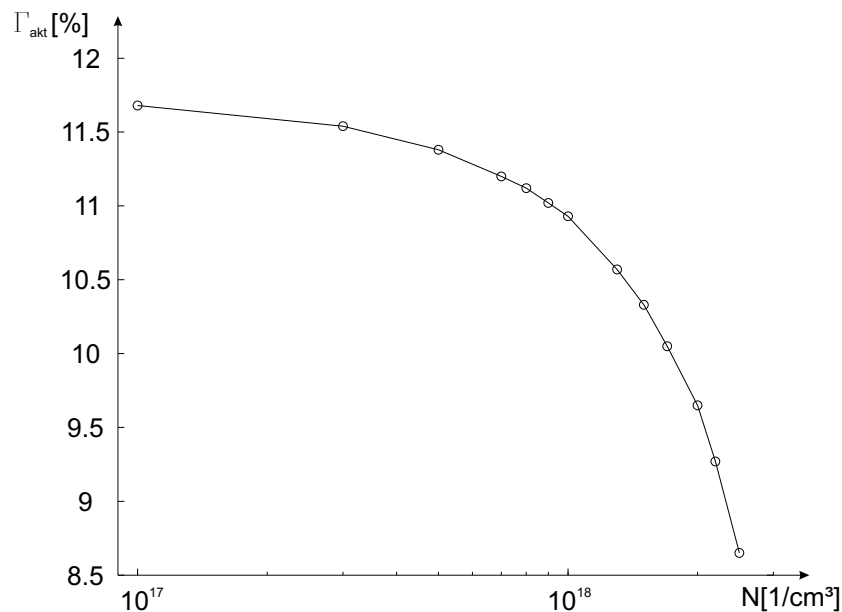


Abbildung 6.12: Confinementfaktor Γ_{akt} über der Elektronendichte N

Zunächst wird die Änderung des Confinementfaktors der aktiven Schicht Γ_{akt} mit der Trägerdichte betrachtet (Abb. 6.12). Mit steigender Elektronendichte N fällt die Brechzahl der aktiven Schicht. Es konzentriert sich zunehmend weniger Feld innerhalb der aktiven Schicht, die Feldausdehnung wird größer. Die Folge ist ein sinkender Confinementfaktor Γ_{akt} mit steigender Trägerdichte. Dies hat Auswirkungen auf die Verstärkung. Zwar steigt der optische Gewinn g_p im aktiven Gebiet mit steigender Elektronendichte, jedoch wirkt sich die Gewinnsteigerung nur zum Teil auf den effektiven Gewinn g_{eff} aus, da sie teilweise durch den fallenden Confinementfaktor Γ_{akt} kompensiert wird (vgl. Gl. 5.3).

Eine Gegenüberstellung von g_p und g_{eff} zeigt, dass das Absinken des Confinementfaktors den Anstieg von g_{eff} zu höheren Trägerdichten hin verschiebt (Abbildung 6.13).

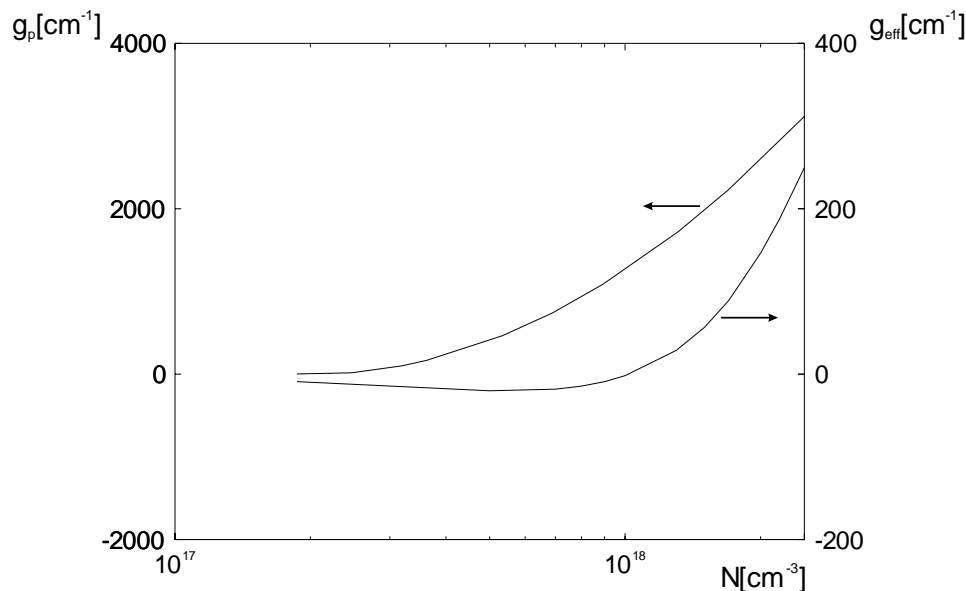


Abbildung 6.13: Vergleich zwischen optischem Gewinn g_p im Maximum der Gewinnkurve und effektivem Gewinn g_{eff} über der Elektronendichte N

Die Veränderung des Modenverlaufs wirkt sich ebenfalls auf den Gitterconfinementfaktor $\Gamma_{G,Stufenwellenleiter}$ aus. Die durch die Elektronendichte hervorgerufenen Schwankungen sind jedoch geringer als bei Γ_{akt} . Bis zu einer Trägerdichte von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ steigt $\Gamma_{G,Stufenwellenleiter}$ an, da in transversaler Richtung die Feldkonzentration in der aktiven Schicht abnimmt. Damit wird der auf des Gitter entfallende Feldanteil größer. Für Trägerdichten über $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sinkt der Confinementfaktor stark ab, da die laterale Wellenführung durch die aktive Schicht kleiner wird und sich das Feld horizontal stärker ausdehnt.

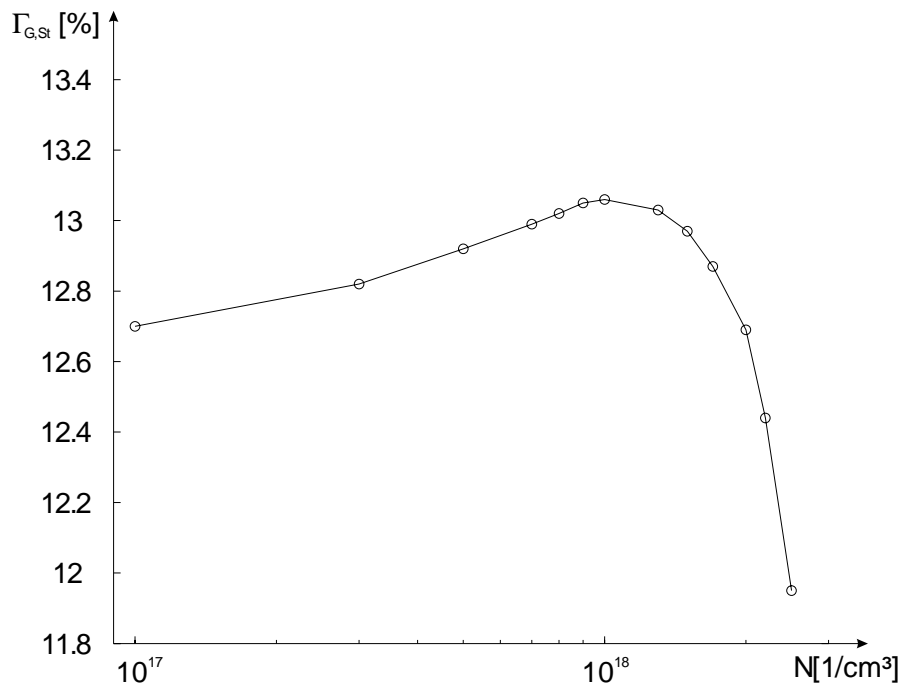


Abbildung 6.14: Abhängigkeit des Gitterconfinementfaktor $\Gamma_{G,Stufenwellenleiter}$ von der Injektionsträgerdichte N

Der Gitterconfinementfaktor $\Gamma_{G,Film}$, der die Verkopplung zwischen dem Filmwellenleiter und dem Empfangswellenleiter beschreibt, bleibt konstant, da die Wellenführung im Filmwellenleiter von der Ladungsträgerinjektion unberührt bleibt.

Änderung der effektiven Brechzahl n_{eff}

Das Absenken der Brechzahl der aktiven Schicht wirkt sich unmittelbar auf die effektive Brechzahl n_{eff} der im Stufenwellenleiter geführten Mode aus. Mit steigender Trägerdichte sinkt der Feldanteil in der aktiven Schicht (vgl. Abbildung 6.12). Das Feld weitet sich auf Schichten mit niedrigerer Brechzahl aus, wodurch n_{eff} absinkt. Von den hier angesprochenen Effekten, die durch eine Trägerdichteänderung bedingt sind, ist die Änderung der effektiven Brechzahl besonders zu beachten. Gemäß der Ratengleichung ergibt sich durch eine Änderung der Lichtleistung eine Änderung der Trägerdichte. In einem optischen Verstärker ändert sich die Lichtleistung abhängig vom Ort, da er nach dem Prinzip eines Wanderwellenverstärkers arbeitet. Somit wird sowohl die Elektronendichte als auch die effektive Brechzahl und damit die Ausbreitungskonstante $\beta = (2\pi n_{eff}/\lambda_0)$ im Stufenwellenleiter eine ortsabhängige Größe. Dies hat unmittelbare Auswirkungen auf die Gitter mit periodisch angeordneten Gitterlinien.

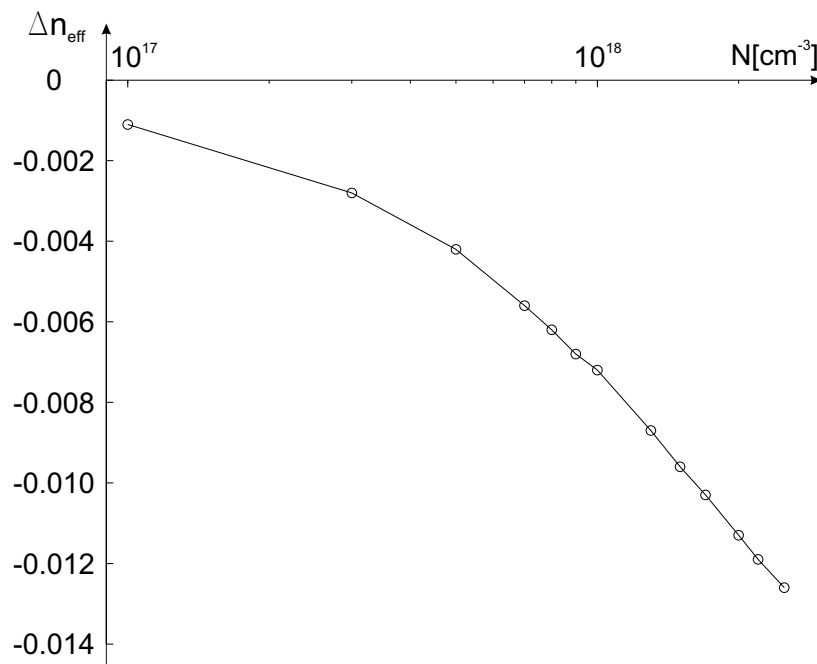


Abbildung 6.15: Effektiver Brechzahlunterschied $\Delta n_{\text{eff}}(N) = n_{\text{eff}} - n_{\text{eff},0}$ von der Injektionsträgerdichte N , wobei $n_{\text{eff},0} = 3,2397$ für die effektive Brechzahl ohne Injektion steht

Durch die ortsabhängige Ausbreitungskonstante besitzt die auf die Gitterlinien treffende Welle je nach Lage im Gitter unterschiedliche Phasenzustände. Die ortsabhängige Trägerdichte bewirkt damit einen ortsabhängigen, nicht periodischen Abstand der Gitterlinien, es entsteht ein elektrisch gesteuertes gechirptes Gitter. Um die Auswirkungen dieses Effekts zu beschreiben, wird im folgenden Kapitel ein Simulationsmodell vorgestellt, das mit einer räumlich diskretisierten Ratengleichung die ortsabhängige Elektronendichte und damit den durch Ladungsträgereffekte bewirkten Gitterchirp erfasst.

7 Modellierung und Simulation

In diesem Kapitel wird ein Simulationsmodell zur Berechnung des schmalbandigen optischen Verstärkers vorgestellt. Das Simulationsmodell erfasst zum einen die wellenlängenselektive Wirkung der beiden Gitterstrukturen, zum anderen wird die räumlich verteilte optische Verstärkung durch die aktive Schicht nachgebildet. Ausgehend vom Injektionsstrom wird die örtliche Verteilung der Elektronendichte und daraus die optische Verstärkung berechnet. Das Simulationsmodell berücksichtigt zudem die Ortsabhängigkeit der effektiven Brechzahl in den Stufenwellenleitern durch Ladungsträgereffekte.

7.1 Modellierung der Gitter

Die Nachbildung der Gitter mit geneigten Gitterlinien, die in einen Wellenleiter eingebracht sind, erfolgt mit einem flächig diskretisierten Modell. Das Gitter wird dabei in quadratische Zellen mit der Kantenlänge $l_{Zelle} = \frac{\Lambda}{2}$ unterteilt, so dass je ein Materialübergang pro Zelle auftritt (Abbildung 7.1). Durch die 135° bzw. 45° -Neigung der Gitterlinien bezüglich der z -Achse liegt der Materialübergang immer auf einer Zelldiagonalen. Die Kleinbuchstaben ψ und ω bezeichnen eine Spalte bzw. Zeile der Gitteranordnung, die Zellenanzahl in z -Richtung beträgt Ψ , in y -Richtung Ω , wobei

$$\Psi = \frac{2 \cdot l_{Gitter}}{\Lambda} = \frac{2 \cdot l_{Gitter} \cdot \overline{n_{eff}}}{\lambda_B} \quad (7.1)$$

$$\Omega = \frac{2 \cdot b_{Gitter,eff}}{\Lambda} = \frac{2 \cdot b_{Gitter,eff} \cdot \overline{n_{eff}}}{\lambda_B}. \quad (7.2)$$

$\overline{n_{eff}}$ bezeichnet hier die effektive Brechzahl des Wellenleiters, in den das Gitter eingebunden ist, l_{Gitter} ist die Länge des Gitters in z -Richtung und λ_B die Bragg-Wellenlänge des Gitters. $b_{Gitter,eff}$ steht für die effektiv wirksame Gitterbreite. Sie tritt im Modell an die Stelle der realen Gitterbreite b_{Gitter} , da in der Simulation von

einer konstanten Feldamplitude in y-Richtung ausgegangen wird. Die Berechnung von $b_{Gitter,eff}$ erfolgt später in diesem Kapitel.

Die in Abbildung 7.1 gezeigte Diskretisierung führt zu zwei unterschiedlichen Zelltypen. Zelltyp 1 besitzt in z-Richtung einen InP-InGaAsP Übergang, d.h. einen Übergang von optisch dünnerem zu optisch dichterem Medium, Zelltyp 2 besitzt einen Materialübergang in umgekehrter Reihenfolge. Die Materialübergänge werden durch die Film- und Deckschichtmaterialien gebildet.

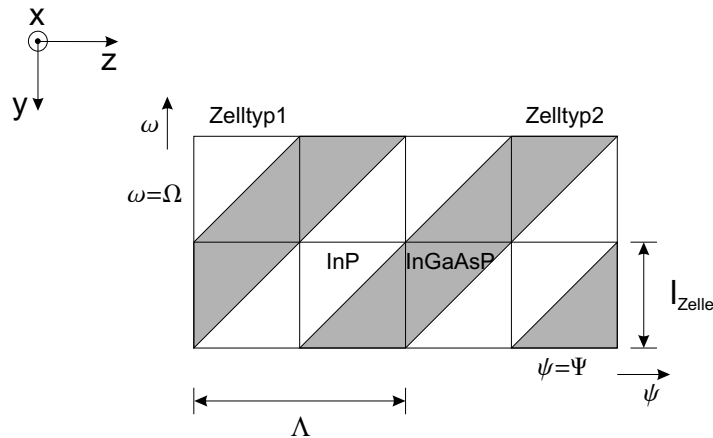


Abbildung 7.1: Ausschnitt aus dem Gittermodell mit $\Psi \cdot \Omega$ Zellen

Trifft nun eine Welle auf den Materialübergang, erfährt sie an ihm eine Teilreflexion. Abbildung 7.2 zeigt exemplarisch die Reflexion von einfallenden Wellen an den Materialübergängen für die beiden Zelltypen.

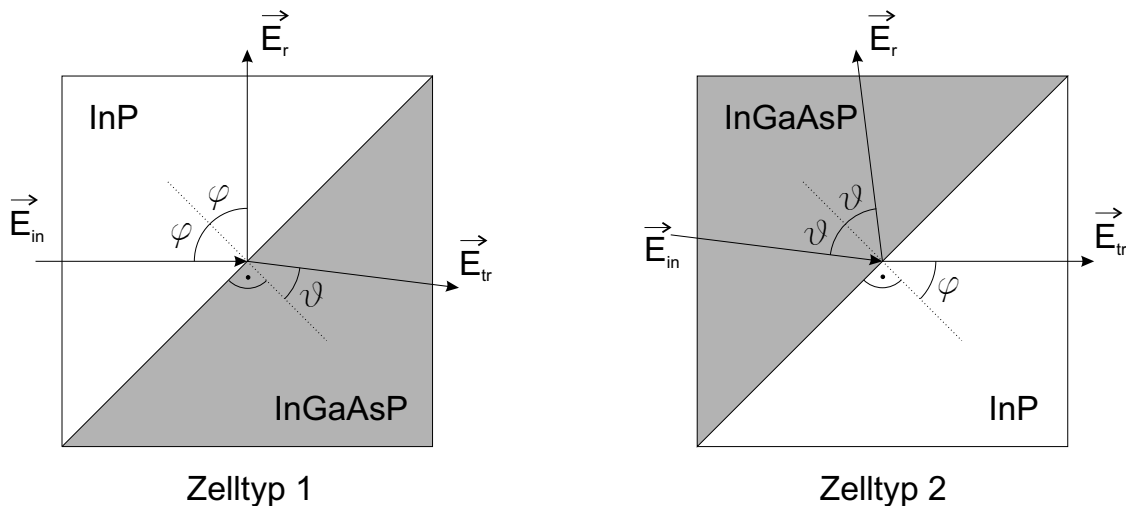


Abbildung 7.2: Reflexion der Welle am Materialübergang im Zelltyp 1 und 2

Das Übertragungsverhalten der Zellen lässt sich gemäß der Grabenzellenanalyse [33] über S-Matrizen beschreiben. Dabei wird die Zelle als Viertor mit den Eingängen W, X, Y, Z und den Ausgängen w, x, y, z beschrieben.

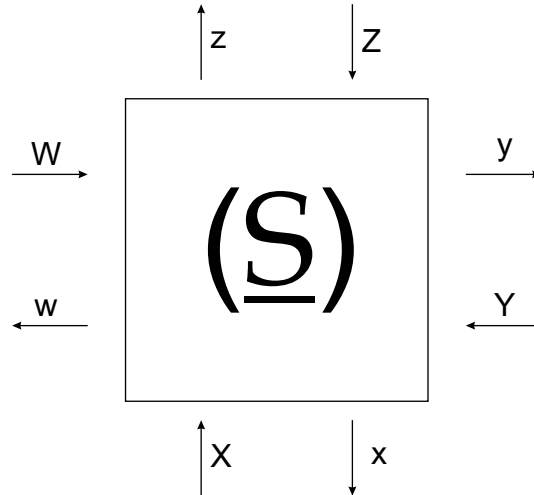


Abbildung 7.3: Beschreibung der Zelle als Viertor über eine S-Matrix. Die Großbuchstaben bezeichnen Eingänge, die Kleinbuchstaben die Ausgänge

Für die beiden Zelltypen ergeben sich unterschiedliche S-Matrizen.

$$\underline{\mathbf{S}}_{\text{Zelltyp1}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & t_{\uparrow} & r_{\uparrow} \\ 0 & 0 & r_{\downarrow} & t_{\downarrow} \\ t_{\downarrow} & r_{\downarrow} & 0 & 0 \\ r_{\uparrow} & t_{\uparrow} & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot e^{-j(\pi \frac{\Lambda \cdot n_{eff}}{\lambda})}; \quad (7.3)$$

$$\underline{\mathbf{S}}_{\text{Zelltyp2}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & t_{\downarrow} & r_{\downarrow} \\ 0 & 0 & r_{\uparrow} & t_{\uparrow} \\ t_{\uparrow} & r_{\uparrow} & 0 & 0 \\ r_{\downarrow} & t_{\downarrow} & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot e^{-j(\pi \frac{\Lambda \cdot n_{eff}}{\lambda})}; \quad (7.4)$$

Der Index \uparrow steht für einen Übergang von optisch dünnem zu optisch dichterem Material bzw. \downarrow für den umgekehrten Fall. Die Phasendrehung der Welle in der Zelle wird durch den Exponentialterm berücksichtigt.

Für die Reflexionsfaktoren gilt gemäß der Fresnelschen Gleichungen

$$r_{\uparrow} = -r_{\downarrow}. \quad (7.5)$$

Auf Grund der Stetigkeitsbedingung für parallel zur Grenzfläche verlaufende Felder

gilt für die Transmissionsfaktoren

$$t_{\uparrow} = 1 + r_{\uparrow} \quad (7.6)$$

$$t_{\downarrow} = 1 + r_{\downarrow}. \quad (7.7)$$

Durch die 45°-Neigung der Gitterlinien treten keine Rückreflexionen und damit keine Resonanzen im Gitter auf. Diese Tatsache macht sich der Algorithmus zur Berechnung der Gitter zu Nutze. Beginnend mit der Zelle, deren Eingangsgrößen alle bekannt sind, können die Feldgrößen im Gitter spaltenweise von links nach rechts berechnet werden.

Berechnung der Reflexions- bzw. Transmissionsfaktoren

Zur Berechnung der Reflexions- bzw. Transmissionsfaktoren r_{\uparrow} , r_{\downarrow} , t_{\uparrow} und t_{\downarrow} ist nur die Bestimmung einer dieser Größen nötig. Die übrigen Parameter können durch die Gleichungen 7.5 bis 7.7 berechnet werden. Daher wird hier nur die Größe r_{\uparrow} betrachtet.

Für die Bestimmung von r_{\uparrow} muss der Brechzahlssprung ermittelt werden, den die Welle beim Materialübergang InP-InGaAsP sieht. Nicht der absolute Brechzahlssprung zwischen der Film- bzw. Deckschicht, sondern die effektive Brechzahlmodulation, die auf eine geführte Welle wirkt, bestimmt den Reflexionsfaktor [34], weil nur ein Teil des geführten Feldes im Gitterquerschnitt liegt.

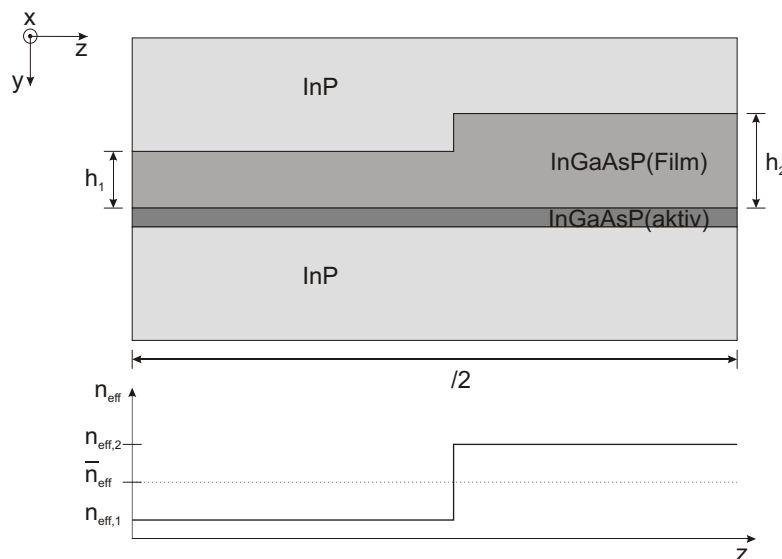


Abbildung 7.4: Zu einer Simulationszelle gehörender Ausschnitt der Schichtenfolge und Verlauf der effektiven Brechzahl

Gemäß Abbildung 7.4 verändert das Gitter die Höhe der Filmschicht. Im Bereich eines Gittergrabens hat die Filmschicht die Höhe h_1 , außerhalb die Höhe h_2 . $n_{eff,1}$ und $n_{eff,2}$ sind die zugehörigen effektiven Brechzahlen. Sie ergeben sich mit den Geometriewerten aus Kapitel 6 zu $n_{eff,1} = 3,234$ und $n_{eff,2} = 3,251$.

Mit den Gleichungen 4.50 und 4.51 können der Feldreflexionsfaktor r_{\uparrow} und daraus die Parameter r_{\downarrow} , t_{\uparrow} und t_{\downarrow} der S-Matrizen berechnet werden.

Ermittlung der effektiven Gitterbreite $b_{Gitter,eff}$

Die horizontale Feldverteilung der geführten Welle im Gitter wird maßgeblich durch die laterale Wellenführung im Stufenwellenleiter bestimmt. In lateraler Richtung fällt die Feldamplitude sehr stark von der Gittermitte aus zu den Rändern hin ab. Im Simulationsmodell hingegen wird von einer gleichverteilten Feldamplitude über der Gitterbreite ausgegangen. Würde die Zellenanzahl Ω derart gewählt, dass $b_{Gitter} = \Omega \cdot \frac{\Lambda}{2}$ gilt, würde das Modell eine zu hohe Gitterreflektivität aufweisen, da die effektiv wirksame Gitterbreite $b_{Gitter,eff}$ wegen der inhomogenen lateralen Feldverteilung kleiner ist als b_{Gitter} . Daher wird die laterale Feldverteilung im Wellenleiter durch eine äquivalente Rechteckfunktion mit der Amplitude $|E_{y,max}|$ und der Breite Δx angenähert.

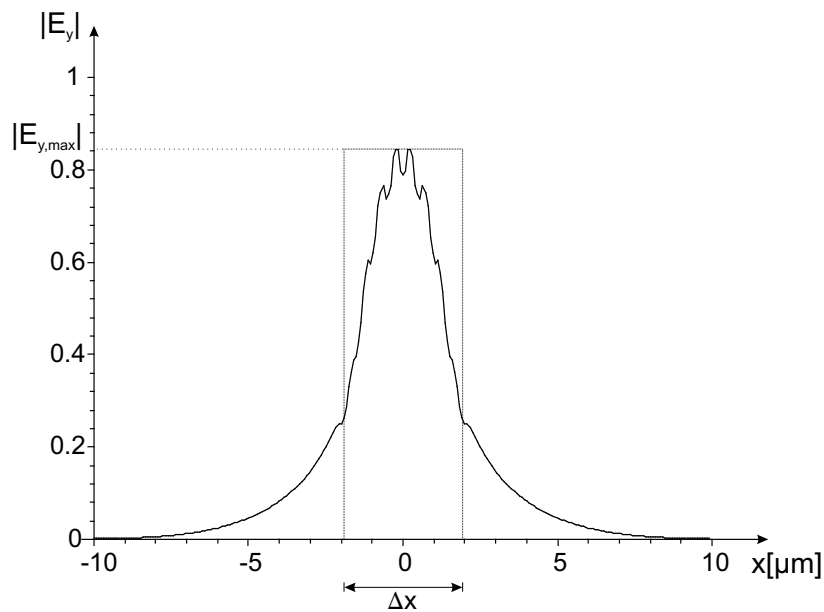


Abbildung 7.5: Laterale Verteilung von $|E_y|$ im Gitter und dazugehörige äquivalente Rechteckfunktion

Für die Breite der Rechteckfunktion Δx muss gelten:

$$\Delta x = \frac{1}{|E_{y,max}|} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)| dx. \quad (7.8)$$

Die Fläche unter der Kurve der realen Feldverteilung ist damit gleich der Fläche unter der Rechteckfunktion. Die Breite der Rechteckfunktion Δx entspricht somit $b_{Gitter,eff}$. Für die in Abbildung 7.5 gezeigte Feldverteilung ergibt sich $\Delta x = b_{Gitter,eff} = 3,96 \mu\text{m}$. Unter Berücksichtigung von Gleichung 7.2 und $\bar{n}_{eff} = 3,243$ ergibt sich eine Gitterbreite in der Simulation $\Omega = 17$.

Verifikation des Gittermodells

Das hier vorgestellte Modell zur Simulation der Gittereigenschaften fußt auf der Grabenzellenanalyse [35]. Diese wurde zur Berechnung von Gittern mit Gitterlinien senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (DFB-Gitter) entwickelt. In der Grabenzellenanalyse wird das Gitter entlang der Ausbreitungsrichtung in Zellen unterteilt. Diese Zellen werden durch Streumatrizen beschrieben. Die Neigung der Gitterlinien erfordert eine Diskretisierung des Gitters in zwei Dimensionen. Derartige Modelle wurden bereits in [13] und [37] verwendet.

Die zur Wellenleiter- und Gitterdimensionierung verwandte Software OptiFDTD [36] erlaubt grundsätzlich die Simulation der Wellenausbreitung in der in Kapitel 6 dimensionierten Halbleiterstruktur. Jedoch begrenzt der für einen Rechenprozess verfügbare Arbeitsspeicher die simulierbare Verstärkerlänge und damit die Anzahl der Gitterlinien im Sende- und Empfangswellenleiter. Maximal sind etwa 100 Gräben je Wellenleiter rechenbar. Die Länge ist für eine brauchbare Aussage über die Übertragungseigenschaften des Verstärkers zu gering. Die Software kann aber zu einer Verifikation des Simulationsmodells herangezogen werden.

Die grundsätzliche Wirkungsweise der Gitter und die dadurch hervorgerufene Verkoppelung der Wellenleiter kann mit OptiFDTD gezeigt werden. Auf Grund der Begrenzung durch den Arbeitsspeicher wurde der Abstand zwischen den Wellenleitern verkleinert. Er ist aber noch genügend groß, so dass sich die in den Stufenwellenleitern fñhrenden Moden nicht überlappen. Zudem wurde die Reflektivität des Gitters erhöht, um die Gitterwirkung zu vergrößern und dadurch schon bei einer geringen Anzahl von Gitterlinien die Gittereffekte im Empfangsgitter sichtbar zu machen.

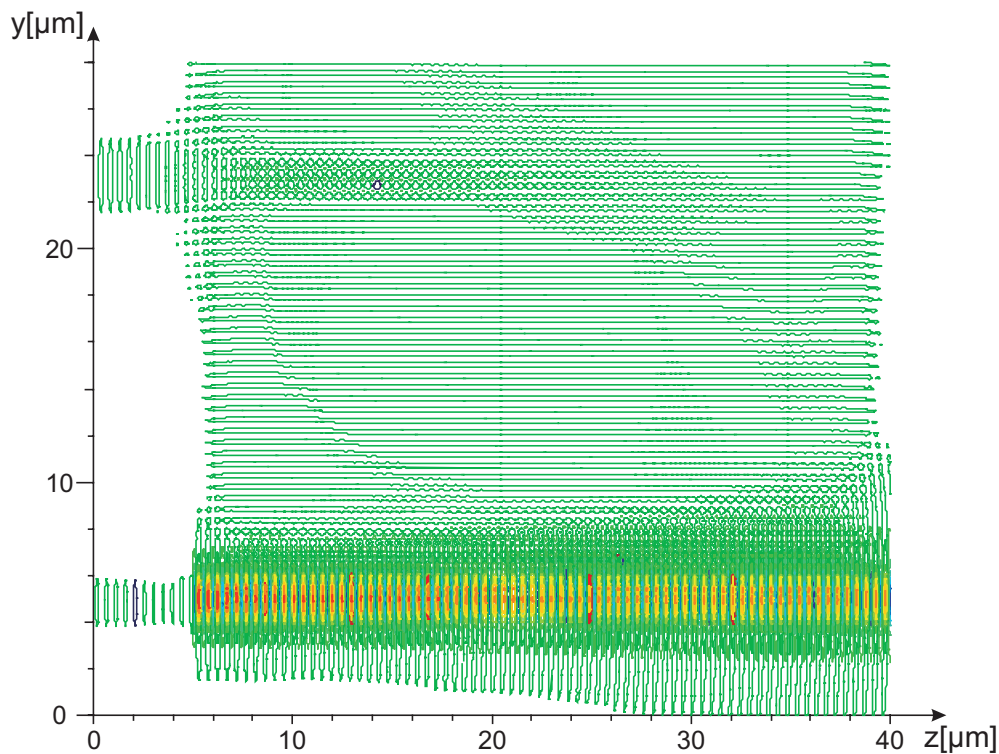


Abbildung 7.6: Realteil des elektrischen Feldes E_x in der y - z -Ebene des Verstärkers. Die Konturlinien kennzeichnen Orte mit gleichem Betrag. Die Ebene schneidet den Filmwellenleiter mittig

Abbildung 7.6 zeigt das Ergebnis einer Simulation der Wellenleiter- und Gittereigenschaften bei jeweils zwanzig Gräben im Sendewellenleiter und zwanzig Gräben im Empfangswellenleiter. Das elektrische Feld ist hier mit Konturlinien dargestellt, die Orte gleicher Amplitude kennzeichnen.

In der unteren Hälfte ist die im Sendewellenleiter geführte Welle sichtbar. Die Wellenlänge wurde gleich der Braggwellenlänge der Gitter gewählt. Die durch das Sendegitter ausreflektierten Wellenanteile bilden ebene Phasenfronten aus, die im rechten Winkel zu den Phasenfronten im Sendewellenleiter stehen. Sie werden im Filmwellenleiter geführt und treffen auf den Empfangswellenleiter, der das Empfangsgitter enthält. Durch das Gitter erneut reflektierte Wellenanteile sammeln sich im Empfangswellenleiter. Die Feldamplitude steigt in $-z$ -Richtung und wird zum Ausgang hin zunehmend sichtbar. Auf der linken Seite wurde ein Stück ungestörter Empfangswellenleiter simuliert, um das austretende Feld besser erkennbar zu machen.

Neben der qualitativen Überprüfung des Übertragungsverhaltens lässt sich auch die Reflektivität des Sendegitters mit Hilfe von OptiFDTD überprüfen. Die

Reflexionen an den Gitterkanten führen zu einer Leistungsabnahme der im Sendewellenleiter geführten Welle. Die Höhe der Leistungsabnahme in z-Richtung lässt sich mit den Ergebnissen aus dem Simulationsmodell vergleichen. Dabei liefert das Simulationsmodell etwa 8% höhere Werte als OptiFDTD. Auf Grund der geringen Anzahl von Gitterlinien, die mit OptiFDTD rechenbar sind, ist die Berechnung der Leistungsabnahme dort einer großen Ungenauigkeit unterworfen. Trotzdem lässt sich die Größenordnung der Gitterreflektivität des Simulationsmodells verifizieren.

7.2 Modellierung von Verstärkung und Ladungsträgereffekten

Das bisher beschriebene Simulationsmodell bildet ausschließlich die Wirkungsweise der Gitter nach, ohne die Verstärkung des Lichts in der aktiven Schicht zu berücksichtigen. Es wird im Folgenden derart erweitert, dass die örtlich verteilte Verstärkung und die damit verbundenen Ladungsträgereffekte erfasst werden.

Der Energielieferant für die optische Verstärkung ist der Injektionsstrom, der zur Ladungsträgerinversion in der aktiven Schicht führt und so die Grundvoraussetzung für die Verstärkung bildet. Gemäß Abbildung 2.1 wird der Strom durch die an der Oberseite angebrachten beiden Kontakte in den Verstärker injiziert. Den Gegenkontakt bildet die metallisierte Unterseite des InP-Wavers. So können die Ströme für Sende- und Empfangsgitter getrennt gesteuert werden. Im Modell kann daher der Sende- bzw. Empfangsgitterstrom unterschiedlich gewählt werden.

Um die örtlich verteilte Verstärkung der optischen Welle erfassen zu können, wird der optische Gewinn räumlich diskretisiert berechnet. Auf Grund der Raten-gleichung 5.4 sind die örtliche Elektronendichte $N(z)$, der Injektionsstrom $I_n(z)$ und die Lichtleistung $P(z)$ miteinander verkoppelt. Im Folgenden wird untersucht, wie sich ein Anstieg der Lichtleistung auf die Elektronendichte bzw. die Stromdichte-Verteilung auswirkt.

Die zwischen den Kontakten an der Oberseite des Verstärkers und der Metallisierung des Wavers angelegte Spannung U_a lässt sich mit der Gleichung

$$U_a = \frac{W_{Fc}(z) - W_{Fv}(z)}{q} + J(z)R_{Kontakt} \quad (7.9)$$

beschreiben. Dabei sind $W_{Fc}(z)$ und $W_{Fv}(z)$ die Quasi-Ferminiveaus der aktiven Schicht am Ort z , q die Elementarladung, $J(z)$ die lokale Stromdichte und $R_{Kontakt}$

der Widerstand an den Kontakten. Für die Stromdichte $J(z)$ gilt:

$$I_{inj} = b_{aktiv} \int_0^{l_{aktiv}} J(z) dz \quad (7.10)$$

Der linke Summand in Gleichung 7.9 gibt den Spannungsabfall über der aktiven Schicht an. Der Abstand der Quasi-Ferminiveaus ist von der Injektion abhängig und ist daher ein Maß für die örtliche Elektronendichte. Der rechte Summand gibt den Spannungsabfall über den Metall-Halbleiterübergängen an.

Ausgangspunkt für die folgende Betrachtung ist die Tatsache, dass die Kontaktspannung U_a ortsunabhängig ist. Für den Grenzfall $R_{Kontakt} \rightarrow 0$ lässt sich aus Gleichung 7.9 schließen, dass die Quasiferminiveaus und damit die Elektronendichte ortsunabhängig sein müssen. Eine örtlich erhöhte Lichtleistung führt daher zu einer örtlich erhöhten Stromdichte und durch die Begrenzung des Gesamtstroms zu einer Abnahme der Stromdichte an anderen Stellen.

Im zweiten Fall $R_{Kontakt} \rightarrow \infty$ wird die Stromdichte ortsunabhängig und die Elektronendichte ortsabhängig. Zwischen diesen Randwerten wird sowohl die Elektronendichte als auch die Stromdichte ortsabhängig. Jedoch ergibt sich für typische SOA-Anordnungen eine sehr viel kleinere Ortsabhängigkeit der Stromdichte als bei der Elektronendichte [38]. Daher wird in Anlehnung an andere ortsabhängige SOA-Modelle [39] [40] von einer gleichmäßigen Verteilung des Injektionsstroms in z-Richtung ausgegangen, wohingegen die Trägerdichte ortsabhängig betrachtet wird. Für die örtlich diskrete Berechnung der Verstärkung wird der Gesamtinjektionsstrom gleichmäßig auf die Spalten des Modells verteilt.

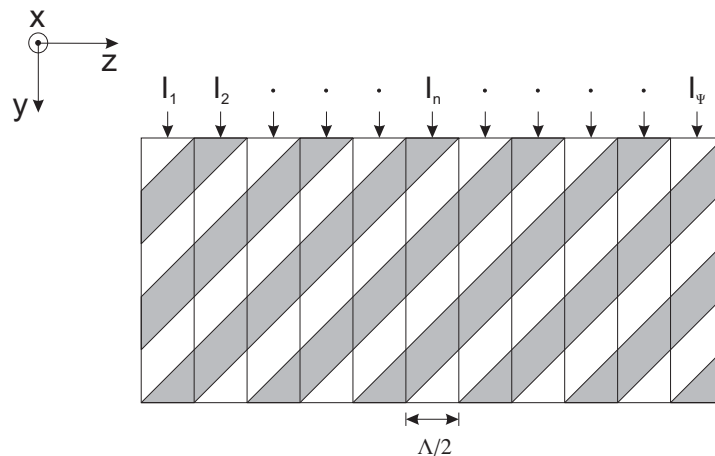


Abbildung 7.7: Modell der Injektion

Dabei gilt:

$$I_n = \frac{I_{inj}}{\Psi}; \quad n \in \{1 \dots \Psi\}. \quad (7.11)$$

Diese Aufteilung des Gesamtstroms in Teilströme, die die einzelnen Spalten des Modells speisen, ermöglicht nun eine isolierte Betrachtung der einzelnen Spalten bezüglich ihrer optischen Verstärkung. Jede Spalte stellt einen scheibenförmigen Ausschnitt des Sende- bzw. Empfangsgitters der Länge $\Lambda/2$ dar und wird für sich als eigenständiger Verstärker betrachtet. Zur Ermittlung der Elektronendichte in der aktiven Schicht der n-ten Spalte ist folgende Ratengleichung zu lösen.

$$\frac{\partial N_n(t)}{\partial t} = \frac{2 \cdot I_n}{q \cdot (b_{aktiv} \cdot h_{aktiv} \cdot \Lambda)} - R(N_n) - \frac{\Gamma_{akt} \cdot g(N_n) \cdot P_{ein,n}(N_n, t) \cdot \Lambda}{b_{aktiv} \cdot h_{aktiv} \cdot \Lambda \cdot h \cdot f} \quad (7.12)$$

Dabei ist $N_n(t)$ die zeitabhängige Elektronendichte der n-ten Spalte, q die Elementarladung, $g(N_n)$ der optische Gewinn, $P_{ein,n}(N, t)$ die Eingangsleistung der n-ten Spalte, h das Plancksche Wirkungsquantum und f die Frequenz des Lichtes.

Für den stationären Fall ist die Elektronendichte N_n keine Funktion der Zeit. Es gilt:

$$\frac{\partial N_n(t)}{\partial t} = 0. \quad (7.13)$$

So kann bei bekannten Feldern am Eingang der Spalte die Elektronendichte N_n bestimmt werden.

Die Berechnung des effektiven optischen Gewinns $g_{eff,n}$ in der Spalte n mit der Trägerdichte N_n erfolgt mit Gleichung 5.3. Damit lässt sich auf die Verstärkung der Welle in der Spalte schließen:

$$V_n = (e^{g_{eff} \cdot \Lambda/2})^{1/2}. \quad (7.14)$$

V_n ist dabei der Verstärkungsfaktor im Feldbereich. Die Ausgangsgrößen einer Simulationszelle ergeben sich aus einer Multiplikation des Vektors der Eingangsgrößen mit dem Verstärkungsfaktor V_n und der Streumatrix.

$$\begin{pmatrix} \underline{w} \\ \underline{x} \\ \underline{y} \\ \underline{z} \end{pmatrix} = V_n \cdot \underline{\mathbf{S}} \cdot \begin{pmatrix} \underline{W} \\ \underline{X} \\ \underline{Y} \\ \underline{Z} \end{pmatrix}; \quad (7.15)$$

$\underline{\mathbf{S}}$ steht dabei für die S-Matrix des Zelltyps 1 bzw. des Zelltyps 2. Dies führt zu einem Modell, das neben der Wellenlängenselektivität der Gitter auch die örtlich verteilte optische Verstärkung berücksichtigt.

Neben dem optischen Gewinn beeinflusst die Elektronendichte auch die Brechzahl der aktiven Schicht und damit auch die effektive Brechzahl im Stufenwellenleiter (vgl. Kapitel 5.1.2). Gemäß den zu Gleichung 7.9 gemachten Überlegungen führt

eine ortsabhängige Lichtleistung zu einer ortsabhängigen Elektronendichte und damit auch zu einer ortsabhängigen effektiven Brechzahl. Gemäß den Gleichungen 7.3 und 7.4 beeinflusst $\overline{n_{eff}}$ die Phasendrehung durch die Zellen, da sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle mit der effektiven Brechzahl ändert. Für den Fall einer ortsabhängigen effektiven Brechzahl trifft die Welle nicht mehr mit jeweils gleichen Phasenzuständen auf die Gittergräben. Das Gitter wirkt elektrisch gechirped, obwohl die Gitterlinien periodisch angeordnet sind.

In der Simulation wird ausgehend von der für eine Spalte berechneten Elektronendichte die effektive Brechzahl des Stufenwellenleiters bestimmt. Dafür wird der in Abbildung 6.15 gezeigte Zusammenhang verwendet. Diese effektive Brechzahl bestimmt nun die Ausbreitungskonstante der Welle in dieser Spalte und damit deren Phasendrehung. Die Elektronendichte einer Spalte und damit auch die Phasendrehung aller zu einer Spalte gehörenden Zellen sind gleich.

7.3 Ablauf der Simulation

Nach der Modellbeschreibung für die Gitter, die ortsverteilte Verstärkung und die Ladungsträgereffekte wird nun auf den Simulationsablauf näher eingegangen. Abbildung 7.8 zeigt das Ablaufdiagramm der Simulation, das im Folgenden näher erklärt wird.

Ziel der Simulation ist die Ermittlung der Leistungsübertragungsfunktion $|H(\lambda)|^2$ am schmalbandigen Ausgang des Verstärkers sowie die orts aufgelöste Amplitude und Phase des elektrischen Feldes E_x im Sende- und Empfangsgitter.

Grundsätzlich unterteilt sich die Simulation des Verstärkers in zwei voneinander trennbare Blöcke, die nacheinander abgearbeitet werden. Im ersten Block wird die Ladungsträgerverteilung in Längsrichtung der beiden aktiven Schichten berechnet und davon ausgehend die örtlichen Verstärkungsfaktoren bzw. die ortsabhängigen effektiven Brechzahlen. Im zweiten Block werden unter Verwendung der vorher ermittelten Größen die Feldverteilungen im Sende- und Empfangswellenleiter ermittelt. Diese Aufteilung der Simulation wird durch die Art und Weise der Berechnung der wellenlängenselektiven Übertragungsfunktion erzwungen. Zur Bestimmung des Übertragungsverhaltens des optischen Verstärkers wird das am Eingang des Verstärkers liegende breitbandige Signal in diskrete Wellenlängen aufgeteilt. Anschließend werden für jede Wellenlänge die Feldverteilungen in den Gittern berechnet. Daraus ergibt sich wiederum eine diskrete Übertragungsfunktion.

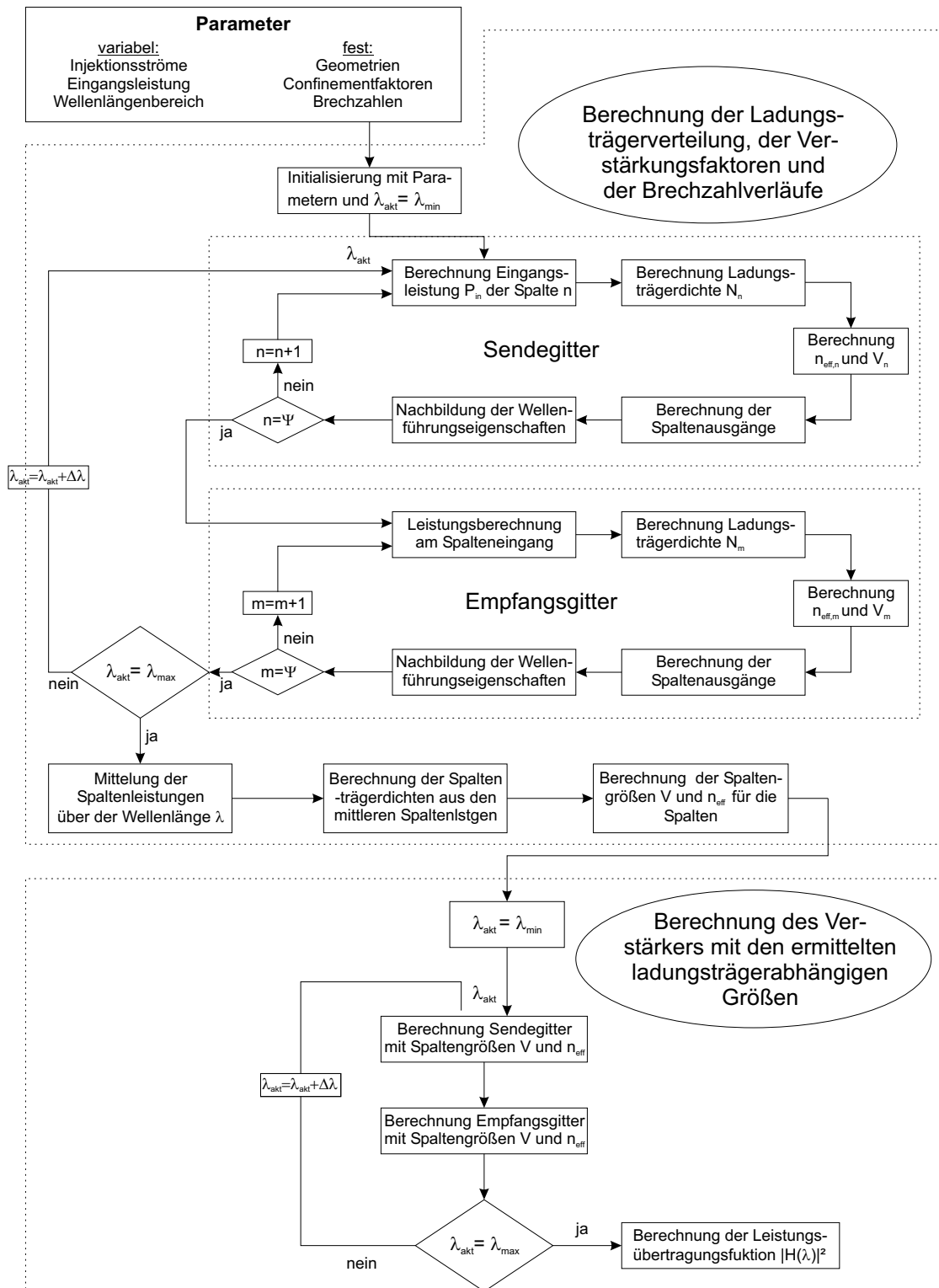


Abbildung 7.8: Ablaufdiagramm der Simulation

Durch das wellenlängenabhängige Verhalten der Gitter ist die im Empfangswellenleiter geführte Lichtleistung und nach Gleichung 7.12 damit auch die örtliche Elektronendichte stark wellenlängenabhängig. Durch die wellenlängendiskrete Berechnung würde sich eine von der Wellenlänge abhängige Ladungsträgerverteilung ergeben. Um dies zu vermeiden wird die im ersten Teil der Simulation errechnete orts- und wellenlängenabhängige Lichtleistung über λ gemittelt. Die gemittelte Lichtleistung entspricht dann der Leistung des breitbandigen Signals. Sie bestimmt die örtliche Elektronendichte sowie die ortsverteilten Verstärkungsfaktoren V und die effektiven Brechzahlen n_{eff} .

Zu Beginn der Simulation müssen einige Parameter des Verstärkers festgelegt werden. Dies sind zum einen veränderliche Parameter wie der Injektionsstrom, die optische Eingangsleistung, die auf den Verstärker trifft sowie der zu simulierende Wellenlängenbereich $(\lambda_{min}, \lambda_{min} + \Delta\lambda, \dots, \lambda_{max})$ des Lichtes. Des weiteren benötigt die Simulation feste Parameter wie Geometriegrößen, Brechzahlen und Confinementfaktoren, die aber für einen bestimmten Verstärker fest vorgegeben sind.

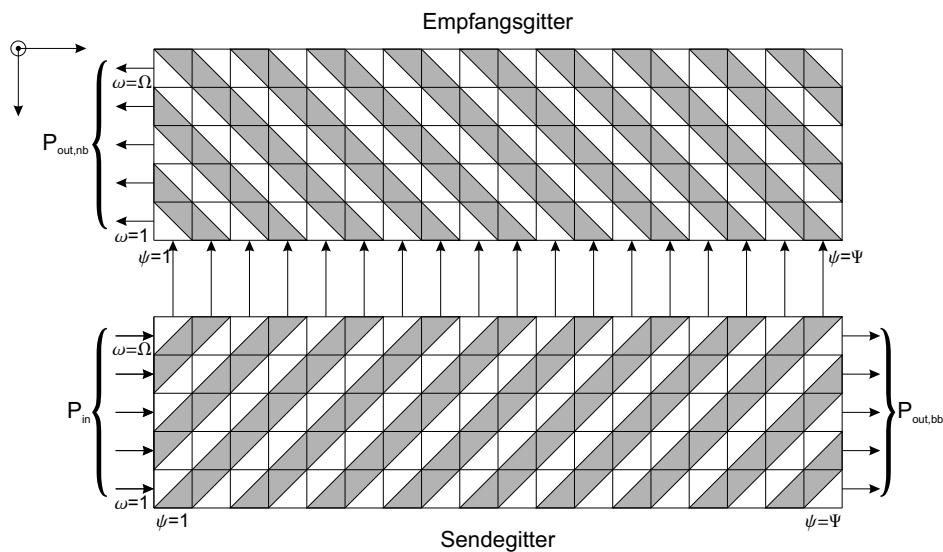


Abbildung 7.9: Einteilung des Sendegitters und Empfangsgitters in $\Psi \cdot \Omega$ Zellen

Nach dem Festlegen der Simulationsparameter wird zunächst der Feldverlauf im Sendegitter für die Wellenlänge $\lambda_{akt} = \lambda_{min}$ berechnet. Beginnend bei der Sendegitterspalte $n=1$ wird die Summenlichtleistung an den Eingängen der Spalte berechnet (Abb. 7.9). Daraus lässt sich die Elektronendichte N_1 (Gl. 7.12) und die daraus resultierende effektive Brechzahl $n_{eff,1}$ (Abb. 6.15) sowie der Feldverstärkungsfaktor V_1 (Gl. 7.14) für die Spalte ermitteln. Mit dem Gleichungssystem 7.15 lassen sich nacheinander alle Ausgänge der Zellen, die zu der aktuellen Spalte gehören, berechnen.

Die Felder an den Ausgängen der Spalte werden nicht nur durch die Gitter-, sondern auch durch die Wellenführungseigenschaften des Stufenwellenleiters beeinflusst. Um der lateralen Wellenführung im Stufenwellenleiter Rechnung zu tragen, werden die Amplituden und Phasen der Felder an den Zellausgängen gemittelt, so dass wiederum eine Welle mit gleichverteilter Amplitude und ebener Phasenfront entsteht. Anschließend erfolgt analog die Berechnung aller weiteren Spalten des Sendegitters. Nach der letzten Sendegitterspalte $n=\Psi$ sind alle Eingangsgrößen des Empfangsgitters bekannt. Mit diesen Größen kann es in gleicher Weise wie das Sendegitter berechnet werden. Nach der letzten Spalte des Empfangsgitters wird die Wellenlänge um $\Delta\lambda$ erhöht. Für diese neue Wellenlänge wiederholt sich der Ablauf, bis die Wellenlänge $\lambda_{akt} = \lambda_{max}$ erreicht ist. Nach diesen Berechnungen ist nun die Lichtleistung in allen Spalten des Sende- und Empfangsgitters für alle betrachteten Wellenlängen bekannt. Eine Mittelung der Spaltenleistungen über der Wellenlänge ermöglicht die Berechnung der Elektronendichten in den Spalten und damit der ebenfalls spaltenabhängigen Größen V und n_{eff} . Ab dieser Stelle in der Simulation ist die Verteilung der Elektronendichte in Längsrichtung und alle von ihr abhängigen Größen bekannt. Der zweite Teil der Simulation greift auf diese Parameter zurück und dient der Berechnung der Feldverläufe im Sende- und Empfangswellenleiter. Wiederum wird in diskreten Schritten der Wellenlängenbereich durchlaufen und die Verläufe des elektrischen Feldes E_x im Sende- und Empfangswellenleiter berechnet. Aus den Feldgrößen am Ausgang des Empfangswellenleiters lässt sich die gewünschte Leistungsübertragungsfunktion $|H(\lambda)|^2$ berechnen.

Neben der Leistungsübertragungsfunktion ermöglicht dieser Aufbau der Simulation auch die orts aufgelöste Betrachtung der Amplitude und Phase des elektrischen Feldes E_x .

8 Ergebnisse

Nach der Vorstellung des Modells zur Simulation des schmalbandigen optischen Verstärkers werden in diesem Kapitel die Ergebnisse der Simulation diskutiert. Neben den beim Entwurf des Verstärkers festzulegenden Parametern, wie z.B. die Anzahl der Gitterlinien in den beiden Gittern, wird im Besonderen darauf eingegangen, wie die Eingangsleistung und die Injektionsströme auf die Felder im Sende- und Empfangswellenleiter bzw. auf das Übertragungsverhalten des Verstärkers wirken.

8.1 Feldverläufe im Sende- und Empfangswellenleiter

Das in Kapitel 7 vorgestellte Modell des Verstärkers hängt von einer Vielzahl von Parametern ab. Um die Wirkung der einzelnen Größen besser verstehen zu können, wird im Folgenden das Sende- und Empfangsgitter getrennt bei Veränderung jeweils einer Größe betrachtet.

8.1.1 Das elektrische Feld im Sendewellenleiter

Ausgangspunkt der Betrachtung des elektrischen Feldes E_x im Sendegitter ist der fiktive Fall des passiv betriebenen Verstärkers ohne Injektion. Die für diesen Fall auftretende Absorption von Licht in der aktiven Schicht soll in diesem Gedankenmodell nicht berücksichtigt werden.

Die in den Sendewellenleiter eingekoppelte Welle wird an den Materialübergängen des Sendegitters teilreflektiert. Für den betrachteten passiven Fall nimmt dadurch die Amplitude des Lichtes mit zunehmender Eindringtiefe im Gitter ab.

Der Phasenzustand der Welle beim Auftreffen auf eine Gitterlinie hängt maßgeblich vom Phasenkoeffizienten β (Gl. 4.31) und damit von der effektiven Brechzahl des Wellenleiters bzw. der Wellenlänge ab.

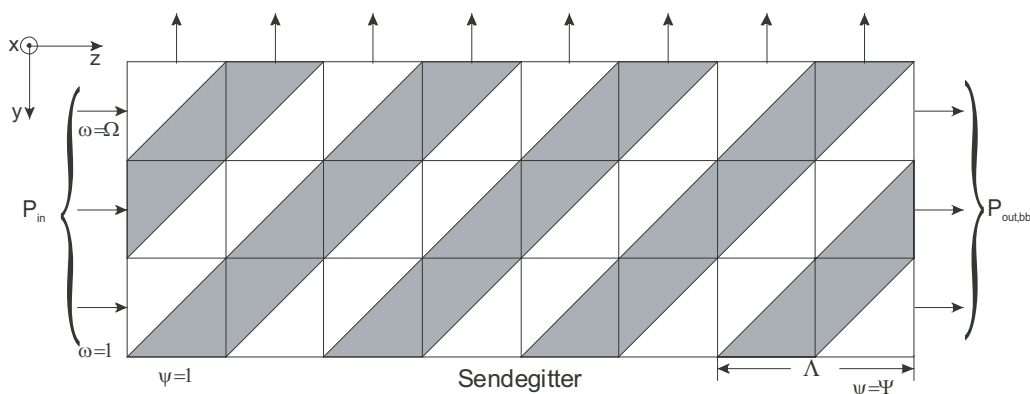


Abbildung 8.1: Zellulärer Aufbau des Sendegitters

Abbildung 8.2 zeigt den Amplituden- und Phasenverlauf der im Sendewellenleiter geführten Welle in z -Richtung. Da β in z -Richtung konstant ist, trifft die Welle bei erfüllter Braggbedingung (Gl. 4.57) immer mit gleicher Phase auf die Materialübergänge des Gitters. Daraus ergibt sich in z -Richtung eine abfallende Amplitude und eine konstante Phase nach jeweils einer Gitterperiode Λ .

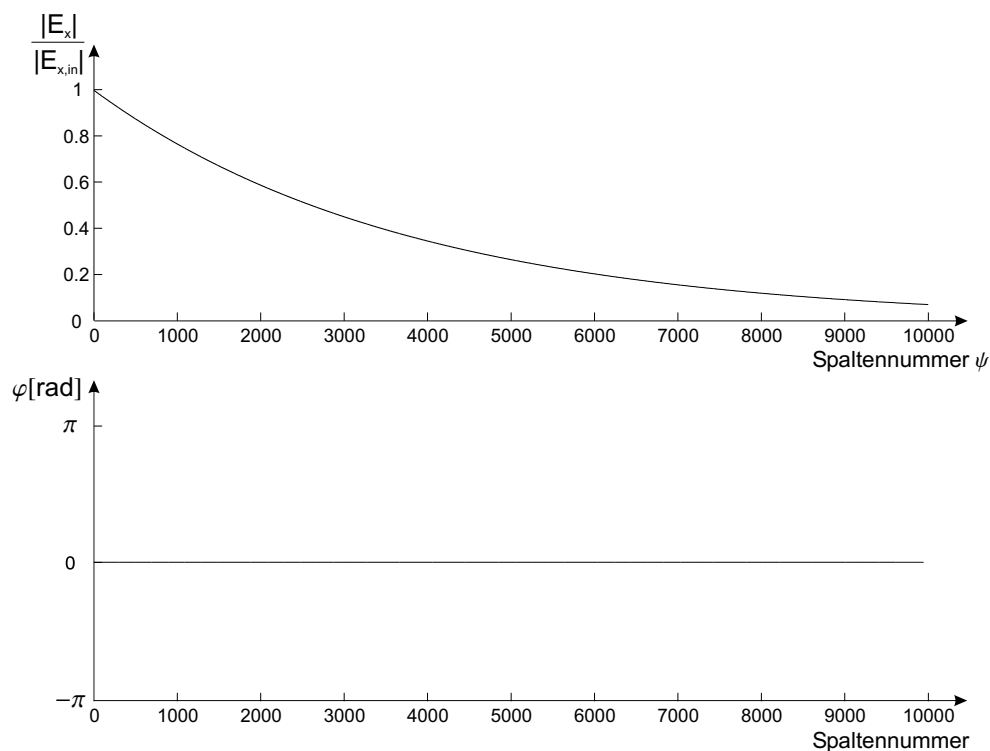


Abbildung 8.2: Örtlicher Verlauf von Amplitude und Phase des im Sendewellenleiter geführten elektrischen Feldes E_x bei erfüllter Braggbedingung in Abhängigkeit vom Gitterort ψ

Für die aus dem Sendegitter ausreflektierten Wellenanteile trifft dies in gleicher Weise zu. Die Amplitude der ausreflektierten Wellenanteile fällt exponentiell in z -Richtung ab, die Phasenzustände der Wellenanteile sind bei der Braggwellenlänge gleich, so dass eine ebene Welle mit einer Phasenfront parallel zur z -Richtung aus dem Gitter austritt.

Abhängigkeit vom Injektionsstrom I_{inj}

Werden nun Ladungsträger in den Sendewellenleiter injiziert, so dass die Elektronendichte über die Transparenzträgerdichte steigt, wird die Welle im Sendewellenleiter verstärkt. Abhängig von der Höhe des Injektionsstroms überwiegt entweder die Leistungsabnahme durch die Gitterreflexionen oder die Verstärkung.

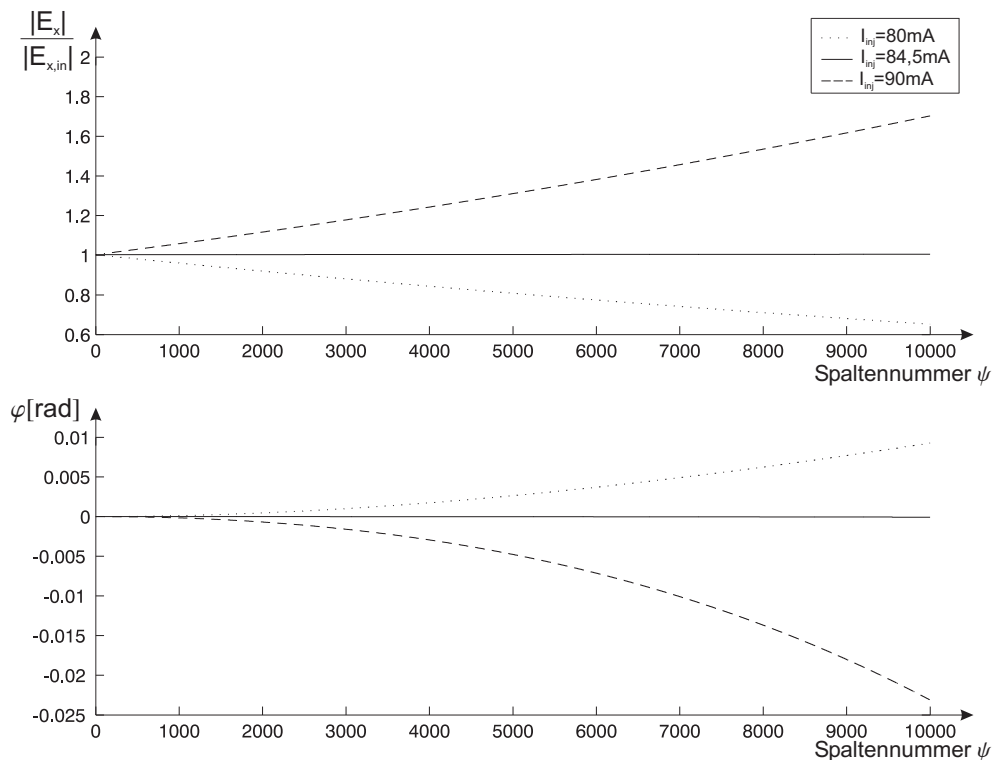


Abbildung 8.3: Örtlicher Verlauf von Amplitude und Phase des im Sendewellenleiter geführten elektrischen Feldes E_x über der Spaltennummer ψ in Abhängigkeit vom Injektionsstrom. Die Eingangsleistung P_{in} beträgt $10\mu\text{W}$

Abbildung 8.3 zeigt die Abhängigkeit des im Sendewellenleiter geführten elektrischen Feldes E_x vom Injektionsstrom. Die Wellenlänge des Lichtes wurde für die drei Fälle so gewählt, dass die Wellenlänge im Material zu Beginn des Gitters gleich

der Gitterperiode Λ ist.

Für $I_{inj} = 84,5mA$ wird die Leistungsabnahme im Sendewellenleiter auf Grund der Reflektivität des Gitters und der Wellenleiterverluste durch die Verstärkung kompensiert. Es ergibt sich eine nahezu ortsunabhängige Feldamplitude und Phase. Weicht der Injektionsstrom von diesem Wert ab, führt dies zu einer ansteigenden bzw. abfallenden Feldamplitude. Die Leistung der geführten Welle wird damit ortsabhängig und gemäß der Ratengleichung 7.12 auch die Elektronendichte $N(z)$ bzw. die effektive Brechzahl $n_{eff}(z)$ (Abb. 6.15).

Diese Abhängigkeit zeigt sich im Phasengang in Abbildung 8.3. Eine mit steigender Spaltennummer Ψ zunehmende Feldamplitude führt zu einer fallenden Elektronendichte bzw. zu einer steigenden effektiven Brechzahl n_{eff} des Stufenwellenleiters. Die Ortsabhängigkeit von n_{eff} wirkt sich unmittelbar auf die Phase der Welle an den Zellausgängen aus, da der die Phasendrehung in der Zelle beschreibende Term von n_{eff} abhängt. Eine steigende Lichtleistung im Wellenleiter führt somit zu einer fallenden Phase. Für eine mit steigender Spaltennummer Ψ fallende Feldamplitude gilt Umgekehrtes.

Im Falle der Ortsabhängigkeit der Lichtleistung lässt sich keine einheitliche Braggwellenlänge für das Gitter definieren. Durch die ortsabhängige Brechzahl trifft die Welle stets mit unterschiedlichen Phasenzuständen auf die Gitterlinien, was das Gitter unperiodisch erscheinen lässt. Das Gitter wirkt elektrisch gechirped, obwohl die Gitterlinien periodisch angeordnet sind.

Durch die Reflektivität des Gitters sind die Amplitude und Phase der ausreflektierten Wellenanteile direkt mit der im Sendewellenleiter geführten Welle verknüpft. Nur für den Fall der konstanten Feldamplitude, d.h. für $I_{inj} = 84,5mA$, ergibt sich eine reflektierte ebene Welle mit konstanter Amplitude und Phase in z -Richtung. Weicht der Injektionsstrom von dieser Größe ab, wird die Amplitude und die Phase der reflektierten Wellenanteile ortsabhängig.

Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in}

Im Gegensatz zum Injektionsstrom ist die Eingangslichtleistung ein Betriebsparameter, der sich zeitlich ändert. In optischen Mehrkanalsystemen (WDM/DWDM) kann zum einen die Leistung einzelner Kanäle, zum anderen die Anzahl der übertragenen Kanäle schwanken. Im Sendewellenleiter wirken beide Ursachen auf die Elektronendichte in der aktiven Schicht, da dort das breitbandige Signal mit allen Kanälen vorhanden ist.

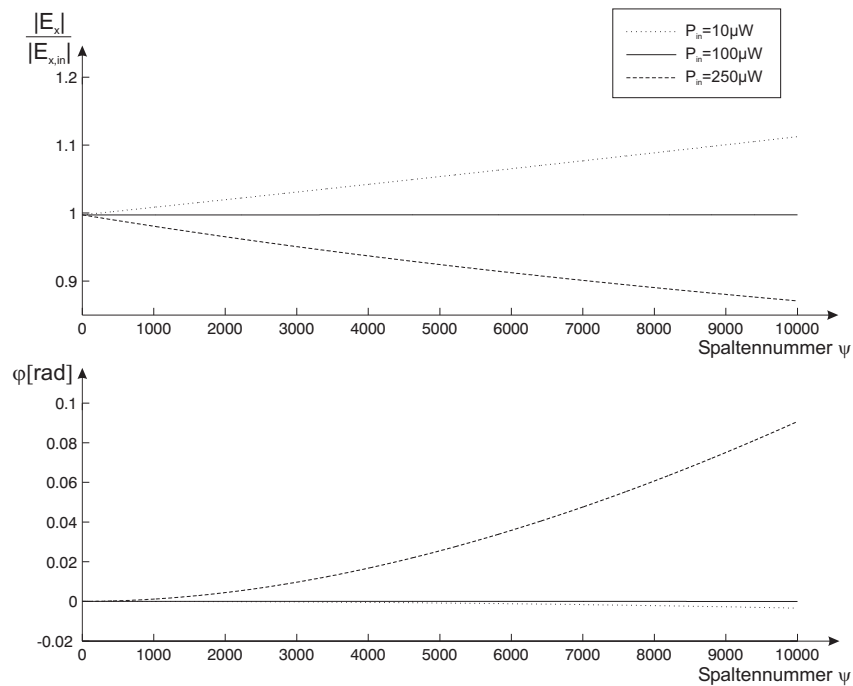


Abbildung 8.4: Örtlicher Verlauf von Amplitude und Phase des im Sendewellenleiter geführten elektrischen Feldes E_x über der Spaltennummer ψ in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in} . Der Injektionsstrom beträgt $I_{inj} = 85,6 mA$

Abbildung 8.4 zeigt die Amplitude und Phase des elektrischen Feldes im Sendewellenleiter abhängig von der Eingangsleistung bei einem Injektionsstrom von $I_{inj} = 85,6 mA$. Durch die unterschiedlichen Leistungen ergeben sich unterschiedliche Elektronendichten in der aktiven Schicht und daher auch unterschiedliche effektive Brechzahlen und Phasenkonstanten β . Die Wellenlänge wurde für jede Eingangsleistung so gewählt, dass sie zu Anfang des Gitters gleich der Gitterperiode Λ ist.

Bei einer Eingangsleistung von $100 \mu W$ führt der Injektionsstrom $I_{inj} = 85,6 mA$ zu einer Verstärkung, die genau die Wellenleiterverluste und die Leistungsabnahme durch das Gitter kompensiert. Für diese Eingangsleistung ergibt sich eine konstante ortsunabhängige Amplitude. Sinkt die Eingangsleistung nun unter diesen Wert ($P_{in} = 10 \mu W$), überwiegt die Verstärkung und die Feldamplitude steigt mit wachsender Spaltennummer. Für $P_{in} > 100 \mu W$ gilt Gegenteiliges.

Analog zu der Betrachtung bei unterschiedlichen Injektionsströmen steigt die Feldamplitude bei fallendem Phasengang und umgekehrt. Die Ursache dafür liegt wiederum in der ortsabhängigen Elektronendichte.

Aus den Abbildungen 8.3 und 8.4 lässt sich erkennen, dass sich jeweils für eine Eingangsleistungs-/Injektionsstrom-Kombination ein konstanter Verlauf der Amplitude und Phase ergibt. Abweichungen davon führen zu ortsabhängigen Amplituden- und Phasenverläufen auf Grund von Ladungsträgereffekten.

Sättigung

Die Voraussetzung für optische Verstärkung ist die Ladungsträgerinversion, d.h. es befinden sich mehr Elektronen im Leitungsband als im Valenzband. Im ungesättigten Verstärker wird die Höhe der Inversion nahezu ausschließlich von der Höhe des Injektionsstroms und nicht vom verstärkten Signal bestimmt [42]. Dies ist nur für geringe Signalleistungen gegeben.

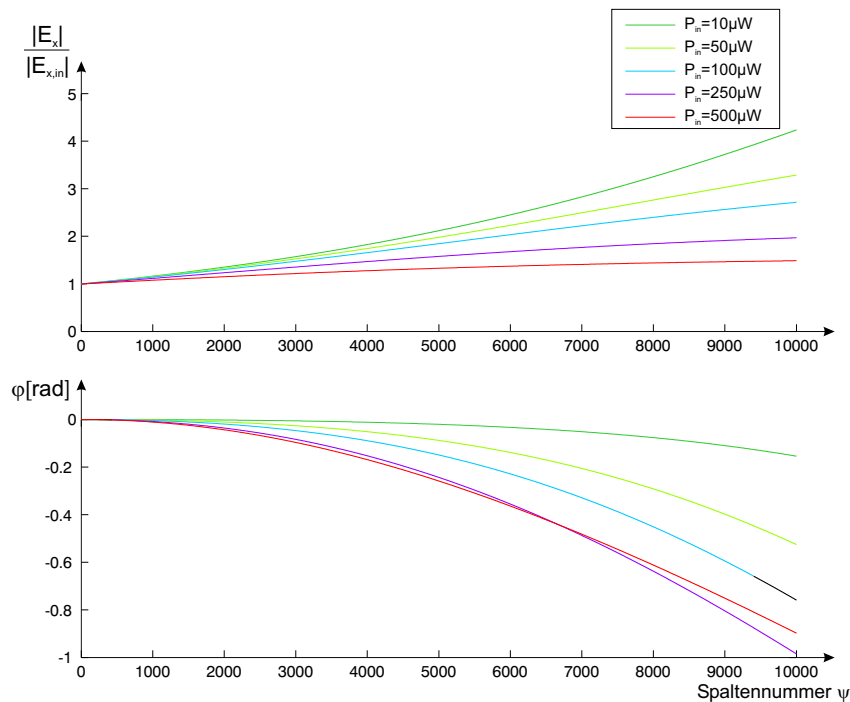


Abbildung 8.5: Örtlicher Verlauf von Amplitude und Phase des im Sendewellenleiter geführten elektrischen Feldes E_x über der Spaltennummer ψ in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in} . Der Injektionsstrom beträgt $I_{inj} = 100 \text{ mA}$

Bei hohen Signalleistungen sorgt das verstärkte Signal zunehmend für eine Abnahme der Elektronendichte im Leitungsband und damit für eine Abnahme der Verstärkung. Dies führt zu einer Sättigung des Verstärkers. Die Sättigungseffekte

steigen mit der Länge der durchlaufenen aktiven Schicht an, da die Lichtleistung infolge der Verstärkung ansteigt.

In Abbildung 8.5 sind die Feldverläufe in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in} bei einem Injektionsstrom $I_{inj} = 100mA$ dargestellt. Für $P_{in} > 250\mu W$ zeigt sich am Ende des Sendewellenleiters ein Abflachen der Amplitudenverläufe. Die Ursache hierfür ist die Sättigung des Verstärkers. Die ansteigende Lichtleistung führt zu einem Absinken der Elektronendichte bzw. des Verstärkungsfaktors.

Die Phasenverläufe, die empfindlicher auf Veränderungen der Elektronendichte reagieren, zeigen die Sättigung noch deutlicher. Bei der Betrachtung der zu den Eingangsleistungen $P_{in} = 250\mu W$ und $P_{in} = 500\mu W$ gehörenden Phasen ist ersichtlich, dass zunächst die zur größeren Lichtleistung gehörende Kurve stärker fällt, aber im letzten Drittel des Sendewellenleiters von der $P_{in} = 250\mu W$ -Kurve gekreuzt wird. Durch die Sättigung des Verstärkers ändert sich bei $P_{in} = 500\mu W$ die Lichtleistung und damit die Elektronendichte langsamer über dem Ort als bei $P_{in} = 250\mu W$. Der Phasengang flacht bei höheren Spaltennummern ab und die Kurven kreuzen sich.

8.1.2 Das elektrische Feld im Empfangswellenleiter

Obwohl der Verstärker symmetrisch aus Sende- und Empfangswellenleiter mit den dazugehörigen Gittern aufgebaut ist, unterscheidet sich die Wirkungsweise der beiden Gitter sehr stark. Im Empfangsgitter überlagern sich die vom Sendegitter reflektierten Wellenanteile und treten miteinander in Interferenz. Dies bedeutet, dass sich im Empfangswellenleiter ein spektral bewertetes Signal sammelt.

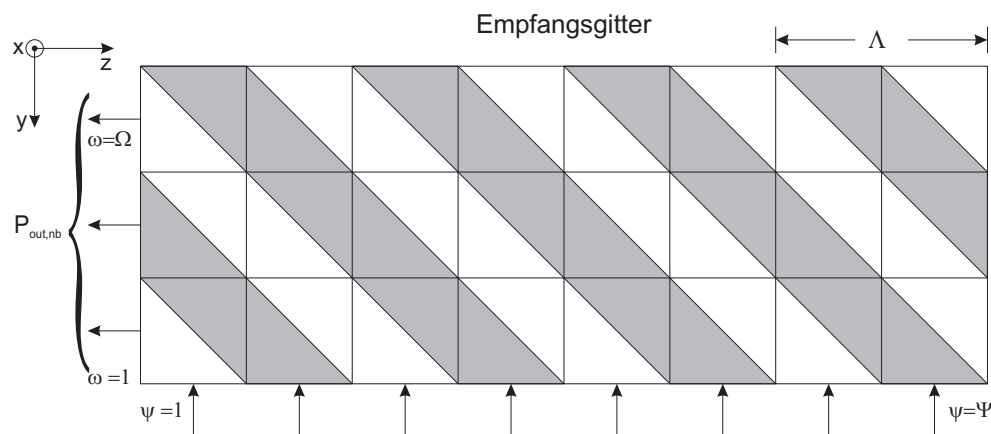


Abbildung 8.6: Zellulärer Aufbau des Empfangsgitters

Abbildung 8.6 zeigt das Modell für das Empfangsgitter, das aus $\Psi \cdot \Omega$ Zellen aufgebaut ist. Die vom Sendegitter ausreflektierten Wellenanteile treffen auf die untere

Zellenreihe $\omega = 1$. Das Empfangsgitter reflektiert die Wellenanteile erneut. Dadurch sammelt sich im Empfangswellenleiter das Licht in $-z$ -Richtung, wobei die einzelnen Anteile phasenrichtig überlagert werden.

Im Folgenden wird der örtliche Verlauf des elektrischen Feldes E_x in Abhängigkeit vom Injektionsstrom I_{inj} und der in den Sendewellenleiter eingekoppelten Lichtleistung P_{in} betrachtet. Um die Ergebnisse vergleichbar zu machen, trifft auf die untere Zellenreihe des Empfangsgitters stets ein Feld mit ortsunabhängiger Amplitude und Phase, d.h. alle Zellen werden mit einem Feld gleicher Amplitude und Phase gespeist.

Abhängigkeit vom Injektionsstrom I_{inj}

Das elektrische Feld E_x im Empfangswellenleiter wird durch zwei unterschiedliche Faktoren beeinflusst. Die Feldamplitude steigt in $-z$ -Richtung zum einen wegen den Reflexionen der von unten eingekoppelten Welle an den Empfangsgitterlinien, zum anderen wegen der Verstärkung der Welle durch die aktive Schicht.

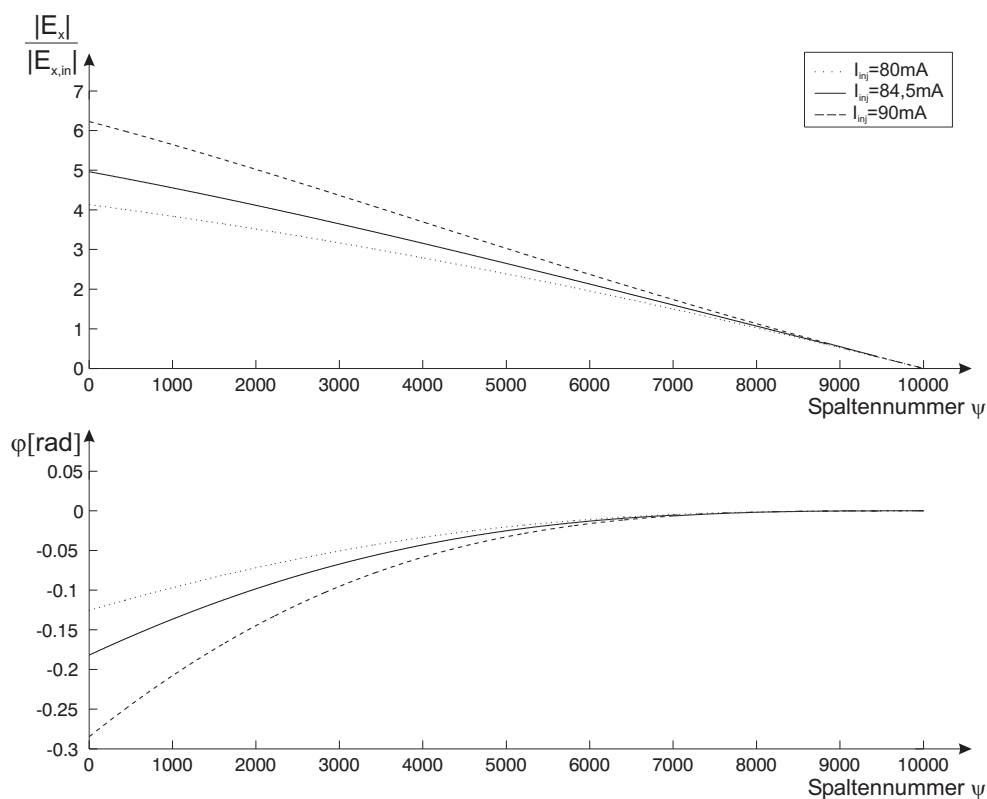


Abbildung 8.7: Örtlicher Verlauf von Amplitude und Phase des im Empfangswellenleiter geführten elektrischen Feldes E_x über der Spaltennummer ψ in Abhängigkeit vom Injektionsstrom. Die Eingangsleistung P_{in} beträgt $10\mu W$

In Abbildung 8.7 ist das elektrische Feld über dem Gitterort in Abhängigkeit vom Injektionsstrom dargestellt.

Im Sendewellenleiter führt der Injektionsstrom $I_{inj} = 84,5mA$ zu einer Verstärkung, die die Leistungsabnahme durch die Gitterreflexionen und Wellenleiterverluste kompensiert. Für diesen Wert des Injektionsstroms ergibt sich daher ein konstanter Amplituden- und Phasenverlauf (vgl. Abb.8.3).

Da die Dimensionierung der Stufenwellenleiter und Gitter gleich ist, ist für diesen Injektionsstrom auch im Empfangswellenleiter eine Kompensation der Verlustmechanismen zu erwarten. Die konstante Einkopplung der vom Sendegitter reflektierten Welle von unten würde einen linearen Anstieg der Amplitude erwarten lassen. Jedoch ist - im Gegensatz zum Sendewellenleiter - die Feldamplitude bzw. Lichtleistung über dem Ort nicht konstant. Damit ergibt sich auch ein ortsabhängiger Verstärkungsfaktor, der mit ansteigender Amplitude zunehmend kleiner wird. Der Amplitudenverlauf ist daher bei $I_{inj} = 84,5mA$ nicht linear, sondern fällt bei kleiner werdender Spaltennummer nach unten ab.

Der Einfluss der ortsabhängigen Lichtleistung zeigt sich noch deutlicher in der Phase. Je stärker die Lichtleistung zu kleineren Spaltennummern hin ansteigt, desto stärker fällt der Phasenverlauf. Ein konstanter Phasenverlauf lässt sich wegen der stets ansteigenden Lichtleistung im Empfangsgitter nicht realisieren. Dadurch ist auch die Braggbedingung nicht im gesamten Gitter zu erfüllen. In Abbildung 8.7 wurde die Wellenlänge stets so gewählt, dass sie bei hohen Spaltennummern gleich der Braggwellenlänge ist. An den Spaltenausgängen ergibt sich damit zunächst unabhängig vom Injektionsstrom eine konstante Phase, bevor die unterschiedlichen örtlichen Elektronendichten die Phasenverläufe divergieren lassen.

Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in}

Im Empfangswellenleiter treten die durch das Sendegitter reflektierten Wellenanteile nach der erneuten Reflexion durch das Empfangsgitter in Interferenz. Durch die phasenrichtige Überlagerung breitet sich im Empfangswellenleiter nur Licht in einem schmalen Wellenlängenbereich aus. Bezogen auf Mehrkanalsysteme bedeutet dies, dass die gleichphasige Überlagerung nur für einen Kanal erfüllt ist und bereits seine Nachbarkanäle teildestruktiven Interferenzen unterliegen. Anders als im Sendewellenleiter rühren Leistungsschwankungen im Empfangswellenleiter nicht vom Fehlen von einzelnen Kanälen in der Mehrkanalübertragung her, sondern von der Leistungsschwankung eines einzelnen Kanals.

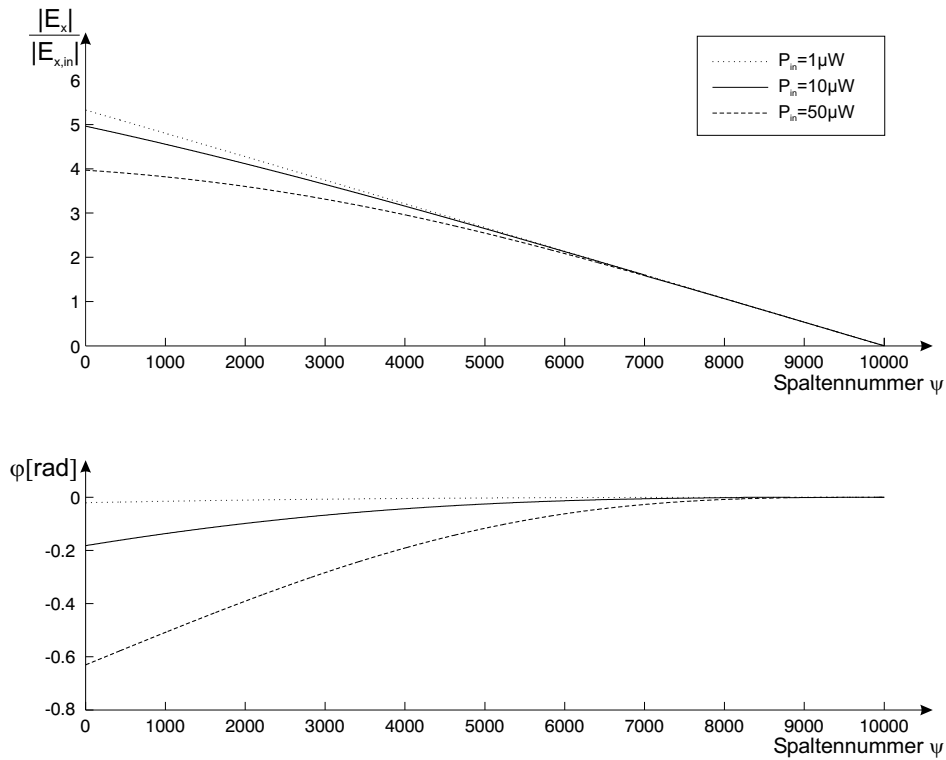


Abbildung 8.8: Örtlicher Verlauf von Amplitude und Phase des im Empfangswellenleiter geführten elektrischen Feldes E_x über der Spaltennummer ψ in Abhängigkeit von der Eingangsleistung P_{in} . Der Injektionsstrom beträgt $I_{inj} = 84,5 \text{ mA}$.

Die Abhängigkeit des im Empfangswellenleiter geführten Feldes E_x von der Eingangsleistung ist in Abbildung 8.8 gezeigt. Die Eingangsleistungen wurden hier geringer gewählt als bei der Diskussion des Sendewellenleiters, da nahezu ausschließlich ein Kanal die Lichtleistung im Empfangswellenleiter bestimmt und daher die Leistungen der anderen Kanäle nicht berücksichtigt werden müssen.

Wiederum ist der Ausgangspunkt der Amplituden- und Phasenverlauf bei der Eingangsleistung $P_{in} = 10 \mu\text{W}$ bei einem Injektionsstrom $I_{inj} = 84,5 \text{ mA}$, wie er bereits in Abbildung 8.7 gezeigt ist. Verkleinert sich die Eingangsleistung, steigt die Amplitude etwas stärker, da bei gleicher Injektion die stimulierte Rekombinationsrate sinkt. Dies erhöht die örtliche Elektronendichte und damit die Verstärkung gegenüber dem Fall $P_{in} = 10 \mu\text{W}$. Der Phasenverlauf für $P_{in} = 1 \mu\text{W}$ ist nahezu konstant, was auf eine fast ortsunabhängige Elektronendichte schließen lässt.

Steigt hingegen die Eingangsleistung, flacht der Amplitudenverlauf zu kleineren Spaltennummern hin ab, da die injizierte Trägerdichte durch die zunehmende Lichtleistung und damit ansteigende Anzahl von stimulierten Rekombinationsprozessen abgebaut wird. Dies zeigt sich auch in der stärker abfallenden Phase im Vergleich zu $P_{in} = 10 \mu\text{W}$.

8.2 Übertragungsverhalten des Verstärkers

In Abschnitt 8.1 wurde die Abhängigkeit der Feldverläufe im Sende- und Empfangswellenleiter vom Injektionsstrom I_{inj} und der Eingangsleistung P_{in} untersucht. Das Übertragungsverhalten des Verstärkers ergibt sich durch das Zusammenwirken beider Gitter.

Durch Interferenzen von Wellenanteilen, die unterschiedlich lange Wege im Verstärker zurückgelegt haben, bildet sich eine schmalbandige Übertragungsfunktion aus, deren Form durch die Amplitude und Phase der im Sende- bzw. Empfangswellenleiter geführten Wellen beeinflusst wird.

8.2.1 Die Leistungsübertragungsfunktion

Zur Wandlung von optischen Signalen in elektrische werden Photodioden verwendet. Sie liefern einen elektrischen Strom, der proportional zur einfallenden Lichtleistung ist. Daher ist die Leistungsübertragungsfunktion $|H|^2(\lambda) = \frac{P_{out, nb}(\lambda)}{P_{in}}$ eine entscheidende Kenngröße des Verstärkers. Zunächst soll die Form der Übertragungsfunktion diskutiert werden. Anschließend wird ihre Beeinflussung durch die Länge der Gitter, die Injektionsströme und die Eingangsleistung erklärt.

Form der Übertragungsfunktion

Wie in SAW (Surface Acoustic Wave) Filtern [43] lässt sich die Übertragungsfunktion des Verstärkers aus der räumlichen Verteilung und der Amplitude der reflektierten Wellenanteile erschließen.

Die Impulsantwort des Verstärkers ist gedanklich leicht vorstellbar. Der Injektionsstrom des Sende- und Empfangswellenleiters soll für dieses Gedankenexperiment so gewählt sein, dass sich die ergebende Verstärkung und die Leistungsabnahme durch die Gitterreflexionen bzw. Wellenleiterverluste kompensieren. Der Strom, der diese Bedingung erfüllt, wird im Folgenden I_{opt} genannt.

Durch die räumlich verteilten Reflexionen im Sendegitter wird von jedem Graben ein Wellenanteil jeweils gleicher Amplitude reflektiert. Im Empfangsgitter erneut reflektiert, wird er zum Ausgang geführt, wobei die Amplitude durch das Gleichgewicht aus Verstärkung und Verlusten im Empfangswellenleiter konstant bleibt. Daher ergibt sich als Impulsantwort eine Rechteckfunktion bzw. als Übertragungsfunktion eine si-Funktion (Abb. 8.9).

Weicht der Injektionsstrom jedoch von I_{opt} ab, so ergibt sich eine unsymmetrische Impulsantwort bzw. eine Verbreiterung der Übertragungsfunktion.

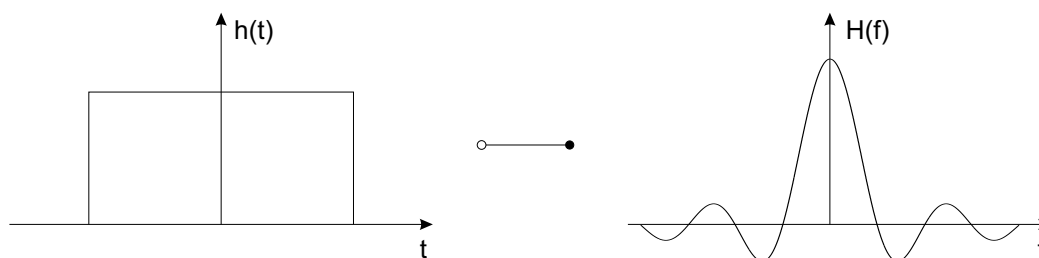


Abbildung 8.9: Schematische Darstellung der Impulsantwort $h(t)$ und Übertragungsfunktion $H(f)$ des Verstärkers bei $I_{inj} = I_{opt}$

Einfluss der Gitterlängen

Die Länge des Sende- und Empfangsgitters ist ein entscheidender Parameter der Leistungsübertragungsfunktion. Bei einer festen Gitterperiodizität Λ legt sie die Anzahl der Gitterlinien in den beiden Gittern fest. Sie wird für Sende- und Empfangsgitter stets gleich gewählt.

Bei steigender Anzahl der Gitterlinien steigt auch die Anzahl der Wellenanteile, die im Empfangsgitter miteinander interferieren. Dadurch verschmälert sich die Übertragungsfunktion mit steigender Gitterlänge.

Abbildung 8.10 zeigt die Leistungsübertragungsfunktion des Verstärkers für unterschiedliche Gitterlängen. Die Injektionsströme im Sende- und Empfangswellenleiter betragen jeweils $I_{inj} = I_{opt}$. Mit steigender Anzahl von Gitterlinien zeigt sich eine Verschmälerung der Leistungsübertragungsfunktion. Gleichzeitig steigt die Amplitude im Hauptmaximum der Kurve, da das Licht eine längere Strecke im optisch aktiven Medium durchläuft.

Als Kriterium für die spektrale Breite der Leistungsübertragungsfunktion wird hier die $3dB$ -Bandbreite verwendet. Sie gibt den Wellenlängenbereich an, in dem die Ausgangsleistung des Verstärkers um weniger als die Hälfte von der maximalen Ausgangsleistung bei der Mittenwellenlänge abgefallen ist. Der Verlauf der $3dB$ -Bandbreite über der Anzahl der Gitterlinien ist in Abbildung 8.11 gezeigt. Es ergibt sich ein hyperbolischer Abfall mit steigender Gitterlänge. Für einen Verstärker mit je 5000 Gitterlinien im Sende- und Empfangswellenleiter ergibt sich die Bandbreite zu $0,16nm$. Damit lässt sich bei DWDM-Systemen mit einem Kanalabstand von $0,2nm$ eine Kanaltrennung mit gleichzeitiger schmalbandiger Kanalverstärkung erreichen.

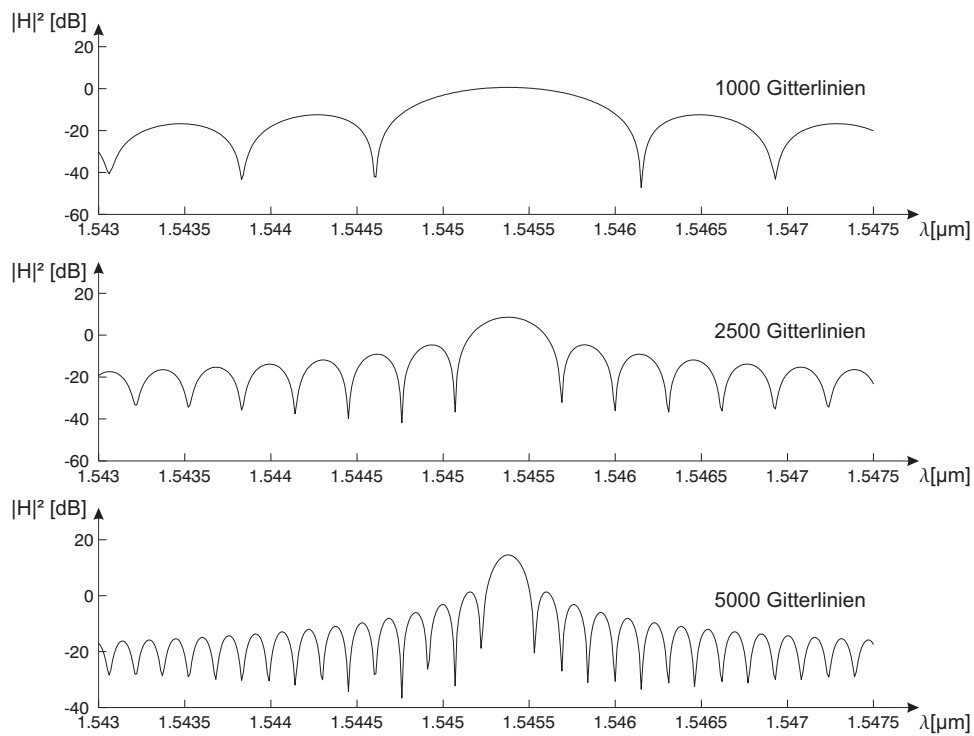


Abbildung 8.10: Leistungsübertragungsfunktion des Verstärkers abhängig von der Anzahl der Gitterlinien im Sende- bzw. Empfangswellenleiter bei $I_{inj} = I_{opt}$

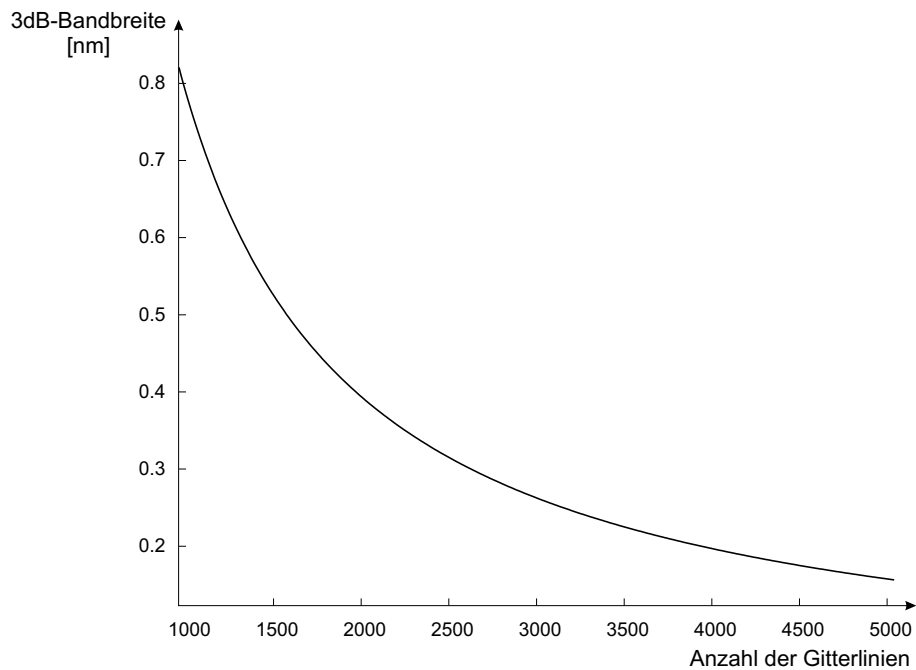


Abbildung 8.11: 3dB-Bandbreite des Verstärkers über der Anzahl der Gitterlinien

Einfluss der Injektionsströme

In Abschnitt 8.1 wurde der Einfluss der Injektionsströme auf die Feldverläufe im Sende- und Empfangswellenleiter diskutiert. Sowohl der örtliche Verlauf der Amplitude als auch der Phase bestimmt maßgeblich das Übertragungsverhalten des Verstärkers. Im Folgenden wird die Wirkung von Stromänderungen auf die Leistungsübertragungsfunktion untersucht. Zunächst werden beide Ströme stets gleich groß gewählt.

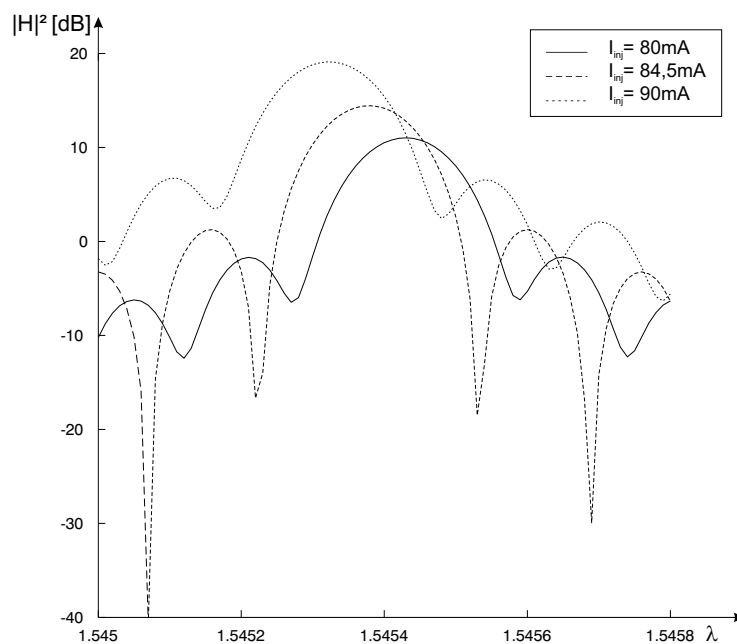


Abbildung 8.12: Leistungsübertragungsfunktion $|H|^2(\lambda)$ in Abhängigkeit von den Injektionsströmen bei 5000 Gitterlinien im Sende- und Empfangsgitter und einer Eingangsleistung von $P_{in} = 10\mu W$

In Abbildung 8.12 sind die Leistungsübertragungsfunktionen für drei unterschiedliche Injektionsströme gezeigt. Zunächst soll die Kurve für $I_{inj} = I_{opt} = 84,5mA$ diskutiert werden.

Gemäß Abbildung 8.3 wird für diesen Injektionsstrom aus dem Sendegitter ein Feld mit konstanter Amplitude und Phase in z-Richtung reflektiert. Diese Injektion führt zu einer si^2 -förmigen Leistungsübertragungsfunktion. Die Abweichungen von der si -Form in Abbildung 8.12 ergeben sich auf Grund der Diskretisierung der Wellenlänge bei der Simulation.

Wird der Injektionsstrom verringert ($I_{inj} < I_{opt}$), sorgt dies für eine Abnahme der optischen Verstärkung im Sende- und Empfangswellenleiter. Daher sinkt die

Ausgangsleistung des Verstärkers ab. Die geringere Injektion führt zudem zu einer geringeren Elektronendichte in der aktiven Schicht, was eine höhere effektive Brechzahl im Vergleich zu $I_{inj} = I_{opt}$ mit sich bringt. Die Mittenwellenlänge des Verstärkers verschiebt sich daher zu größeren Wellenlängen hin.

Für $I_{inj} > I_{opt}$ erhöht sich die injizierte Elektronendichte und damit auch die Verstärkung. Die Ausgangsleistung des Verstärkers steigt und die Mittenwellenlänge verschiebt sich auf Grund der geänderten effektiven Brechzahl zu kleineren Wellenlängen hin.

Neben der Veränderung der Mittenwellenlänge und der Höhe der Verstärkung führt die Veränderung des Injektionsstroms zu einer Änderung der Form der Übertragungsfunktion. Ausgehend von der si^2 -Form bei $I_{inj} = I_{opt}$ verrundet die Übertragungsfunktion. Dies führt zu einer Vergrößerung der 3dB-Bandbreite. Ursache dafür ist die ortsabhängige Amplitude und Phase der aus dem Sendegitter reflektierten Wellenanteile sowie die vergrößerte Verstärkung im Empfangswellenleiter. Die Impulsantwort des Verstärkers ist in diesem Fall nicht mehr rechteckförmig, was einer Verbreiterung der Übertragungsfunktion entspricht.

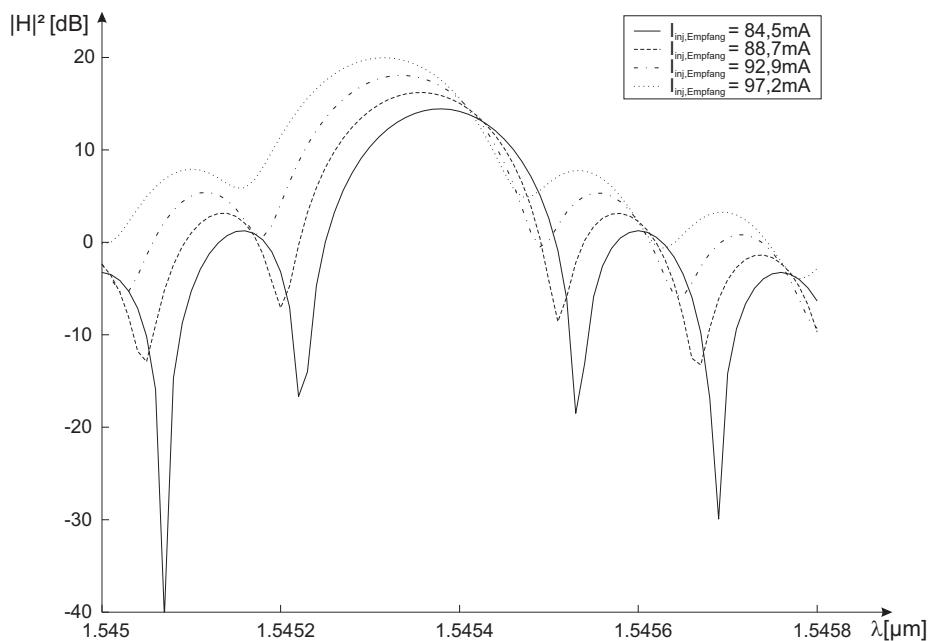


Abbildung 8.13: Leistungsübertragungsfunktion des Verstärkers bei 5000 Gitterlinien im Sende- und Empfangsgitter bei unterschiedlichen Injektionsströmen im Empfangswellenleiter. Der Injektionsstrom im Sendewellenleiter beträgt $84,5mA$, die Eingangsleistung $P_{in} = 10\mu W$

In den bisherigen Betrachtungen wurde stets der Injektionsstrom im Sende- und Empfangswellenleiter gleich groß gewählt. Durch die zwei voneinander getrennten Metallkontakte auf der Oberseite des Verstärkers können unterschiedlich hohe Ströme in die aktiven Schichten injiziert werden.

Abbildung 8.13 zeigt das Übertragungsverhalten des Verstärkers bei unterschiedlichen Strömen im Sende- und Empfangsgitter. Für $I_{inj,Empfang} = 84,5mA$ sind die Injektionsströme im Sende- und Empfangswellenleiter gleich. Wird der Strom auf der Empfangsseite erhöht, zeigt die resultierende Übertragungsfunktion ähnliche Merkmale gegenüber der Funktion $I_{inj,Sende} = I_{inj,Empfang} = 84,5mA$ wie bei einer gleichmäßigen Erhöhung beider Ströme (Abb. 8.12). Auf Grund der höheren Elektronendichte wird die Verstärkung im Empfangswellenleiter größer. Dadurch erhöht sich die Ausgangsleistung des Verstärkers. Zudem verschiebt sich die Übertragungsfunktion wegen der Änderung der effektiven Brechzahl zu kleineren Wellenlängen hin. Jedoch wird die mit steigendem Injektionsstrom wachsende Verstärkung durch eine zunehmende Verrundung der Leistungsübertragungsfunktion erkauft, was die Bandbreite im Durchlassbereich erhöht. Die gleichen Effekte treten auch für den umgekehrten Fall auf, wenn $I_{inj,Empfang} = 84,5mA$ konstant gehalten wird und der Injektionsstrom des Sendewellenleiters erhöht wird.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Bandbreite des Verstärkers bei gleichen Injektionsströmen im Sende- und Empfangswellenleiter am kleinsten ist, wenn die durch die Injektion hervorgerufene Verstärkung die Leistungsabnahme durch Gitterreflexionen und Wellenleiterverluste kompensiert. Dies ist für $I_{inj} = I_{opt} = 84,5mA$ der Fall. Abweichende Injektionsströme erlauben eine Variation der Verstärkung und der Mittenwellenlänge. Sie verändern aber auch gleichzeitig die Form der Übertragungsfunktion und vergrößern damit die Bandbreite des Verstärkers.

Einfluss der Eingangsleistung P_{in}

Neben dem Injektionsstrom ist die Eingangsleistung P_{in} ein sich ändernder Parameter des Verstärkers. Anders als der Injektionsstrom, der als Betriebsgröße fest vorgegeben wird, unterliegt die Eingangslichtleistung statistischen Schwankungen. Der Einfluss dieser Schwankungen auf die Leistungsübertragungsfunktion wird im Folgenden näher betrachtet.

Wie in Abschnitt 8.1 beschrieben, beeinflusst die Eingangsleistung die Elektronendichte in den aktiven Schichten.

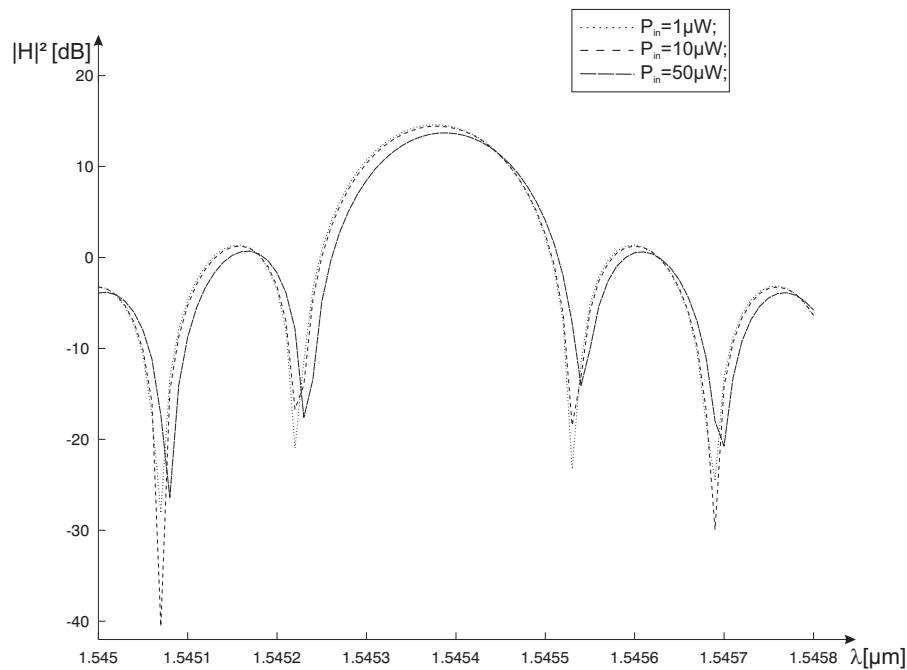


Abbildung 8.14: Leistungsübertragungsfunktion des Verstärkers bei 5000 Gitterlinien im Sende- und Empfangsgitter bei unterschiedlichen Eingangsleistungen P_{in} . Der Injektionsstrom im Sende- und Empfangswellenleiter beträgt $84,5\text{ mA}$.

Neben dem Verstärkungsfaktor ändert sich dadurch auch die effektive Brechzahl in den Stufenwellenleitern. Beide Effekte zeigen sich in Abbildung 8.14. Der Injektionsstrom in den Sende- und Empfangswellenleiter beträgt $I_{inj} = 84,5\text{ mA}$. Die Ergebnisse aus Abschnitt 8.1 und 8.2.1 zeigen, dass sich für $P_{in} = 10\text{ }\mu\text{W}$ eine ortsunabhängige Feldamplitude im Sendewellenleiter und daher die Leistungsübertragungsfunktion mit minimaler Bandbreite ergibt. Für größere Eingangsleistungen sinkt die Elektronendichte und damit die optische Verstärkung. Die Mittenwellenlänge verschiebt sich zu größeren Wellenlängen hin. Gleiche Auswirkungen haben sich bei der Verringerung des Injektionsstroms gezeigt. Eine Verringerung der Eingangsleistung führt zu gegenteiligen Effekten. Jedoch sind verglichen mit den Änderungen der Übertragungsfunktion mit den Injektionsströmen die Abweichungen geringer.

Die Änderung der Übertragungsfunktion mit der Eingangsleistung kann durch eine Nachregelung des Injektionsstroms unterdrückt werden. Mit Hilfe zweier Photodioden, die vor bzw. hinter dem Sendegitter in den Sendewellenleiter integriert werden, lässt sich die geführte Lichtleistung am Anfang und Ende des Empfangswellenleiters messen. Der Injektionsstrom muss solange nachgeführt werden, bis beide Photodioden den gleichen Strom liefern, d.h. die Lichtleistung im Sendewellenleiter konstant

ist. Diese Regelung dient damit gleichzeitig dem Finden der Injektionsströme, für die die Bandbreite der Filterfunktion minimal wird.

8.2.2 Der Phasengang des Verstärkers

Neben der Leistungsübertragungsfunktion ist der Verlauf der Phase über der Wellenlänge ein weiteres entscheidendes Kriterium zur Bewertung des Verstärkers.

Grundsätzlich ist ein linearer Phasenverlauf im übertragenen Wellenlängenbereich anzustreben. Im Falle eines nichtlinearen Phasenganges verschiebt sich bei einem Signal, das mehrere Wellenlängenkomponenten enthält, die zeitliche Lage der einzelnen Komponenten zueinander. Dadurch verbreitert sich der Impuls und die Impulsflanken verrunden.

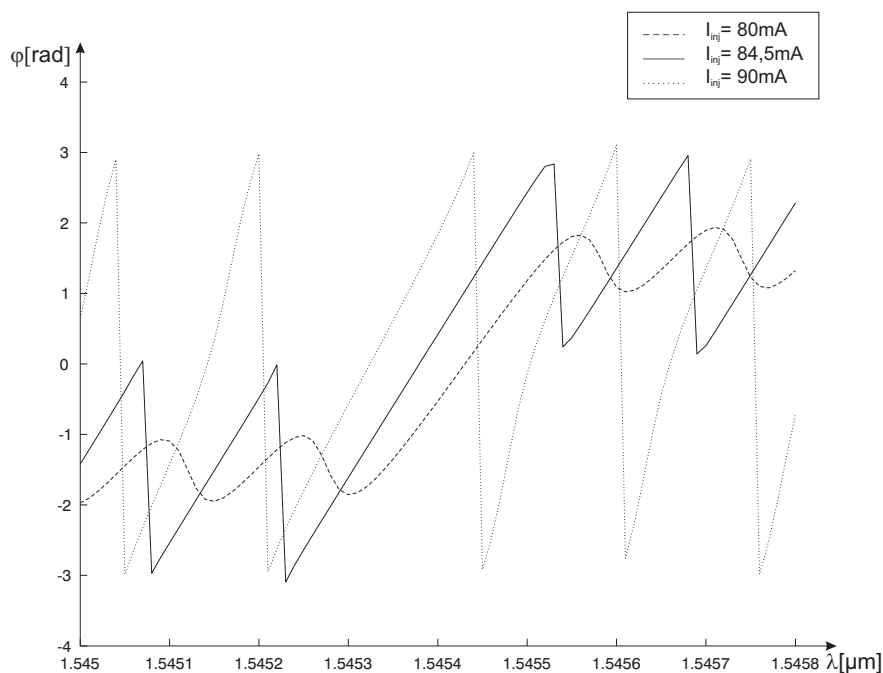


Abbildung 8.15: Phasengang des Verstärkers bei 5000 Gitterlinien im Send- und Empfangsgitter bei unterschiedlichen Injektionsströmen. Die Eingangsleistung beträgt $P_{in} = 10\mu W$

Abbildung 8.15 zeigt den Phasengang des Verstärkers über der Wellenlänge für unterschiedliche Injektionsströme. Die zu den Phasenverläufen gehörenden Übertragungsfunktionen sind in Abbildung 8.12 gezeigt.

Die unterschiedlichen Injektionsströme führen zu einer Änderung der Impulsantwort des Verstärkers. Daher ändert sich die Form des Phasengangs erheblich mit dem

Injektionsstrom. Für $I_{inj} = I_{opt} = 84,5mA$ ergibt sich ein linearer Verlauf der Phase. Die Phasensprünge treten an den Stellen auf, an denen die s_i -Funktion ihren Nulldurchgang hat. Weicht der Strom von I_{opt} ab, wird die Phase nichtlinear. Jedoch sind die Krümmungen sehr gering, so dass die dispersiven Effekte sehr klein gegenüber der Faserdispersion auf typischen Übertragungstreckenlängen sind. Auffällig ist zudem die Steigungsänderung des Phasengangs im Durchlassbereich des schmalbandigen Verstärkers. Sie rührt aus der sich ändernden Ausbreitungsgeschwindigkeit auf Grund der Änderung der effektiven Brechzahl in den Stufenwellenleitern her.

Wegen des linearen Verlaufs stellt der Injektionsstrom $I_{inj} = I_{opt}$ auch im Bezug auf den Phasengang die optimale Betriebsgröße dar.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Optische Halbleiterverstärker (SOA's) stellen in vielerlei Hinsicht eine Ergänzung und in Bezug auf einige Anwendungen eine interessante Alternative zu den heute in der Weitverkehrstechnik verwendeten EDFA-Verstärkern (Erbium Doped Fiber Amplifier) dar [44]. Einer ihrer größten Vorteile ist die monolithische Integrierbarkeit. Damit lassen sich verschiedene optische Bauelemente zusammen mit dem SOA auf einem Halbleiterchip fertigen. Zudem wird die Ladungsträgerinversion nicht über optisches Pumplicht eines Lasers sondern mit einem elektrischen Strom erreicht. Beides verringert die Kosten.

Die meisten bisher entwickelten SOA's dienen der breitbandigen Verstärkung des einfallenden optischen Signals. Ziel dieser Arbeit ist es, einen schmalbandigen optischen Halbleiterverstärker im Materialsystem InP/InGaAsP zu entwickeln, der in einem Mehrkanalsystem (WDM/DWDM-System) eine Kanaltrennung mit gleichzeitiger Verstärkung des Kanals ermöglicht. Die Herausforderung dabei ist, eine wellenlängenselektive Struktur zu verwenden, die resonanzfrei ist und daher keinen Laserbetrieb erlaubt. Dadurch ist der Injektionsstrom nicht auf Werte unterhalb der Laserschwelle begrenzt, sondern frei wählbar.

Der Aufbau des Verstärkers besteht aus zwei parallelen Stufenwellenleitern, die über schräge Gitterlinien verkoppelt sind. Die beiden Gitter eröffnen den Wellenanteilen unterschiedlich lange Ausbreitungswege durch den Verstärker. Durch die Interferenzen der Wellenanteile, die unterschiedlich lange Wege durch den Verstärker genommen haben, entsteht die schmalbandige Übertragungsfunktion des Verstärkers. Die geneigten Gitter verhindern kreisförmige Ausbreitungswege, d.h. Resonanzen innerhalb des Gitters. Um Resonanzen im Verstärker gänzlich zu vermeiden, sind die Stirnflächen des Verstärkers mit Anti-Reflex-Beschichtungen zu versehen, so dass die Rückreflexionen in den Verstärker verhindert werden [45].

Die optische Verstärkung erfolgt in den aktiven Schichten, die in den Sendee- und Empfangswellenleiter eingebracht sind. Die dazu notwendigen Ladungsträger werden über zwei in die aktiven Schichten injizierten Ströme bereitgestellt. Auf

Grund getrennter Metallkontakte können die Ströme unterschiedlich gewählt werden.

Im Rahmen der Arbeit wird zunächst eine für den Verstärker geeignete Bauelementstruktur entwickelt. Neben der Dimensionierung der Wellenleiter auf Monomodigkeit wird die Bandstruktur des Verstärkers hinsichtlich des Ladungsträgereinschlusses in den aktiven Schichten optimiert. Ein hoher Ladungsträgereinschluss garantiert, dass nahezu alle injizierten Ladungsträger zur Rekombination zur Verfügung stehen und die nicht zur optischen Verstärkung beitragenden Leckströme minimiert werden.

Neben der optischen Verstärkung verursacht die injizierte Ladungsträgerdichte eine Änderung der effektiven Brechzahl im Sende- und Empfangswellenleiter. Die Auswirkungen der ortsabhängigen Ladungsträgerdichte auf die effektive Brechzahl werden eingehend untersucht.

Zur Berechnung der Verstärkereigenschaften wird ein Simulationsmodell entwickelt, das orts aufgelöst sowohl die Gittereigenschaften als auch die optische Verstärkung erfasst. Es dient der Berechnung der spektralen Verstärkerfunktion und der Klärung der Einflüsse von Betriebsparametern wie z.B. den Injektionsströmen auf das Übertragungsverhalten.

Die Ergebnisse der Simulation zeigen abhängig von der Anzahl der Gitterlinien ein schmalbandiges Übertragungsverhalten des Verstärkers. Die 3dB-Bandbreite liegt bei einer Gitterlänge von 5000 Gitterlinien auf der Sende- und Empfangsseite bei ca. 0,16nm. Damit eignet sich der Verstärker zur Kanaltrennung bzw. -verstärkung in DWDM-Systemen mit einem Kanalabstand von 0,2nm. Jedoch ist die Filterbandbreite von der Eingangsleistung abhängig, die sich in optischen Übertragungssystemen zeitlich verändern kann. Es lässt sich jedoch zu einer bestimmten Eingangsleistung ein Injektionsstrom finden, der zu optimalen Übertragungseigenschaften führt. Zum Erreichen dieses Optimums kann mit Hilfe zweier Photodioden, die am Beginn und am Ende in den Sendewellenleiter des Verstärkers integriert werden können, eine Regelgröße abgeleitet werden, mit der der Injektionsstrom nachgeführt werden kann.

Der hier vorgestellte Verstärker verbindet schmalbandige Übertragungseigenschaften mit einer Verstärkung der Lichtleistung im Durchlassbereich von etwa 15dB bei 5000 Gitterlinien. Seine Anwendungsbereiche liegen in der Kanaltrennung in optischen Mehrkanalsystemen.

In bisherigen Systemen wird stets vor der Kanaltrennung ein breitbandiger optischer Vorverstärker verwendet. Dieser muss die Signale soweit verstärken,

dass die Leistung nach der folgenden Kanaltrennung den Dynamikbereich des optischen Empfängers trifft. Mit dem schmalbandigen Verstärker ist es möglich, die Vorverstärkung und Kanaltrennung zusammenzufassen.

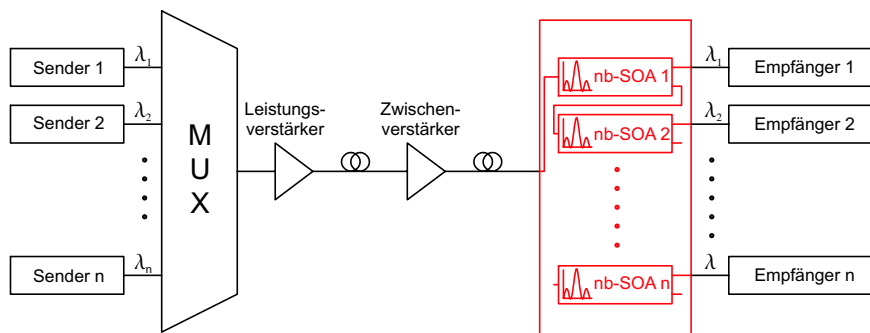


Abbildung 9.1: Schematische Darstellung eines optischen Mehrkanal-Übertragungssystems mit der Verwendung von schmalbandigen Halbleiterverstärkern (nb-SOA: narrow-band-SOA) zur Kanaltrennung/-verstärkung.

Abbildung 9.1 zeigt eine optische Übertragungsstrecke mit Wellenlängenmultiplex. Zur Trennung der einzelnen Wellenlängen wird eine meanderförmige Struktur mit Schmalbandverstärkern (nb-SOA: narrow-band-SOA) durchlaufen. Dabei wird sowohl der schmalbandige als auch der breitbandige Ausgang des Verstärkers genutzt. An den schmalbandigen Ausgängen der n schmalbandigen Verstärkern erscheint je ein Kanal. Das Signal am breitbandigen Ausgang des Verstärkers ist keiner Filterung unterworfen und enthält damit alle Frequenzanteile. Es wird als Eingangssignal für den nächsten Verstärker verwendet.

Die Vorteile liegen in der monolithischen Integrierbarkeit der Verstärkereinheit. Abhängig von den verwendeten Photodioden können auch diese mit integriert werden.

Das spektrale Übertragungsverhalten ist durch die Form des Empfangsgitters veränderbar [46]. Durch eine gezielte Veränderung der Gitterlinienlängen lässt sich ein Durchlassbereich mit geringer Restwelligkeit erreichen und die Nebenmaxima minimieren. Dies führt zu einer homogenen Verstärkung des Kanals sowie einer optimierten Nachbarkanalunterdrückung.

A Verzeichnis der Abkürzungen und Symbole

A.1 Verzeichnis der Abkürzungen

DFB	Distributed Feedback
DWDM	dense wavelength division multiplexing, dichter Wellenlängenmultiplex
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier
InGaAsP	Indium Gallium Arsenid Phosphit
InP	Indium Phosphit
MOVPE	metalorganic vapour phase epitaxy, metallorganische Gasphasenepitaxie
nb-SOA	narrow-band-SOA, Schmalband-SOA
SOA	Semiconductor Optical Amplifier, optischer Halbleiterverstärker
WDM	wavelength division multiplexing, Wellenlängenmultiplex

A.2 Verzeichnis der Symbole

α	Absorptionskoeffizient, Wellenleiterverluste
β	Ausbreitungskonstante, Phasenmaß
Δn	Brechzahländerung
Δn_{eff}	Änderung der effektiven Brechzahl
ΔW_c	Energiesprung im Leitungsband
ΔW_g	Änderung des Bandabstandes
ΔW_v	Energiesprung im Valenzband
$\Delta \alpha$	Absorptionsänderung
$\Delta \lambda$	Wellenlängenschrittweite
γ	komplexe Ausbreitungskonstante
Γ_{akt}	Confinementfaktor der aktiven Schicht
$\Gamma_{G,Film}$	Gitterconfinementfaktor im Filmwellenleiter
$\Gamma_{G,Stufenwellenleiter}$	Gitterconfinementfaktor im Stufenwellenleiter
Γ_{Gitter}	Confinementfaktor des Gitters
\hat{N}	Elektronendichte mit Energie über der Leitungsbandbarriere
λ	Wellenlänge
λ_B	Braggwellenlänge
Λ_G	Gitterperiodizität
λ_g	Grenzwellenlänge
λ_m	Mittenwellenlänge
λ_{max}	obere Grenze des zu simulierenden Wellenlängenbereichs
λ_{min}	untere Grenze des zu simulierenden Wellenlängenbereichs
μ_0	Permeabilität des Vakuums

μ_r	relative Permeabilität
Ω	Gesamtanzahl von Simulationszellen in einer Gitterspalte
ω	Gitterzeile
$\overline{n_{eff}}$	mittlere effektive Brechzahl
\overline{P}	gemittelte Lichtleistung
\vec{B}	vektorielle magnetische Induktion
\vec{D}	vektorielle dielektrische Verschiebung
\vec{E}	vektorielles elektrisches Feld
\vec{H}	vektorielles magnetisches Feld
\vec{j}	Stromdichtevektor
\vec{k}_{in}	Wellenvektor der einfallenden Welle
\vec{k}_r	Wellenvektor der reflektierten Welle
\vec{K}	Gittervektor
\vec{k}	Wellenvektor
Ψ	Gesamtanzahl von Simulationszellen in einer Gitterzeile
ψ	Gitterspalte
ρ	Ladungsdichte
σ	Leitfähigkeit
τ_{in}	Intrabandrelaxationszeit
$\underline{\mathbf{S}}$	S-Matrix
\underline{W}	komplexe Eingangsgröße der Simulationszelle
\underline{w}	komplexe Ausgangsgröße der Simulationszelle
\underline{X}	komplexe Eingangsgröße der Simulationszelle
\underline{x}	komplexe Ausgangsgröße der Simulationszelle

\underline{Y}	komplexe Eingangsgröße der Simulationszelle
\underline{y}	komplexe Ausgangsgröße der Simulationszelle
\underline{Z}	komplexe Eingangsgröße der Simulationszelle
\underline{z}	komplexe Ausgangsgröße der Simulationszelle
ε_0	Dielektrizitätskonstante
ε_r	relative Dielektrizitätskonstante
A	Koeffizient für die nichtstrahlende, lineare Rekombination
a	Gitterkonstante
A_{21}	spontane Übergangsrate vom Leitungsband ins Valenzband
B	Koeffizient für strahlende Interbandrekombination
b_{aktiv}	Breite der aktiven Schicht
$b_{Gitter,eff}$	effektive Gitterbreite
b_{Gitter}	Breite des Gitters
C	Koeffizient für die nichtstrahlende Auger-Rekombination, Parameter zur Berechnung der Brechzahländerung durch Bandauffüllung
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
C_{hh}	Fit-Parameter für schwere Löcher zur Berechnung der Brechzahländerung durch Bandauffüllung
C_{lh}	Fit-Parameter für leichte Löcher zur Berechnung der Brechzahländerung durch Bandauffüllung
D_c	Zustandsdichte im Leitungsband
D_v	Zustandsdichte im Valenzband
f	Frequenz
f_c	Fermiverteilung der Elektronen
f_v	Fermiverteilung der Löcher

g_p	optischer Gewinn im Maximum der Gewinnfunktion
$g_{eff,n}$	effektiver optischer Gewinn in der n-ten Gitterspalte
g_{eff}	effektiver optischer Gewinn
h	Planksches Wirkungsquantum
$h(t)$	Impulsantwort
h_{aktiv}	Höhe der aktiven Schicht
h_{Deck}	Höhe der Deckschicht
h_{Film}	Höhe der Filmschicht
h_{Gitter}	Höhe des Gitters
$h_{Substrat}$	Höhe der Substratschicht
I_n	Injektionsstrom der n-ten Gitterspalte
$I_{inj,Empfang}$	Injektionsstrom in den Empfangswellenleiter
$I_{inj,Sende}$	Injektionsstrom in den Sendewellenleiter
I_{inj}	Injektionsstrom
I_{opt}	optimierter Injektionsstrom
J	Stromdichte
k	Boltzmann-Konstante
k_0	Wellenzahl im Vakuum
L	Länge des Verstärkers / der aktiven Schicht
l_{Gitter}	Gitterlänge
m_e	Ruhemasse des Elektrons
m_{hh}	Masse der schweren Löcher
m_{lh}	Masse der leichten Löcher
N	Elektronendichte

n	Brechzahl
n_0	Gleichgewichtsdichte der Elektronen
N_A	Akzeptordichte
N_c	effektive Zustandsdichte im Leistungsband
N_D	Donatordichte
N_n	Ladungsträgerdichte der n-ten Gitterspalte
N_v	effektive Zustandsdichte im Valenzband
N_{cr}	kritische Elektronendichte
n_{Deck}	Brechzahl der Deckschicht
n_{eff}	effektive Brechzahl
n_{Film}	Brechzahl der Filmschicht
N_{inj}	injizierte Elektronendichte
N_{tr}	Transparenzträgerdichte
P	Löcherdichte
p_0	Gleichgewichtsdichte der Löcher
$P_{ein,n}$	Eingangsleistung der n-ten Gitterspalte
P_{in}	Eingangsleistung des Verstärkers
$P_{out,bb}$	Ausgangsleistung am breitbandigen Ausgang
$P_{out,nb}$	Ausgangsleistung am schmalbandigen Ausgang
q	Elementarladung
r_{\downarrow}	Reflexionsfaktor beim Übergang von optisch dichterem zu optisch dünnerem Material
r_{\uparrow}	Reflexionsfaktor beim Übergang von optisch dünnerem zu optisch dichterem Material
$R_{Kontakt}$	Kontaktwiderstand

R_{sp}	spontane Emissionsrate
S	zeitlich gemittelte elektromagnetische Energieflussdichte
T	Temperatur in Kelvin
t	Zeit
t_{\downarrow}	Transmissionsfaktor beim Übergang von optisch dichterem zu optisch dünnerem Material
t_{\uparrow}	Transmissionsfaktor beim Übergang von optisch dünnerem zu optisch dichterem Material
U_a	äußere Spannung
U_d	Diffusionsspannung
U_{p-n}	Spannungsabfall am p-n-Übergang
V_n	Feldverstärkungsfaktor in der n-ten Gitterspalte
V_{akt}	aktives Volumen
w	mittlerer Abstand der Gitter
W_F	Fermi-Niveau
W_g	Bandabstand
$W_{Barriere,c}$	Energiebarriere im Leitungsband
$W_{Barriere,v}$	Energiebarriere im Valenzband
W_{Fc}	Quasi-Ferminiveau für Elektronen
W_{Fv}	Quasi-Ferminiveau für Löcher
W_{ph}	Photonenenergie
y_{Film}	Arsengehalt der Filmschicht

Literaturverzeichnis

- [1] Bjarklev, A., *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications*, Artech House, Boston, 1993
- [2] Magari, K., Kawaguchi, H., OE, K., Fukuda, M., "Optical Narrow-Band Filters Using Optical Amplification with Distributed Feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.24, No. 11, November 1988, pp. 2178-2190
- [3] Kawaguchi, H., Magari, K., OE, K., Noguchi, Y., Nakano, Y., Motosugi, G., "Optical frequency-selective amplification in a distributed feedback type semiconductor laser amplifier", *Applied Physics Letters*, vol.50, 1987, pp. 66-67
- [4] Nakajima, H., "Wavelength selective distributed feedback laser amplifier", in *13th European Conference on Optical Communications*, Helsinki, Finland, September 1987, pp. 121-124
- [5] Ebeling, K.J., *Integrierte Optoelektronik*, Springer-Verlag, Berlin, 1989
- [6] Hunsperger, R.G., *Integrated Optics: Theory and Technology*, Springer-Verlag, Berlin, 1982
- [7] Agrawal, G.P., Dutta, N.K., *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1986
- [8] Suematsu, Y., Adams, A.R., *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Chapman & Hall, London, 1994
- [9] Unger, H.-G., *Optische Nachrichtentechnik Teil 1: Optische Wellenleiter*, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1984
- [10] Unger, H.-G., *Planar optical waveguides an fibres*, Oxford University Press, Oxford, 1977

- [11] Palik, E. D., *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, New York, 1985
- [12] Amann, M.-Ch., Buus, J., *Tunable Laser Diodes*, Artech House, Norwood, 1998
- [13] Afting, S., *Elektrisch steuerbares optisches Gitter mit um 45° geneigten Gitterlinien*, Dissertation, München, 2001
- [14] Suhara, T., Nishihara, H., "Integrated Optics Components and Devices Using Periodic Structures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22, No.6, Juni 1986, pp. 845-867
- [15] Moon, R.L., Antypas, G.A., James, L.W., "Bandgap and lattice constant of GaInAsP as function of alloy composition", *Journal of Electronic Materials*, Vol.3, 1974, pp.635-643
- [16] Olshansky, R., Su, C.B., Manning, J., Powazinik, W., "Measurement of Radiative and Nonradiative Recombination Rates in InGaAsP and AlGaAs Light Sources", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20, No.8, August 1984, pp. 838-854
- [17] Ghafoori-Shiraz, H., "Temperature, Bandgap-Wavelength, and Doping Dependence of Peak-Gain Coefficient Parabolic Model Parameters for InGaAsP/InP Semiconductor Laser Diodes", *Journal of Lightwave Technology*, Vol.6, No.4, April 1988, pp.500-506
- [18] Adams, M.J., Westlake, H.J., O'Mahony, M.J., Henning, I.D., "A Comparison of Active and Passive Optical Bistability in Semiconductors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-21, no. 9, Sept.1985, pp.1498-1501
- [19] Harth, W., Grothe, H., *Send- und Empfangsdioden für die optische Nachrichtentechnik*, Teubner, Stuttgart, 1998
- [20] Kot, M., Zdansky, K., "Measurement of Radiative and Nonradiative Recombination Rate in InGaAsP-InP LED's", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.28, No.8, August 1992, pp.1746-1750
- [21] Weber, J.-P., "Optimization of the Carrier-Induced Effective Index Change in InGaAsP Waveguides-Applications to Tunable Bragg Filters", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.30, No.8, August 1994, pp. 1801-1816

- [22] Bennett, B. R., Soref, R. A., del Alamo, J. A., "Carrier Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs and InGaAsP", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.26, No.1, Januar 1990, pp. 113-122
- [23] Stern, F., "Dispersion of the index of refraction near absorption edge of semiconductors", *Physical Review A*, vol. 133, 1964, pp.1653-1664
- [24] Zverev, L.P., Negashev, S. A., Kruzhaev, V. V., Minkov, G. M., "Mechanism of band gap variation in heavily doped gallium arsenide", *Sov. Phys.-Semicond.*, vol.11, 1977, pp. 603-605
- [25] Voges, E., Petermann, K., *Optische Kommunikationstechnik*, Springer Verlag, Berlin, 2002
- [26] Osinski, M., Polisch, M., Adams, M.J., "Gain spectra of quaternary semiconductors", *IEE Proceedings*, vol.129, Pt.I, No. 6, Dezember 1982
- [27] Suematsu, Y., Adams, A.R., *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Chapman & Hall, London, 1994, p.140
- [28] Adachi, S., *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*, Wiley & Sons, New York, 1992
- [29] Tavlove, A., *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference-Time-Domain Method*, Artech House, Boston, 1995
- [30] Dokumentation zur Software OptiFDTD Version 5.0, Optiwave, Ottawa, 2004
- [31] Boo, S., *Optische Wellenleiter mit periodischen diagonalen Gitterlinien zur Anwendung in optischen Filtern und Schaltern*, Dissertation, München, 2002
- [32] Katz, A., *Indium phosphide and related materials: processing, technology and devices*, Artech House, Norwood, 1992
- [33] Barabas, U., "Groove-Cell Analysis of Distributed Feedback Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.28, No. 5, Mai 1992, pp. 1269-1276
- [34] Gaylord, Th. K., Moharam, M. G., "Analysis and Applications of Optical Diffraction by Gratings", *Proceedings of The IEEE*, vol.73, No. 5, Mai 1985
- [35] Barabas, U., *Optische Signalübertragung*, Oldenburgverlag, Wien, 1993
- [36] <http://www.optiwave.com/>, Optiwave Corporation, Ottawa, ON, Canada

- [37] Hruschka, P. C., *Ein integriert-optisches Wellenfilter mit schrägen Gitterlinien im Materialsystem InP/InGaAsP*, Dissertation, München, 2002
- [38] Pleumeekers, J. L., Dupertuis, M.-A., Hessler, T., Selbmann, P. E., Haacke, S., Deveaud, B., "Longitudinal Spatial Hole Burning and Associated Nonlinear Gain in Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.34., No. 5, Mai 1998, pp. 879-886
- [39] Durhuus, T., Mikkelsen, B., Stubkjaer, K. E., "Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifiers and their crosstalk and intermodulation distortion", *J. Lightwave Technol.*, vol.10, August 1992, pp. 1056-1065
- [40] Giuliani, G., D'Alessandro, D., "Noise Analysis of Conventional and Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, vol.18, No. 9, September 2000, pp. 1256-1263
- [41] Afting, S., Barabas, U., "Tunable optical switch for DWDM systems", *Optical and Quantum Electronics*, Vol.34, No. 9, September 2002, pp. 877-882
- [42] Aulbach, R., "Optische Verstärker - Grundprinzipien, Stand und Weiterentwicklung, Perspektiven zukünftigen Einsatzes", *Studie aus dem Technologiezentrum der Deutschen Telekom AG*, Darmstadt, Juni 1996
- [43] Matthews, H., *Surface Wave Filters*, John Wiley & Sons, 1977
- [44] O'Mahony, M. J., "Semiconductor Laser Optical Amplifiers for Use in Future Fiber Systems", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, No. 4, April 1988, pp. 531-544
- [45] Saitoh, T., Mukai, T., "Traveling- Wave Semiconductor Laser Amplifiers for Optical Communications Systems", in *Global Telecommunications Conference GLOBECOM '90*, vol. 2, pp.1274-1280, 2.-5. Dezember 1990
- [46] Barabas, U., Hruschka, P. C., "An Optical Wave Filter with 45° Inclined Grating Lines", *Journal of Optical Communications*, zur Veröffentlichung angenommen