

**Neuartige nanostrukturierte Halbleiterlaser
und Mikroringresonatoren
auf InP-Basis
für Wellenlängenmultiplexsysteme in der
optischen Nachrichtenübertragung**



Dissertation zum Erlangen des
Naturwissenschaftlichen Doktorgrades
Der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität
Würzburg

vorgelegt von

Lars Bach

geboren in Schlema

Würzburg 2003

Eingereicht am: 17.03.2004

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. J. P. Reithmaier

2. Gutachter: Prof. Dr. K. Brunner

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. J. P. Reithmaier

2. Prüfer: prof. Dr. W. Kinzel

der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung:

28.05.2004

Doktorkunde ausgehändigt am:

Meiner Frau Angela und unserem Kind

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

| | |
|---|----|
| 1 <u>Einleitung</u> | 1 |
| 2 <u>Grundlagen von Halbleiterlasern und Halbleiterresonatoren</u> | 4 |
| 2.1 Allgemeine Laserbedingung | 4 |
| 2.2 Aufbau der Laserdioden | 6 |
| 2.3 Statische Eigenschaften | 8 |
| 2.4 Dynamische Eigenschaften | 10 |
| 2.4.1 Rauschverhalten | 10 |
| 2.4.2 Kleinsignalverhalten | 12 |
| 2.4.3 Detuned Loading | 13 |
| 2.5 Laserresonatoren | 18 |
| 2.5.1 Fabry-Perot-Laser | 18 |
| 2.5.2 Ringresonatoren | 19 |
| 2.6 Laser mit lateralem Rückkopplungsgitter | 22 |
| 2.6.1 Komplex gekoppelte DFB-Laser | 22 |
| 2.6.2 DBR-Laser | 25 |
| 2.6.3 CCIG-Laser | 27 |
| 3 <u>Bauelementherstellung und Charakterisierung</u> | 28 |
| 3.1 Streifenwellenleiter | 28 |
| 3.2 Ringresonatoren mit hohem lateralen Brechungsindexunterschied | 31 |
| 3.3 Komplex gekoppelte Gitter | 34 |
| 3.3.1 Eigenschaften der fokussierten Ionenstrahlanlage | 34 |
| 3.3.2 Verstärkungskopplung durch implantationsbedingte Durchmischung | 35 |
| 3.3.3 Komplexe Kopplung durch implantationsinduziertes Ätzen | 37 |
| 3.4 Charakterisierungsmethoden | 39 |
| 3.4.1 Bestimmung der elektrischen und spektralen Eigenschaften | 39 |
| 3.4.2 Bestimmung der Hochfrequenzeigenschaften | 40 |
| 3.4.3 Bestimmung der Transmissionseigenschaften | 41 |
| 4 <u>Miniaturisierte Ringresonatoren als Laser und Filter</u> | 42 |
| 4.1 Einzel-Quadrat-Laser | 42 |
| 4.1.1 Kenndaten | 42 |
| 4.1.2 Spektrales Verhalten | 45 |
| 4.1.3 Dimensionsabhängige Eigenschaften | 48 |
| 4.2. Gekoppelte Ringresonatoren-Laser | 50 |
| 4.2.1 Kenndaten | 51 |
| 4.2.2 Spektrales Verhalten | 54 |
| 4.3 Filtereigenschaften | 56 |
| 4.3.1 Passiver Filter | 57 |
| 4.3.2 Aktiver Filter | 59 |

| | | |
|----------|---|-----|
| 5 | <u>DFB- und DBR-Laser für Wellenlängenmultiplexanwendungen</u> | 61 |
| 5.1 | Monolithisch integriertes DFB-Array | 61 |
| 5.1.1 | Funktionsprinzip und Strukturaufbau | 61 |
| 5.1.2 | Kenndaten | 62 |
| 5.1.3 | Spektrale Eigenschaften | 64 |
| 5.1.4 | Arraybetrieb | 65 |
| 5.2 | DBR-Laser auf Quantenfilm-Laserstrukturen | 66 |
| 5.2.1 | Prinzip | 66 |
| 5.2.2 | Statisches Verhalten | 68 |
| 5.2.2.1 | Kenndaten | 68 |
| 5.2.2.2 | Dimensionsabhängiges Verhalten | 69 |
| 5.2.2.3 | Temperaturverhalten | 71 |
| 5.2.2.4 | Spektrales Verhalten | 72 |
| 5.2.2.5 | Durchstimmbarkeit der Wellenlänge | 75 |
| 5.2.3 | Dynamisches Verhalten | 76 |
| 5.2.3.1 | Rauschverhalten | 76 |
| 5.2.3.2 | Kleinsignalverhalten | 79 |
| 5.3 | DBR-Laser auf Quanten-Dash-Laserstrukturen | 84 |
| 5.3.1 | Kenndaten | 84 |
| 5.3.2 | Temperaturverhalten | 85 |
| 5.3.3 | Wellenlängenstabilität und Verschiebung | 87 |
| 6 | <u>CCIG-Laser</u> | 89 |
| 6.1 | Aufbau und Funktionsprinzip | 89 |
| 6.2 | Statische Verhalten | 91 |
| 6.2.1 | Kenndaten | 91 |
| 6.2.2 | Temperaturverhalten | 92 |
| 6.2.3 | Spektrales Verhalten | 93 |
| 6.2.4 | Wellenlängenstabilität und Stabilität der SMSR | 94 |
| 6.3 | Eigenschaften longitudinal gekoppelter Kavitäten | 95 |
| 6.4 | Dynamisches Verhalten | 99 |
| 6.4.1 | Rauschverhalten | 99 |
| 6.4.2 | Kleinsignalverhalten | 101 |
| 6.4.2.1 | Verhalten unter Gitterstromvariation | 102 |
| 6.4.2.2 | Verhalten unter Phasenstromvariation | 104 |
| 6.4.2.3 | Gesamtverhalten | 107 |
| 6.4.2.4 | CCIG-Laser mit Rekordwert in der Modulationsbandbreite | 109 |
| 7 | <u>Literatur</u> | 110 |
| A | <u>Schichtaufbau der verwendeten Laserstrukturen</u> | 114 |
| B | <u>Abkürzungen und Symbole</u> | 116 |

Publikationsliste:

J.P. Reithmaier, S. Deubert, R. Krebs, F. Klopff, R. Schwertberger, A. Somers, L. Bach, W. Kaiser, and A. Forchel,

“Lasers and amplifiers based on quantum-dot like gain material”,

Photonics West, USA, Conf. Proc., 2004.

W. Kaiser, L. Bach, J.P. Reithmaier, A. Forchel, T. W. Berg, and B. Tromborg,

„37 GHz Direct-Modulated Bandwidth of Multi-Section InGaAsP/InP DBR-Laser with weakly coupled active grating section”,

ECOC Rimini, Italien, Conf. Proc., p. , 2003.

L. Bach, W. Kaiser, J.P. Reithmaier, A. Forchel, T. W. Berg, and B. Tromborg,

„Enhanced Direct-Modulated Bandwidth of 37 GHz by a New Type Multi-Section Laser with a Coupled-Cavity-Injection-Grating (CCIG) Design”,

ELECTRON. LETT., 39, (22), p. 1592-1593, Oct 2003.

Bach L., Kaiser W., Reithmaier J. P., and Forchel A.,

“1.54 μm single mode InP-based Q-dash lasers”,

ELECTRON. LETT., 39, (13), p. 985-986, JUN 2003.

Bach L., Kaiser W., Reithmaier J. P. and Forchel A.,

“22 GHz direct modulated 3dB bandwidth by using a weakly laterally-coupled DBR laser fabricated by focused ion beam lithography”,

IEEE PHOTONIC. TECH. L., 16, (1), p. 18-20, Feb 2004.

Bach L., Reithmaier JP and Forchel A.,

“Wavelength Stabilized Single-Mode Lasers by Coupled Micro-Square Resonators”,

IEEE PHOTONIC. TECH. L., 15, (3), p. 377-379, MAR 2003.

Bach L., Rennon S., Reithmaier J. P., and Forchel A.,

„Laterally coupled DBR laser emitting at 1.55 μm fabricated by focused ion beam lithography“,

IEEE PHOTONIC. TECH. L., 14, (8), p. 1037-1039, AUG 2002.

Rennon S., Bach L., Reithmaier J. P., and Forchel A.,
“Complex coupled distributed-feedback and Bragg-reflector lasers for monolithic device integration based on focused-ion-beam technology“,
IEEE J. SEL. TOP. QUANT., 7, (2), p. 306-311, MAR-APR 2001.

Bach L., Reithmaier J. P., and Forchel A.,
„Multiwavelength laterally complex coupled distributed feedback laser arrays with monolithically integrated combiner fabricated by focused-ion-beam lithography“,
APPL. PHYS. LETT., 79, (15), p. 2324-2326, OCT 8 2001.

Rennon S., Bach L., König H., Reithmaier J. P., Forchel A., Gentner J. L., and Goldstein L.,
„Nanoscale patterning by focused ion beam enhanced etching for optoelectronic device fabrication“,
MICROELECTRON. ENG., 57, (8), p. 891-896, SEP 2001.

Rennon S., Bach L., Reithmaier J. P., Forchel A., Gentner J. L., and Goldstein L.,
„High-frequency properties of 1.55 μm laterally complex coupled distributed feedback lasers fabricated by focused-ion-beam lithography“,
APPL. PHYS. LETT., 77, (3), p. 325-327, JUL 17 2000.

Rennon S., Bach L., Reithmaier J. P., Gentner J. L., Goldstein L., and Forchel A.,
“Laterally Complex Coupled GaInAsP/InP DFB Lasers For Telecommunication Applications With Improved Single Mode Stability”,
ECOC, Niederlanden, Conf. Proc., 2001.

Rennon S., Bach L., Reithmaier J. P., Gentner J. L., Goldstein L., and Forchel A.,
“Monolithic Integration of Laterally Complex Coupled DFB-Lasers With Passive Waveguides By Positive Wavelength Detuning”,
Int. Semicond. Laser Conf. Monterey, CA, USA, Conf. Proc., p. 81-82, 2000.

L. Bach, A. Wolf, J.P. Reithmaier and A. Forchel
“Two- and Three-Sectional Laterally Coupled DBR-Laser Fabricated by Focused Ion Beam Lithography”,
IPRM, Stockholm, Schweden, Conf. Proc., p. 103-105, 2002.

L. Bach, A. Wolf, J.P. Reithmaier and A. Forchel,

“Square- and Racetrack-Lasers as Active Components for Monolithically Integrated Optoelectronic Devices”,

IPRM, Stockholm, Schweden, Conf. Proc., p. 111-113 , 2002.

L. Bach, J.P. Reithmaier and A. Forchel

“Passive and Active Add-Drop Filter Devices Using a Laterally Coupled Micro Square Resonator Based on GaInAsP/InP”,

ECOC, Kopenhagen, Dänemark, Conf. Proc., 2.3.6 , 2002.

L. Bach, W. Kaiser, J.P. Reithmaier and A. Forchel

“22 GHz Direct-Modulated Weakly Coupled DBR-Laser Fabricated By Focused Ion Beam Lithography”,

IPRM, Santa Barbara, CA, USA, Conf. Proc., p. 190-193, 2003.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Herstellung und Untersuchung von neuartigen nanostrukturierten Halbleiterbauelementen. Es wird gezeigt, dass durch den Einsatz von optischer und hochauflösender Elektronenstrahl- und Ionenstrahlolithographie verschiedene optoelektronische Bauelemente (Laser und Filter) definiert werden können. Die Kombination dieser Definitionsprozesse mit speziellen nass- und trockenchemischen Ätzverfahren erlaubt die Herstellung von Bauelementen mit sehr hoher Genauigkeit, Reproduzierbarkeit und monolithischer Integrationsfähigkeit mit verschiedensten Geometrien und Bereichen innerhalb der Bauelemente.

Die Grundlagen zum Verständnis der Funktionsweise und der Hochfrequenzeigenschaften der einzelnen Resonatorarten, Gitterstrukturen und der Laser mit diesen Gitterstrukturen sind in Kapitel 2 zusammen gefasst. Nach einer kurzen Abhandlung des Laserprinzips und des Aufbaus einer Laserdiode, werden die statischen und dynamischen Kenngrößen und Prozesse in den Lasern ausführlich vorgestellt. Besonderes Augenmerk gilt dabei den dynamischen Grundlagen und der Erläuterung eines zusätzlichen Wechselwirkungsprinzips, genannt „Detuned Loading“, im Laser und die sich daraus ergebenden neuen Eigenschaften. Die Auswirkungen der Resonatorgeometrien und Gitterstrukturen auf die spektralen Eigenschaften der Laser sind Bestandteil des zweiten Teiles von Kapitel 2.

In Kapitel 3 werden die technologischen Prozesse zur Herstellung der verschiedensten präsentierten Bauelemente im Detail vorgestellt. Die Vorstellung der Charakterisierungsmethoden und der verwendeten Messplätze schließen dieses Kapitel ab.

Kapitel 4 beschäftigt sich ausschließlich mit den elektrischen und spektralen Eigenschaften der einzel- und gekoppelten Quadrat-Resonator-Lasern. Durch die gezielte Analyse der geometrischen Größen (Breite, Radius) konnte eine Reduktion der Lasergröße auf einen Durchmesser von $D = 30 \mu\text{m}$ erreicht werden. Die quadratische Geometrie der Laser mit den vier 45° Facetten ergibt 8 Auskoppelstellen des Laserlichtes an den Ecken der Facetten. Durch die Größe der Laser und die strombedingte Erwärmung ist die Ausgangsleistung des Lasers mit $D = 30 \mu\text{m}$ auf $P = 150 \mu\text{W}$ pro Auskoppelstelle bei 40 mA Betriebsstrom limitiert. Die Schwellenströme der Laser sind wie bei Fabry-Perot-Lasern längenabhängig. Aus diesem Verhalten ergibt sich für die Einzel-Quadrat-Laser eine Facettenreflektivität von 72%, was sich durch die Totalreflexion der umlaufenden „Flüstermoden“ im Resonator erklären lässt. Das Prinzip einer stehenden Welle im Resonator wird nicht durch den Überlapp der gegenläufigen Flüstermoden erzielt. Dies geschieht durch Eigenüberlapp der Moden für eine Umlaufrichtung. Dieser Effekt wird ausgenutzt um durch die gezielte Einbringung einer Asymmetrie in den Resonator, eine der beiden Umlaufrichtungen zu bevorzugen, was sich in einer Reduktion der Lasergröße und des Schwellenstromes äußert. Mit dieser Methode war es möglich den Durchmesser auf $D = 20 \mu\text{m}$ und den Schwellenstrom auf $I_0 = 21 \text{ mA}$ zu reduzieren. Die Ausbildung der stehenden Welle durch Eigenüberlapp hat ebenfalls Auswirkungen auf die spektralen Eigenschaften. Es können dadurch doppelt so große Modenabstände, als für Fabry-Perot-Laser gleicher Länge, mittels der Quadrat-Laser realisiert werden. Das Emissionsspektrum ist stets symmetrisch, mit einer zentralen dominanten Hauptmode. Die Lage der Mode ist Betriebsstrombedingt und kann nicht kontrolliert werden. Erste die Kopplung mehrerer Resonatoren unterschiedlichster Größe miteinander, erlaubt die kontrollierte Einstellung der Emissionswellenlänge. Da nur Moden erlaubt sind, die sich in allen verwendeten Resonatoren gleichzeitig ausbilden können. Mit dieser Methode konnte ein Bauteil entwickelt werden, dessen Emissionswellenlängen einstellbar sind. Für die Laser- und

Zusammenfassung

Filtereigenschaften der Resonatoren ist die Güte der Resonatoren von Bedeutung. Die hergestellten Resonatoren weisen Gütefaktoren von 11000 auf, typische oft publizierte Werte liegen zwischen 5000 – 8000. Basierend auf diesen sehr guten Werten wurden Filterbauelemente entwickelt, die sowohl als aktive oder passive Filter eingesetzt werden können.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit monomodigen DFB- oder DBR-Lasern für Wellenlängenmultiplexsysteme im Wellenlängenbereich um $1.55 \mu\text{m}$, als Einzelkomponenten oder in Arrays, die eine exakt einstellbare Wellenlänge und hoher Modenstabilität aufweisen. Basierend auf der in Kapitel 3 vorgestellten Technologie wurden lateral schwach gekoppelte DFB- und DBR-Laser auf InGaAsP/InP-Quantenfilm- und InGaAlAs/InAs/InP-Quanten-Dash-Laserstrukturen hergestellt. Über das mittels fokussierter Ionenstrahl hergestellte komplexe Rückkopplungsgitter kann die Emissionswellenlänge über einen weiten Bereich durchgestimmt werden. Auf den Quantenfilm-Strukturen betrug dieser Bereich mehr als 100 nm.

Durch die Verwendung von DFB-Lasern konnte ein Array, bestehend aus den vier Lasern, zwei Kopplerstrukturen und einem Auskoppelwellenleiter, realisiert werden. Als Ausgangsbasis dient eine Quantenfilm-Laserstruktur. Dies ermöglicht die monolithische Integration der Laser mit der passiven Wellenleiterstrukturen in einem Herstellungsschritt, hat jedoch den Nachteil einer erhöhten Absorption im Wellenleiterbereich. Durch die Verstimmung der Emissionswellenlänge, mittels der Gitterperiode, zu höheren Wellenlängen kann dieser Nachteil reduziert werden. Mit dieser Methode ist es möglich ein Array herzustellen, welches auf der Auskoppelwellenleiterseite eine Ausgangsleistung von 6 mW pro Laser und einer Seitenmodenunterdrückung von mehr als 40 dB aufweist.

Durch die Verwendung des DBR-Prinzips kann eine signifikante Verbesserung der statischen und dynamischen Eigenschaften gegenüber dem DFB-Prinzip erreicht werden. Die Verbesserungen der statischen Eigenschaften beruhen hauptsächlich auf der räumlichen Trennung von Verstärkungs- und Gitterbereich im Fall des DBR-Lasers und der damit verbundenen Erhöhung der Reflexion des Rückfacettenbereiches. Die Trennung bewirkt eine Reduktion der Absorption im Verstärkungsbereich, keine gitterimplantationsbedingten Erhöhung der internen Absorption wie im DFB-Fall, und damit eine Erhöhung der Effizienz was sich wiederum in einer geringeren Wärmeproduktion äußert. Diese geringere Wärmeproduktion und die Trennung, ergibt eine dreimal niedrigere Verschiebung der Emissionswellenlänge mit dem Strom als für DFB-Laser, da nur die dissipierende Wärme aus dem Verstärkungsbereich zur Brechungsindexveränderung des Gitterbereiches beiträgt. Das Gitter bewirkt eine Erhöhung der Reflektivität auf ungefähr das 3fache einer gespaltenen Facette. Die exponentielle Abnahme des optischen Feldes im Gitterbereich führt dazu, dass der Reflexionsanteil der Facette im Verhältnis zu Gitter stark abnimmt. Dies unterdrückt die Ausbildung der Fabry-Perot-Moden im Laser was zu einer Erhöhung der Seitenmodenunterdrückung führt. Aufgrund der aufgeführten Ursachen ist es möglich durch Größenoptimierung der jeweiligen Bereiche Schwellenströme von 8 mA, Effizienzen von 0.375 W/A, Ausgangsleistungen bis zu 70 mW, Betriebsbereiche bis zum 12fachen des Schwellenstromes, Verschiebungen der Wellenlänge mit dem Betriebsstrom von 0.01 nm/mA, eine thermische Belastbarkeit bis zu 120°C und Seitenmodenunterdrückungen bis zu 67 dB durch das DBR-Laserprinzip zu realisieren.

Hinsichtlich der großen Bedeutung der Laser als Sendeelemente in Kommunikationsanwendungen, sind die Hochfrequenzeigenschaften von zentraler Relevanz für den Einsatz der Laser. Um Aufschluss über die Hochfrequenzeigenschaften zu erlangen, sind RIN- (engl. relative intensity noise, frequenz aufgelöstes Rauschverhalten) und Kleinsignalmessungen durchgeführt worden. Aus den Kleinsignalmessungen ergeben sich Resonanzfrequenzen bis 14 GHz und -3dB -Modulationsbandbreiten bis 22.5 GHz für Laser mit Längen von 1000 –

Zusammenfassung

1500 μm . Diese Werte stellen eine Steigerung der Bandbreite um das 2.5fache gegenüber Fabry-Perot-Lasern gleicher Länge dar. Diese Steigerung ist nur möglich durch die Ausnutzung eines zusätzlichen Wechselwirkungsmechanismus genannt „Detuned Loading“ im Laser. Grundlage dieses Prinzips, ist die Wechselwirkung der Hauptmode (Emissionsmode) mit der nächsten langwelligeren Nebenmode, basierend auf einer gezielten Verstimmung der Hauptmode auf die langwellige Seite der Reflexionsfunktion des Gitters. Die Wechselwirkung äußert sich in einer zweiten Resonanz in der Modulationstransferfunktion, genannt Photon-Photon-Resonanz. Diese zweite Resonanz erlaubt eine Erhöhung der Modulationsbandbreite gegenüber den herkömmlichen Halbleiterlasern. Die Indizien für diesen Mechanismus konnten in dieser Arbeit aufgezeigt werden. Diese Indizien sind: eine Reduktion der Dämpfung, anstatt Anstieg, und eine lineare Abhängigkeit, anstatt quadratisch, der Resonanzfrequenz bei steigendem Injektionsstromlevel. Das Vorhandensein der Photon-Photon-Resonanz in der Modulationstransferfunktion und die Existenz der langwelligeren Nebenmode im Spektrum im Kleinsignalmodulationsbetrieb sind.

Die Umsetzung des DBR-Konzeptes auf Quanten-Dash-Laserstrukturen konnte erfolgreich realisiert werden. Die gepulsten Messungen ergeben vergleichbare elektrische und spektrale Eigenschaften der Laser wie auf Quantenfilm-Laserstrukturen. Aufgrund der spezifischen Eigenschaften der Quanten-Dash-Laserstrukturen, ist es möglich wellenlängenstabilere monomode Laser herzustellen, da das Verhältnis der thermischen Verschiebung der Wellenlänge zwischen den DBR-Lasern und den Fabry-Perot-Lasern 3mal kleiner ist als für Laser auf Quantenfilm-Laserstrukturen.

In Kapitel 6 wird ein neues Konzept eines hochfrequenzoptimierten Lasers vorgestellt. Das Prinzip des „Detuned Loading“ ist sehr sensitiv auf die Phasenlage der umlaufenden Welle im Laser und auf die Lage der Hauptmode auf der Reflexionsfunktion des Gitters. Da eine Phasenänderung von 2π einer Längenänderung von einigen 100 nm entspricht und dies außerhalb der Herstellungstoleranz liegt, ist eine gezielte Kontrolle dieses Prinzips im DBR-Laser nicht möglich. Dies führte zu einer Weiterentwicklung des DBR-Lasers in einem Laser der einer Phasenkontrolle ermöglicht, genannt CCIG-Laser. Dieser Laser besteht aus einer Lasersektion, einer zentralen Gittersektion und einer angeschlossenen Phasensektion. Durch Strominjektion in die Phasensektion ist es möglich über eine Änderung des Brechungsindex eine gezielte Einstellung der Phasenlage zu gewährleisten. Die Phasensektion hat keine Auswirkungen auf die statischen elektrischen und spektralen Eigenschaften der Laser. Diese sind sehr gut mit denen der DBR-Laser vergleichbar.

Aufgrund der Komplexität der Laser sind verschiedene betriebsstrombedingte Kavitäten im Laser zu berücksichtigen. Wichtig deswegen, weil die Lage der Photon-Photon-Resonanz Kavitätslängenspezifisch ist. Durch die Wechselwirkung mehrere Kavitäten im Laser kommt es zur Schwebung der kavitätsbedingten Moden. Die resultierende Schwebungsfrequenz wiederum bestimmt die Lage der Photon-Photon-Resonanz. Die Beteiligung von mehreren Kavitäten und ihre Auswirkungen auf die Lage der Resonanz konnten in dieser Arbeit nachgewiesen werden. Das Kleinsignalverhalten der Laser muss zum bessern Verständnis in zwei Bereiche unterteilt werden. Zum einen die Auswirkungen der Erhöhung des Gitterstromes bei konstantem Laser- und Phasenstrom und zum anderen in die Resultate der Erhöhung des Phasenstromes bei konstantem Laser- und Gitterstrom. Prinzipiell bewirkt das „Detuned Loading“ Prinzip eine Kopplung der beiden Moden und somit eine Kopplung der Dämpfungen der beiden Moden. Dies äußert sich in einem Anstieg der Dämpfung der ersten Resonanz, der Elektron-Photon-Resonanz, und einer Sättigung der Resonanzlage. Die Photon-Photon-Resonanz hingegen zeigt aufgrund der Kopplung ein Absinken der Dämpfung, es kann zur totalen Entdämpfung führen, und eine Verschiebung der Resonanz zu höheren Frequenzen. Der spezielle Fall der Gitterstromerhöhung führt zu einer Abnahme der Dämpfung und zu einer Erhöhung Resonanzfrequenz. Im Fall der Phasenstromvariation

Zusammenfassung

kommt zu einer dramatischen Entdämpfung der Photon-Photon-Resonanz und zu keiner Verschiebung der Resonanz. Eine gezielte Einstellung der Sektionsströme erlaubt die Optimierung der Modulationsbandbreite. Mittels dieser Kontrollmöglichkeit und der gezielten Auswahl der Sektionsgrößen während der Herstellung, ist es möglich die wechselwirkenden Kavitäten und die optimalen Betriebsbedingungen einzustellen. Damit war es möglich durch einen CCIG-Laser mit Sektionsgrößen von 500 μm für jede Sektion eine Steigerung der Bandbreite auf einen Rekordwert von 37 GHz, das entspricht einem Steigerungsfaktor von 4.5 gegenüber Fabry-Perot-Lasern gleicher Länge, zu steigern.

Summary

This dissertation occupies with the fabrication and investigation of new types of nanostructured semiconductor devices. It will be shown that the use of high resolution e-beam and focused ion beam technologies enables the fabrication of several types of optoelectronic devices (laser and filter). The combination of these methods with specific wet- and dry-chemical etching procedures allows the fabrication of devices with high accuracy, reproducibility and the potential of monolithic integration.

The theoretical background for a better understanding of the functionality and the high frequency properties of the several resonator types, grating structures and lasers with these gratings will be given in chapter 2. After a short explanation of the laser principle and the geometry of a laser diode the static and dynamic parameters and processes inside the lasers will be explained. The main focus of this chapter is the explanation of the detuned loading principle in the lasers. This principle is responsible for the new dynamic properties of these lasers. In the second part of chapter 2 the affects of the resonator geometries and grating structures at the spectral properties will be discussed.

The technological processes for the fabrication of the several-presented devices will be discussed in detail in chapter 3. Also the measurement methods and setups will be presented in this chapter.

Exclusive in chapter 4 the spectral and electrical properties of the single- and coupled square-resonator lasers will be shown. The specific analysis of the geometrical parameters (width, radius) allows a reduction of the size of these lasers down to diameters of $D = 30 \mu\text{m}$. The square like geometry of these lasers with the four 45° facets results in 8 singularities at the corners of these facets. At these singularities the laser emission takes place. By the size of the lasers and the internal heating process due to the current injection the power of the laser devices with $D = 30 \mu\text{m}$ are limited to $P = 150 \mu\text{W}$ for each singularity at 40 mA drive current. The threshold currents of these lasers are strongly correlated with there length like in the case of Fabry-Perot-lasers. From this behavior a facet reflectivity of 72% for each facet can be determined. This high value can be explained by the total reflection of the whispering gallery modes inside the resonator structure. The principle of a standing wave inside this resonator type is given by the overlap of one whispering gallery mode with it self after one circulation in the resonator. Both directions exist inside the resonator but they do not interact with each other. To separate one of these two directions an asymmetry will be brought in the resonator structure to favor one of them. This leads to a reduction of the threshold current down to $I_0 = 21 \text{ mA}$ and the size of the laser devices to $D = 20 \mu\text{m}$. The formation of a standing wave by overlap with itself has major influences of the spectral properties of these devices. The free spectral range of the modes could be increased by a factor of two in comparison to Fabry-Perot-lasers with the same length. The emission spectrum of these devices is always symmetric with a dominating central mode. The position of this mode is strongly correlated with the drive current in the laser a d cannot be fixed for a single square-laser. Only the coupling of several resonator structures with different sizes allows controlling the position of the emission wavelength. Even one mode is allowed inside a combination of some resonators in a specific current range by the interaction of these resonators with each other. The Q-factor of the single square-lasers could be measured to values of 11000. This excellent value represents the high potential of these devices as lasers as well as active or passive filter components.

Summary

The content of chapter 5 are the single mode emitting DFB- and DBR-lasers for dense wavelength division multiplexing systems at the 1.55 μm wavelength region. These lasers have a high potential as single devices or in arrays. Based at the in fabrication technology presented in chapter 3 these types of lasers were fabricated at InGaAsP/InP quantum well and InGaAlAs/InAs/InP quantum dash laser structures. Using the FIB technology a wavelength tuning of the emission wavelength over a 100 nm wide wavelength region could be obtained. This fabrication technology enables the fabrication of arrays based on the DFB-principle with four lasers and a combiner structure within one process. The higher absorption of the combiner structure could be neglected by the detuning of the emission wavelength via the grating period of the lasers at the low energy side of the gain function. This allows the fabrication of arrays with side mode suppression ratios of more than 40 dB output powers of more than 6 mW for each laser after the passive combiner structure.

The DBR-principle leads to a significant improvement of the static and dynamic properties in comparison to the DFB-principle. The enhancement of the static properties results in the separation of the gain- a grating-section and the higher reflectivity of this section. Further this separation leads to a reduction of the absorption inside the gain-section due to the absent of the grating like in the DFB case. A lower absorption results in a higher efficiency and this leads to a lower heat production. These effects leads to a three times lesser shift of the emission wavelength per injected current in comparison to DFB-lasers. The average reflectivity of the grating-section is three times larger than the reflectivity of a cleaved facet. Another effect of a DBR-grating is a virtual grating facet inside the grating, which produces virtual grating length. This length is strongly correlated with the coupling strength of the grating. All these effects result in a lesser participation of the cleaved facet at the end of the grating. Due to these facts the Fabry-Perot-modes are much lesser which results in an even higher side mode suppression ration of the emission mode.

Using all these effects it is possible to fabricate DBR-lasers with threshold currents of 8 mA, efficiencies of 0.375 W/A, output powers of more than 70 mW, side mode suppression ratios up to 67 dB and a three times thermal stability.

Due to the fact that lasers are key components for telecommunication applications their dynamic properties are of major importance. To get access to the high frequency properties small signal measurements are necessary. Out of these measurements the resonance frequency and the modulation bandwidth can be determined. DBR-lasers show resonance frequencies up to 14 GHz and modulation bandwidths up to 22.5 GHz, which is a rise of 2.5 in comparison to Fabry-Perot-lasers. This rise is based on an additional interaction principle called “detuned loading” inside the lasers. Foundation of this principle is the interaction of the major emission mode with the next low energy mode based on a detuning of the main mode at the low energy side of the grating function. This interaction leads to a second resonance, called “photon-photon-resonance”. This resonance allows a significant increase of the modulation bandwidth in comparison to other commercial semiconductor lasers. The evidences for this interaction inside the lasers will be given in chapter 5.

Further it was possible to fabricate DBR-lasers also at quantum dash laser structures with the same fabrication technology and the same good results.

In chapter 6 the detuned loading principle will be presented in a new type of laser called “CCIG-laser “ (coupled cavity injected grating). This laser consists of three sections: the gain-, the grating- and the phase-section. Due to the fact that this principle is very sensitive to the phase conditions of the waves at the facets a phase section was added. By current injection in this section the phase conditions can be controlled by a variation of the refractive index via the injected current. The spectral and electrical properties of the CCIG-laser are the same like the DBR-laser.

Summary

Due to the complexity of the CCIG-laser exist a lot of cavities inside of them, which are correlated to the current level of each section. These cavities are of major importance because of the position of the photon-photon-resonance depended on them. For an increase of the modulation bandwidth the three current levels must optimized. The exact influence of each section at the bandwidth will be given in detail in chapter 6.

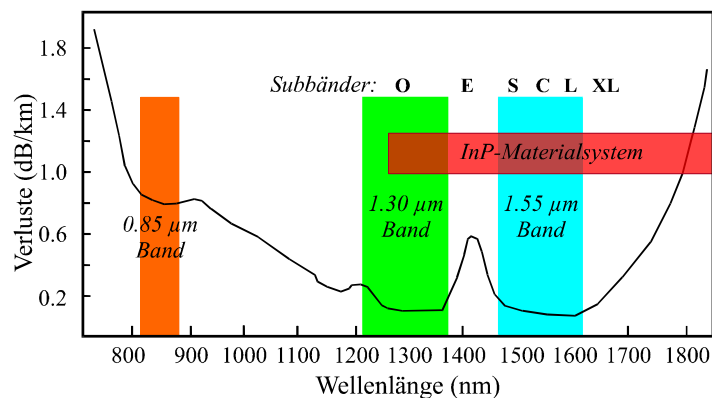
With the CCIG-laser it was able to increase the modulation bandwidth by a factor of 4.5 in comparison to Fabry-Perot-lasers. The best value was 37 GHz which is the highest value world wide up today on InP

Kapitel 1

Einleitung

Die Entwicklung unserer modernen Gesellschaft zu einer Gesellschaft in der Kommunikation und Datenaustausch ein immer wichtigerer Aspekt des Lebens ist, sind Geschwindigkeit und Menge der transferierten Daten sowie die Kompaktheit der Komponenten zentrale Punkte des Interesses für die Realisierung dieser Ziele. Dabei gewinnt das Internet mit seiner Vielfältigkeit und Flexibilität immer mehr an Bedeutung.

Um alle gewünschten Aspekte mit dem Internet zu gewährleisten sind hohe Datentransferraten über lange Wegstrecken notwendig. Die Schlüsselbauelemente dabei sind die Glasfaserwellenleiter und die Sende- sowie Empfangsmodule. Die Kombination aus beiden erlaubt die schnelle Übertragung von Informationen mittels Lichtpuls kodierung über weite Strecken mit geringen Verlusten. Das spektrale Dämpfungsverhalten einer Standard-Monomode Glasfaser besitzt in den Wellenlängenbereichen um $1.3 \mu\text{m}$ und $1.55 \mu\text{m}$ die geringste Absorption. Diese beiden Arbeitsfenster werden gezielt zur Übertragung ausgenutzt. Dabei wird der $1.3 \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich vorwiegend für mittlere Wegstrecken $< 20 \text{ km}$ (Metronetzwerke) eingesetzt und der $1.55 \mu\text{m}$ Bereich für lange Wegstrecken (globale Netze). Der $1.55 \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich wird dabei nochmals in mehrere Teilbereiche unterteilt: Das **S-Band** (short-band) von $1460 - 1530 \text{ nm}$, das **C-Band** (conventional band) $1530 - 1565 \text{ nm}$ und das **L-Band** (long-band) $1565 - 1625 \text{ nm}$.



Darstellung der Verluste in einer Glasfaser mit den einzelnen Bändern und Subbändern.

Als Sende- und Empfangselemente werden hauptsächlich Halbleiterbauelemente mit ihren sehr guten Eigenschaften eingesetzt. Das für den $1.55 \mu\text{m}$ Wellenlängenbereich kommerziell etablierte und eingesetzte III-V Materialsystem ist InGaAsP/InP. Mit diesem können Bandlücken für die Lichtemission bzw. -detektion im nahen Infrarotbereich eingestellt werden.

Beim Einsatz von Standard-Einmodenfasernetzen gibt es praktische Grenzen bei der maximalen Übertragungsgeschwindigkeit eines einzelnen Datenkanals. Um diesen Kapazitätsengpass zu überwinden und gleichzeitig die Investitionen in installierte Kabel zu minimieren, wenden sich viele europäische Netzbetreiber dem DWDM-Verfahren (engl. **d**ense **w**avelength **d**ivision **m**ultiplexing, Wellenlängenmultiplex) zu, um mehr optische Kanäle simultan in derselben Faser übertragen zu können. Zusätzlich bieten neuartige breitbandige optische Glasfaserverstärker (engl. **e**rbium **d**oped **f**iber **a**mplifier, **EDFA**) im $1.55 \mu\text{m}$ Bereich die Möglichkeit die Absorption weiter zu verringern. Innerhalb dieser Bänder werden sehr enge Kanäle verwendet, die von der ITU (International Telecommunication Union) festgelegt wurden: Von $192,1 \text{ THz}$ ($1560,6 \text{ nm}$) bis $195,6 \text{ THz}$ ($1532,7 \text{ nm}$) werden die DWDM-Kanäle mit einem ITU-Abstand von 50 GHz bzw. 100 GHz definiert.

Um den an die Sendeelemente gestellten Anforderungen gerecht zu werden, müssen die Halbleiterlaser bestimmte Eigenschaften aufweisen: definierte monomodige Emission bei benötigter Wellenlänge, Seitenmodenunterdrückung der Mode mit mehr als 30 dB, geringe Linienbreite, ausreichend hohe Ausgangsleistung, geringe Temperaturabhängigkeit des Schwellenstromes sowie der Leistung und gute Hochfrequenzeigenschaften. Gleichzeitig soll die Herstellung möglichst einfach und billig sein und eine hohe Ausbeute aufweisen.

Diese Anforderungen kann das einfachste Prinzip eines Halbleiterlasers, der Fabry-Perot-Laser nicht erfüllen. Da er über keinen Wellenlängenselektionsmechanismus verfügt, ist sein Emissionsspektrum mehrmodig. Erst über das Prinzip der verteilten Rückkopplung kann ein solcher Mechanismus gewährleistet werden. Dafür wird in den Fabry-Perot-Laser ein Gitter mit einer großen Anzahl von verteilten Rückkopplungsstellen eingebracht. An jeder dieser Stellen wird ein Teil der einfallenden Lichtwelle reflektiert. Durch konstruktive Überlagerung der reflektierten und transmittierten Teilwellen findet eine longitudinale Modenselektion statt. Die Periode des Gitters definiert über die Bragg-Bedingung die Emissionswellenlänge des Lasers. Die benötigte Rückkopplung kann durch unterschiedliche Effekte erzeugt werden. Zum einen kann eine Variation des Brechungsindex (Indexkopplung) oder zum anderen eine Modulation der Verstärkung (Verstärkungskopplung) verwendet werden. Die Kombination beider Effekte ergibt eine komplexe Kopplung. Die Realisierung eines Indexgitters beruht auf der Erzeugung eines Stufenprofils im Halbleiter durch bestimmte Herstellungsverfahren. Die Herstellung eines Verstärkungsgitters ist aufwendiger und kann durch verschiedene Verfahren realisiert werden: Durch periodisches Ätzen der aktiven Schicht, Absorptionsgitter oder durchmischungsbedingte Variation der Bandlücke.

In dieser Arbeit werden mehrere Konzepte miteinander verbunden, um eine möglichst einfache Herstellungsmöglichkeit für komplex koppelnde Gitter zu erzeugen. Die Ausnutzung der lateralen Kopplung erlaubt die Fertigung der Gitterstrukturen nach der Streifenwellenleiterherstellung ohne einen zusätzlichen Überwachungsprozess. Das Prinzip beruht auf einem ausreichend großen Überlapp der geführten Welle mit der Gitterstruktur. Die Verstärkungskopplung wird mittels einer Kombination aus Implantation von Ga-Ionen und einem thermischen Ausheilschritt realisiert. Durch Ausnutzung eines selektiven Ätzverhaltens der implantierten InP-Bereiche kann ein selbstausgerichtetes Indexgitter erzeugt werden. Dieses Konzept erlaubt die Herstellung von DFB-Lasern [Kön 01] mit hohen Ausbeuten und guten statischen sowie dynamischen Eigenschaften.

Um die Kosten für Sende- und Empfangselemente weiter zu reduzieren, wird versucht diese in Zukunft wesentlich kompakter zu realisieren. Ein Schritt zur Erhöhung der Dichte der Bauelemente ist die monolithische Integration von mehreren Lasern (Arrays) mittels auf dem Chip hergestellter Wellenleiter und Verbindungskomponenten. Dabei spielen die Absorptions- und Krümmungsverluste eine entscheidende Rolle. Ein Ansatz der monolithischen Integration von DFB-Lasern mit einer Wellenleiterkopplungsstruktur wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Auch eine Reduktion der Sendeelemente kann die Anforderungen von kostengünstigen Komponenten erfüllen. Grundlage hierfür, ist aber, dass diese Komponenten dem derzeitigen und zukünftigen Datenvolumen gewachsen sind. Dies können Laser erfüllen, deren statische und dynamische Eigenschaften das Potential hierfür aufweisen. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene neuartige Ansätze für hochfrequenzoptimierte Laser untersucht. Weitere Ansätze bedienen sich der Miniaturisierung der Laser wie z.B. DBR-Laser mit Längen von nur 12 μm [Ren 03] oder Ringlaser. Das ringförmige Design erlaubt die Herstellung von Lasern mit Dimensionen bis zu wenigen zehn Mikrometern mit akzeptablen physikalischen Eigenschaften. Der Erfolg dieser Strukturen liegt in ihrem vielfältigen Einsatzgebiet, zum einen als Laser und zum anderen als Filterelement. Der Vorteil als Laser liegt in der Kompaktheit des Bauelementes, jedoch der Nachteil ist die Emissionswellenlängenkontrolle. Der Einsatz als Filter bietet die Möglichkeit die Sende- und Empfangsmodule wesentlich zu verkleinern. Die zur Zeit standardmäßig eingesetzten Filter

auf Siliziumbasis sind aufgrund des geringen Brechungsindexunterschiedes zwischen dem Wellenleiter und dem es umgebenden Material auf eine Fläche von mm^2 begrenzt. Die Verwendung von Halbleiterresonatoren bietet die Chance der Reduktion der notwendigen Fläche auf μm^2 und verschafft zusätzlich die Option der monolithischen Integration dieser in DWDM-Bauelementen. Die aufgeführten Aspekte des Laser- und Filtereinsatzes waren Aspekte dieser Arbeit. Die Einflüsse von Geometrie und Größe der Resonatoren auf die Eigenschaften beider Nutzungsmöglichkeiten wurden untersucht und analysiert.

Die Arbeit gliedert sich in fünf Abschnitte:

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der in dieser Arbeit präsentierten Halbleiterbauelemente zusammenfassend dargestellt. Nach der Behandlung der statischen Eigenschaften von Halbleiterlasern wird das dynamische Verhalten betrachtet. Dabei wird das neue Konzept des „Detuned Loading“ Prinzips ausführlich vorgestellt. Anschließend folgt eine Übersicht der Gitterkopplungsarten mit ausführlicher Diskussion der jeweiligen Eigenschaften. Diese Gitter finden in verschiedenen monomodigen Lasern ihren Einsatz.

Im dritten Kapitel werden die Herstellung und die Charakterisierungsmöglichkeiten der Bauelemente vorgestellt. Dabei unterteilt sich der Herstellungsabschnitt zum einen in die Fertigung von Streifenwellenleiterlasern, welche als Basis für monomodige Laser dienen und zum anderen in die Fabrikation von Ringlasern. Die Physik der Implantation von Ga-Ionen in InP und ihre Auswirkung auf die Halbleitereigenschaften werden beschrieben. Zum einen wird der Aspekt der Bandlückenveränderung durch implantationsinduziertes Durchmischen und zum anderen der Effekt des selektiven Ätzverhaltens der implantierten Gebiete ausführlich präsentiert. Beide Technologien dienen zur Herstellung von lateralen Gitterstrukturen auf Streifenwellenleiterlasern. Die für die Charakterisierung der Bauelemente verwendeten Messplätze werden abschließend in diesem Kapitel vorgestellt.

In Kapitel vier widmet sich der Präsentation der experimentellen Ergebnisse der Ringresonatoren als Laser und Filter. Bei der Verwendung der Resonatoren als Laser wird eine Unterteilung in Einzel-Ring-Laser und in gekoppelte Ringlaser vorgenommen. Die grundlegenden Eigenschaften und Wirkungsprinzipien dieser beiden Lasertypen werden vorgestellt und diskutiert. Der zweite Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit den Filtereigenschaften der Resonatoren als passive oder aktive Filterkomponente.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich ausführlich mit den statischen Eigenschaften von lateral komplex gekoppelten DFB-Arrays, DBR-Lasern auf Quanten-Dash- und Quantenfilm-laserstrukturen sowie den dynamischen Eigenschaften der DBR-Laser. Für die DFB-Arrays wurden Gitterperioden verwendet die eine monomodige Emission auf der langwelligen Seite des Verstärkungsspektrums erzeugen um eine Reduktion der Absorption innerhalb der monolithisch integrierten passiven Wellenleiterkopplerstruktur zu bewirken. Die statischen Eigenschaften der DBR-Laser zeigen für beide Laserstrukturarten konkurrenzfähige Schwellenströme, hohe Effizienzen sowie Leistungen und Seitenmodenunterdrückungen über 40 dB. Bei den dynamischen Eigenschaften kann mittels des DBR-Designs ein zusätzliches Kopplungsprinzip im Laser ausgenutzt werden um die Modulationsbandbreite der Laser signifikant zu erhöhen. Damit ist es möglich die Bandbreite im Vergleich zu Fabry-Perot-Lasern um einen Faktor von 2.5 zu steigern.

Das letzte Kapitel widmet sich dem CCIG-Laser, einer hochfrequenzoptimierten Weiterentwicklung des DBR-Lasers, welcher das „Detuned Loading“ Prinzip effektiver und gezielter ausnutzen kann um die Modulationsbandbreite weiter zu steigern. Innerhalb dieses Kapitels werden die statischen und dynamischen Eigenschaften des Lasers präsentiert. Dieses hochfrequenzoptimierte Design führt zu gleichwertig guten statischen Eigenschaften wie die der DBR-Laser und zu einer Steigerung der Bandbreite, wieder im Vergleich zu Fabry-Perot-Lasern gleicher Länge, um einen Faktor von 4.5.

Kapitel 2

Grundlagen von Halbleiterlasern und Halbleiterresonatoren

Halbleiterlaser (HL-Laser) bieten die Möglichkeit der direkten Erzeugung von Licht aus elektrischem Strom mit einem sehr hohen Konversionsgrad. Ihre kompakte Größe von einigen 100 μm ist ein weiterer Aspekt neben der hohen Zuverlässigkeit und Langlebigkeit, der ihre Attraktivität für den kommerziellen Einsatz ausmacht. Sie stellen Schlüsselbauelemente in der Glasfasernachrichtenübertragung dar. Speziell für die Datenübertragung über weite Strecken werden Laser, die bei einem Wellenlängenbereich um 1.55 μm emittieren, verwendet, da in diesem Bereich die zur Datenübertragung verwendeten Glasfasern ihr absolutes Dämpfungsminimum besitzen. Dieser Wellenlängenbereich zwischen 1460 nm und 1625 nm, der sich in das S-, C- und L-Band aufteilt, wird vom InP-Materialsystem abgedeckt. Dabei spielen InGaAsP/InP Laser die entscheidende Rolle, aber auch neuere Ansätze mit InAs-Quantendash (QDash) (Mischung aus Quantenpunkt und Quantendraht) Lasern stellen eine Alternative dar.

In dieser Arbeit werden die statischen und dynamischen Eigenschaften von InGaAsP/InP-Lasern basierend auf Quantenfilm- (engl. quantum well, **QW**) und QDash-Laserstrukturen vorgestellt und analysiert.

Für die Umsetzung der spezifischen Anforderungen an die Telekommunikationslaser werden verschiedene Typen von Selektions- und Resonatormechanismen verwendet. Zum einen Ringresonatoren (Kapitel 4), sowie Laser mit verteilten Rückkopplungsgittern (engl. distributed feedback, **DFB**) und zum anderen Laser mit verteilten Bragg-Reflektoren (engl. distributed Bragg reflectors, **DBR**) (Kapitel 5). Eine spezielle Weiterentwicklung der DBR-Laser stellt das Hochfrequenz optimierte Design des Lasers mit gekoppelten Kavitäten und strominjizierten Gitterbereich (engl. coupled cavity injected grating, **CCIG**) dar (Kapitel 6). Dieses Kapitel soll zunächst einen Überblick über die Grundlagen der zu präsentierenden Bauelemente geben. Nach der Behandlung der allgemeinen Zusammenhänge zwischen elektrischen, optischen und geometrischen Eigenschaften [Col 95] werden die dynamischen Grundprinzipien und das Prinzip der verteilten Rückkopplung zur Herstellung monomodig emittierender Laser aufgezeigt.

2.1 Allgemeine Laserbedingung

Halbleiterlaser bestehen aus verschiedenen Schichten von Halbleiterverbindungen, die sich sowohl in ihrer Bandlücke als auch in ihrem Brechungsindex unterscheiden. Dabei weisen Verbindungen mit einer kleineren Bandlücke einen größeren Brechungsindex auf. Die Ausnutzung dieser Beschaffenheit zur vertikalen Strukturierung der Laser wird in einem Unterabschnitt dieses Kapitels aufgezeigt.

Durch einen äußeren Pumpprozess ist es in Halbleiterlasern mit direkter Bandlücke möglich, Photonen mit großer Effizienz zu erzeugen. Dabei rekombiniert ein Elektron aus dem Leitungsband mit einem Loch aus dem Valenzband. Die Energiedifferenz, die durch die Bandlücke vorgegeben ist, wird dabei freigesetzt und definiert somit auch die Wellenlänge des emittierten Lichtes. Zusätzlich ist für den Laserprozess ein Rückkopplungsmechanismus notwendig. Dieser kann bei Halbleiterlasern durch die gespaltenen Laserfacetten erzeugt werden. Bei den, in dieser Dissertation, verwendeten Materialsystemen erhält man eine Reflektivität von 27% pro Spaltfacette.

Die Wechselwirkung von Elektronen und Photonen innerhalb eines solchen Resonators mit den Reflektivitäten R_1 und R_2 sind in Abb. 2.1 schematisch dargestellt:

- Spontane Emission: Ein Elektron aus dem Leitungsband rekombiniert strahlend mit einem Loch aus dem Valenzband unter Aussendung eines Photons.
- Absorption: Ein Elektron im Valenzband wird durch Absorption eines Photons in das Leitungsband angehoben
- Stimulierte Emission: Bei der Umkehrung der Absorption wird ein Elektron im Leitungsband durch Wechselwirkung mit einem Photon dazu angeregt, unter Ausstrahlung eines weiteren Photons zu rekombinieren. Dieses Photon besitzt die gleiche Energie und Phase wie das erste Photon.
- Nichtstrahlende Rekombination: Neben der strahlenden Rekombination existieren auch Prozesse, wie Auger-Rekombination oder Übergänge an Rekombinationszentren, die zu nichtstrahlenden Rekombinationen führen.

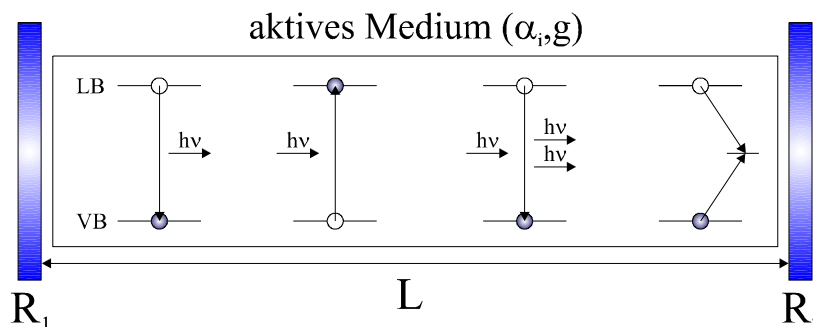


Abb. 2.1 Schematische Darstellung der Prozesse im aktiven Medium eines Laserresonators. Von links nach rechts: spontane Emission, Absorption, stimulierte Emission und nichtstrahlende Rekombination.

Ein wichtiges Kriterium für den Laserbetrieb ist, dass die Verstärkung durch die stimulierte Emission innerhalb des Resonators größer sein muss als die internen Verluste, wie nichtstrahlende Rekombination und Absorption, und die Auskoppelverluste an den Resonatorspiegeln. Dieser Mechanismus wird durch die Umlaufbedingung beschrieben. Ausgegangen wird von einer umlaufenden Lichtwelle im Resonator der Länge L mit der Intensität I , welche an den Spiegeln mit den Reflektivitäten R_1 und R_2 zurückgeworfen wird. In einem Umlauf wird die Intensität I um $e^{(-2\alpha_i L)}$, aufgrund der internen Verluste α_i , abgeschwächt. Gleichzeitig erfährt die Welle eine Verstärkung von $e^{(2gL)}$ durch die Materialverstärkung g . Um den Laserbetrieb zu erreichen oder aufrecht zu erhalten, muss nach einem Umlauf der Lichtwelle im Resonator die Intensität größer sein als zuvor. Dies gilt wenn:

$$R_1 R_2 \cdot e^{2L(g-\alpha_i)} \geq 1. \quad (2.1)$$

Daraus lässt sich die Schwellenverstärkung g_0 ableiten:

$$g_0 = \alpha_i - \frac{\ln(R_1 R_2)}{2L}. \quad (2.2)$$

Hieraus folgt, dass man die kleinste Schwellenverstärkung für sehr lange Resonatoren mit hohen Reflektivitäten und geringen internen Verlusten erwarten kann.

Für den Laserbetrieb muss noch als weitere Bedingung die Besetzungsinversion erfüllt sein. Das heißt, die energetisch höheren Zustände müssen stärker besetzt sein als die energetisch niedrigeren, so dass die Wahrscheinlichkeit für die stimulierte Emission größer ist als für die Absorption. Durch den externen Pumpprozess kann dieser Nichtgleichgewichtszustand erzeugt werden. Dieser Zustand wird durch zwei Quasi-Fermi-Niveaus E_f im Leitungs- und Valenzband beschrieben. Diese Niveaus geben an, bis zu welcher Energie die Bänder mit Elektronen oder Löchern besetzt sind. Photonen mit der Energie $h\nu$ werden nur dann verstärkt, wenn gilt:

$$E_{\text{gap}} < h\nu < E_{f,\text{LB}} - E_{f,\text{VB}} . \quad (2.3)$$

Dieser Zustand wird durch das externe elektrische Pumpen erreicht, welches in der Laserdiode aus dem n-dotierten Bereich die Elektronen und aus dem p-dotierten Bereich die Löcher in die undotierte aktive Zone des Lasers injiziert. Dadurch kommt es zur Besetzungsinversion und der stimulierte Rekombinationsprozess kann stattfinden.

2.2 Aufbau der Laserdioden

Die in Kapitel 2.1 vorgestellten Komponenten eines Lasers sind bei jeder Art von Laser notwendig. Der Aufbau eines HL-Lasers entspricht im Grunde dem einer Diode mit pn-Übergang. Es handelt sich dabei um eine Doppelheterostruktur und kann als Aneinandersetzung von einem p-dotierten Gebiet, einem undotierten intrinsischen Bereich und einem n-dotierten Gebiet verstanden werden. Das undotierte Gebiet entspricht der aktiven Schicht eines HL-Lasers. Der typische Bandkantenverlauf einer Doppelheterostruktur in Durchlassrichtung ist in Abb. 2.2 illustriert.

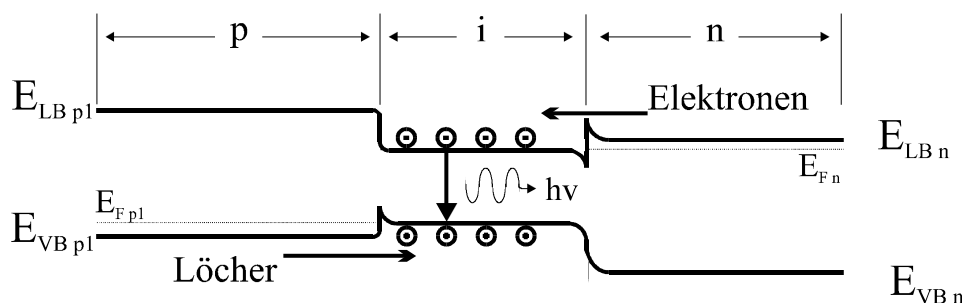


Abb. 2.2 Bandkantenverlauf einer Doppelheterostruktur [Fuk 99].

Die für den Laserbetrieb notwendige Besetzungsinversion wird begünstigt, indem die Raumladungszone (RLZ), die aktive Schicht, eine geringere Bandlücke als das sie umgebende Material aufweist. Durch die geringere Bandlücke der aktiven Schicht entsteht eine Potentialsenke, in die die Elektronen aus dem n-dotierten Bereich und die Löcher aus dem p-dotierten Bereich durch Drift in die RLZ gelangen können. Da die Elektronen und die Löcher in der gleichen Schicht lokalisiert sind, kann in dieser die Rekombination stattfinden. Das so entstandene Licht besitzt die Wellenlänge, die der Bandlücke der aktiven Schicht entspricht. Das notwendige Pumpen, um den Laserbetrieb aufrecht zu erhalten, wird über die Strominjektion in den Laser erreicht.

Neben der Erzeugung der Strahlung ist eine weitere Anforderung an den Laser die Führung der erzeugten Strahlung in der Nähe der aktiven Zone. Dies wird durch den Wellenleiter, der die aktive Schicht umgibt realisiert. Die Wellenleitung beruht auf dem Brechungsindexunterschied zwischen Wellenleiter und dem umgebenden Material. Dieser Unterschied ist durch die Eigenschaft gegeben, dass Halbleiterverbindungen mit einer kleineren Bandlücke einen größeren Brechungsindex aufweisen als Verbindungen mit einer größeren Bandlücke.

Unter Ausnutzung dieser Tatsache ist es möglich Laserstrukturen herzustellen die eine vertikale Wellenleitung aufweisen. Bei den verwendeten vertikalen Strukturen handelt es sich um SCH-Strukturen (engl. *separate confinement heterostructure*). Dies bedeutet, dass die Erzeugung und vertikale Führung der optischen Welle getrennt voneinander in unterschiedlichen Schichten geschieht. Zur Verdeutlichung einer solchen SCH-Struktur dient Abb. 2.3 .

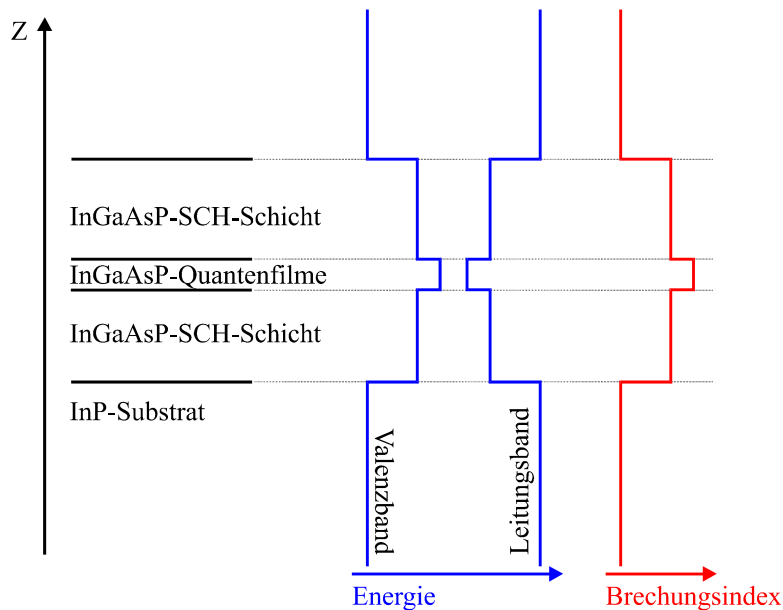


Abb. 2.3 Schematischer Schichtaufbau einer SCH-Heterostruktur mit Bandkantenverlauf (mitte) und Brechungsindexverlauf (rechts).

Die verwendeten Proben, auf deren Basis die Prozessierungen der Laser stattfinden, weisen einen ähnlichen Aufbau auf. Der aktive Bereich der Proben besteht aus 4 oder 8 Quantenfilmen (engl. *quantum well*, **QW**), die je 6 nm dick sind. Sie sind jeweils durch 10 nm dicke Barrieren voneinander getrennt. Die gesamte aktive Zone ist beidseitig von einem Wellenleiter umgeben, der, wie schon erwähnt, die Aufgabe besitzt, die entstandene Lichtwelle entlang der aktiven Zone im Laser zu führen.

Diese Art von Struktur wird als SCH-Struktur mit eingebauter MQW-Struktur (engl. *multi quantum well*, **MQW**) bezeichnet. Solche Laserdioden besitzen bereits geringe Schwellenstromdichten aufgrund der starken optischen Einsperrung der optischen Welle innerhalb dieser Struktur. Durch das Einfügen der MQW-Struktur in eine SCH-Struktur wird eine weitere Herabsetzung des Schwellenstromes [Fuk 99] und eine Verbesserung der Hochfrequenzeigenschaften [Tat 92] erzielt.

Der Wellenleiter wird so dimensioniert, dass in der Schicht nur die Grundmode geführt wird. Breite, Anzahl und Material der QWs können unabhängig davon variiert werden. In Abb. 2.4 ist der Brechungsindexverlauf einer in dieser Arbeit verwendeten Laserstruktur (A52180) dargestellt. Die rote Kurve stellt die mit Hilfe der Transfermatrixtheorie berechnete TE-Modenintensität E_y im Laser dar. Die Dimensionen der Laserstruktur sind an der x-Achse zu erkennen. Aus dem Verlauf der Mode ergibt sich, dass 75% der Mode im Wellenleiter geführt werden, und dass der Füllfaktor für diese Struktur bei 17.7% liegt. Der Füllfaktor gibt den Anteil der optischen Mode an, der in der aktiven Zone liegt:

$$\Gamma = \frac{\int_{QF} |E_y| dy}{\int |E_y| dy} \quad (2.4)$$

Dieser Wert ist stark von der Dicke der SCH-Struktur abhängig.

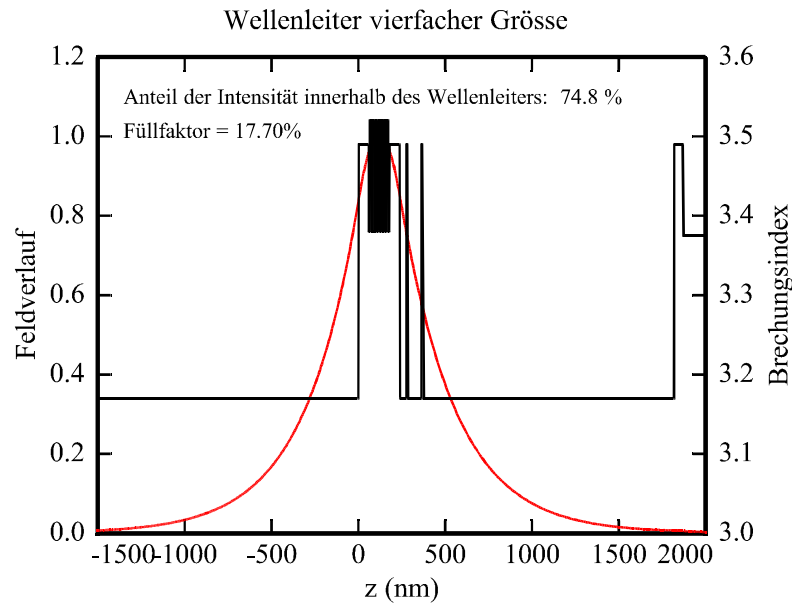


Abb. 2.4 Brechungsindexverlauf der Laserprobe A52180. Rot dargestellt ist die vertikale optische Mode. Die beiden Spitzen rechts neben der SCH-Struktur stellen die beiden Ätzstopschichten dar.

2.3 Statische Eigenschaften

Als Charakterisierungsbasis von Halbleiterlasern bedient man sich neben den zugrundeliegenden mikroskopischen Phänomenen besonders den leichter zugänglichen makroskopischen und somit messbaren Eigenschaften wie Lichtleistung P oder Betriebsstrom I . In diesem Abschnitt sollen die Grundlagen für die Auswertung der Messergebnisse gegeben werden.

Der Zusammenhang zwischen Leistung und Betriebsstrom kann aus der gekoppelten Raten-gleichung von Ladungsträgern und Photonen hergeleitet werden. Oberhalb des Laserschwel-lenstromes I_{th} gilt:

$$P = \eta_d \frac{h\nu}{e} (I - I_{th}), \quad (I > I_{th}). \quad (2.5)$$

Dabei stellt η_d den externen differentiellen Quantenwirkungsgrad dar, der den Anteil an erzeugten Photonen pro injiziertem Ladungsträger angibt, die den Laserresonator verlassen. Er ist durch die internen Größen η_i , α_i und die Spiegelverluste α_m gegeben:

$$\eta_d = \frac{\eta_i \alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}. \quad (2.6)$$

Die interne Quanteneffizienz η_i gibt den Anteil der injizierten Ladungsträger an, die in der aktiven Schicht strahlend rekombinieren. α_i spiegelt die längenabhängigen internen Verluste des Resonators wieder. Die Spiegelverluste α_m sind gegeben durch:

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}. \quad (2.7)$$

Abb. 2.5 stellt den idealisierten Verlauf einer I-U-Kennlinie dar.

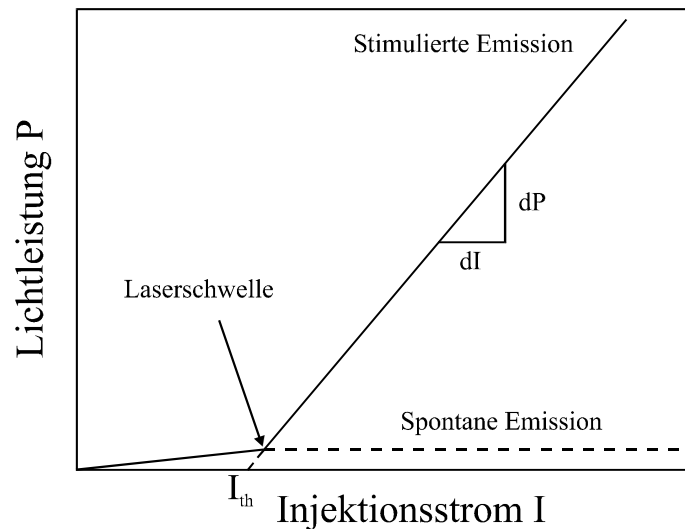


Abb. 2.5 Ideale I-U-Kennlinie eines Halbleiterlasers.

Unterhalb des Schwellenstromes I_{th} wächst die Leistung proportional zum Injektionsstrom aufgrund der spontanen Emission. Ab dem Schwellenwert bleibt diese konstant und kann, wegen der geringen Leistung, gegenüber der stimulierten Emission vernachlässigt werden. Aus experimentellen Daten kann aus der Steigung dP/dI der Kennlinie die externe Effizienz η_d oberhalb der Schwelle bestimmt werden. Mit diesem Wert erhält man unter Verwendung von 2.5, 2.6 und 2.7:

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI} = \frac{\eta_i}{1 - \frac{L\alpha_i}{\ln R}}, \quad (I > I_{th}). \quad (2.8)$$

Dadurch kann man, aus Messungen von Lasern unterschiedlicher Länge, auf die internen Parameter α_i und η_i schließen.

Ein weiterer wichtiger Zusammenhang, der in den folgenden Kapiteln eine bedeutende Rolle spielt, ist der Zusammenhang zwischen dem Schwellenstrom einer MQW-Laserstruktur und der Anzahl der Quantenfilme N_w . Dieser Zusammenhang kann mit der folgenden Gleichung beschrieben werden [Col 95]:

$$I_{th} = \frac{eN_w V_1 B N_{tr}^2}{\eta_i} e^{2(\alpha_i + \alpha_m)/N_w \Gamma_1 g_0}. \quad (2.9)$$

Dabei ist V_1 das Volumen eines QWs und Γ_1 der Füllfaktor pro QW. Je höher die Anzahl der QWs, desto größer ist natürlich das zu pumpende Volumen und somit steigt der Schwellenstrom. Gleichzeitig erhöht sich aber die Verstärkung $N_w \Gamma_1 g_0$, was sich positiv auf den Schwellenstromwert auswirkt. Somit muss man für die Anzahl der QWs einen Kompromiss finden. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Länge des Lasers, welche sich in dem zu pumpenden Volumen und den Spiegelverlusten widerspiegelt. Bei großen Längen sind die Spiegelverluste vernachlässigbar, so dass der exponentielle Anteil konstant bleibt und der Schwellenstrom linear anwächst. Bei kleineren Längen spielt der exponentielle Anteil eine größere Rolle, da die Spiegelverluste zunehmen, was sich in einem steilen Anstieg des Schwellenstromes äußert. Zwischen diesen beiden Extremen existiert ein Optimum, welches für jeden Lasertyp, jede Laserstruktur und Verspiegelung zu bestimmen ist.

2.4 Dynamische Eigenschaften

Da das Haupteinsatzgebiet der präsentierten Laser in der Datenübertragung als Telekommunikationslaser liegt, sind deren dynamische Eigenschaften von großer Bedeutung. Die Anforderungen sind: schnell, einfach herstellbar und rauscharm modulierbar. Die Modulierbarkeit bei elektrisch gepumpten Lasern ist sehr einfach über eine Änderung des Betriebsstromes realisierbar. Dabei stehen sich anspruchsvolle, aber teilweise konträre Anforderungen an Grundeigenschaften und Design gegenüber, um eine schnelle Stromvariation auf eine ebenso schnelle Modulation der Ausgangsleistung zu übertragen.

Es gibt zwei Arten der Hochfrequenz (HF) Modulation: Erstens die Großsignalmodulation (GSM), welche sich wiederum in zwei unterschiedliche Modulationsarten unterteilt. Bei der RZ-Modulation (engl. **r**eturn to **z**ero) wird der Laser permanent ein und aus geschaltet, d.h. der Betriebsstrom variiert zwischen $I_{\min} < I_{\text{th}} < I < I_{\max}$. Die zweite Art ist die NRZ-Modulation (engl. **n**on **r**eturn to **z**ero). Hierbei befindet sich der Betriebsstrom ständig über dem Schwellenstrom und der variiert zwischen $I_{\text{th}} < I_{\min} < I < I_{\max}$. Die zweite Art der HF-Modulation ist die Kleinsignalmodulation (KSM), bei der dem cw-Betriebsstrom ein kleiner frequenzabhängiger Strom überlagert wird.

2.4.1 Rauschverhalten

Da jeder Laser im normalen Dauerstrichbetrieb Intensitätsschwankungen aufweist, die auf Schwankungen der Ladungsträger- und Photonendichte, aufgrund statistischer Rekombinationsprozesse, zurückzuführen sind, muss der Begriff des Rauschens eingeführt werden.

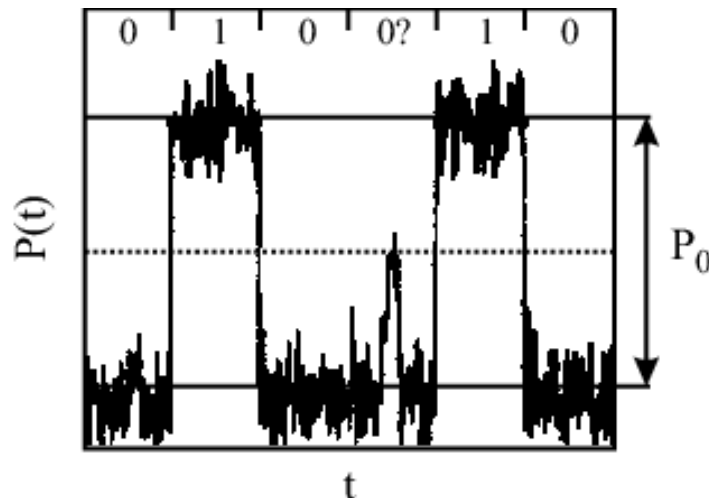


Abb. 2.6 Bitfolge mit Fehler über Entscheidungsgrenze durch Rauschen verursacht.

In Abb. 2.6 ist das verrauschte Ausgangssignal eines Lasers im digitalen Einsatz dargestellt. Zwei bestimmte Niveaus werden als „Null“ und „Eins“ definiert. Das Entscheidungsniveau für eine „Null“ oder „Eins“ wird als $P_0/2$ festgelegt. Kommt es aufgrund des Rauschens zu einem Wert größer als die Entscheidungsgrenze, kann dies zu einem falschen Wert führen.

Dafür wird der Begriff der Bitfehlerrate (engl. **b**it **e**rror **r**ate, **BER**) eingeführt. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer solchen Abweichung $|\delta P(t)| > P_0/2$ muss eben unter der geforderten BER liegen. Durch eine Normalverteilung kann man die Anforderung an das Rauschen für eine bestimmte BER bestimmen. Dafür ist eine neue Größe, das relative Intensitätsrauschen (engl. **r**elative **i**ntensity **n**oise, **RIN**), von Bedeutung:

$$RIN = \frac{\langle \delta P(t)^2 \rangle}{P_0^2}. \quad (2.10)$$

In Abb. 2.7 ist die Kurve für das RIN dargestellt. Ein Standardwert in der Industrie für Datenübertragungen in Glasfasernetzwerken ist eine BER $< 10^{-9}$, was bedeutet, dass eine Fehlerwahrscheinlichkeit von weniger als 1 in 10^9 übertragenen Bits erreicht werden muss. Aus Abb. 2.7 gewinnt man ein RIN von -21.5 dB, Schnittpunkt der Funktion bei 10^{-9} , für diese Anforderung.

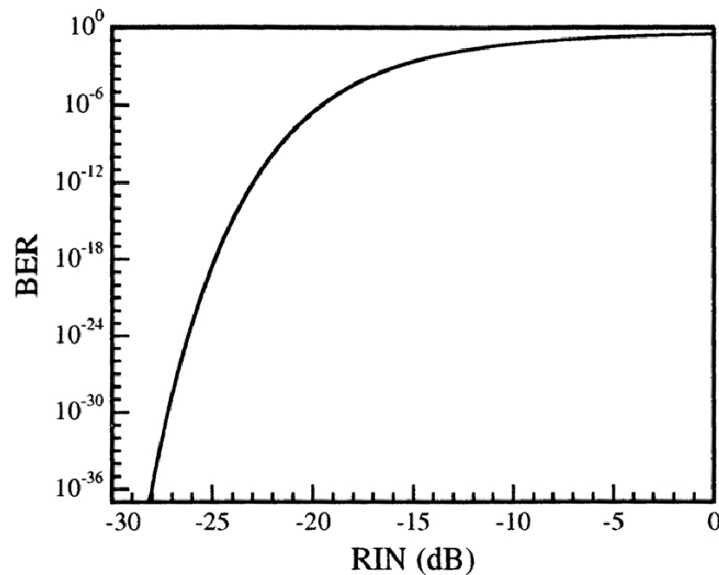


Abb. 2.7 BER als Funktion des RIN.

Ein weiterer Standard ist die Aufnahme des RINs über eine Filterbandbreite Δf , welches dann als RIN pro Einheitsbreite $RIN/\Delta f$ angegeben wird:

$$RIN [dB / Hz] = RIN [dB] - 10 \log_{10} (\Delta f [Hz] / 2). \quad (2.11)$$

Daraus kann man ableiten, dass für eine 10 GBit/s-Übertragungsstrecke mit einer BER $< 10^{-9}$ ein RIN pro Bandbreite von weniger als -118.5 dB/Hz erzielt werden muss.

Für die HF-Charakterisierung spielt das Rauschen eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Da jeder Halbleiterlaser ein resonanzfähiges System darstellt und das Frequenzspektrum des Rauschens einen sehr großen Bereich abdeckt, welcher auch die Resonanzfrequenz der Laser beinhaltet, kann das Rauschen zur Analyse verwendet werden. Wie bei jeder Resonanz kommt es wegen der Resonanzüberhöhung zu einem Maximum im Rauschspektrum. Aus dieser Überhöhung kann die Resonanzfrequenz ω_R und die Dämpfung γ gewonnen werden. Die RIN-Messungen ermöglichen Aussagen über die intrinsischen, von parasitären Effekten freien HF-Eigenschaften der gemessenen Laser.

2.4.2 Kleinsignalmodulation

Wie schon erwähnt wird bei der KSM dem Betriebsstrom ein kleiner, frequenzabhängiger sinusförmiger Modulationsstrom überlagert, so dass der Laser immer oberhalb des Schwellenstromes operiert. Durch Lösen der differentiellen Ratengleichungen für die Photonen- und Ladungsträgerdichte erhält man, wenn man von einer sinusförmigen Modulation mit der Frequenz ω ausgeht, als Antwort auf die Modulation die sogenannte Modulationstransferfunktion (MTF) $H(\omega)$ [Col 95]:

$$H(\omega) = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (2.12)$$

γ steht für die Dämpfung und ω_R für die Relaxationsresonanzfrequenz des Lasers. ω_R gibt die Lage der Resonanzüberhöhung an (siehe Abb. 2.8) und die Dämpfung spiegelt deren Höhe wieder. Die Resonanzfrequenz ist prinzipiell gegeben durch:

$$\omega_R = 2\pi f_R = \sqrt{\frac{\Gamma v_g \frac{\partial g}{\partial N}}{eV} \eta_i (I - I_{th})} = \sqrt{\frac{\Gamma v_g \frac{\partial g}{\partial N}}{h\nu V} \frac{\eta_i}{\eta_d} P}, \quad (2.13)$$

wobei V das Volumen der aktiven Zone, Γ der Füllfaktor, v_g die Gruppengeschwindigkeit, $\partial g/\partial N$ die differentielle Verstärkung, η_i der interne Wirkungsgrad und $h\nu$ die Photonenenergie ist. Weiterhin gilt:

$$\omega_R^2 = \frac{v_g \frac{\partial g}{\partial N} N_p}{\tau_p}, \quad (2.14)$$

wobei N_p die Photonendichte in der aktiven Zone und τ_p die Photonenlebensdauer ist. Die Dämpfung und die Resonanzfrequenz sind über folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$\gamma = Kf_R^2 + const. \quad (2.15)$$

K wird dabei meist als Gütefaktor bezeichnet.

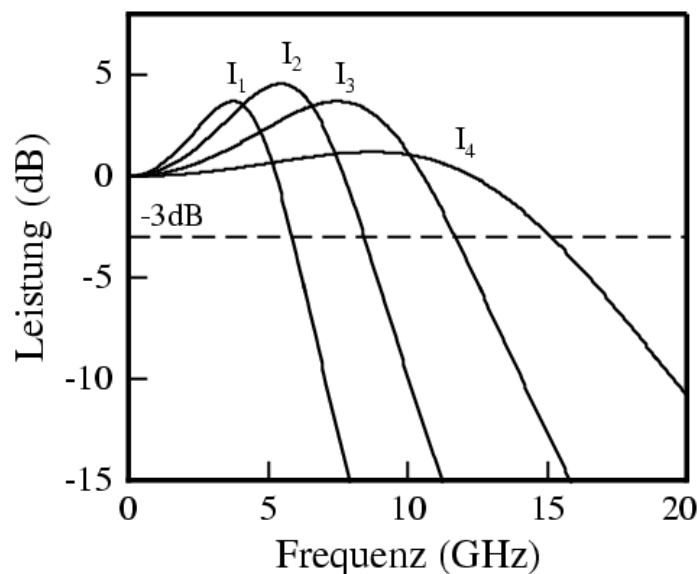


Abb. 2.8 $|H(f)|^2$ für verschiedene Betriebsströme.

Der normale Verlauf von $|H(f)|^2$ für verschiedene Betriebsströme ist in Abb. 2.8 dargestellt. Wie zu erkennen ist, kann die Modulation der äußeren Anregung bei kleinen Frequenzen bis zur Resonanzüberhöhung folgen. Bei höheren Frequenzen kommt es zu einem starken Abfall aufgrund der Dämpfung. Ein wichtiger Frequenzwert ist der Schnittpunkt der Funktion mit der -3dB -Grenze. Diese Grenze stellt den Wert dar, an dem die Leistung auf die Hälfte ohne Modulation abgefallen ist. Dieser Wert wird auch als Modulationsbandbreite bezeichnet. Er kennzeichnet die maximale Frequenz, bei welcher der Laser noch sinnvoll, d.h. ohne all zu große Dämpfung, betrieben werden kann. Für kleine Dämpfungen kann folgende Abschätzung verwendet werden:

$$f_{3dB} = \sqrt{1 + \sqrt{2}} \cdot f_R \approx 1.55 \cdot f_R. \quad (2.16)$$

Deutlich zu erkennen, ist die lineare Abhängigkeit der Bandbreite von der Relaxationsfrequenz. Da die Dämpfung aber quadratisch mit f_R ansteigt, siehe 2.15, ist die Resonanz bei größeren f_R weniger stark ausgeprägt. Man kann aus den gewonnenen Daten eine maximale Bandbreite über folgende Beziehung bestimmen:

$$f_{3dB, \max} = \sqrt{2} \frac{2\pi}{K}. \quad (2.17)$$

Für große Bandbreiten sollte f_R möglichst groß und γ klein sein, damit sich die Resonanzüberhöhung gut ausbilden kann. Dies führt zu einem Schnitt der Funktion mit der -3dB -Grenze bei höheren Frequenzen und damit zu größeren Bandbreiten. Bei Betrachtung von Gleichung 2.13 erkennt man Parameter, mit denen die Bandbreite vergrößert werden kann: hoher Strom, großer Füllfaktor oder ein geringes aktives Volumen. Jedoch sollten bei diesen HF-Optimierungsmaßnahmen auch immer die statischen Eigenschaften wie Leistung, Schwellenstrom und Temperaturverhalten bedacht werden.

2.4.2 Detuned Loading

Der Begriff „Detuned Loading“ bezeichnet einen Effekt, der bei den später vorgestellten und erläuterten DBR- und CCIG-Lasern zu einer Erhöhung der Bandbreite führt, obwohl diese aufgrund der Annahme von „normalen“ HF-Eigenschaften nicht zu erwarten wäre. Erste Überlegungen und theoretische Aspekte wurden bereits 1984 veröffentlicht [Vah 84]. 1985 wurden die ersten experimentellen Ergebnisse, eines Halbleiterlasers, der auf diesem Prinzip basiert, vorgestellt [Vah 85]. Der Effekt beruht auf der Kopplung und dem Energietransfer zwischen der verstimmtten Hauptmode und einer Nebenmode. Diese Wechselwirkung verringert hauptsächlich die Dämpfung einer zweiten Resonanz, die ihre Ursache in der Kopplung zwischen den beiden Moden hat und führt dadurch zu einer Erhöhung der Bandbreite. In der Literatur wird diese Resonanz auch als Photon-Photon-Resonanz (PPR) bezeichnet. Weiterfolgend wird in diesem Abschnitt, ein kurzer Überblick über bestimmte Voraussetzungen und Wirkungsprinzipien dieses Effektes gegeben. Genaue Rechnungen, Simulationen und eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse findet man in den Arbeiten von [Fei 98, Fei 00, Mor 00].

Für das Auftreten des Effektes und damit der PPR sind bestimmte Anforderungen an das Gitter zu stellen. Notwendig sind kleine Kopplungsstärken des Gitters κ ($\kappa < 60 \text{ cm}^{-1}$) und die Gitterlänge sollte groß sein (300 - 700 μm), um eine ausreichende Rückkopplung zu erhalten. Weiterhin ist es unbedingt notwendig, dass die dominierende Lasermode mit der Kreisfrequenz ω_0 in der Steigung auf der langwelligen (niederfrequenten) Seite des Reflexionspektrums liegt und nicht in dessen Maximum (siehe Abb. 2.9) welches durch die Bragg-Kreisfrequenz ω_b gegeben ist. Dieser Vorgang, den man Verstimmung (engl. detuning) nennt

ist als $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_b$ definiert. Der Mechanismus der Verstimmung der Hauptmode wird später näher erläutert.

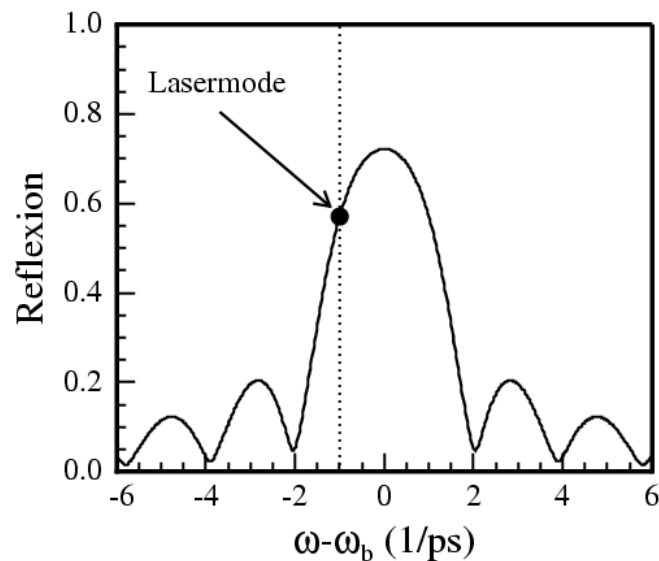


Abb. 2.9 Reflexionsspektrum eines Bragg-Reflektors mit verstimmter Lasermode.

In den vorher erwähnten Arbeiten wurden Simulationen an DBR-Lasern mit verschiedenen Einzelmodenmodellen durchgeführt, die aber zu großen Abweichungen voneinander führten. Zusätzlich zeigten sich bei diesen Simulationen keine Erhöhung der Bandbreiten. Alle diese Punkte deuten darauf hin, dass weitere Moden an diesem Effekt beteiligt sind. Durch Hinzunahme einer zweiten Mode in den dynamischen Prozess konnte eine Erhöhung der Bandbreite erzielt werden. Überträgt man dieses Prinzip auf die verstimmten DBR- oder CCIG-Laser, so erhält man zunächst wie bei konventionellen Lasern einen Anstieg der f_R zu höheren Frequenzen mit zunehmendem Strom. Diese Resonanz wird auch als Elektron-Photon-Resonanz (EPR) bezeichnet. Das Verhalten der zweiten Resonanz, der PPR ist etwas komplizierter. Im Idealfall, d.h. bei bester Phasenlage der umlaufenden Welle, kommt es zu einer stärkeren Ausprägung der PPR und einem Anstieg dieser Resonanz mit zunehmendem Strom (siehe Abb. 2.10). Während die Dämpfung der EPR zunimmt, kommt es wegen des Energietransfers zwischen den beiden Moden zu einer Entdämpfung der PPR, d.h. die Resonanzüberhöhung der PPR nimmt zu. Gleichzeitig kommt es zu einer Sättigung des Anstieges der EPR und einer Erhöhung der PPR-Frequenz. Beide Effekte führen zu einer drastischen Erhöhung der Bandbreite. Die Lage der PPR ist bei DBR-Lasern ungefähr durch die Umlauffrequenz eines Photons im Resonator bestimmt. Da der CCIG-Laser einen komplexeren Aufbau aufweist, ist die Lage der PPR nicht unbedingt wie bei einem DBR-Laser durch die Umlauffrequenz des kompletten Resonators gegeben. Es müssen strominjektionsabhängige Kavitäten berücksichtigt werden. Genauere Details werden in Kapitel 6 diskutiert.

Abb. 2.10 zeigt die MTF für verschiedene Phasenlagen aus der Arbeit von [Mor 00]. Deutlich zu erkennen ist, dass erst die richtige Einstellung der Phasenlage zur Ausbildung der PPR und somit zu einer Erhöhung der Bandbreite führt. Weiterhin ist zu erkennen, dass bei optimaler Phasenlage von 167° (♦) die PPR stärker als die EPR ausgebildet ist.

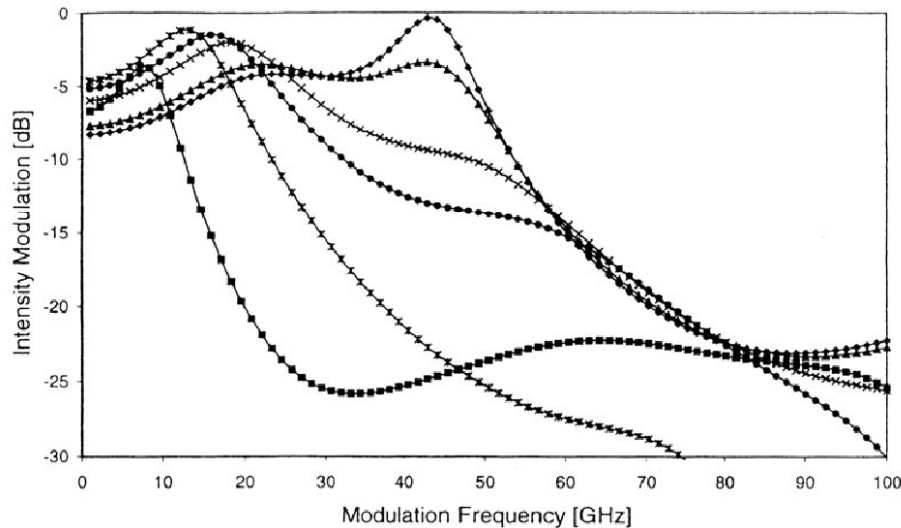


Abb. 2.10 MTF eines DBR-Lasers für verschiedene Phasenlagen bei $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$ und $\kappa = 30 \text{ cm}^{-1}$ [Mor 00]. $\bullet = 0^\circ$, $* = 100^\circ$, $\blacksquare = 166^\circ$, $\blacklozenge = 167^\circ$, $\blacktriangle = 200^\circ$, $\times = 300^\circ$.

Die Lage der PPR ist von den Resonatorlänge abhängig, wobei diese nicht unbedingt der geometrischen Abmessung entsprechen muss. Virtuelle Reflexionsstellen innerhalb der Gittersektion eines DBR-Lasers sind solch ein Fall. Zum besseren Verständnis in welchem Frequenzbereich wir uns überhaupt bewegen, ein paar Beispiele: für einen 1.3 mm langen Laser liegt die PPR bei ungefähr 40 GHz, bei einem 800 μm langen Laser liegt sie bei 60 GHz.

Aus weiteren Betrachtungen geht hervor, dass die Größe der Verstimmung einen sehr großen Einfluss auf das Auftreten der PPR hat. Bei bekannter Länge eines Laser ist es möglich die Verstimmung $\Delta\omega$ auch in eine Phase umzurechnen. Betrachtet man Abb. 2.10, so ist deutlich zu erkennen, dass schon wenige Grad ausschlaggebend für eine optimale Ausbildung der PPR sind (Vergleich zwischen 167° und 200°). Eine drastische Veränderung findet bei Änderung der Phasenlage zwischen 167° und 166° statt. In diesem speziellen Fall, kommt es bei diesen Betriebsbedingungen zusätzlich zu einer Änderung der Phasenlage noch zu einem Sprung der Hauptmode auf die kurzwellige Seite der Reflexionskurve des Gitters. Dieser Sprung der Hauptmode ist der dominierende Effekt der zu dem totalen Einbruch der PPR führt. Eine genauer Erklärung wird durch Abb. 2.11 gegeben. Allgemein ergibt sich daraus, dass bei der optimalen Einstellung der Phasenlage die weiteren Betriebsbedingungen nicht vernachlässigt werden dürfen, um eine best mögliche Steigerung der Bandbreite zu erreichen.

Hier sei darauf hingewiesen, dass bereits eine Länge von wenigen 100 nm einem kompletten Umlauf von 2π entspricht. Das bedeutet wiederum, dass durch das Spalten der Laser eine willkürliche Phasenlage bzw. Verstimmung eingestellt wird. Da diese jedoch durch eine Veränderung des Brechungsindex manipulierbar ist, kann durch Strom- oder Temperaturzufuhr eine Einstellung der Phase erreicht werden. Die einfachste Methode beruht auf der Basis eines Phasenschieberelementes, welches bei dem CCIG-Laser verwirklicht wird. Des weiteren kann man eine maximale Verstimmung $\Delta\omega_{\text{max}}$ (positiver Wert) der Hauptmode einführen. Bei $\Delta\omega = 0$ schwingt die Mode im Maximum des Reflexionsspektrums an. Bei zunehmender langwelliger Verstimmung ($\Delta\omega < 0$) bewegt sich die Mode die langwellige Flanke des Reflexionsspektrums hinab. Gleichzeitig läuft eine Mode die kurzwellige Flanke hinauf. Im Grenzfall, wenn beide Moden die gleiche Reflexion spüren und daher gleich stark anschwingen, ist die maximale Verstimmung erreicht. In Abb. 2.11 ist die MTF für verschiedene Verstimmungen dargestellt.

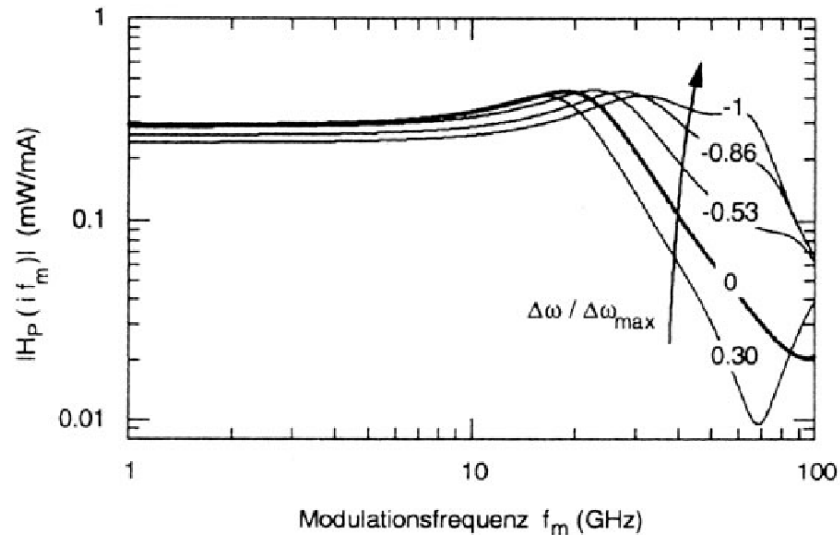


Abb. 2.11 MTF in Abhängigkeit von der Verstimmung [Fei 00].

Deutlich zu erkennen ist, dass bei einer Verstimmung der Hauptmode auf die langwellige Seite des Reflexionsspektrums ($\Delta\omega/\Delta\omega_{\max} < 0$) die PPR entsteht und somit eine Erhöhung der Bandbreite erzielt wird. Bei einer kurzwelligen Verstimmung ($\Delta\omega/\Delta\omega_{\max} > 0$) nimmt die Bandbreite sogar ab.

Von großer Wichtigkeit zur Ausnutzung der PPR ist der Abstand zwischen Haupt- und Nebenmode. In Abb. 2.12 ist der Real- und Imaginärteil der langwelligen Eigenmode Ω_{-1} über die normierte Verstimmung gezeigt [Fei 00]. Mit zunehmender Verstimmung nimmt der Abstand der beiden Moden ab (Teilbild a). Gleichzeitig sinkt der Imaginärteil (Teilbild b), der ein Maß für die Dämpfung der Nebenmode ist.

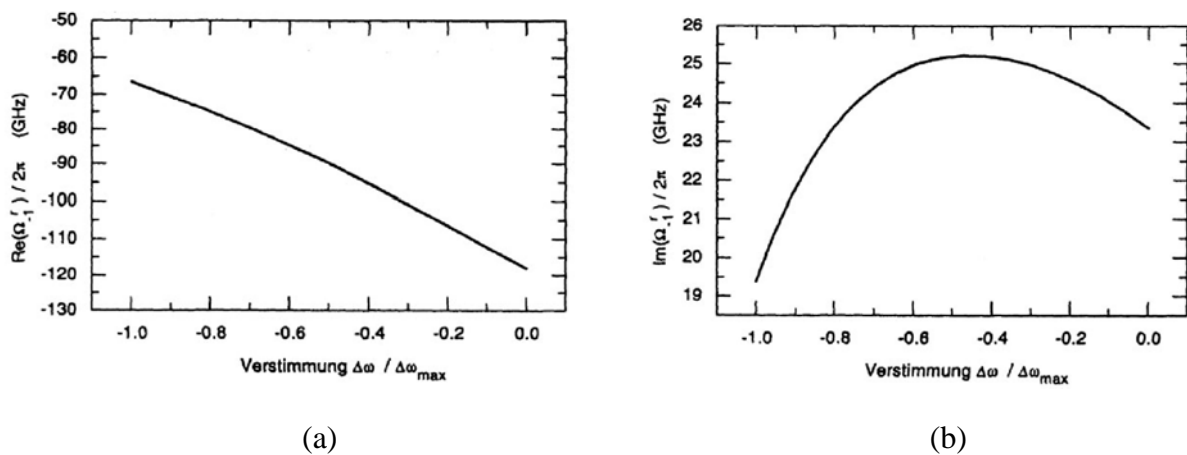


Abb. 2.12 (a) Realteil und (b) Imaginärteil der nächsten langwelligen Nebenmode als Funktion der normierten Verstimmung [Fei 00].

Die ganze Zeit wurde gesagt, die Hauptmode muss auf die langwellige Seite des Reflexionspektrums verstimmt werden.

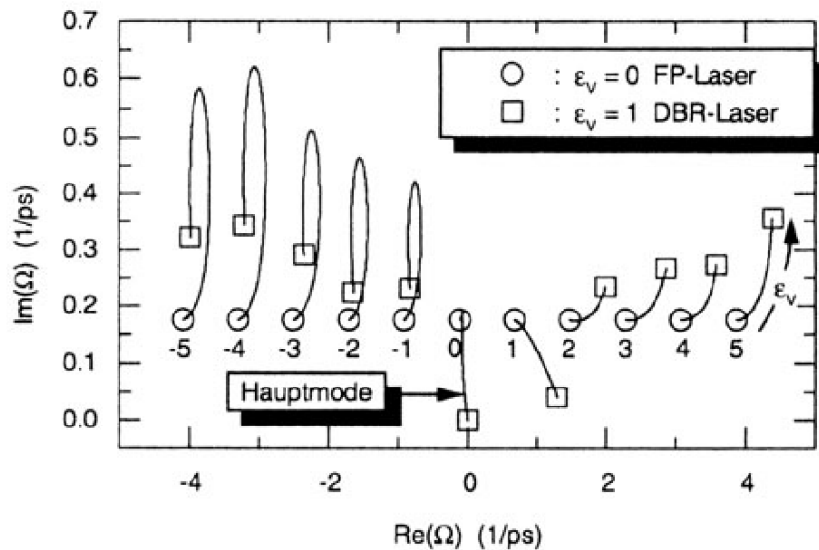


Abb. 2.13 Umwandlung eines FP-Lasers in einen DBR-Laser [Fei 00].

In Abb. 2.13 ist die Metamorphose eines Fabry-Perot-Lasers (FP) zu einem DBR-Laser gezeigt [Fei 00]. Ausgangspunkt sind die Moden eines FP-Lasers, deren Lage man analytisch bestimmen kann und verwandelt diese anschließend kontinuierlich in die Moden eines DBR-Laser.

Interessant ist, dass der x-Abstand (1/ps bedeutet Frequenz) der Hauptmode und der ersten Mode mit höherer Frequenz (kleinere Wellenlänge als Hauptmode) sich vergrößert. Der Abstand zur langwelligeren Mode (Index = -1) bleibt nahezu konstant. Eine Verstimmung auf die kurzwellige Seite macht keinen Sinn, da der gewünschte Abstand von Haupt- zu Nebenmode von 40 – 80 GHz selbst bei maximaler Verstimmung nicht erreicht werden kann. DBR-Laser, die durch Ausnutzung dieses Effektes eine erhöhte Bandbreite erreicht haben, wurden bereits experimentell präsentiert [Obe 94], [Kje 97]. In [Kje 97] wurde der bis jetzt größte Wert für eine Bandbreite eines DBR-Lasers bei 1,55 μm Emissionswellenlänge mit 30 GHz erzielt. Innerhalb dieser Arbeit war es möglich, mit Hilfe des CCIG-Laserdesigns diese Grenze zu durchbrechen. Der beste präsentierte Wert liegt bei 37 GHz [Bac 03].

2.5 Laserresonatorenarten

2.5.1 Fabry-Perot-Laser (FP)

Der FP-Resonator ist das einfachste Prinzip eines Resonators. Die Spaltkanten dienen dabei als Reflexionsspiegel. Deren Reflexionsvermögen ist in erster Näherung wellenlängenunabhängig. Für die Aufrechterhaltung des Laserbetriebes muss neben der Besetzungsinversion auch die Phasenbedingung im Resonator erfüllt sein. Das bedeutet, dass die Welle nach einem Umlauf im Resonator die gleiche Phase wie am Beginn aufweisen muss. Diese Bedingung ist jedoch nur für diskrete Werte der Wellenlänge λ erfüllt, bei denen sich eine stehende Welle ausbildet. Aus dieser Anforderung ergibt sich der FP-Modenabstand $\Delta\lambda$ oder Frequenzabstand $\Delta\nu$, der mit Hilfe des Brechungsindex n des Resonators, der Lichtgeschwindigkeit c und der Emissionswellenlänge λ bestimmt werden kann [Agr 95]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)}, \quad \Delta\nu = \frac{c}{2nL} \frac{1}{\left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)}. \quad (2.18)$$

Durch die Dispersion muss der Korrekturfaktor $dn/d\lambda$ eingefügt werden. In Abb. 2.14 ist das Prinzip eines FP-Lasers dargestellt.

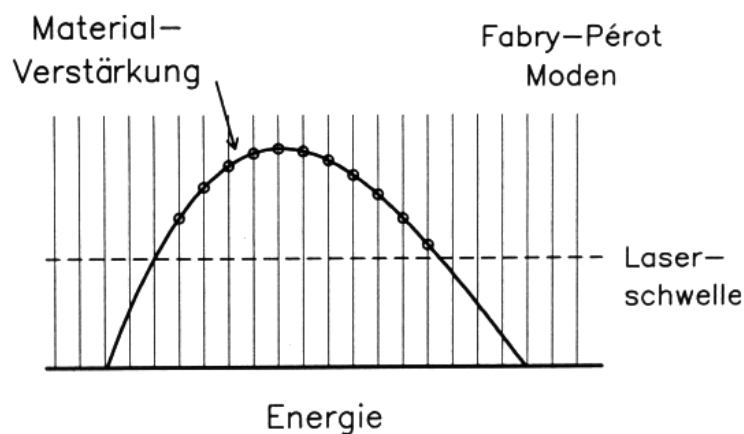


Abb. 2.14 Prinzip eines Fabry-Perot-Lasers.

Die durchgezogene Linie verdeutlicht die Verstärkungskurve $g(E)$. Die Laserschwelle (gestrichelte horizontale Linie) teilt die Verstärkungskurve $g(E)$ in zwei Bereiche. Unterhalb der Laserschwelle sind die Resonatorverluste größer als die Verstärkung. Das bedeutet, dass keine Laseremission stattfinden kann. Oberhalb der Laserschwelle überwiegt die Verstärkung und Laseremission ist möglich. Die vertikalen Linien verdeutlichen die möglichen FP-Moden, die die Phasenbedingung erfüllen. Die FP-Moden, die einen Schnittpunkt oberhalb der Laserschwelle mit der Verstärkungskurve aufweisen, können im Laser anschwingen. Durch die breite Verstärkungskurve und den geringen Modenabstand können eine Vielzahl von Moden im Resonator anschwingen. Da für kommerzielle Anwendungen monomodige Laser notwendig sind, ist das Prinzip des FP-Lasers nicht ausreichend, jedoch als Ausgangsbasis für weiterentwickelte Laserarten sehr gut geeignet.

2.5.2 Ringresonatoren

Tiefgeätzte Ringresonatoren, auf Halbleiterbasis, stellen eine kompakte und effiziente Quelle als Laser- oder Filterelement in monolithisch integrierten Schaltungen dar. Durch den hohen Brechungsindexunterschied zwischen Halbleiter und Isolator oder Luft ist es möglich, durch tiefgeätzte Strukturen, mit Ätztiefen, die größer als die gewachsene Laserstruktur sind, eine starke laterale Führung der Lichtmode zu erhalten, um Resonatoren mit Durchmessern bis zu 20 μm zu realisieren. Neue Konzepte und die Verwendung von Silizium/Siliziumdioxid-Wellenleitern erlauben ebenfalls die Herstellung von Resonatoren gleicher Dimensionen auf dem Standardmaterial Silizium. Diese finden jedoch hauptsächlich als passive Bauteile ihre Anwendung. Daher ist das Interesse an Resonatoren als aktive (Laser) und/oder passive (Filter) Komponenten auf Halbleiterbasis sehr hoch. Diese Möglichkeiten bieten Strukturen auf InP oder GaAs.

Der Verstärkungs- und Modenselektionsmechanismus unterscheidet sich nicht von dem eines FP-Lasers. Der einzige aber gravierende Unterschied in der Modenselektion, liegt in der Tatsache, dass sich die stehenden Wellen im Resonator nicht durch zwei gegenläufige Wellen (in ihm) ausbilden und somit Gleichung 2.18 gilt. Sondern, dass sich die stehenden Wellen durch Selbstüberlapp der in einer Richtung umlaufenden Ringmoden (engl. **whispering gallery modes**, **WGM**), für eine der beiden Umlaufrichtungen, ausbilden. Es gilt somit:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{nL} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)}, \quad \Delta\nu = \frac{c}{nL} \frac{1}{\left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)}. \quad (2.19)$$

Daraus ergibt sich eine stärkere Abhängigkeit des Modenprofils von der Länge des Resonators, und es können nur halb so viele Moden, wie im FP-Laser, für die gleiche Kavitätslänge anschwingen. Bei realistischen Bauteilgrößen reicht der Modenabstand nicht aus, um eine einzelne Mode zu bestimmen. Erst durch die zusätzliche Selektion über die Verstärkungskurve wird eine Mode favorisiert. Die Emission ist stets von der Lage der Verstärkungskurve abhängig. Die Mode mit der größten Verstärkung bildet sich am stärksten aus. Das Spektrum weist immer ein symmetrisches Profil um diese Hauptmode aus, welche aufgrund der Verstärkung standardmäßig eine Seitenmodenunterdrückung (engl. **side mode suppression ratio**, **SMSR**) von über 20 dB aufweist. Die Ausgangsleistung eines solchen Lasers ist aufgrund seiner Abstrahlcharakteristik in den Raum stark limitiert. Die Auskopplung der WGM ist lasergeometrieabhängig. Ein Laser mit Ringform emittiert in 360° gleichmäßig. Andere Geometrien weisen bestimmte Singularitätspunkte auf, an denen die Auskopplung stattfindet. Das Anbinden eines Auskoppelwellenleiters an einen solchen Laser bietet die Möglichkeit einer gerichteten Auskopplung, jedoch erhöht sich dadurch der Schwellenstrom signifikant.

Auf dem Gebiet der Einzelringresonatoren, für Filter oder Laser, sind durch unterschiedliche internationale Arbeitsgruppen schon zahlreiche Untersuchungen vorhanden. Auf dem Gebiet der Filter, besonders für ideale Kanaldurchlassfilter in integrierten großflächigen Schaltungen (engl. **large scale integrated**, **LSI**) oder für dichte Wellenlängenmultiplexanwendungen (engl. **dense wavelength division multiplexing**, **DWDM**) existieren genauere Daten. Dabei unterteilen sich diese Arbeiten in zwei Gebiete, zum einen Ringstrukturen auf Wellenleiterstrukturen mit geringem Brechungsindexunterschied [Hry 00, Lit 00, Rab 01, Liu 01, Djo 01, Chu 99] und zum anderen auf Wellenleiterstrukturen mit hohem Brechungsindexunterschied [Abs 00, Yar 00, Man 99, Gro 02] zwischen den einzelnen vertikalen Schichten. Auf dem Gebiet der Einzelringlaser wurde besonderes Augenmerk auf die Geometrie der Laser gelegt. Alle untersuchten Geometrien sind auf Laserstrukturen mit hohem Brechungsindexunterschied hergestellt worden. So wurden Ringlaser mit einem einfachen runden Design [Thi 99], mit einem stadionähnlichem Aufbau (engl. **racetrack**) [Gri

00a], einem dreieckigen (engl. triangular) Design [Lia 97, Miz 01, Ji 97] und einem viereckigen Design (engl. square) mit 45° Facetten untersucht [Han 95, Num 00].

Besonderes Augenmerk wurde in dieser Arbeit auf die praktische Umsetzung der theoretischen Aussagen von [Num 00] gelegt. Der in seiner Veröffentlichung einen Vergleich der vorher präsentierten Ringlaserstudien vornahm und zur Aussage kam, dass ein Square-Laser sowohl in der Photonenumwandlungseffizienz als auch in der Ausgangsleistung die besten Eigenschaften der verglichenen Geometrien aufweist. Abb. 2.15 zeigt einen Vergleich der unterschiedlichen Lasergeometrien

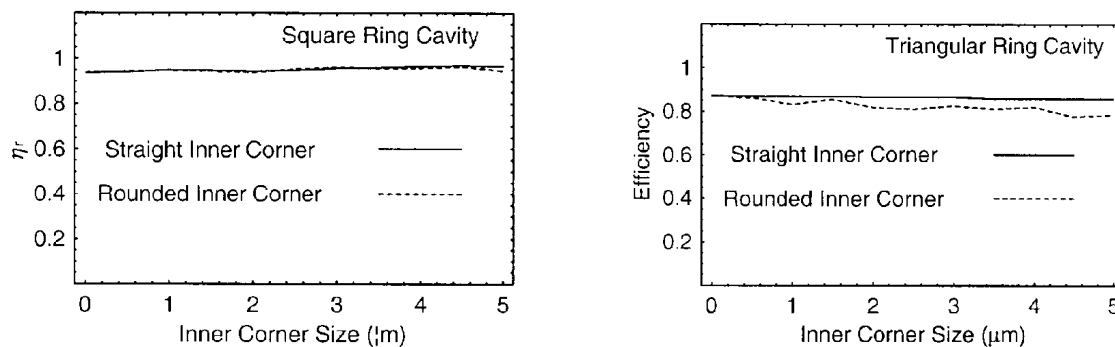


Abb. 2.15 Vergleich von verschiedenen Einzelresonatorlasertypen [Num 00].

Ringresonatoren können als aktive oder passive Einzelkomponente in Schaltungen verwendet werden. Diese bieten aber auch die Möglichkeit eines gekoppelten Bauelementes. Dabei werden mindestens zwei Resonatoren über ein verbindendes Element z.B. einen FP-Laser miteinander gekoppelt. Dabei können diese aktiv oder passiv betrieben werden. Die Grundlagen für eine solches Bauelement werden nun diskutiert.

Die Kopplung von zwei Resonatoren mit unterschiedlichem Durchmesser an einen FP-Laser ermöglicht erstens eine gerichtete Laserlichtauskopplung aus dem Bauelement und zweitens eine kontrollierte Einstellung des Emissionsspektrums durch die Kopplung der Resonatoren untereinander. Abb. 2.16 zeigt das Schema eines solchen Lasers der aus einem Rippenwellenleiter (engl. ridge waveguide, **RWG**) mit gekoppelten passiven **Quadrat**-resonatoren (FP-**PQR**) besteht.

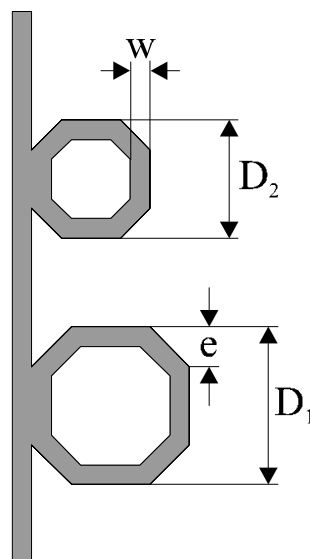


Abb. 2.16 Schematische Darstellung eines FP-PQR-Lasers mit zwei passiven Resonatoren.

Die Länge der jeweiligen Resonatoren mit den 45° -Facetten ist über deren Durchmesser D gegeben:

$$L_R = 4 \times (D - (2 - \sqrt{2}) \cdot e), \quad e = \sqrt{2} \cdot w, \quad (2.20)$$

wobei w die Breite des RWGs und e die Facettenbreite der Resonatoren ist.

Durch die Kopplung zweier Resonatoren mit unterschiedlichen Durchmessern entsteht ein neue Resonatortransmissionsfunktion (RTF). Die freie spektrale Weglänge (engl. free spectral range, FSR) oder auch Modenabstand zwischen den einzelnen Moden (siehe 2.19) verändert sich durch die Kopplung. Die totale freie spektrale Weglänge FSR_{tot} ist gegeben durch:

$$FSR_{tot} = N \times FSR_1 = M \times FSR_2, \quad N, M = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.21)$$

wobei N und M ganzzahlig sind.

Eine Veranschaulichung der neuen RTF eines FP-PQR-Lasers ist gezeigt in Abb. 2.17.

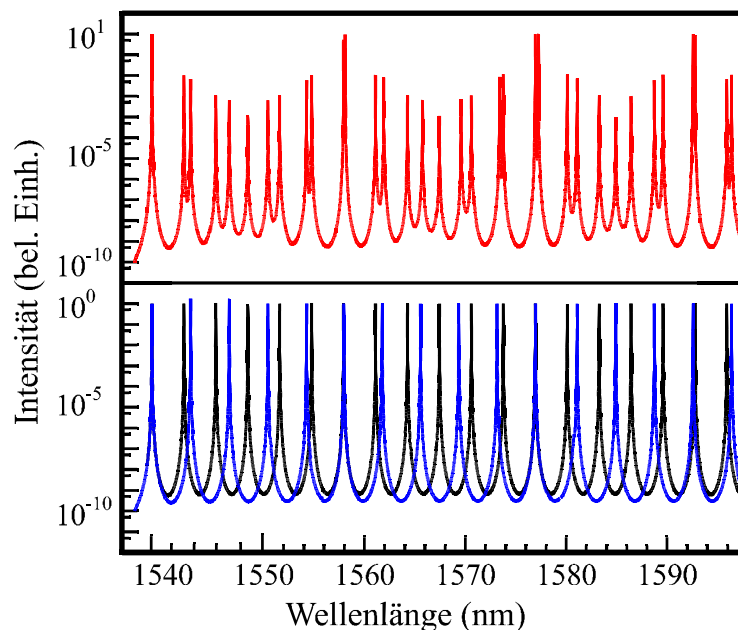


Abb. 2.17 Transmissionsfunktionen für zwei Einzelresonatoren mit $D_1 = 50 \mu\text{m}$ (blau) und $D_2 = 60 \mu\text{m}$ (schwarz) und eines FP-PQR-Lasers (rot) aus beiden Resonatoren.

Jeder einzelne Resonator besitzt seine eigene RTF die über seinen Durchmesser D über L (2.20) und (2.19) festgelegt ist. In Abb. 2.17 sind im unteren Teil der Abbildung zwei RTFs von zwei Resonatoren mit unterschiedlichen Durchmessern aufgezeigt. Wie zu erkennen ist, unterscheiden sich die FSRs der beiden Resonatoren. Durch die Kopplung der beiden Resonatoren ergeben sich neue Modenausbildungsbedingungen. Erlaubte Zustände sind nur Zustände die für beide RTFs erfüllt werden, also Moden die von beiden Resonatoren erzeugt werden. Der obere Teil der Abbildung verdeutlicht die neue RTF die durch die Kopplung der beiden Resonatoren entstanden ist. Deutlich zu erkennen ist, dass die FSR sich wesentlich vergrößert hat. Eben um ein vielfaches der FSR von Resonator 1 und von Resonator 2 (2.21). Die Methode der Kopplung von Resonatoren unterschiedlicher Größe bietet eine einfache und sehr gut kontrollierbare Möglichkeit der Emissionskontrolle von Halbleiterlasern. Arbeiten anderer Gruppen auf diesem Gebiet verdeutlichen dies ebenfalls [Liu 02].

2.6 Laser mit lateralem Rückkopplungsgitter

2.6.1 komplex gekoppelte DFB-Laser

Ausgehend von einem FP-Laser bietet die longitudinale Modenselektion eine Möglichkeit, um monomodige Emission zu erhalten. Diese beruht auf dem System eines zusätzlichen, selektiven Rückkopplungsmechanismus. Dieser wird bei einem DFB-Laser durch eine periodische Modulation des komplexen Brechungsindex:

$$n_K = n + i \frac{c}{\omega} \alpha, \quad (2.22)$$

mittels einer periodischen Variation des Brechungsindex n oder der Verstärkung α oder beider zusammen, mit einer Periode Λ_P erreicht. Das DFB-Gitter ist zu diesem Zweck über den gesamten Resonatorbereich verteilt.

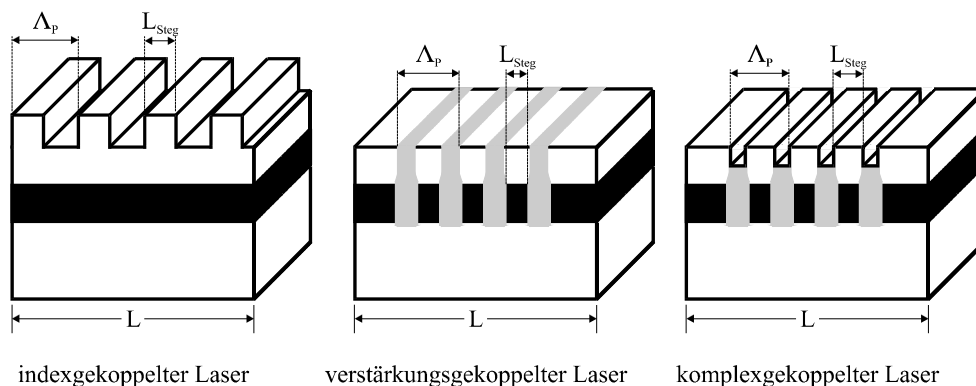


Abb. 2.18 Schema der Kopplungsarten eines DFB-Lasers.

In Abb. 2.18 sind die drei möglichen Arten der Kopplung als Schema dargestellt. Der Realteil n des komplexen Brechungsindex n_K bestimmt die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes. Bei der Variation des Realteiles spricht man von der sogenannten Indexkopplung und bei der Variation des Imaginärteiles von Verstärkungskopplung. Die Indexkopplung wird durch tiefgeätzte Gitter erzeugt, wobei der Realteil des komplexen Brechungsindex n_K durch periodische Sprünge zwischen HL und Luft moduliert wird. Eine Verstärkungskopplung wird erreicht, indem die Verstärkung innerhalb der aktiven Schicht z.B. durch Implantation von Ionen periodisch variiert wird.

Dadurch kann monomodiges Emissionsverhalten erzielt werden. Die zugehörige Wellenlänge ergibt sich aus der Periode Λ_P über die Braggbedingung [Bra 13]:

$$\lambda = 2n_{\text{eff}} \cdot \frac{\Lambda_P}{m}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.23)$$

n_{eff} entspricht dem effektiven Brechungsindex, der aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Halbleiter bestimmt werden kann und m ist die Ordnung des Gitters. Durch die Größe der Gitterperiode Λ_P ist es möglich, die Wellenlänge λ des Lasers in einem beliebigen Bereich des Verstärkungsbereiches zu variieren.

An jeder Stufe findet ein Übergang zwischen zwei unterschiedlichen Medien mit verschiedenen komplexen Brechungsindizes n_K statt, an der ein bestimmter Teil der Lichtwelle reflektiert wird.

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2 + i \frac{c}{\omega} (\alpha_1 - \alpha_2)}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (2.24)$$

Dabei ist ω die Frequenz der Lichtwelle. Da an jeder Stufe nur ein bestimmter Teil der einlaufenden Welle reflektiert wird, ist eine hohe Anzahl von Stufen notwendig, um eine ausreichend hohe Reflektivität zu erhalten. Bei einer ausreichend hohen Anzahl von Stufen kann eine Gesamtreflektivität von nahezu 1 erreicht werden [Kad 94]. Ein weiteres wichtiges Kriterium für das Anschwingen und die Selektion einer bestimmten Mode, ist die Schwellenverstärkung g_q . Dadurch, dass g_q ein Mindestwert ist, um eine Mode zum Anschwingen zu bringen, weist diese Größe eine selektive Eigenschaft auf. Moden mit geringerem g_q schwingen eher an als Moden mit höherem g_q , daraus ergibt sich die selektive Eigenschaft. Um die Schwellenverstärkung zu erhalten, muss man zusätzliche Eigenschaften wie die Stärke und die Art der Modulation beachten. Die Theorie der gekoppelten Moden [Kog 72, Ort 97] erlaubt die Beschreibung der Schwellenverstärkung nur für den Fall einer schwachen Modulation. Eine exaktere Berechnung liefert die Transfermatrix-Theorie [Kne 95, Bjö 87]. Diese beschreibt die Ausbreitung einer longitudinalen Welle im Resonator und berechnet daraus die Schwellenverstärkung der longitudinalen Moden [Yeh 77, Gne 86, Mak 92].

Als Ausgangspunkt für beide Methoden dient die folgende Differentialgleichung:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E(z)}{dz^2} + k^2(\omega, z) \cdot E(z) &= 0 \\ \text{mit } k(\omega) &= n \frac{\omega}{c} + i\alpha \text{ und } n(z) = n(z + \Lambda_p), \\ & \alpha(z) = \alpha(z + \Lambda_p) \end{aligned} \quad (2.25)$$

wobei k für die komplexe Kreiswellenzahl steht. Eine weitere wichtige Größe zur Berechnung der Schwellenverstärkung ist der Kopplungsfaktor κ , der ein Maß für die Stärke der Rückkopplung durch die Modulation Δn oder $\Delta \alpha$ ist. Bei Verwendung eines rechteckigen Modulationsansatzes erhält man für κ [Kne 89]:

$$\kappa = \kappa' + i\kappa'' = \frac{\Delta n}{n_{\text{eff}} \Lambda_p} + i \frac{\Delta \alpha}{\pi}. \quad (2.26)$$

Wie schon erwähnt, beschreibt auch hier der Realteil die Indexkopplung und der Imaginärteil die Verstärkungskopplung.

Bei der Berechnung der Schwellenverstärkung für die zwei Modulationsarten, ergibt sich ein interessanter Unterschied. Für eine reine Indexkopplung ergibt sich der in Abbildung 2.19 dargestellte Verlauf für g_q .

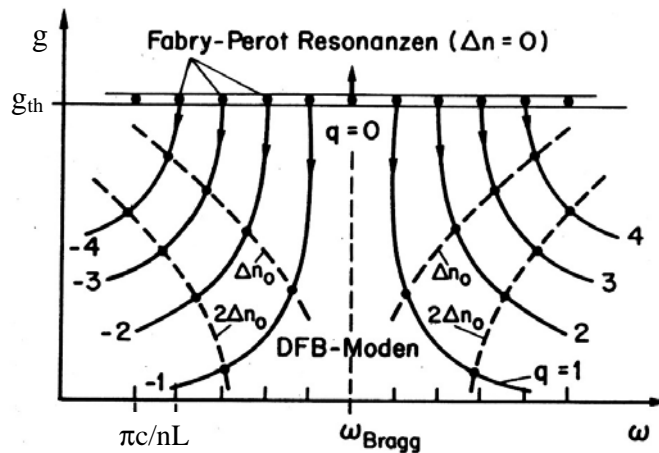


Abb. 2.19 Verhalten von g_q für verschiedene Moden bei reiner Indexkopplung [Ren 99].

Es ist zu erkennen, dass bei nicht vorhandener Kopplung die Schwellenverstärkung für jede Resonanzfrequenz ω den gleichen Wert besitzt. Dabei handelt es sich um die FP-Resonanzen. Die Moden sind nummeriert, wobei $q = 0$ der Mode entspricht, die die Bragg-Bedingung (Gleichung 2.23) erfüllt. Die gekrümmten durchgezogenen Linien verdeutlichen den Verlauf der jeweiligen Schwellenverstärkung der einzelnen Moden $q = 1 - 4$ mit zunehmender Kopplungsstärke. Die Richtung der Verschiebung ist durch die Pfeile gegeben. Die gestrichelten Kurven zeigen g_q als Funktion von ω , für ein jeweils festes κ . Es zeigt sich, dass die Schwellenverstärkung für die Bragg-Mode steigt, aber dass sie für die restlichen Moden sinkt. Daraus folgt, dass nicht die Bragg-Mode anschwingen wird, sondern entweder die Mode mit $q = 1$ oder $q = -1$. Aufgrund der Symmetrie der Moden kann keine Aussage gegeben werden, welche Mode zuerst anschwingt oder ob beide gleichzeitig anschwingen. Die Lücke zwischen den beiden Moden entspricht dem charakteristischen Stopband, das sich bei indexgekoppelten DFB-Lasern ausbildet. Weiterhin ist zu erkennen, dass mit zunehmender Kopplungskonstante κ es zu einer Aufweitung des Stopbandes kommt.

Die reine Verstärkungskopplung [Nak 89, Low 93, Ort 95] ist in Abb. 2.20 gezeigt.

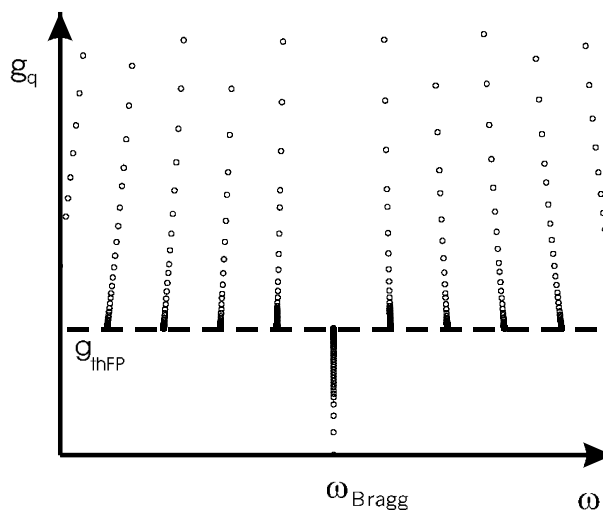


Abb. 2.20 Verhalten von g_q für verschiedene Moden bei Verstärkungskopplung.

Wie zu erkennen ist, weist nur die Bragg-Mode eine sinkende Schwellenverstärkung auf. Die anderen Moden steigen an und liegen somit immer über ihren FP-Startwerten. Daraus folgt, dass die Bragg-Mode bei reiner Verstärkungskopplung, relativ zu den anderen Moden, immer die kleinste Schwellenverstärkung aufweist. Somit ist sie die einzige Mode, die anschwingen kann, was zu einer monomodigen Emission führt. Bei Mischung beider Kopplungsarten, spricht man von einer komplexen Kopplung. Hierbei werden die Moden mit $q \neq 0$ bei zunehmender Kopplung zu größeren Werten gebracht, während gleichzeitig die Schwellenverstärkung der Bragg-Mode sinkt. Wenn das Verhältnis von Index- zu Verstärkungskopplung etwa gleich ist, weist die Bragg-Mode die geringste Schwellenverstärkung auf. Bei einem Vergleich beider Kopplungsarten ist zu erkennen, dass die Verstärkungskopplung vorteilhafter ist, da die Modenselektion allein durch die Gitterperiode gewährleistet werden kann. Zur Realisierung einer monomodigen Emission im indexgekoppelten Fall ist es notwendig, einen $\lambda/4$ -Phasensprung in das Gitter einzubauen. Dieser weist jedoch einen Nachteil auf: Da an dieser Stelle die Photonendichteverteilung stark beeinflusst wird und somit dort ein räumliches Lochbrennen stattfindet [Sod 87, Dav 91, Uta 86, Kor 90].

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die verstärkungsgekoppelten- und komplexgekoppelten DFB-Laser den indexgekoppelten DFB-Lasern in den Punkten Monomodenausbeute und -stabilität [Bor 93, Li 92, Par 97], Rückreflexionsempfindlichkeit [Nak 91, Chu 96] und Modulationsverhalten [Lu 93, Low 93] weit überlegen sind.

2.6.2 DBR-Laser

Eine weitere Methode zur Realisierung eines monomodigen Lasers bietet das DBR-Prinzip [Wan 74]. Dabei wird mindestens einer der Spiegel eines FP-Resonators durch ein Reflexionsgitter ersetzt. Ein solches Gitter kann z.B. durch Ätzen von Stufen in den Halbleiter realisiert werden. Die Herstellung eines solchen DBR-Lasers wird ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Auch in diesem Fall bewirkt der periodische Wechsel zwischen HL und einem zweiten Medium mit kleinerem Brechungsindex eine Änderung des effektiven Brechungsindex. Die Rückkopplungseigenschaften entsprechen denen der DFB-Laser. Der Unterschied zwischen DFB- und DBR-Gittern besteht darin, dass das DFB-Gitter sich im Resonatorraum befindet und somit Reflexions- und Verstärkungsbereich nicht voneinander getrennt sind. Im Fall eines DBR-Lasers sind Reflexions- und Verstärkungsbereich klar voneinander getrennt. Die Berechnung der Gesamtreflektivität des Gitter ergibt sich mit Hilfe der Transfermatrix-Theorie unter Annahme unterschiedlicher Schichtsysteme mit verschiedenen Reflektivitäten. Für den Fall einer einzelnen Gittersektion bekommt man für die Amplitudenreflexion [Fei 00]:

$$R_{\leftarrow} = -\frac{i \frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma L)}{\cosh(\gamma L) + i \frac{\Delta k}{\gamma} \sinh(\gamma L)}, \quad R_{\rightarrow} = \exp\left(-2i \frac{\pi}{\Lambda_p} L\right) R_{\leftarrow}, \quad (2.28)$$

mit:

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{\kappa^2 - \Delta k^2} \\ \Delta k &= \frac{\omega}{c} \mu_e(\omega) - \frac{\pi}{\Lambda_p} - \frac{1}{2} i \alpha_s = \frac{\omega - \omega_b}{v_g} - \frac{1}{2} i \alpha_s, \\ \omega_b &= \frac{\pi c}{\mu_e \Lambda_p} \end{aligned} \quad (2.29)$$

wobei κ die Kopplungsstärke des Gitters, ω die Kreisfrequenz, ω_b die Bragg-Frequenz, α_i die interne Absorption, Λ_p die Gitterperiode, μ_e der effektive reelle Phasenindex und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit sind.

Abbildung 2.21 veranschaulicht zwei typische Reflexionsspektren von DBR-Gittern unterschiedlicher Länge, die sich aus der Transfermatrix-Methode ergeben.

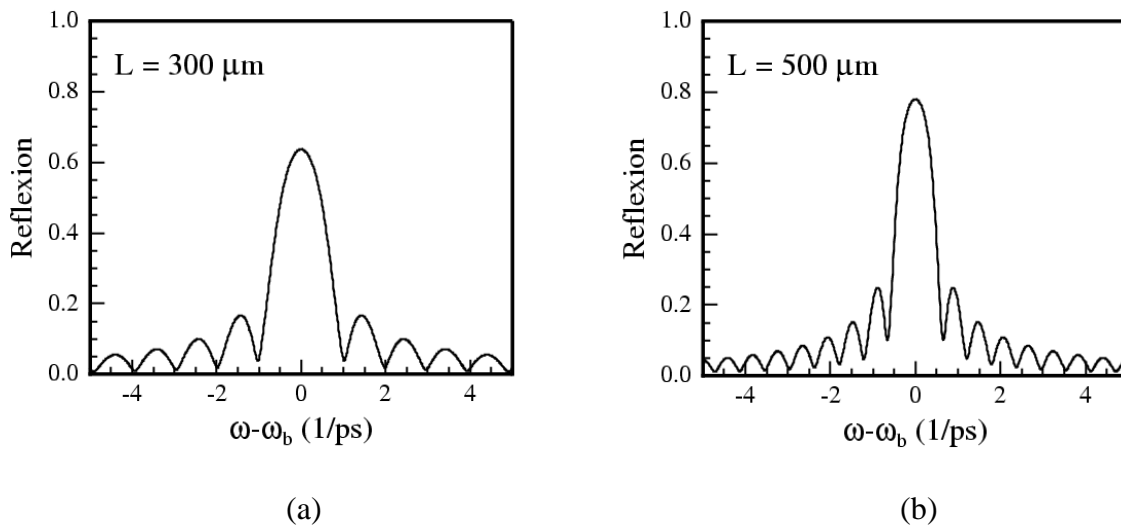


Abb. 2.21 Betrag der Reflexion als Funktion der Frequenz für $\kappa = 30 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_i = 10 \text{ cm}^{-1}$ für zwei unterschiedliche Gitterlängen (a) $300 \mu\text{m}$ und (b) $500 \mu\text{m}$.

Der Betrag der Reflektivität des Gitters ist gegenüber der Kreisfrequenz ω aufgetragen. Die Kurven weisen jeweils ein ausgeprägtes Maximum auf und fallen zu beiden Seiten symmetrisch ab.

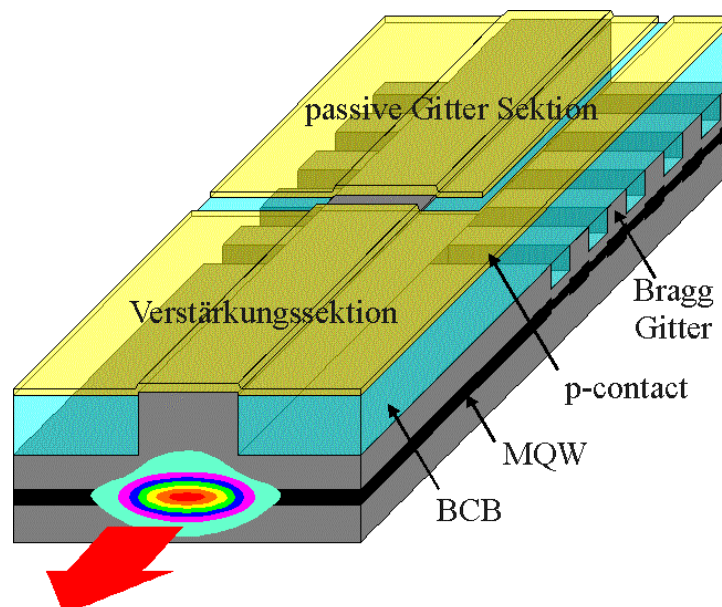


Abb. 2.22 Schema eines Zwei-Sektions-DBR-Laser der hauptsächlich in dieser Arbeit verwendet wurde.

Der Vorteil eines DBR-Lasers liegt in seiner guten Durchstimmbarkeit der Wellenlänge. Durch seinen Aufbau, bestehend aus zwei oder mehreren Teilen wie in Abbildung 2.22 dargestellt, ist es möglich, durch kontrollierte Stromzufuhr in die jeweiligen Gebiete, die

Wellenlänge in einem großen Bereich zu variieren. Die aktive Zone regelt die Verstärkung und der Gitterbereich dient zur Modenselektion.

Ein weiterer wichtiger Aspekt der bei DBR-Lasern auftritt ist der Effekt der „effektiven Länge“ des DBR-Gitters. Dieser Begriff ist durch den exponentiellen Abfall der Lichtwelle in dem ungepumpten Gitterbereich geprägt. Es kommt zu einer Ausbildung einer effektiven Reflexionsstelle (engl.: effective mirror plane [Col 95]), die noch von entscheidender Bedeutung für die HF-Eigenschaften von CCIG-Lasern sein wird. Diese Länge ist wie folgt definiert [Kuz 76]:

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{2\kappa} \tanh(\kappa L_G), \quad \kappa = \frac{2mr}{L_G}. \quad (2.30)$$

L_{eff} ist eben diese effektive Gitterlänge, m die Anzahl der Gittersegmente, r die Reflektivität eines Gittersegmentes und L_G die gesamte Gitterlänge. Für Gitter mit schwachen Kopplungsstärken $\kappa_G < 50\text{cm}^{-1}$ wird aus $\tanh(\kappa L_G) \Rightarrow \kappa L_G$, was bedeutet, dass $L_{\text{eff}} = 0.5 L_G$. Für starke Gitter hingegen wird aus $\tanh(\kappa L_G) = 1$, was bedeutet, dass $L_{\text{eff}} = \Lambda/4r$ (Λ = Gitterperiode). Die präsentierten Laser weisen ein schwaches Gitter auf, so dass $L_{\text{eff}} = 0.5 L_G$ ist.

2.6.3 CCIG-Laser

Der CCIG-Laser ist eine HF-optimierte Weiterentwicklung des Zwei-Sektions-DBR-Lasers, der im vorherigen Abschnitt vorgestellt wurde. Er weist das gleiche Rückkopplungsprinzip wie ein DBR-Laser auf. Der CCIG-Laser besteht aus drei Sektionen: der Lasersektion, die für den Laserbetrieb verantwortlich ist, der Gittersektion, deren passive Aufgabe die Wellenlängenselektion einer einzigen Mode aus dem FP-Spektrum ist und der Phasensektion, die eine optimale Einstellung der Phasenlage der Lichtwelle relativ zu den Spaltkanten ermöglichen soll. Abb. 2.23 zeigt ein Schema der verwendeten CCIG-Laser.

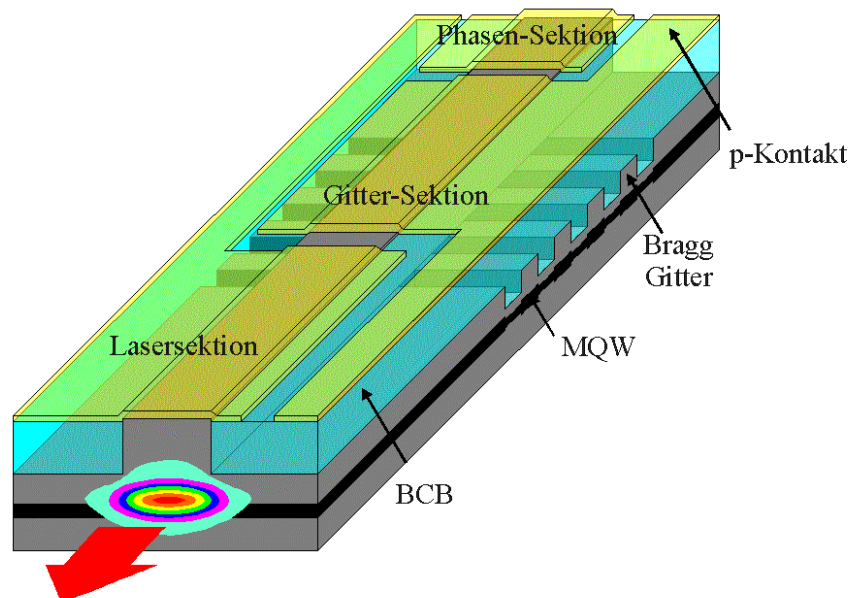


Abb. 2.23 Schema des CCIG-Lasers mit optimiertem HF-Kontaktdesign.

Die Lage der Phasensektion wird so gewählt, dass die statischen Eigenschaften im Vergleich zum DBR-Laser nicht verändert werden. Weiterhin wird eine möglichst einfache Herstellungsweise beibehalten. Durch das Hinzufügen der Phasensektion erweitert sich der Operations- und Parameterraum für den Betrieb dieses Lasertyps stark, was ausführliche Untersuchungen zur Folge hatte und weiterhin haben wird.

Kapitel 3

Bauelementherstellung und Charakterisierungsmethoden

Im letzten Kapitel wurden die Grundbedingungen an einen HL-Laser aufgezeigt. Die vertikale Struktur, eine SCH-Struktur, eines solchen HL-Lasers gewährleistet schon alle erforderlichen Ansprüche an einen Laser. Diese weist jedoch noch keine laterale Strukturierung auf und verfügt somit über keine laterale Ladungsträgerführung. Aufgrund dieser Tatsache hat dieser einfache Laser hohe Schwellenströme und ist nur für bestimmte technische Anwendungen interessant. Als Ausgangsstruktur für weitere Strukturierungsprozesse ist sie aber sehr gut geeignet. Bei den Proben, welche als Grundlage für die Prozessierung dienten, handelte es sich um SCH-Strukturen auf InGaAsP/InP-Basis. Diese wurde von Alcatel Corporate Research Center OPTO+ mittels Gasquellen-Molekularstrahlepitaxie (MBE) gewachsen und zur Verfügung gestellt. Der zweite Typ von Laser, der QDash-Laser, wurde innerhalb der eigenen Arbeitsgruppe ebenfalls mittels einer Gasquellen-MBE gewachsen.

Die laterale Strukturierung, welche die Ausgangsbasis für jede weitere Laserherstellung ist, egal ob Ringlaser, FP-Laser, DBR-Laser oder CCIG-Laser, wird als erstes in diesem Kapitel vorgestellt. Weitere Abschnitte dieses Kapitels sind die Herstellungstechnologie für der lateralen Definition der Gitter and den RWG mittels fokussierter Ionenstrahltechnologie (engl. **focused ion beam**, **FIB**) und die Charakterisierungsmöglichkeiten der verschiedenen Lasertypen.

3.1 Streifenwellenleiter (RWG)

Um einen, für technische Anwendungen interessanten Laser zu entwickeln und herzustellen, ist es notwendig, geringe Schwellenströme zu erreichen und laterale Monomodigkeit zu gewährleisten. Ein RWG erfüllt diese Anforderungen und weist als zusätzliche Eigenschaft eine laterale optische Wellenleitung, durch den Brechungsindexsprung zwischen Halbleiter und Luft, auf. Weiterhin wird über die Streifengeometrie ein Strompfad definiert. Diese Strompfadgenerierung und die Verkleinerung des gepumpten Bereiches des Lasers führen zu kleineren Schwellenströmen.

Die zur Herstellung eines RWGs notwendigen Schritte, werden auf den nächsten Seiten näher erläutert und in Abb. 3.2 zur Verdeutlichung graphisch dargestellt. Als Ausgangsmaterial der untersuchten Laser dienten die oben erwähnten Proben. Ein genauerer Schichtaufbau der einzelnen Proben ist in Anhang A aufgelistet.

Wichtig für eine definierte und gute RWG-Herstellung, ist das Vorhandensein einer Ätzstoppschicht in der vertikalen Laserstruktur. Diese Schicht stellt eine natürliche Barriere für die verwendete nasschemische Ätzlösung dar und garantiert eine homogene Oberfläche nach dem Ätzprozess. Bei den für die Prozessierung verwendeten Proben handelt es sich um 10 mm x 11 mm große Probenstücke, welche aus den Wafern der Proben herausgespalten werden. Um senkrechte Flanken der RWGs zu erreichen, müssen diese in $\langle 110 \rangle$ -Kristallorientierung ausgerichtet sein. Nur bei dieser Orientierung sind nahezu senkrechte Flanken durch die nasschemischen Ätzlösung, bestehend aus einem Gemisch von Salzsäure und Phosphorsäure im Mischungsverhältnis $\text{HCL}/\text{H}_3\text{PO}_4 = 1:4$, gegeben. Die zur Herstellung der RWGs notwendigen Schritte sind:

Schritt 1 Belacken:

Auf das, aus dem Wafer, herhausgespaltene Probenstück wird mittels einer Spritze nach der organischen Reinigung optischer Lack maP1215 aufgebracht. Danach wird das benetzte Stück auf einer Zentrifuge befestigt, welche den optischen Lack auf dem Probenstück mit 6000 Umdrehungen pro Minute homogen auf 1 µm Dicke verteilt.

Schritt 2 Belichten:

Da der optische Lack sehr empfindlich gegenüber UV-Licht ist, kann mittels UV-Belichtung über eine per Elektronenstrahlithographie hergestellte Maske, eine exakte Definition der RWGs vorgenommen werden. Bei den zur Prozessierung verwendeten Masken wurde die RWG-Breite auf 2 µm festgelegt.

Schritt 3 Entwickeln:

Um eine unveränderliche, von äußeren Einflüssen weitgehend geschützt Positivmaske des Designs zu erhalten, muss der belichtete Lack entwickelt werden. Die Entwicklung erfolgt bei Raumtemperatur durch den Entwickler MAD331. Dieser Entwickler löst und entfernt die belichteten Gebiete des Lackes. Die Entwicklung dauert 20 Sekunden.

Schritt 4 Aufdampfen der Ätzmaske:

Durch Elektronenstrahlverdampfung wird eine Ti/Ni-Maske von ca. 150 nm Dicke auf die gesamte Probenoberfläche aufgedampft. Das Verhältnis der Schichtdicken beträgt rund $Ti/Ni = 1:2$. Ein Strahl, der durch ein elektromagnetisches Feld umgelenkt wird, bringt das Maskenmaterial zum verdampfen. Das verdampfende Material schlägt sich zu einem Teil auf der Probenoberfläche und zu einem anderen Teil auf einem Schwingquarz ab. Über die Eigenfrequenz des Schwingquarzes lässt sich die aufgedampfte Schichtdicke bestimmen. Der ganze Prozess findet unter Hochvakuum-Bedingungen statt.

Schritt 5 Abhebeschritt (engl. Lift-off):

Dieser Schritt dient zur Entfernung der restlichen Lackstellen mit der sich darauf befindlichen Ti/Ni-Schicht. Dazu wird die Probe 2 min lang in 80°C warmes Methylpyrrolidon gehalten, welches sich in einem Ultraschallbad befindet. Das Ergebnis dieses Schrittes ist das Zurückbleiben der zuvor belichteten Bereiche, die nun die Ti/Ni-Maske enthalten.

Schritt 6 Trockenätzen:

Um einen qualitativ guten Einsatz der vorher erwähnten nasschemischen Ätze zu gewährleisten, muss in einer ECR-RIE-Anlage (engl. electron cyclotron resonance-reactive ion etching) die Kontaktschicht, bestehend aus ternären GaInAs und quaternärem InGaAsP, mit einem Cl-Ar-Gemisch im Verhältnis $Cl/Ar = 3:17$ entfernt werden. Die Ätzzeit beträgt 2 Minuten und 30 Sekunden, dabei wird eine Tiefe von rund 450 nm erreicht. Somit endet dieser Ätzschritt in der InP-Schicht die sich unter der Kontaktschicht befindet. Die Ätzmaske und das darunterliegende Material werden nicht angegriffen.

Schritt 7 Nasschemisches Ätzen:

Wie schon in der Einleitung zu diesem Unterkapitel erwähnt wurde, ist für die nasschemische Ätze die Kristallorientierung von entscheidender Bedeutung. Eine weitere Eigenschaft der Lösung ist ihr selektives Ätzverhalten bei Halbleiterverbindungen und ihre wesentlich geringere Ätzwirkung auf quaternär InGaAsP-Schichten. Diese Eigenschaft wird ausgenutzt um Stoppschichten, für die Strukturierung, in der SCH-Strukturen zu realisieren. Dadurch ist es möglich exakt definierte RWG-Tiefen zu gewährleisten. Um die gewünschten Tiefen von ca. 1,65 µm zu erhalten, wird die

trockenchemisch vorgeätzte Probe für 4 Minuten bei Raumtemperatur in die Lösung gehalten. Durch die Stoppschicht entsteht eine definierte planare Oberfläche, die für den weiterfolgenden Prozessschritt der Gitterimplantation von komplexeren Lasern von großer Bedeutung ist.

Abb. 3.1 zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme (engl. scanning electron **m**icroscop, **SEM**) eines auf diesem Wege hergestellten RWGs.

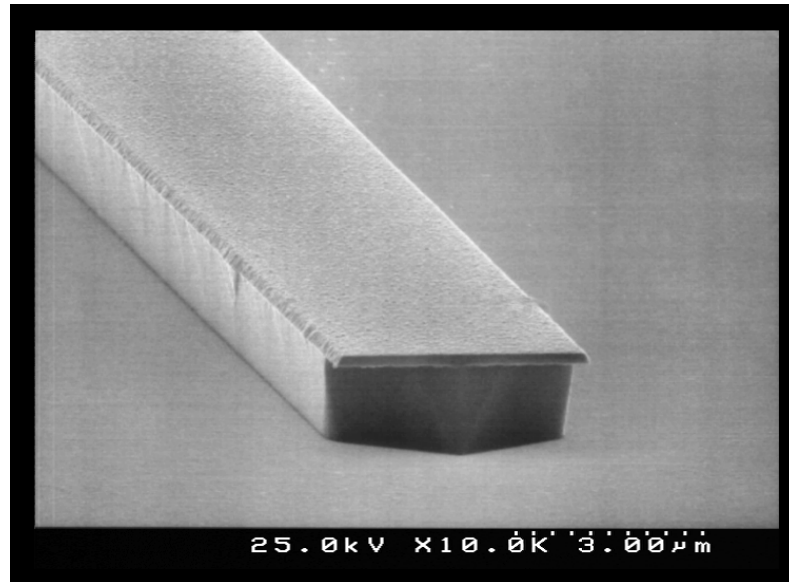


Abb. 3.1 Elektronenmikroskopaufnahme eines RWGs.

Abb. 3.2 veranschaulicht die einzelnen Prozessschritte der nasschemischer Herstellung in einem Querschnitt durch die SCH-Struktur. Zur besseren Veranschaulichung wurde dabei auf die Schichten, die sich unterhalb der ersten Stoppschicht befinden, verzichtet, da sie für die Prozessierung des RWGs nicht von Bedeutung sind.

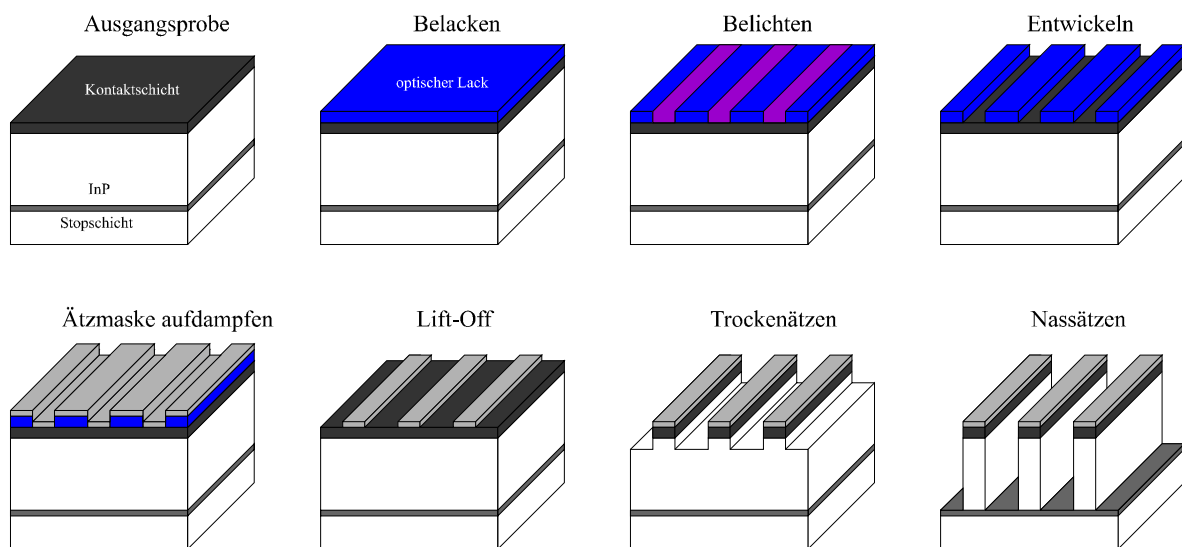


Abb. 3.2 Querschnitt durch die Laserstruktur nach verschiedenen Prozessschritten.

3.2 Ringresonatoren mit hohem lateralen Brechungsindexunterschied

Die Resonatorherstellung unterscheidet sich im Prinzip nicht von der RWG-Herstellung. Die Schritte 1 bis 5 sind vollkommen identisch. Da wie schon in Kapitel 2 beschrieben, der Ringresonator nur eine spezielle Form des FP-Resonators ist, aber aufgrund der Geometrie des Resonators der Herstellungsprozess nicht übernommen werden kann, muss ein anderer Herstellungsprozess verwendet werden. Das kristallorientierungsabhängige Ätzverhalten der nasschemischen Ätzlösung ist der Grund, warum diese nicht für die Herstellung der Resonatoren geeignet ist. Darum ist ein spezieller trockenchemischer Ätzprozess hierfür entwickelt worden. Für die Herstellung ist eine spezielle Maske notwendig, die den hohen Leistungen der Ätzanlage widersteht und die leicht von der Probe zu entfernen ist. Bei dieser Maske handelt es sich um eine BaF_2/Cr -Maske. Das Cr ist die eigentliche Ätzmaske und das sich darunter befindliche BaF_2 , welches sich in Wasser gut löst, dient zur Entfernung der Maske von der Probe. Die folgende Aufzählung der Prozessschritte ist eine Weiterführung der Schritte aus dem vorherigen Abschnitt:

Schritt 6 Trockenätzen:

Mit Hilfe der ECR-RIE-Anlage, mit einem Cl-Ar-Gemisch im Verhältnis Cl/Ar = 1.3:19 und einer Leistung von 1000 W ist es möglich die Herstellung von tiefgeätzten Ringresonatoren zu realisieren. Die Ätzzeit beträgt 10 Minuten, dabei wird eine Tiefe von rund 6 μm erreicht, was bedeutet das die Ringstruktur komplett durch den aktiven Bereich hindurch, in das InP-Substrat übertragen wird.

Schritt 7 Maskenentfernung:

Nach dem Ätzen wird die Probe in einem Elektronenmikroskop auf deren Qualität untersucht. Danach folgt die Entfernung der Ätzmaske von der Probe, da diese den Widerstand des Lasers erhöhen würde. Dieser Schritt wird in 80°C warmen Wasser durchgeführt. Das wasserlösliche BaF_2 nimmt das sich darauf befindliche Cr mit sich mit und entfernt somit die komplette Maske von der geätzten Struktur.

Schritt 8 BCB Aufschleuderung und Aushärtung:

Da bei der später folgenden Kontaktdefinition nur die prozessierte Struktur kontaktiert werden soll, muss ein Isolator auf die Probe gebracht werden, der einen Stromfluss durch die restlichen Teile der Probe verhindert. Dazu wird die Probe mit flüssigem Bisbenzocyclobutene (BCB) einem Isolator benetzt. Der so aufgebraute Isolator hat eine Dicke von 3 μm . Danach wird dieser in einem fünfstufigen Prozess ausgebacken und somit ausgehärtet. Die einzelnen Schritte sind: 1. Schritt = 15 min bei 50°C, 2. Schritt = 15 min bei 90°C, 3. Schritt = 15 min bei 120°C, 4. Schritt = 15 min bei 150°C und der 5. Schritt = 60 min bei 250°C. Da die Ätztiefe der Struktur 6 μm beträgt, ist eine Wiederholung der BCB Auftragung und Aushärtung notwendig. Das Endprodukt, ist eine vollkommen bedeckte Probe mit BCB, aus der keinerlei Strukturen mehr heraussehen.

Schritt 9 Veraschung der Probe:

Um eine selektive Freilegung der vorher prozessierten Strukturen zu erzielen und um damit eine definierte Kontaktierung zu ermöglichen, ist ein Veraschungsprozess notwendig. Da der Isolator organischer Struktur ist, ist ein „Verbrennen“ des Isolators in einem Sauerstoff-Plasma möglich. Dazu wird die Probe in einen speziellen Veraschungssofen gebracht, in dem eine Sauerstoff-CHF₃-Plasma gezündet wird. Die Entfernung des BCBs wird mit einem Mikroskop überwacht um eine kontrollierte Entfernung des BCBs von den geätzten Strukturen zu erzielen.

Schritt 10 Belackung für die Kontaktdefinition:

Nach der vollständigen Freilegung der Strukturen erfolgt eine erneute Belackung mit optischem Lack, vgl. *Schritt 1*.

Schritt 11 Kontaktdefinition:

Wie in *Schritt 2* wird über eine optische Maske ein spezielles Kontaktdesign auf die Probe belichtet.

Schritt 12 Entwicklung:

Siehe Schritt 3.

Schritt 13 p-Kontakt Aufdampfung:

Wie in *Schritt 4* beschrieben wird in einer HV-Aufdampfanlage mittels Elektronenstrahlverdampfung das Material aus dem der p-Kontakt besteht verdampft und auf der Probe abgeschieden. Die Zusammensetzung des p-Kontaktes ist: 20 nm Titan (dient als Haftvermittler für das Platin), 180 nm Platin (dient als Diffusionssperre für das Gold) und 250 nm Gold.

Schritt 14 Lift-Off:

Siehe Schritt 5

Schritt 15 Abdünnen der Probe:

Um kleine Strukturen (200 – 300 µm) aus der hergestellten Probe herauszuspalten, ist es notwendig das 350 µm dicke Substrat auf 150 – 200 µm Dicke abzdünnen. Dazu wird die Substratseite mit Saphirpasten unterschiedlicher Körnung abgeschliffen und danach poliert.

Schritt 16 n-Kontakt Aufdampfen:

Das Verfahren des Aufdampfens geschieht nach *Schritt 4*, darum wird hier nur die Zusammensetzung des n-Kontaktes erläutern: 130 nm Gold/Germanium-Legierung (88% zu 12%), 43 nm Nickel und 140 nm Gold. Um einen besseren Kontakt zu erzielen wird die Probe 30 Sekunden lang auf 380°C erhitzt. Dadurch diffundieren die Germanium-Atome in den Halbleiter und sorgen dort für eine hohe n-Dotierung.

Schritt 17 Spalten der Strukturen:

Aus der fertig prozessierten Probe kann durch definiertes Anritzen der Probe mit einer Diamantnadel eine Sollbruchstelle erzeugt werden an welcher diese bricht. Dadurch ist es möglich Geometrien jeder gewünschten Größe aus der Probe herauszuspalten.

In Abb. 3.3 ist eine schematische Darstellung der diskutierten Schritte zu sehen. Die Schritte 10 – 17 sind in dem letzten Schemabild zusammengefasst, da diese leicht in einem Bild zu erkennen sind.

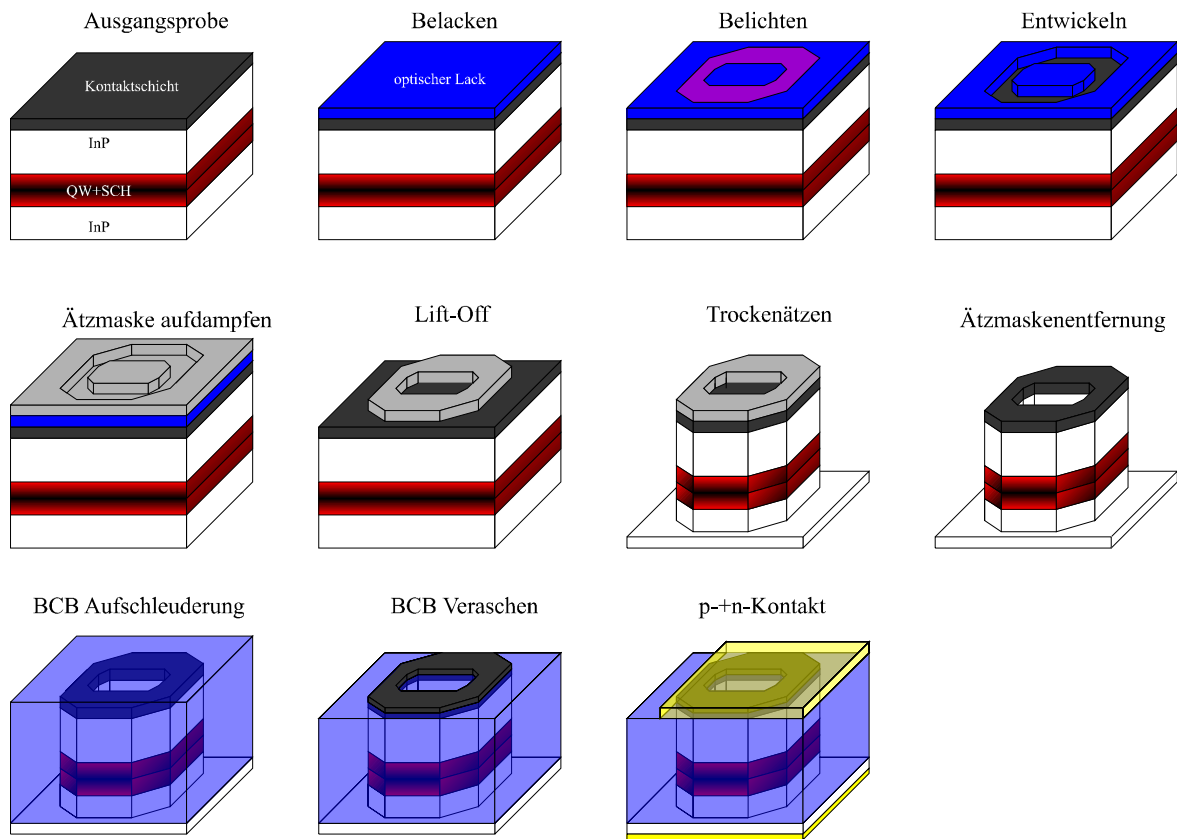


Abb. 3.3 Schematische Darstellung der Ringresonatorherstellung.

3.3 Komplex gekoppelte Gitter

Mit Hilfe der fokussierten Ionenstrahlanlage ist es möglich auf den in Abschnitt 3.1 vorprozessierten RWG-Laserstrukturen Rückkopplungsgitter zu definieren. Es lassen sich durch diese Technologie komplex gekoppelte DFB- und DBR-Laser ohne erneute Überwachungsschritte herstellen. Die erforderlichen Prozessschritte zur Herstellung der Gitter schließen sich nahtlos an die Prozessierung der RWGs an.

3.3.1 Eigenschaften der fokussierten Ionenstrahlanlage

Zur Verdeutlichung der Einsatzmöglichkeiten, der an der Technischen Physik zur Verfügung stehenden Ionenstrahlanlagen, gefertigt von der Firma EIKO-Engineering, werden in diesem Kapitel die grundlegenden Eigenschaften der FIB aufgezeigt. Ausführliche Beschreibungen der Eigenschaften der FIB sind in folgenden Quellen aufgeführt. [Kie 94, Kie 95, Kin 98, Rei 94, Saw 91]. Abb. 3.4 zeigt eine schematische Darstellung der FIB-Anlage.

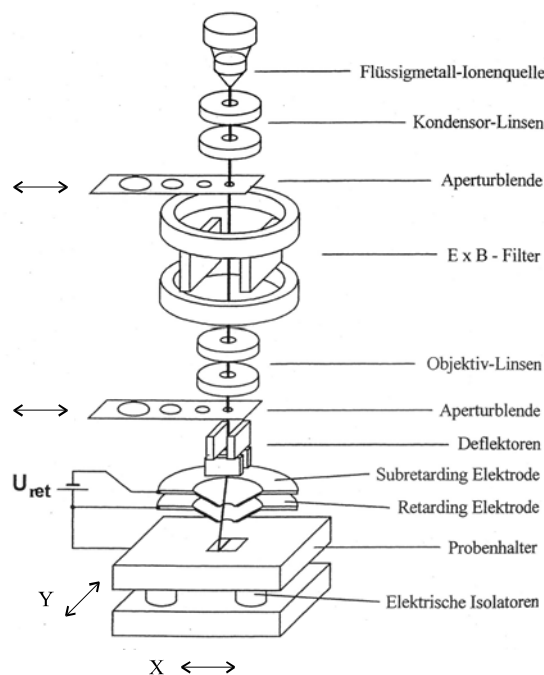


Abb. 3.4 Prinzipbild der EIKO E100 FIB.

Das Ionenreservoir ist eine Gallium-Quelle. Die Ga^+ -Ionen werden über ein Linsen-Blenden-System bis zur Objektivlinse (OL) beschleunigt. Die maximale Beschleunigungsenergie für einfach geladene Ionen beträgt an der OL 100keV. Der gesamte Strahlengang befindet sich im Ultra-Hochvakuum (UHV). Zur Gewährleistung einer exakten Belichtung von Strukturen im Nanometerbereich muss neben einem optimalen Strahlprofil ebenfalls eine exakte Positionierung der Probe vorhanden sein. Dafür wird die Probe auf einen präzisionsgelagerten Halter eingebaut. Dieser ist durch zwei Schrittmotoren in X- und Y-Richtung etwa 1 μm genau positionierbar. Die exakte Position des Halters kann durch ein Laserinterferometer (LI) mit einer Auflösung von 2,5 nm bestimmt werden.

Die Belichtung der Probe kann mit zwei Modi ausgeführt werden. Im „COARSE-MODE“ beträgt die Schriftfeldgröße 200 μm x 200 μm und im „FINE-MODE“ 50 μm x 50 μm . In beiden Fällen können jeweils 50000 x 50000 Pixel adressiert werden. Das ergibt im „FINE-MODE“ einen Pixelabstand von 1 nm („COARSE-MODE“ = 4 nm). In einem Schreibfeld

erfolgt die exakte Aneinandersetzung der einzelnen Belichtungsmuster durch Strahl-
ablenkung. In dieser Arbeit wurde die FIB-Anlage benutzt, um komplex gekoppelte Rück-
kopplungsgitter zur longitudinalen Modenselektion zu erzeugen. Dabei wurden zwei Effekte
ausgenutzt: Implantationsbedingtes Ätzen und implantationsinduziertes Durchmischen von
Quantenfilmen. Diese Effekte werden im Folgenden näher erläutert.

3.3.2 Verstärkungskopplung durch implantationsbedingte Durchmischung

Als Implantation bezeichnet man den Beschuss eines Festkörpers mit hochenergetischen
Ionen. Für die Herstellung verstärkungsgekoppelter Gitter ist die Implantation von Ga^+ -Ionen
quer zum prozessierten Streifen notwendig. Die eindringenden Ionen werden an den Gitter-
atomen des Halbleiters gestreut und können diese aus dem Kristallverband herausschlagen. So
können Leerstellen und Frenkeldefekte entstehen. Ein einziges Ion kann so mehrere tausend
Störstellen erzeugen. Bei den verwendeten Proben erfolgte die Implantation stets entlang der
[100]-Kristallrichtung. Bei kristallinem InP, das eine Zinkblendestruktur besitzt, sind bei
dieser Kristallrichtung „Kanäle“ vorhanden, da die Gitteratome in dieser Orientierung zum
größten Teil untereinander liegen. In einem solchen „Kanal“ können die Ionen fast stoßfrei
viel tiefer in den Kristall eindringen und dort Störstellen erzeugen. Dieser Effekt wird als
Channeling bezeichnet. Für 100 keV Ga^+ -Ionen konnten in InP Eindringtiefen von bis zu 450
nm nachgewiesen werden [Kie 95, All 92]. In dieser Arbeit erfolgte die Implantation der
Verstärkungsgitter nach dem letzten selektiven nasschemischen Ätzschritt wie in Abbildung
3.2 illustriert.

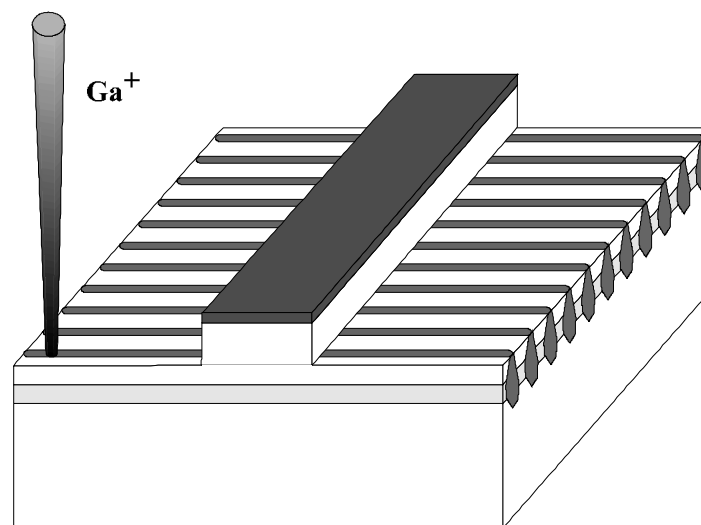


Abb. 3.5 Schematische Darstellung der Implantation des Rückkopplungsgitters.

Die auf dem RWG verbleibende Ti/Ni-Maske dient als Schutz des Streifens, während seitlich
an diesen Einzelpixeln mit einem Abstand der jeweilig programmierten Periode, die
zwischen 235 nm bis 257 nm liegt, implantiert werden. Durch die Implantation bestimmten
Periodenabstände erfolgt eine periodische Defektstreifenerzeugung im Kristall. Da die
Implantation wie oben beschrieben in [100]-Richtung stattfindet, können durch Channeling
die Ga^+ -Ionen die etwa 280 nm unter der prozessierten Oberfläche liegenden Quantenfilme
erreichen und auch dort periodische Gitterdefekte erzeugen. Um die durch die Implantation
erzeugten negativen Auswirkungen auf die Beweglichkeit, Lebensdauer und strahlende
Rekombinationsrate der Ladungsträger zu kompensieren, muss danach ein thermischer
Ausheilschritt (engl. **rapid thermal annealing**, **RTA**) folgen. Die Ausheilung dauert rund 60 s

und findet bei 700°C statt. In diesem Schritt wird den Zwischengitteratomen genügend thermische Anregungsenergie zur Verfügung gestellt, damit die entstandenen Leerstellen besetzt werden können. Dieser Diffusionsprozess führt zu einer Ausheilung des Kristallgitters und zu einer Veränderung der Quantenfilme. Diese Veränderung entspricht einer Aufweichung der scharfen Grenzen zwischen dem Barrierenmaterial ($\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}_{0.37}\text{P}_{0.63}$) und dem Quantenfilmmaterial ($\text{Ga}_{0.2}\text{In}_{0.8}\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21}$) in den implantierten Bereichen. Die dabei stattfindende Diffusion von As- und P-Atomen, aufgrund des Konzentrationsgefälles, führt zu einer Vermischung der Schichten. Diese Vermischung der Schichten erzeugt eine Veränderung des Potentialverlaufes im implantierten Bereich, wie in Abb. 3.6 illustriert.

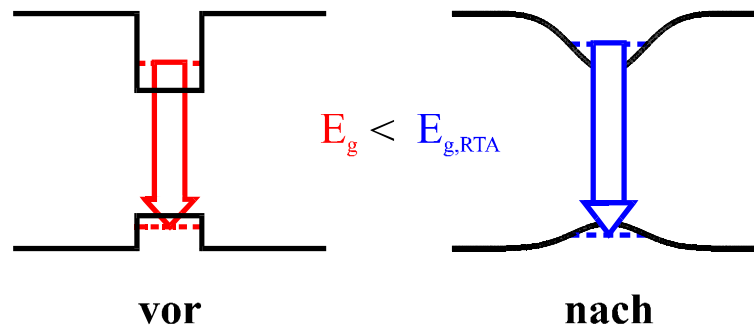


Abb. 3.6 Schema des Bandkantenverlaufes vor und nach dem RTA-Schritt.

Das durch die Diffusion entstandene nahezu parabolische Potential weist eine höhere Quantenfilmemissionsenergie auf, als der kastenförmige Potentialverlauf der nicht-implantierten Bereiche. Da die Auswirkungen auf den Potentialverlauf nur auf die implantierten Gebiete begrenzt ist, kann durch die Kombination von Implantation und RTA eine periodische Veränderung des Potentialverlaufes erzielt werden. Durch die Erhöhung der Bandlücke um 40 meV [Höf 95] in den parabolischen Potentialbereichen wird die Absorption für Photonen, die in den kastenförmigen Potentialbereichen erzeugt werden, herabgesetzt. Der Energieunterschied zwischen den zwei Bereichen bewirkt, dass Photonen aus den nicht-implantierten Gebieten zu wenig Energie besitzen, um Ladungsträger in implantierten Gebieten aus dem Valenz- in das Leitungs-Band zu befördern. Dies führt zu einer periodischen Variation im Absorptionsverhalten, was eine Modulation der Nettoverstärkung (des Gewinns) bewirkt.

Der vorgestellte Prozess bestehend aus Implantation und RTA führt bereits zu verstärkungsgekoppelten Rückkopplungsgittern, welche bereits die Herstellung von monomodigen DFB-Laser erlauben [Kön 98].

3.3.3 Komplexe Kopplung durch implantationsinduziertes Ätzen

Eine Verbesserung der Monomodenausbeute kann erreicht werden, wenn man sich eine weitere Eigenschaft der implantierten Bereiche zu Nutzen macht. Die implantierten Gebiete zeigen ein verstärktes Ätzverhalten bei Benutzung einer 10%igen Flußsäure (HF) als das sie umgebende Material. Das veränderte Ätzverhalten beruht auf der Amorphisierung der Kristallstruktur, hervorgerufen durch hohe Defektdichten in den oberflächennahen Regionen der implantierten Bereiche. Abb. 3.7 zeigt die Ätzcharakteristik von amorphisiertem InP in 10%iger HF nach Implantation mit 100 keV Ga⁺-Ionen. Die Ätztiefe ist für unterschiedliche Ätzparameter gegenüber der Ionendosis aufgetragen.

Wie in der Abbildung zu erkennen ist, zeigt InP eine stufenförmige Abhängigkeit im Ätzverhalten in Bezug auf die Ionendosis. Unterhalb der Schwellendosis D_0 wirkt InP als Resist gegenüber der Säure. Wird der Schwellendosiswert D_0 leicht überschritten, führt dies zu einem steilen Anstieg der Ätztiefe. Dieser steile Anstieg begünstigt die Ausbildung steiler Ätzflanken. Werden die Dosiswerte weiter erhöht, ist kein nennenswerter Effekt mehr zu verzeichnen, denn die Kurven gehen rasch in einen Sättigungsbereich über. Dadurch ist es möglich, über die Ionendosis auch die Ätztiefe zu kontrollieren.

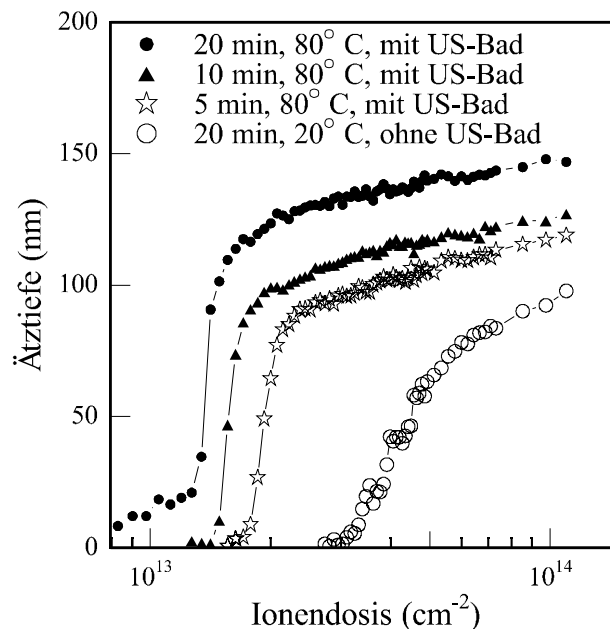


Abb. 3.7 Ätzverhalten von amorphisiertem InP in 10%iger Flußsäure.

Ein optimales Ätzverhalten wurde bei einer Prozesstemperatur von 80°C und 100% Ultraschallleistung ermittelt. Es ist sehr wichtig, nach der Implantation, die erste Stoppschicht mit einem trockenchemischen Ätzschritt zu entfernen. Da das quaternäre Stoppschichtmaterial nicht die gleichen selektiven Ätzeigenschaften wie InP aufweist. Aus der Abb. 3.7 ist weiterhin zu erkennen, dass eine Ätzzeit von 10 min ausreichend ist, um Gitterstrukturen mit einem hohen Kontrast zwischen implantierten und nichtimplantierten Bereichen zu erlangen. Durch die gewählten Ätzparameter können 70 nm tiefe und 30 - 50 nm breite Linien erzeugt werden [Ren 99].

Die notwendigen Prozessschritte zu Herstellung der komplex koppelnden Gitterstruktur sollen nun erläutert werden. Die Schritte schließen sich nahtlos an in Kapitel 3.1 aufgezeigten Schritte an. Abb. 3.9 dient zur graphischen Veranschaulichung der in diesem Abschnitt aufgezählten Prozessschritte.

Schritt a Implantation:

Mit der FIB-Anlage werden Gitterlinien quer über den RWG implantiert. Die Gitter haben Perioden von 235 - 257 nm und besitzen eine Länge von 15 - 20 μm . Die Liniendosen liegen zwischen 1×10^8 und $7 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$, bei einer Implantation mit 100 keV Ga^+ -Ionen und Strahlströmen zwischen 5 und 10 pA.

Schritt b und c Ätzen der Gitter:

In einem 6 Sekunden langen trockenchemischen Ätzschritt muss die erste Stoppschicht entfernt werden, da sie, wie schon erwähnt, keine Ätzselektivität wie InP aufweist. Dazu wird die Probe in die ECR-RIE-Anlage gebracht. Diese Eigenschaft wird ausgenutzt, indem eine zweite Stoppschicht in die Laserstruktur eingebaut wird. Die zweite Stoppschicht dient zur Gitterdefinition und regelt auch den Abstand des Indexgitters von der aktiven Schicht. Nach dem Trockenätzen werden in einem 80°C warmen US-Bad in 10%iger HF, bei 100% Ultraschalleistung, die implantierten Bereiche herausgeätzt. So entstehen rechteckige Gitter. Die sich auf dem Streifenwellenleiter befindende Ti/Ni-Maske wird ebenfalls entfernt.

Schritt d Rasches Thermisches Ausheilen RTA:

Das schon erwähnte thermische Ausheilen findet bei 700°C statt und dauert 60 Sekunden. Dieser Schritt bewirkt neben der Durchmischung der Quantenfilme auch eine Glättung der Gitter.

Abb. 3.8 zeigt einen RWG mit einem lateral implantiertem und geätztem DBR-Gitter nach **Schritt d**.

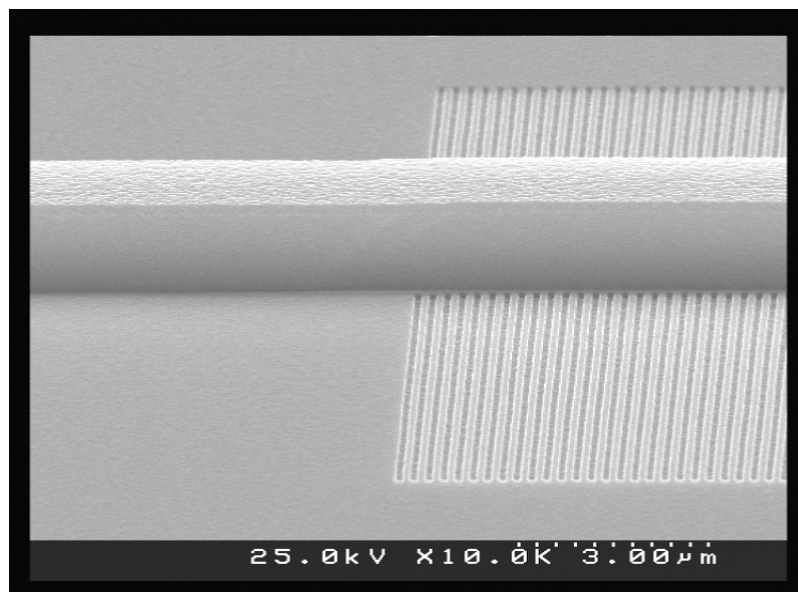


Abb. 3.8 SEM-Bild eines DBR-Lasers nach der Ätzung der Gitterlinien in 10%iger HF.

Die Verwendung eines maskenlosen Strukturierungsverfahrens durch die FIB bietet die Möglichkeit limitierende Faktoren in der Prozessierung zu minimieren, welche bei der Elektronenstrahlolithographie Proximity-Effekte in der Nähe des RWGs oder unterschiedliche Lackdicken auf der Probe sind. Bei der FIB-Technologie ist die Strahlhalbwertsbreite ein begrenzender Faktor. Die Einengung der aufgeführten Eigenschaften auf die implantierten Gebiete hat zur Folge, dass die durch Ausheilung entstandenen Verstärkungsgitter und die durch Ätzen prozessierten Indexgitter deckungsgleich übereinander liegen. Die in dem RWG laufende optische Welle spürt mit ihren Außenanteilen somit eine Modulation durch das

Verstärkungsgitter als auch eine Modulation durch das Indexgitter. Nach diesen für die Gitterherstellung spezifischen Teilschritten folgen die identischen Schritte der Weiterprozessierung wie bei der Ringresonatorherstellung, **Schritte 8 bis 17** (siehe Abschnitt 3.2).

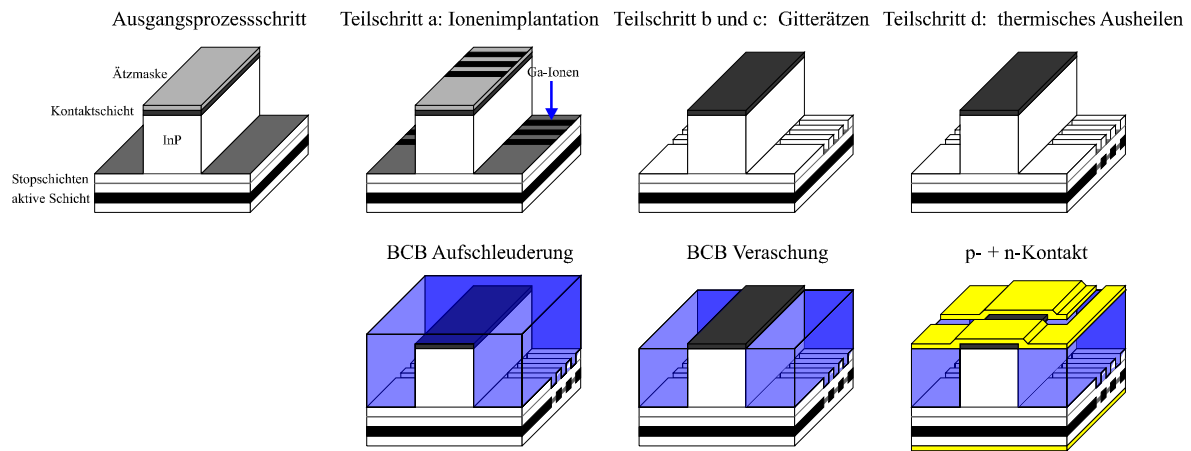


Abb. 3.9 Schemata zur Herstellung von monomodigen Lasern mit lateral gekoppeltem Gitter.

Das vorgestellte Verfahren zur Herstellung komplex gekoppelter Gitter ermöglicht die Realisierung von unterschiedlichen Lasertypen: DFB-, DBR- und CCIG-Laser. Allein durch die Definition der Position des Gitters und der Kontakte ist es möglich, von der gleichen Ausgangslage (RWG-Level) ausgehend, einen der drei erwähnten Lasertypen zu realisieren. Diese einfache und flexible Herstellungsmethode bietet eine gute, reproduzierbare, kostengünstige und mit hoher Ausbeute verbundene Methode zur Herstellung von monomodigen Halbleiterlasern für Telekommunikationsanwendungen.

3.4 Charakterisierungsmethoden

3.4.1 Bestimmung der elektrischen und spektralen Eigenschaften

Die Charakterisierung kommerziell einsetzbarer Laser findet am Dauerstrich (engl. continuous wave, cw) Messplatz statt. In diesem Fall liegen Betriebsbedingungen vor, die den realen Einsatzbedingungen von Lasern im kommerziellen Einsatz entsprechen. Um das Verhalten der Laser im cw-Betrieb zu untersuchen wird der in Abb. 3.10 gezeigte Aufbau eines cw-Messplatzes verwendet.

Der Aufbau des Messplatzes ist so konstruiert, dass der Laser auf dem Probenstisch, der als n-Kontakt dient, durch Vakuumsaugung mittels einer kleinen Pumpe fixiert wird. Der Strom wird durch ein Gleichstromversorgungsgerät erzeugt und über eine feine Messspitze, die auf den p-Kontakt plaziert wird, auf den Laser übertragen. Da bei den weiterentwickelten Lasertypen, DBR- und CCIG-Laser, mehrere Kontaktflächen angesteuert werden können und müssen, ist es notwendig über verschiedene Nadeln in jede Sektion getrennt Strom injizieren zu können. Der Messplatzaufbau ist kompakt, so dass Spektrometer, Strom- und Temperaturregelgerät mit dem Computer angesteuert werden können.

Das emittierte Licht kann in einem Fall durch eine Linse auf eine InGaAs-Photodiode fokussiert werden. Die mit der Diode gemessene Spannung und Lichtleistung wird durch einen Computer gegen die jeweilig anliegenden Stromstärke abgespeichert.

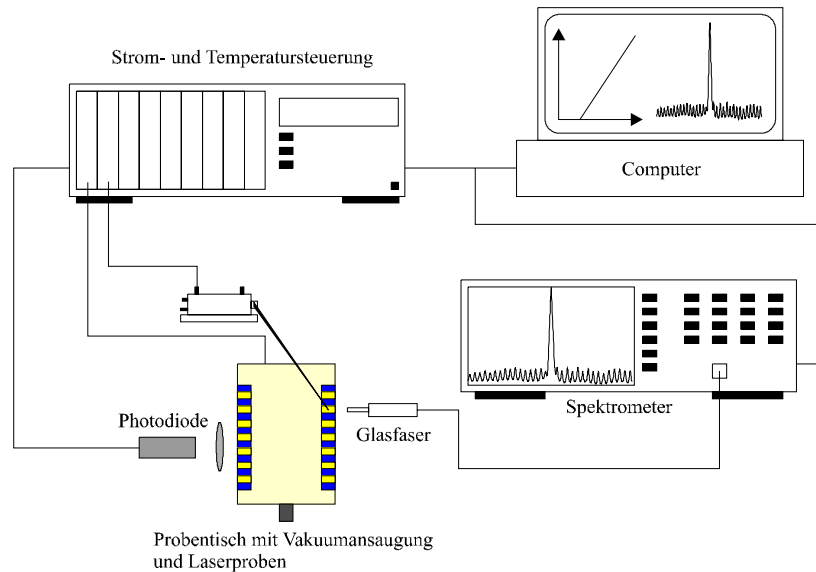


Abb. 3.10 Aufbau des cw-Messplatzes.

Das Computerprogramm, ermittelt aus den Daten die Strom-Spannungs- (U-I) sowie die Strom-Lichtleistungskennlinie (P-I) des Lasers und trägt die so gewonnenen Kenngrößen, in einem Diagramm auf. Aus den so ermittelten Daten ist es möglich, die in Kapitel 2 erwähnten wichtigen Parameter der Laser, wie z.B. Schwellenstrom, Effizienz, Einsatzspannung, Widerstand und maximale Lichtleistung zu bestimmen.

In einem zweiten Zweig wird das emittierte Licht direkt in eine Glasfaser eingekoppelt, welche mit einem Spektrometer verbunden ist. In dem Spektrometer wird das Licht spektral zerlegt und als Intensität über die Wellenlänge aufgetragen. Durch ein Peltierelement im Probentisch kann der Laser extern auf jede gewünschte Temperatur eingestellt werden.

3.4.2 Bestimmung der Hochfrequenzeigenschaften

Wie schon in Kapitel 2 theoretisch erläutert, sind die HF-Eigenschaften für den Telekommunikationseinsatz von Halbleiterlasern als grundlegend anzusehen. Aufgrund steigender Datendichten steigen auch die Anforderungen an die Sendeelemente, welche die Laser darstellen. Die Untersuchung dieser Eigenschaften kann nur an bestimmten Messplätzen vorgenommen werden. Der Grundarbeitszustand ist dem eines cw-Messplatzes identisch. Er besteht aus einem Probentisch, der als n-Kontakt fungiert, einem Peltierelement zur Temperaturstabilisierung, einer Nadel, p-Kontakt, die zur Kontaktierung der einzelnen Sektionen dient, einem Stromversorgungsgerät und einer Glasfaser. In diesem Fall ist die Glasfaser eine spezielle Monomode-Glasfaser mit einer Sammellinse an der Spitze, zur besseren Einkopplung des Laserlichtes in diese. Daher auch der Name „lensed fiber“. Zusätzlich dazu ist diese Faser noch über eine Piezo-Ansteuerung in den drei Raumrichtungen ansteuerbar und somit sehr genau positionierbar. In die Glasfaserstrecke kann ein optischer Isolator mit 60 dB Isolation eingebracht werden, um eine Rückkopplung des Lichtes in der Faser mit dem Laser zu verhindern. Speziell für die HF-Kontaktierung der Laser sind abgestimmte Kabel und Messspitzen notwendig, um Abstrahlverluste zu vermeiden.

Zur Messung der RIN-Daten wurde ein Lichtwellen-Signal-Analysator HP70004A von Agilent verwendet. Das Arbeitsprinzip dieses Analysators beruht auf der Umwandlung von optischen Signalen mittels einer schnellen Photodiode (HP70810B) in elektrische Signale, mit einem Frequenzbereich von 100 kHz bis 22 GHz. Das Messprinzip der RIN-Messung beruht auf dem Betrieb des Lasers bei konstantem Strom und der frequenzabhängigen Untersuchung

der Rauschintensität. Aus diesem kann man Rückschlüsse auf die intrinsischen HF-Eigenschaften der Laser machen. In Kombination mit einem faseroptischen Interferometer, bestehend aus einer 5 km langen Verzögerungsstrecke, können mit diesem Analysator ebenfalls hochauflösende statische und dynamische Linienbreiten gemessen werden.

Für die Kleinsignalmessungen wird ein optischer Komponentenanalysator HP8703 verwendet. Dieser besitzt sowohl optische als auch elektrische Ausgänge. Somit sind elektrische, optoelektrische und optische Untersuchungen möglich. Beide Ausgänge sind von 130 kHz bis 20 GHz modulierbar. Für die Kleinsignalmessung wird das elektrische Signal auf den Laser gegeben und die optische Antwort des Lasers detektiert. Über einen zusätzlichen Koppler ist es möglich mit einem Gleichstrom das modulierte Signal zu überlagern. Somit kann der Laser auch bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen betrieben werden.

3.4.3 Bestimmung der Transmissionseigenschaften

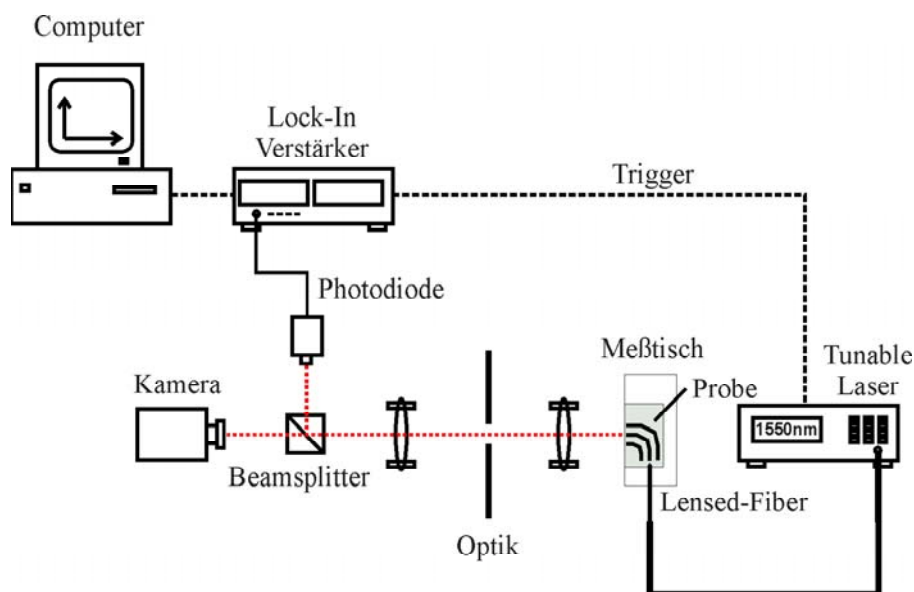


Abb. 3.11 Aufbau des Transmissions-Messplatzes.

Die Charakterisierung der Filtereigenschaften der Ringresonatoren findet am Transmissions-Messplatz statt. Dieser bietet die Möglichkeit der Untersuchung der Transmissionseigenschaften von Bauelementen mittels einer externen durchstimmbaren Laserquelle. Unabhängig davon kann in die Strukturen Strom injiziert werden, um diese auch unter Laserbetriebsbedingungen zu charakterisieren.

Der Aufbau des Messplatzes ist so gestaltet, dass die Proben in jeder Orientierung auf dem Probenstisch vermessen werden können. Der durchstimmbare Laser wird mittels einer Glasfaser mit integrierter Linse in die zu untersuchende Struktur eingekoppelt. Dabei behilflich ist eine Positionierungsapparatur mit Piezo-Ansteuerung in allen drei Raumrichtungen. Das transmittierte Licht wird mittels einer abbildenden Optik und eines Strahlteilers zum einen auf eine Kamera, die zur optische Justage dient und zum anderen auf eine Photodiode abgebildet. Diese detektiert die Intensität der eingestellten Wellenlänge und gibt diese danach über den Lock-In-Verstärker an den Computer weiter. Nach der Abspeicherung der Intensität gibt der Computer an den durchstimmbaren Laser das Signal die Wellenlänge zu verändern. Mit diesem System ist es möglich, mit Hilfe eines Computerprogramms, die Wellenlänge kontinuierlich in einstellbaren Wellenlängenabständen zu messen. Der Computer dient zur Ansteuerung des Lasers, des Lock-In-Verstärkers und zur Auswertung der aufgenommenen Daten.

Kapitel 4

Miniaturisierte Ringresonatoren als Laser und Filter

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse von Resonatorstrukturen als Laser und Filter präsentiert und diskutiert. Die optischen und elektrischen Eigenschaften wurden an dem zuvor vorgestellten cw-Messplatz gewonnen.

Da zu diesem Gebiet eine Vielzahl von Untersuchungen stattgefunden haben und nicht alle vorgestellt werden können, aber eine Hinleitung zu den Endergebnissen notwendig ist, wird nun ein grober Ablauf des Vorgehens aufgezeigt. Die Entwicklung der Strukturen begann mit Resonatoren in Ringform unterschiedlicher Größe und unterschiedlicher Breite (Außenradius – Innenradius). Die Größe der Laser wurde zwischen 200 und 20 μm Außenradius gewählt. Der Innenradius variierte für jeden Radius zwischen 0 und 90% des Außenradiuses. Die daraus gewonnenen Ergebnisse zeigten, dass Breiten im Bereich von 2 – 8 μm die besten elektrischen und spektralen Eigenschaften aufwiesen. Über ein größenabhängiges Verhalten konnte zu diesem Zeitpunkt der Untersuchung noch keine Aussage getroffen werden. Der nächste Schritt war die genaue Untersuchung des Einflusses der Breite auf die optischen Eigenschaften. Dabei stellte sich eine Breite von 4 μm als am effizientesten heraus, sowohl in Ausgangsleistung als auch im Schwellenstrom und Funktionsfähigkeit der Laser. Nach dieser Voranalyse der geometrischen Größen wurden die Arbeiten in Bezug auf das Resonatordesign weiter fortgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass das ringförmige Design aufgrund der 360°-Auskopplung in der minimalen Größe der Laser auf einen Durchmesser $D = 50 \mu\text{m}$ limitiert ist. Zu diesem Zeitpunkt wurden neue Konzepte entworfen, um diese Limitierung zu umgehen. Dabei stellte sich die Veröffentlichung von [Num 00], siehe Kapitel 2, als sehr hilfreich heraus. Die vorgeschlagenen viereckigen Resonatoren mit 45°-Facetten (Quadrat-Laser) zeigten theoretisch bessere Ergebnisse in den elektrischen und optischen Eigenschaften. Aufgrund dieser Tatsache wurden die Untersuchungen auf dieses Resonatordesign umgestellt, um eine weitere Verringerung der Resonatordimensionen zu erzielen. Desweiteren sollen in diesem Kapitel die Eigenschaften dieser Resonatoren ausführlich präsentiert und analysiert werden. Dabei gliedert sich dieses Kapitel in die Untersuchungen über Einzel-Quadrat-Laser, gekoppelte Quadrat-Laser und die Filtereigenschaften.

4.1 Einzel-Quadrat-Laser

4.1.1 Kenndaten

Die elektrischen Eigenschaften und die Ausgangsleistung der Laser sind ganz grundlegende Faktoren der Charakterisierung. Diese entscheiden ob ein Laserkonzept das Potential für den kommerziellen Einsatz besitzt. In diesem Abschnitt werden diese für den Einzel-Quadrat-Laser näher vorgestellt.

Abb. 4.1 zeigt die U-I- und P-I-Kennlinie des kleinsten hergestellten Quadrat-Lasers mit einem Durchmesser (D) von $D = 30 \mu\text{m}$ und einer Breite (B) $B = 4 \mu\text{m}$ ohne spezielle Verbesserung der Pump- und Auskoppelgeometrie. Zum besseren Verständnis ist in Abb. 4.1 ein SEM-Bild dieses Lasers eingebettet. Deutlich sind in dem SEM-Bild die rechteckige Form des Lasers, die 45° Facetten und die acht Auskoppelstellen zu erkennen.

Die Kenndaten des Lasers weisen einen Schwellenstrom von $I_0 = 23 \text{ mA}$, eine Einsatzspannung $U_0 = 0.9 \text{ V}$, eine Effizienz $\eta = 0.015 \text{ W/A}$ und eine kombinierte Ausgangsleistung $P = 150 \text{ }\mu\text{W}$ auf. Die Limitierung der Ausgangsleistung hat zwei Ursachen, zum einen in dem geringen aktiven Volumen und zum anderen in den acht Auskoppelstellen des Lasers, den Ecken der vier Facetten. Für eine Komplettlänge des Lasers von $107 \text{ }\mu\text{m}$, siehe Gl. 2.20, ist die maximale Leistung von ungefähr 1.2 mW für alle acht Auskopplungsrichtungen zusammen recht beachtlich.

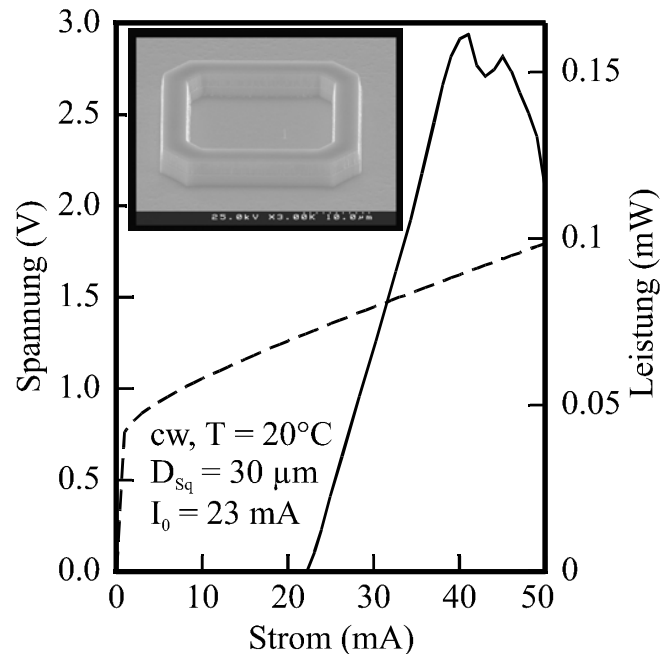


Abb. 4.1 Elektrische Kenndaten eines Einzel-Quadrat-Lasers mit $D = 30 \text{ }\mu\text{m}$. Das eingebettete Bild zeigt eine SEM-Aufnahme des Lasers.

Ab einer Stromstärke von 40 mA erkennt man ein Abknicken der Leistung. Diesen Vorgang nennt man thermisches Abknicken (engl. thermal roll-over), d.h. durch zusätzliche Strominjektion ist aufgrund der thermischen Belastung keine weitere Steigerung der Leistung möglich. Die gestrichelte Kurve zeigt die U-I-Kennlinie der Diode. Ab der Einsatzspannung von 0.9 V, typischer Wert für InP-Laser, die in etwa der Bandlücke der Diode entspricht, steigt der Strom durch die Diode exponentiell an.

Durch Veränderung der Größe der Laser ist eine Steigerung der Ausgangsleistung pro Ecke zu erreichen. Laser mit $D = 100 \text{ }\mu\text{m}$ zeigen eine Leistung um 1.5 mW und Laser mit $D = 200 \text{ }\mu\text{m}$ um 5 mW . In Abb. 4.2 ist das Temperaturverhalten eines Quadrat-Lasers mit $D = 100 \text{ }\mu\text{m}$ aufgezeigt. Da ein Laser im kommerziellen Einsatz nicht den idealen Laborbedingungen unterworfen ist, sondern mit wechselnden Umweltbedingungen konfrontiert wird, ist es notwendig auch das temperaturabhängige Verhalten der Kenndaten zu kennen. Hierfür wurde der Laser unterschiedlichen Temperaturen ausgesetzt und zu jeder von diesen die Kenndaten aufgenommen. Wie in Abb. 4.2 zu erkennen ist, wurde die Betriebstemperatur zwischen 10° und 70°C in 10 K Schritten variiert. Deutlich treten dabei zwei Effekte zu Tage, zum einen steigt der Schwellenstrom von 25 auf 50 mA mit steigender Temperatur und zum anderen sinkt der differentielle Wirkungsgrad leicht von 0.015 W/A auf 0.012 W/A . Der zweite Effekt beruht auf der Abnahme des internen Wirkungsgrades, da die Ladungsträger auf ihrem Weg zur aktiven Zone bei zunehmender Temperatur einen höheren Widerstand erfahren. Aufgrund ihrer höheren thermischen Energie ist es ihnen leichter möglich den aktiven Bereich wieder zu verlassen, was zu einer Abnahme der strahlenden Rekombination führt. Dies wiederum erhöht

die Wahrscheinlichkeit der Auger-Rekombination, was zu einer zusätzlichen Entleerung der aktiven Zone führt.

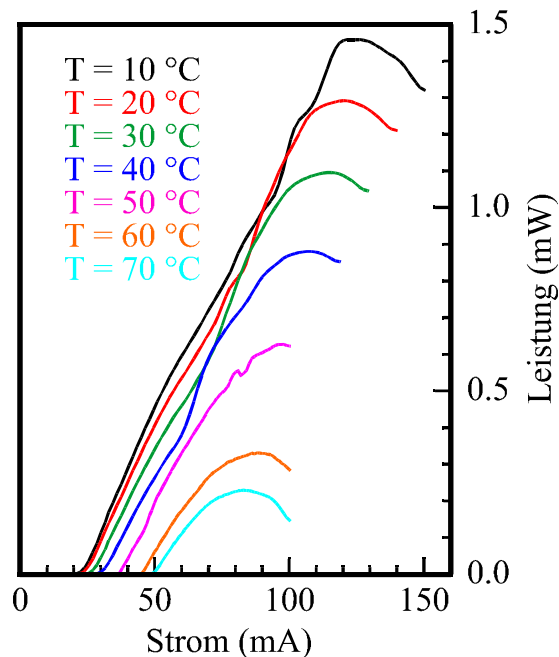


Abb. 4.2 Temperaturverhalten der elektrischen Kenndaten eines 100 µm Quadrat-Lasers.

Die temperaturabhängige Verschiebung des Laserschwelstroms beruht auf zwei Größen: Der internen Absorption, welche direkt proportional zu T ist, und der Verstärkung, welche indirekt proportional zu T ist. Der Zusammenhang zwischen der Temperatur und dem Schwelstrom ist gegeben durch [Ebe 89]:

$$J_{th} = J_{th,0} e^{\frac{\Delta T}{T_0}}, \quad J_{th} = I_{th} / A, \quad (4.1)$$

wobei J_{th} die Schwelstromdichte, $I_{th} = I_0$ der Schwelstrom und A die Fläche des Lasers sind. $J_{th,0}$ ist die Schwelstromdichte vor der Temperaturerhöhung ΔT und T_0 ist die charakteristische Temperatur. Ein hoher T_0 -Wert bedeutet eine geringe Verschiebung des Schwelstromes mit der Temperatur.

Die Realisierung von noch kleineren Quadrat-Lasern als die bisher präsentierten 30 µm, ist nur durch ein neues Design möglich. Dafür wurden Laser mit asymmetrischer Geometrie, Auskoppelwellenleiter und isoliertem Kontaktbereich entwickelt. Das asymmetrische Design dient zur Favorisierung einer Umlaufrichtung im Resonator, da die Verluste aufgrund der Asymmetrie für die beiden Richtungen unterschiedlich sind. Diese Bevorzugung einer Umlaufrichtung führt zu einer Reduktion des Schwelstromes. Der Auskoppelwellenleiter dient zur gerichteten Emission der favorisierten Moden. Da die Dimensionen der Laser eine kontrollierte Kontaktierung nicht mehr ermöglichten, ist die Herstellung eines separaten Kontaktbereiches notwendig. Das SEM-Bild in Abb. 4.3 zeigt den kleinsten realisierten und funktionsfähigen Quadrat-Laser mit $D = 20$ µm.

Der Kontaktbereich ist mit einer SiO_2 -Schicht isoliert, so dass sich kein Stromfluss in den sich darunter befindlichen Halbleiterbereich ausbilden kann. Der eigentliche Laser ist über einen Steg und die hochdotierte Deckschicht mit dem Injektionsbereich verbunden und erfährt über diese die Stromzufuhr. Am linken Ende ist der Auskoppelwellenleiter und die Asymmetrie in der Ringstruktur zu erkennen. Durch Verwendung dieses Designs war es möglich die in Abb. 4.3 präsentierten Kenndaten zu gewinnen. Der Schwelstrom konnte auf $I_0 = 21$ mA reduziert und die Ausgangsleistung auf $P = 0.7$ mW erhöht werden. Weiterhin wurde die

thermische Belastung verringert und somit ein größerer Betriebsbereich ohne thermischen roll-over ermöglicht.

Die Einführung der Asymmetrie in den Resonator bewirkt eine Selektion einer Umlaufrichtung im Resonator. Diese Asymmetrie beruht auf einer aufgeweiteten Taperstruktur in einem „Resonatorarm“. Durch diese Asymmetrie ändern sich die Spiegelverluste an der entsprechenden Facette für die Mode in Umlaufrichtung des Tapers [Lia 97]. Dadurch ist es möglich über die internen Verluste eine der beiden Umlaufrichtungen durch die Geometrie des Lasers zu beeinflussen. Die Effizienz des Lasers ist vergleichbar mit dem aus Abb. 4.1, was bedeutet, dass die Leistung des Lasers hauptsächlich in der favorisierten Umlaufrichtung gebündelt ist. Der geringe Unterschied des Schwellenstromes gegenüber dem aus Abb. 4.1 ist ein Indiz für die geringen eingebrachten Verluste durch die Asymmetrie und den Auskoppelwellenleiter.

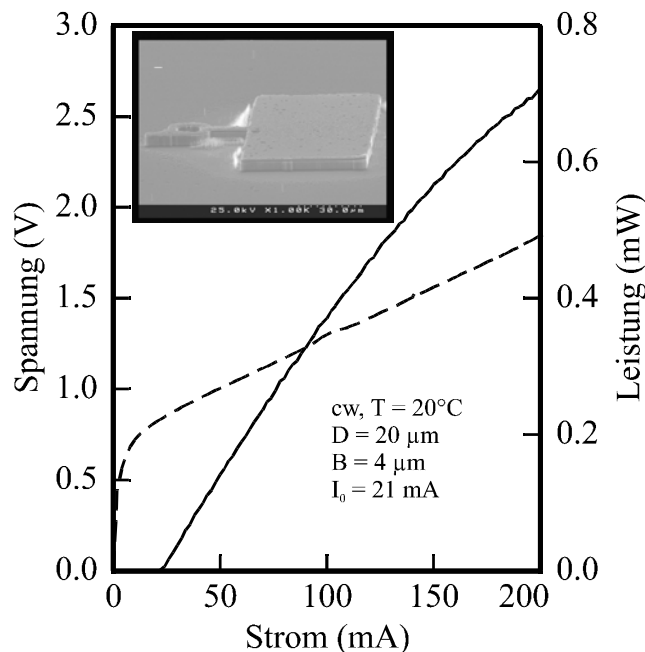


Abb. 4.3 Elektrische Kenndaten des kleinsten Quadrat-Lasers mit $D = 20 \mu\text{m}$. Das eingebettete SEM-Bild zeigt diesen mit dem separaten Kontaktbereich.

4.1.2 Spektrales Verhalten

Die spektralen Eigenschaften sind ebenfalls von großer Bedeutung für den kommerziellen Einsatz. Hohe Emissionsstabilität der Einzelmoden und eine geringe Verschiebung der Hauptmode mit dem Betriebsstrom und der Temperatur sind dabei entscheidende Faktoren.

In Abb. 4.4 ist das Spektrum des Lasers mit $D = 30 \mu\text{m}$ aus Abb. 4.1 gezeigt. Deutlich zu erkennen ist das in Kapitel 2 schon erwähnte symmetrische Emissionsprofil mit einer zentralen dominanten Hauptmode. Die SMSR des präsentierten Lasers beträgt 20 dB, was aufgrund der geringen Ausgangsleistung pro Ecke, siehe Abb. 4.1, einen sehr guten Wert widerspiegelt. Der Modenstand $\Delta\lambda$ oder FSR entspricht der empirischen Gleichung 2.19 für $D = 30 \mu\text{m}$. Die geringe Ausgangsleistung spiegelt sich auch in der spektralen Leistung von -25 dBm wider.

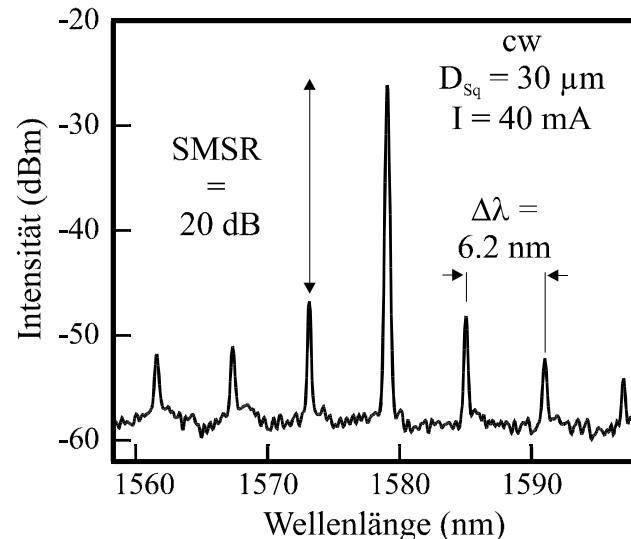


Abb. 4.4 Spektrum eines Quadrat-Lasers mit $D = 30 \mu\text{m}$ ohne Optimierung des Designs.

Die Lage der Hauptmode entspricht dem stärksten Überlapp zwischen der RTF und der Verstärkungskurve. Aufgrund des „hohen“ Betriebsstromes 40 mA, Stromwert des thermischen roll-overs, unterliegt der Laser einer starken thermischen Belastung. Dies führt zur Rotverschiebung der Verstärkungskurve und damit zur Emission des Lasers bei 1579 nm. Zum Vergleich zu Abb. 4.4 ist in Abb. 4.5 das Spektrum des Lasers mit $D = 20 \mu\text{m}$ aus Abb. 4.3 gezeigt. Die geringere Größe des Lasers und die verbesserten elektrischen Eigenschaften durch die Optimierung des Laserdesigns schlagen sich auch im Spektrum nieder.

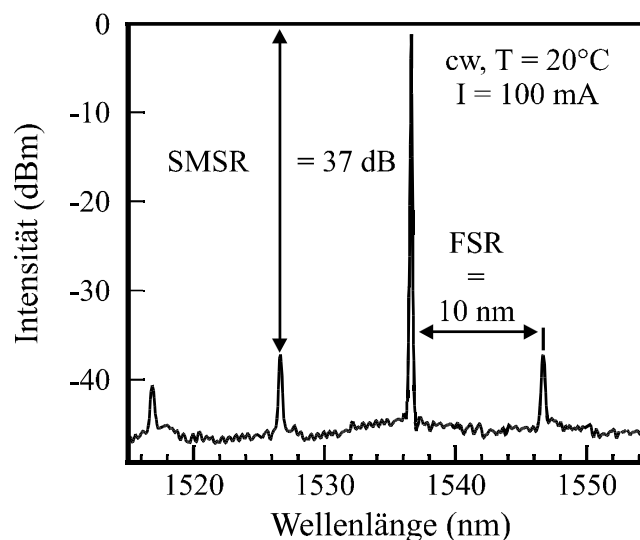


Abb. 4.5 Spektrum des optimierten Quadrat-Lasers mit $D = 20 \mu\text{m}$.

Die FSR hat sich aufgrund der Verkleinerung des Lasers von $D = 30$ auf $D = 20 \mu\text{m}$, von 6.2 nm auf 10 nm vergrößert. Die Dominanz der Hauptmode hat sich ebenfalls auf eine SMSR = 37 dB verbessert und auch die spektrale Leistung ist mit -1 dBm wesentlich höher als für den Laser mit $D = 30 \mu\text{m}$. Die Lage der Emission bei 1536 nm begründet sich wie schon im vorherigen Spektrum, aus der Temperatur des Lasers. Die höhere Effizienz und die bessere thermische Anbindung führen zu einer stabileren Emissionscharakteristik. Der Betriebsstrom von 100 mA entspricht weniger als der Hälfte des Stromwertes an dem der thermische roll-over stattfindet. Dies wiederum führt zu einer geringeren Rotverschiebung der Verstärkungskurve und somit zum stärksten Überlapp mit der RTF bei 1536 nm. Die

Dominanz der Hauptmode ergibt sich zum einen wie schon erwähnt aus der höheren Ausgangsleistung, aber hauptsächlich aus der großen FSR. Je größer die FSR umso weniger Moden liegen im Verstärkungsspektrum, siehe 2.14. Dementsprechend erfährt die Mode im Maximum im Verhältnis zu den anderen Moden eine wesentlich höhere Verstärkung. Wie an den Spektren zu erkennen ist, kann eine kontrollierte Einstellung der Emissionswellenlänge durch die Einzel-Quadrat-Laser nicht gewährleistet werden. Dieser Aspekt führte zur Weiterentwicklung der Laser in gekoppelte Strukturen, welche in Abschnitt 4.2 vorgestellt werden.

Ein wichtiges Kriterium für die gute Funktionsweise der Resonatoren als Laser aber ganz besonders als Filter, ist die Qualität der Resonatoren. In diese gehen die Seitenflankenrauhigkeiten und die Facettenqualitäten ein. Je höher diese Qualität oder auch Güte ist, welche über den Gütefaktor oder Q-Faktor (engl. **quality Q**) definiert ist:

$$Q = \frac{d\lambda}{\lambda} \quad , \quad (4.2)$$

umso besser sind die spektralen Filtereigenschaften der Resonatoren. $d\lambda$ ist die Linienbreite und λ die Wellenlänge der Resonatormode. Werte im Bereich von 5000 – 10000 stellen gute und schon mehrfach präsentierte Werte dar [Raf 97a], [Raf 97b], [Raf 98], [Djo 01b], [Bac 02].

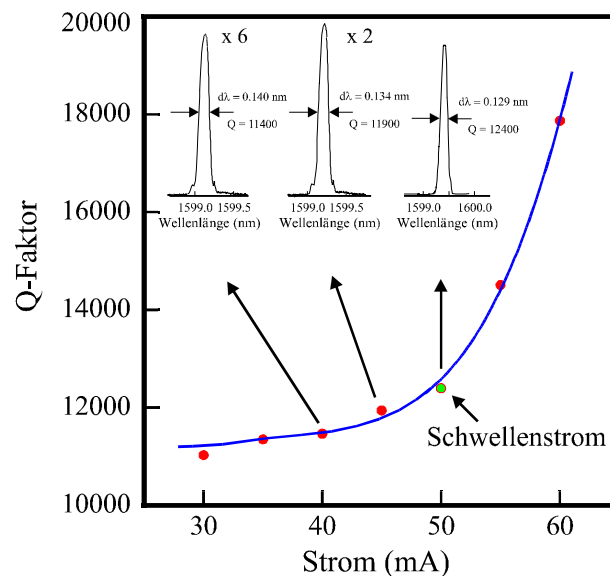


Abb. 4.6 Bestimmung des Q-Faktors aus Subschwellspektrenmessungen.

Aus Subschwellspektrenmessungen von Quadrat-Lasern und der Extrapolation auf eine „kalte“ Kavität, d.h. ohne Strominjektion in den Resonator, konnten Q-Faktoren für die in dieser Arbeit präsentierten Laser von 11000 erzielt werden. Abb. 4.6 zeigt solche Messergebnisse, wobei die blaue Kurve die Anfitzung an die Ergebnisse zur Bestimmung des Q-Faktors ist. Der grüne Wert repräsentiert den Schwellenstromwert des gemessenen Lasers und die Insets zeigen die gemessenen Spektren mit zugehörigen Linienbreiten. Die Extrapolation auf eine kalte Kavität, ist notwendig um die Güte des Resonators ohne den Einfluss der spontanen Emission zu erhalten.

4.1.3 Dimensionsabhängige Eigenschaften

Wie schon in den vorherigen Abschnitten immer wieder erwähnt wurde, ist die Größe der Laser ein nicht zu unterschätzender Faktor für die elektrischen und spektralen Eigenschaften. Daher wird der Einfluss der Größe der Laser in diesem Abschnitt extra diskutiert. Besonders stark sind die Auswirkungen der Variation des Laserdurchmessers im Schwellenstromverhalten, in der Effizienz und damit natürlich auch in der Ausgangsleistung zu finden.

Bei der Betrachtung des Schwellenstromes als Funktion der Laserlänge existieren zwei Randbedingungen. Zum einen steigt der Schwellenstrom mit zunehmender Laserlänge stetig an, da ein immer größerer Bereich gepumpt werden muss und zum anderen nehmen die Spiegelverluste für immer kürzere Kavitätslänge zu. Dies macht sich in einer höheren Schwellenverstärkung und damit in einem höheren Pumpstrom bemerkbar. Das Verhalten des Schwellenstromes kann über die Schwellenstromdichte beschrieben werden und lässt sich in erster Näherung wie folgt definieren [Col 95]:

$$j = j_{tr} e^{\frac{g}{g_{tr}}}, \quad (4.3)$$

j_{tr} ist die Transparenzstromdichte, g_{tr} die modale Verstärkung am „Transparenzpunkt“. Diese beiden Parameter sind Materialparameter, die nicht von der Resonatorlänge, -güte oder Ladungsträgerdichte abhängen. Die eben genannten Größen gehen über die modale Verstärkung g und die Schwellenbedingung (Gl. 2.2) in die Gleichung mit ein. Die Schwellenbedingung für einen Quadrat-Resonator kann in guter Näherung wie folgt beschrieben werden:

$$\langle g_{th} \rangle = \Gamma g_{th} = \alpha_i - \frac{1}{4D} \ln(R_1 R_2 R_3 R_4), \quad (4.4)$$

mit D dem Resonatordurchmesser und $R_1 - R_4$ den Reflektivitäten der einzelnen vier Facetten. Da die Verstärkung im Laserbetrieb immer der Schwellenverstärkung entspricht, kann $g = \Gamma g_{th}$ gesetzt werden und aus (4.3) und (4.4) wird mit $R = \sqrt[4]{R_1 R_2 R_3 R_4}$:

$$j_{th} = j_{tr} \cdot e^{\frac{\alpha_i}{g_{tr}}} \cdot e^{-\frac{\ln R}{g_{tr} D}}. \quad (4.5)$$

Der Schwellenstrom für einen Quadrat-Laser mit Durchmesser D und Breite w ergibt sich damit zu:

$$I_{th} = j_{tr} \cdot D \cdot w \cdot e^{\frac{\alpha_i}{g_{tr}}} \cdot e^{-\frac{\ln R}{g_{tr} D}}. \quad (4.6)$$

Durch die Anpassung dieser Funktion an die gewonnen Messdaten des Schwellenstromes einer bestimmten Laserausgangsstruktur kann bei Kenntnis der Materialparameter die Reflektivität der Facetten ermittelt werden. Aus Subschwellspektrenanalysen von FP-Lasern auf der gleichen Laserausgangsstruktur konnten die beiden Parameter α_i und g_{tr} ermittelt werden. Bei der verwendeten Laserstruktur A52180 beträgt $\alpha_i = 10 \text{ cm}^{-1}$ und $g_{tr} = 27 \text{ cm}^{-1}$. Die Transparenzstromdichte konnte aus Breitstreifenlasermessungen zu $j_{tr} = 1150 \text{ A/cm}$ bestimmt werden.

In Abb. 4.7a ist der Schwellenstrom als Funktion der Laserdurchmessers D aufgetragen, für Laser mit Durchmessern zwischen $D = 20 - 200 \text{ }\mu\text{m}$. Die roten Punkte repräsentieren die mathematischen Mittelwerte der experimentell bestimmten Schwellenstromwerte für jeden einzelnen Durchmesser. Mit Zunahme des Durchmessers zeigt sich dabei ein schwacher exponentieller Anstieg von $I_0 = 20 - 60 \text{ mA}$ des Schwellenstromes. Die Ursache für den

Anstieg des Schwellenstromes ist in der Vergrößerung des Resonatorvolumens begründet, wie es auch bei normalen FP-Lasern der Fall ist.

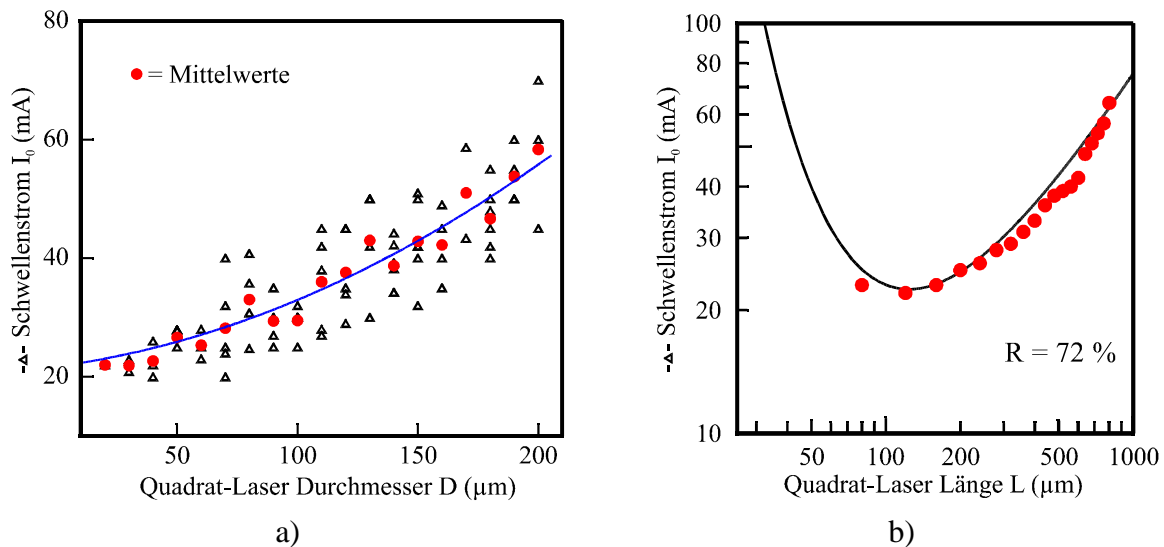


Abb. 4.7 Größenabhängiges Verhalten des Schwellenstromes von Quadrat-Lasern.

Bei der Betrachtung von Abb. 4.7a erscheint der Anstieg des Schwellenstromes als Funktion der Durchmesser D als sehr gering. Die Auftragung der Mittelwerte in einer Doppellogarithmischen Auftragung Abb. 4.7b offenbart jedoch, dass die Quadrat-Laser sich in ihrem Schwellenstromverhalten wie normale FP-Laser verhalten. Durch Anpassung der Messdaten mit Gleichung 4.6 und den bestimmten Parametern ergibt sich eine unerwartet hohe Reflektivität $R = 72\%$ die für eine Halbleiter/Luft Facette sehr hoch ist. Standardreflektivitäten für eine solche Facette liegen bei $R = 30\%$. Die Ursache für den höheren Wert ist in der Geometrie des Laser und der Art der umlaufenden Moden (WGM) zu suchen. Die 45° Facetten erlauben die Totalreflexion des umlaufenden Wellenvektors der geführten WGM. Damit können Reflektivitäten größer als die normalen Werte erreicht werden. Publikationen zu eben solchen Quadrat-Lasern [Han 95] zeigen mit ähnlicher Resonatorstruktur ebenfalls Reflektivitäten von $R = 75\%$ auf. Der bestimmte Wert von $R = 72\%$ deckt sich ebenfalls sehr gut mit den hohen erzielten Resonatorgüten $Q = 11000$ und den geringen Auskoppelleistungen der Quadrat-Laser an den Facetten. Erst eine Störung der Resonatorgeometrie mittels eines Auskoppelwellenleiters ergibt eine Steigerung der Ausgangsleistung der Laser (siehe Abb. 4.3).

Neben den Änderungen der elektrischen Eigenschaften durch die jeweilige Größe der Laser, ist auch ein starker Einfluss im spektralen Verhalten zu erkennen. Wie nach Gleichung 2.19 theoretisch vorhergesagt, weist das Verhalten der FSR und der Frequenzabstand $\Delta\nu$ als Funktion des Laserdurchmessers eine $1/L$ -Abhängigkeit auf. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 4.8 dargestellt. Der Graph zeigt die für jede Größe gewonnene FSR und den dazugehörigen Frequenzabstand für Laser mit $D = 20 - 170 \mu\text{m}$. Das eingebettete Bild zeigt nochmals ein Schema eines Quadrat-Lasers und verdeutlicht die Festlegung von D . Der Zusammenhang zwischen Modenabstand und Frequenzabstand ist über die Gleichung 2.18 gegeben und kann zusammengefasst als:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta\nu, \quad (4.7)$$

beschrieben werden.

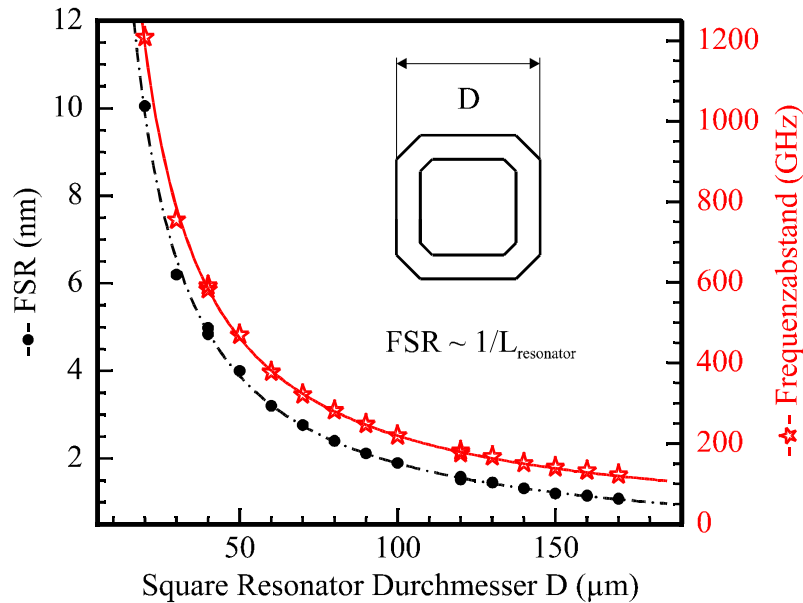


Abb. 4.8 FSR und Frequenzabstand der Einzel-Quadrat-Laser als Funktion von D .

Durch die größenabhängige Einstellung der Frequenzabstände der jeweiligen Moden eines Resonators, können diese als selektive Sende- oder Empfangsmodule in unterschiedlichen WDM-Systemen eingesetzt werden. Die Anforderungen von DWDM-Systemen mit den ITU-Kanalabständen von 25 oder 50 GHz erfordern Resonatoren mit $D = 500 \mu\text{m}$ (50 GHz) und $D = 1\text{mm}$ (25 GHz), siehe Gleichung 2.18. Das Einsatzgebiet der in dieser Arbeit hergestellten Resonatoren liegt eher in den WDM-Systemen mit ihren ITU-Abständen von 100 oder 200 GHz. Für CWDM-Systeme (Coarse WDM) mit ITU-Abständen von 20 nm sind Resonatoren mit $D = 10 \mu\text{m}$ notwendig.

Aufgrund der Reproduzierbarkeit der Größen und Güten der Resonatoren mit hoher Herstellungsausbeute, stellen die präsentierten Quadrat-Resonatoren eine preiswerte Filteralternative zu kommerzielle eingesetzten Strukturen dar.

4.2 Gekoppelte Ringresonatoren-Laser (FP-PQR)

Das Prinzip von zwei oder mehreren gekoppelten aktiven oder passiven Quadrat-Resonatoren mit einem RWG der als FP-Laser dient, ist schon in Kapitel 2 ausführlich erläutert worden. Abb. 4.9 zeigt eine schematische Darstellung eines FP-PQR-Lasers und soll zur Verdeutlichung dieses Laserprinzips dienen. Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse stammen von einem FP-PQR-Laser mit zwei passiven Quadrat-Resonatoren, wie in Abb. 4.9 dargestellt, mit $D_1 = 50 \mu\text{m}$ und $D_2 = 60 \mu\text{m}$, einer RWG-Länge von $700 \mu\text{m}$ und einer RWG- und Resonatorbreite $w = 4 \mu\text{m}$.

Das FP-PQR-Prinzip ermöglicht die Verbindung eines Selektionsmechanismus, den gekoppelten Quadrat-Resonatoren, mit einer signifikanten Erhöhung der Ausgangsleistung, sowie eine gerichtete Emissionsrichtung. Zusätzlich dazu wird der Herstellungsprozess gegenüber der RWG-Herstellung nicht komplizierter, was eine kostengünstige Herstellung dieses Lasertyps ermöglicht. Es existieren noch weitere Modelle, die auf der Kopplung von Resonatoren mit einem RWG basieren, die ebenfalls eine Verbesserung der Emissionseigenschaften ergaben [Gri 00], [Hoh 91], [Hoh 93], [Tro 02].

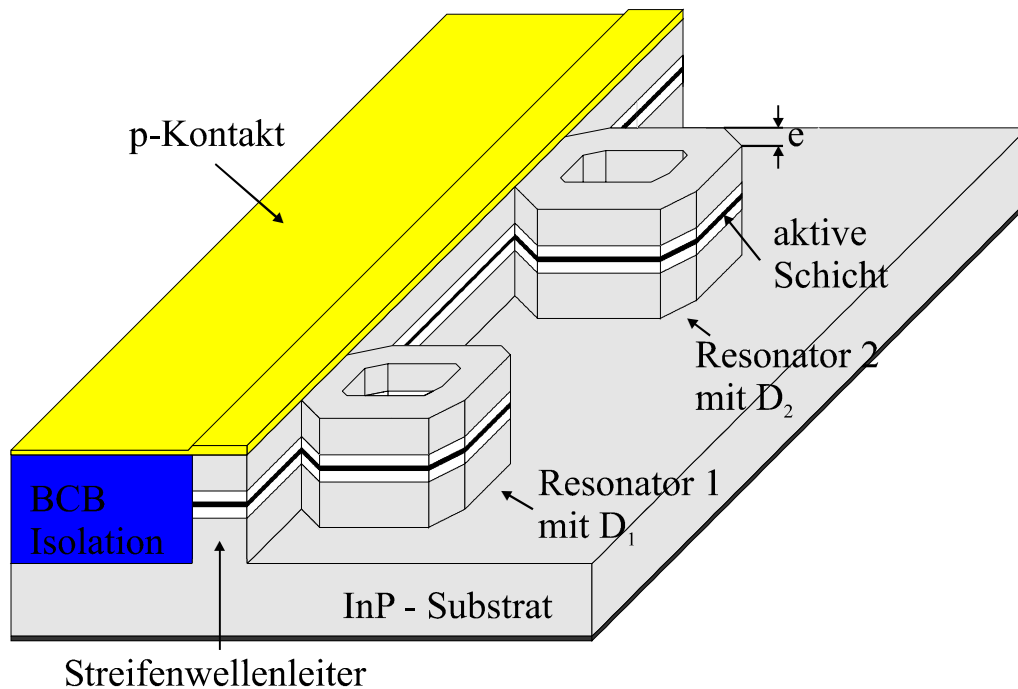


Abb. 4.9 Schemabild eines FP-PQR-Lasers mit zwei Resonatoren $D_1 = 50 \mu\text{m}$ und $D_2 = 60 \mu\text{m}$.

4.2.1 Kenndaten

In Abb. 4.10 ist die Kennlinie eines FP-PQR-Lasers gezeigt. Im Gegensatz zu den Einzel-Quadrat-Lasern stammt das detektierte Licht aus einer der beiden gespaltenen Facetten des RWGs. Für den Betrieb des FP-PQR-Lasers wird nur der RWG gepumpt, die beiden Resonatoren erfahren keine separate Strominjektion. Da die beiden Resonatoren über einen Multimodeninterferenz (engl. **multi-mode interference**, **MMI**) Koppler mit dem RWG verbunden sind und somit ebenfalls die gut leitende Deckschicht besitzen, findet ein lateraler Stromfluss über diese in die Resonatoren statt. Dieser reicht nicht aus um die resonatoren elektrisch transparent zu pumpen, so dass dies hauptsächlich optisch geschieht. Die in Transparenz gebrachten Resonatoren können damit zur Modenausbreitung und Selektion beitragen. Der MMI-Koppler stellt eine einfache und verlustarme Kopplungsmethode zwischen Wellenleitern oder verschiedenen Komponenten eines Bauteiles dar. Das Funktionsprinzip basiert auf dem „Selbstabbildungseffekt“ in multimodigen Wellenleitern. Jede der geführten Moden breitet sich im Wellenleiter mit ihrer eigenen charakteristischen Phasengeschwindigkeit aus. Nach einer bestimmten Wellenleiterlänge, an sogenannten Bildebenen (engl. **image planes**), sind die aufgelaufenen Phasenunterschiede zwischen den verschiedenen angeregten Moden relative nahe bei einem Vielfachen von 2π zusammengelaufen. Diese MMI-Koppler weisen nur eine geringe Sensitivität gegenüber den verschiedenen Polarisierungen auf. Die Ein- und Auskoppelverluste zwischen dem Einkoppelwellenleiter und der MMI-Koppler belaufen sich durch Modenanpassungsunterschiede auf 0.07 dB [Shi 01].

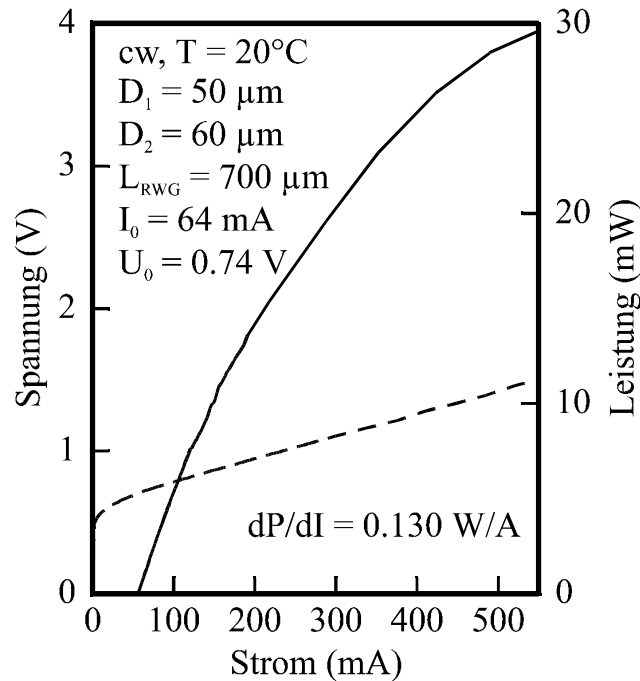


Abb. 4.10 Elektrische Kenndaten eines FP-PQR-Lasers mit einer Länge des RWGs von $700 \mu\text{m}$. Die Durchmesser der beiden Resonatoren sind $D_1 = 50 \mu\text{m}$ und $D_2 = 60 \mu\text{m}$.

Die elektrischen Kenndaten des präsentierten FP-PQR-Lasers mit einem Schwellenstrom $I_0 = 64 \text{ mA}$, einer Effizienz $\eta = 0.13 \text{ W/A}$ und einer maximalen Ausgangsleistung von $P = 30 \text{ mW}$, verdeutlichen die Konkurrenzfähigkeit dieses Lasertyps, gegenüber herkömmlichen Halbleiterlasern. Typische Werte für InP-Laser sind Effizienzen zwischen $0.09 - 0.12 \text{ W/A}$ und Ausgangsleistungen zwischen 20 und 30 mW . Die hohe Ausgangsleistung liegt in der Tatsache begründet, dass ein FP-Laser der Hauptbestandteil des Lasers ist und zur Modenselektion die Resonatoren dienen. Der laterale Stromfluss über die hochdotierte Deckschicht reicht nicht aus um die Resonatoren transparent zu pumpen. Die Stromdiffusion ist nur in Bereich um $10 \mu\text{m}$ wirksam. Daher müssen die Resonatoren erst optisch transparent gepumpt werden. Somit ist der Schwellenstromwert etwas höher als für einen FP-Laser gleicher Länge. In Abb. 4.11 ist der Einfluss des Resonatordurchmessers D auf den Schwellenstrom I_0 für einen FP-PQR-Laser mit einem $700 \mu\text{m}$ langen RWG gezeigt. Wie zu erkennen ist, steigt der Schwellenstrom zuerst linear für $D = 20 - 90 \mu\text{m}$ an um danach exponentiell anzusteigen. Daraus folgt, dass kleine Durchmesser nur einen kleinen Einfluss auf den Schwellenstrom besitzen, da ihr zu pumpendes Volumen über den lateralen Stromfluss sehr gering ist. Nehmen jedoch die Durchmesser stark zu $> 100 \mu\text{m}$, was einer RWG-Länge von rund $400 \mu\text{m}$ entspricht, dann sind die Größenverhältnisse zwischen RWG und Resonatoren fast identisch. Da die Resonatoren optisch transparent gepumpt werden, ergibt sich bei gleichen Dimensionen ein wesentlich höherer Schwellenstrom als für kleine Durchmesser.

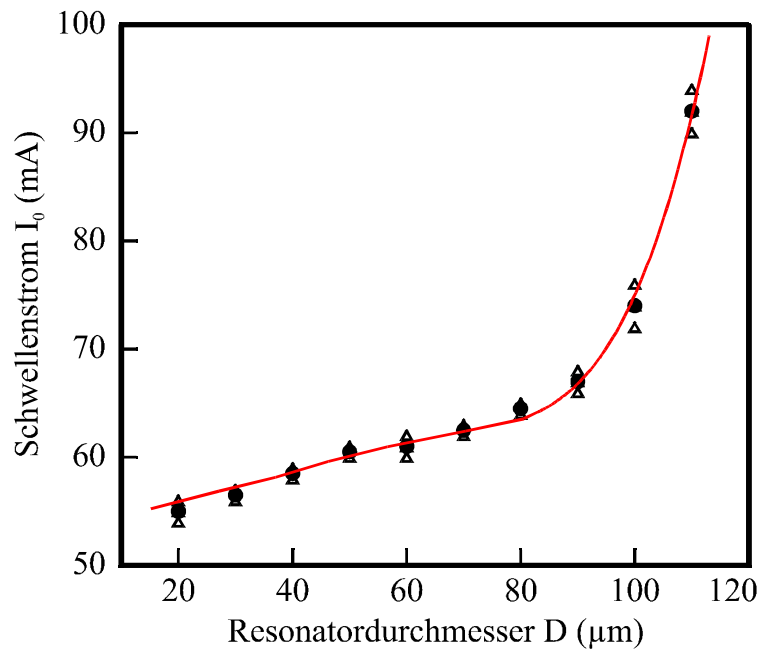


Abb. 4.11 Schwellenstromabhängigkeit der FP-PQR-Laser von D der Resonatoren.

Im Vergleich zu den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Lasern konnte eine signifikante Erhöhung der Ausgangsleistung und eine gerichtete Auskopplung des Laserlichtes durch dieses Design erzielt werden.

In Abb. 4.12 ist das Temperaturverhalten der Kennlinie für einen Temperaturbereich zwischen 10°C und 70°C in 10 K Schritten gezeigt. Zu erkennen ist, dass die Effizienz zwischen 10°C und 50°C nahezu konstant ist und danach auch nur schwach abnimmt. Der Schwellenstrom erhöht sich von 58 mA (10°C) auf 170 mA (70°C). Die Leistung sinkt von 35 mW (10°C) auf 5 mW (60°C). Zur Erklärung der beiden Effekte sei auf den vorherigen Abschnitt 4.1.1 verwiesen.

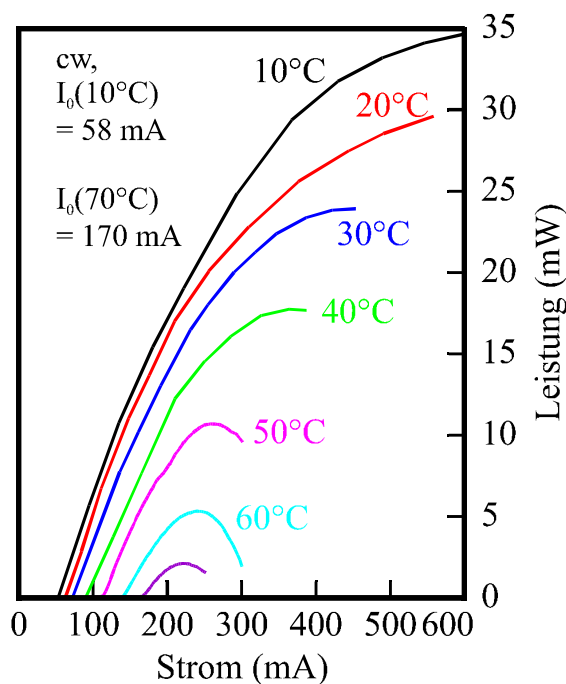


Abb. 4.12 Temperaturverhalten der elektrischen Kenndaten des FP-PQR-Lasers.

4.2.2 Spektrales Verhalten

Das spektrale Verhalten des Lasers ist etwas komplizierter und lässt sich durch die Wechselwirkung der beiden RTFs und die Verschiebung der Verstärkungskurve durch Erhöhung des Betriebsstromes erklären. Dafür ist hier nochmals die Theorie der Resonatorkopplung in Abb. 4.13a abgebildet, in der die beiden RTFs der beiden Resonatoren mit $D_1 = 50 \mu\text{m}$ (blau) und $D_2 = 60 \mu\text{m}$ (schwarz) und die Kopplung beider RTFs zu einer gekoppelten RTF (rot) aufgetragen sind. Die gekoppelte RTF ergibt sich unter Einkalkulierung der Dispersion in dem gekoppelten System von $dn/d\lambda = -0.2545 \mu\text{m}^{-1}$. Der effektive Brechungsindex hat bei $\lambda = 1570 \text{ nm}$ einen Wert von 3.2. Beide Werte wurden aus der Auswertung von DBR-Lasern gewonnen, die auf der selben Probe prozessiert wurden. Zusätzliche Parameter für die Bestimmung der Funktion, waren eine Kopplungsstärke des MMI-Kopplers zwischen den Resonatoren und dem RWG von $\chi_{\text{MMI}} = 62 \text{ cm}^{-1}$ sowie eine RWG-Breite von $w = 4 \mu\text{m}$. Die theoretischen Grundlagen basieren auf den Untersuchungen von [Tro 02, Gri 00b]. Ausgangsbasis der Kopplung von Resonatoren ist, dass sich nur Zustände in einem gekoppelten System ausbilden können wenn diese Zustände in den einzelnen Resonatoren ebenfalls erlaubt sind. Diese Bedingung ist über Gl. 2.21 definiert. Die sich daraus ergebenden FSRs für die jeweiligen Resonatorkopplungen hängen also von der den jeweiligen Dimensionen der einzelnen Resonatoren und deren Verhältnis zueinander ab.

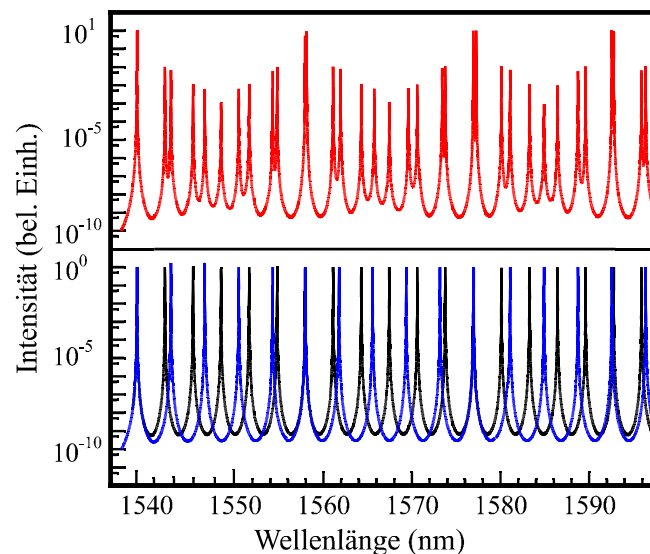


Abb. 4.13a *Transmissionssfunktionen für zwei Einzelresonatoren mit $D_1 = 50 \mu\text{m}$ (blau) und $D_2 = 60 \mu\text{m}$ (schwarz) und eines FP-PQR-Lasers (rot) aus beiden Resonatoren.*

Durch die auf Strominjektion basierende Verschiebung der Verstärkungskurve kommt es zu einer Veränderung der Emissionswellenlänge, da ein stärkerer Überlapp der Verstärkungskurve mit einer der vier dominanten Linien der gekoppelten RTF diese als favorisiert verstärkt. Somit kann durch Strominjektion eine Entscheidung getroffen werden, bei welcher Wellenlänge der Laser emittiert. Die Lage der Hauptlinien der gekoppelten RTF sind durch die Größen der beiden Resonatoren und somit deren RTFs festgelegt.

In Abb. 4.13b ist das komplette spektrale Verhalten des FP-PQR-Lasers für den gesamten Betriebsbereich dargestellt. In dem Graphen ist die stufenweise Änderung der Emissionswellenlänge mit der dazugehörigen SMSR abgebildet. Zusätzlich ist für jeden Emissionsbereich ein Spektrum gezeigt. Der Laser kann vom Schwellenstrom bis 520 mA betrieben werden, was ungefähr dem 9fachen des Schwellenstromes entspricht. Dabei erfährt die Emission drei Sprünge in der Wellenlänge von jeweils rund 18 nm, für die ersten zwei Sprünge, und einen letzten Sprung von 14 nm. Die Diskrepanz für den letzten Sprung liegt in der Dispersion begründet. Alle vier Wellenlängen und die Abstände der Sprünge stimmen genau mit den berechneten Moden aus der gekoppelten RTF aus Abb. 4.13a überein. Die hohe Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist ein Indiz für die kontrollierbare Einstellung der Wellenlänge und erlaubt die Rechtfertigung dieses Laserdesigns als Konkurrenz zu Standarddesigns für monomodige Laser (DFB- und DBR-Laser). Wie aus der SMSR-Auftragung zu erkennen ist, weist der Laser stets eine SMSR > 30 dB für den gesamten Betriebsbereich auf. Aus gepulsten Messungen des Lasers kann eine Verschiebung der Wellenlänge mit der Temperatur von $\Delta\lambda/\Delta T = 0.085 \text{ nm/K}$ für alle vier Bereiche bestimmt werden. Aus den cw-Messungen ergeben sich Verschiebungsfaktoren der Wellenlänge mit dem Strom von $\Delta\lambda/\Delta I = 0.013 - 0.034 \text{ nm/mA}$ je nach Wellenlängenbereich. Die Zunahme der Verschiebung für die größeren Wellenlängen liegt in dem höheren Betriebsstrom und somit der höheren inneren Temperatur begründet.

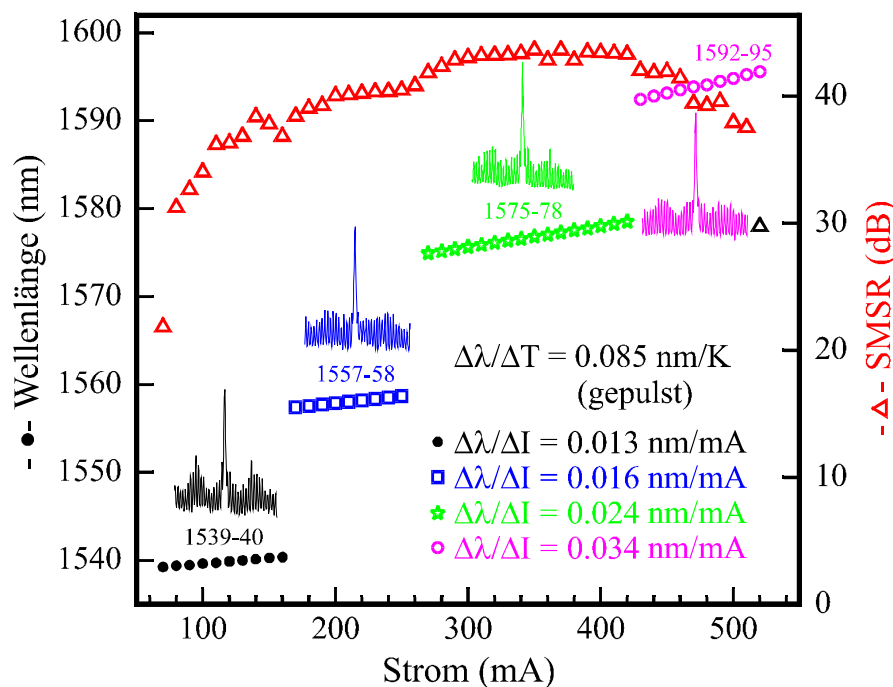


Abb. 4.13b Gesamtes spektrales Verhalten des FP-PQR-Lasers mit zugehöriger SMSR.

In Abb. 4.14 sind die einzelnen Spektren der jeweiligen vier Wellenlängenbereiche nochmals gesondert aufgetragen. Aus den Spektren geht hervor, dass es sich in jedem Bereich um eine monomodige Laseremission mit SMSR > 30 dB handelt. Aus dem Abstand der einzelnen FP-Moden kann eine Resonatorlänge von 700 μm abgeschätzt werden (siehe Gleichung 2.18). Das bedeutet, dass als Resonatormedium nur der RWG dient und nicht der komplette Laser mit den beiden Quadrat-Resonatoren, die über die Kopplung der beiden RTFs nur zur Modenselektion dienen.

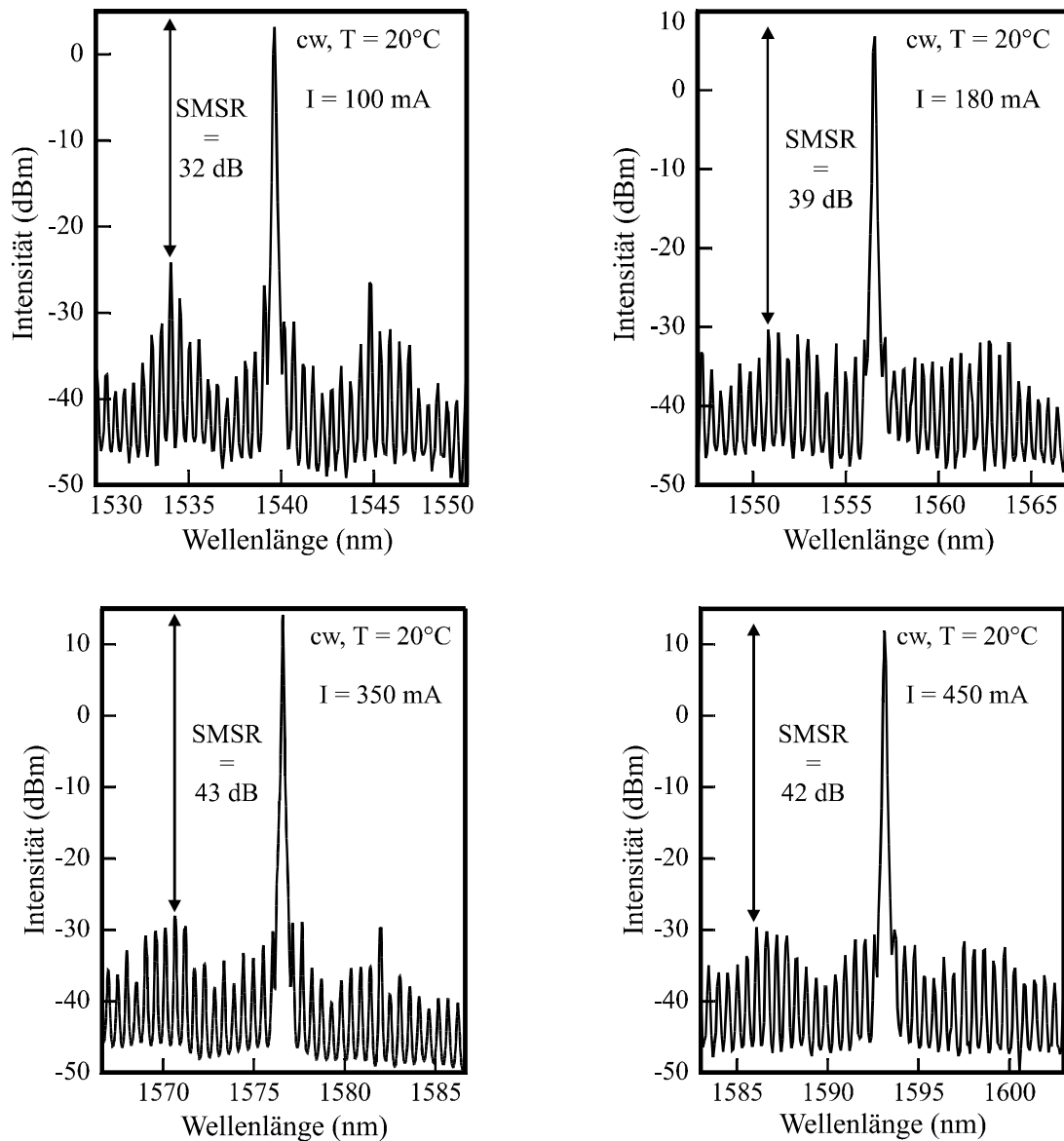


Abb. 4.14 Emissionsspektren für die vier einzelnen Wellenlängenbereiche.

4.3 Filtereigenschaften

Aufgrund der hohen Gütefaktoren, die durch die Quadrat-Resonatoren erzielt werden können, eignen sich diese auch besonders gut als Filterelemente in Wellenlängenmultiplexsystemen. Die scharfen RTFs, die exakte Kontrolle der FSR der Resonatoren durch ihre Größe und die genaue Reproduzierbarkeit sind Schlüsselemente, die einen Einsatz dieser Komponenten in Telekommunikationsanwendungen ermöglichen. Durch Anbindung eines Resonators an zwei RWGs kann ein Bauelement geschaffen werden, dass als passiver oder aktiver Filter verwendet werden kann. Die Verwendung von zwei RWGs erlaubt die kontrollierte Einkopplung einer externen durchstimmbaren Quelle (engl. tunable laser) in das Bauelement und gleichzeitig den Betrieb von einem der beiden RWGs als FP-Laserquelle. Aufgrund des hohen Brechungsindexkontrastes bei Halbleitern ist es möglich die Größe des Bauelementes auf einige hundert μm^2 zu begrenzen, anstatt wie bei kommerziell eingesetzten Systemen auf Silizium oder LiNbO_3 auf mm^2 limitiert zu sein. Die einfache Herstellung, der breit abstimmbare Frequenzbereich von wenigen 10 – 1200 GHz, siehe Abb. 4.8, und die niedrigen

Kosten durch die hohe Integrierbarkeit sind zusätzliche Kriterien, die Filterbauelemente auf Halbleiterbasis so attraktiv machen. Abb. 4.14 zeigt ein Schemabild des verwendeten Bauelementdesigns und eine SEM-Aufnahme des Bauelementes nach dem Trockenätzschritt.

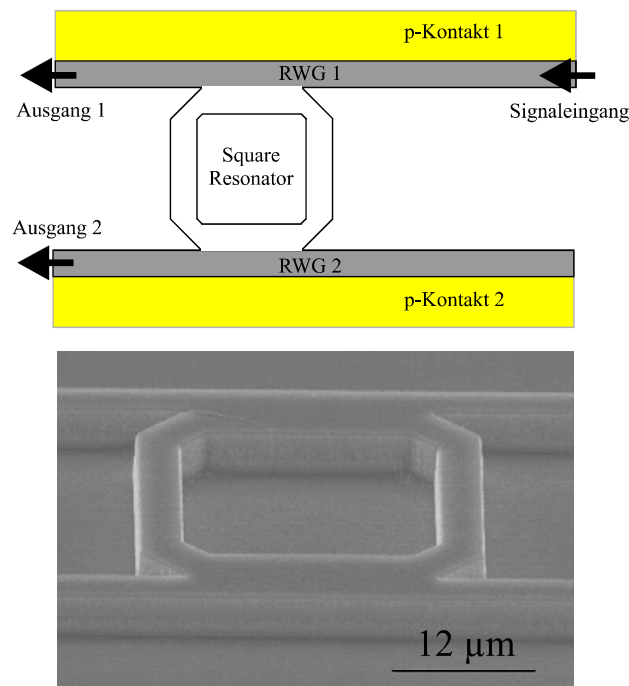


Abb. 4.14 Schematische Darstellung des Filterbauelementes bestehend aus zwei RWGs und einem gemeinsamen Resonator. Das untere Bild zeigt eine SEM-Aufnahme des Bauelementes.

4.3.1 Passiver Filter

Zur besseren Vorstellung der Funktionsweise und des Messprinzips sind in Abb. 4.15 das Bauelement und die Ein- und Ausgänge dargestellt.

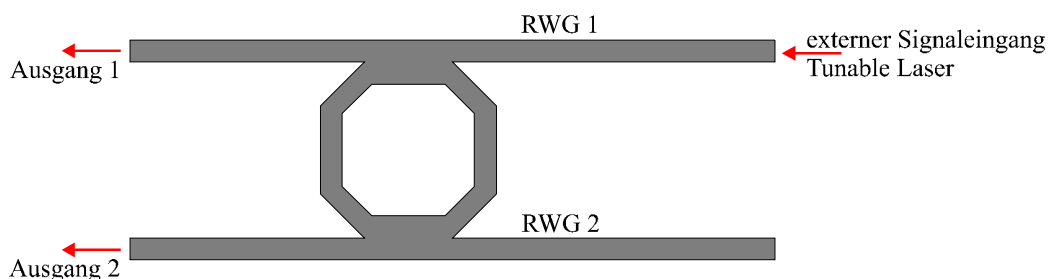


Abb. 4.15 Schematische Darstellung der Messmethode des PFs.

Das vorgestellte Bauelement hat als passiver Filter (PF) eine RWG-Länge von $800\ \mu\text{m}$, die sich durch das Spalten der Probe ergeben hat. Der verwendete Resonatordurchmesser für den präsentierten PF beträgt $D = 30\ \mu\text{m}$. Zur Reduktion der Absorptionsverluste im PF-Bauelement wird dieses durch Strominjektion in die beiden RWGs nahezu in Transparenz gebracht. Zur Messung der Filtereigenschaften wird ein externer Tunable Laser über eine Lensed Fiber, die über ein Piezosystem verfahren wird, in den PF eingekoppelt, so wie in

Abb. 4.15 abgebildet. Das transmittierte Signal des PFs aus Ausgang 1 oder 2 wird über eine Optik auf eine Photodiode abgebildet und dort detektiert. Mit diesem Messprinzip ist es möglich jede Wellenlänge des Tunable Lasers von 1500 – 1580 nm exakt anzufahren und das dazugehörige transmittierte Signal zu detektieren.

In Abb. 4.16 ist das gemessene Spektrum des PFs aus Ausgang 1, für einen Pumpstrom von 50 mA in RWG 1 gezeigt. Deutlich sind 9 Verstärkungsmoden mit mehr als 12 dB „SMSR“ zu erkennen. Die FSR der Moden beträgt 6 nm, was sich mit den Dimensionen des Resonators von $D = 30 \mu\text{m}$ deckt. Bei Erhöhung des Pumpstromes auf 56 mA konnten „SMSR“ von 18 dB gemessen werden, hervorgerufen durch die weitere Reduktion des Absorptionslevels im PF. Somit kann nur durch die Kontrolle des Injektionsstromes in die RWGs direkt Einfluss auf die Filtereigenschaften des PFs genommen werden. Dies stellt eine einfache und effiziente Kontrollmethode der Transmissionsfunktion des präsentierten Bauelementes dar.

Das in der Fachsprache als „Drop“ bezeichnete Ausfiltern einer bestimmten Mode aus dem Selektionskamm in den zweiten RWG und somit das Fehlen dieser Mode in dem Spektrum aus RWG 1 kann nicht gemessen werden, da es sich bei der verwendeten Struktur um eine Laserstruktur und nicht um einen Wellenleiter handelt. Der Einfluss der eigenen Verstärkungskurve des Lasers verhinderte ein solches Verhalten, da er das Anschwingen der favorisierten Moden durch den Resonator zu stark begünstigt als das ein solches „Drop“-Verhalten in diesem Intensitätsbereich zu erkennen ist. Dieser Nachteil kann jedoch durch den Einsatz des Bauelementes als aktiver Filter wieder weitestgehend ausgeglichen werden.

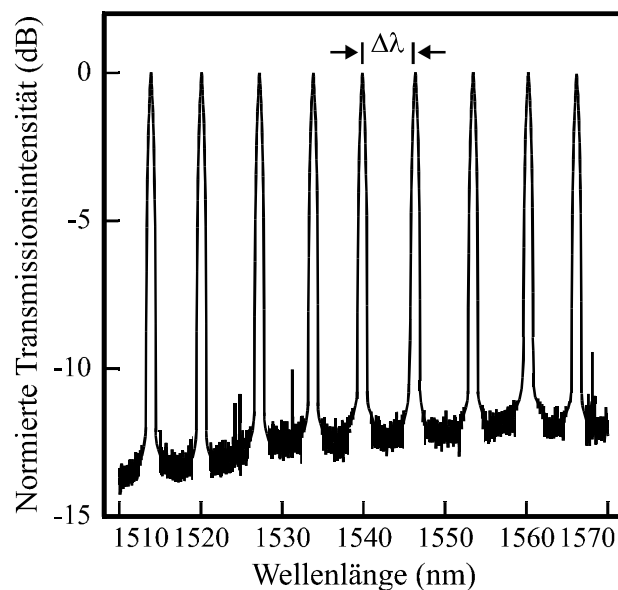


Abb. 4.16 Verstärkungs- oder passives Filterspektrum des PFs bei 50 mA Pumpstrom.

4.3.2 Aktiver Filter

Durch einen größeren Injektionsstrom in den RWG 1 ist ein Betrieb des Bauelementes als aktiver Filter (AF) möglich. Da der RWG sobald der Pumpstrom größer als der Schwellenstrom ist, als selbständiger Laser funktioniert, kann durch diesen ein stärkerer Einfluss auf Filtereigenschaften des Bauelementes genommen werden.

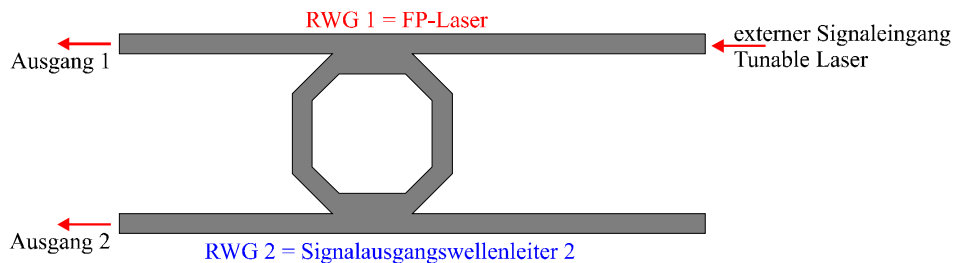


Abb. 4.17 Schematische Darstellung der Messmethode des AFs.

Die elektrischen und optischen Eigenschaften des AF-Bauelementes aus Ausgang 1 sind in Abb. 4.18 gezeigt. Ohne externes Signal weist der AF einen Schwellenstrom $I_0 = 56$ mA, eine Einsatzspannung von $U_0 = 0.86$ V, eine Effizienz $\eta = 0.064$ W/A und eine Ausgangsleistung $P = 4.5$ mW auf. Das eingebettete Bild zeigt ein Spektrum bei 170 mA Betriebsstrom mit fünf Moden, die eine FSR von 6 nm aufweisen. Die SMSR der einzelnen Moden zum Untergrund beträgt für jede Mode mehr als 20 dB. Die Lage der Moden ist stromabhängig und somit abhängig von der Lage des Verstärkungsspektrums. Das Signal aus Ausgang 2 zeigt identische Werte in Bezug auf Spektrum und Schwellenstrom, jedoch ist die Ausgangsleistung Pumpstromabhängig. Ist der RWG 2 ungepumpt, kann eine maximale Ausgangsleistung von $125 \mu\text{W}$ detektiert werden, wird dieser jedoch bis kurz vor den Schwellenstrom gepumpt, so sind auch die Ausgangsleistungswerte zu denen aus RWG 1 (siehe Abb. 4.18) identisch.

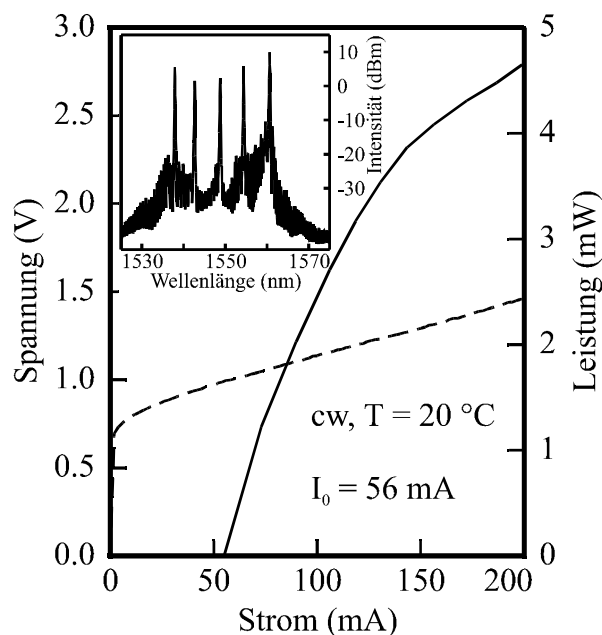


Abb. 4.18 Elektrische und optische Kenndaten des AFs aus RWG 1.

Durch Einbringung eines externen Signals über den Tunable Laser, wie im Fall des PFs, ist es möglich die Filtereigenschaften des AFs zu messen. In Abb. 4.19 ist das Filterspektrum des AFs zwischen 1500 und 1580 nm für einen Betriebsstrom von 80 mA des FP-Lasers gezeigt. Deutlich zu erkennen sind nun elf Filtermoden mit einer FSR von 6 nm, die wieder durch die Größe des Resonators vorgegeben ist. Jedoch unterscheidet sich dieses Filtersignal wesentlich stärker von dem des PFs aus Abb. 4.16, wo alle Filtermoden die gleiche Intensität aufweisen, was im Fall des AFs nicht gegeben ist. Durch den Laserbetrieb existiert ein ausgeprägtes Verstärkungsspektrum, welches dazu führt, dass die vier Moden in dessen Maximum am meisten verstärkt werden. Dadurch kommt es zu dem in Abb. 4.19 präsentierten Transmissionsverlauf. Die vier Moden im Verstärkungsmaximum zwischen 1545 und 1565 nm weisen eine SMSR > 10 dB gegenüber den anderen Moden auf. Da die Lage der Verstärkung abhängig vom Injektionsstrom in den RWG 1 ist, kann durch diesen eine Entscheidung getroffen werden, welche Moden als Filtermoden verwendet werden sollen. Somit liefert auch im Fall des AF die Stromzufuhr in den RWG 1 die Kontrolle über die Schärfe und Stärke der Filtereigenschaften wie im Fall des PFs. Zusätzlich erlaubt aber der höhere Pumpstrom eine Kontrolle über die Lage und die Anzahl der Filtermoden.

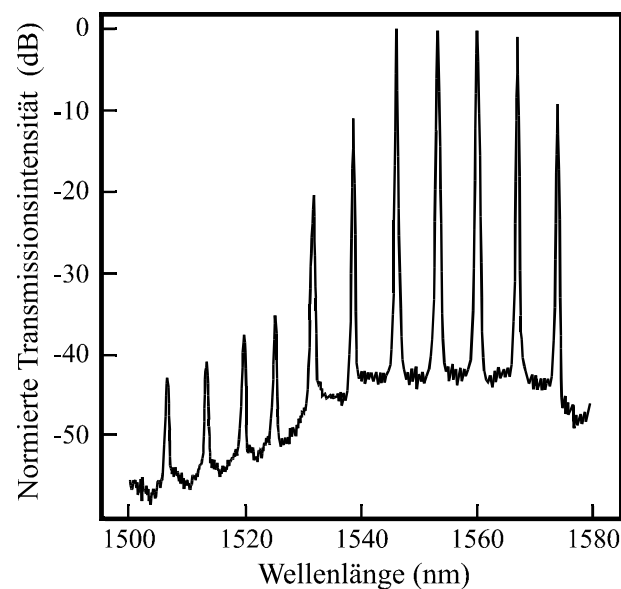


Abb. 4.19 Filterspektrum für einen AF bei 80 mA Betriebsstrom in RWG 1.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Quadrat-Resonatoren aufgrund ihrer guten und vielfältigen Eigenschaften einen weiten Einsatzbereich in der Telekommunikationsbranche gestatten. Je nach Zielsetzung erlauben sie sehr kleine Laser, monomodige Laser mit adäquaten Ausgangsleistungen oder gute Filtereigenschaften. Zusätzlich ist die Herstellung einfach und billig. Nur durch Variation der Größe der Resonatoren ergeben sich unterschiedlichste Eigenschaften. Sie besitzen das hohe Potential für multifunktionale und hochgradig integrierbare Bauelemente in der Telekommunikationsindustrie.

Kapitel 5

DFB- und DBR-Laser für Wellenlängenmultiplexanwendungen

In diesem Kapitel werden die experimentell gewonnenen Daten der DFB-Laser, die in einem speziellen Array eingesetzt wurden, und DBR-Lasern präsentiert und ausführlich diskutiert. Die DFB-Lasereigenschaften beziehen sich nur auf die Eigenschaften des Arrays. Bei besonderem Interesse über die DFB-Laser sei auf die Arbeiten [Ren 99, Bac 00] verwiesen. Die Funktionsweise der DBR-Laser war eine der zentralen Aufgabenstellungen dieser Dissertation. Da spezifische Aspekte schon in verschiedenen Arbeiten präsentiert wurden [Bac 00, Kai 03], soll dieses Kapitel der Zusammenfassung aller Eigenschaften und der Entwicklung gewidmet sein. Dabei gliedert sich dieses Kapitel in die statischen Eigenschaften und die dynamischen Eigenschaften der DBR-Laser. Weiterhin werden die ersten Ergebnisse auf QDash-Strukturen präsentiert und erläutert. Für die Charakterisierung der Laser wurden der cw- und der HF-Messplatz verwendet.

5.1 Monolithisch integriertes DFB-Array

Das DFB-Array bietet die Möglichkeit der monolithischen Integration von monomodigen Lasern auf kleinstem Raum. Durch die kompakte Bauweise und die Verbindung von DFB-Lasern, mit sehr guten Grundeigenschaften, und einer Wellenleiterkopplerstruktur ist es möglich, mehrere Laser möglichst verlustarm in einem Ausgangskanal zu bündeln. Das Standardverfahren wäre die separate Einkopplung jedes einzelnen DFB-Lasers in eine Glasfaser und die darauffolgende Bündelung der verschiedenen Wellenlängen in einer Glasfaser. Aufgrund der Begrenzung des Krümmungsradius der Glasfasern, um die Totalreflexion aufrechtzuerhalten, ist die Bauelementgröße solcher Standardkopplerstrukturen limitiert. Die monolithische Integration in einem Array mit Auskoppler stellt eine kostengünstige Alternative dazu dar. Die generellen Eigenschaften der hergestellten Bauelemente werden in diesem Abschnitt präsentiert und diskutiert.

5.1.1 Funktionsprinzip und Strukturaufbau

Das Prinzip des DFB-Arrays basiert auf der Bündelung von 4 DFB-Lasern mittels eines Doppelkopplers mit Y-Design auf der Basis eines Standardwellenleiters. In der Literatur existieren verschiedene Prinzipien, um Laser möglichst platzsparend miteinander zu verbinden. Die Prinzipien basieren auf sternförmigen Kopplern [You 95, Zah 96] oder phasenangepassten Arrays [Cae 01, Men 00] oder wie in diesem Fall über einen Y-Koppler [Tal 99]. Um die Krümmungsverluste zu minimieren und die Herstellung mit dem Standard-RWG-Herstellungsprozess, siehe Kapitel 3, zu verbinden war, es notwendig, Krümmungsradien kleiner als 30° zu verwenden. Dies limitierte die minimale Bauelementgröße und forderte ein neues Konzept, um die Absorptionsverluste zu minimieren. Die Absorptionsverluste in der Kopplerstruktur sind standardmäßig sehr hoch, da es sich um die gleiche Laserstruktur wie für die DFB-Laser handelt. Die Herstellung beruht auf dem in Kapitel 3 vorgestellten Prinzip aus nass- und trockenchemischer Ätzkombination. Anstatt gerade RWG-Strukturen zu belichten, wurde das Array-Design mittels Elektronenstrahl- (engl. **electron beam, E-Beam**) Lithographie in den Lack übertragen. Zum Ende der Herstellung wurden nur

die Laser mit Kontakten versehen und die Arrays aus der Probe gespalten. Abb. 5.1 zeigt ein schematisches Bild eines solchen Arrays.

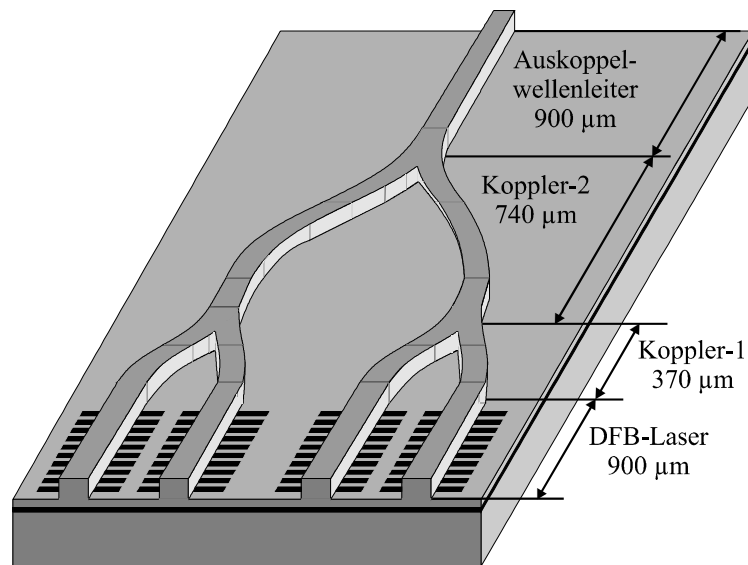


Abb. 5.1 Schematische Darstellung des DFB-Array Bauelementes mit Größenangaben.

Die aufgetragenen Dimensionen entsprechen denen des in den folgenden Abschnitten vorgestellten Arrays. Dabei wurden die Sektionslängen der vier DFB-Laser auf $900\ \mu\text{m}$, des ersten Kopplers auf $370\ \mu\text{m}$, des zweiten Kopplers auf $700\ \mu\text{m}$ und des Auskoppelwellenleiters auf $900\ \mu\text{m}$ festgelegt. Die Gitterperiode variiert zwischen jedem Laser um $\Delta\Lambda = 1\ \text{nm}$ zwischen $\Lambda = 246 - 257\ \text{nm}$. Zur Reduktion der Absorption des passiven Wellenleiters ist eine Verstimmung der Emissionswellenlänge gegenüber der Verstärkungs-/Absorptionskurve des Wellenleiters notwendig. Aufgrund der identischen Laserstruktur für Laser und Wellenleiter sind beide Funktionen gleich. Erst durch das erhöhte Pumpen der Lasersektion kommt es zu einer Verschiebung der Verstärkungskurve, aufgrund der höheren inneren Temperatur in dieser Sektion, gegenüber der Absorptionskurve im Wellenleiterbereich. Die zusätzliche Verstimmung der Emissionswellenlänge über die Gitterperiode zu längeren Wellenlängen, kombiniert mit der eben besprochenen Verschiebung der Verstärkungskurve, bewirkt eine Reduktion der Absorption im passiven Wellenleiter. Für das präsentierte Bauelement wurden Gitterperioden zwischen $\Lambda = 246 - 249\ \text{nm}$ verwendet.

5.1.2 Kenndaten

Zur besseren nomenklatorischen Einordnung und zum besseren Verständnis werden folgende Begriffe eingeführt. Mit Laserseite (LS) ist die direkte Spaltfacette der DFB-Laser gemeint und mit Auskopplerseite (AS) die Spaltfacette am Ende der Kopplerstruktur. Beide Begriffe sind von zentraler Bedeutung in diesem Abschnitt und werden zum Vergleich der Eigenschaften häufiger zu Hilfe genommen. In Abb. 5.2 ist der direkte Vergleich der U-I- und P-I-Kennlinien des DFB-Lasers mit $\Lambda = 249\ \text{nm}$ zwischen der LS und der AS dargestellt. Zu erkennen ist, dass der Schwellenstrom und die Einsatzspannung für beide Seiten identisch sind, $I_0 = 145\ \text{mA}$ und $U_0 = 0.85\ \text{V}$. Der Unterschied liegt in der Ausgangsleistung und somit auch der Effizienz des Lasers für beide Seiten. Auf der LS erreicht der Laser eine Leistung $P = 12\ \text{mW}$ und eine Effizienz $\eta = 0.08\ \text{W/A}$, also typische Werte für komplex gekoppelte DFB-Laser mit $900\ \mu\text{m}$ Länge auf InGaAsP/InP-Basis [Bac 00]. Hingegen erreicht der Laser auf der AS nur eine Leistung $P = 5.5\ \text{mW}$ und eine Effizienz $\eta = 0.02\ \text{W/A}$. Die Reduktion beider Werte ist auf die Absorption innerhalb des Kopplerwellenleiters zurückzuführen.

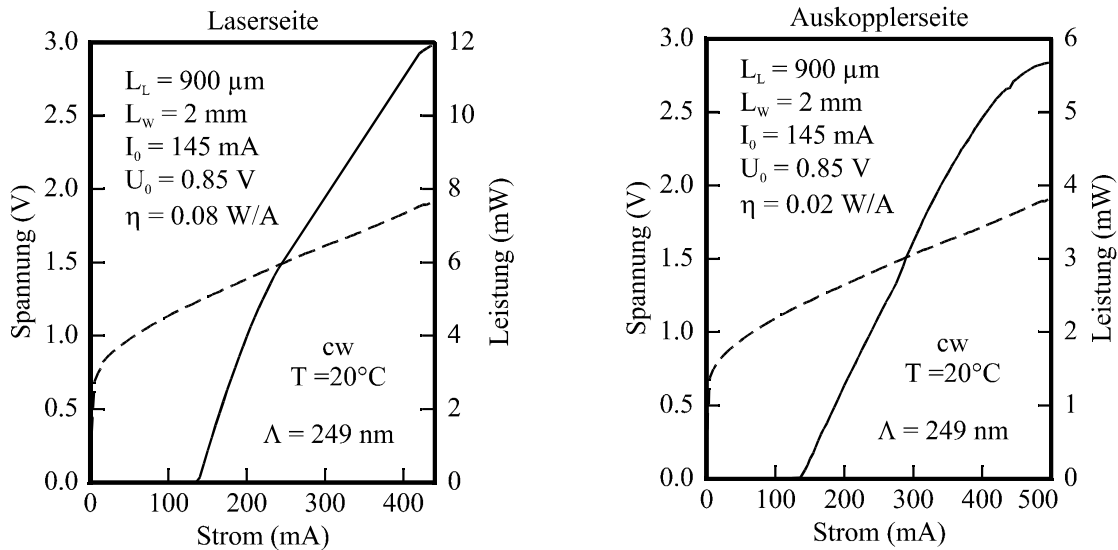


Abb. 5.2 P-I-Kennlinien für beide Seiten des Bauelementes.

In Abb. 5.3 ist das Verhalten des Schwellenstromes (blaue Kreise) und die Ausgangsleistung (rote Punkte) für alle Gitterperioden auf der AS nach 2 mm Kopplerwellenleiter gezeigt.

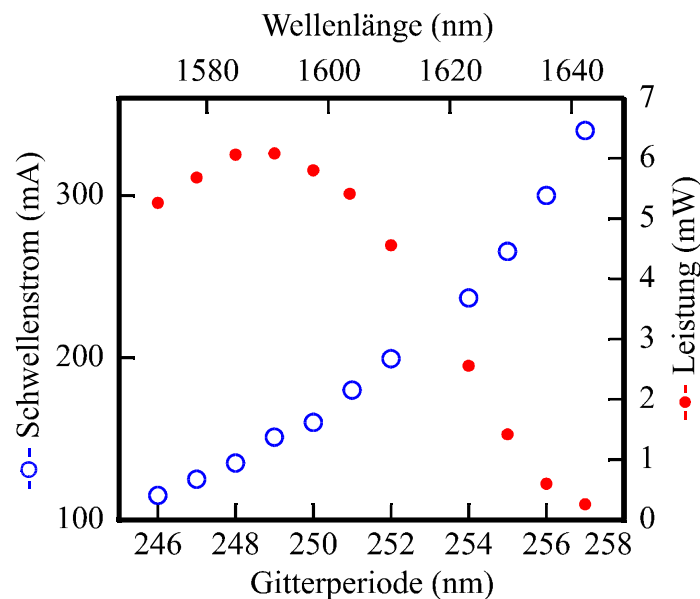


Abb. 5.3 Schwellenstrom- und Leistungsabhängigkeit der Laser von der Gitterperiode.

Man erkennt einen Anstieg der transmittierten Leistung von 246 nach 248 nm Gitterperiode, bedingt durch die höhere Verstimmung der Wellenlänge gegenüber der Absorptionskurve im Wellenleiter. Bei 248 und 249 nm ist ein Optimum zu erkennen, da an diesem Punkt die besten Bedingung vorherherrschen. Die Verstimmung ist groß genug und die Schwellenströme sind noch nicht allzu hoch. Der Schwellenstrom jedoch ist dafür verantwortlich, dass es zu einer Verschlechterung der transmittierten Leistung kommt, da die gemessene Leistung aufgrund der Strombegrenzung auf 500 mA limitiert ist. Durch die große Verstimmung (große Gitterperiode) muss die Verstärkung im Laser erst durch erhöhte Stromzufuhr in den Bereich der Emissionswellenlänge (Gitterperiode) verschoben werden, um eine monomodige Emission zu erzeugen, was zu hohen Schwellenströmen führt. Dieser Effekt ist in Abb. 5.3 ebenfalls deutlich zu erkennen. Aus dem Graphen ergibt sich ein Optimumbereich zwischen $\Lambda = 246 - 251$ nm, welcher auch für das präsentierte Array verwendet wurde.

5.1.3 Spektrale Eigenschaften

Das spektrale Verhalten der DFB-Laser ist Bestandteil dieses Abschnittes. Grundlegend für einen Einsatz eines solchen Bauelementes ist neben der transmittierten Leistung auch die spektrale Qualität des übertragenen Signals. Auf der AS sollte die SMSR der Laseremission noch die für kommerzielle Nutzungen notwendigen 30 dB aufweisen. Daher wurden die Spektren auf beiden Seiten des Bauelementes untersucht und miteinander verglichen.

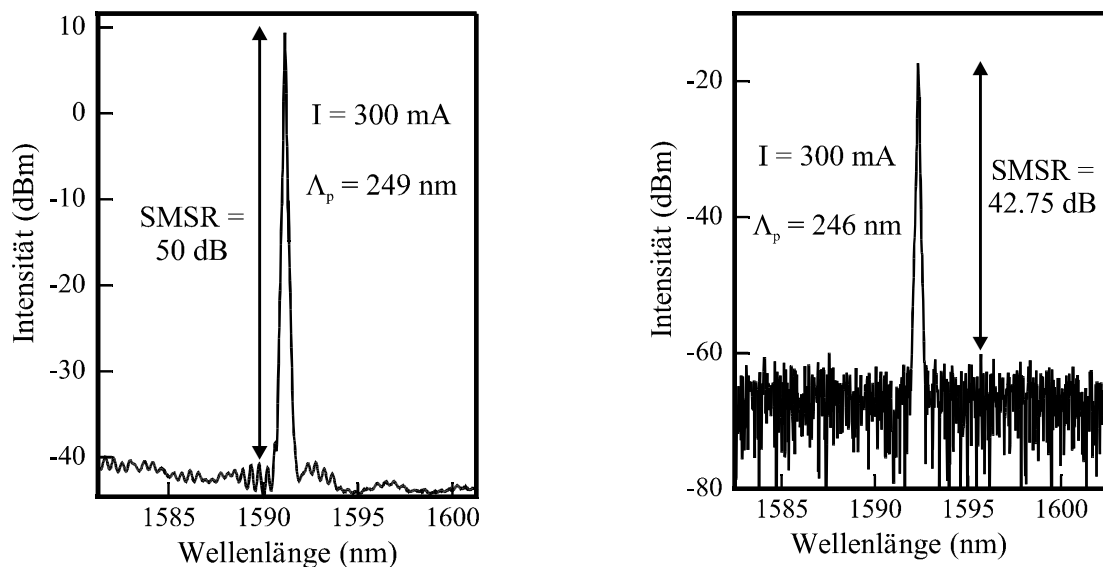


Abb. 5.4 Vergleich der Spektren zwischen LS und AS.

In Abb. 5.4 sind die Spektren eines DFB-Lasers, aus dem Array, mit einer Gitterperiode $\Lambda = 249$ nm von der LS als auch von der AS gezeigt. Deutlich zu erkennen ist, dass in beiden Fällen eine dominante Mode im Spektrum existiert. Für den Fall des Spektrums aus der LS ist das Signal sehr stark und deutlich ausgebildet. Man erkennt die FP-Moden des Lasers mit Intensität von -40 dBm und eine dominante Hauptmode, deren Lage durch die Gitterperiode auf rund 1591 nm bei 300 mA Betriebsstrom festgelegt wird. Die SMSR für die LS beträgt 50 dB. Die Ursache für die starke Dominanz der Hauptmode liegt in der sehr schwachen Ausbildung der FP-Moden aufgrund des Fehlens einer zweiten Reflektionsfacette mit einer Reflektivität von 30% . Aus dem Modenabstand der FP-Moden $\Delta\lambda = 0.4$ nm kann eine Abschätzung der realen Laserkavitätslänge zu 950 μm gemacht werden. Somit kommt es bei diesem Array, wie bei den DBR-Lasern siehe Kapitel 2, durch die exponentielle Abnahme des Lichtfeldes im passiven Wellenleiter zu einer Ausbildung einer virtuellen Reflexionsstelle gut 50 μm im passiven Wellenleiter. Im Vergleich dazu weist das Spektrum auf der AS ein stark verrauschtes Verhalten auf. Da auf dieser Seite des Bauteils die gespaltene Facette nicht zum Resonator beiträgt, ist die Ausbildung der FP-Moden so stark unterdrückt, dass sie nicht im verrauschten Untergrund beobachtbar sind. Aufgrund der 2 mm langen passiven Wellenleiterstrecke und der Absorption in diesem befindet sich der spektrale Untergrund im Rauschen des Spektrums. Die Empfindlichkeit des Spektrometers reicht nicht mehr aus, um diesen zu detektieren. Die Hauptmode besitzt jedoch genügend Intensität, um eine SMSR von über 42 dB zu erreichen. Die Lage der Emissionsmode ändert sich nicht und ist über den Betriebsstrom von 300 mA festgelegt. Die spektrale Leistung zwischen LS und AS ist nicht vergleichbar, da die Justagegenauigkeit für die verwendete Multimodeglasfaser bei geringen Leistungen begrenzt ist. Daher ist ein Leistungsvergleich nur über die P-I-Kennlinien, Abb. 5.2, möglich.

5.1.4 Arraybetrieb

Alle vorher präsentierten Ergebnisse sind Grunddaten eines Laser, aber nicht das Gesamtergebnis des Laser-Arrays. Die Gesamtpformance des Arrays spiegeln die nun vorgestellten Daten wieder. Dazu wurden alle 4 Laser simultan betrieben und die Kenndaten sowie die spektralen Daten auf der AS untersucht.

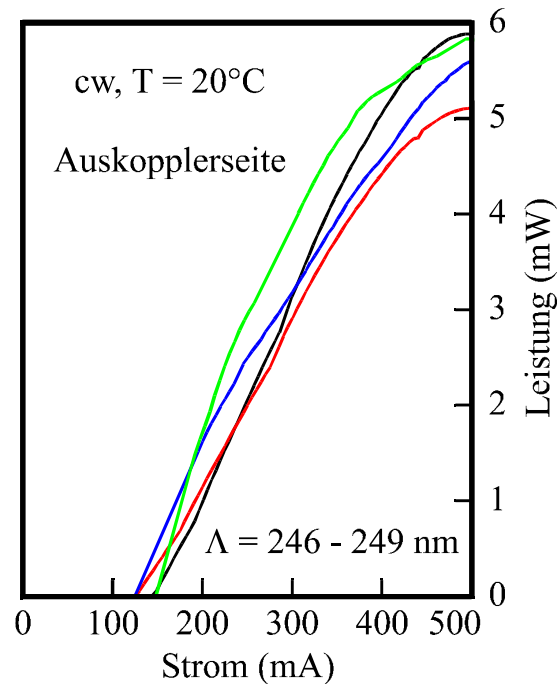


Abb. 5.5 *P-I-Kennlinien der vier DFB-Laser auf der AS im simultanen Betrieb.*

Abb. 5.5 zeigt die Kenndaten der vier Laser auf der AS. Wie schon in Abb. 5.3 für den Optimumbereich gezeigt, variiert der Schwellenstrom und die Ausgangsleistung für die vier verwendeten Laser nur gering. So konnten für jeden Laser eine Ausgangsleistung von über 5 mW bei 500 mA Betriebsstrom erzielt werden. Von größtem Interesse aber waren die spektralen Eigenschaften, wenn alle Laser gleichzeitig betrieben wurden. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf der Monomodigkeit, da eine Wechselwirkung der einzelnen Moden untereinander innerhalb des Wellenleiters nicht ausgeschlossen werden konnte. Die experimentellen Ergebnisse zeigten keine Wechselwirkung der Moden untereinander, wie in Abb. 5.6 zu erkennen ist. Jede Mode emittiert auf der für die Gitterperiode typischen Wellenlänge und sie sind deutlich voneinander getrennt. Der Abstand untereinander ist mit 6 nm typisch für einen Gitterperiodenabstand von 1 nm bei einem effektiven Brechungsindex von rund 3.2. Alle Moden weisen eine SMSR von mehr als 40 dB auf.

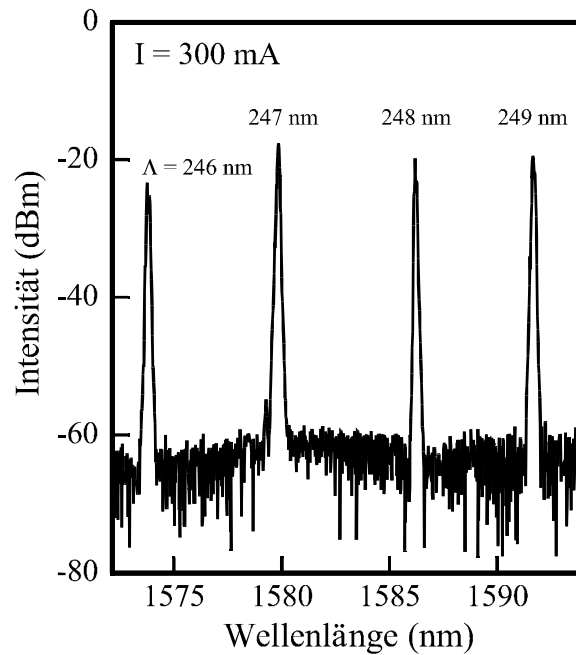


Abb. 5.6 Spektrum auf der AS bei simultanem Betrieb der vier DFB-Laser.

Zusammengefasst kann gesagt werden, dass das präsentierte DFB-Laser Array-Bauelement gute elektrische und spektrale Eigenschaften für beide Auskoppelrichtungen aufweist. Die Verwendung einer Laserstruktur zur Definition des Laser- und Wellenleiterbereiches ermöglicht eine einfache und unkomplizierte Herstellung, ohne dass zusätzliche selektive Überwachungsstufen notwendig sind. Das Problem der erhöhten Absorption im passiven Wellenleiterbereich kann durch die gezielte Verstimmung der Emissionswellenlänge mittels größerer Gitterperioden reduziert werden. Die Ausgangsleistungen auf der AS mit 6 mW erfüllen den geforderten 1 mW Leistungsstandard. Die spektralen Eigenschaften zeigen stabile Monomodigkeit für jede geführte Mode ohne irgendeine Wechselwirkung untereinander mit $\text{SMSR} > 30 \text{ dB}$.

5.2 DBR-Laser auf Quantenfilm-Laserstrukturen

5.2.1 Prinzip

Neben den in schon vielen Veröffentlichungen vorgestellten DFB-Laser Konzepten [Kam 99, Kön 99, Ren 00], bei denen der Verstärkungsbereich identisch mit dem frequenzselektiven Rückkopplungsgitterbereich ist, gibt es ebenfalls die Möglichkeit diese beiden Bereiche voneinander zu trennen. Dieses Prinzip ist weitläufig als DBR-Laser bekannt. Das allgemeine Prinzip wurde in dieser Arbeit auf das laterale Kopplungsprinzip übertragen und untersucht. Ausgehend von einem DFB-Laser mit angeschlossenem Wellenleiter wurden die Untersuchungen durch Umkehr der Strominjektion begonnen. Dabei stellte sich heraus, dass der DBR-Laser über ein weitaus größeres Potential zur Verbesserung der Emissionseigenschaften gegenüber dem DFB-Laser besitzt [Bac 00]. In diesem Abschnitt werden das Prinzip, die statischen und die dynamischen Eigenschaften der DBR-Laser als ein weitumfassender Überblick vorgestellt und diskutiert. Das verwendete DBR-Prinzip kann auf zwei Typen begrenzt werden: Erstens den 2-Sektions-DBR-Laser (2-S-DBR) und zweitens den 3-Sektions-DBR-Laser (3-S-DBR), der eine spezielle Variante des 2-Sektions Lasers darstellt. Abb. 5.7 stellt das 2-S-DBR-Prinzip dar. Die erste Sektion, die Lasersektion, dient zum Betrieb des Lasers und ist somit für die elektrischen Eigenschaften verantwortlich.

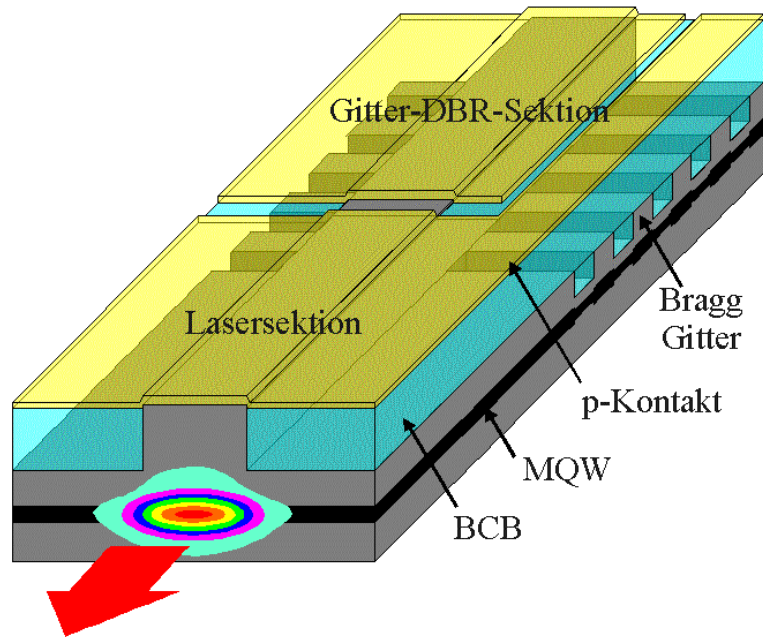


Abb. 5.7 Schematische Darstellung des 2-S-DBR-Laser Prinzips.

Die Spaltfacette auf der Lasersektionsseite ist die Hauptauskoppelfacette des Lasers und wird in der weiterführenden Diskussion standardmäßig verwendet. Falls nicht explizit darauf hingewiesen wird, wurden alle präsentierten Daten aus dieser Facette gewonnen. Die zweite Sektion die Gittersektion, in der sich das laterale Gitter befindet, dient als frequenzselektive Rückkopplungssektion. Die Emissionswellenlänge des Lasers korreliert über die Bragg-Bedingung (Gl. 2.23) mit der Gitterperiode des lateralen Gitters. Für alle gemessenen Laser jeglicher Längenkombination konnte festgestellt werden, dass die Spaltfacette an der Gittersektion zur Rückreflexion mit beiträgt. Zusammenfassend kann gesagt werden das die Gittersektion für die stabilen spektralen Eigenschaften der DBR-Laser verantwortlich ist.

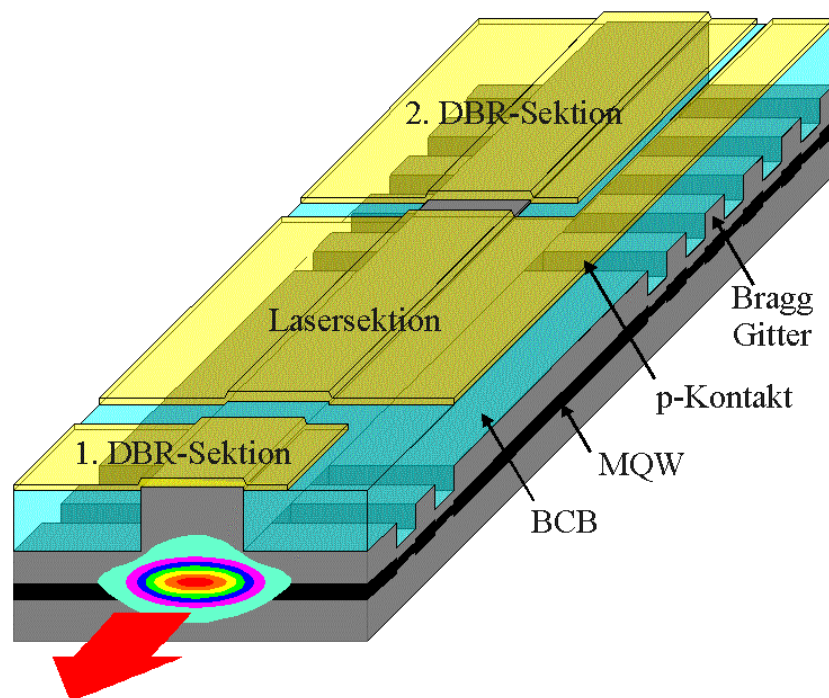


Abb. 5.8 Schematische Darstellung des 3-S-DBR-Laser Prinzips.

In Abb. 5.8 ist das 3-S-DBR-Laser Prinzip dargestellt. Es unterscheidet sich von vorherigen Prinzip nur dadurch, dass die Spaltfacette auf der Laserseite durch eine zusätzliche kleine Gittersektion mit Spaltfacette ersetzt wurde. Durch die Verwendung dieser zusätzlichen Gittersektion kann der Reflexionsgrad der Laserfacette von 30 % auf Werte $> 30 \%$, abhängig von der Länge dieser Sektion, erhöht werden. Die erhöhte Reflektivität an der Laserfacette führt zu einem Anstieg des Q-Faktors des Resonators, was sich wiederum auf die elektrischen und spektralen Eigenschaften auswirkt.

In den folgenden Abschnitten werden die statischen Eigenschaften dieser beiden Typen vorgestellt, diskutiert und miteinander verglichen. Als Ausgangsbasis für die Herstellung der Laser dienen zwei Proben von Alcatel, die Probe mit der Nummer A52180 (8 QWs), die sich durch ihre sehr guten HF-Ausgangsdaten auszeichnet und die Probe A72091 (4 QWs), welche niedrige Schwellenströme und hohe Effizienzen aufweist.

5.2.2 Statisches Verhalten

5.2.2.1 Kenndaten

Der erste Schritt zur Charakterisierung der DBR-Laser ist die Untersuchung der elektrischen Eigenschaften mittels des cw-Messplatzes, um einen Überblick über die allgemeine Funktionsfähigkeit der Laser zu erhalten. Die dafür wichtigen Parameter sind der Schwellenstrom I_0 , die Effizienz η und die Ausgangsleistung P . In Abb. 5.9 sind die P-I-Kennlinien mit zugehöriger SMSR-Auftragung für einen 2-S-DBR- (a) und einen 3-S-DBR-Laser (b) aufgezeigt.

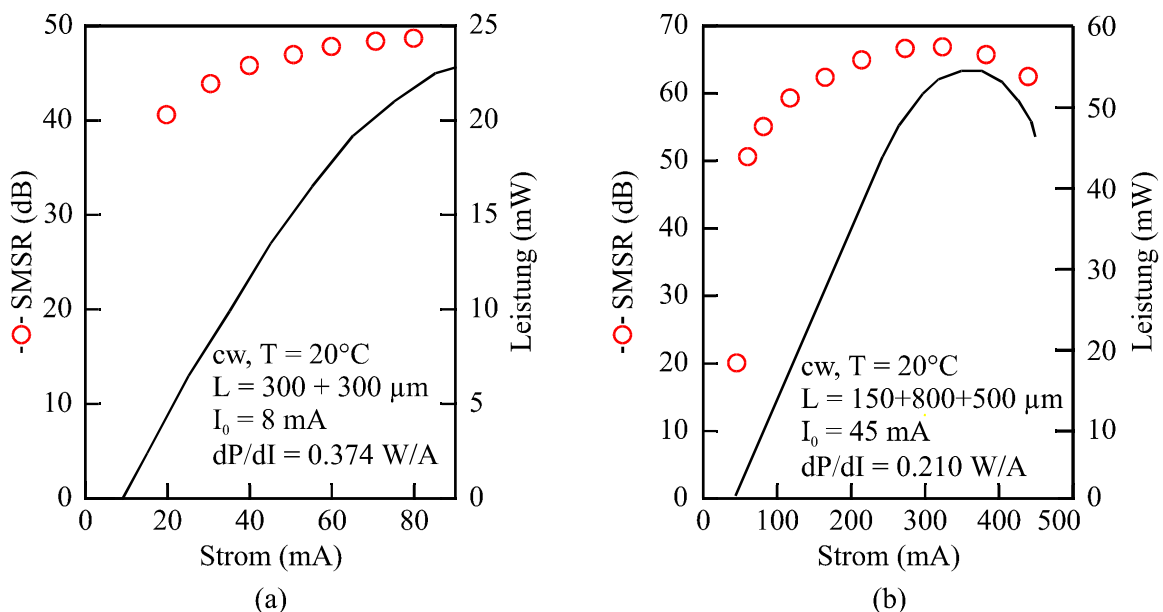


Abb. 5.9 P-I-Kennlinien und SMSR für einen 2-S (a) und einen 3-S-DBR-Laser (b).

Da die präsentierten Laser aus mehreren Sektionen unterschiedlicher Länge bestehen, ist eine nomenklatorische Vereinfachung notwendig. Die unterschiedlichen Längen der Laser werden wie folgt in der Bezeichnung aufgeführt:

Für die 2-S-DBR-Laser: Länge der Lasersektion L_A (μm) + Länge der Gittersektion L_G (μm), z.B.: $L_A = 300 \mu\text{m} + L_G = 300 \mu\text{m} \Rightarrow 300+300\text{-DBR-Laser}$.

Für die 3-S-DBR-Laser wird zu erst noch die Länge der ersten Gittersektion hinzugefügt, z.B.: $L_{G1} = 100 \mu\text{m} + L_A = 300 \mu\text{m} + L_{G2} = 300 \mu\text{m} \Rightarrow 100+300+300\text{-DBR-Laser}$.

In Abb. 5.9a ist die P-I-Kennlinie eines 300+300-DBR-Laser dargestellt. Der Laser weist einen Schwellenstrom $I_0 = 8 \text{ mA}$, eine Effizienz $\eta = 0.374 \text{ W/A}$ und eine Leistung $P = 22 \text{ mW}$ bei cw-Betrieb und $T = 20^\circ\text{C}$ auf. Diese Werte stellen in jedem Bereich außergewöhnlich gute Werte im Vergleich zu DFB-Lasern dar. Der sehr geringe Schwellenstrom beruht auf 3 Ursachen. Erstens der geringen Länge der Lasersektion, das Schwellenstromminimum von FP-Lasern mit $R = 30\%$ liegt bei $300 \mu\text{m}$. Die zweite Ursache, ist die Trennung von Verstärkungs- und Gitterbereich bei den DBR-Lasern. Die implantierten Gitter führen zu einer Erhöhung der internen Absorption im Laser. Da das Gitter sich im passiven Gitterbereich befindet und die Intensität und der Überlapp des optische Feldes mit diesem Bereich wesentlich geringer als im DFB-Laser Fall ist, trägt dies zur Reduktion des Schwellenstromes bei. Die dritte Ursache, ist die Verwendung einer Laserstruktur mit 4 QWs anstatt mit 8 QWs. Die Halbierung der Anzahl der QWs ergibt eine weitere Reduktion des Schwellenstromes, siehe Gleichung 2.9.

Die hohe Effizienz kann ebenfalls durch die Reduktion der Absorption und die verstärkte Auskopplung aus der vorderen Facette erklärt werden. Mit Hilfe von Transfermatrix-Rechnungen konnte eine Reflektivität für eine $300 \mu\text{m}$ langen Gittersektion unter Berücksichtigung der Facettenreflektivität $R = 30\%$ von 82% bestimmt werden. Diese Bündelung des Laserlichtes aus einer Facette hat einen Anstieg der Effizienz und natürlich auch der Leistung zur Folge, was in der Abbildung deutlich zu erkennen ist. Weiterhin kann aus dem Graphen entnommen werden, dass die SMSR im ganzen Betriebsbereich größer als 40 dB ist und dass die Ausgangsleistung auf ungefähr 25 mW durch die thermische Belastung (roll-over) limitiert ist.

Zum Vergleich dazu ist in Abb. 5.9b die P-I-Kennlinie eines 150+800+500 3-S-DBR-Lasers abgebildet. Er weist einen Schwellenstrom von $I_0 = 45 \text{ mA}$, eine Effizienz $\eta = 0.210 \text{ W/A}$ und eine Leistung $P = 55 \text{ mW}$ unter gleichen Bedingungen auf. Der höhere Schwellenstrom ist dimensionsbedingt und auch durch die Gitterperiode mit beeinflusst. Auf diese beiden Effekte wird im nächsten Abschnitt speziell eingegangen. Die geringere Effizienz lässt sich durch die zusätzliche Gittersektion und die längere Hauptgittersektion (höhere Absorption) erklären. Ursache für die doppelt so hohe Ausgangsleistung sind größeres aktives Volumen ($800 \mu\text{m}$ anstatt $300 \mu\text{m}$) und die Erhöhung der Reflektivität der vorderen Auskoppelfacette, durch das zusätzliche Gitter. Die Erhöhung der Reflektivität führt zu einer längeren Verweildauer der Photonen im Laser und damit steigt die Wahrscheinlichkeit der stimulierten Rekombination und somit die Laserleistung. Aus den Daten der SMSR ist zu erkennen, dass dieser Typ Laser eine sehr hohe SMSR von über 65 dB für den kompletten Betriebsbereich aufweist. Ursache dafür ist die starke Unterdrückung der FP-Modenausbildung durch die zusätzliche Gittersektion.

5.2.2.2 Dimensionsabhängiges Verhalten

Wie schon in Abb. 5.9 zu erkennen ist, ist der Schwellenstrom nicht konstant für die DBR-Laser. Er ist natürlich wie bei jedem anderen Halbleiterlasertyp (FP, DFB, ...) von der Länge des Lasers abhängig. Zusätzlich dazu spielt jedoch bei monomodigen Lasern noch die Gitterperiode eine entscheidende Rolle. Dabei handelt es sich um die Lage der DFB- oder DBR-Mode, die durch die Gitterperiode bestimmt wird, im Vergleich zur Lage des Verstärkungsspektrums der Laserstruktur. Aufgrund der Zunahme der Gitterperiode kommt es zu einer Rotverschiebung der Wellenlänge nach Gl. 2.23. Dies wiederum bedeutet eine Abnahme des Überlapps der DFB- oder DBR-Mode mit dem Verstärkungsspektrum, was zu einer Reduktion der Verstärkung der Mode führt. Erst eine Rotverschiebung des Verstärkungsspektrums durch die Erwärmung des Lasers ermöglicht für größere Gitterperioden eine ausreichend hohe Verstärkung der DFB- oder DBR-Mode. Diese Erwärmung findet ihre

Ursache in der Strominjektion und somit ist ersichtlich, dass der Schwellenstrom, die Schwellenverstärkung, für größere Gitterperioden zunimmt. In Abb. 5.10 ist das diskutierte Verhalten der DBR-Laser aufgezeigt. In Abb. 5.10a wird ein Vergleich zwischen DBR-Lasern mit 700 μm langen aktiven Sektionen, DFB-Lasern mit 700 μm Länge und DFB-Lasern der gleichen Länge und einem zusätzlichen passiven Bereich gezeigt. In Abb. 5.10b ist eine spezieller Vergleich von DBR-Lasern unterschiedlicher Dimensionen, Variation des aktiven Bereiches und der Gittersektion, dargestellt.

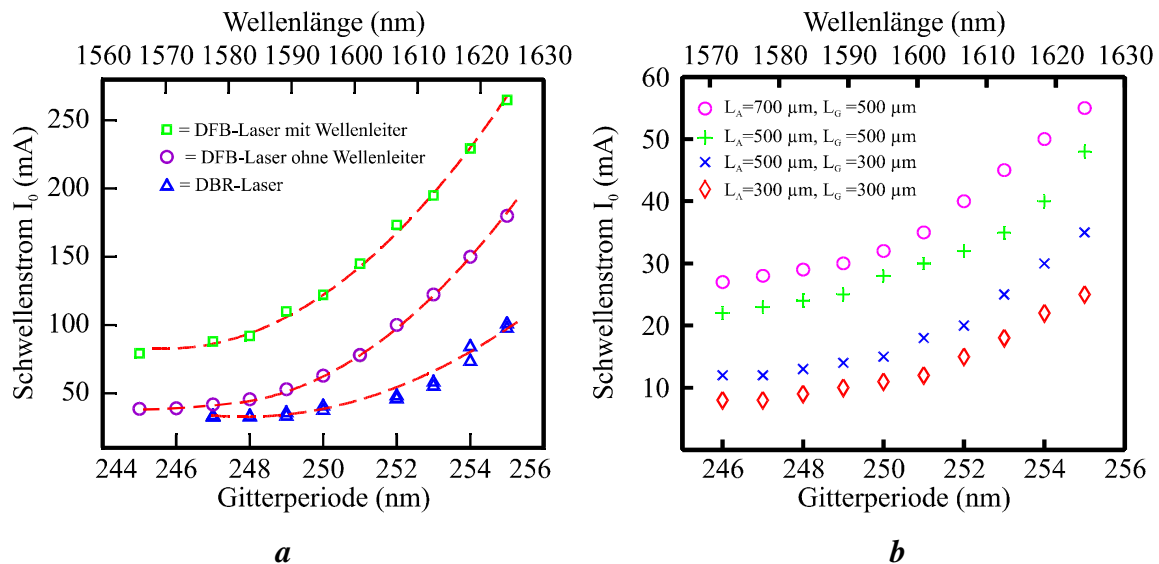


Abb. 5.10 Abhängigkeit des Schwellenstromes von der Art des Lasers (a) und den Dimensionen des DBR-Lasers (b).

Deutlich zu erkennen in Abb. 5.10a ist, dass der DBR-Laser eine wesentlich geringere Abhängigkeit des Schwellenstromes von der Gitterperiode aufweist als ein DFB-Laser oder ein DFB-Laser mit Wellenleiter. Der Grund dafür beruht auf zwei Ursachen. Auf der einen Seite bewirkt die Implantation der Gitter im aktiven Bereich (DFB-Laser) eine Erhöhung der inneren Absorption. Dies spiegelt sich auch im höheren Schwellenstrom eines DFB-Lasers gegenüber eines FP-Lasers wieder. Beim DBR-Laser ist das Gitter hingegen im passiven Gitterbereich, in dem einerseits die Intensität des optischen Feldes wesentlich geringer ist und sie andererseits, aufgrund der hohen Reflexionswirkung des Gitters, nur auf einer bestimmten Länge des Gitters zum tragen kommt. Eben diese hohe Reflexion des Gitters, ist der zweite und entscheidende Grund für die niedrigen Schwellenströme der DBR-Laser. Während im Vergleich zwischen den DFB-Lasern mit und ohne Wellenleiter, jener mit Wellenleiter aufgrund der fehlenden zweiten Facette einen bis zu doppelt so hohen Schwellenstrom als der normale DFB-Laser aufweist, besitzt der DBR-Laser sogar einen niedrigeren Schwellenstrom. Geht man von einer leichten Aufweitung des Strompfades unterhalb des RWGs aus, so kann man bei den DFB-Lasern neben den oben erwähnten höheren optischen Absorptionsverlusten im Gitterbereich, aufgrund des manipulierten Kristallgitters, auch von einer verstärkten Ladungsträgerabsorption bzw. nichtstrahlenden Rekombinationsrate ausgehen. Ferner erleichtert die implantations- und ausheilbedingte Aufweichung der Potentialtöpfe eine Reemission der Ladungsträger aus den Potentialtöpfen. Beide Effekte kommen bei höheren Ladungsträgerdichten, d.h. bei höheren Pumpströmen, stärker zum tragen und äußern sich in Abb. 5.10a durch das Ansteigen der DFB- und DBR-Schwellenströme bei Verstimmung der Emissionswellenlänge aus dem Verstärkungsmaximum hinzu höheren Wellenlängen.

Im Vergleich dazu ist in Abb. 5.10b zu erkennen, dass durch eine Reduktion der Länge der aktiven Sektion und der Gittersektion ebenfalls eine signifikante Reduktion des Schwellenstromes, im Falle eines DBR-Lasers, zu erreichen ist. Bei Gitterperioden kleiner als

248 nm konnte eine Sättigung des Schwellenstromes erzielt werden, da die Emissionswellenlänge < 1585 nm mit der Lage der Verstärkungskurve, Maximum bei 1570 nm, nahezu identisch ist. Für Gitterperioden > 248 nm ergibt sich ein eher exponentiell ansteigendes Verhalten des Schwellenstromes. So unterscheidet sich bei einem 300+300-DBR-Laser der Schwellenstrom zwischen $\Lambda = 246 - 255$ nm von 8 und 22 mA.

Die Gründe für die Abnahme des Schwellenstromes mit kleiner werdende Lasersektionslängen beruht auf zwei Effekten. Erstens auf der Verringerung der Lasersektion und zweitens auf der Reduktion des passiven Gitterbereiches. Betrachtet man als erstes die Reduktion von L_A , so bewegen sich die Längen von $L_A = 700 \Rightarrow 300$ μm , auf der Schwellenstromfunktion (Gl. 4.6) für unvergütete FP-Laser zum Schwellenstromminimum hin, welches ungefähr bei 300 μm liegt. Daraus erklärt sich die Abnahme des Schwellenstromes bei DBR-Lasern mit kürzeren Lasersektionslängen. Bei allen hergestellten DBR-Lasern zeigt sich, dass die komplette Gittersektion, einschließlich der Spaltfacette am Ende des Gitterbereiches, zur Reflexion beiträgt. Dieser Aspekt verdeutlicht, dass die gesamte Länge der Gittersektionslänge L_G zum Laser gehört. Da die Verluste längenabhängig sind, ist ersichtlich, dass eine Reduktion der passiven Gittersektion im Prinzip schon zu einer Erniedrigung des Schwellenstromes führt. Zusätzlich dazu kommt noch die erhöhte Absorption durch das laterale Gitter, wie weiter oben schon ausführlich diskutiert wurde, was den Effekt der Längenreduktion von L_G noch stärker ausfallen lässt. Beim Vergleich der DBR-Laser mit $L_A = 500$ μm ist dieser größere Sprung deutlich zu erkennen. Zusammenfassend kann ausgesagt werden, dass durch die Verwendung des DBR-Laserkonzeptes eine Reduktion des Schwellenstromes gegenüber den DFB-Lasern möglich ist und, dass der DBR-Laser eine schwächere Abhängigkeit des Schwellenstromes gegenüber der Gitterperiode aufweist. Diese beiden Punkte stellen eine Verbesserung der elektrischen Eigenschaften gegenüber den DFB-Lasern dar.

5.2.2.3 Temperaturverhalten

Wie schon im vorhergehenden Kapitel erwähnt werden die Laser im kommerziellen Einsatz verschiedensten äußeren Einflüssen (T, p, ..) ausgesetzt. Somit sind die elektrischen Eigenschaften bei verschiedenen Betriebsbedingungen ein wichtiges Charakterisierungskriterium für Halbleiterlaser, die im kommerziellen Einsatz betrieben werden sollen. Als Basischarakterisierung dient die Aufnahme von Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen, um den Einfluss dieser auf die elektrischen Eigenschaften wie Schwellenstrom und Ausgangsleistung zu bestimmen.

In Abb. 5.11 sind die gemessenen P-I-Kennlinien für die beiden in den vorherigen Abschnitten erwähnten 2-S- und 3-S-DBR-Laser gezeigt. Der 2-S-Laser in Abb. 5.11a weist einen Schwellenstrombereich $I_0(10^\circ\text{C}) = 7$ mA bis $I_0(70^\circ\text{C}) = 19$ mA auf. Die Ausgangsleistung nimmt von 25 mW auf 10 mW ab, jedoch bei nahezu konstanter Effizienz 0.38 – 0.35 W/A. Zur Erklärung der Effekte sei wieder auf Kapitel 4 verwiesen, wo eine ausführliche Erklärung gegeben wurde. Die geringe Variation der Effizienz deutet auf eine geringe Abnahme des internen Wirkungsgrades hin. Die Zunahme des Schwellenstromes beruht auf dem Anstieg der internen Absorption, welche direkt proportional zu T ist, fällt aber im Vergleich zu DFB-Lasern geringer aus. Ursache hierfür ist die Trennung von Verstärkungs- und Gitterbereich. Die frühe Sättigung der Ausgangsleistung (roll-over) ist auf die geringe Lasergröße (600 μm) und die ungenügende Wärmeabkopplung zurückzuführen.

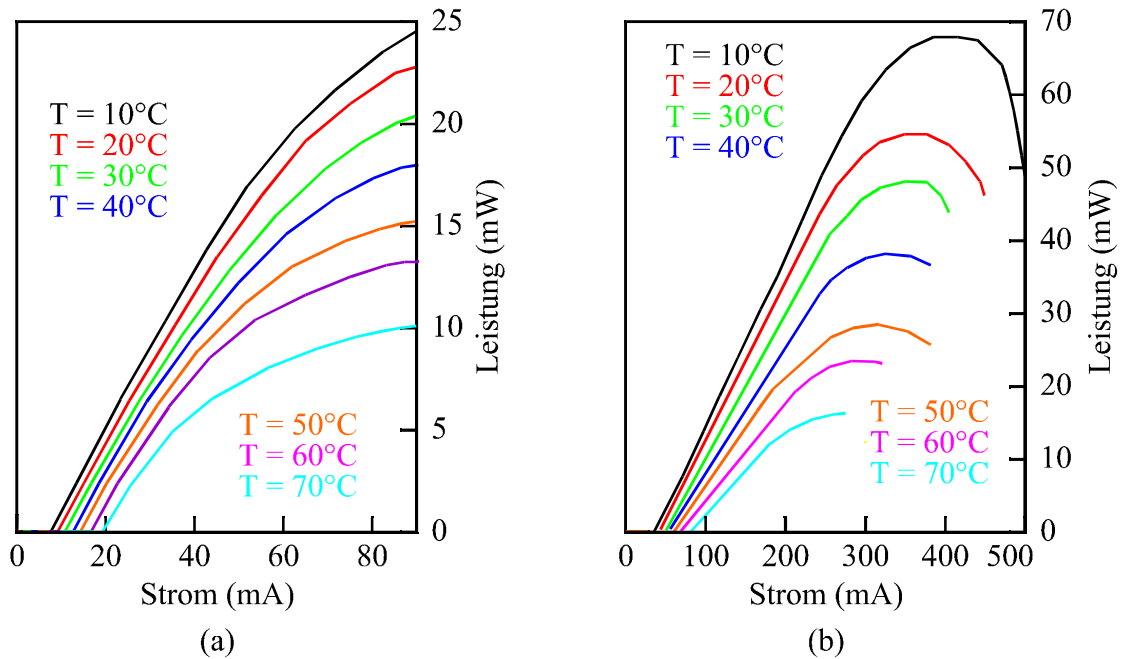


Abb. 5.11 Temperaturverhalten eines 2-S- (a) und eines 3-S-DBR-Lasers (b).

Im Vergleich dazu weist der 3-S-DBR-Laser einen Schwellenstrombereich $I_0(10^\circ\text{C}) = 42\text{ mA}$ bis $I_0(70^\circ\text{C}) = 90\text{ mA}$ auf. Die Ausgangsleistung variiert zwischen 68 mW (10°C) und 18 mW (70°C). Weiterhin ist zu erkennen, dass aufgrund der inneren thermischen Belastung die Leistung des Lasers begrenzt ist. Durch die größere Bauteillänge ergibt sich eine bessere thermische Anbindung des Lasers an den Probenstisch. Dadurch kann ein größerer Anteil der entstehenden Wärme abgeführt werden. Das größere aktive Volumen, die erhöhten Reflexionswerte, aufgrund der beiden Gittersektionen, und die eben erwähnte bessere thermische Anbindung führen zur signifikanten Leistungssteigerung gegenüber dem 300+300-DBR-Laser. Der Umkehrpunkt verlagert sich von 350 mA (10°C) nach 250 mA (70°C). Dafür weist dieser Laser eine größere Abnahme der Effizienz $0.25 - 0.17\text{ W/A}$ als der 2-S-DBR-Laser auf. Generell kann ausgesagt werden, dass das DBR-Prinzip die Realisierung von temperaturstabilen, effizienten und leistungsstabilen Halbleiterlasern erlaubt, die zusätzlich eine geringe Variation des Schwellenstromes aufweisen.

5.2.2.4 Spektrales Verhalten

Da natürlich die spektralen Eigenschaften neben den elektrischen Eigenschaften eine entscheidende Rolle spielen, wurden diese mittels des Spektrometers am cw-Messplatz untersucht. Als Richtwert für Telekommunikationsanwendungen gelten 30 dB SMSR . Wie schon in den Kennlinien aus Abschnitt 5.2.2.1 zu entnehmen ist, weisen die DBR-Laser, egal welcher Gitterperiode, $\text{SMSR} > 40\text{ dB}$ auf. Aber nicht nur die SMSR spielte bei der Untersuchung der Spektren eine Rolle, sondern auch der Modenabstand der FP-Moden, da über deren Abstand eine Aussage getroffen werden kann, welche Kavitätslänge als Resonator genutzt wird. Dies gibt eine Aussage darüber, ob sich eine virtuelle Reflexionsstelle innerhalb der Gittersektion ausbildet, oder ob die komplette Länge des Lasers als Resonator ausgenutzt wird. Dies hat weitreichende Auswirkungen auf die später erläuterten HF-Eigenschaften und bestimmt auch die Reflektivität der Gittersektion. In Abb. 5.12 sind die Spektren des 2-S- und 3-S-DBR-Lasers abgebildet. Abb. 5.12a zeigt das Spektrum des 2-S-DBR-Lasers bei 70 mA Betriebsstrom. Der Laser mit einer Gitterperiode $\Lambda = 246\text{ nm}$ emittiert entsprechend bei 1570 nm , in Übereinstimmung mit Gleichung 2.23. Er weist bei 20°C Betriebstemperatur und cw-

Betrieb eine SMSR = 48 dB auf. Aus dem Abstand der FP-Moden $\Delta\lambda$, kann mit Hilfe von Gleichung 2.18 auf die Kavitätslänge L des Lasers geschlossen werden. Bei diesem Laser ergab sich eine Länge $L = 600 \mu\text{m}$, welche mit der gespaltenen Länge sehr gut übereinstimmt. Aus diesem Wert kann zurückgeschlossen werden, dass beide Facetten zur Rückkopplung beitragen und sich somit keine virtuelle Reflexionsstelle innerhalb des Gitters ausbildet. Diese Aussage wird ebenfalls durch die starke Ausbildung der FP-Moden untermauert.

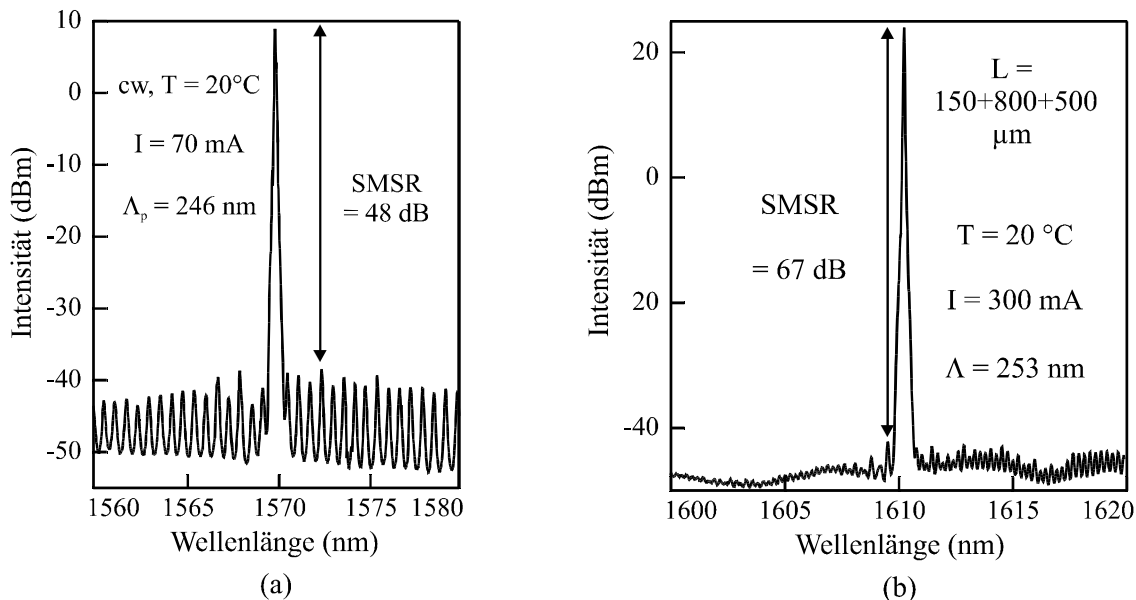


Abb. 5.12 Spektren eines 2-S- (a) und eines 3-S-DBR-Lasers (b).

Abb. 5.12b zeigt das Spektrum des 3-S-DBR-Lasers mit einer Gitterperiode von 253 nm. Das Spektrum wurde bei einem Betriebsstrom von 300 mA bei Raumtemperatur und bei cw-Betrieb aufgenommen. Der Laser erreicht bei diesen Betriebsbedingungen eine SMSR von 67 dB. Dieser außerordentlich hohe Wert der SMSR ist auf die große Gitterperiode, die beiden Rückkopplungsgitter, deren Länge und die äußerst geringe Ausbildung der FP-Moden zurückzuführen. Aus dem FP-Modenabstand $\Delta\lambda = 0.28 \text{ nm}$ ergibt sich eine Kavitätslänge $L = 1450 \mu\text{m}$, was bedeutet, dass der gesamte Resonator zum Laser beiträgt. Der Anteil der Rückfacette an der Gesamtreflektivität der hinteren Gittersektion ist aufgrund der Länge $L_G = 500 \mu\text{m}$ im Verhältnis gering. Das unterdrückt eine starke Ausbildung der FP-Moden wie für den 300+300-DBR-Laser. Aufgrund der erhöhten Reflektivität der beiden Gitter und der hohen Ausgangsleistung (300 mA = 52 mW), ist der Hauptanteil der Leistung in der Hauptmode gebündelt (22 dBm). Der spektrale „Untergrund“ ist mit -50 dBm gleich dem aus Abb. 5.12a.

Neben den Spektren bei bestimmten Betriebsströmen ist natürlich auch das spektrale Verhalten im gesamten Betriebsbereich von großer Bedeutung. Hierzu wurden die Spektren jeweils im gepulsten- und im cw-Betrieb gemessen. Die gepulsten Messungen erlaubten den Einblick auf den Einfluss der Temperatur auf die spektrale Position der Emissionswellenlänge, da durch den gepulsten Betrieb eine innere Erwärmung der Laser vermieden werden kann. Die cw-Messungen gestatten die Untersuchung der Wellenlängen- und SMSR-Stabilität, sowie einen Überblick über den Emissionsbereich des Lasers für den gesamten Betriebsbereich. Durch die Kombination beider Messungen kann eine Abschätzung der inneren Temperatur des Lasers im cw-Betrieb gegeben werden. In Abb. 5.13 ist das spektrale Verhalten eines 1000+300-DBR-Lasers und des 150+800+500-DBR-Lasers abgebildet. Abb. 5.13a zeigt den 2-S-DBR-Laser, in diesem Fall dient ein 1000+300 DBR-Laser mit einer Gitterperiode $\Lambda = 246 \text{ nm}$ als Beispiel, da dieser Laser einen besonders großen Betriebsbereich aufweist. Dieser liegt zwischen dem Schwellenstrom $I_0 = 75 \text{ mA}$ und dem

Stromwert an dem der Laser erlischt $I = 875 \text{ mA}$, das entspricht einen Strombereich von 800 mA und ungefähr dem 12fachen des Schwellenstromes.

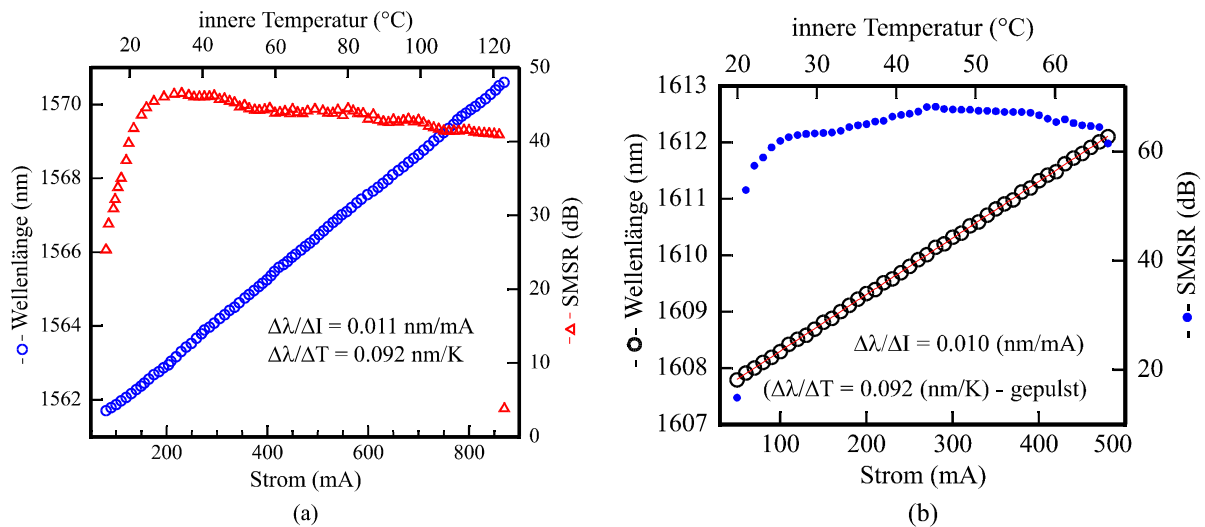


Abb. 5.13 Gesamtes spektrales Verhalten eines 2-S- (a) und eines 3-S-DBR-Lasers (b) im cw-Betrieb.

Wie in dem Graphen zu erkennen ist, verschiebt die Emissionswellenlänge linear ohne Sprünge durch den Anstieg des Betriebsstromes zu höheren Wellenlängen mit einem Faktor $\Delta\lambda/\Delta I = 0.011 \text{ nm/mA}$. Das entspricht bei einem Betriebsbereich von 800 mA einer Verschiebung in der Wellenlänge von 9 nm . Bei diesem Laser ändert sich die Wellenlänge von 1561.8 auf 1570.8 nm . Anhand der roten Dreiecke im Graphen ist zu erkennen, dass die SMSR für den gesamten Bereich größer als 40 dB ist. Aus den gepulsten Messungen bei verschiedenen Temperaturen ergab sich ein Verschiebungsfaktor der Wellenlänge mit der Temperatur von $\Delta\lambda/\Delta T = 0.092 \text{ nm/K}$, was ein typischer Standardwert für InGaAsP/InP-Laser ist. Aus der Verknüpfung der beiden Faktoren ergibt sich ein Temperaturintervall für die innere Temperatur des Lasers von 18°C , für den Schwellenstromwert, bis 121°C für den Stromwert des Erlöschens des Lasers. Dies bedeutet, dass der Laser im gesamten Betriebsbereich eine Temperaturvariation von 103 K durchläuft, was auf eine sehr hohe thermische Belastbarkeit des Lasers hindeutet. Die innere Temperatur ist an der oberen x-Achse aufgetragen. In Abb. 5.13b ist der 3-S-DBR-Laser gezeigt. Er weist einen Betriebsbereich von 450 mA auf mit einem Verschiebungsfaktor der Wellenlänge mit dem Strom von $\Delta\lambda/\Delta I = 0.010 \text{ nm/mA}$. Der Verschiebungsfaktor der Wellenlänge mit der Temperatur beträgt ebenfalls $\Delta\lambda/\Delta T = 0.092 \text{ nm/K}$. Daraus ergibt sich ein Temperaturintervall von 20°C bis 70°C , wie an der oberen x-Achse deutlich erkennbar ist. Die Emissionswellenlänge verschiebt um 4.5 nm von 1607.7 nm zu 1612.2 nm . Der Laser weist eine SMSR von über 60 dB für den gesamten Betriebsbereich auf.

Die Verschiebungsfaktoren $\Delta\lambda/\Delta I$ der beiden DBR-Laserarten betragen nur $1/3$ des Wertes von DFB-Lasern ($\Delta\lambda/\Delta I = 0.033 \text{ nm/mA}$) die auf der gleichen Probe hergestellt wurden. Dies hat wieder seinen Grund in der Trennung von Verstärkungs- und Gittersektion und der damit verbundenen Reduktion der Absorption (höhere Ausgangsleistungen und höhere Effizienzen) innerhalb der Lasersektion im Fall der DBR-Laser. Da im DFB-Laser Fall die strombedingte Aufheizung im Gitterbereich stattfindet, kommt es aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zu einer stärkeren Verschiebung der Lasermode (Gl. 2.23) als im DBR-Laser Fall. In diesem erfolgt die Erwärmung der Gitterbereiches allein durch die aus dem Laserbereich dissipierte Wärme und fällt daher wesentlich geringer aus. Die Kombination aus geringerer Wärmeproduktion (höhere Effizienzen) und die lokale Trennung der Wärmeerzeugung führen zu einer signifikanten Reduktion des Verschiebungsfaktors.

Grundsätzlich kann gesagt werden, dass das DBR-Prinzip Laser mit sehr guten spektralen Eigenschaften ermöglicht, deren Betriebsbereich ein Vielfaches des Schwellenstromes der Laser ist. Zusätzlich weisen sie einen sehr kleinen Verschiebungsfaktor mit dem Strom auf, was erst die größeren Betriebsbereiche ermöglicht. Weiterhin ergibt sich bei den Untersuchungen an den DBR-Lasern, dass immer die komplette Laserlänge zum Resonator beiträgt.

5.2.2.5 Durchstimmbarkeit der Wellenlänge

Neben den optischen und elektrischen Eigenschaften spielt auch die Reproduzierbarkeit und die exakte Einstellung und Kontrolle der Wellenlänge eine wichtige Rolle für den kommerziellen Einsatz der Laser. Hierfür wurden Laser einer Größe bei gleichen Bedingungen vermessen und die Emissionswellenlänge bestimmt. Dafür wurden alle gemessenen Laser 100 mA über dem Schwellenstrom betrieben. In Abb. 5.14 ist die Emissionswellenlänge und der Brechungsindex in Abhängigkeit von der Gitterperiode aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist das lineare Verhalten für beide Größen. Typischerweise liegt die Wellenlängenverschiebung pro 1 nm Gitterperiode im Bereich von rund 6 nm. Anhand der gemessenen Wellenlängen kann ein Wellenlängenbereich von 110 nm durch die Variation der Gitterperiode von 20 nm erreicht werden.

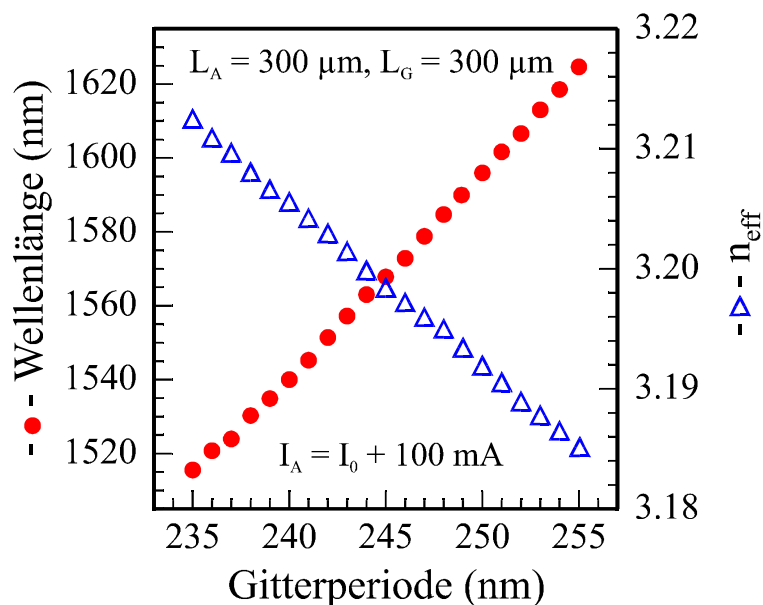


Abb. 5.14 *Abhängigkeit der Wellenlänge und des Brechungsindex von der Gitterperiode.*

Der Brechungsindex variiert für diesen Bereich zwischen 3.185 und 3.215. Aus einer Ausgleichsgeraden lässt sich eine Dispersion von $dn_{\text{eff}}/d\lambda = 0.273 \mu\text{m}^{-1}$ bestimmen.

5.2.3 Dynamisches Verhalten

Die intensive Nutzung des Internets durch die Benutzer und die ständig wachsende Nachfrage an immer schnellere Datenübertragungsraten stellen spezifische Anforderungen an die Sendemodule, sprich die Halbleiterlaser. Die Datenübertragungsraten werden durch die dynamischen Eigenschaften der Laser vorgegeben. Diese sollten möglichst direkt modulierbar und rauscharm sein bzw. hohe Modulationsfrequenzen aufweisen.

In diesem Abschnitt werden die dynamischen Eigenschaften der vorher präsentierten DBR-Laser diskutiert. Dabei wird besonders auf die Rauscheigenschaften und das Kleinsignalverhalten eingegangen. Die HF-Charakterisierung fand ausschließlich an dem in Kapitel 3 vorgestellten HF-Messplatz statt.

5.2.3.1 Rauschverhalten

Die Untersuchung der Rauscheigenschaften der Laser bietet eine gute, schnelle und einfache Analyse- und Bestimmungsmethode der Resonanzfrequenz der Laser neben der Kleinsignal-messung. Dabei wird der Laser mit einem konstanten Strom betrieben und die Schwankung seiner Ausgangsleistung beobachtet. Daraus ergibt sich ein Verhalten, welches stark an das einer direkten Modulation erinnert. Dies ist auch nicht weiter verwunderlich, da dahinter sich die gleiche Physik versteckt. Der einzigste Unterschied besteht darin, dass die Schwankungen der Ladungsträgerdichte in diesem Fall keine externe Ursache besitzen, sondern auf statistischen Schwankungen der Besetzungsinversion durch die spontane Emission zurückzuführen sind. Gegenüber der Modulationsmessung haben die RIN-Messungen aufgrund des konstanten Betriebsstromes den Vorteil, dass durch Stromzuführung und Kontakte bedingte Impedanzen keine Rolle spielen und man so die reinen Lasereigenschaften untersuchen kann.

Dazu werden zwei Messungen verwendet, als erstes das RIN-Spektrum des Lasers und als zweites das Rauschspektrum des Messaufbaus RIN_{System} . Aus der Differenz aus beiden Spektren wird das Intensitätsrauschen des Lasers RIN_{Laser} ermittelt [Shi 02].

Die Form der RIN-Kurven ist sehr stark von zwei Parametern abhängig. Diese beiden Parameter sind die Resonanzfrequenz f_R und die Dämpfung γ . Diese beiden Parameter dienen zur Abschätzung der HF-Eigenschaften. Als numerische Anpassung an die gemessenen Spektren kann folgende Funktion verwendet werden:

$$RIN = \frac{A + B\omega^2}{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + \omega^2\gamma^2}. \quad (5.1)$$

Dabei sind A, B Fitparameter und als Ergebnis erhält man $f_R = \omega_R/2\pi$ und γ .

In Abb. 5.15 sind zwei typische RIN-Spektren für zwei unterschiedliche Betriebsströme eines 1000+300 DBR-Lasers mit einer Gitterperiode von 244 nm dargestellt.

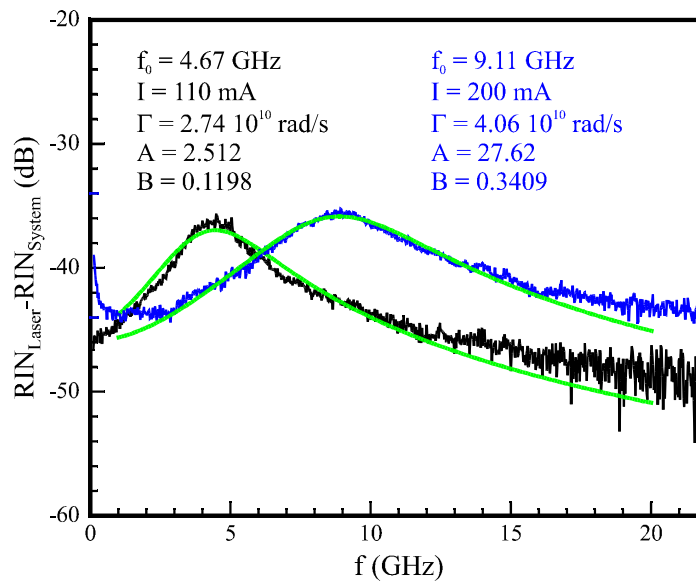


Abb. 5.15 RIN-Spektren eines DBR-Lasers für zwei Betriebsströme.

Für beide Spektren ist ein ausgeprägtes Maximum zu erkennen, welches die Resonanzfrequenz des Lasers bei diesem Betriebsstrom repräsentiert. Aus der Anpassung mit Hilfe der Funktion aus Gleichung 5.1 ergeben sich die in dem Graph gezeigten Werte für die Resonanzfrequenz und die Dämpfung. Weiterhin sind die beiden Fitparameter A und B ebenfalls mit angegeben. Beide Kurven weisen ein maximales Rauschlevel das geringer als -30 dB ist auf. Daraus ergeben sich nach Abb. 2.7 sehr gute BERs für den digitalen Datentransfer.

Man gewinnt für den Laserbetrieb bei 110 mA eine Resonanzfrequenz $f_R = 4.67 \text{ GHz}$ und eine Dämpfung $\gamma = 2.74 \cdot 10^{10} \text{ rad/s}$. Für einen Betriebsstrom von 200 mA erhöht sich die Resonanzfrequenz und die Dämpfung auf $f_R = 9.11 \text{ GHz}$ und $\gamma = 4.06 \cdot 10^{10} \text{ rad/s}$. Die höhere Dämpfung ist an dem flacheren Abfall der Resonanzfrequenz zu erkennen. Durch eine Abschätzung mit Hilfe der Gleichung 2.16 kann unter Vernachlässigung der Dämpfung eine -3dB -Modulationsbandbreite (-3dB -MBB, $f_{3\text{dB}}$) von 14.1 GHz bestimmt werden. Da die Dämpfung für steigende Betriebsströme und gleichzeitig auch die Erwärmung des Lasers zunimmt, existiert für die -3dB -MBB eine Grenze. Wird die Dämpfung als Funktion des Resonanzfrequenzquadrates gegeneinander aufgetragen, so kann aus dem Anstieg des Graphen und über Gleichung 2.15 der Gütefaktor K ermittelt werden. Wird dieser Wert dann in Gleichung 2.17 eingesetzt, so ergibt sich der maximale Wert der -3dB -MBB für den jeweiligen Laser. In Abb. 5.16 ist eine solche Auftragung für den 1000+300 DBR-Laser dargestellt.

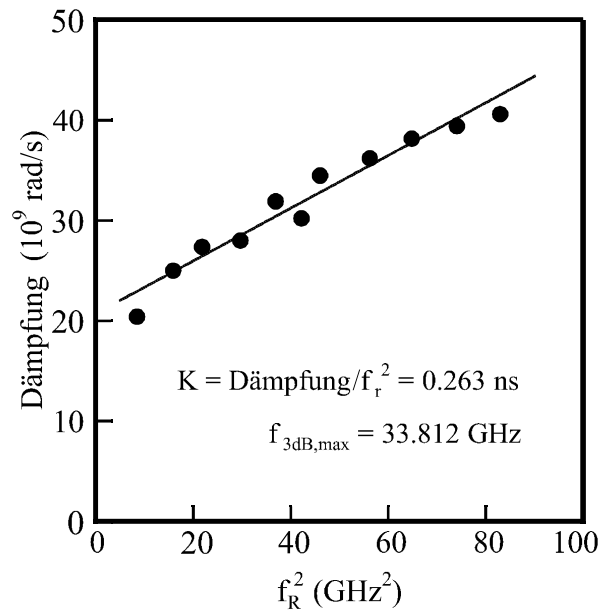


Abb. 5.16 Verhalten der Dämpfung als Funktion des Resonanzquadrates.

Aus dem Anstieg ergibt sich ein Gütefaktor $K = 0.263$ ns, woraus sich ein $f_{3\text{dB,max}} = 33.8$ GHz ergibt. Dieser Wert kann in der Praxis nicht erreicht werden und dient eher als Vergleichswert. Die Ursache hierfür liegt in der öfters erwähnten Erwärmung des Lasers. Auch eine besser Wärmeanbindung durch eine Aufklebung des Lasers mit der p-Kontakt Seite nach unten, kann aufgrund der dünnen RWG-Breiten ($2 \mu\text{m}$) und der schlechten Wärmeleitfähigkeit des BCBs der Aufheizung des Lasers nur wenig entgegenwirken. Dies ist ein Nachteil der RWG-Laser gegenüber den vergrabenen BH-Laserstrukturen (engl. **buried heterostructure**), der sich aber durch die einfacheren Herstellung in Kauf nehmen lässt.

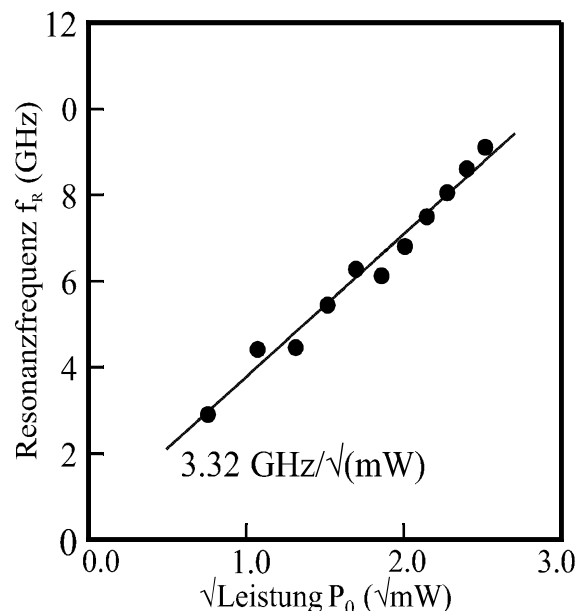


Abb. 5.17 Resonanzfrequenz als Funktion der Leistung gewonnen aus RIN-Daten.

Die Erhöhung der Resonanzfrequenz mit steigender Ausgangsleistung oder steigendem Betriebsstrom ist ein weiterer wichtiger Punkt in der Bewertung der HF-Eigenschaften. Da diese Größen nach Gleichung 2.13 miteinander verknüpft sind, ergibt sich eine quadratische

Abhängigkeit zwischen ihnen. Der Proportionalitätsfaktor sollte möglichst groß sein, um hohe Resonanzfrequenzen zu erreichen. Durch die Auftragung von f_R über \sqrt{P} kann dieser Faktor bestimmt werden. In Abb. 5.17 ist diese Auftragung für den 1000+300 DBR-Laser dargestellt und aus der Steigung ergibt sich ein Faktor von 3.32 GHz/ $\sqrt{\text{mW}}$. Dieser Wert ist sehr gut mit veröffentlichten Literaturwerten von 3.5 GHz/ $\sqrt{\text{mW}}$ [Kak 98, Ots 96, Tat 92] vergleichbar. Die verwendete Laserstruktur besitzt 8 QWs mit leicht p-dotierten Barrieren. Diese Dotierung erleichtert den Transport der Löcher und führt somit zu höheren Resonanzfrequenzen, macht sich jedoch auch im Anstieg der internen Absorption und damit des Schwellenstromes bemerkbar.

Zusammenfassend kann ausgesagt werden, dass die RIN-Messungen eine einfache Möglichkeit darstellen, um eine Abschätzung der HF-Eigenschaften der Laser zu erhalten. Da die Laser nur cw betrieben werden ohne Modulation, beschreiben die gewonnenen Daten nur die intrinsischen Eigenschaften der Bauelemente. Aussagen über die tatsächlichen HF-Eigenschaften kann man nur aus den Kleinsignalmessungen erhalten.

5.2.3.2 Kleinsignalverhalten

Als Vergleich zu den -3dB-MBB im Fall der DBR-Laser, wird als erstes in diesem Abschnitt die Referenzmessung an FP-Lasern unterschiedlicher Länge präsentiert und diskutiert. Als Referenzen dienen FP-Laser von der gleichen Ausgangsprobe, die auch zur Herstellung der DBR-Laser dient (A52180). Da der FP-Laser ein Vorprodukt der Prozessierung ist, ergeben sich auch keine herstellungsbedingten Unterschiede zwischen den beiden Lasertypen. Die Laser werden auf unterschiedliche Längen gespalten und mittels des HF-Messplatzes ihr Kleinsignalverhalten untersucht. Als charakteristische Größe wird die Resonanzfrequenz und die -3dB-MBB gewählt. In Abb. 5.18 ist das längenabhängige Kleinsignalverhalten der FP-Laser dargestellt.

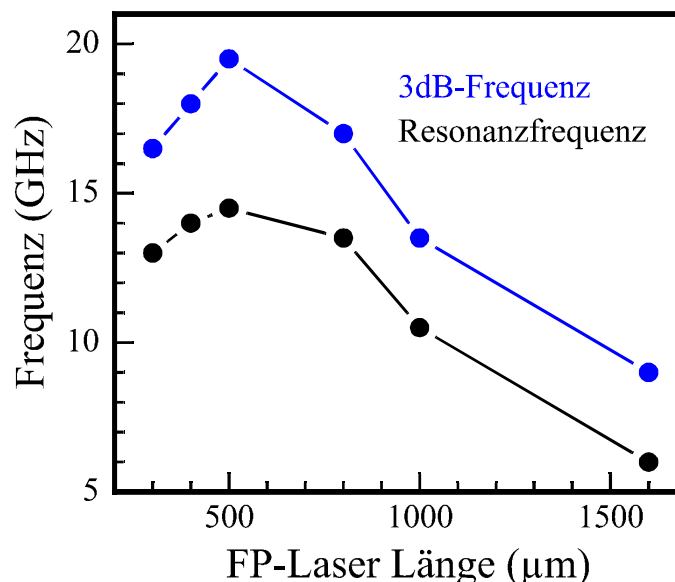


Abb. 5.18 HF-Referenzmessung von FP-Lasern unterschiedlicher Länge.

Deutlich zu erkennen ist, dass sich ein Optimum für die beiden Frequenzen für eine Länge zwischen 500 und 700 µm ausbildet. Die Resonanzfrequenz ist in diesem Bereich auf 15 GHz und die -3dB-MBB auf 20 GHz begrenzt. Für größere Längen fallen beide Werte stark ab und erreichen bei 1600 µm FP-Laserlänge nur noch 6 bzw. 9 GHz. Da es sich um die besten

Werte aus einer Vielzahl von Messungen bei diesen Werten handelt, ist für die Mittelwerte der Messungen ein Abzug von 1-2 GHz zu berücksichtigen. Der Vergleich mit den Mittelwerten erlaubt eine fluktuationsfreiere Analyse der Steigerung der Bandbreite durch die DBR- und CCIG-Laser. Wie schon in Kapitel 2 vorgestellt nutzen die DBR- sowie der CCIG-Laser eine weitere Resonanz im Resonator aus, welche sich positiv auf die HF-Eigenschaften auswirkt. Über das „Detuned Loading“ Prinzip ist die Ausnutzung der Photon-Photo-Resonanz PPR möglich. Der für die HF-Eigenschaften der DBR-Laser interessante Bereich, aufgrund der Lage der PPR, liegt bei 1000 – 1500 μm Laserlänge. In diesem liegen die Referenzwerte für die f_R zwischen 4 – 8 GHz und für die -3dB-MBB zwischen 8 – 12 GHz. Im weiteren wird nun das Kleinsignalverhalten der DBR-Laser vorgestellt. Als Präsentationsbeispiel wird der schon diskutierte 1000+300 DBR-Laser mit einer Gitterperiode von 244 nm gewählt. Dazu wurde dieser bei verschiedenen Strömen oberhalb des Schwellenstromes betrieben und durch ein kleines überlagertes sinusförmiges Signal (Amplitude ca. 1.2 mA) moduliert. Die dazugehörigen Frequenzspektren wurden aufgenommen und ausgewertet, um die wichtigsten Größen wie die Dämpfung γ , die Resonanzfrequenz f_R und die -3dB-Modulationsbandbreite -3dB-MBB zu erhalten. In Abb. 5.19 sind die Modulationstransferfunktionen MTF für bestimmte Betriebsströme aufgetragen.

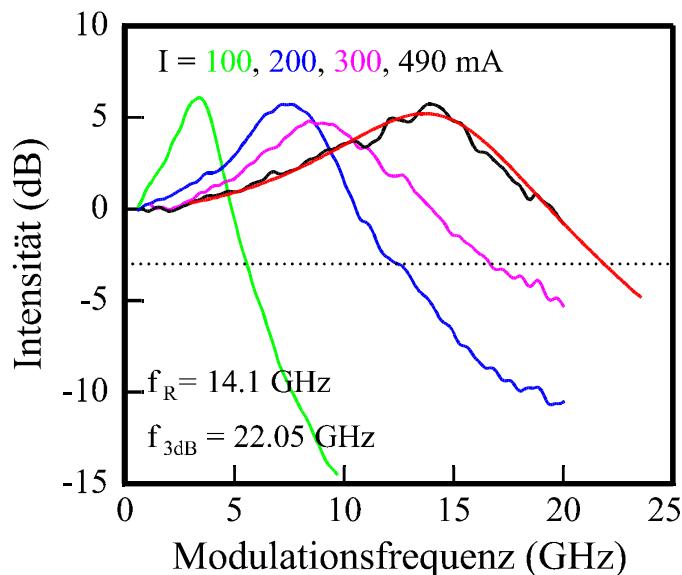


Abb. 5.19 MTFs für verschiedene Betriebsströme des DBR-Lasers.

In dem Graphen ist deutlich zu erkennen, dass die f_R mit steigendem Betriebsstrom zunimmt und bei 490 mA ihr Maximum mit $f_R = 14.1$ GHz erreicht. Weiterhin erkennt man, dass zwischen 100 – 300 mA die Dämpfung erst zunimmt, dann jedoch wieder etwas abnimmt im Vergleich zu der Dämpfung bei 300 mA. Die gestrichpunktete Linie bei -3 dB stellt den Bestimmungswert der Modulationsbandbreite dar. Aus dem Schnittpunkt der MTFs mit dieser Linie ergeben sich die Werte für -3dB-MBB. So kann für einen Betriebsstrom von 490 mA eine -3dB-MBB = 22.05 GHz bestimmt werden. Vergleicht man nun diese beiden Werte (f_R , -3dB-MBB) mit den Referenzmessungen aus Abb. 5.18 bei der gleichen Länge von 1.3 mm, so erhält man für die Maximalwerte eine Verdopplung und für die Mittelwerte einen Faktor von rund 2.5 als Steigerung der f_R und der -3dB-MBB. Da der Messplatz zu dem Zeitpunkt der Messung noch auf 20 GHz begrenzt war, kann die Bestimmung der -3dB-MBB nur über den theoretischen Verlauf der MTF (Gleichung 2.12) gewonnen werden. Wie aus dem Graphen zu erkennen ist, stimmen die Messwerte und der theoretische Verlauf sehr gut überein, so dass man die präsentierten Werte guten Gewissens als richtig bezeichnen kann.

Um jedoch einen besseren Überblick über das HF-Verhalten der DBR-Laser im gesamten Betriebsbereich zu erhalten werden die drei gewonnenen Größen als Funktionen des Betriebsstromes gegeneinander aufgetragen. In Abb. 5.20 ist ein solcher Graph für den 1000+300 DBR-Laser dargestellt.

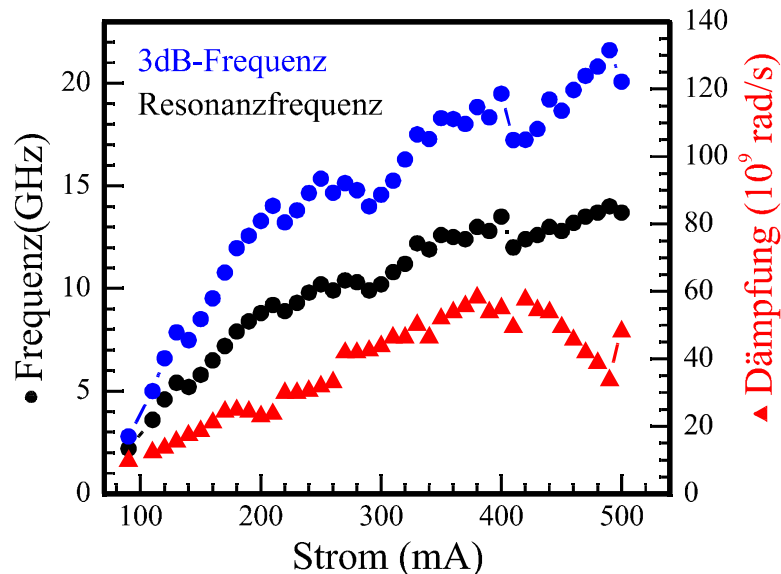


Abb. 5.20 HF-Verhalten des DBR-Lasers im gesamten Betriebsbereich.

Die beiden Frequenzen sind auf der linken Seite des Graphen aufgetragen und die Dämpfung auf die rechte Seite. Was als erstes auffällt, ist, dass kein monotoner Verlauf der drei Größen zu erkennen ist. Deutlich erkennt man vereinzelte Einbrüche in den Daten, die aber konsistent bei allen drei Werten beim gleichen Betriebsstrom auftreten. erinnert man sich nun an die beiden Abbildungen aus den Rauschverhaltenabschnitt, Abb. 5.16 und 5.17, und bezieht die Gleichungen 2.13 und 2.15 mit ein, so ergibt sich:

$$f_R^2 \propto I, \gamma \propto f_R^2 \Rightarrow \gamma \propto I. \quad (5.2)$$

Diese lineare Abhängigkeit der Dämpfung gegenüber dem Betriebsstrom ist bis 400 mA erkennbar, jedoch keine quadratische Abhängigkeit von f_R im gesamten Bereich, sondern eher eine lineare Abhängigkeit. Zusätzlich ergibt sich zwischen 400 und 500 mA ein Einbruch in der Dämpfung mit linearem Abfall, was zu einem stärkeren Anstieg der -3dB-MBB führt. Das lineare Verhalten von f_R gegenüber von I und das wechselnde Verhalten der Dämpfung weisen auf einen neuen Mechanismus hin, der die HF-Eigenschaften dominiert. Dieser Effekt ist der schon in Kapitel 2 beschriebene „Detuned Loading“ Effekt. Indizien für diesen Effekt sind: lineares Verhalten von f_R gegenüber I , Abnahme der Dämpfung (linear), erhöhte -3dB-MBB durch Wechselwirkung der EPR mit der PPR, eine zweite Resonanz in der MTF und eine zweite Seitenmode im Wellenlängenspektrum unter Modulationsbetrieb. Alle diese Merkmale werden in der Weiterführung dieses Abschnittes nun präsentiert und diskutiert. Die Punkte $f_R \propto I$ und der lineare Abfall der Dämpfung sind in Abb. 5.20 schon dargestellt. Das Verhalten der Dämpfung gegenüber f_R ist in Abb. 5.21 gezeigt, dazu wird wie in dieser Abb. die Dämpfung als Funktion von f_R^2 aufgetragen.

Wie zu erkennen ist, gilt immer noch Gleichung 2.15 für beide Fälle, nur dass sich für den Abfall der Dämpfung ein zweiter negativer Gütefaktor ergibt. Dies stellt aber rein mathematisch keinen Unterschied dar, da die Konstante in der Gleichung diesen wieder aufhebt. Somit kann die Aussage gegeben werden, dass das „Detuned Loading“ Prinzip im Rahmen des normalen HF-Verhaltens erklärbar ist. Der nächste erwähnte Punkt der erhöhten -3dB-

MBB durch die Wechselwirkung der EPR mit der PPR wurde ebenfalls schon in Abb. 5.19 dargestellt.

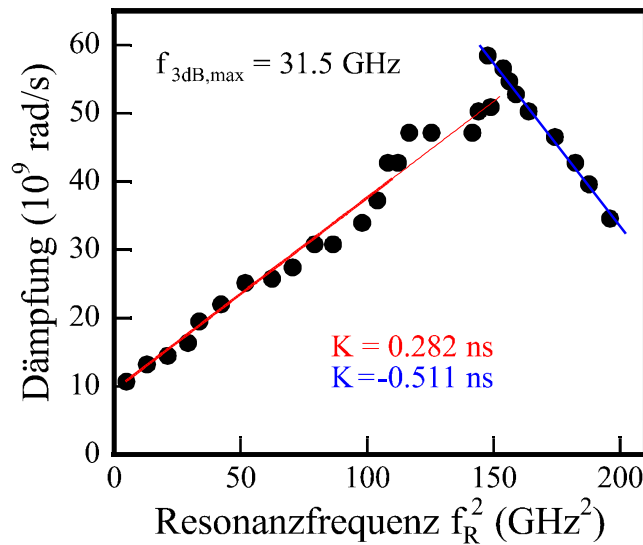


Abb. 5.21 Verhalten der Dämpfung eines DBR-Lasers mit Detuned Loading Prinzip als Funktion des Resonanzquadrates.

Im Vergleich zu den Messungen aus Abb. 5.19 wurden in der Arbeitsgruppe von Prof. Montrosset aus der Politechnico di Torino Simulationen zum Verhalten der MTF für einen 1000+300 DBR-Laser vorgenommen. Die Simulationen der MTFs ergaben das Vorhandensein der PPR eben bei 40 GHz wie erwartet. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.22 dargestellt. Das Vorhandensein der PPR in der MTF konnte experimentell nicht gemessen werden aufgrund der Limitierung des Messplatzes auf 20 GHz.

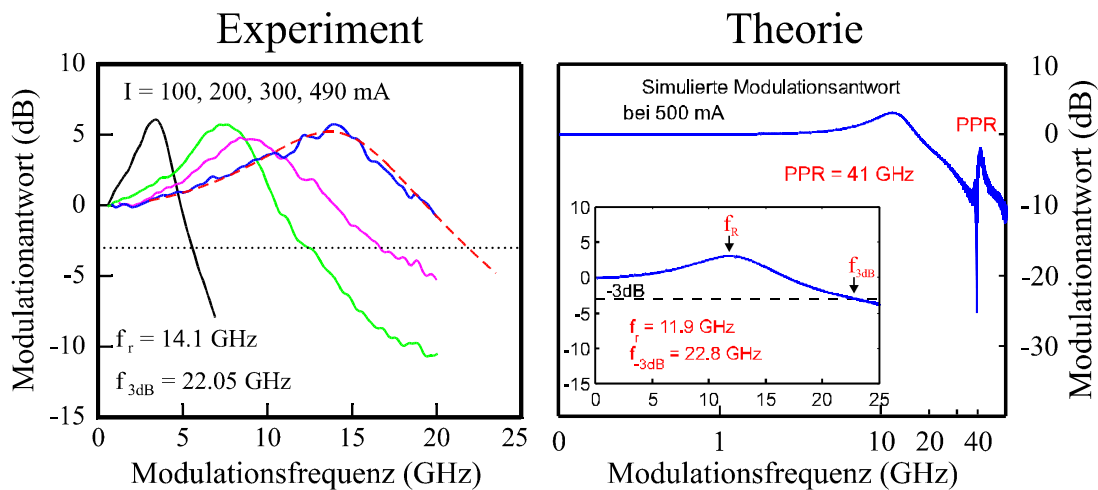


Abb. 5.22 Vergleich des Kleinsignalverhaltens: links experimentelle Daten und rechts simulierter Verlauf der MTF.

Das linke Bild in Abb. 5.22 stellt nochmals die experimentellen Daten, siehe Abb. 5.19, dar und das rechte Bild zeigt die simulierten Ergebnisse für einen Betriebsstrom von 500 mA des selben Lasers. Der Graph ist in logarithmischer Auftragung dargestellt und zeigt eine ausgeprägte PPR bei 41 GHz, deren Lage genau den Dimensionen des Lasers entspricht, siehe Gleichung 2.18. Das eingebettete Bild zeigt nochmals vergrößert den Bereich der EPR und der -3dB-MBB. Die Simulation ergibt eine $f_r = 11.9$ GHz und eine $-3\text{dB-MBB} = 22.8$ GHz. Beide Werte sind nahezu identisch zu den experimentell gefundenen Werten bei 490 mA. Das

Vorhandensein der PPR erzeugt durch die Wechselwirkung mit der EPR eine Abnahme der Dämpfung, siehe Abb. 5.20 und 5.21. Dies wiederum führt zu einem sanfterem Abfall der MTF nach der Resonanzfrequenz, was in einer größeren -3dB-MBB resultiert. Der letzte Argument für das Vorhandensein des „Detuned Loading“ Prinzips ist die Messung der zweiten Mode auf der langwelligen Seite der Hauptmode, wie in Kapitel 2 ausführlich diskutiert wurde. Hierfür wurde das Spektrum des Lasers im cw-Betrieb und unter Modulation gemessen und miteinander verglichen. Die Spektren sind in Abb. 5.23 abgebildet.

Es ist klar zu erkennen, dass sich im cw-Betrieb keine Nebenmode im Spektrum ausbildet, ganz anders jedoch ist der Fall unter Modulationsbetrieb. Zur Überprüfung wurden verschieden Modulationstiefen und Frequenzen angelegt, um die allgemeine Gültigkeit des Spektrums auch für verschiedene Betriebsbedingungen zu bestätigen. In allen Fällen des Modulationsbetriebes konnte eine Nebenmode auf der langwelligen Seite des Spektrums gemessen werden. Der Abstand der beiden Moden entspricht genau der Länge des Lasers oder der Lage der PPR in der MTF. Das eingebettete Bild zeigt die Nebenmode nochmals vergrößert für die unterschiedlichen Modulationstiefen. Dieser letzte und direkt gemessene Punkt festigt die Aussage, dass das „Detuned Loading“ Prinzip in diesem Typ von Laser vorhanden ist und ausgenutzt werden kann, um eine signifikante Erhöhung der -3dB-MBB zu erzielen.

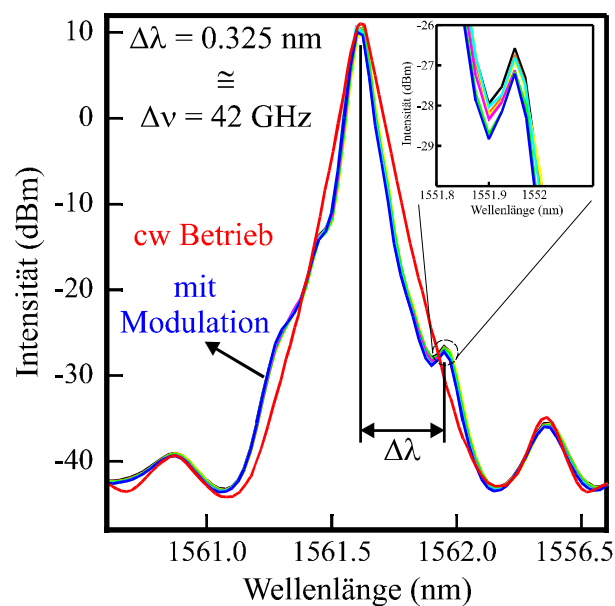


Abb. 5.23 Vergleich zwischen den Spektren eines Lasers im cw-Betrieb und unter Modulationsbetrieb. Unter Modulation ist die Nebenmode im Spektrum zu erkennen.

Das Vorhandensein der Nebenmoden, es existiert auch eine Nebenmode auf der langwelligen Seite, beruht auf der Reflexionsfunktion des Gitters. Die Abstände der Moden zur Hauptmode sind jedoch nicht symmetrisch. Generelle Ausbildungsbedingung ist der Schnittpunkt der Modenscharen mit dem $\arg(R)$ der Reflexion des Gitters [Fei 00]. Die Lage und Steigung der Modenscharen ist Längenabhängig. Hier gehen die Kavitätslängen direkt ein und legen damit den Abstand der langwelligen Nebenmode zur Hauptmode, und damit die Lage der PPR, fest. Durch die Verstimmung der Hauptmode auf die langwellige Seite des Reflexionsspektrums kommt es zu einer Aufweitung des Abstandes zur Nebenmode auf der kurzwelligen Seite, siehe Abb. 2.13. Somit trägt nur die Nebenmode auf der langwelligen Seite zur Ausbildung der PPR bei. Ausführliche numerische Simulationen und Rechnungen mit unterschiedlichen

Modellen (Ein- und Mehrmodenanalyse) und die Herleitung der Modenselektion sowie Modenlage sind in [Fei 00] zu finden.

Schlussendlich kann behauptet werden, dass mit Hilfe des DBR-Prinzips ein neuer Wechselwirkungsmechanismus in den Lasern genutzt werden kann, der unter dem Begriff „Detuned Loading“ bekannt ist, welcher die HF-Eigenschaften der Laser signifikant verbessert. Jedoch nur Laser mit Dimensionen $> 1\text{mm}$ erlauben die effiziente Nutzung dieses Prinzips, da ansonsten die PPR zu weit entfernt von der EPR liegt, um eine genügend stark Wechselwirkung zwischen beiden zu erzeugen. Basierend auf dem DBR-Laser wurde das Laserdesign weiterentwickelt, um eine stabilere und kontrollierbarere Ausnutzung der PPR zu gewährleisten. Diese Weiterentwicklung führte zur Entwicklung des CCIG-Lasers der Inhalt des nächsten Kapitels ist.

5.3 DBR-Laser auf Quanten-Dash-Laserstrukturen

Neben den standardmäßigen Quantenfilmlaserstrukturen hat sich in den letzten Jahren ein vermehrtes Interesse an Quantenpunktlaserstrukturen ergeben. Die besonderen Eigenschaften, die diese Laserstrukturen aufweisen, sind der Grund für dieses Interesse. Dabei handelt es sich um die breiteren Verstärkungsspektren und die geringere Temperaturabhängigkeit. Diese Eigenschaften schaffen das Potential von weit abstimmbaren und sehr wellenlängenstabilen DFB- oder DBR-Lasern für die Telekommunikation.

Das bis jetzt existierende Problem des Wachstums von Quantenpunkten auf InP Basis konnte von verschiedenen internationalen Arbeitsgruppen in den letzten Jahren gelöst werden. Dazu wurden spezielle Wachstumsbedingungen und Materialverbindungen verwendet um dies zu ermöglichen [Sch 02]. Es handelt sich nicht direkt um Quantenpunkte, sondern eher um eine Mischung aus diesen und Quantendrähten, daher wurde der Begriff Quanten Dashes geprägt [Wan 01]. Verschiedene Untersuchungen und Veröffentlichungen [Ukh 02, Bil 02] zeigen, dass diese QDashes ebenfalls typische Quantenpunkteigenschaften aufweisen. Da eine der internationalen Arbeitsgruppen die das Wachstum von QDash-Laserstrukturen realisieren können, die Arbeitsgruppe ist, in der ich während meiner Promotion tätig war. Bestand die Möglichkeit die bekannten Prinzipien der DFB- und DBR-Laser auf InP-Basis auf diese Laserstrukturen anzuwenden [Bac 03]. In diesem Abschnitt werden die ersten QDash-DBR-Ergebnisse weltweit vorgestellt und diskutiert.

5.3.1 Kenndaten

Aufgrund starker interner Aufheizungsprozesse in der Laserstruktur, sind alle präsentierten Daten der QDash-DBR-Laser (QD-DBR) im gepulsten Betrieb aufgenommen worden. Gepulst bedeutet, dass der Laser nicht einem kontinuierlichen Stromfluss ausgesetzt wurde, sondern nur mit Stromimpulsen einer bestimmten Periode betrieben wurde. Damit kann eine innere Erwärmung des Lasers vermieden werden. Der gepulste Messplatz unterscheidet sich kaum von dem cw-Messplatz. Als Stromquelle dient ein Pulsgenerator und keine Dauerstrichquelle. Funktionsweise und Messprinzip sind absolut identisch.

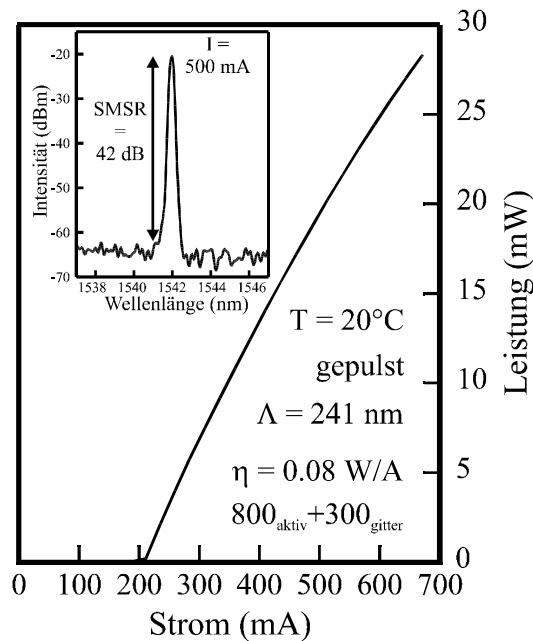


Abb. 5.24 Elektrische und spektrale Daten eines QD-DBRs.

Für die Grundcharakterisierung werden als erstes die elektrischen Kenndaten untersucht und danach die spektralen. Abb. 5.24 zeigt die P-I-Kennlinie eines 800+300-QD-DBR mit einer Gitterperiode von 241 nm bei 20°C . Das eingebettete Bild präsentiert das Spektrum des Lasers bei 500 mA Betriebsstrom. Aus den elektrischen Kenndaten kann ein Schwellenstrom $I_0 = 210\text{ mA}$, eine Effizienz $\eta = 0.08\text{ W/A}$ und eine Ausgangsleistung $P = 28\text{ mW}$ bestimmt werden. Diese Werte stellen natürliche keine Rekordwerte oder Konkurrenzwerte zu den standardmäßig verwendeten InGaAsP/InP-Lasern dar, sind jedoch für die ersten Ergebnisse akzeptabel. Die Verbesserungen gegenüber den anderen Lasermaterialien zeigen sich in den folgenden Abschnitten. Aus dem Spektrum kann eine monomodige Emission entnommen werden, mit einer SMSR = 42 dB. Die Emissionswellenlänge von 1544 nm ergibt sich über die Bragg-Bedingung (Gleichung 2.23) aus der Gitterperiode von 241 nm.

Die elektrischen und spektralen Daten zeigen, dass eine Umsetzung der vorher aufgezeigten Laserarten auf QDash-Laserstrukturen einfach zu realisieren ist und dass die Ergebnisse vergleichbar sind.

5.3.1 Temperaturverhalten

Die schon erwähnten besonderen Eigenschaften der QDashes offenbaren sich erst bei der Betrachtung der Temperatureigenschaften und der Wellenlängenstabilität. Dazu werden die Laser, wie schon bekannt, bei verschiedenen Temperaturen vermessen, sowohl elektrisch als auch spektral. In diesem Abschnitt soll dieser Aspekt näher diskutiert werden.

Abb. 5.25 zeigt das Verhalten der P-I-Kennlinie des 800+300-QD-DBRs in einem Temperaturbereich zwischen 20°C und 70°C . Deutlich zu erkennen ist, dass der Schwellenstrom zunimmt von 210 mA (20°C) auf 455 mA (70°C). Dabei sinkt die Ausgangsleistung von 28 mW auf 12 mW bei 680 mA Betriebsstrom. Der Grund für den Anstieg des Schwellenstromes beruht auf dem Anstieg der internen Absorption, die direkt proportional zu T ist (Gl. 4.1). Die Begrenzung der Leistung ergibt sich aus dem Anstieg des Schwellenstromes und der Einschränkung des Betriebsstromes auf 680 mA.

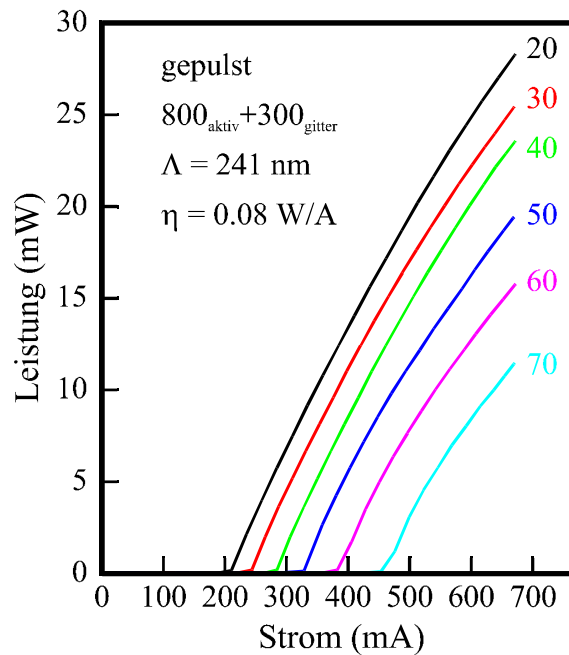


Abb. 5.25 Thermische Verhalten der P-I-Kennlinien des QD-DBRs.

Wichtiger als das elektrische Verhalten ist jedoch das spektrale Verhalten der QD-DBRs. Abb. 5.26 stellt das Verhalten der Emissionsmode für die Temperaturvariation zwischen 20°C – 70°C dar. Deutlich zu erkennen ist die Verschiebung der Emissionswellenlänge von 1541.8 nm (20°C) nach 1547.2 nm (70°C). Da keine innere Erwärmung auftritt, kann die von außen angelegte Temperatur als die des Lasers angenommen werden. Daraus ergibt sich ein Verschiebungsfaktor mit der Temperatur $\Delta\lambda/\Delta T = 0.11 \text{ nm/K}$, welcher sich in der gleichen Größenordnung wie der von Quantenfilm DBR-Lasern befindet. Alle Spektren wurden bei 500 mA aufgenommen, dabei wiesen alle von ihnen eine SMSR $> 40 \text{ dB}$ auf. Nur eine leichte Abnahme der SMSR zu höheren Temperaturen hin ist zu erkennen.

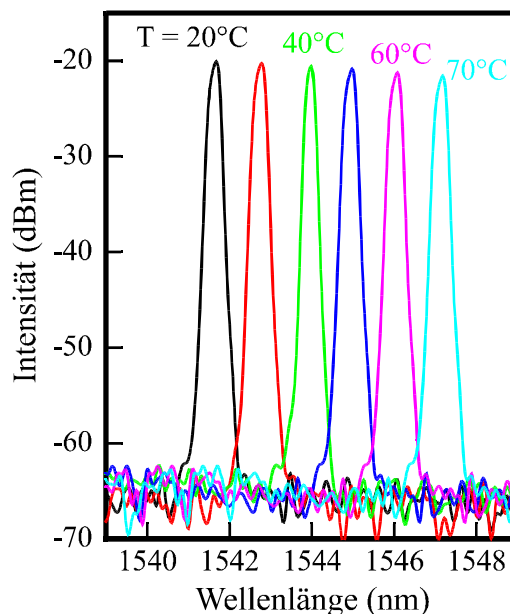


Abb. 5.26 Spektren für verschiedene Temperaturen des 800+300 QD-DBR-Lasers.

5.3.1 Wellenlängenstabilität und Verschiebung

Da die Verschiebung der Verstärkungskurve eines QD-Lasers geringer ist als die im Falle eines QW-Lasers, aber der Verschiebungsfaktor für die QD-DBR-Laser nahezu identisch ist zu dem Faktor den QW-DBR-Laser aufweisen, ergibt sich eine höhere Wellenlängenstabilität für QD-DBR-Laser. Um die Verschiebung der Verstärkungsfunktion zu bestimmen, wurden RWG-Laser auf der gleichen Probe G1135, der vertikale Schichtaufbau ist in Anhang A explizit erläutert, hergestellt und vermessen.

Abb. 5.27 zeigt im direkten Vergleich die Emissionsspektren des QD-DBR-Lasers und eines RWG-Lasers gleicher Länge für eine Variation der Temperatur zwischen 20°C – 70°C. Die Spektren des QD-DBR-Lasers wurden bei 500 mA aufgenommen und die Spektren des RWG-Lasers bei 400 mA. Es wird annähernd das gleiche Verhältnis $I-I_0$ bewahrt, um gleiche Operationsbedingungen zu erhalten. Wie zu erkennen ist, befindet sich die QD-DBR-Emission auf der kurzwelligen Seite der FP-Emission, was eine nicht ganz optimale Lage für einen möglichst weiten Emissionsbereich ergibt, da der Verschiebungsfaktor für den FP-Laser mit $\Delta\lambda/\Delta T = 0.20$ nm/K fast doppelt so groß ist. Dies bedeutet, dass für diese Gitterperiode das Verstärkungsspektrum aus dem Emissionsbereich des QD-DBR-Lasers herausläuft und dieser zwangsläufig erlischt. Besser wäre es die Gitterperiode so zu legen das die Emission bei 1555 nm liegt, also bei einer Gitterperiode von 243 nm, damit das Verstärkungsspektrum sich erst in diesen Bereich verschiebt und somit einen längeren Überlapp mit der Emissionswellenlänge erlaubt.

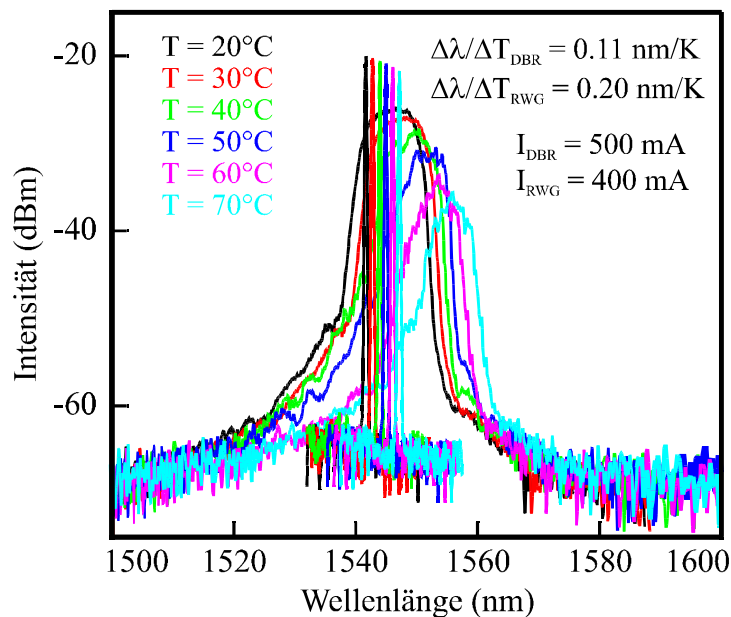


Abb. 5.27 Vergleich des Temperaturverhaltens zwischen einem QD-DBR- und einem FP-Laser.

Der ermittelte Wert von 0.20 nm/K stellt eine große Verbesserung der Verschiebung des Verstärkungsspektrums mit der Temperatur gegenüber QW-Laserstrukturen dar. In Abb. 5.28 ist ein direkter Vergleich der Verschiebungsfaktoren und Verschiebungsbereiche für QD-DBR-, QD-FP- und QW-FP-Lasern aufgetragen. Wie zu erkennen ist, weist der QW-FP-Laser mit 0.55 nm/K einen fast 3fachen Wert gegenüber dem des QD-FP-Lasers auf.

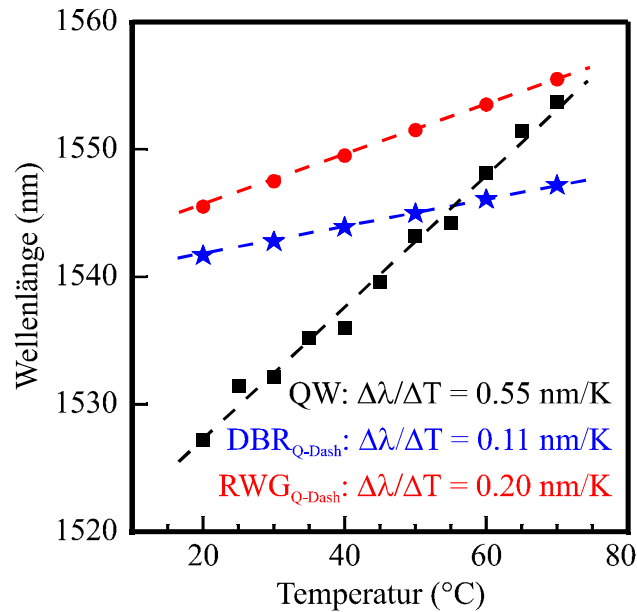


Abb. 5.28 Direkter Vergleich der Wellenlängenverschiebung eines QW-FP-Lasers, QDash-FP-Lasers und eines QDash-DBR-Lasers.

Vergleicht man nun die Verschiebungsfaktoren zwischen den einzelnen Laserarten, so kommt man im Fall der QDash-Laser auf ein Verhältnis zwischen QD-FP/QD-DBR = 2 und für die QW-Laser auf ein Verhältnis zwischen QW-FP/QD-DBR = 6. Daraus folgt, dass durch den Einsatz von QDash-Lasern eine 3mal stabilere Emission, im Falle eines monomodigen Lasers erzielt werden kann. In Kombination mit dem breiteren Verstärkungsspektrum ergibt sich daraus ein großes Potential für sehr wellenlängenstabile und weit durchstimmbare Laser.

Kapitel 6

Der CCIG-Laser

In diesem Kapitel werden die theoretischen und experimentellen Ergebnisse der CCIG-Laser präsentiert und interpretiert. Die experimentelle Untersuchung der Laser wird an den schon vorgestellten Messplätzen vorgenommen. Die statische Charakterisierung erfolgte am Dauerstrichmessplatz und die dynamischen Eigenschaften werden am Hochfrequenzmessplatz untersucht.

Das Layout der Probe wurde so gewählt, dass eine möglichst große Variation der Lasergeometrien und der Gitterperiode möglich war. Das Prinzip des CCIG-Lasers stellt eine vielversprechende Weiterentwicklung des Mehrsektions-DBR-Lasers dar, um eine weitere Steigerung der HF-Eigenschaften zu realisieren.

6.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Aus den theoretischen Untersuchungen durch die Arbeitsgruppe von Prof. Montrosset und deren Analyse der Grunddaten der DBR-Laser ergab sich die Idee, dass instabile HF-Verhalten der DBR-Laser durch eine zusätzliche Phasensektion zu kontrollieren. Auch verschiedene andere Veröffentlichungen [Mo 00], [Fe 00], [Fe 98] zeigen auf, dass die Phasenlage der umlaufenden Lichtwelle von entscheidender Bedeutung für die HF-Eigenschaften ist. Für eine möglichst einfache Umsetzung der benötigten Sektion versprach die Anbindung der Phasensektion nach dem Gitter. Dieser Designentschluss kombinierte eine einfache Herstellungsmöglichkeit sowie die präzise Kontrolle der Phasenlage der umlaufenden Lichtwelle durch die separate Strominjektion in den Phasenbereich. In Abbildung 6.1 ist eine schematische Darstellung des CCIG-Lasers gezeigt.

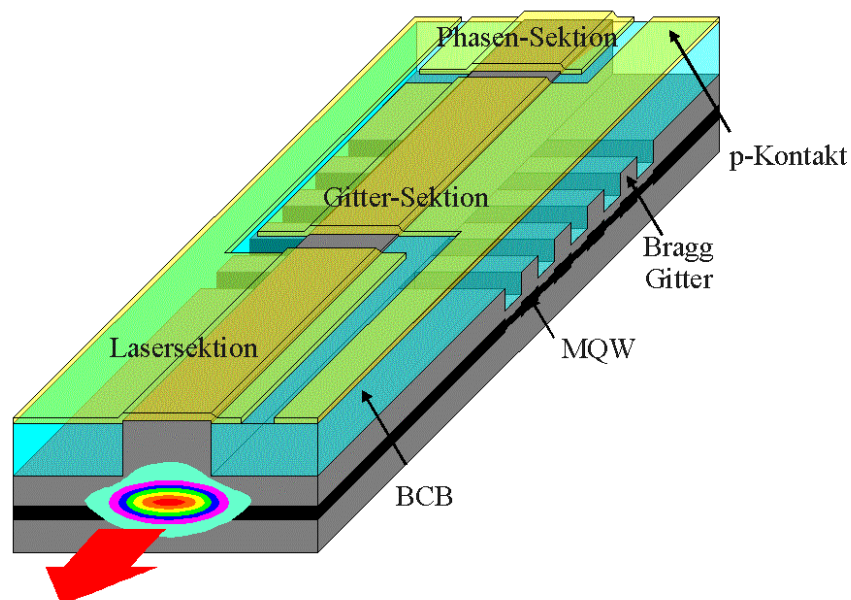


Abb. 6.1 Schematische Darstellung des CCIG-Lasers.

Vom Prinzip her besteht der CCIG-Laser aus drei Sektionen: der Lasersektion, in der mittels Strominjektion die stimulierte Emission erzielt wird, der Gittersektion, deren passive Aufgabe die Wellenlänge Selektion einer einzigen Mode aus dem FP-Spektrum ist und der Phasensektion, die eine optimale Einstellung der Phasenlage der Lichtwelle ermöglicht. Das präsentierte Design ermöglicht einen Einfluss auf die Kopplungsstärke des Gitters, durch die Herstellung und geringfügig durch die Strominjektion in den Gitterbereich. Die Einstellung von κ während der Prozessierung kann zum einen über die Ionendosis sowie die RTA-Temperatur (Verstärkungskopplung) und zum anderen über die Ätzzeit in der Flusssäure und damit über die Äztiefe des Indexgitters (Indexkopplung) kontrolliert werden. Die Phasenlage kann über die Stromzufuhr in die Phasensektion variiert werden und zusätzlich gezielt die Dimensionen der Laser eingestellt werden. Diese Parameter sind ebenfalls von entscheidender Bedeutung für die HF-Eigenschaften der CCIG-Laser. Auf diesen Punkt wird in einem gesonderten Abschnitt dieses Kapitels explizit eingegangen. Ein weiterer wichtiger Grund für diese Designentscheidung war der zu vernachlässigende Einfluss der Phasensektion auf die statischen Eigenschaften. Im Vergleich zu DBR-Lasern ergeben sich keine Unterschiede im Schwellenstrom, der Einsatzspannung, der Effizienz, der Ausgangsleistung, der SMSR-Stabilität oder der Herstellungsausbeute. Das statische Funktionsprinzip unterscheidet sich nicht von dem eines gewöhnlichen DBR-Lasers. Es findet auch bei diesem Typ Laser eine Trennung von Verstärkung und Wellenlänge Selektion statt.

Das dynamische Funktionsprinzip beruht auf dem in Kapitel 2.5 erläuterten „Detuned Loading“ Prinzip. Die Kopplung einer Nebenmode mit der Hauptmode führt zu einem Energietransfer zwischen den beiden Moden. Dies erlaubt die Ausbildung der PPR in der MTF. Wenn die Lage der PPR nahe genug bei der normalen EPR liegt kann die Kopplung dieser beiden Resonanzen zu einer dramatischen Vergrößerung der -3dB-MBB führen. Genauere Erläuterungen über Lage, Stärke und Dämpfung der jeweiligen Resonanzen und somit die Auswirkungen auf die -3dB-MBB werden im Abschnitt der dynamischen Eigenschaften in diesem Kapitel gegeben.

Zunächst werden die statischen Eigenschaften diskutiert. Danach folgt die ausführliche Präsentation und Diskussion der dynamischen Eigenschaften. Zur Vereinfachung der Datenpräsentation wird für diesen Lasertyp folgende Nomenklatur verwendet:

$$\begin{aligned} \text{Bsp.: CCIG-Laser} &\Rightarrow L_{\text{Laser}} = 500 \mu\text{m}, L_{\text{Gitter}} = 400 \mu\text{m}, L_{\text{Phase}} = 100 \mu\text{m} (\Lambda = 245 \text{ nm}) \\ &\Rightarrow 5_L + 4_G + 1_P (245) \end{aligned}$$

Alle präsentierten Daten werden aus der Facette der Lasersektion gewonnen. Falls ein spezieller Fall der Datengewinnung und Präsentation vorliegt, wird explizit darauf hingewiesen. Die HF-Daten werden durch Modulation der Lasersektion gewonnen. Bei den Facetten der Laser handelt es sich nur um gespaltene Facetten. In dieser Arbeit werden keine Daten von CCIG-Lasern mit vergüteten Spiegeln präsentiert.

6.2 Statische Verhalten

6.2.1 Kenndaten

Notwendig für den optimalen Betrieb der Laser sind die U-I- und die P-I-Kennlinien. Aus beiden ergeben sich, für eine bestimmte Ausgangsleistung der notwendige Pumpstrom und die dazu anzulegende Spannung. Da der CCIG-Laser eine Weiterentwicklung der DBR-Laser darstellt, unterscheiden sich seine statischen Eigenschaften kaum von denen der DBR-Laser. Die ungepumpte Phasensektion hat nur einen geringen Einfluss auf die statischen Kenndaten der CCIG-Laser. In Abb. 6.2 ist die Kennlinie eines $5_L + 5_G + 5_P (245)$ CCIG-Lasers abgebildet.

Die präsentierten Daten werden nur durch Strominjektion in den Laserbereich erzielt, die Gittersektion und die Phasensektion bleiben in diesem Fall ungepumpt.

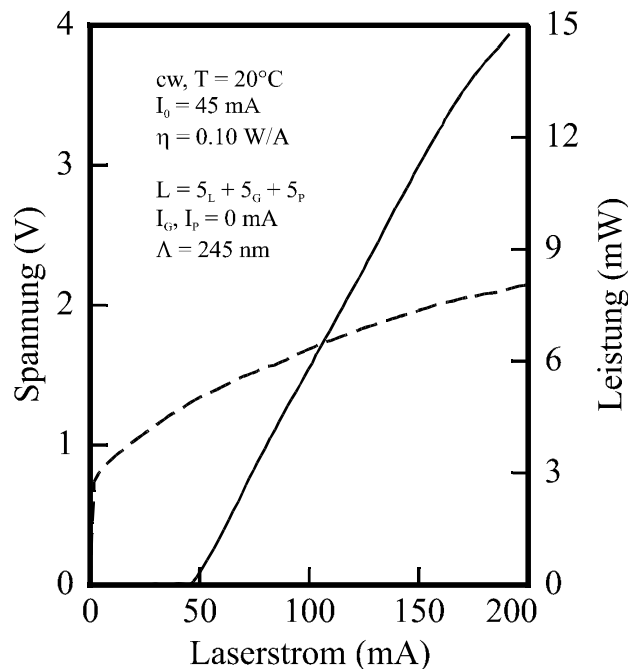


Abb. 6.2 Elektrische Kenndaten eines CCIG-Lasers für $I_G = I_P = 0$ mA.

Der Laser weist einen Schwellenstrom $I_0 = 45$ mA, eine Einsatzspannung $U_0 = 0.9$ V, eine Effizienz $\eta = 0.10$ W/A und eine Ausgangsleistung $P = 15$ mW für 200 mA Betriebsstrom auf. Einsatzspannung, Effizienz und Ausgangsleistung stellen somit typische Werte für Laser auf InGaAsP/InP-Laserstrukturen dar. Die CCIG-Laser wurden auf der Struktur A52180 mit 8 QWs in der aktiven Zone hergestellt. Bei den, in Kapitel 5.2.2.2, präsentierten Schwellenstromwerten der DBR-Laser, in Abhängigkeit von der Laserdimension und der jeweiligen Gitterperiode (Abb. 5.10) handelt es sich um Laser von der Probe A52091, welche 4 QWs besitzt. Zum Vergleich weist ein DBR-Laser von dieser Probe mit den Dimensionen $500_L + 500_G$ und einer Gitterperiode von 245 nm einen Schwellenstrom $I_0 = 21$ mA auf. Ausgehend von Gleichung 2.9 kann aufgrund der Verdopplung der Anzahl der QWs, zwischen den beiden Proben, eine Verdopplung des Schwellenstroms bei gleichen Dimensionen der Laser als gerechtfertigt angesehen werden. Unter diesem Gesichtspunkt zeigt sich, dass die Phasensektion nur zu einer geringfügigen Erhöhung des Schwellenstromwertes führt.

Sobald jedoch eine zusätzliche Strominjektion in eine weitere oder in beide Sektionen stattfindet, ändert sich die Kennlinie des Laser stark. In Abb. 6.3 ist die Kennlinie dieses CCIG-Lasers, für den Fall der zusätzlichen Strominjektion von 20 mA für jede der beiden Sektionen abgebildet.

Im Vergleich zu Abb. 6.2 ist eine deutliche Veränderung der I-P-Kennlinie zu erkennen. Der Schwellenstromwert hat sich genau um die Summe der beiden anderen Sektionsströme verringert und er beträgt nun $I_0 = 5$ mA. Die Effizienz vergrößert sich und beträgt nun $\eta = 0.15$ W/A, was auf die Verringerung der Absorptionsverluste in den beiden anderen Sektionen zurückzuführen ist. Die Ausgangsleistung ist auf $P = 23$ mW gestiegen und zeigt das typische thermische Abknicken bei steigendem Lasersektionsbetriebsstrom. Eine weitere Erhöhung dieses Stromes ergibt keine signifikante Zunahme. Die Leistungssteigerung beruht ebenfalls auf der Reduktion der Absorption in den beiden, nun gepumpten, Sektionen. Die Ursachenklärung für die Limitierung der Leistung aufgrund der steigenden inneren Temperatur und der damit einhergehenden Prozesse ist in dieser Arbeit schon häufiger diskutiert worden. Daher sei an dieser Stelle auf Kapitel 4 verwiesen, wo diese zu finden ist.

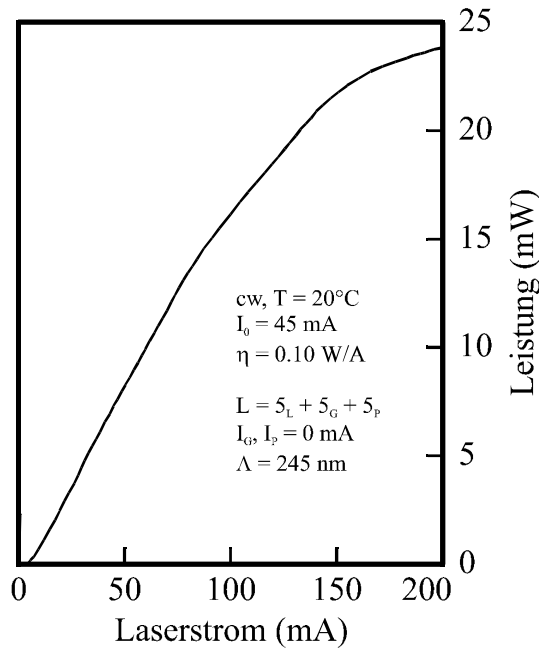


Abb. 6.3 *P-I-Kennlinie für $I_G = I_P = 20 \text{ mA}$.*

6.2.2 Temperaturverhalten

Wird eine Laser kommerziell eingesetzt, so muss er auch unter sich verändernden Umgebungsbedingungen verlässlich funktionieren. Besonders die Temperatur ist dabei der entscheidende Faktor. Selten gleichen die Einsatztemperaturen dauerhaft den Standardlabortemperaturen von 20°C. Deshalb ist es besonders wichtig die Lasereigenschaften unter sich verändernden Temperaturen zu kennen. Dafür werden die Kenndaten der CCIG-Laser bei bestimmten Temperaturen gemessen, um Kenntnis über deren Veränderungen zu erhalten. Abb. 6.4 zeigt die U-I-Kennlinien des im vorherigen Abschnitt präsentierten Lasers für verschiedene Temperaturen. Diese wurden zwischen 20°C und 80°C in 10 K Schritten variiert. Die Gittersektion und die Phasensektion sind ungepumpt.

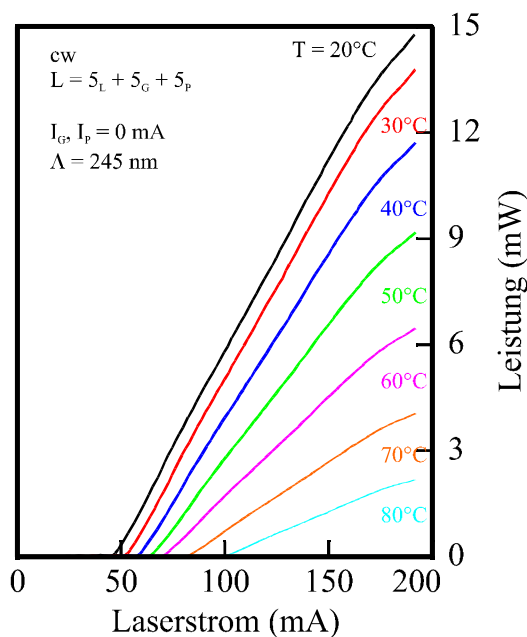


Abb. 6.4 *Temperaturverhalten der elektrischen Kenndaten bei $I_G = I_P = 0 \text{ mA}$.*

Hierbei sind zwei Effekte erkennbar. Erstens steigt der Schwellenstrom von 45 mA auf 100 mA an mit steigender Temperatur und zweitens nimmt die Effizienz und somit auch die Ausgangsleistung ab. Die Verringerung der Effizienz hat hauptsächlich ihren Grund im Sinken des internen Wirkungsgrades. Bei zunehmender Temperatur erfahren Ladungsträger zum einen bei ihrem Weg zur aktiven Zone einen höheren Widerstand und zum anderen können dort ankommende Ladungsträger den aktiven Bereich durch ihre höhere thermische Energie schneller wieder verlassen. Da sich dadurch die Zahl der zur Rekombination zur Verfügung stehenden Ladungsträger stark verringert, nimmt zusätzlich auch die Wahrscheinlichkeit der nicht strahlenden Rekombinationen (Auger-Prozesse) exponentiell zu. Diese Prozesse verstärken die Entleerung der aktiven Zone zusätzlich. Man erkennt deutlich in der Abbildung, dass sich die Ausgangsleistung zwischen 20°C und 80°C um einen Faktor von ca. 5.5 verringert hat. Die Temperaturabhängigkeit der Schwelle hat zwei Ursachen. Die erste liegt in der internen Absorption, welche direkt proportional zu T ist. Die zweite liegt in der Verstärkung, welche indirekt proportional zu T ist.

6.2.3 Spektrales Verhalten

Neben den elektrischen sind ebenfalls die spektralen Eigenschaften eines Lasers von großer Bedeutung. In Abb. 6.5 ist das Spektrum des $5_L+5_G+5_P$ (245) CCIG-Lasers bei 160 mA Injektionsstrom in die Lasersektion dargestellt. Das Spektrum zeigt eine stabile monomodige Emissionslinie bei 1565 nm. Die Wellenlänge des Lasers ist wie im DBR-Fall über die Bragg-Gleichung 2.23 festgelegt. Neben der Hauptmode sind die stark unterdrückten Seitenmoden zu erkennen. Die SMSR bei diesem Spektrum beträgt 48 dB. Diese hohe SMSR verdeutlicht die Selektivität des Gitters bei der Modenauswahl aus dem FP-Modenspektrum. Weiterhin verdeutlicht dieser Wert, dass eine Gittersektionslänge von 500 μm vollkommen ausreichend für eine gute Modenselektion ist. Aus dem Abstand der FP-Moden voneinander kann auf die optische Gesamtlänge des beteiligten Resonators geschlossen werden. In diesem präsentierten Fall beträgt der FP-Modenabstand $\Delta\lambda = 0.765$ nm, dies entspricht bei dieser Wellenlänge von 1565 nm nach Gleichung 2.18 einer Resonatorlänge von 500 μm , was der Länge der Lasersektion entspricht. Über die Beteiligung anderer Resonatorlängen und deren Auswirkung auf die HF-Eigenschaften wird ausführlich im Abschnitt 6.5 berichtet.

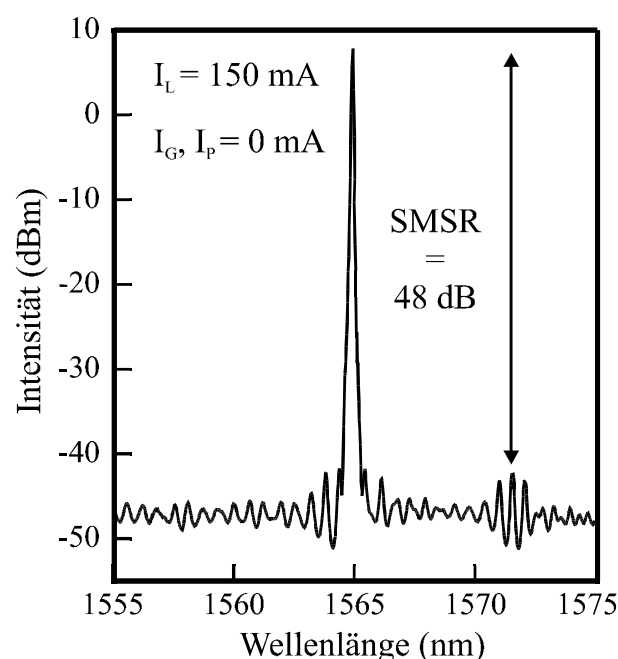


Abb. 6.5 Spektrum eines CCIG-Lasers bei festem I_L und $I_G = I_P = 0$ mA.

6.2.4 Wellenlängenstabilität und Stabilität der SMSR

Wie im vorhergehenden Kapitel schon gezeigt wurde, sind die spektralen Eigenschaften ein wichtiger Charakterisierungspunkt. Jedoch, kann aus den Daten von einem Stromwert nicht auf die Gesamtleistung des Lasers geschlossen werden. Daher ist es notwendig, besonders bei einem solch komplizierten Laser wie dem CCIG-Laser, dass spektrale Verhalten in einem großen Bereich zu kennen. Punkte wie Wellenlängenstabilität und SMSR-Stabilität über einen großen Stromvariationsbereich sind von entscheidender Bedeutung. Besonders auch unter dem Gesichtspunkt des Einflusses der Temperatur auf die Lasereigenschaften. Da durch die Strominjektion im cw-Betrieb, der Laser von innen her erwärmt wird, ändern sich seine elektrischen sowie seine spektralen Eigenschaften. Kennt man durch Untersuchungen am gepulsten Messplatz, bei dem durch den Pulsbetrieb des Lasers eine innere Erwärmung ausgeschlossen werden kann, das Temperaturverhalten des Lasers und dadurch die Lage der Wellenlänge als Funktion der Temperatur, so kann man auf seine innere Erwärmung rückschließen. Der CCIG-Laser zeigt wie alle anderen monomodige Lasertypen (DFB-, DBR-Laser) mit lateralem Gitter bei gepulsten Messungen eine Wellenlängenabhängigkeit von der Temperatur $\Delta\lambda/\Delta T$ von 0.092 nm/K. Abb. 6.6 zeigt einen 3D-Plot der Wellenlängenstabilität und SMSR-Stabilität eines $3_L+5_G+3_P$ (243) CCIG-Lasers bei einem festen Strominjektionswert in die Lasersektion von 100 mA als Funktion des Gitter- und Phasenstromes.

Deutlich zu erkennen ist die lineare Verschiebung der Wellenlänge mit steigendem Gitter- sowie Phasenstrom in einem Bereich zwischen 1553 und 1558 nm. Die Stufen in Richtung der Gitterstromvariation sind auf Sprünge in der Wellenlänge durch Änderung der Reflexionslage des Gitters, zurückzuführen. Im Gesamtüberblick zeigt der Laser eine stabile Emission ohne starke Schwankungen in der Wellenlänge. Aus einem Schnitt des Plots bei einem beliebigen Phasenstromwert kann eine Verschiebung der Wellenlänge mit dem Strom $\Delta\lambda/\Delta I = 0.020$ nm/mA bestimmt werden. Aus beiden gewonnenen Werten $\Delta\lambda/\Delta T$ und $\Delta\lambda/\Delta I$ sowie der Bestimmung des Zusatzes durch direkten Vergleich der Wellenlänge bei $I_L = 100$ mA und $I_G, I_P = 0$ mA (rechte obere Ecke des Plots) wurde die innere Temperatur bestimmt. An diesem Punkt beträgt die innere Temperatur 25 °C und steigt auf 90°C bei $I_L = 100$ mA, $I_G = 200$ mA, $I_P = 100$ mA (linke untere Ecke des Plots).

Die SMSR-Stabilität dieses Lasers ist im gesamten Gebiet gegeben, mit SMSR-Werten zwischen 38 und 40 dB. Die beiden ovalförmigen Anomalien stellen Gebiete dar, in denen das spektrale Verhalten stark abweicht. In dem großen ovalen Gebiet zwischen $I_P = 70 - 160$ mA und $I_G = 80 - 100$ mA ist die monomodige Emissionslinie schwächer ausgebildet mit einer SMSR von 15 dB. Im kleineren ovalen Gebiet zwischen $I_G = 160 - 200$ mA und $I_P = 65 - 75$ mA konkurrieren zwei Emissionslinien mit einem Abstand von 7 nm miteinander. Die SMSR in diesem Gebiet zwischen den beiden Moden beträgt daher nur 10 dB.

Die guten Temperatur- und somit Wellenlängenstabilitätseigenschaften liegen in der Geometrie des Lasers begründet. Aufgrund seiner Dimension kann er bereits ohne speziellen Aufbau auf eine Wärmesenke einen ausreichend guten Wärmekontakt zum Probenstisch herstellen und somit die erzeugte Wärme abführen. Daher kann der CCIG-Laser auch unter Belastung monomodig mit hohen SMSR über einen großen Variationsbereich des Gitter- und Phasenstromes betrieben werden und zeigt über einen großen Strom- bzw. Temperaturbereich stabile Emissionseigenschaften..

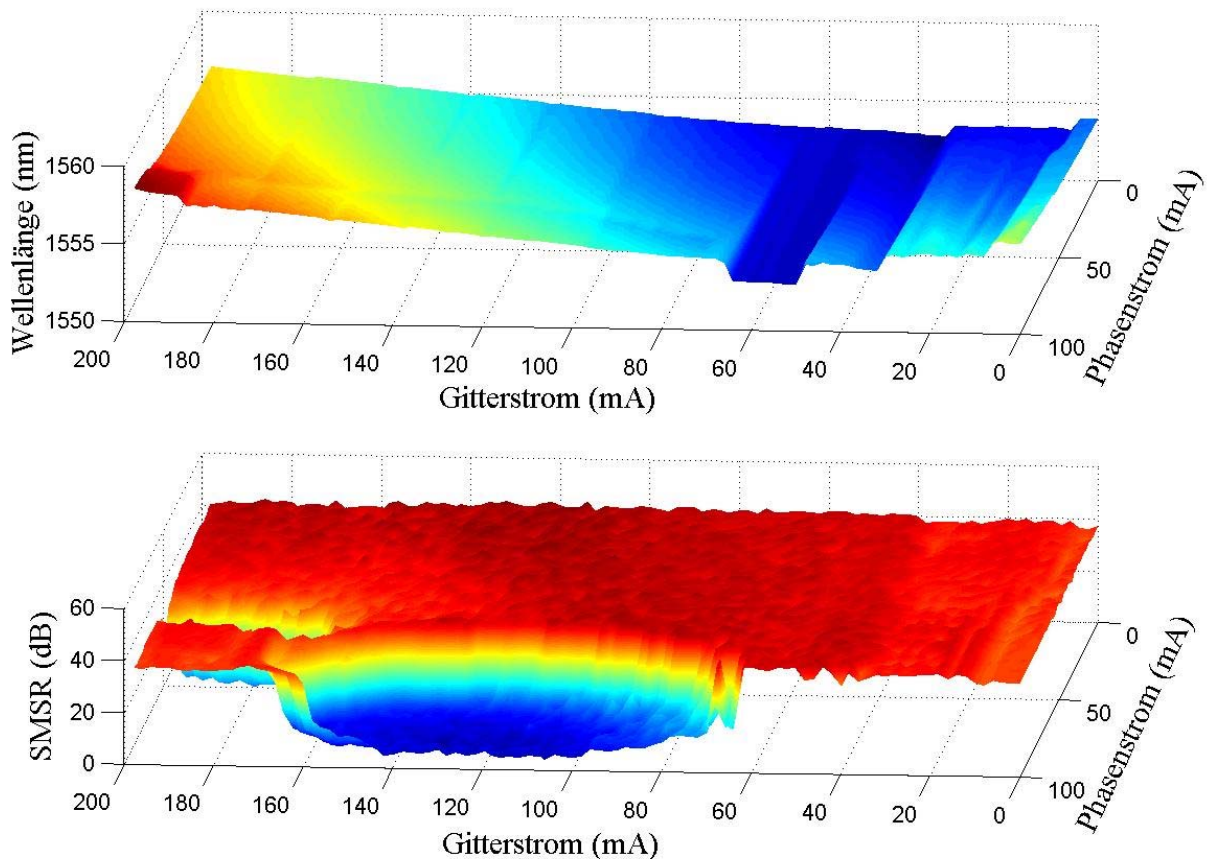


Abb. 6.6 Wellenlänge und SMSR als Funktion des Gitter- und Phasenstromes.

6.3 Eigenschaften longitudinal gekoppelter Kavitäten

Der CCIG-Laser zeigt aufgrund seines mehrteiligen Designs ein komplexeres HF-Verhalten auf, welches sich von dem klassischen HF-Modell, siehe Kapitel 2, wesentlich unterscheidet. Um ein gewisses Vorverständnis für das HF-Verhalten des CCIG-Lasers zu bekommen, werden in diesem Kapitel die stromabhängigen Wechselwirkungen innerhalb des Lasers diskutiert.

Da der Laser aus drei einzelnen Sektionen besteht, die jeweils getrennt mit Strom versorgt werden können, ergibt sich je nach Strominjektionslevel in die jeweiligen Sektionen oder als Summe im ganzen Laser ein unterschiedliches HF-Verhalten. Generell kann der Laser in drei geometrisch vorgegebene Sektionen (Kavitäten) unterteilt werden. Jedoch muss noch eine zusätzliche Kavität, die durch die Strominjektion in den Laserbereich entsteht, mitbedacht werden. Diese setzt sich zusammen aus der geometrischen Länge der Lasersektion und der Gittersektionslänge, die durch die virtuelle Gitterlänge innerhalb der Gittersektion (siehe DBR-Laser Gl. 2.30) entsteht. Die Länge der virtuellen Kavität L_G' beträgt in den meisten Fällen genau die Hälfte der Gitterkavitätslänge $L_G' = 0.5 L_G$. Somit existieren innerhalb des CCIG-Lasers vier Kavitäten, die miteinander Wechselwirken können. Dabei handelt es sich um die Laserkavität mit der Länge L_L , die Summe aus Laser- und virtuelle Gitterkavität $L_L + L_G'$, die Summe aus Laser- und Gitterkavität $L_L + L_G$ und der gesamten CCIG-Kavität $L_C = L_L + L_G + L_P$. In Abb. 6.7 ist eine schematische Darstellung der Kavitäten eines CCIG-Lasers gezeigt.

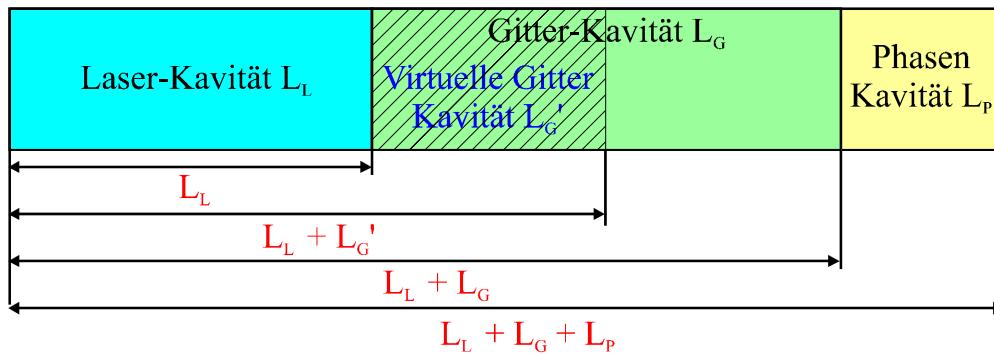


Abb. 6.7 Schematische Darstellung der möglichen Kavitäten eines CCIG-Lasers.

Die Voraussetzungen für das Wechselwirken der einzelnen Kavitätskombinationen ist stromabhängig. Die Laserkavität L_L spielt als alleinige Kavität eine untergeordnete Rolle für die HF-Eigenschaften, da diese nur bei sehr kleinen Betriebsströmen innerhalb der Lasersektion existiert. Für diesen Fall verhält sich der Laser nach dem „klassischen“ Modell und das Detuned Loading Prinzip kann noch nicht erzeugt werden. Damit kann der CCIG-Laser seine Vorteile noch nicht ausspielen. Bei steigendem Betriebsstrom I_L und $I_G = I_P = 0$ mA bildet sich die virtuelle Kavität $L_L + L_G'$ aus. Da höhere Lasersektionsstromwerte für gute HF-Eigenschaften als Basis notwendig sind, stellt diese Kavitätslänge eine wichtige wechselwirkende Größe dar. Durch Strominjektion in den Gitterbereich $I_G > 0$ mA ($I_P = 0$) ändert sich die Kavität in $L_L + L_G$. Für den Fall, dass der Phasenbereich gepumpt wird $I_P > 0$ mA ($I_G = 0$ mA oder $I_G > 0$ mA) muss die komplette CCIG-Kavität L_C bedacht werden. Daraus ergeben sich für den HF-Betrieb folgende miteinander wechselwirkende Kavitäten:

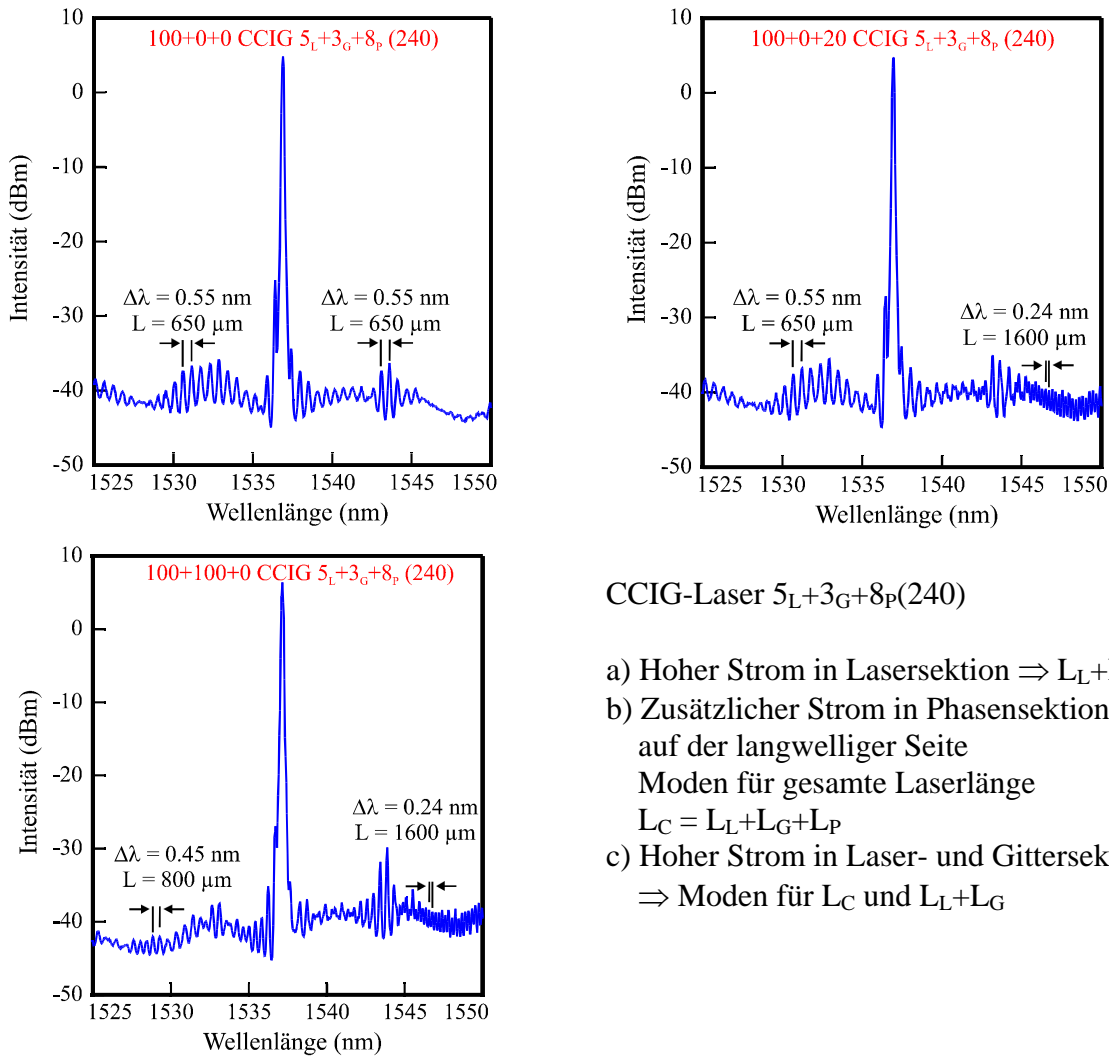
$$\begin{aligned}
 \text{I} &= L_L + L_G' && \text{(Lasersektion + Virtuelle Gittersektion)} \\
 \text{II} &= L_L + L_G && \text{(Lasersektion + Gittersektion)} \\
 \text{III} &= L_C = L_L + L_G + L_P && \text{(komplette Laser = Lasersektion + Gittersektion + Phasensektion)}
 \end{aligned}$$

Durch die Betriebszustände zum Erreichen der einzelnen Kavitäten ergeben sich nur drei logische Kombinationen: \Rightarrow **I+III, II+III, III.**

Die Bedingungen für die drei sich ergebenden Wechselwirkungsfälle sind:

$$\begin{aligned}
 \text{I+III} & && I_L > 0 \text{ mA}, I_G = 0 \text{ mA}, I_P > 0 \text{ mA} \\
 \text{II+III} & && I_L > 0 \text{ mA}, I_G > 0 \text{ mA}, I_P = 0 \text{ mA} \\
 \text{III} & && I_L > 0 \text{ mA}, I_G > 0 \text{ mA}, I_P > 0 \text{ mA}
 \end{aligned}$$

Diese Annahmen bestätigen sich experimentell, in dem man die Spektren der CCIG-Laser bei bestimmten Stromkombinationen misst und analysiert. In Abb. 6.8 sind die Spektren für die drei vorher beschriebenen Wechselwirkungsfälle eines $5_L + 3_G + 8_P$ (240) CCIG-Lasers gezeigt. Er wurde zur Demonstration dieser Lasertyp gewählt, damit die Dimensionsunterschiede zwischen den drei Kavitäten möglichst groß und somit gut erkennbar sind. Zum Erzielen der aufgezählten Wechselwirkungseffekte, werden Stromkombinationen gewählt die den vorher genannten Kombinationen entsprechen. Für den Fall a ist nur der Lasersektionsstrom auf 100 mA eingestellt, damit sich nur $L_L + L_G'$ ausbildet. Im Fall b erfährt die Phasensektion eine zusätzliche Strominjektion, um die Kombination I+III einzustellen. Hierfür sind nur geringe Phasenstromwerte notwendig, wie dem Graphen zu entnehmen ist. Der letzte Fall c spiegelt die Kombination II+III wieder, mit der dafür notwendigen Sektionsstromeinstellung.



CCIG-Laser $5_L+3_G+8_P(240)$

- a) Hoher Strom in Lasersektion $\Rightarrow L_L+L_G$
- b) Zusätzlicher Strom in Phasensektion \Rightarrow
auf der langwelliger Seite
Moden für gesamte Laserlänge
 $L_C = L_L+L_G+L_P$
- c) Hoher Strom in Laser- und Gittersektion
 \Rightarrow Moden für L_C und L_L+L_G

Abb. 6.8 Spektren eines CCIG-Lasers für verschiedene Betriebsströme und die sich daraus ergebenden Modenabstände.

Zur Auswertung der einzelnen Spektren, sind diese in zwei Bereiche zu unterteilen. Das erste Gebiet befindet sich auf der kurzwelligen Seite der Hauptemissionsmode und das zweite auf der langwelligen Seite. Bei den CCIG-Lasern spiegeln sich die wechselwirkenden Kavitäten separat jeweils auf einem der beiden Bereiche wider, so dass durch Vergleich der beiden Gebiete ein Rückschluss auf die beteiligten Kavitäten gewonnen werden kann. In Abb. a) ist kein Unterschied zwischen der linken und der rechten Seite in den Modenabständen der FP-Moden zu erkennen. Aufgrund der angelegten Sektionsströme ($I_L > 0$ mA, $I_G = 0$ mA, $I_P = 0$ mA) bildet sich im Laser nur die virtuelle Kavität aus. Aus dem Spektrum ist zu erkennen, dass sich der Modenabstand der FP-Moden nicht mit der Wellenlänge ändert und mit 0.55 nm konstant bleibt, was bei der Emissionswellenlänge von 1536 nm und einem Brechungsindex $n = 3.2$ einer Kavitätslänge von 650 μm entspricht. Diese Länge entspricht genau der Länge der virtuellen Kavität, da die Länge der virtuelle Gittersektion nach Gleichung 2.30 bei hohen Strömen mit der Hälfte der Gittersektion abgeschätzt werden kann.

Für den Fall b) ist ein Unterschied in den FP-Modenabständen zwischen den beiden Gebieten vorhanden. Aufgrund der Betriebsbedingungen ($I_L > 0$ mA, $I_G = 0$ mA, $I_P > 0$ mA) bildet sich zum einen wieder die virtuelle Kavität und zum anderen die gesamte Laserkavität L_C aus. Im linken Gebiet beträgt $\Delta\lambda = 0.55$ nm, wie in Spektrum a), und im rechten Gebiet ist der FP-Modenabstand $\Delta\lambda = 0.24$ nm. Dies entspricht für die oben genannten Parameter einer Kavitätslänge von 1600 μm , was mit der gesamten Laserlänge gleichzusetzen ist.

Auch im dritten Fall c) ergibt sich ein Unterschied in den Modenabständen zwischen den beiden Seiten. Auf der rechten Seite ist wiederum der Modenabstand für die gesamte Laserlänge zu erkennen. Jedoch auf der linken Seite ergibt sich aufgrund der neuen Betriebsströme ($I_L > 0$ mA, $I_G > 0$ mA, $I_P = 0$ mA) eine andere Kavität. Durch die Strominjektion in den Gitterbereich ändert sich die erste Kavität von L_L+L_G' in L_L+L_G , da aufgrund des hohen Sektionsstromes die Transparenz dieser Sektion erreicht ist. Der Modenabstand von $\Delta\lambda = 0.45$ nm entspricht einer Kavitätslänge von 800 μm , welche sich mit den geometrisch vorgegebenen Dimensionen für die Summe aus Laser- und Gittersektion deckt.

Für jede Kavität bildet sich eine stehende Welle, mit dem entsprechenden Modenabstand aus. Durch die Wechselwirkung der Kavitäten liegt in eine Kopplung der beiden vor. Als Ergebnis dieser Kopplung ergibt sich eine Schwebung und somit ein neues Wellenprofil. Die Schwebungsfrequenz:

$$v_{\text{Schwebung}} = v_2 - v_1, \quad T_s = \frac{1}{v_s}, \quad (6.1)$$

bestimmt die Lage der PPR innerhalb der Modulationstransferfunktion MTF, da eben diese den Modenabstand der zweiten langwelligeren Mode zur Hauptmode definiert. In Abb. 6.9 ist das Prinzip der Schwebung dargestellt.

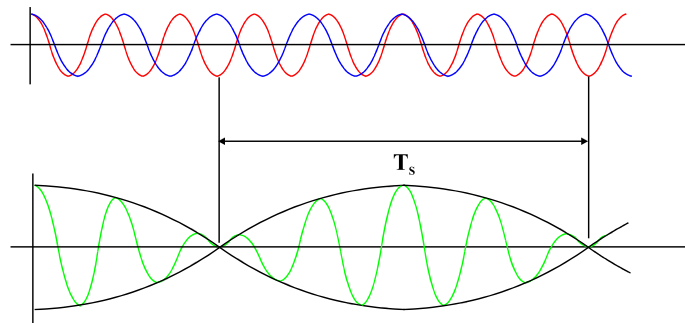


Abb. 6.9 Schematisches Prinzip der Erzeugung einer Schwebung von zwei Wellen.

Somit ist es möglich, nur durch Vorgabe der geometrischen Dimensionen des CCIG-Lasers die Lage der PPR einzustellen und damit die -3dB-MBB grob vorzugeben. Die nachfolgende Tabelle zeigt die Position der PPR innerhalb der MTF für bestimmte CCIG-Lasergeometrien. Die roten Werte stellen die Ergebnisse für die drei Wechselwirkungskombinationen **I+III**, **II+III**, **III** dar.

| Laser (μm) | Gitter (μm) | Phase (μm) | LL (GHz) | LL+LG' (GHz) | LL+LG (GHz) | LC (GHz) | LL-LC | (LL+LG')-LC | (LL+LG)-LC |
|-------------------------|--------------------------|-------------------------|----------|--------------|-------------|----------|--------|-------------|------------|
| 500 | 300 | 800 | 93,75 | 72,12 | 58,59 | 29,3 | 64,45 | 42,82 | 29,29 |
| 450 | 500 | 500 | 104,17 | 66,96 | 49,34 | 32,33 | 71,84 | 34,63 | 17,01 |
| 300 | 500 | 300 | 156,25 | 85,23 | 58,59 | 42,61 | 113,64 | 42,62 | 15,98 |
| 500 | 500 | 500 | 93,75 | 62,5 | 46,88 | 31,25 | 62,5 | 31,25 | 15,63 |
| 200 | 500 | 200 | 234,38 | 104,17 | 66,96 | 52,08 | 182,3 | 52,09 | 14,88 |
| 300 | 300 | 500 | 156,25 | 104,17 | 78,13 | 42,61 | 113,64 | 61,56 | 35,52 |

Wie zu erkennen ist, können sich innerhalb einer festen CCIG-Lasergeometrie unterschiedlichste PPRs ergeben, je nachdem welche Betriebsströme in die einzelnen Sektionen injiziert werden. Für CCIG-Laser mit gleichen Lasersektions- und Phasensektionslängen ergibt sich eine geringere Variation der möglichen Frequenzbereiche. Durch die Wahl der Dimensionen der Sektionen der CCIG-Laser ist es möglich die Lage der PPR zu bestimmen. Mittels der Strominjektion ist eine Feineinstellung oder Verschiebung dieser erreichbar. Der Einfluss der einzelnen Sektionsströme wird in den nachfolgenden

Abschnitten gegeben. Von besonderer Bedeutung für diese Arbeit sind die Daten von den $5_L+5_G+5_P$, $3_L+5_G+3_P$ und $4.5_L+5_G+5_P$ CCIG-Lasern.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die HF-Eigenschaften maßgeblich von der Geometrie der CCIG-Laser und den einzelnen Betriebsströmen in den drei Sektionen abhängen.

6.4 Dynamisches Verhalten

6.4.1 Rauschverhalten

Das Rauschverhalten der CCIG-Laser spielt in der HF-Charakterisierung eine geringere Rolle als im Fall der DBR- oder DFB-Laser, da die Dämpfung, einer der beiden wichtigen Parameter, die aus den RIN-Messungen gewonnen werden können, sich stark vom klassischen HF-Bild unterscheidet. Es gilt natürlich immer noch Gleichung 2.15, jedoch ist für den CCIG-Laser der Gütefaktor negativ und nicht wie im Fall der DBR-Laser mit Detuned Loading Prinzip einmal positiv und dann negativ. Weiterhin verliert Gleichung 2.13 in gewisser Hinsicht ihre Bedeutung, da die PPR linear von den injizierten Strömen abhängt und nicht quadratisch wie im klassischen Fall. Das Verhalten der Resonanzfrequenz f_R , die im Fall der CCIG-Laser nach ihrem Wechselwirkungsprinzip Elektron-Photon-Resonanz EPR benannt wird, entspricht dem klassischen Bild. Aufgrund der geringen Ausbildung der EPR kann deren Verhalten nicht gemessen werden. Jedoch kann aus den RIN-Messungen immer noch eine Abschätzung über die Bitfehlerrate BER gegeben werden, da aus den Spektren das RIN pro Einheitsbreite $RIN/\Delta f$ (Gleichung 2.11) gemessen werden kann.

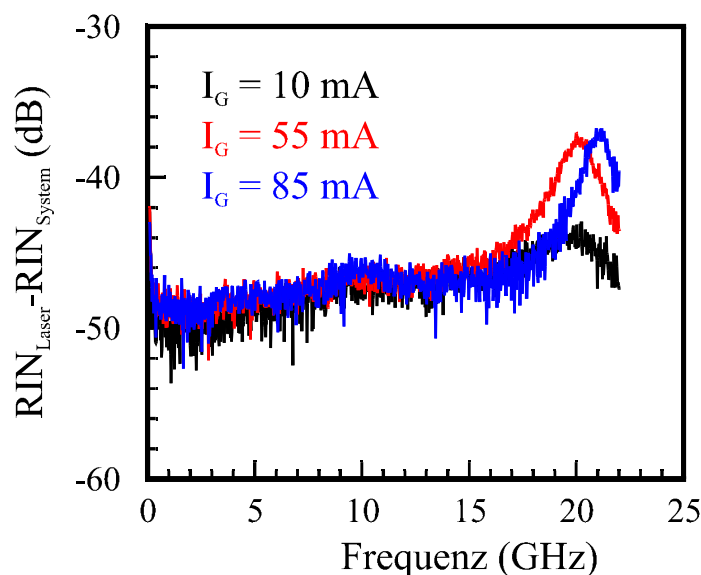


Abb. 6.10 RIN-Kurven des $5_L+5_G+5_P$ CCIG-Lasers bei Variation des Gitterstromes.

In Abb. 6.10 sind drei RIN-Spektren eines $5_L+5_G+5_P$ (245) CCIG-Lasers für $I_L = 185$ mA, $I_P = 41$ mA und eine Gitterstromvariation $I_G = 10, 55$ bzw. 85 mA gezeigt. Deutlich in den Spektren ist die PPR zu erkennen, die sich im Bereich von 20 GHz ausbildet. Eine Messung zu höheren Frequenzen als 20 GHz ist durch den Messaufbau limitiert. Bei genauerer Betrachtung der einzelnen Spektren ist im Bereich von 10 GHz eine leicht Überhöhung der Spektren zu erkennen, welche auf die schwach ausgebildete EPR zurückzuführen ist. Für alle gemessenen Spektren kann ein $RIN/\Delta f$ im Bereich von -150 dB/Hz berechnet werden, was auf das hohe Potential dieser Laser sowie auf sehr gute BERs hinweist.

Durch eine Variation der Gitterströme bei festen Laser- und Phasenstromwerten, ergibt sich das in Abb. 6.11 gezeigte Verhalten der Dämpfung, PPR und -3dB-MBB für den $5_L+5_G+5_P(245)$ CCIG-Laser.

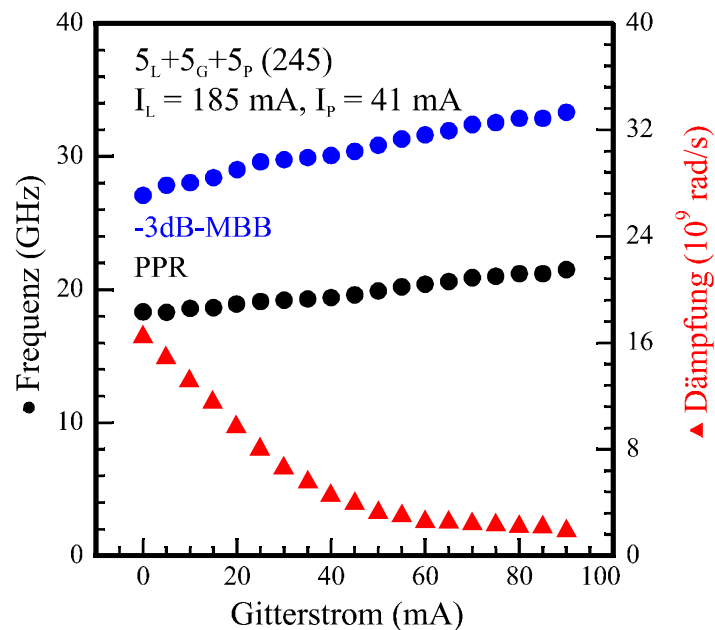


Abb. 6.11 Verhalten der -3dB-MBB , PPR und Dämpfung des CCIG-Lasers bei Variation des Gitterstromes.

Diese Werte werden durch Anfitzen der MTF mittels Gleichung 2.12 aus den RIN-Daten gewonnen. Dies ist möglich, da die EPR im RIN-Spektrum nicht zu erkennen ist und die MTF die PPR als EPR behandelt und den klassischen Verlauf der Funktion auf diese Resonanz überträgt. Diese Prozedur zeigte ein großes Maß an Übereinstimmung zwischen dem tatsächlich gemessenen Verlauf der Funktion und der theoretisch angefitzten Funktion. Daher können die gewonnenen Daten als sichere Daten angenommen werden. Wie zu erkennen ist, zeigen die PPR und -3dB-MBB das schon von den DBR-Lasern bekannte lineare Ansteigen der Resonanzwerte mit steigendem Betriebsstrom (siehe Abb. 5.20), in diesem Fall des Gitterstromes. Der einzige große Unterschied liegt im steten Abfall der Dämpfung, in Abb. 5.20 und 5.21 wurde schon ein ähnliches Verhalten der Dämpfung bei bestimmten DBR-Lasern mit Detuned Loading Prinzip vorgestellt. Dabei wird dieses Abnahme nur bei bestimmten Stromstärken beobachtet und nicht für den gesamten Betriebsbereich. Der CCIG-Laser hingegen weist diese Reduktion der Dämpfung generell auf, sobald die PPR sich in der MTF ausbildet. Eine Erklärung für dieses Verhalten wird im nächsten Abschnitt explizit gegeben.

6.4.2 Kleinsignalverhalten

Der wichtigste Fortschritt, der durch das CCIG-Laserdesign erzielt wird, ist eine signifikante Verbesserung der HF-Eigenschaften. Die guten Rauscheigenschaften stellen eine Basis für diese Verbesserung dar. Jedoch erst die Ausnutzung und die gezielte Kontrolle der PPR führt zu der drastischen Erhöhung der -3dB-MBB .

Anders als im Fall der DBR-Laser, die ebenfalls das Detuned Loading Prinzip ausnutzen, kann mit Hilfe der Phasensektion eine direkte Ansteuerung und Kontrolle der PPR erreicht werden. Erst die gezielte Einstellung der Phasenlage der umlaufenden Wellen und damit auch der Schwebung, durch die Variation der Phasensektionslänge über den Phasenstrom, führt zu der verstärkten Ausbildung der PPR. Man sollte bedenken, dass schon eine Längenvariation von rund 100 nm eine Änderung der Phasenlage um 2π erzeugt. Diese kleine Abmessung liegt weit unterhalb der Spaltgenauigkeit und somit der Herstellungsgenauigkeit. Die gewünschte Phase kann jedoch über den Phasenstrom und damit über die Änderung des Brechungsindex innerhalb der Phasensektion eingestellt werden.

Um ein besseres Verständnis für das neue Kleinsignalverhalten der CCIG-Laser zu erhalten ist in Abb. 6.12 ein schematischer Verlauf der MTFs für eine Variation der Sektionsströme gezeigt.

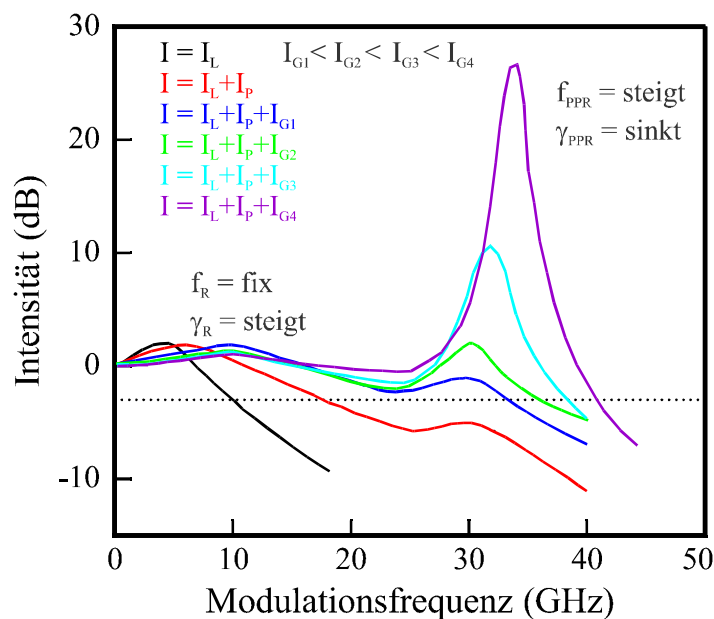


Abb. 6.12 Schematische Darstellung des Verlaufs der MTF eines CCIG-Lasers bei Variation der Sektionsströme.

Die Betriebsbedingungen die für diese Demonstration gewählt worden sind stellen einen Spezialfall des Betriebes eines CCIG-Lasers dar. Für die erste Kurve (schwarz) ist der Lasersektionsstrom noch klein und die beiden anderen Sektionen sind ungepumpt. Für die zweite MTF (rot) ist der Lasersektionsstrom größer als im ersten Fall. Zusätzlich erfolgt eine Strominjektion in die Phasensektion und beide Stromwerte sind zusätzlich für die weiteren Funktionen konstant. In den darauffolgenden Kurven (blau, grün, hellblau und violett) erhöht sich schrittweise der Gittersektionsstromwert.

Für ein besseres Verständnis der Entwicklung der jeweiligen Kurven, werden diese in zwei Bereiche unterteilt. Zum ersten in den Bereich um die EPR, damit deren Verhalten diskutiert werden kann und zum zweiten in den Bereich der PPR zur Erklärung des Verhaltens der PPR und damit des Gesamtsystems. Im Fall der ersten MTF (schwarz) ist keine Unterteilung notwendig. Sie zeigt das typische klassische Verhalten eines FP- oder DFB-Lasers. Die EPR

ist stark ausgebildet und die Funktion fällt rasch unter die -3dB -Grenze ab. Für die anderen MTF ist eine Unterteilung jedoch notwendig.

Wenden wir uns nun dem Verhalten der EPR für die weiteren Kurven zu, so zeigt sich das klassische Verhalten dieser Resonanz bei Erhöhung des Gitterstromes. Diese steigt quadratisch an: $f_R = \text{EPR} \sim \sqrt{I}$ (Gleichung 2.13). Desweiteren nimmt die Dämpfung der EPR (γ_{EPR}) zu (Gleichung 2.15). Die Resonanz erreicht schnell ihren Maximalwert und ändert diesen bei Erhöhung des Gitterstromes nicht mehr. Anders verhält sich die Dämpfung. Sie steigt weiter an, bis die EPR als Resonanzüberhöhung kaum noch zu erkennen ist. Da das Detuned Loading Prinzip auf der Kopplung und dem Energietransfer zwischen der Haupt- und der nächsten niederenergetischen Nebenmode basiert, führt diese Zunahme von γ_{EPR} für die richtige Phasenlage zu einer Reduktion der Dämpfung der PPR (γ_{PPR}). Man spricht hier von Entdämpfung. Im Idealfall, optimale Phasenlage, Laser- und Gitterverstärkung, kann der Fall der totalen Entdämpfung der PPR beobachtet werden [Kje 03].

Das eben erwähnte Verhalten zeigt sich, wenn wir uns nun dem Verhalten der PPR zuwenden. Für die zweite MTF ist die PPR noch schwach ausgebildet und liegt unterhalb der -3dB -Grenze. Jedoch durch die stetige Abnahme der γ_{PPR} für höhere Gitterströme bildet sich die PPR immer stärker aus, bis sie schließlich das System dominiert. Es ist keine Seltenheit für die gemessenen MTFs, dass die PPR Werte von 30 dB erreicht, während hingegen die EPR für die Funktionen gerade 2 oder 3 dB erzielt. Man sollte dabei stets bedenken, dass dB eine logarithmische Auftragung ist, was erst den wirklich starken Unterschied ausmacht. Die Dämpfung der PPR nimmt linear mit dem Resonanzquadrat ab. Es gilt immer noch Gleichung 2.15, jedoch ist der Gütefaktor K nun negativ:

$$\gamma_{\text{PPR}} = -K_{\text{PPR}} \cdot \text{PPR}^2 + \text{const.} \quad (6.2)$$

Die PPR hingegen verhält sich wie im vorher diskutierten DBR-Fall nicht klassisch sondern linear:

$$\text{PPR} \sim I. \quad (6.3)$$

In diesem hier diskutierten speziellen Fall $I_L, I_P = \text{konst.}$ und I_G ansteigend beruht die Verschiebung der PPR auf der sich ändernden Stromstärke in die Gittersektion. Diese bewirkt eine Änderung des effektiven Brechungsindex innerhalb dieser Sektion und damit eine effektive Längenänderung, welche sich auf die Schwebungsfrequenz und somit auf die Lage der PPR auswirkt.

In den zwei folgenden Unterabschnitten werden nun ausführlich die zwei Spezialfälle des Betriebes eines CCIG-Lasers und deren Auswirkung auf die HF-Eigenschaften diskutiert.

6.4.2.1 Verhalten unter Gitterstromvariation

In diesem Abschnitt soll der Einfluss des Gitterstromes auf das Kleinsignalverhalten präsentiert werden. Ausgangsbasis für diese Diskussion sind Betriebsbedingungen, die das Prinzip des Detuned Loading ermöglichen und eine optimale Phasenlage erzeugen. Dafür wurden bei dem präsentierten Beispiellaser $4.5_L + 5_G + 5_P$ (245) die Sektionsströme wie folgt gewählt: $I_L = 150 \text{ mA}$, $I_P = 40 \text{ mA}$ und I_G wird variiert.. Der Lasersektionsstrom erzeugt die Verstärkung und die exakte Lage der Lasermode (Hauptmode) auf der langwelligen Seite des Reflexionsspektrums des Gitters. Der Phasenstrom erzeugt für den eingestellten Laserstromwert die optimale Phasenlage der umlaufenden Wellen. Um den Einfluss von I_G zu untersuchen, wird dieser zwischen $0 - 60 \text{ mA}$ variiert. In Abb. 6.13 ist das Kleinsignalverhalten dieses Lasers für die genannte Variation gezeigt. Für $I_G = 0, 10 \text{ mA}$ ist noch keine Transparenz des Gittersektion erreicht und die Kopplung der beiden Moden (Haupt- und

niederenergetische Nebenmode) ist noch sehr schwach, aber schon vorhanden. Es haben sich jedoch schon die Kavitäten im Laser ausgebildet, die die Lage der niederenergetischen Mode festlegen. Für diesen Laser handelt es sich aufgrund der Phasensektionslänge und des niedrigen Phasenstromes um L_L+L_G und L_C . Aus den Sektionslängen des CCIG-Lasers ergibt sich, wie in der Tabelle aufgeführt eine kavitätsabhängige Schwebungsfrequenz und damit die Lage der PPR bei 17 GHz.

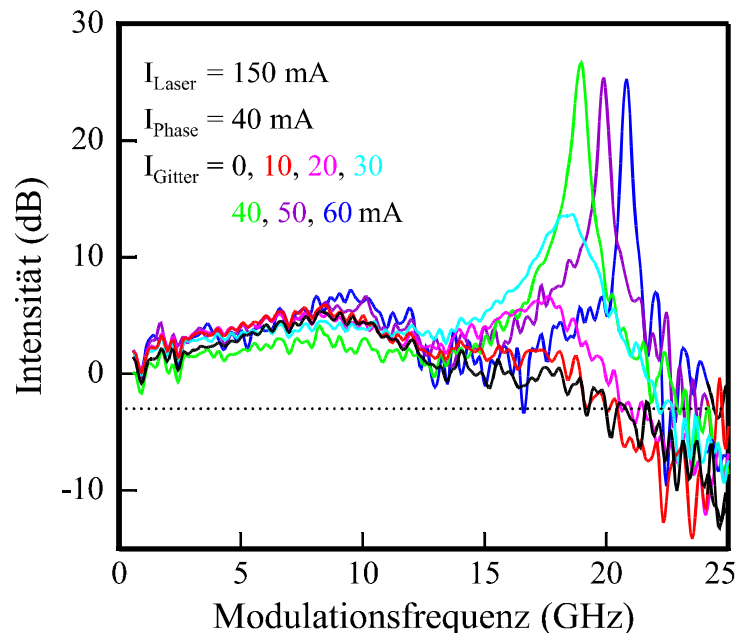


Abb. 6.13 Verhalten der MTFs eines CCIG-Lasers bei gezielter Variation des Gitterstromes.

Dieser Wert ist auch in den MTFs zu erkennen. Für $I_G = 20 \text{ mA}$ ist die Transparenz des Gitterbereiches erreicht und die Kopplung nimmt zu, was zu der stärkeren Ausbildung der PPR führt. Die Verschiebung der PPR zu höheren Frequenzen mit zunehmenden Gitterstrom beruht auf der schon erwähnten Änderung des Brechungsindex, der damit verbundenen effektiven Längenänderung und somit der Veränderung der Schwebungsfrequenz. Mittels einer Erhöhung des Gitterstromes von 0 auf 60 mA ist es somit möglich die PPR von 17.5 auf 21 GHz zu verschieben.

Ein weiterer Effekt des Anstieges von I_G ist die Vergrößerung der Kopplung zwischen den beiden Moden (Haupt- und Nebenmode) und der Dämpfung der EPR. Dies wiederum führt zu der Verringerung von γ_{PPR} . Ob die Abnahme der Dämpfung zusätzlich noch durch eine weitere Anpassung der Phasenlage der umlaufenden Wellen zu erklären ist, kann zu diesem Zeitpunkt der Untersuchungen noch nicht gesagt werden. Es ist jedoch als wahrscheinlich anzunehmen.

Gleichzeitig mit der Erhöhung der PPR geht ein Anstieg der -3dB-MBB einher. Das Verhalten dieser ist aus der Abb. 6.13 schlecht zu entnehmen. Deshalb wurde in Abb. 6.14 eine andere Auftragung der Ergebnisse eines $3_L+5_G+3_P$ (245) CCIG-Lasers mit $I_L = 150 \text{ mA}$ und $I_P = 14, 16 \text{ und } 18 \text{ mA}$ gewählt, um deren Entwicklung bei Erhöhung des Gitterstromes zu verdeutlichen. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, nimmt die γ_{PPR} , für alle drei Phasenstromwerte, grob linear ab mit steigendem Gitterstrom, während die PPR linear zunimmt. Auch die -3dB-MBB zeigt dieses Verhalten, jedoch mit einem stärkeren Anstieg als die PPR. Da die Dämpfung mit der Überhöhung und dem Abfall der Resonanz verknüpft ist, führt eine Reduktion der Dämpfung zu einer steigenden Überhöhung und einem sanfteren Abfall der PPR. Dadurch ergibt sich der stärkere Anstieg der linearen Verschiebung der -3dB-MBB und

somit wirkt sich der Gitterstrom über die Dämpfung viel stärker auf die -3dB-MBB aus als auf die PPR.

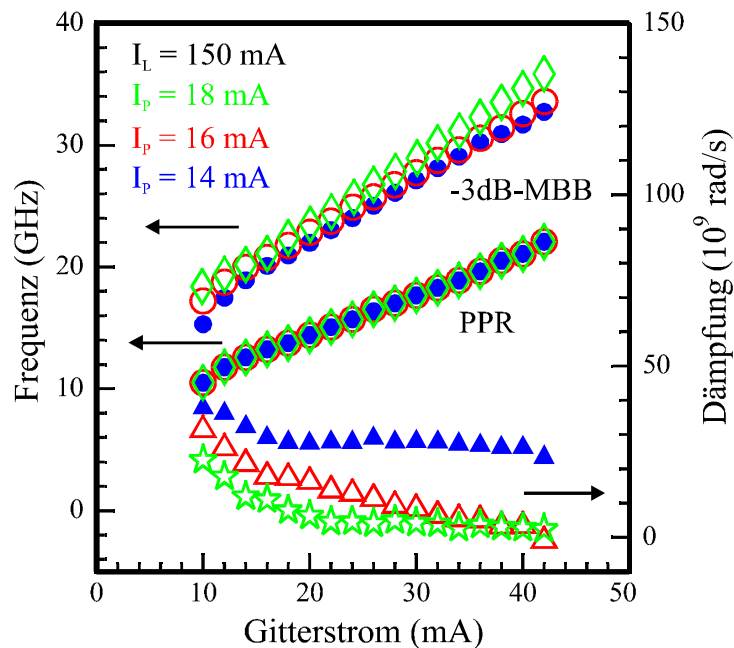


Abb. 6.14 Verhalten der -3dB-MBB , PPR und Dämpfung für verschiedene Phasenströme.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Änderung von I_G eine Zunahme der PPR, eine Abnahme von γ_{PPR} und damit einen größeren Anstieg der -3dB-MBB zur Folge hat.

6.4.2.2 Verhalten unter Phasenstromvariation

Aufgrund der drei Sektionen ergibt sich natürlich ein sehr großer Parameterraum, der sich nur aufwändig ausmessen lässt. Daher ist es notwendig sich auf bestimmte Spezialfälle zu konzentrieren, um ein Verständnis für die Physik der CCIG-Laser zu bekommen. Neben dem vorher diskutierten Spezialfall, ist der Fall von I_L und $I_G = \text{konst.}$ und I_P unterliegt einer Variation ein weiterer zu betrachtender Fall. Aus den bisherigen Diskussionen über die Auswirkungen der Phasensektion auf das Kleinsignalverhalten ist es einsichtig, dass sich für diese Betriebsbedingungen ein anderes Verhalten als im vorherigen Fall ergibt. In Abb. 6.15 ist das Kleinsignalverhalten des gleichen CCIG-Lasers wie in Abb. 6.13 aufgezeigt, nun jedoch für die Variation des Phasenstromes. Der Lasersektionsstrom beträgt 150 mA und der Gitterstrom 40 mA, um die Transparenz in dieser Sektion zu erreichen. Der Phasenstrom variiert zwischen 30 und 45 mA.

Wie zu erkennen ist, bildet sich die PPR wie im vorherigen Spezialfall bei 17.5 GHz aus und die -3dB-MBB beträgt bei $I_p = 30$ mA 20.5 GHz. Für diesen Phasenstromwert ist die PPR genauso stark ausgebildet wie die EPR, was darauf hindeutet, dass die Phasenlage sowie die Kopplungsstärke zwischen den beiden Moden noch weit von den optimalen Werten entfernt sind. Optimale Betriebsbedingungen äußern sich in einer sehr stark ausgebildeten PPR einer schwach entwickelten EPR und einem geringen Abfall der MTF sowohl zwischen den Resonanzen als auch nach der PPR. Die Bedeutung der Phasenlage und somit die der Phasensektion wurde schon in Kapitel 2 besonders hervorgehoben. Schon eine Phasenänderung von wenigen Grad führt zu entgegengesetzten Ergebnissen (Abb. 2.10). Daher ist eine Variation der Stromstärke in dieser Sektion sehr vorsichtig vorzunehmen und in kleinen Schritten. Dies

ist auch in Abb. 6.15 zu erkennen. Schon eine Erhöhung um 15 mA ergibt eine radikale Änderung der MTF. Mit steigendem Strom sinkt die Dämpfung der PPR sehr stark, verändert dabei aber nicht ihre Lage. Das ist der gravierende Unterschied zum vorherigen Spezialfall, bei dem zwar ebenfalls die Dämpfung stark abnahm, jedoch die PPR auch ihre Lage veränderte. Dieses Verhalten deckt sich stark mit dem theoretisch vorhergesagten Verhalten (Abb. 2.10). Da die PPR ihre Lage nicht ändert, aber die Dämpfung sehr stark abnimmt, führt dies zu einer schwachen Erhöhung der -3dB -MBB von 20.5 GHz auf 22 GHz. Die Erklärung für die Statik der PPR ist, dass zum einen die Stromvariation und das Strominjektionslevel in die Phasensektion sehr gering sind, was zu keinem nennenswerten Beitrag zur Verstärkung des Laserlichtes führt. Zum anderen bewirkt die Änderung des effektiven Brechungsindex natürlich eine Längenänderung, welche sich aber nur in der Phasenlage bemerkbar macht. Aus diesen Gründen führt eine Variation des Phasenstromes zu keiner messbaren Verschiebung der PPR.

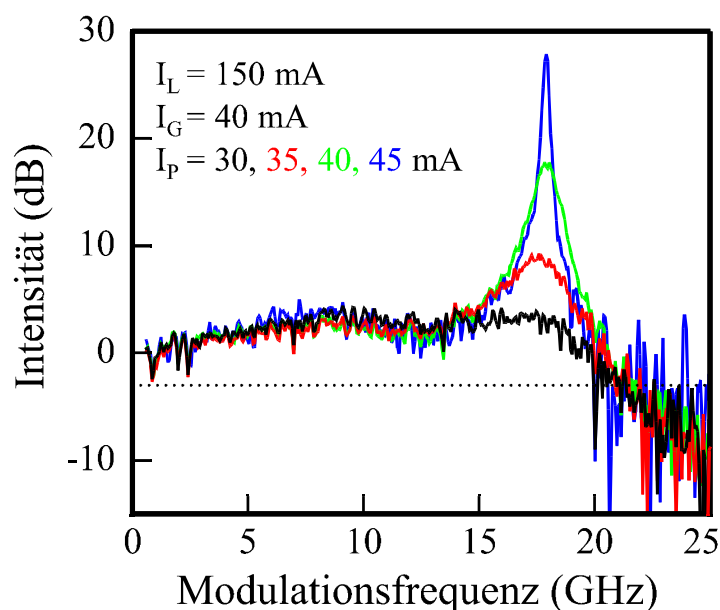


Abb. 6.15 Verhalten der MTFs eines CCIG-Lasers bei gezielter Variation des Phasenstromes.

Bei den DBR-Lasern mit Detuned Loading Prinzip kann das Vorhandensein der Nebenmode im Spektrum unter Modulation mit den richtigen Modenabstand nachgewiesen werden. Auch im Falle des CCIG-Lasers ist es möglich, diese Nebenmode unter Modulationsbetrieb im Spektrum zu detektieren. In Abb. 6.16 sind zwei Spektren des präsentierten $4.5_L + 5_G + 5_P(245)$ CCIG-Lasers im Modulationsbetrieb für $I_P = 35$ und 45 mA aufgezeigt. Für den Fall der geringsten Dämpfung $I_P = 45 \text{ mA}$ ist im Spektrum auf der langwelligen Seite der Hauptmode mit 10 dB SMSR, die Nebenmode mit einem Modenabstand von 0.145 nm zu sehen. Das entspricht bei einem effektiven Brechungsindex von 3.2 bei dieser Wellenlänge einem Frequenzabstand von 17.8 GHz. Dieser Abstand entspricht der Lage der PPR in der MTF für diesen Phasenstromwert.

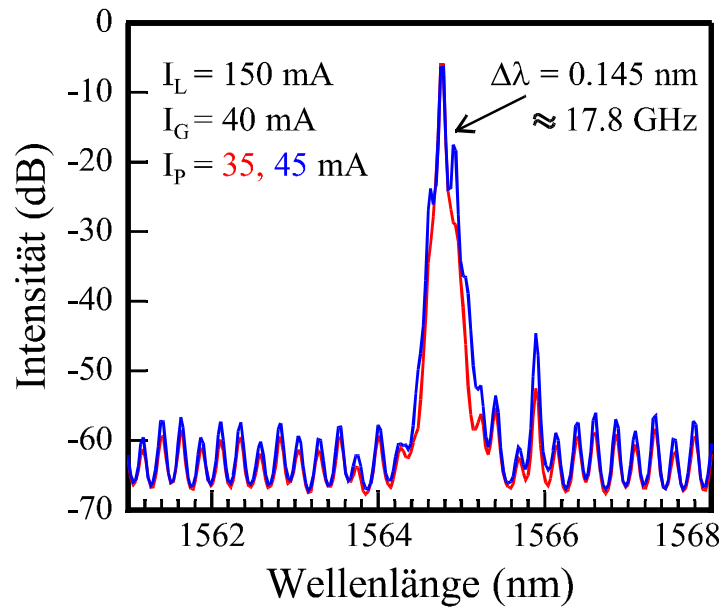


Abb. 6.16 Spektren eines CCIG-Lasers unter Modulationsbetrieb für zwei verschiedene Phasenströme.

6.4.2.3 Gesamtverhalten

Bisher wurden einige Spezialfälle diskutiert, anhand denen sich die vielversprechenden HF-Eigenschaften des CCIG-Lasers erkennen lassen. Diese stellen jedoch nur einen bestimmten Bereich der Betriebsmöglichkeiten dar. Durch die designbedingten drei Sektionen ergibt sich für jede der drei zu charakterisierenden Größen -3dB-MBB , PPR und γ eine 3D-Abhängigkeit. Um den Blick auf die wesentlichen Merkmale dieses Lasertyps nicht zu verlieren, wird der Lasersektionsstrom auf einen festen Wert eingestellt und somit eine Reduktion der Abhängigkeiten auf 2 Dimensionen erreicht. Diese Entscheidung beruht auf der Tatsache, dass die Hauptverstärkung und die Festlegung der Hauptmode durch den Lasersektionsstrom gewährleistet wird. Desweiteren ist der Betriebsstrom in dieser Sektion im Verhältnis zu den beiden anderen Sektionen in den meisten Fällen in etwa um den Faktor 3 höher. Somit würde eine Variation dieses Stroms in einem großen Bereich keine signifikante Änderungen der Lasereigenschaft ergeben.

In Abb. 6.17 sind die 3D-Plots für -3dB-MBB , PPR und γ eines $4.5_L+5_G+5_P$ (243) CCIG-Lasers gezeigt. Die Sektionsströme für diese Graphen sind $I_L = 178 \text{ mA}$, $I_G = 40 - 60 \text{ mA}$ und $I_P = 20 - 30 \text{ mA}$. In den Abbildungen ist gut das Verhalten der einzelnen Größen bei Änderung des Gitter- und Phasenstromes zu erkennen. Die vorher diskutierten Spezialfälle stellen Schnitte durch diese 3D-Plots für bestimmte I_G oder I_P dar.

Im Verhalten der -3dB-MBB ist zu erkennen, dass die Erhöhung des Gitterstromes eine starke lineare Vergrößerung der Bandbreite erzeugt und die Erhöhung des Phasenstromes hingegen eine geringfügige lineare Vergrößerung der Bandbreite bewirkt. Beim Vergleich der -3dB-MBB -Werte der minimalsten mit den maximalsten Sektionsströmen ergibt sich eine Steigerung von 20 auf 29 GHz um 9 GHz.

Bei Betrachtung der PPR zeigt sich ein annähernd gleiches Verhalten. Sie steigt linear von 17.5 auf 22 GHz bei Erhöhung des Gitterstromes an. Bleibt jedoch bei Variation des Phasenstroms konstant. Dieses Verhalten beider Größen konnten bei allen charakterisierten CCIG-Lasern jeglicher Geometrie beobachtet werden. Die Dämpfung (siehe dritte Darstellung) unterliegt der größten Veränderung. Sie fällt sowohl bei Erhöhung des Gitter- als auch des Phasenstroms, stark ab. Dabei ist zu erkennen, dass die Variation des Phasenstromes einen stärkeren Abfall der Dämpfung als die Variation des Gitterstromes bewirkt. Der Vergleich zwischen den minimalsten und maximalsten Sektionsströmen ergibt eine Veränderung der Dämpfung von $25 \cdot 10^9 \text{ rad/s}$ auf $1 \cdot 10^9 \text{ rad/s}$. Dieser Abfall erklärt die sehr gute und dominante Ausbildung der PPR mit bis zu 30 dB für die höchsten Sektionsströme.

Wie man aus den Abb. erkennt, ist das HF-Verhalten der CCIG-Laser sehr komplex und reagiert sehr stark auf minimalste Veränderungen des Betriebszustandes. Generell kann jedoch ausgesagt werden, dass nachdem man die richtigen zueinander passenden Betriebsströme gefunden hat, der Laser sehr gute HF-Eigenschaften aufweist, die jene von FP-, DFB- und DBR-Lasern um ein vielfaches übertrifft.

Für eine bessere optische Darstellung des Verlaufes der Dämpfung in der letzten Abbildung, mussten die Achsen des Gitter- und Phasenstromes gegenüber den beiden anderen Abbildungen verändert werden. Der „Nullpunkt“ liegt bei den beiden ersten Graphen im Vordergrund wobei bei dem letzten Bild sich dieser im Hintergrund befindet.

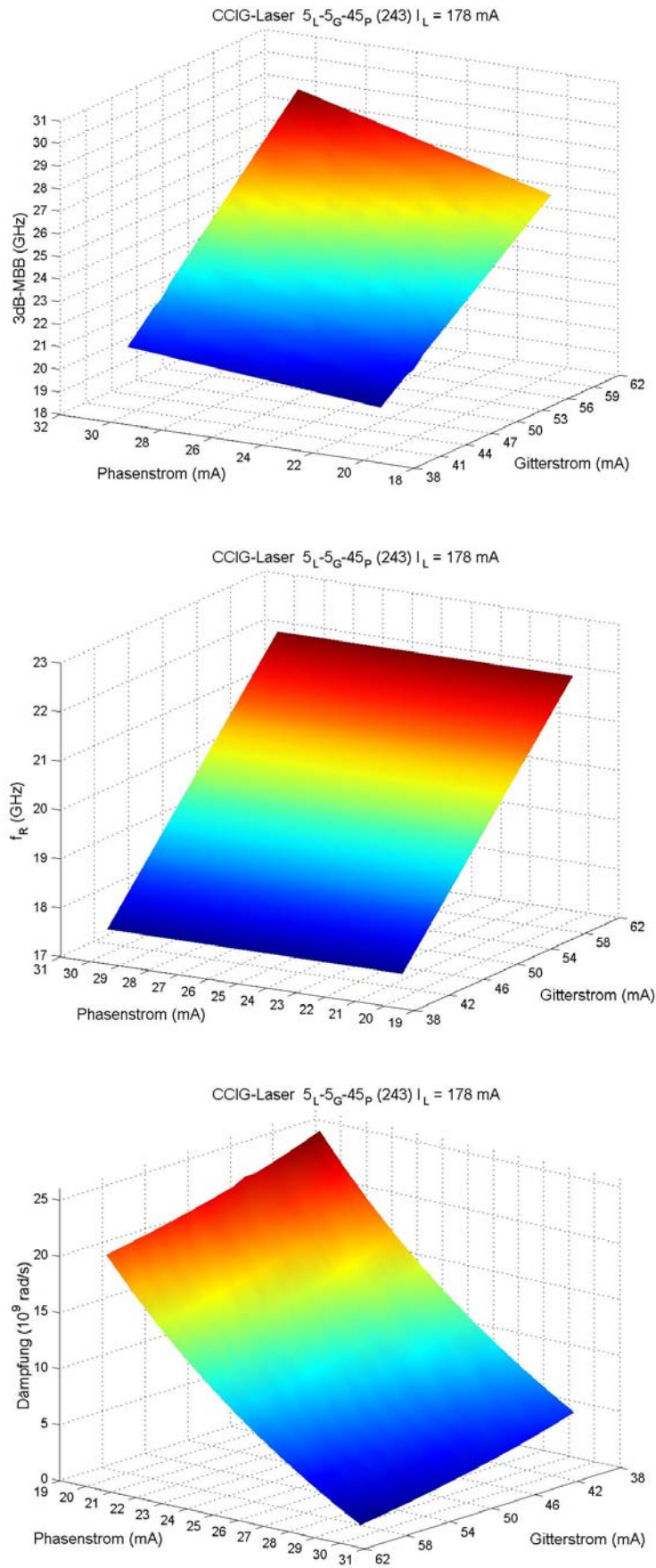


Abb. 6.17 3-Plot des Verhaltens der $-3dB-MBB$, PPR und Dämpfung bei Variation des Gitter- und Phasenstromes.

6.4.2.4 CCIG-Laser mit Rekordwert in der Modulationsbandbreite

In Abb. 6.18 ist die MTF eines $5_L+5_G+5_P(240)$ CCIG-Lasers gezeigt, der die höchste in dieser Arbeit gemessene -3dB -MBB von 37 GHz aufweist und welcher den höchsten bis zu diesem Zeitpunkt veröffentlichten Wert einer Modulationsbandbreite für einen InP-Laser darstellt. Aufgrund seiner geometrischen Größe hat dieser Lasertyp schon gute Ausgangsbedingungen zum Erreichen von hohen Modulationsbandbreiten (siehe vorhergehende Tabelle). Er weist für zwei Kavitätskombinationen (L_C und $L_C \Leftrightarrow L_L+L_G$) eine Schwebungsfrequenz von rund 30 GHz auf. Aufgrund dieser Tatsache zeigten alle Laser dieses Typs sehr gute HF-Eigenschaften.

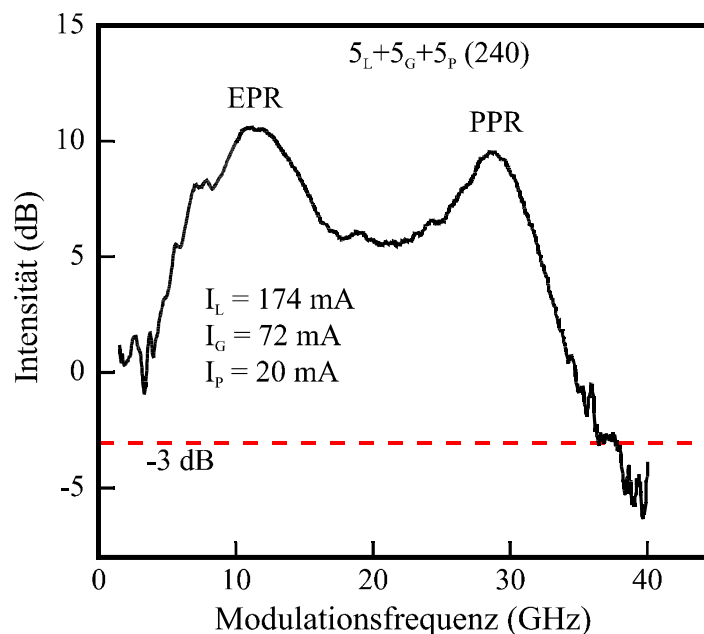


Abb. 6.18 MTF eines $5_L+5_G+5_P(240)$ CCIG-Lasers mit 37 GHz Modulationsbandbreite.

Diese hohe -3dB -MBB wird bei hohen Betriebsströmen erreicht: $I_L = 174\text{ mA}$, $I_G = 72\text{ mA}$ und $I_P = 20\text{ mA}$. Damit wird für alle Sektionen die Transparenz erreicht. Weiterhin sind beide Resonanzen nahezu gleich stark ausgebildet. Der geringe Abfall zwischen der ERP und der PPR weist auf eine starke Kopplung zwischen den beiden Moden hin. Der sanfte Abfall der PPR verdeutlicht, dass die Dämpfung gering sein muss. Die Lage der EPR bei ungefähr 12 GHz, ist typisch für die verwendete Laserstruktur. Die PPR bei ungefähr 30 GHz entspricht dem Bereich der Schwebungsfrequenz und dem Frequenzabstand für L_C . Für die -3dB -MBB ergibt sich ein Wert von 37 GHz. Da sich aufgrund der hohen Ströme keine virtuelle Gittersektion ausbilden kann, liegt der Schluss nahe, dass die ganze Laserlänge L_C als einzige Kavität zur Modenselektion dient und sich somit keine Schwebung im Laser ausbildet. Im Vergleich zu den Referenzmessungen von FP-Lasern unterschiedlicher Länge Abb. 5.18 ergibt sich für diese Laserlänge von 1.5 mm eine Verbesserung der -3dB -MBB von 8 (FP) auf 37 GHz (GGIG). Dies entspricht einem Faktor von 4.5 der durch die Ausnutzung der PPR erzielt werden konnte.

Zusammenfassend kann ausgesagt werden, dass aufgrund der Komplexität des CCIG-Lasers die HF-Eigenschaften von vielen Parametern abhängen. Erst die richtige Einstellung aller Parameter ergibt eine signifikante Verbesserung der Modulationsbandbreiten. Der spezifische Vorteil liegt in der Ausnutzung des Detuned Loading Prinzips, welches das Anschwingen der PPR ermöglicht. Weiterhin ist die Lage der PPR durch die Sektionsgrößen schon in der Herstellung einstellbar.

Literatur

- [Abs 00] P.P. Absil, J.V. Hryniewicz, B.E. Little, R.A. Wilson, L.G. Joneckis, and P.-T. Ho, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 12, 398 (2000)
- [Agr 95] G.P. Agrawal, N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, van Nostrand Reinhold, New York (1995)
- [All 92] L.B. Allard, G.C. Aers, S. Charbonneau, T.E. Jackman, R.L. Williams, I.M. Templeton, M.Buchanan, D. Stevanovic, F.D. Almeida, *J. Appl. Phys.* **72**, 422 (1992)
- [Bac 00] L. Bach, Diplomarbeit, Universität Würzburg (2000)
- [Bac 02] L. Bach, J.P.Reithmaier and A.Forchel, *ECOC 2002 Proceedings*, (2002)
- [Bac 03] L. Bach, W. Kaiser, J.P. Reithmaier, A.Forchel, *IEEE Photon. Technol. Lett.* (2003)
- [Bac 03b] L. Bach, W. Kaiser, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier and A. Forchel, *Electr. Lett.*, 38, **22**, 1350, (2003).
- [Bil 02] A. Bilenca, R. Alizon, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel. *Electr. Lett.*, 38, **22**, 1350, (2002).
- [Bjö 87] G. Björk, O. Nilson, *IEEE J. Lightwave Techn.* LT-5, 140 (1987)
- [Bor 93] B. Borchert, B. Stegmüller, R. Gessner, *Electron. Lett.* 29, 210 (1993)
- [Bor 97] B. Borchert, *Conference-Proceedings In-Plane Semiconductor Lasers*, 212 (1997)
- [Bra 13] W.H. Bragg, W.L. Bragg, *Proc. Roy. Soc. (London) (A)* 88, 428 (1913)
- [Cae 01] T. Van Caenegem, D. Van Thourhout, M. Galarza, S. Verstyuyft, I. Moerman, P. Van Daele, R. Baets, P. Demeester, C.G.P. Herben, X.J.M. Leijtens, M.K. Smit, *Electron. Lett.* **37**, 296 (2001).
- [Chu 96] Z.M. Chuang, C.Y. Wang, W.Lin, H.H. Liao, J.Y.Su, Y.K. Tu, *IEEE Phot. Technol. Lett.* 8, 1438 (1996)
- [Chu 99] S.T. Chu, B.E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S. Sato, and Y. Kokubun, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 11, 691 (1999)
- [Col 95] L.A. Coldren, S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Cicuits*, John Wiley and Sons, New York (1995)
- [Dav 91] K. David, G. Morthier, P. Vankwikelberge, R.G. Baets, T.Wolf, B. Borchert, *IEEE J. Quantum Electron.* 27, 1714 (1991)
- [Djo 01] K. Djordjev, S.J. Choi, S.J. Choi, and P.D: Dapkus, *Proce. LEOS*, 509 (2001).
- [Djo 01] K. Djordjev, S.J. Choi, S.J. Choi, and P.D: Dapkus, *Proce. ECOC*, 500 (2001).
- [Fei 00] U. Feiste, Dissertation, TU-Berlin, (2000)
- [Fei 98] U. Feiste, *IEEE J. Quantum Electron.* 34, 2371 (1998)
- [Fuk 99] M. Fukuda, *Optical Semiconductor Devices*, Wiley and Sons, New York (1999)

- [Gne 86] S. Gnepf, F.K. Kneubühl, *Infrared and Milimeterwaves* (e.d. K.J. Button) 16, chapter 2, Academic Press (1986)
- [Gri 00] G. Griffel, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, 12, 1642, (2000).
- [Gri 00a] G. Griffel, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, 12, pp. 1642-1644, 2000.
- [Gri 00b] G. Griffel, J.H. Abeles, R.J. Menna, A.M. Braun, J.C. Connolly, and M. King, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 12, 146 (2000)
- [Gro 02] R. Grover, V. Han, T.A. Ibrahim, P.P. Absil, L.C. Calhoun, F.G. Johnson, J.V. Hryniewicz, and P.T. Ho, *IEEE J. of Lightw. Technol.*, 20, 5, (2002)
- [Han 01] H. Han, D.V. Forbes, and J.J. Coleman, *IEEE J. of Quant. Electr.* 31, 1994 (1995)
- [Höf 95] E. Höfling, *Diplomarbeit, Universität Würzburg* (1995)
- [Hoh 91] J.P. Hohimer, D.C. Craft, G.R. Hadley, G.A. Vawter, and M.E. Warren, *Appl. Phys. Lett.*, 59, 26, 3360, (1991).
- [Hoh 93] J.P. Hohimer, and G.A. Vawter, *Appl. Phys. Lett.*, 63, 18, 2457, (1993).
- [Hry 00] J.V. Hryniewicz, P.P. Absil, B.E. Little, R.A. Wilson, and P.-T. Ho, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 12, 320 (2000)
- [Ji 97] C. Ji, M.H. leary, and J.M. Ballantyne, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 9, 11, (1997)
- [Kad 94] C. Kaden, *Dissertation, Universität Stuttgart* (1994)
- [Kai 03] W. Kaiser, *Diplomarbeit, Universität Würzburg* (2003)
- [Kam 99] M. Kamp, J. Hofmann, A. Forchel, F. Schäfer, J.P. Reithmaier, *Appl. Phys. Lett.*, 74, 4, 483 (1999).
- [Kie 94] A. Kieslich, J.P. Reithmaier, A. Forchel, *J.Vac. Sci. Technol. B* 12, 3518 (1994)
- [Kie 95] A. Kieslich, *Dissertation, Universität Würzburg* (1995)
- [Kin 98] M. Kinokuni, H. Sawaragi, R. Minura, R. Aihara, A. Forchel, *J. Vac. Sci. Technol. B* 16, 2484 (1998)
- [Kje 97] O. Kjebon, R.Schatz, S. Lourdudoss, S. Nilsson, B. Stalnacke, L.Bäckbom, *Electron. Lett.* 33, 488 (1997)
- [Kje 03] persönliches Gespräch mit O. Kjebon IPRM 2003, Santa Barbara.
- [Kne 89] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist, „Lasers“, B.G. Teubner, Stuttgart (1989)
- [Kne 95] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist, *Laser*, Teubner, Stuttgart (1995)
- [Kog 72] H. Kogelnik, C.V. Shank, *J. Appl. Phys.* 43, 2327 (1972)
- [Kön 98] H. König, J.P. Reithmaier, A. Forchel, *J. Appl. Phys.* 73, 2703 (1998)
- [Kön 99] H. König, S. Rennon, J.P. Reithmaier, A. Forchel, J.L. Gentner, L. Goldstein, *Appl. Phys. Lett.*, 75, 11, 1491 (1999).
- [Kor 90] M.O. Korn, *Dissertation, Universität Stuttgart* (1990)
- [Kuz 88] M. Kuznetsov, *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-24, 9, 1837 (1988)

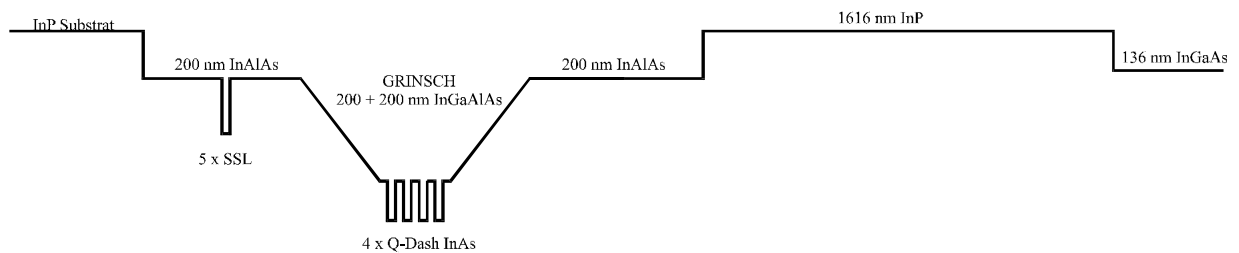
- [Li 92] G.P. Li, T. Makino, R. Moore, N. Puetz, *Electron. Lett.* 28, 1726 (1992)
- [Lia 97] J.J. Liang, S.T. Lau, M.H. Leary, and J.M. Ballantyne, *Appl. Phys. Lett.* 70, 1192 (1997)
- [Lit 00] B.E. Little, S.T. Chu, W. Pan, and Y. Kokubun, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 12, 323 (2000)
- [Liu 01] B. Liu, A. Shakouri, and J.E. Bowers, *Appl. Phys. Lett.* 79, 3561 (2001)
- [Liu 02] B. Liu, A. Shakouri, and J.E. Bowers, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14, 5, (2001)
- [Low 93] A.J. Lowery, D. Novak, *Electron. Lett.* 29, 461 (1993)
- [Lu 93] H. LU, S. Mc Garry, G.P. Li, T. Makino, *Electron. Lett.* 29, 1369 (1993)
- [Mak 92] T. Makino, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-28, 434 (1992)
- [Man 99] C. Manolatou, M.J. Khan, S. Fan, P.R. Villeneuve, H.A. Haus, and J.D. Joannopoulos, *IEEE J. of Quant. Electr.* 35, 1322 (1999)
- [Men 00] S. Menezo, A. Rigny, A. Talneau, F. Delorme, S. Grosmaire, H. Nakajima, E. Vergnol, F. Alexandre, and F. Gaborit, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* 6, 185 (2000).
- [Miz 01] N. Mizutani and T. Numai *J. of Lightwave Technol.*, vol 19, no. 2, (2001)
- [Mor 00] G. Morthier, R. Schatz, O. Kjebon, *IEEE J. of Quant. Electr.* 36, 1468 (2000)
- [Nak 89] Y. Nakamo, Y. Luo, K. Tada, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1606 (1989)
- [Nak 91] Y. Nakano, Y. Deguchi, K. Ikeda, Y. Luo, K. Tada, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-27, 1732 (1991)
- [Num 00] T. Numai, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39, 6535 (2000)
- [Obe 94] M. Oberg, O. Kjebon, S. Lourdudoss, S. Nilsson, L. Bäckbom, K. Streubel, J. Wallin, *IEEE Phot. Technol. Lett.* 6, 161 (1994)
- [Ort 95] A. Orth, J.P. Reithmaier, J. Müller, A. Kieslich, A. Forchel, J. Weber, I. Gyuro, E. Zielinski, *Microelectronic Eng.* 27, 343 (1995)
- [Ort 97] A. Orth, Dissertation, Universität Würzburg (1997)
- [Par 97] C. Park, J.S. Kim, D.K. Oh, D.H. Jang, C.Y. Park, J.H. Ahn, H.M. Kim, H.R. Choo, H. Kim, K.E. Pyun, *IEEE Phot. Technol. Lett.* 9, 22 (1997)
- [Raf 97a] D. Rafizadeh, J.P. Thang, R.C. Tiberio, and S.T. Ho, *Opt. Letters.* 22, 1244, (1997)
- [Raf 97b] D. Rafizadeh, J.P. Thang, R.C. Tiberio, and S.T. Ho, *Proc. Conf. Lasers Electro Optics Baltimore*, (1997)
- [Raf 98] D. Rafizadeh, J.P. Thang, R.C. Tiberio, and S.T. Ho, *J. of L. Tech.* 16, 7, 1308, (1998)
- [Rab 00] D.G. Rabus, and M. Hamacher, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 13, 812 (2001)
- [Rei 94] J.P. Reithmaier, A. Kieslich, H. Sawaragi, A. Forchel, *Microelectr. Engineer.* 23, 119 (1994)
- [Ren 99] S. Rennon, Diplomarbeit, Universität Würzburg (1999)

- [Ren 00] S.Rennon, L.Bach, J.P. Reithmaier, and A. Forchel, J.L. Gentner, L. Goldstein, *Appl. Phys. Lett.*, 77, **11**, 325 (2000).
- [Saw 91] H. Sawaragi, H. Kasahara, R. Mimura, W. Thompson, M. Hassel Shearer, J. *Vac. Sci. Technol. B* **9**, 2613 (1991)
- [Sch 02] R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14, **6**, 735 (2002).
- [Shi 01] S. I. Shim, K. T. Kim, K. M. Kim, H. D. Kim, S. E. Kim, H. T. Kim, and J. H. Park, *J. of the Korean Physical Society*, 38, **3**, 191 (2001)
- [Sod 87] H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H. Ishikawa, S. Yamakoshi, H. Imaj, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-23, 804 (1987)
- [Tal 99] A. Talneau, M. Allovon, N. Bouadma, S. Slempek, A. Ougazzaden, and H. Nakajima, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 12 (1999).
- [Tat 92] M.C. Tatham, I.F. Iealman, C.P. Seltzer, L.D. Westbrook, D.M. Cooper, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-28, 408 (1992)
- [Thi 99] S.M.K. Thiyagarajan, D.A. Cohen, A.F.J. Levi, S.Ryu, R.Li, and P.D. Dapkus, *Electron. Lett.* 35, 1252 (1999)
- [Tro 02] U. Troppenz, M. Hamacher, D.G. Rabus, and H. Heidrich, *IPRM 2002 Proceedings*, 475, (2002)
- [Ukh 02] A.A. Ukhanov, R.H. Wang, T.J. Rotter, A. Stintz, L.F. Lester, P.G. Eliseev, and K.J. Malloy, *App. Physics Lett.*, 81, **6**, 981, (2002).
- [Uta 86] K. Uta, S. Akiba, K. Sakai, Y. Matsushima, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22, 1042 (1986)
- [Vah 84] K. Vahala, A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.* 45, 501 (1984)
- [Vah 85] K. Vahala, J. Paslaski, A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.* 46, 1025 (1985)
- [Wan 01] R.H. Wang, A. Stintz, P.M. Varangis, T.C Newell., H. Li, K.J. Malloy, and L.F. Lester *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13, **8**, 767 (2001).
- [Wan 74] S. Wang, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-10, 413 (1974)
- [Yar 00] A. Yariv, *Electron. Lett.* 36, 321 (2000)
- [Yeh 77] P.Yeh, A.Yariv, Hong, Chi Shain, *J. Opt. Soc. Am.* 67, 423 (1997)
- [You 95] M. G. Young, U. Koren, B. I. Miller, M. Chien, T. L. Koch, D. M. Tennnant, K. Feder, K. Dreyer and G. Raybon, *Electron. Lett.* **31**, 1835 (1995).
- [Zah 96] C. E. Zah, M. R. Amersfoort, B. Pathak, F. Favire, P. S. D. Lin, A. Rajhel, N. C. Andreadakis, R. Bhat, C. Caneau, and M. A. Koza, *IEEE Poton. Technol. Lett.* **8**, 864 (1996).

A Schichtaufbau der Laserstrukturen

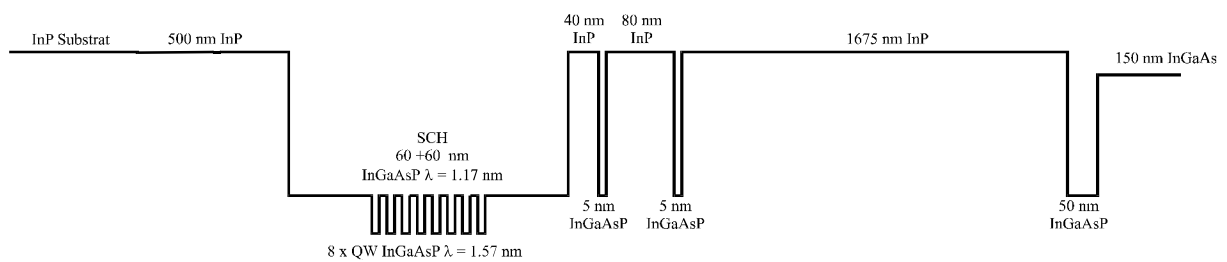
Probe G 1135

| Schicht | Material | Dicke (nm) | Dotierkonzentra tion | Type |
|----------------------|--|--|---|---------|
| Kontaktschicht | InGaAs | 136 | $5 \times 10^{18} \Rightarrow 2 \times 10^{19}$ | p+ (Be) |
| Cladding | InP | 1616 | $8 \times 10^{17} \Rightarrow 5 \times 10^{18}$ | p (Be) |
| Inneres Cladding | InGaAlAs | 200 | 5×10^{17} | n (Si) |
| Innerer Wellenleiter | GRINSCH InGaAlAs | 100 dotiert + 100 undotiert | 5×10^{17} | p (Be) |
| Aktive Schicht | InGaAlAs InAs InGaAlAs InGaAlAs | Quanten Dashes 10 nm Barriere 4 x 1,13 nm Dashes 3 x 25 nm Barriere 10 nm Barriere | nid | nid |
| Innerer Wellenleiter | GRINSCH InGaAlAs | 100 dotiert + 100 undotiert | 2×10^{17} | n (Si) |
| Cladding | InGaAlAs | 200 | 5×10^{17} | n (Si) |
| Substrate | InP | n.a. | | |



Probe **A52180** und **A72091**

| Schicht | Material | Dicke (nm) | Dotierung |
|----------------|---|--|--------------------|
| Kontaktschicht | InGaAs | 150 | 2×10^{19} |
| Kontaktschicht | InGaAsP $\lambda = 1.17$ | 50 | 1×10^{19} |
| Cladding | InP | 1675 | 1×10^{19} |
| Stopschicht | InGaAsP $\lambda = 1.17$ | 5 | 1×10^{18} |
| | InP | 80 | 1×10^{18} |
| Stopschicht | InGaAsP $\lambda = 1.17$ | 5 | 1×10^{18} |
| | InP | 40 | 1×10^{18} |
| SCH | InGaAsP | 60 | |
| Aktive Schicht | InGaAsP $\lambda = 1.17$ InGaAsP $\lambda = 1.57$ InGaAsP | Quantenfilm 10 nm Barriere 4,8 x 6 nm QW 4,8 x 10 nm Barriere 10 nm Barriere | nid |
| SCH | InGaAsP | 60 | |
| Buffer | InP | 500 | 2×10^{18} |
| Substrate | InP | n.a. | |



B Abkürzungen und Symbole

| | |
|------------------------------------|--|
| γ | Dämpfung |
| κ | Kopplungsstärke für Gitter |
| χ | Kopplungsstärke für MMI |
| α | Verstärkung |
| λ | Wellenlänge |
| η | Effizienz |
| ν | Frequenz |
| Γ | Füllfaktor |
| $\Delta\lambda = \text{FSR}$ | free spectral range \Rightarrow freie spektrale Länge = Modenabstand |
| $\Delta\omega$ | Verstimmung |
| $\Delta\nu$ | Frequenzabstand |
| $\Delta\lambda/\Delta I$ | Wellenlängenverschiebungsfaktor mit dem Strom |
| $\Delta\lambda/\Delta T$ | Wellenlängenverschiebungsfaktor mit der Temperatur |
| ω_0 | Kreisfrequenz |
| ω_b | Bragg-Frequenz |
| η_d | differentielle Quantenwirkungsgrad |
| μ_e | effektive reelle Phasenindex |
| γ_{EPR} | Dämpfung der EPR |
| Δf | Filterbandbreite |
| $\partial g/\partial N$ | differentielle Verstärkung |
| α_i | interne Verluste |
| η_i | interne Quanteneffizienz |
| α_i | interne Verluste |
| α_m | Spiegelverluste |
| $\Lambda_p = \Lambda$ | Gitterperiode |
| τ_p | Photonenlebensdauer |
| γ_{PPR} | Dämpfung der PPR |
| ω_R | Relaxationsresonanzfrequenz |
| ΔT | Temperaturänderung |
| 2-S-DBR | 2-Sektions-DBR |
| $-3\text{dB-MBB} = f_{3\text{dB}}$ | -3dB-Modulationsbandbreite |

| | |
|---------------|--|
| 3-S-DBR | 3-Sektions-DBR |
| A | Fläche |
| AF | aktiver Filter |
| AS | Arrayseite |
| B | Breite |
| BCB | Bisbenzocyclobutene |
| BER | bit error rate \Rightarrow Bitfehlerrate |
| c | Lichtgeschwindigkeit |
| C-Band | common band \Rightarrow kommerzielle Band |
| CCIG | coupled cavity injected grating \Rightarrow gekoppelte Kavitäten mit strominjiziertem Gitter |
| cw | continuous wave \Rightarrow Dauerstrich |
| D | Durchmesser |
| $d\lambda$ | Linienbreite |
| DBR | distributed Bragg reflector \Rightarrow verteilte Bragg-Gitter |
| DFB | distributed feedback \Rightarrow verteilte Rückkopplung |
| $dn/d\lambda$ | Dispersion |
| DWDM | dense wavelength division multiplexing \Rightarrow dichtes Wellenlängenmultiplexing |
| E-Beam | electron beam \Rightarrow Elektronenstrahl |
| ECR-RIE | electron cyclotron resonance-reactive ion etching \Rightarrow Elektron Zyklotron Resonanz-reaktives Ionenätzen |
| E_f | Fermienergie |
| E_{gab} | Bandlücke |
| $EPR = f_R$ | electron-photon-resonance \Rightarrow Elektron-Photon-Resonanz |
| FIB | focused ion beam \Rightarrow fokussierter Ionenstrahl |
| FP | Fabry-Perot |
| FP-PQR | Fabry-Perot-Laser mit gekoppelten passiven Quadratresonatoren |
| g | Verstärkung |
| $g_0 = g_q$ | Schwellenverstärkung |
| GSM | Großsignalmodulation |
| $h\nu$ | Photonenergie |
| HF | Flusssäure |
| HF | Hochfrequenz |
| HL | Halbleiter |

| | |
|-------------------|--|
| I | Strom |
| $I_0 = I_{th}$ | Schwellenstrom |
| I_G | Gittersektionsstrom bei CCIG-Lasern |
| I_L | Lasersektionsstrom bei CCIG-Lasern |
| I_P | Phasensektionsstrom bei CCIG-Lasern |
| k | komplexe Kreiswellenzahl |
| K | Gütefaktor für HF-Daten |
| KSM | Kleinsignalmodulation |
| L | Resonatorlänge |
| $L(\omega)$ | effektive Länge |
| L-Band | long band \Rightarrow langwelliges Band |
| L_G | Gittersektionslänge bei CCIG-Lasern |
| L_G' | virtuelle Gittersektionslänge bei CCIG-Lasern |
| L_L | Lasersektionslänge bei CCIG-Lasern |
| L_P | Phasensektionslänge bei CCIG-Lasern |
| LS | Laserseite |
| LSI | large scale integration \Rightarrow großflächige Integration |
| MBE | molecular beam epitaxy \Rightarrow Molekularstrahlepitaxy |
| MMI | multi mode interferometer \Rightarrow Multimodeninterferometer |
| MQW | multi quantum well \Rightarrow Mehrfachquantenfilm |
| $MTF = H(\omega)$ | Modulationstransferfunktion |
| n | Brechungsindex |
| n_{eff} | effektive Brechungsindex |
| n_k | komplexer Brechungsindex |
| N_P | Photonendichte |
| NRZ | non return to zero |
| N_w | Anzahl der Quantenfilme |
| OL | Objektivlinse |
| P | Leistung |
| PF | passiver Filter |
| P-I | Leistung-Strom |
| PPR | photon-photon-resonance \Rightarrow Photon-Photon-Resonanz |
| Q | quality factor \Rightarrow Gütefaktor |
| QDash | quantum dash \Rightarrow Quanten-Dash |

| | |
|--------|---|
| QD-DBR | Quanten-Dash-DBR |
| QW | quantum well \Rightarrow Quantenfilm |
| R | Reflektivität |
| RIN | relative intensity noise \Rightarrow Intensitätsrauschen |
| RLZ | Raumladungszone |
| RTA | rapid thermal annealing \Rightarrow rasches thermisches Ausheilen |
| RTF | Resonatortransmissionsfunktion |
| RWG | ridge waveguide \Rightarrow Streifenwellenleiter |
| RZ | return to zero |
| S-Band | short band \Rightarrow kurzwelliges Band |
| SCH | separate confinement heterostructure |
| SEM | scanning electron microscop \Rightarrow Rasterelektronenmikroskop |
| SMSR | side mode suppression ratio \Rightarrow Seitenmodenunterdrückung |
| T | Temperatur |
| T_0 | charakteristische Temperatur |
| U | Spannung |
| U_0 | Einsatzspannung |
| UHV | Ultrahochvakuum |
| U-I | Spannung-Strom |
| v_G | Gruppengeschwindigkeit |
| w | RWG-Breite |
| WGM | whispering gallery mode \Rightarrow Flüstermoden in Ringresonatoren |

Danksagung

Zum Schluss möchte ich all jenen ganz herzlich danken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. A. Forchel für die Aufnahme an den Lehrstuhl für technische Physik mit seinen außergewöhnlichen technischen Möglichkeiten anwendungsspezifische Forschung zu betreiben und für sein stetes Interesse an meiner Arbeit.

Prof. Dr. J. P. Reithmaier für die interessante Themenstellung, die allzeit vorhandene Hilfsbereitschaft und für das Gewähren einer angenehmen gestalterischen Freiheit im Rahmen der Forschungsprojekte.

Carolin Hofmann und Wolfgang Kaiser für die freundliche Zusammenarbeit während ihrer Diplomarbeiten. Für ihre Hilfen beim Prozessieren, Messen und bei den Reparaturarbeiten an der FIB.

Siegfried Rennon für die sehr gute Zusammenarbeit während meiner Diplomarbeit und die sehr gute Einweisung in die Funktionsweise der FIB.

Adriana Wolf für die exzellente Zusammenarbeit, die weit über die Unterstützung der Probenprozessierung hinausging und für ihre stete Hilfsbereitschaft in jeglichen Problemsituationen.

Ruth Schwertberger, Susanne Parusel, Adriana Wolf, Antonia Serrano-Alvarez, Dominik Gold, Christoph Schuller, Stefan Deubert, Wolfgang Kaiser, Bernd Mayer, Frank Klopff, Siegfried Rennon, Roland Krebs, Sven Höfling und Heiko Fritsche für die hervorragende Atmosphäre in der Optoelektronik-Gruppe und für die vielen gemeinsamen Stunden.

Den technischen Assistenten/innen Silke Kuhn, Susanne Parusel, Monika Emmerling, Margit Wagenbrenner, Claudia Kilian, Steffen Reuß, Heiko Fritsche, Andre Riebe und Thomas Demarczyk für die technologische Unterstützung und angenehme Zusammenarbeit.

Gerhard Heller für die fachmännische Hilfe bei technischen Problemen.

Allen weiteren Mitgliedern des Lehrstuhles für Technische Physik für ihre gute Zusammenarbeit.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Angela ohne deren Unterstützung und Liebe die Arbeit nur Halb so gut verlaufen wäre. Meinen Eltern für ihren Beistand und Förderung meiner beruflichen Entwicklung.

Lebenslauf

Name: Lars Bach

Geburtstag: 09.05.1976

Geburtsort: Schlema

Familienstand: verheiratet

Nationalität: deutsch

Kinder: 1

Schulbesuch:

1982-1990 Realschule

1990-1994 Gymnasium mit Abiturabschluss

Bundeswehr:

1994-1995 Bundeswehr

Studium:

1995 Beginn des Physikstudiums an der Julius-Maximilians-Universität in Würzburg

1999 – 2000 Diplomarbeit am Lehrstuhl für Technische Physik bei Prof. Dr. J. P. Reithmaier, Thema: „Monolithisch integrierte komplex gekoppelte DFB- und DBR-Laser hergestellt mittels fokussierter Ionenstrahlolithographie.“

2000 Diplom

2000-2004 Promotionsarbeit zum Erlangen des Doktorgrades der Physik am Lehrstuhl für Technische Physik bei Prof. Dr. J. P. Reithmaier.

Ehrenwörtliche Erklärung

**Gemäss §6 Abs. 1 Ziff. 3 und 7 der Promotionsordnung
Der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg**

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, dass ich die Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine weiteren als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig, noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 31. Oktober 2000 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom Physiker (Univ.)“ verliehen. Weiter akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den

Lars Bach