



**Integration von aktiven und passiven  
optischen Bauelementen auf Basis  
photonischer Kristalle bei 1,3 und 1,5  $\mu m$   
Wellenlänge**

Dissertation zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität  
Würzburg

vorgelegt von  
**Helmut Scherer**  
geboren in Werneck  
Würzburg 2009

3. November 2010





Eingereicht am: 03. Februar 2009  
bei der Fakultät Physik und Astronomie

1. Gutachter Prof. Dr. A. Forchel  
2. Gutachter Prof. Dr. J. Geurts  
der Dissertation

1. Gutachter Prof. Dr. A. Forchel  
2. Gutachter Prof. Dr. J. Geurts  
3. Gutachter Prof. Dr. W. Kinzel  
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 28. Oktober 2010

Doktorurkunde ausgehändigt am:





# Inhaltsverzeichnis

Liste der Veröffentlichungen	1
Zusammenfassung	4
Summary	8
<b>1 Einleitung</b>	<b>12</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>16</b>
2.1 Grundlagen von Halbleiterlasern . . . . .	16
2.1.1 III-V Verbindungshalbleiter . . . . .	16
2.1.2 Vertikaler Schichtaufbau . . . . .	17
2.1.3 Laserbedingungen . . . . .	19
2.1.4 Abstimmbare Halbleiterlaser . . . . .	21
2.2 Theoretische Grundlagen photonischer Kristalle . . . . .	23
2.2.1 Maxwellgleichungen in periodischen Dielektrika . . . . .	23
2.2.2 Eigenschaften triangulärer photonischer Kristalle . . . . .	25
2.2.3 Simulationsmethoden . . . . .	29
2.3 Integration von Lasern mit photonischen Kristallen . . . . .	33
2.3.1 Photonische Kristalle als Laserspiegel und Wellenleiter . . . . .	33
2.3.2 Photonische Kristall Laser . . . . .	34
<b>3 GaAs-basierte Photonische Kristall Bauelemente</b>	<b>35</b>
3.1 Layout und Herstellung der Laserstrukturen mit Stegwellenleitern . . . . .	35
3.2 Charakterisierung von GaInNAs-basierten Mikrolasern . . . . .	37
3.2.1 Messung der Ausgangsleistung und spektrale Eigenschaften . . . . .	37
3.2.2 Fouriertransformation der Spektren . . . . .	40
3.3 Verlustarme Wellenleiter auf GaAs-Basis . . . . .	42
3.3.1 Layout und Messaufbau zur Charakterisierung . . . . .	43
3.3.2 Charakterisierung von GaAs PK-Wellenleitern . . . . .	45
3.4 Integration von vier GaAs Quantenpunktlasern bei 1,3 $\mu m$ Wellenlänge . . . . .	48
3.4.1 Grundcharakterisierung der Laser . . . . .	49
3.4.2 Layout des Laserarrays . . . . .	50
3.4.3 Ergebnisse des Mehrkanalsendeelementes mit vier Lasern . . . . .	52

<b>4</b>	<b>InP-basierte Photonische Kristall Bauelemente</b>	<b>56</b>
4.1	Charakterisierung gekoppelter Wellenleiter auf Basis photonischer Kristalle	57
4.1.1	Photonische Kristall Wellenleiter . . . . .	57
4.1.2	Gekoppelte photonische Kristall Wellenleiter . . . . .	61
4.2	Messungen an photonischen Kristall Wellenleiterresonatoren . . . . .	65
4.3	Charakterisierung von InP Mehrsegmentlasern bei 1,5 $\mu m$ Wellenlänge .	70
4.4	Integration eines Wellenlängenmonitors mit einem InP Laser . . . . .	76
4.4.1	Monolithische Integration einer Photodiode mit einem Laser . . .	76
4.4.2	Integration von Laser, Photodioden und Abschirmelektrode . . . .	82
<b>A</b>	<b>Verwendete Abkürzungen</b>	<b>94</b>
<b>B</b>	<b>Epitaktischer Aufbau der Halbleiterstrukturen</b>	<b>95</b>
<b>C</b>	<b>Herstellung der Strukturen</b>	<b>99</b>
C.1	Verwendete Technologien . . . . .	99
C.1.1	Elektronenstrahlolithographie . . . . .	99
C.1.2	Trockenätzverfahren . . . . .	100
C.2	Vorstellung der Herstellungsprozesse . . . . .	102
C.2.1	Herstellungsprozess der Mikro- und Mehrkanallaser . . . . .	102
C.2.2	Herstellungsprozess der passiven Wellenleiterstrukturen . . . . .	103
C.2.3	Herstellungsprozess der Laser mit integrierter Photodiode . . . . .	104
<b>D</b>	<b>Lebenslauf</b>	<b>106</b>
<b>E</b>	<b>Danksagung</b>	<b>107</b>
<b>F</b>	<b>Ehrenwörtliche Erklärung</b>	<b>109</b>
<b>G</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>110</b>



# Liste der Veröffentlichungen:

1. H. Scherer, D. Gollub, M. Kamp, A. Forchel  
“GaAs-based 1.3  $\mu\text{m}$  microlasers with photonic crystal mirrors”  
J. Vac. Sci. Technol. B., Vol. 22, No. 6, S. 3344-3347, 2004  
**also discussed in “Virtual Journal of Nanoscale Science and Technology”, 10. Jan. 2005**
2. J. Zimmermann, H. Scherer, M. Kamp, J. P. Reithmaier, A. Forchel, R. März, S. Anand  
“Photonic crystal waveguides with propagation losses in the 1 dB/mm range”  
J. Vac. Sci. Technol. B., Vol. 22, No. 6, S. 3356-3358, 2004
3. H. Scherer, D. Gollub, M. Kamp, A. Forchel  
“Tunable GaInNAs lasers with photonic crystal mirrors”  
Photon. Technol. Lett., Vol. 17, No. 11, S. 2247-2249, 2005
4. H. Scherer, K. Namje, S. Deubert, A. Löffler, J.P. Reithmaier, M. Kamp, A. Forchel  
“Integrated four-channel GaAs-based QDot Laser module with photonic crystals”  
J. Vac. Sci. Technol. B., Vol. 22, No. 6, S. 3193-3196, 2005  
**also discussed in “Virtual Journal of Nanoscale Science and Technology”, 19. Dec. 2005**
5. H. Scherer, K. Namje, S. Deubert, A. Löffler, J. P. Reithmaier, M. Kamp, and A. Forchel  
“GaAs based 4-channel photonic crystal quantum dot laser module”  
Electronics Letters, Vol. 41, No. 20, S. 1121-1122, 2005
6. H. Hofmann, H. Scherer, S. Deubert, M. Kamp, and A. Forchel  
“Spectral and Spatial Single Mode Emission of Photonic Crystal Distributed Feedback Lasers”  
Appl. Phys. Lett., Vol. 90, No. 12, S. 1135-1137, 2007
7. M. Müller, H. Scherer, T. Lehnhardt, K. Rössner, M. Hümmer, R. Werner and A. Forchel  
“Widely tunable coupled cavity lasers at 1.9  $\mu\text{m}$  on GaSb”  
IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 19, No. 8, S. 592-594, 2007
8. M. Kamp, H. Scherer, K. Janiak, H. Heidrich, R. Brenot, G.H. Duan, H. Benisty, A. Forchel  
“Nanophotonic integrated lasers”  
Proc. SPIE, 6475, 64750Z, 2007

# Liste der Konferenzbeiträge:

1. H. Scherer, S. Deubert, M. Kamp, A. Forchel  
“Low loss GaAs based photonic crystal waveguides”  
68. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Halbleiterphysik, 2004
2. A. Forchel, M. Kamp, S. Mahnkopf, J. Zimmermann, H. Scherer  
“Photonic crystal based optoelectronic devices”  
Conference Proceedings - Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting-LEOS  
2, pp. 881, 2004
3. H. Scherer, D. Gollub, M. Kamp, A. Forchel  
“GaAs-based 1.3  $\mu\text{m}$  microlasers with photonic crystal mirrors”  
48. Electron, Ion and Photon Beam Technology and Nanofabrication, 2004
4. H. Scherer, J. Zimmermann, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, R. März  
“Photonic Crystal waveguides with propagation losses in the 1dB/mm range”  
48. Electron, Ion and Photon Beam Technology and Fabrication, 2004
5. H. Scherer, S. Deubert, M. Kamp, A. Forchel  
“Integrated 4-channel GaAs-based quantum dot laser module with photonic crystals”  
49. Electron, Ion and Photon Beam Technology and Nanofabrication, 2005
6. M. Kamp, R. Herrmann, H. Scherer, S. Zaitsev, S. Reitzenstein und A. Forchel  
“Spektroskopie von Quantenpunkten in Resonatoren auf der Basis photonischer Kristalle”  
69. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Halbleiterphysik, 2005
7. M. Kamp, H. Scherer, D. Gollub and A. Forchel  
“Tunable 1.3  $\mu\text{m}$  lasers with a GaInNAs active region and photonic crystal mirrors”  
17. Indium Phosphide and Related Materials, 2005
8. M. Kamp, C. Ulzhöfer, S. Mahnkopf, H. Scherer, A. Forchel, G. H. Duan  
”Widely Tunable Lasers Based on Photonic Crystals at 1.5  $\mu\text{m}$ ”  
invited: European Conference on Optical Communications, 2005
9. M. Kamp, S. Mahnkopf, H. Scherer, J. Zimmermann, A. Forchel, H. Benisty, L. Martinelli, G.-H. Duan, S. Anand, G. B. K. Saravanan and R. März  
“Photonic crystal based optoelectronic devices”  
International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL 2005),  
Yalta
10. N. Schorr, H. Scherer, M. Kamp, A. Forchel, K. Janiak, and H. Heidrich  
“Mode interaction in coupled photonic crystal waveguides”  
70. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Halbleiterphysik, 2006

11. H. Hofmann, H. Scherer, S. Deubert, M. Kamp, A. Forchel  
“Electrical pumped Photonic-Crystal distributed feedback lasers with single-mode Emission”  
70. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Halbleiterphysik, 2006
12. C. Ulzhöfer, H. Scherer, M. Kamp, A. Forchel  
“Tunable photonic crystal laser with integrated wavelength monitor”  
70. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Halbleiterphysik, 2006
13. H. Scherer, C. Ulzhöfer, M. Kamp and A. Forchel  
“Tunable photonic crystal laser with integrated wavelength monitor”  
Conference on Lasers and Electro-Optics, 2006
14. H. Scherer, S. Mahnkopf, J. Khoo, M. Kamp, O. Toader, S. John and A. Forchel  
“3D-photonic crystal structures by slanted pore etching of semiconductors”  
50. Electron, Ion and Photon Beam Technology and Nanofabrication, 2006
15. H. Hofmann, H. Scherer, S. Deubert, M. Kamp, A. Forchel  
“Diffraction limited single mode emission of photonic crystal distributed feedback lasers.”  
International Semiconductor Laser Conference, 2006
16. H. Benisty, L. Martinelli, O. Khayam, M. Ayre, M. Kotlyar, T. F. Krauss, M. Midrio, R. Brénot, G. H. Duan, F. Van Laere, D. Van Thourhout, K. Janiak, H. Heidrich, M. Kamp, H. Scherer, R. Houdré, L.A. Dunbar, D. Gallagher  
“Photonic-Crystal-Based Optical Functions for Metropolitan Area Networks: Polarisation Control, Linear Amplification, Wavelength Selection”  
European Conference on Optical Communication, 2006
17. M. Kamp, H. Scherer, C. Ulzhöfer, B. Völker, A. Forchel, K. Janiak, H. Heidrich, R. Brénot, G. H. Duan  
“Tunable Photonic Crystal Laser with Integrated Wavelength Monitor”  
European Conference on Optical Communication, 2006
18. M. Kamp, H. Scherer, A. Forchel, K. Janiak, H. Heidrich, R. Brenot, G. Duan, H. Benisty  
“Nanophotonic integrated lasers”  
invited: Photonics West, 2007

# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Halbleiterlaser auf Basis photonischer Kristalle (PK) im Wellenlängenbereich von 1,3 und 1,5  $\mu\text{m}$  untersucht. Insbesondere die Integration der Halbleiterlaser mit weiteren Bauelementen, die für die optische Telekommunikation zukünftig von Interesse sein werden, stand im Vordergrund der Untersuchungen. Die Bauelemente wurden sowohl theoretisch als auch experimentell analysiert.

Die beiden ausgewählten Wellenlängen von 1,3 und 1,5  $\mu\text{m}$  sind von besonderer Bedeutung für die optische Telekommunikation. In der Langstreckendatenkommunikation wird das Absorptionsminimum von optischen Glasfasern bei 1,5  $\mu\text{m}$  genutzt. Für die Vernetzung von Städten oder Regionen werden Wellenlängen um 1,3  $\mu\text{m}$  eingesetzt. Die benötigte Reichweite in diesen Netzen ist deutlich geringer und damit kann eine Wellenlänge verwendet werden, deren Absorption in den verwendeten Glasfasern höher ist. Im Gegensatz dazu liegt das Dispersionsminimum, der typischerweise verwendeten monomodigen Glasfasern im Wellenlängenbereich von 1,3  $\mu\text{m}$ , was wiederum Vorteile für die Datenübertragung in diesem Wellenlängenbereich bringt.

Neben den bereits dargestellten Unterschieden der beiden Wellenlängenbereiche im Bereich der Glasfasertechnik unterscheidet sich auch das Halbleitermaterial das für die Fabrikation verwendet wird. Der kurzwellige Bereich um 1,3  $\mu\text{m}$  wurde auf GaAs-basierten Halbleiterlasern bearbeitet, die langwelligen Laser mit einer Emissionswellenlänge im Bereich von 1,5  $\mu\text{m}$  wurden auf InP-Basis hergestellt und untersucht.

Der immer grösser werdende Bedarf an Datenverbindungen setzt eine ständige Verbesserung der Bauelemente, die für die Kommunikation notwendig sind voraus. Gerade im Bereich der optischen Telekommunikation kann eine Erhöhung der Datenübertragungsrate und damit eine Vergrößerung der Bandbreite unter Beibehaltung der Technologie nur durch eine gleichzeitige Miniaturisierung der Bauelemente erreicht werden. Eine Möglichkeit der weiteren Miniaturisierung besteht in der Integration mit photonischen Kristallstrukturen. Es bietet sich die Möglichkeit der Integration verschiedener Funktionalitäten direkt auf den Chip des Halbleiterlasers. So kann die Gröse des Gesamtsystems beibehalten oder vielleicht sogar verkleinert werden bei gleichzeitig erweitertem Funktionsumfang.

Photonische Kristalle bestehen aus einer periodisch angeordneten Brechungsindexvariation zwischen Luftlöchern und einer Halbleitermatrixstruktur. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen wird durch das periodische Potential beeinflusst und es können beispielsweise Spiegel hergestellt werden. Die Reflektivität der Spiegel, die für den Laserbetrieb notwendig sind, kann durch Variation der photonischen Kristallstruktur an die Lasereigenschaften angepasst werden. Weiterhin können Liniendefekte, die in die trianguläre, periodische Struktur der photonischen Kristalle eingebracht werden, als effektive Wellenleiter benutzt werden. Gerade die Möglichkeit der Wellenführung um kleinste Radien und die Verknüpfung verschiedener Eigenschaften (Einsatz als Filter, Wellenleiter, Spiegel, etc.) eröffnen vielfältige Möglichkeiten der Integration.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrstufige Y-Kombinierer zur Zusammenführung

der Emission mehrerer Laser auf der aktiven Laserstruktur hergestellt. Im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten kann auf ein spezielles Aktiv-Passiv-Wachstum der Halbleiterstrukturen verzichtet werden. Hierdurch kann die zur Verfügung stehende Waferfläche besser genutzt werden und die Ausbeute kann deutlich gesteigert werden.

Die Definition der Bauteile erfolgte durch optische bzw. Elektronenstrahlolithographie, die Strukturierung wurde mittels nass- und trockenchemischer Ätzverfahren sichergestellt. Gerade die anisotropen Lochstrukturen der photonischen Kristalle stellen eine Herausforderung für die verwendeten Ätzverfahren dar. Mit Hilfe mehrstufiger Trockenätzprozesse konnten PK-Strukturen von sehr guter Qualität hergestellt werden. Es wurden Lochtiefen von  $1\ \mu\text{m}$  auf GaAs-Basis und mehr als  $4\ \mu\text{m}$  auf InP-Basis erreicht, bei einem Lochradius von jeweils ca.  $120\ \text{nm}$ .

Im ersten experimentellen Teil dieser Arbeit wurden Mikrolaser, bestehend aus Stegwellenleitern mit hochreflektierenden Spiegeln auf Basis von GaInNAs-Material hergestellt und untersucht. Die vertikale Wellenführung wurde durch eine Halbleiterheterostruktur mit einem höheren Brechungsindex im Bereich des aktiven Wellenleiters realisiert. Das hierfür verwendete GaAs-basierte Materialsystem GaInNAs stellt ein interessantes neues Materialsystem für die optische Telekommunikation im Bereich von  $1,3$  und  $1,5\ \mu\text{m}$  dar. Die für Mikrolaser notwendigen hochreflektierenden Spiegel an der Frontfacette des Lasers, zwischen den Laserresonatoren und am Ende des Lasers wurden aus PK-Strukturen hergestellt. Die Anzahl der Lochreihen bestimmt die Reflektivität der Spiegel. Dadurch kann ein sehr effektiver und dem jeweiligen Einsatzzweck angepasster Laserrückspiegel entstehen.

Um abstimmbare Laser mit einem möglichst grossen Abstimmbereich herzustellen, wurden zwei Resonatoren mit unterschiedlicher Länge hergestellt. Durch das Vernierprinzip kann der Laser mit einer Variation des Stromes in einem der beiden Resonatoren abgestimmt werden. Zwischen die beiden Resonatoren wurde ein PK-Spiegel aus zwei bzw. drei Lochreihen prozessiert. Dies führt zu einer Reflektivität zwischen  $40$  und  $60\ \%$  und ermöglicht das Abstimmen der Laser über mehr als  $30\ \text{nm}$  von  $1307$  bis  $1340\ \text{nm}$  im Dauerstrichbetrieb. Der Frontspiegel der Laser wurde sowohl mit als auch ohne PK-Strukturen realisiert. Mit Hilfe eines hochreflektierenden Frontspiegels (also mit PK-Struktur) kann die Laserschwelle stark reduziert werden. Eine hohe Reflektivität bedeutet eine niedrige Laserschwelle, gleichzeitig wird allerdings die maximale Ausgangsleistung des Lasers limitiert. Im Umkehrschluss bedeutet eine niedrige Reflektivität eine höhere Laserschwelle, allerdings steigt die maximal erzielbare Ausgangsleistung des Lasers. Hier ist die optimale Konfiguration je nach Einsatzgebiet der Laser zu wählen.

Im weiteren Verlauf wurden aktive und passive PK-Strukturen auf GaAs-Basis integriert. Hierzu wurde Halbleitermaterial auf Basis von InGaAs/GaAs Quantenpunkten, die in einer Dots-in-a-well-Struktur (DWELL) eingebettet sind, verwendet. Die Laserstrukturen bestehen aus sechs Quantenpunktschichten, umhüllt von einer Graded-Index-Separate-Confinement-Heterostructure-Struktur (GRIN-SCH) und einer oberen bzw. unteren Mantelschicht zur vertikalen Führung der Mode. Die Vorteile der Quantenpunktstrukturen für die Integration liegen in der geringeren Dämpfung im passiven Bereich und in einer höheren Temperaturstabilität des Laserschwellstromes.

Durch das Ankoppeln der Glasfaser an die Frontfacette des Halbleiterlasers ist der laterale Abstand der Laserstrukturen durch die Dicke der Glasfaser auf  $250\ \mu\text{m}$  festgelegt. Moderne Laserstrukturen sind bereits heute deutlich kleiner herstellbar. Damit bleibt ein Grossteil der Halbleiterstruktur ungenutzt. Durch die verlustarme Kopplung mehrerer Laser in einen Auskoppelwellenleiter kann die Flächenausnutzung deutlich gesteigert werden, ohne den Aufwand für die Herstellung zu vergrössern. Im Rahmen dieser Arbeit wurden vier Halbleiterlaser über photonische Kristall Wellenleiter miteinander verbunden. Die gezeigten Laserstrukturen weisen eine Länge von unter  $1,5\ \text{mm}$ , bei einer Gesamtbreite von  $160\ \mu\text{m}$  auf. Dies bedeutet, dass ein komplettes Lasermodul auf der Breite von weniger als einer Glasfaser realisiert werden kann. Ein Lasermodul umfasst vier separat ansteuer- und abstimmbare Laser. Es konnte gezeigt werden, dass alle vier Laser unabhängig von einander wellenlängenstabil ansteuerbar und abstimmbare sind. Die Seitenmodenunterdrückung im parallelen cw-Betrieb aller vier Laser liegt für den Laser mit der geringsten Seitenmodenunterdrückung immer noch bei mehr als 20 dB und der Leistungsunterschied zwischen den vier Lasern ist unter 2,5 dB.

Die in dieser Arbeit verwendeten Y-Koppler kombinieren jeweils die Emission von zwei Lasern in einen PK-Wellenleiter. Durch die Verwendung eines gestuften Kopplungselementes, dass in der ersten Stufe die Emission von jeweils zwei Lasern in je einen Wellenleiter darstellt kann die Emission von vier Lasern umgesetzt werden. In der zweiten Stufe wird die Laseremission der vier Laser die bereits in zwei Wellenleiter kombiniert sind noch einmal in einen einzigen Wellenleiter zusammen geführt.

Zusätzlich zur Integration von aktiven und passiven Bauelementen auf GaAs-Basis wurden noch weitere funktionale Bauelemente integriert. Zum einen wurden die Wellenlänge verändert, zum anderen wurde ein komplexes passives Bauelement an das Ende des Lasers prozessiert. Im zweiten experimentellen Teil der Arbeit wurden photonische Kristallstrukturen bei einer Wellenlänge von  $1,5\ \mu\text{m}$  auf einem InP-basierten Materialsystem untersucht. Im Bereich der passiven Charakterisierung wurden W3-Wellenleiter spektral vermessen. Zu Beginn wurde das sogenannte Ministopband (MSB) des W3-Wellenleiters untersucht, um im Anschluss die Kopplung von zwei Wellenleitern mit Hilfe des Übersprechens im Bereich des MSB's zu analysieren. Hierzu wurden zwei W3-Wellenleiter (Referenz- und Monitorkanal) parallel zueinander strukturiert. Im Wellenlängenbereich des MSB erfolgt eine Übertragung vom Referenz- in den Monitorkanal und damit eine Leistungsübertragung von einem Wellenleiter in den anderen Wellenleiter. Mit Hilfe dieses einfachen passiven Bauelements kann bereits eine spektrale Filterung erzielt werden. Durch die geometrischen Parameter der photonischen Kristallstrukturen kann die spektrale Lage und Breite des Filters eingestellt werden. Somit kann durch die Auswahl der geometrischen Parameter während der Prozessierung ein sehr effektiver Filter hergestellt werden. Die Filterung durch Übersprechen vom Referenz- in den Monitorkanal ist mit einer spektralen Breite von mehr als 10 nm allerdings relativ breitbandig, daher wurden noch weitere Untersuchungen für schmalbandigere Filter vorgenommen. Es wurden aus photonischen Kristallwellenleitern aufgebaute Resonatoren hergestellt. Hierzu wurden Spiegel in die Wellenleiter prozessiert und im Anschluss wurde das gesamte Bauelement charakterisiert. Es wurden Filter mit einer spektralen Breite von

weniger als 0,5 nm und damit Güten von über 9000 erreicht. Damit ist eine spektrale Filterung möglich, die deutlich feiner ist als mit den vorher gezeigten Wellenleitern. Im Anschluss an die Charakterisierung der passiven Filterelemente wurden diese wieder mit aktiven Bauteilen auf einem einzigen Chip integriert. Die hier hergestellten, abstimmbaren Laser wurden im Gegensatz zu den bereits dargestellten Lasern komplett auf PK-Basis realisiert. Die zuerst charakterisierten einzelnen PK-Laser erreichten eine maximale Ausgangsleistung von 28 mW. Im Anschluss wurden hinter den Laserrückspiegel die bereits oben erwähnten passiven Bauelemente zusätzlich integriert. Die Integration zusätzlicher Funktionen hinter den Laser bedeutet eine Erhöhung der Komplexität und des Funktionsumfangs, ohne die Emissionsleistung des Lasers aus der Frontfacette zu senken. Zusätzlich vereinfacht sich der Aufbau zur Charakterisierung und zum Betrieb der Laser deutlich, da ein Grossteil der Funktionalität bereits auf dem Halbleiterchip enthalten ist. Es muss weder für die Charakterisierung noch für den dauerhaften Betrieb ein zusätzliches Bauteil positioniert bzw. justiert werden. In dem hier gezeigten Bauteil wurde die durch den Laserrückspiegel transmittierte Lichtmode mittels einer Taperstruktur in einen photonischen Kristall Wellenleiter geführt. Seitlich und am Ende des Wellenleiters wurde die erreichte Intensität mittels zweier getrennter Photodioden gemessen. Die wellenlängenabhängige Kopplung des Wellenleiters in eine neben dem Wellenleiter liegende Photodiode und eine am Ende des Wellenleiters liegende Photodiode kann zur Stabilisierung der Laseremission verwendet werden. Damit wird das Konzept der bereits passiv untersuchten gekoppelten Wellenleiter mit einem Referenz- und einem Monitor kanal zusammen mit den aktiven Bauteilen integriert. Bei konstanter Ausgangsleistung und konstanter Emissionswellenlänge des Lasers muss der Photostrom in der Photodiode sowohl im Referenz- als auch im Monitorkanal konstant sein, da ein fester Anteil der Lasermode in die seitlich vom Wellenleiter plazierte Photodiode koppelt. Die restliche Lichtleistung (abzüglich Verluste) gelangt durch den Wellenleiter bis in die am Ende des Wellenleiters liegende Photodiode. Das Kopplungsverhältniss ist durch die geometrischen Eigenschaften der ausgewählten Wellenleiter und PK-Strukturen und die bereits erwähnte spektrale Filterung im MSB definiert. Durch die sehr kompakte Bauform am Ende des Lasers mit einer zusätzlichen Länge von weniger als 100  $\mu\text{m}$  ist das Bauelement sehr Verlustarm. Auch die zusätzliche Breite von ca. 80  $\mu\text{m}$  kann ohne weitere Schwierigkeiten auf einem Halbleiterchip integriert werden. Mit Hilfe einer zusätzlichen Auswerteelektronik kann der gemessene Photostrom zu einer Stabilisierung der Emissionswellenlänge des Lasers genutzt werden.

Ändert sich die Wellenlänge ungewollt (durch Alterung des Bauteils oder Temperaturschwankungen von aussen), so ändert sich das Verhältniss der Ströme in den beiden Photodioden. Durch einen externen Regelmechanismus kann diese Veränderung erkannt und gegebenenfalls automatisch korrigiert werden. Für die Charakterisierung des Wellenlängenmonitors wurden Laser mit einem Abstimmbereich von 30 nm prozessiert. Die Auflösung des Wellenlängenmonitors liegt bisher im Bereich von 10 nm, der Breite des W3-MSB's bei PK-Strukturen mit einer Gitterperiode von 420 nm und einer Wellenlänge von über 1550 nm. Für eine weitere Verbesserung der Filtereigenschaften könnten die bereits vorher in dieser Arbeit charakterisierten photonischen Kristallresonatoren zusätzlich in den PK-Wellenleiter integriert werden.

Zusätzlich zum gemessenen Photostrom der beiden Photodioden wurden Leckströme vom Laser und Querströme zwischen den beiden Photodioden detektiert. Eine zusätzliche Abschirmelektrode die die beiden Photodioden elektrisch vom Laser trennt und auch die beiden Photodioden elektrisch voneinander isoliert konnte erfolgreich eingefügt werden. Leckströme vom Laser bzw. zwischen den Photodioden konnten fast gänzlich unterdrückt bzw. vermieden werden.



## Summary

This work presents semiconductor Lasers with photonic crystal (PhC) structures in the wavelength ranges of 1.3 and 1.5  $\mu m$  that have been fabricated and characterized. Especially the integration of semiconductor lasers with optical components, based on PhC-structures, relevant for future telecommunication applications have been investigated numerically and experimentally.

Both selected wavelengths at 1.3 and 1.5  $\mu m$  are especially interesting for optical telecommunication. Long-haul communication networks use the wavelength range around 1.5  $\mu m$  because of the minimum of absorption losses within the optical fibers that are used. Metropolitan area networks use the wavelength range at 1.3  $\mu m$ . The operating distances in these networks are much smaller and optical fibers with higher losses can therefore be used. An advantage on the wavelength range at 1.3  $\mu m$  is the dispersion minimum of the optical fibers.

In addition to these differences, different semiconductor materials are used. Lasers in the shorter wavelength range of 1.3  $\mu m$  are fabricated based on GaAs-substrates. Lasers used for the longer wavelength range are InP-based. The increasing need of worldwide telecommunication requires a continuous improvement of all components used for communication. Especially improvements in the field of optical telecommunication, which lead to an increased bandwidth, are only possible with reduced dimensions of the components, when the material and the fabrication technology should not be completely changed. A further decrease in the dimensions of the components can be achieved by the integration of various functional elements into one single module with photonic crystal structures. Another possibility is the integration of a big variety of functionality on one semiconductor chip. The geometrical dimensions can stay like they are or even be reduced but with a higher functionality of the module.

Photonic Crystals consist of a periodic variation of the refractive index between air holes in a semiconductor matrix structure. The propagation of electromagnetic waves can be affected by the periodic potential and for example mirrors for electromagnetic waves can be fabricated. The reflectivity of PhC-structures used as mirrors for lasers can be adapted to the requirements of e. g. a laser by varying the geometry of the PhC-structure. Line defects, designed into the triangular, periodic structure can be further used as effective, low loss waveguides. Waveguides with very small radii and the combination of different properties (filter, waveguides, mirrors, etc.) enable new possibilities for integration.

This work shows the integration of multi-level Y-coupler on all active laser material. In opposite to the existing publications the requirement for special wafers with a separation between active and passive areas can be avoided. The integration density of existing semiconductor components can further be increased, because the wafer surface can completely be used and the amount of unused surface is further minimized.

The patterning of the building blocks is done by optical- or electron-beam-lithography. Etching into the semiconductor is done by using wet- and dry-etching processes. Especi-

ally the very anisotropic hole structures are challenging for the selected etching processes. The dry etching processes which are used consist of two separate etching steps. The first etching step is used to transfer the pattern from the first resist to a second resist which has a higher resistance against the etching process. The second etching step transfers the pattern into the semiconductor. The PhC-structures based on GaAs material are about  $1 \mu\text{m}$  deep. The InP-based PhC-structures are etched to a depth of about  $4 \mu\text{m}$ , each time with a radius of about 120 nm.

The first experimental chapter describes the fabrication and characterization of microlasers, based on GaInNAs-material together with high reflectivity photonic crystal mirrors at the front and rear end of a ridge-waveguide. The vertical guiding is achieved by a higher refractive index in the area of the active layer. GaInNAs is an interesting new material system for the optical telecommunication in the wavelength range of 1.3 and  $1.5 \mu\text{m}$ .

The high reflecting mirrors at the front, in the middle and at the rear end of the laser are made of PhC-structures. The number of rows define the reflectivity which gives the possibility to adapt the reflectivity of the mirrors on the different positions of the laser very precise. Two resonators with different lengths were defined for the realization of widely tunable semiconductor lasers. With use of the vernier-principle, the laser can effectively be tuned by varying the injection current in one of the two laser resonators. PhC-mirrors with two or three rows of holes are fabricated between the two resonators. The reflectivity is between 40 and 60 %. The coupling between the two resonators is still good enough to ensure an effective laser operation in cw-mode, whereas it is possible to tune the laser over more than 30 nm from 1307 to 1340 nm. The front mirror is fabricated with a PhC-structure as well as without any additional structure as front mirror, apart from the cleaved facet of the semiconductor bar. The use of a PhC-front mirror has a strong effect on the laser threshold. A high reflectivity (with PhC-mirror) results in a reduced threshold whereas the maximum output power of the laser is limited because of the high reflecting mirror. A low reflectivity mirror results in a higher laser threshold whereas the maximum output power increases strongly. Depending on the application of the laser a compromise between these two positions has to be made.

The following part of the work describes the integration of active and passive PhC-structures, based on GaAs-material. The laser emission is generated by InGaAs/GaAs-quantum dots which are embedded in a dots-in-a-well-structure (DWELL). The laser structure is made as a graded-index-separate-confinement-heterostructure (GRIN SCH), consisting of six quantum dot layers surrounded by a lower and upper cladding layer for the vertical mode guiding. The advantages of the quantum dot structures for the integration of various functionalities are the lower attenuation in the passive part of the structure and the higher temperature stability of the threshold current of the laser.

The semiconductor chip needs to be coupled to an optical fiber which leads to a lateral distance between different lasers of about  $250 \mu\text{m}$  which is caused by the diameter of the optical fiber. Semiconductor lasers are much smaller than that and a big area of the semiconductor is not efficiently used. The efficient coupling of multiple lasers into one waveguide increases the yield of the semiconductor surface without making the fabri-

cation process more difficult or complex. The fabrication can completely stay like it is with only one laser per optical fiber. To increase the yield of the semiconductor surface, four semiconductor lasers are coupled into one waveguide by use of photonic crystal Y-couplers. The fabricated lasers have a length of less than 1.5 mm and a width which is less than 160  $\mu m$ . This means that one complete laser module with four independently tunable lasers, can be coupled into one optical fiber. It was possible to operate and tune all four lasers independent from each other. The side-mode-suppression-ratio (SMSR) of the parallel operated lasers in cw-mode is still more than 20 dB for the laser with the smallest SMSR and the difference in the output power between all four lasers is less than 2.5 dB.

The Y-coupler always combine the emission of two of these lasers into one single PhC-waveguide. By use of a cascaded coupling element that has two Y-couplers in the first stage the emission of four lasers are combined into two waveguides. Another Y-coupler combines the laser emission from the two waveguides into only one single waveguide.

In addition to the integration of active and passive components based on GaAs-semiconductors further active and passive components were integrated to one functional module on InP-basis. The change of the material system was required by the wavelength change to the 1.5  $\mu m$  range. At this time, additional components were added behind the rear mirror of the laser. First, the passive components were characterized themselves by passive measurements. The so called mini-stop-band (msb) of a W3-waveguide was measured. After that, two waveguides (a reference- and a monitor-channel) were processed beside each other and the coupling from one waveguide into the other waveguide was analyzed. In the wavelength range of the msb a coupling can be measured and light is transferred from one waveguide into the other waveguide over the coupling element of some photonic crystal rows of holes. With the use of the coupling effect between two structured waveguides a wavelength selective filter can simply be realized. The wavelength range and the position can be selected by the geometrical parameters of the PhC structures. The wavelength selectivity is too wide for a practical use in the optical telecommunication with a width of about 10 nm. Further effort was made to increase the spectral resolution of the filter by the investigation of resonators that were fabricated as mirrors in PhC-waveguides. With this approach, the resolution of the characterized resonators is better than 0.5 nm and the Q-factor was measured being better than 9000. By using these structures the selectivity of the filter can be much better than with the before discussed couplers.

After the characterization of the passive components was finalized they were integrated with active components on one chip. This time, the laser structures were completely fabricated out of photonic crystal structures. The laser structures were first characterized. The maximum output power of the lasers is up to 28 mW. After the characterization of the individual laser structures were completed, the described passive components were fabricated behind the rear mirror of the laser structure. The fabrication of additional components behind the rear mirror of the laser leads to a higher functionality of the module without reducing the output power of the laser from the front facette. Additionally, the complexity of the complete setup during the test and for the permanent use is

easier than with separated components, because all the parts are integrated and aligned on one semiconductor chip. No alignment and adjustment of the laser and the optical fiber needs to be done externally or manually. The laser power which is transmitted through the rear mirror of the laser is collected by a PhC-taper-structure and guided into a PhC-waveguide. Two separate photodiodes, one beside the waveguide and the other one at the end of the waveguide measure the laser intensity. The concept which was already characterized as passive component is transferred to the active components and integrated with lasers. A constant power of the laser at a constant wavelengths leads to a constant current relation of both photodiodes. The coupling relation is already defined by the geometry and does not change during the measurement. The passive component is less than  $100 \mu m$  long and has a width of less than  $80 \mu m$ . By that, the component has only low losses inside the waveguide. With an additional external electronics, the photo current of the two photodiodes can be used to stabilize the emission wavelength of the laser.

Changes of the laser wavelength (either caused by aging or external temperature drifts) changes the relation between the current of both photodiodes. An external control loop can automatically correct these wavelengths changes. Lasers with a tuning range of 30 nm were fabricated for the characterization of the lasers. The resolution of the filter is in the range of 10 nm, which is the range of the msb of a W3-PhC-waveguide with a period of 420 nm at a wavelength of 1550 nm. Further improvements on the spectral resolution can be achieved by the integration of the already discussed passive PhC-resonators with a mirror inside the waveguide.

In addition to the photo current from the photodiodes, a leakage current from the laser to the photodiodes was measured. An additional cross talk from one to the other photodiode was investigated. By an additional guard ring that separates the laser from the photodiodes and also separates both photodiodes from each other, the leakage current and the cross talk was significantly reduced or almost completely avoided. The concept of using a guarding ring around the laser was successfully implemented in the complete setup.

# Kapitel 1

## Einleitung

Weltumspannende Telekommunikation ist aus der heutigen Welt nicht mehr wegzu-denken. Gerade die Globalisierung in Wirtschaft, Wissenschaft und Politik macht ein funktionsfähiges und belastbares Kommunikationssystem erforderlich. Hierfür hat sich über die letzten Jahre und Jahrzehnte ein weltumspannendes optisches Netzwerk ausgebreitet. Dieses optische Netzwerk wird immer dichter und engmaschiger ausgebaut. In allen Bereichen dieses Netzwerkes gibt es Verbesserungen. Insbesondere der Einsatz von immer besseren Multiplexverfahren ermöglicht einen starken Anstieg der Datenübertragungsraten.

Auch im Bereich der Elektronik gab es in den letzten Jahrzehnten rasante Fortschritte, vom ersten Transistor aus diskreten Bauteilen zu hochintegrierten Schaltkreisen auf Siliziumwafern. Es gab bahnbrechende Entwicklungen in der Prozessierung und Integration der Bauteile. Die gesteigerte Rechenleistung schafft nun allerdings auch die Möglichkeit, immer grösser werdende Datenströme effizient zu handhaben. Bei einer immer höher werdenden Datenübertragungsrate darf die Qualität der Datenübertragung trotzdem nicht sinken, d. h. nicht nur die Übertragung wird schneller, sondern auch die Anzahl der falsch übertragenen Bits sinkt immer weiter. Wo früher nur einzelne, schmalbandige Telefonate übertragen wurden, sollen heute parallel für mehrere Teilnehmer digitale Kinofilme in Echtzeit transferiert werden. Dieser erhöhte Datenaufwand muss einerseits generiert und verarbeitet werden können, andererseits muss diese enorme Datenmenge aber auch sehr schnell, sicher und effizient übertragen werden. Diese Übertragung ist wiederum nur über die bereits erwähnten optischen Netzwerke möglich.

Trotz des starken Einbruchs in der weltweiten Datenkommunikation im Jahre 2002 verdoppelt sich das Datenaufkommen jährlich [Des05]. Wie zu vermuten ist, liegt der weltweite Datenverkehr weit vor dem weltweiten Aufkommen für Telefongespräche. Die Leistungsfähigkeit der Netzwerke hat stetig zugenommen und so hat sich die Datenübertragungsrate von 10 GBit/s als Standard Mitte der 90er Jahre in der Zwischenzeit stark erhöht. Bis Ende 2006 war eine Erhöhung der Standarddatenübertragungsrate über eine Glasfaser auf 40 GBit/s angestrebt. Nach den letzten Ergebnissen der Arbeitsgruppe der IEEE zur Standardisierung der Datenübertragung wird allerdings eine Erhöhung auf 100 GBit/s erwartet [Col06].

Die Datenübertragungsraten über einen einzelnen Kanal konnten bereits in der Ver-

gangenheit mit der steigenden Nachfrage nicht Schritt halten, was zur Entwicklung verschiedener Multiplexverfahren wie Wellenlängenmultiplexing geführt hat. Mit Hilfe dieser Verfahren können mehrere Datenkanäle parallel über eine Glasfaser transferiert werden. Nur durch Verwendung dieser Verfahren sind die heutigen Bestwerte von 14 TBit/s über mehr als 160 km [NTT06] zu realisieren.

Zusätzlich zur reinen Erhöhung der Datenübertragungsrate ist die Integration mehrerer Funktionen zu einem Bauteil bzw. auf einen Chip von besonderem Interesse. Durch die Erhöhung der Komplexität auf einem Chip erhöht sich die Leistungsfähigkeit deutlich ohne dass das aufgebaute System komplizierter wird. Hier soll diese Arbeit einige Wege zur Integration aktiver und passiver Elemente auf einer Waferstruktur und zu einem Bauelement aufzeigen.

Um eine schnelle und kostengünstige Datenübertragung bereitstellen zu können, werden optische Glasfasern im Bereich der geringsten optischen Verluste betrieben. Im Bereich von  $1,5 \mu\text{m}$  ist die Dämpfung der Glasfasern minimal (wie in Abb. 1.1 dargestellt). Für Metronetze (also Netzwerke für mittlere Entfernungen) wird zumeist der Wellenlängenbereich um  $1,3 \mu\text{m}$  verwendet, da das Dispersionsminimum der optischen Glasfasern in diesen Bereichen liegt. Im Bereich der Datenfernübertragung (sog. Long Haul Netze) werden Laser und Fasern im Wellenlängenbereich von  $1,5 \mu\text{m}$  eingesetzt. Die auftretenden Verluste in der Faser sind noch mal um fast den Faktor zwei geringer als bei  $1,3 \mu\text{m}$  und damit kann auf eine grosse Zahl an Verstärker zur Signalaufbereitung bei  $1,5 \mu\text{m}$  verzichtet werden. Halbleiterlaser wie sie in dieser Arbeit vorgestellt werden, werden als Sendeelemente für die optische Telekommunikation eingesetzt.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit waren Halbleiterlaser mit einer Emissionswellenlänge von

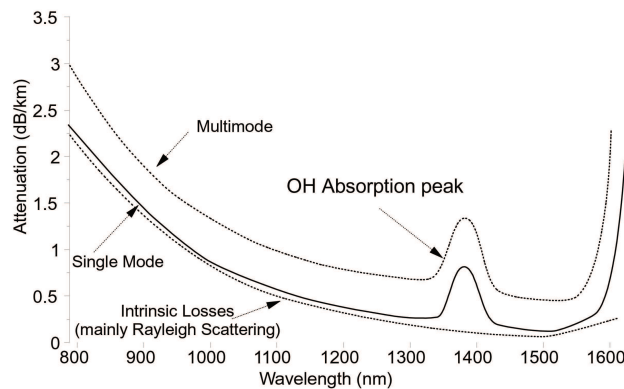


Abbildung 1.1: Verluste von optischen Fasern, die in der Telekommunikation eingesetzt werden [Dut98].

$1,3 \mu\text{m}$  Emissionswellenlänge auf Basis von GaInNAs-Quantenfilmen und auf der Basis von GaAs-Quantenpunkten. Zusätzlich wurden Laser mit einer Emissionswellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$  mit integrierter Photodiode auf InP-Quantenfilmmaterial hergestellt und charakterisiert. In beiden Fällen wurden photonische Kristallstrukturen sowohl für die

Laserstruktur als auch für die Integration mit weiteren Bauelementen eingesetzt. Als photonische Kristalle werden strukturierte Halbleiterbereiche bezeichnet, die die vom Laser emittierte Lichtmode durch ihre Struktur beeinflussen. So kann mit photonischen Kristallen einerseits Licht in Grössenordnungen der Wellenlänge geführt werden, andererseits sind auch wellenlängenselektive Bauteile wie beispielsweise Filter herstellbar.

Zum Verständniss dieser Arbeit werden die fundamentalen physikalischen Grundlagen von Halbleiterlasern im zweiten Kapitel dargestellt. Zusätzlich wird auf die Gesetzmässigkeiten der photonischen Kristalle eingegangen.

Zu Beginn von Kapitel drei geht es um GaInNAs-basierte Quantenfilmlaser. Hierzu werden Laserstrukturen mit einem sehr kleinen Anteil an Stickstoff (N) hergestellt. Über das beim Wachstum eingestellte In:N Verhältnis lässt sich die relevante Wellenlänge fast ohne Materialverspannungen einstellen. Ein N-Anteil von weniger als 2 % ist ausreichend um die Wellenlänge in den für die Telekommunikation relevanten Bereich von  $> 1,3 \mu\text{m}$  zu verschieben.

Im Anschluss wurden Laser auf Basis von GaAs-Quantenpunkten hergestellt. Die verwendeten Quantenpunktstrukturen weisen mehrere Unterschiede im Vergleich zu den klassischen Quantenfilmlasern auf. Ein grosser Vorteil der Quantenpunktstrukturen ist der breite Verstärkungsbereich, der mehr als 100 nm betragen kann. Auch im Bereich der Temperaturstabilität haben Quantenpunktstrukturen grosse Vorteile im Vergleich zu Quantenfilmstrukturen. Dies wirkt sich insbesondere bei der Integration mehrerer Laser zu einem Array positiv aus. Die Quantenpunktstruktur wurden zu einem Laserarray mit bis zu vier unabhängig voneinander betreibbaren Lasern integriert. Die Prozessierung und Positionierung der verschiedenen Ebenen muss sehr genau und präzise verlaufen.

Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich mit InP-basierten Halbleiterlasersystemen im Wellenlängenbereich von  $1,5 \mu\text{m}$ . Im Rahmen des EU-Projektes "FUNFOX" (Functional Photonic Crystal Devices for Metropolitan Optical Networks) wurden Photodioden mit Lasern integriert. Diese Integration bietet mehrere Vorteile. Zum einen ist es möglich, die Wellenlänge der Laser während des Betriebes kontinuierlich und ohne Leistungsverluste zu überwachen, anstatt wie bisher einen Teil der Emission über eine Faser auszukoppeln und in einem externen Analysesystem zu analysieren. Andererseits kann die Wellenlänge von abstimmbaren Lasern über die integrierte Photodiode direkt gemessen werden. Mit Hilfe eines externen Regelkreises kann die gewünschte Wellenlänge eingestellt und stabilisiert werden. Die bisher benutzte "Look-Up-Table" <sup>1</sup> kann deutlich verkleinert werden oder sogar gänzlich entfallen.

Zur Integration dieser verschiedenen Funktionen wurden photonische Kristallstrukturen verwendet. Dabei handelt es sich um Strukturen, die auf der periodischen Variation des Brechungsindex von Halbleitermaterial basieren. Ähnlich wie in einem Kristallgitter die Elektronen, wechselwirken Photonen mit der periodischen Brechungsindexvariation des photonischen Kristalls. Dabei bildet sich eine optische Bandstruktur, die bei geeigneter Dimensionierung zu Frequenzlücken im optischen Bereich führt [Joh87, Yab87]. In dieser Bandlücke verschwindet die photonische Zustandsdichte und damit ist kei-

---

<sup>1</sup>eine Tabelle in der die Emissionswellenlänge und die dazu benötigten Ströme in den Resonatoren eingetragen ist

ne Lichtausbreitung möglich [Joa95]. Damit stellen PK-Strukturen perfekte Reflektoren [Tal96] für Halbleiterlaser dar. Über die Anzahl der Lochreihen kann die Reflektivität bei der Probenherstellung sehr einfach an die gewählte Laserstruktur angepasst werden. Eindimensionale Defekte innerhalb eines PK-Blockes können als effektive, verlustarme Wellenleiter genutzt werden [Zim06].

Ein grosser Vorteil der photonischen Kristallstrukturen ist die Vielseitigkeit. Die hergestellten Lochstrukturen können als Laserresonator genauso verwendet werden, wie auch als Wellenleiter, Filter oder Dispersionskompensatoren. Im Hinblick auf die Integration verschiedener funktionaler Einheiten auf einem Halbleiterelement kann mit Hilfe einer Herstellungstechnologie also ein grosser Teil unterschiedlicher Bauteile prozessiert und hergestellt werden. Dies vereinfacht die Herstellung und verringert die Anzahl der notwendigen Prozessschritte deutlich.



# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Grundlagen von Halbleiterlasern

In diesem Kapitel sollen einige theoretische Grundlagen für die weitere Arbeit diskutiert werden. Insbesondere geht es im ersten Teil um die Grundlagen im Bereich der später verwendeten Halbleiterlaser. Hierbei werden der vertikale Aufbau der Halbleiterstrukturen, die Laserbedingungen und die Möglichkeit des Abstimmens eines Halbleiterlasers diskutiert. Im zweiten Teil dieses Kapitels werden die theoretischen Grundlagen der photonischen Kristallstrukturen erläutert. Hier wird speziell die hexagonale Struktur diskutiert und es werden die verwendeten Simulationsmethoden angesprochen. Zum Abschluss dieses Kapitels wird die Integration von photonischen Kristallstrukturen und Halbleiterlaserstrukturen diskutiert. Besondere Beachtung findet die Integration von PK-Blöcken als Laserspiegel und Wellenleiter, sowie die Integration von Halbleiterlasern auf Basis photonischer Kristalle.

#### 2.1.1 III-V Verbindungshalbleiter

Die Emissionswellenlänge von Halbleiterlasern wird durch die verwendeten Materialien und deren Bandlücke bestimmt. Im experimentellen Teil der Arbeit werden zwei verschiedene Materialsysteme der III-V Halbleiter behandelt. Zum einen werden GaAs-basierte Laser mit unterschiedlicher aktiver Zone bei einer Wellenlänge von  $1,3 \mu\text{m}$  hergestellt. Zum anderen werden Strukturen auf InP bei einer Wellenlänge von  $1,5 \mu\text{m}$  prozessiert. In Abbildung 2.1 ist die Bandlücke (und damit auch indirekt die Wellenlänge) als Funktion der Gitterkonstanten für verschiedene Halbleitermaterialien dargestellt. Bei der strahlenden Rekombination eines Elektrons mit einem Loch wird die freiwerdende Energie in Form eines Photons emittiert. Der erwähnte Wellenlängenbereich von  $1,3$  bis  $1,5 \mu\text{m}$  entspricht dabei Photonenenergien von  $0,8$  bis  $1 \text{ eV}$ . Zusätzlich zur Emissionswellenlänge ist auf die Gitterkonstante des Materialsystems und die damit verbundenen Verspannungen bei zu grossen Unterschieden zwischen den gewählten Materialien zu achten. Die Verbindungslinien zwischen den binären Endpunkten stellen den Verlauf der Bandlücke für ternäre Halbleiter dar, die Flächen zwischen den Linien entsprechen quaternären Halbleitern.

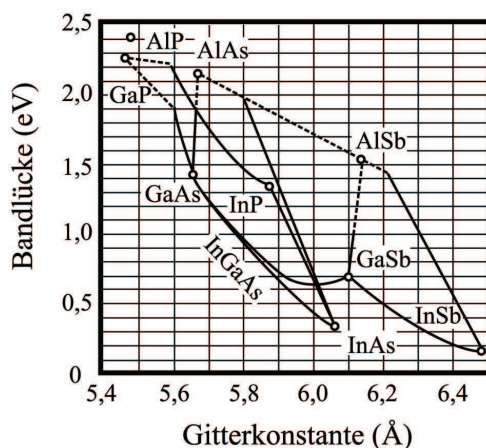


Abbildung 2.1: Bandlücke und Gitterkonstante ausgesuchter III-V Halbleitermaterialien. Die gestrichelten Linien stellen Verbindungen mit indirekter Bandlücke dar, die durchgezogenen Linien Verbindungen mit direkter Bandlücke. [Col95]

## 2.1.2 Vertikaler Schichtaufbau

Die aktive Schicht eines Lasers ist eingebettet in eine Mantelschicht mit einer grösseren elektrischen Bandlücke und einem kleineren optischen Brechungsindex als die aktive Schicht. Damit wird die Lichtmode durch die Indexführung in den Wellenleiterkern eingeschlossen und geführt. Es gibt verschiedene Möglichkeiten den Einschluss von Ladungsträgern und Photonen in einem Wellenleiter zu gewährleisten. Die beiden am häufigsten verwendeten Varianten sind die “Separate-Confinement-Heterostructure”, kurz SCH-Struktur (gezeigt in Abbildung 2.2) und eine “Graded-Index-Separate-Confinement-Heterostructure”, kurz GRINSCH-Struktur. Bei beiden Strukturen haben die Mantelschichten um die aktive Schicht (in dieser Arbeit: Quantenfilme oder Quantenpunkte) eine grössere Bandlücke, so dass sich die injizierten Elektronen zur aktiven Schicht hinbewegen, da sie dort die niedrigste Energie besitzen. Gleichzeitig ist der Brechungsindex im Bereich der aktiven Schicht und des Wellenleiters grösser als in den Mantelschichten. Bei SCH-Strukturen kann der optische und der elektrische Einschluss getrennt voneinander optimiert werden. Allerdings treten an den Übergängen der Heterostrukturen Potentialspitzen auf, die durch die Verwendung von GRINSCH-Strukturen vermieden werden können.

In der Raumladungszone rekombinieren die Elektronen aus dem Leitungsband mit den Löchern aus dem Valenzband. Ein vorhandenes Photon kann die Emission eines weiteren Photons mit gleicher Wellenlänge, Richtung und Phase stimulieren. Die Photonenzahl, die durch die sogenannte stimulierte Emission erzeugt wird, muss grösser sein als die

Absorption durch diesen Prozess. Durch den höheren Brechungsindex wird die Lichtmode im Mantelbereich um die aktive Schicht der Halbleiterstruktur geführt. Der grösste Nachteil der SCH- gegenüber der GRINSCH-Struktur besteht in einer reduzierten Injektionseffizienz der Ladungsträger, auf Grund von Energiesprüngen an den Rändern der Zonen. An diesen Übergangsstellen kann es zu Reflektionen der Ladungsträger kommen. Die Bandlücke von III-V Halbleitern steht wegen der Kramers-Kronig-Relation in ei-

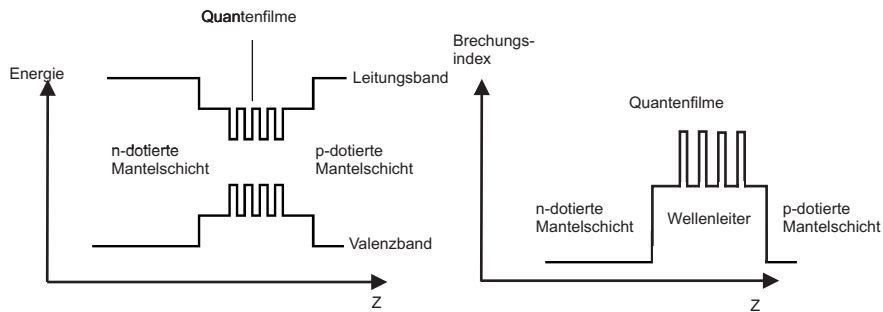


Abbildung 2.2: Dargestellt ist auf der linken Seite der elektronische Bandverlauf für eine SCH-Struktur. Auf der rechten Seite ist der Verlauf des Brechungsindex derselben Struktur zu sehen.

nem Zusammenhang mit dem Brechungsindex. Bei einer festen Wellenlänge oberhalb der Bandlücke gilt: Je grösser die Bandlücke, desto kleiner der Brechungsindex. Da die Mantelschichten um die aktive Schicht eine grössere Bandlücke haben, haben sie einen kleineren Brechungsindex. Daraus ergibt sich sowohl ein Ladungsträger- als auch ein Lichtwelleneinschluss im Bereich um die aktive Schicht. Durch den Brechungsindexkontrast zwischen der aktiven Schicht und den umgebenden Hüllschichten wird die Lichtmode mittels Totalreflektion im Bereich des aktiven Wellenleiters gehalten. Ein lateraler Modeneinschluss kann wiederum über zwei verschiedene Möglichkeiten realisiert werden, zuerst über Indexführung (mit Hilfe einer Wellenleiterstruktur die das Laserlicht innerhalb der Laserdiode führt) aber auch über Gewinnführung (Führung des Laserlichtes im Bereich der grössten Verstärkung). Diese Arbeit beschränkt sich auf indexgeführte Wellenleiter, die später ausführlich diskutiert werden.

Die aktive Schicht aktueller Halbleiterlaser besteht typischerweise aus niederdimensionalen Strukturen, entweder zweidimensionalen Quantenfilmen, eindimensionalen Quantendrähten oder nulldimensionalen Quantenpunkten. Der Vorteil niederdimensionaler Strukturen liegt in den diskreten Quantisierungsniveaus und den daraus folgenden Vorteilen für die Laser. Beispielsweise ist der Laserschwelstrom von Quantenpunktlasern weniger Temperaturabhängig als von Quantenfilmlasern. Dadurch sind höhere Betriebstemperaturen der Laser möglich. Zusätzlich soll auch das breitere Verstärkungsspektrum von Quantenpunktlasern auf Grund der Grössenfluktuation der hergestellten Quantenpunkte nicht unerwähnt bleiben. Hierdurch ist ein grösserer Wellenlängenbereich mit einem einzigen Laser zugänglich.

Ein weiterer Vorteil der niederdimensionalen Strukturen für Laseranwendungen ist die

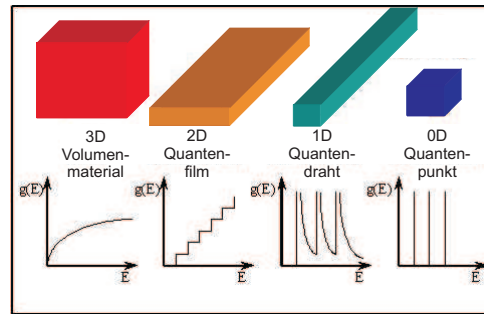


Abbildung 2.3: Gezeigt ist die Zustandsdichte  $\rho(E)$  als Funktion der Energie von null- bis dreidimensionalen aktiven Materialien.

Änderung der Zustandsdichte wie in Abbildung 2.3 gezeigt. Bei Volumenmaterial (dreidimensionale Struktur) existieren direkt an der Bandkante auf Grund des parabelförmigen Verlaufs der Zustandsdichte nur sehr wenige Zustände, während bei Quantenfilmen (zweidimensionale Struktur) durch die stufenförmige Zustandsdichte bereits an der Bandkante viele Zustände vorhanden sind. Beim Übergang zu ein- oder nulldimensionalen Strukturen steigt die Anzahl der Zustände an der Bandkante nochmal deutlich an. Dies hat zur Folge, dass zur Erreichung der für den Laserbetrieb benötigten Besetzungsinversion der Laser deutlich weniger gepumpt werden muss als bei mehrdimensionalen Strukturen.

Infolge der dünnen Halbleiterschichten niederdimensionaler Systeme können nicht gitterangepasste Strukturen gewachsen werden, mit deren Hilfe ein sehr grosser Wellenbereich auf einem Materialsystem abgedeckt werden kann. Die verbleibende Materialverspannung relaxiert nicht, da die Schichtdicke nicht grösser als die kritische Schichtdicke ist.

Im Rahmen dieser Arbeit werden verschiedene Schichtaufbauten verwendet. Zum einen werden InGaAsP-Quantenfilmstrukturen mit bis zu sechs Quantenfilmen verwendet. Zum anderen werden auch InGaAs-Quantenpunktstrukturen auf GaAs (sechs Quantenpunktschichten) eingesetzt. Typische Halbleiterschichten (AlGaAs, GaAs, InP) die in dieser Arbeit Verwendung finden, haben einen Brechungsindex zwischen 3 und 3,5. Die verschiedenen Brechungsindices der unterschiedlichen Schichten führen zu einem effektiven Brechungsindex zwischen dem der Mantelschichten und dem der aktiven Schicht. Die Materialverspannung führt typischerweise zu einer verschiedenen starken Verstärkung der TE- und TM-Polarisation [Joa95, Yar83]. Eine Auflistung der verwendeten Schichten ist im Anhang dieser Arbeit zu finden.

### 2.1.3 Laserbedingungen

Prinzipiell basiert die Lasertätigkeit von elektrisch gepumpten Halbleiterlasern auf der stimulierten Emission von Photonen im pn-Übergang des Halbleitermaterials. Um einen kontinuierlichen Laserbetrieb aufrecht erhalten zu können, muss die Anzahl der im Laser

stattfindenden Absorptionsprozesse kleiner sein als die Emissionsprozesse. Hierzu muss die folgende Schwellenbedingung erfüllt sein:

$$E_L^F - E_V^F \geq E_{gap} \quad (2.1)$$

Hierbei stellt  $E_L^F$  das Quasiferminiveau des Leitungsbandes und  $E_V^F$  das Quasiferminiveau des Valenzbandes dar [Ber61].  $E_{gap}$  steht für die Energiedifferenz zwischen Leitungs- und Valenzband. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Elektronen im Valenz- ( $f_1$ ) und Leitungsband ( $f_2$ ) werden durch folgenden Fermifunktionen wiedergegeben:

$$f_1 = \frac{1}{e^{\frac{E_1 - E_V^F}{kT}} + 1} \quad (2.2)$$

$$f_2 = \frac{1}{e^{\frac{E_2 - E_L^F}{kT}} + 1} \quad (2.3)$$

Um Laserbetrieb zu erreichen, muss zum einen Besetzungsinversion hergestellt werden und die stimulierte Emission muss dominieren. Dies tritt ein, wenn die stimulierte Emission grösser als die Absorption und weitere Verluste (z. B. Streuverluste oder ausgekoppelte Leistung) ist:

$$\frac{dN_p}{dt} = R'_{sp} + (R_{21} - R_{12}) \quad (2.4)$$

$N_p$  stellt die Photonendichte im Resonator dar. Die Übergangsraten  $R_{12}$ ,  $R_{21}$  und  $R_{sp}$  werden in Abb. 2.4 dargestellt.  $R_{sp}$  stellt die spontane Emission dar, d. h. ein Elektron und ein Loch rekombinieren spontan. Für den Laserbetrieb ist aber nur die Emission in die Lasermode von Bedeutung. Dies wird durch  $R'_{sp} = \beta_{sp} R_{sp}$  ausgedrückt, wobei  $\beta_{sp}$  den spontanen Emissionsfaktor darstellt. Der spontane Emissionsfaktor stellt das Verhältnis zwischen spontaner Emission in die Lasermode und der gesamten spontanen Emission dar. Für Halbleiterlaser liegt er in einem Bereich zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-5}$  [Zha99]. Bei der Absorption ( $R_{12}$ ) wird ein Elektron durch ein Photon vom Valenzband in das Leitungsband angehoben. Bei der stimulierten Emission ( $R_{21}$ ) wird, ausgelöst durch die Stimulation eines Photons, ein weiteres Photon durch die Rekombination eines Elektron-Loch-Paares erzeugt. Beide Photonen haben die gleiche Energie und Phase. Die Auger-Rekombination ist als ein Beispiel für nichtstrahlende Rekombination dargestellt ( $R_{nr}$ ).

Die Besetzungsinversion kann durch Pumpen des Systems erreicht werden. Es kann entweder optisch oder elektrisch gepumpt werden. Für elektrisch gepumpte Laser kann eine Pumprate von

$$R = \frac{\eta_i I}{qV} \quad (2.5)$$

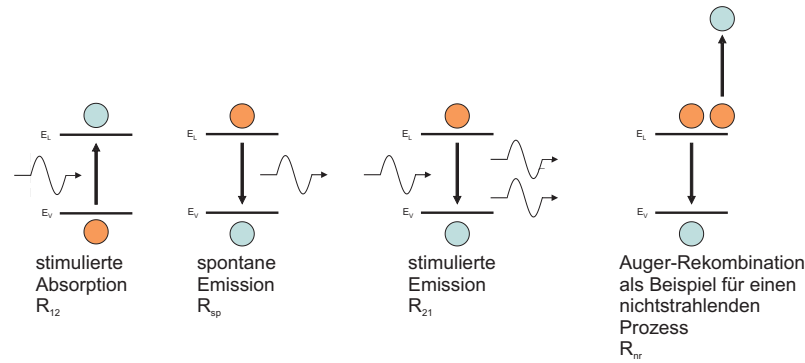


Abbildung 2.4: Elektronische Übergänge zwischen zwei Energieniveaus.

definiert werden.  $\eta_i$  steht für die interne Quantenausbeute und  $I$  stellt den extern eingespeisten Strom dar.  $q$  ist die Ladung und  $V$  das Volumen der aktiven Zone. Sowohl bei gepulsten, als auch bei kontinuierlichen Laserbetrieb, muss die Schwellenbedingung des Lasers erfüllt sein. Die Schwellenbedingung lautet:

$$R_1 \cdot R_2 \cdot e^{2(g-\alpha_i)L} = 1 \quad (2.6)$$

$R_1$  und  $R_2$  stellen die Reflektivitäten der beiden Spiegelflächen des Resonators dar. Je höher die Reflektivität, desto kleiner kann die Verstärkung sein.  $g$  ist die Verstärkung und  $\alpha_i$  stellt die internen Verluste in einem Resonator der Länge  $L$  dar.

Wird die Laserschwelle erreicht, so werden die spontan emittierten Photonen entlang der Laserachse gerade soweit verstärkt, dass ein kontinuierlicher Laserbetrieb möglich ist. Eine weitere Erhöhung der Pumpleistung führt zu einer Zunahme der emittierten Lichtleistung. Zusätzlich entsteht Abwärme, die die Emissionsleistung des Lasers begrenzt bzw. einen internen Verlustmechanismus des Lasers darstellt.

### 2.1.4 Abstimmbare Halbleiterlaser

Abstimmbare Laser bieten durch den grossen monomodigen Emissionsbereich grosse Vorteile. Im Bereich der optischen Telekommunikation und der optischen Messtechnik wird diesen Lasern ein grosses Anwendungspotential vorhergesagt. In der Vergangenheit wurde eine Vielzahl von Möglichkeiten vorgestellt um abstimmbare Laser zu realisieren [Ish96, Hon99, Mas98]. Diese Arbeit beschränkt sich auf Laser mit einer longitudinalen Anordnung von Fabry-Perot-Resonatoren. Bei einem Halbleiterlaser in Form eines Fabry-Perot-Resonators schwingen mehrere Moden gleichzeitig an. Gleichung 2.7 stellt verschiedene Wellenlängen dar, die anschwingen können. Im Normalfall schwingen nur einige der möglichen Wellenlängen innerhalb eines Resonators an.  $n_{eff}$  stellt den effektiven Brechungsindex des Materials dar.  $m$  ist eine ganze Zahl und steht für die Zahl der Knoten in einem Resonator mit der Länge  $L$ .

$$\lambda_m = \frac{2 L n_{eff}}{m}, \quad m \in N \quad (2.7)$$

Der entstandene Modenkamm kann als Grundlage für abstimmbare Laser nach dem Vernierprinzip verwendet werden. Durch die longitudinale Kopplung zweier unterschiedlich langer Resonatoren entstehen zwei gegeneinander versetzte Modenkämme. Bei geschickter Wahl der Resonatorlängen überlappen die beiden Modenkämme nur an einer Stelle im Verstärkungsbereich des Lasermaterials (siehe mittlerer Bereich in Abbildung 2.5). Diese Mode wird besonders verstärkt, während die anderen Moden nicht über die Laserschwelle kommen. Damit emittiert der Laser nur eine Wellenlänge (monomodig) mit einer sehr hohen Seitenmodenunterdrückung. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Moden lässt sich aus Gleichung 2.7 zu:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2 n_g L} \quad (2.8)$$

berechnen.  $L$  ist hier die Länge des Segmentes und  $n_g$  der Gruppenindex der Laserstruktur. Der Gruppenindex ist typischerweise ca. 30 % grösser als der Brechungsindex  $n_{eff}$  der Lasermode. Wie einfach zu erkennen ist, sind Segmentlänge und Modenabstand indirekt proportional zueinander. Das heisst je kürzer das Lasersegment, desto grösser der Modenabstand und umgekehrt.

Das Abstimmen eines Lasers, bestehend aus zwei longitudinal gekoppelten Resonatoren, kann durch Verändern des Stromes in einem Segment erreicht werden. Die Stromänderung führt zu einer Temperaturänderung im jeweiligen Segment und verschiebt die beiden Modenkämme relativ zueinander, da sich der Brechungsindex nahezu linear mit der Temperatur verändert. Eine Erhöhung des Stromes führt zu einer Temperaturerhöhung und damit zu einer Erhöhung des Brechungsindex. Diese Änderung führt zu einer Verschiebung des jeweiligen Modenkamms.

Je nachdem welcher der beiden Ströme verändert wird, kann die Wellenlänge also Richtung Rot oder Blau verschoben werden. Wird der Strom im längeren der beiden Segmente erhöht, so wird diskret in Richtung Rot verschoben. Eine Stromerhöhung im kürzeren Segment führt zu einer Blauverschiebung. Durch gleichzeitiges Verändern beider Ströme kann die Emissionswellenlänge kontinuierlich über einen kleinen Bereich verschoben werden. Durch Zusammensetzen der kontinuierlichen mit der diskreten Wellenlängenverschiebung kann ein nahezu kontinuierliches Abstimmen über einen grossen Wellenlängenbereich erreicht werden.

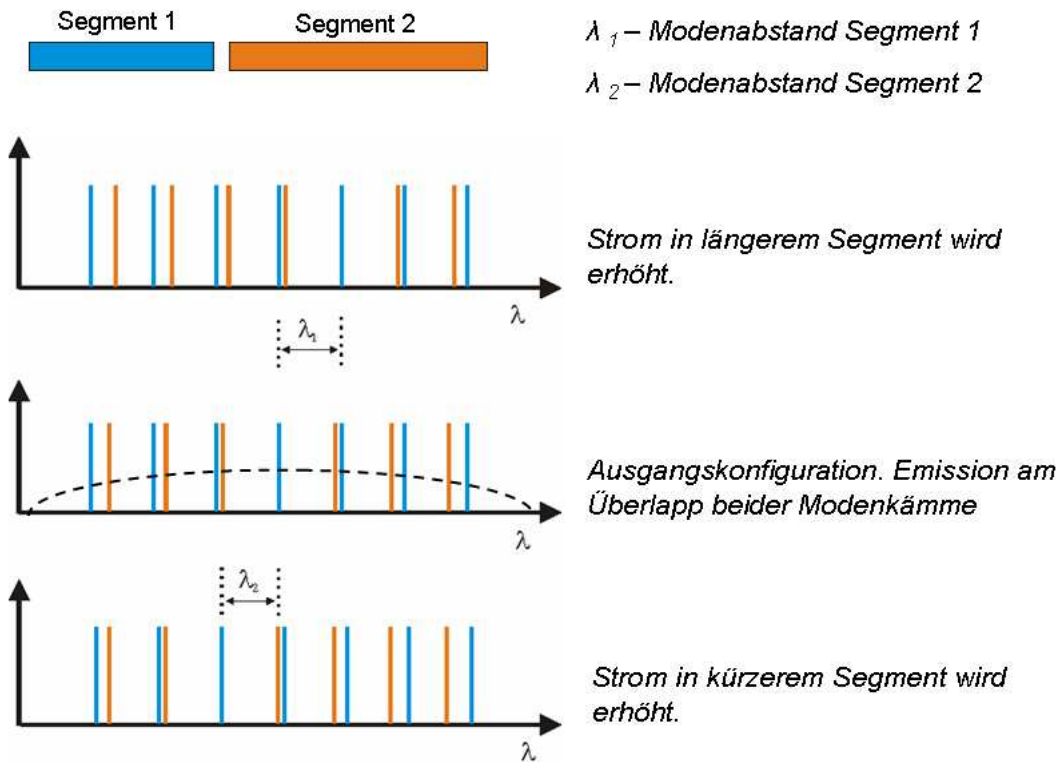


Abbildung 2.5: Darstellung des Vernierprinzips. In beiden Segmenten bilden sich Modenkämme mit einem Modenabstand, abhängig von der Länge des Segmentes. Je kürzer das Segment, desto grösser der spektrale Modenabstand, damit ist  $\lambda_1 > \lambda_2$ . Ausgehend von der mittleren Darstellung kommt es zur Laseremission beim Überlapp der beiden Modenkämme. Das Verstärkungsprofil des Lasers ist gestrichelt im Diagramm dargestellt. Durch Erhöhen des Stromes im längeren Segment (orange) schiebt der Modenkamm in Richtung rot und es kommt zu einem Sprung hin zu grösseren Wellenlängen. Eine Stromerhöhung im kürzeren Segment (blau) schiebt den blauen Modenkamm in Richtung rot, damit springt die Wellenlänge allerdings in Richtung blau. Die Laseremission findet bei einer kürzeren Wellenlänge statt. Dieser Zusammenhang ist im unteren Teil der Abbildung dargestellt.

## 2.2 Theoretische Grundlagen photonischer Kristalle

### 2.2.1 Maxwellgleichungen in periodischen Dielektrika

Photonische Kristalle bestehen aus Dielektrika mit einer periodischen Modulation des Brechungsindex auf der Wellenlängenskala von Licht. Hierdurch findet eine einfallende Lichtwelle ähnliche Bedingungen vor wie ein Elektron im periodischen Potential eines Kristallgitters.

Die makroskopischen Maxwellgleichungen [Jac82] beschreiben die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in dielektrischen Materialien:



$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.12)$$

Betrachtet man halbleiterbasierte, (passive) photonische Kristallstrukturen, so treten weder freie Ladungen noch Ströme auf und damit kann die Stromdichte genau wie die Raumladungsdichte Null gesetzt werden. Auch bei der Verwendung photonischer Kristallstrukturen als Reflektoren für Halbleiterlaser trifft diese Annahme zu.

Weiterhin handelt es sich um lineare, nichtmagnetische Materialien und damit gilt:

$$D = \varepsilon_r \varepsilon_0 E \quad (2.13)$$

$$B = \mu_0 H \quad (2.14)$$

Daraus ergibt sich die folgende angepasste Form der Maxwellgleichungen:

$$\nabla(\varepsilon(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.18)$$

Bei der Annahme eines harmonischen Zeitverhaltens bei der Ausbreitung der Felder, ergibt sich die Mastergleichung zu:

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \mu_0 \cdot \omega^2 \cdot \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.19)$$

Mit Hilfe dieser Mastergleichung lassen sich alle Eigenschaften photonischer Kristalle berechnen. Durch die formale Analogie mit der Schrödingergleichung können weitere wichtige Ergebnisse abgeleitet werden. Definiert man einen Differentialoperator  $\Theta$ , so lässt sich die Mastergleichung auf eine Form bringen, die äquivalent zum Eigenwertproblem der Schrödingergleichung ist:

$$\vec{\Theta} \equiv \vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \right) \quad (2.20)$$

$$\Theta \vec{H} = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H} \quad (2.21)$$

Aufgrund dieser Analogie zur Schrödingergleichung kann man Blochwellen als Lösung für die Lichtausbreitung erwarten, es bilden sich erlaubte Energiebänder und optische Bandlücken aus. Eine besondere Eigenschaft von photonischen Kristallen ist die Skalierungsinvarianz [Sak04]. Dies bedeutet, dass nicht mit den speziellen Grössen Frequenz und Länge, sondern mit der “normierten Frequenz”  $\frac{a}{\lambda}$  gearbeitet werden kann. Die normierte Frequenz  $\frac{a}{\lambda}$  ist eine dimensionslose Grösse.  $a$  stellt dabei die Gitterkonstante dar (siehe Abb. 2.6),  $\lambda$  stellt die Wellenlänge dar. Damit können Ergebnisse aus einem Wellenlängenbereich durch Skalierung in einen anderen Wellenlängenbereich übertragen werden, d. h. durch Variation der Gitterkonstanten kann ein beliebiger Spektralbereich erfasst werden. Steht experimentell nur ein eingeschränkter Spektralbereich zur Verfügung (z. B. abstimmbare Laser oder Lichtquellen mit begrenztem Spektrum), so kann durch Variation der Gitterkonstanten ein beliebiger Spektralbereich charakterisiert werden.

## 2.2.2 Eigenschaften triangulärer photonischer Kristalle

### Ideales 2D-System

In dieser Arbeit werden zweidimensionale Strukturen mit einem triangulären Kristallgitter aus Luftlöchern in Halbleitermaterial mit Brechungsindex  $n$  verwendet [Pli91]. Abbildung 2.6 zeigt die Grundstruktur des Kristallgitters (a), das reziproke Gitter (b) und die erste Brillouin Zone (gelb dargestellt in Abbildung c)). In Abbildung 2.6 d) sind die beiden Hauptsymmetrierichtungen dargestellt. Durch die fast runde Elementarzelle entsteht eine breite photonische Bandlücke, d. h. die Stopbänder, die sich aus den je nach Kristallrichtung unterschiedlichen effektiven Perioden ergeben, liegen spektral sehr nahe beieinander und weisen annähernd gleiche spektrale Breite auf [Joa95].

Neben der Gitterkonstante  $\vec{a}$  gibt es bei der Kennzeichnung photonischer Kristalle

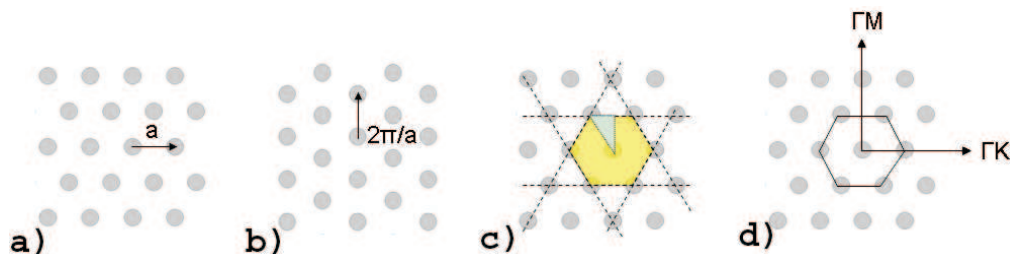


Abbildung 2.6: (a) Gezeigt ist das trianguläre Gitter mit der Gitterkonstante  $\vec{a}$ . Der Winkel zwischen den beiden Gittervektoren beträgt  $60^\circ$ . In (b) ist das reziproke Gitter mit einer Periode von  $\frac{2\pi}{a}$  gezeigt. (c) Farblich dargestellt ist die erste Brillouinzone. Durch das hexagonale Muster besitzt die 1. BZ eine hohe Rotationssymmetrie und es reicht aus, nur die irreduzible BZ (blau dargestellt) zu betrachten. (d) Definition der beiden Hauptsymmetrierichtungen  $\Gamma M$  und  $\Gamma K$ .

eine weitere fundamentale Grösse, den Luftfüllfaktor  $f$ . Aus einfachen geometrischen

Überlegungen folgt für den Flächenanteil zylindrischer Luftlöcher im Halbleiter die Beziehung:

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (2.22)$$

$r$  stellt hier den Lochradius dar, während  $a$  für die Gitterkonstante der photonischen Kristallstruktur steht.

Abbildung 2.7 stellt den Dispersionsverlauf der untersten Bänder für TE- und TM-polarisiertes Licht dar. Die harmonischen Moden lassen sich in 2d-photonischen Kristallen (periodisch in der x-y-Ebene) in zwei verschiedene Polarisationen unterteilen. TE-Polarisation wird als  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_z$  definiert, TM-Polarisation als  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$ . Für TE-Polarisation ist eine Bandlücke zwischen  $u=0,21$  und  $u=0,27$  deutlich zu erkennen.  $u$  stellt die normierte Frequenz ( $\frac{a}{\lambda}$ ) dar. Für den Luftfüllfaktor von 33 % tritt keine Bandlücke für TM-Polarisation auf, also gibt es keine vollständige Bandlücke. In Abb. 2.7 b) ist der Verlauf der Bandlücke über dem Luftfüllfaktor dargestellt. Ist der Luftfüllfaktor zu gering ( $\leq 10$  %), so tritt weder für TM, noch für TE-Polarisation eine Bandlücke auf. Wird der Luftfüllfaktor allerdings erhöht (siehe Abbildung 2.7 b), so tritt ab  $f \geq 10$  % eine Bandlücke für TE-Polarisation auf. Für  $f \geq 55$  % gibt es auch für TM-Polarisation eine Bandlücke [Cas96]. Damit kann für  $55\% \leq f \leq 85\%$  von einer vollständigen Bandlücke gesprochen werden.

Für technische Anwendungen wird allerdings der Bereich von  $f = 30-40\%$  genutzt, da in den meisten Fällen linear polarisiertes Licht, z. B. aus Halbleiterlasern zur Verfügung steht und die Wandstärke zwischen den Löchern bei höheren Luftfüllfaktoren sehr gering wird. Zusätzlich wird die vertikale Wellenführung bei einem grossen Luftfüllfaktor stark beeinträchtigt, da die Lichtmode innerhalb der Luftlöcher nicht geführt werden kann.

Abbildung 2.8 zeigt die Transmission durch einen photonischen Kristall Block in  $\Gamma M$ -Orientierung mit verschiedener Anzahl an Lochreihen, von ein bis vier Reihen. Der Luftfüllfaktor und die Gitterperiode sind so gewählt, das die Mitte der Bandlücke bei  $u=0,24$  liegt. Die Transmission sinkt exponentiell, bei linearer Zunahme der Lochreihenanzahl. Verluste durch Absorption bzw. Dämpfung im Halbleitermaterial wurden für die Simulation nicht berücksichtigt.

## Reale Strukturen in einem vertikalen Schichtwellenleiter

Bei den bisher vorgestellten PK-Strukturen wird von unendlich tiefen Luftlöchern ausgegangen. Mit realen Bauelementen kann dies nur näherungsweise erreicht werden. Eine Möglichkeit nahe an die theoretischen Resultate heranzukommen stellen, im Vergleich zur Wellenlänge, sehr tief geätzte Löcher dar. Dies kann beispielsweise mittels anodischem Ätzen von Silizium für das nahe Infrarot erreicht werden [Gru96, Bir99]. Eine andere Möglichkeit besteht in der Verwendung von planaren Filmwellenleitern, wie sie bereits für die Laser vorgestellt wurden. Mit Hilfe des Filmwellenleiters wird der Lichteinschluss in der dritten Dimension mittels Totalreflektion erreicht. Verwendet werden sowohl Materialsysteme mit geringem Brechungsindexkontrast wie beispielsweise in

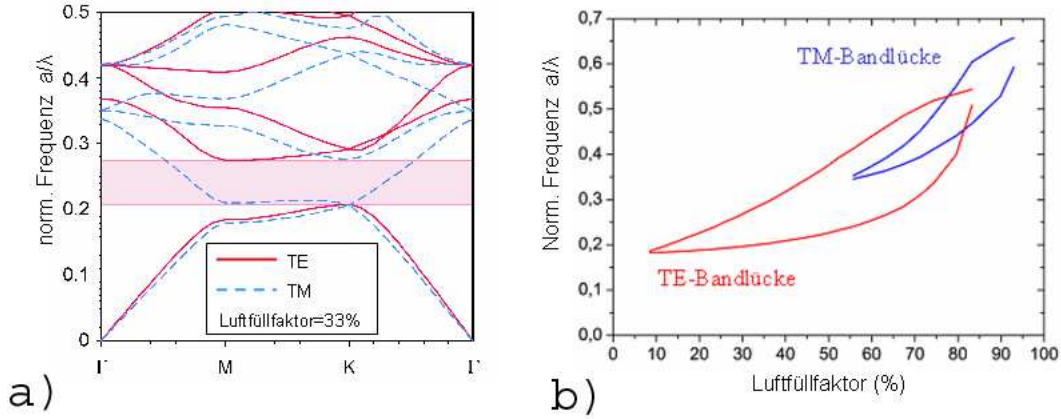


Abbildung 2.7: a) Auf der linken Seite ist die Bandstruktur eines photonischen Kristalls auf der Basis von Luftlöchern in einem Dielektrikum mit einem Brechungsindex von  $n=3,2$  zu sehen. Der Luftfüllfaktor des triangulären Gitters ist zu  $f=33\%$  gewählt. Die Bänder für TE und TM polarisiertes Licht sind über die verschiedenen Gitterrichtungen aufgetragen. Rosa eingefärbt ist die Bandlücke für TE-Polarisation von  $\frac{a}{\lambda} = 0,21$  bis  $\frac{a}{\lambda} = 0,27$ . b) Auf der rechten Seite ist die Position der Bandlücke in Abhängigkeit vom Luftfüllfaktor dargestellt. Zwischen  $10\% \leq f \leq 85\%$  gibt es eine Bandlücke für TE-Polarisation. Für TM-Polarisation gibt es eine Bandlücke zwischen  $55\% \leq f \leq 95\%$ . Eine vollständige Bandlücke für beide Polarisationen tritt damit nur im Bereich  $55\% \leq f \leq 85\%$  auf.

GaAs/AlGaAs oder InGaAsP/InP, sowie Materialsysteme mit großem Brechungsindexkontrast wie Halbleitermembranstrukturen mit freitragenden Wellenleitern in Luft. Ein sorgfältig dimensionierter Wellenleiter kann Bloch-Moden führen. Leider kann die Luft unter der freischwebenden Halbleitermembran keine effektive Wärmeabfuhr gewährleisten und damit können Membranstrukturen nur eingeschränkt für Halbleiterlaser eingesetzt werden. Zusätzlich sind Kontakte auf freitragenden Membranstrukturen technologisch schwierig zu realisieren.

Mit Hilfe des planaren Wellenleiters und eines schwachen Indexkontrastes können technologisch einfache Strukturen hergestellt und beispielsweise mit Lasern integriert werden. Die Wellenführung ist auch gleichzeitig der große Vorteil der Luftlöcher im Halbleitermaterial, im Vergleich zu Halbleiterstäben in Luft. Ohne die Wellenführung im Halbleitermaterial wäre die Integration mit aktiven Materialien nicht realisierbar. Weitere Vorteile der substratbasierten Strukturen im Vergleich zu Membranstrukturen über einem Luftpolster sind Ladungsträgereffekte bzw. Lasertätigkeit innerhalb der PK-Strukturen und eine bessere Wärmeankopplung. Leider sind im Gegensatz zu membranbasierten PK, bei substratbasierten Strukturen immer Lichtmoden oberhalb der Lichtlinie vorhanden und daher tritt auch immer Abstrahlung auf. Die Lichtlinie ist bestimmt durch:

$$\omega = \frac{c}{n_{Luft}} |\vec{k}_{||}| \quad (2.23)$$

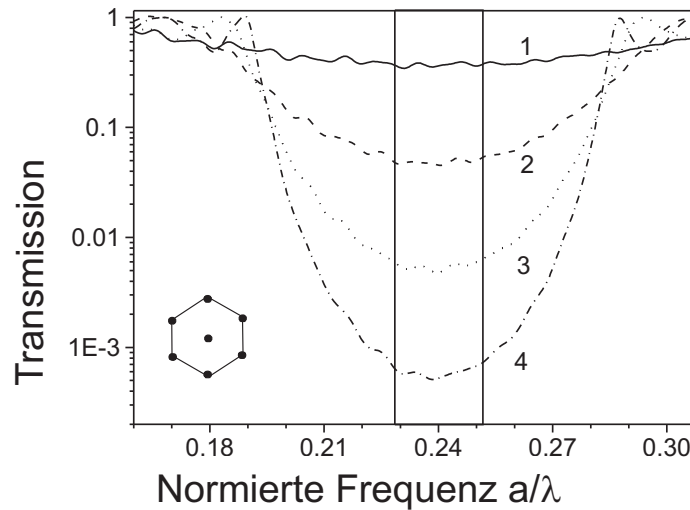


Abbildung 2.8: Transmission durch einen Block aus photonischem Kristall in  $\Gamma M$ -Orientierung in Abhängigkeit von der Blockdicke. Die Dicke ist als Anzahl der Lochreihen (1-4) angegeben.

Hier bezeichnet  $k_{\parallel}$  den zur Wellenleiterebene parallelen Wellenvektor,  $\omega$  die Frequenz und die  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Um die Abstrahlung zu minimieren, müssen die hergestellten Löcher weit in die untere Mantelschicht ( $\geq 3 \cdot \lambda_{eff}$ ) reichen. Dadurch werden die Verluste für moderate Luftfüllfaktoren sehr klein und die Reflektivität steigt an.

Die vorgestellten Eigenschaften lassen sich direkt auf photonische Kristalle mit planarem Wellenleiter übertragen, indem der Materialbrechungsindex durch den effektiven Index der Wellenleitermode ersetzt wird. Die Translationssymmetrie in vertikaler Richtung wird gebrochen. Trotzdem entstehen Strukturen, deren Eigenmoden durch die Symmetrieeigenschaften bei Spiegelung an der Wellenleiterebene ähnliche Eigenschaften wie TE- und TM-polarisierte Wellen aufweisen.

Das Ätzen der Löcher in das Halbleitermaterial stellt grosse Anforderungen an die ver-

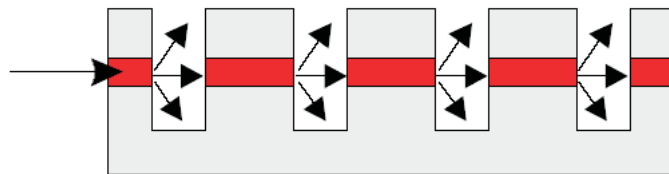


Abbildung 2.9: Streuverluste in einem realen photonischen Kristall. Oberflächenrauigkeiten an den Lochwänden führen zu Streuung und Beugung aus der Wellenleiterebene.

wendete Ätztechnologie. Ein Aspektverhältnis von mehr als 5:1 im GaAs-Materialsystem und 10:1 im InP-Materialsystem (wegen des geringeren Brechungsindexkontrastes) wird benötigt, um die gewünschte Ätztiefe zu erzielen. Durch Unzulänglichkeiten beim Ätzen der Strukturen ergeben sich häufig Verluste, insbesondere in Form von Streuverlusten an Oberflächenrauigkeiten der photonischen Kristalle, daher besteht ein grosses Interesse die Lochtiefe und -qualität zu optimieren [Bog03, Fer03a, Fer03b]. Je grösser die Ätztiefe der Löcher im Halbleitermaterial und je höher die Symmetrie des vertikalen Schichtaufbaus ist, desto stärker werden die Verluste durch Abstrahlung des Halbleitermaterials reduziert [Dur98, Lal01]. Zusätzlich zeigt sich ein Aufbeugen der Welle am Materialübergang Halbleiter/Luft. Innerhalb des Luftloches ist die Welle nicht geführt und es kommt zu zusätzlichen Verlusten (siehe Abb. 2.9). Je grösser der Luftfüllfaktor der PK-Strukturen, desto grösser sind die Verluste, da nur im Halbleitermaterial eine vertikale Wellenführung gegeben ist [And02, Kra99].

### 2.2.3 Simulationsmethoden

Da die Lösung der Mastergleichung in allen drei Dimensionen ein komplexes Problem darstellt, werden üblicherweise numerische Lösungsverfahren zu Hilfe genommen. Es stehen verschiedene numerische Verfahren zur Verfügung, die für die unterschiedlichen Aufgabenstellungen entwickelt und angepasst wurden. Im Vergleich zur bereits erwähnten elektronischen Bandlücke ergeben sich jedoch einige Unterschiede, die die Problemstellung deutlich schwieriger machen. Zum einen muss nicht ein Eigenwertproblem für eine skalare Wellenfunktion, sondern für ein 3D-Vektorfeld berechnet werden. Zum anderen stellen auch die Randbedingungen höhere Anforderungen, da es sich auch hier um Vektoren handelt und daher nur einige der Komponenten des E- und H-Feldes stetig sind. Um die Eigenschaften photonischer Kristalle berechnen zu können, wurden verschiedene Verfahren entwickelt. Je nach Einsatzzweck arbeiten die unterschiedlichen Methoden im Zeit- oder Frequenzraum bzw. im orts- oder reziproken Raum. Je nach Aufgabenstellung kann also ein anderes Verfahren zum Einsatz kommen. Im Anschluss sollen die beiden im Rahmen dieser Arbeit verwendeten numerischen Lösungsverfahren kurz vorgestellt werden. Beim ersten Simulationsverfahren wurden Bandstrukturen der verwendeten photonischen Kristallstrukturen mit Hilfe der Entwicklung nach ebenen Wellen berechnet. Anschliessend wird die finite-difference-time-domain (kurz: FDTD) Methode vorgestellt, bei der die Maxwellgleichungen auf einem kubischen Gitter in Raum und Zeit diskretisiert werden.

#### Entwicklung nach ebenen Wellen

Mit Hilfe der Entwicklung nach ebenen Wellen<sup>1</sup> wird das Eigenwertproblem (Gleichung 2.21) im Frequenzraum gelöst. Die Bandstruktur einer photonischen Kristallstruktur wird ermittelt, indem für vordefinierte  $k$ -Werte der Eigenwert und die Eigenmode berechnet werden, welche zur Kalkulation der Bandstruktur eines PK weiterverarbeitet

---

<sup>1</sup>engl. Plane-Wave-Expansion, kurz: PWE

werden [Leu90, Zha90].

Das magnetische Feld wird auf Basis transversaler, ebener Wellen  $\hat{e}_\lambda e^{i(k+G)\cdot r}$  entwickelt. Dabei stellt  $\hat{e}_\lambda$  den Eigenvektor senkrecht zu  $\vec{k} + \vec{G}$  dar.  $\vec{k}$  ist ein Wellenvektor der ersten Brillouin-Zone und  $\vec{G}$  ein Vektor des reziproken Gitters.

In dieser Anordnung geht das Eigenwertproblem (2.21) in eine Matrix-Eigenwertgleichung

$$\sum_{(G\lambda)'} \Theta_{(G\lambda),(G\lambda)'}^k h_{(G\lambda)'} = \omega^2 h_{(G\lambda)} \quad (2.24)$$

über. Diese kann mittels der Variationsmethode gelöst werden.  $h_{G\lambda}$  stellt den Entwicklungskoeffizienten zur ebenen Welle  $\hat{e}_\lambda e^{i(k+G)\cdot r}$  dar. Die Matrix  $\Theta$  ist durch

$$\Theta_{(G,\lambda),(G,\lambda)'}^k = ((k + G) \times \hat{e}_\lambda) \cdot ((k + G') \times \hat{e}_\lambda) \epsilon^{-1}(G, G') \quad (2.25)$$

definiert.

Die Schwierigkeit bei der Berechnung stellt die Darstellung der inversen Fouriertransformation der dielektrischen Funktion  $\epsilon(r)$  dar, da bei Verwendung einer endlichen Anzahl ebener Wellen die Fouriertransformation und die inverse Operation nicht mehr kommutieren. Eine Lösungsmöglichkeit besteht in der Berechnung der Fouriertransformierten der dielektrischen Funktion. Diese wird abgeschnitten und anschliessend wird die dazu inverse Matrix berechnet [Ho90]. Mit dieser Lösungsmöglichkeit können auf Grund des grossen Speicherbedarfs und der langsamen Konvergenz allerdings nur kleine Aufgabenstellungen ausgewertet werden. Ein Lösungsansatz stellt die Verwendung der schnellen Fouriertransformation (FFT) dar. Damit kann die linke Seite von Gleichung 2.24 schneller berechnet werden. Der Rotationsoperator ist im Fourierraum diagonal und  $1/\epsilon(r)$  ist im Realraum auch diagonal. Somit kann durch Ausführen jeder Operation in ihrem Diagonalraum die Matrixgleichung 2.25 diagonalisiert werden.  $\Theta$  muss selbst nicht gespeichert werden. Durch iteratives Hin- und Herwechseln zwischen Real- und Fourierraum mittels FFT kann der Speicherbedarf reduziert und die Konvergenz um mehr als vier Grössenordnungen verbessert werden [Mea93, Joh01]. Dieses Verfahren wurde zusammen mit numerischen Optimierungen in die freie Software MPB [Mit00] implementiert. Mit Hilfe dieses, in dieser Arbeit verwendeten, Softwarepaketes für PWE-Berechnungen können beispielsweise Bandstrukturen, geführte Moden in einem Wellenleiter oder Resonatorstrukturen berechnet werden. So können die spektrale Lage geführter Moden, zusammen mit dem Kreuzen und Antikreuzen verschiedener Moden berechnet werden. Die Güte von Resonatoren oder die Transmission von Wellenleiterstrukturen bzw. PK-Blöcken kann allerdings nicht mit dem Paket MPB simuliert werden. Hierzu wird die FDTD-Simulation verwendet.

## FDTD-Simulation

Bei der FDTD-Methode wird direkt von den letzten beiden Maxwellgleichungen ausgegangen. Man diskretisiert die Gleichungen sowohl in Raum als auch in Zeit und berechnet den Feldverlauf im Halbschrittverfahren. K. Yee schlug einen Algorithmus vor, nach

dem die elektrische Komponente zum Zeitpunkt  $n$  und die magnetische Komponente zum Zeitschritt  $n+1/2$  berechnet wird [Yee66, Taf00, Sha95]. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 2.10 noch einmal dargestellt. Innerhalb der Einheitszelle werden  $\epsilon_{i,j}$  und  $\mu_{i,j}$  als konstant angenommen. Dadurch und durch die Positionierung der Feldkomponenten an den Kanten bzw. Flächen werden die Stetigkeitsbedingungen an den Materialgrenzen erfüllt. Dämpfung kann mit Hilfe der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma_{i,j}$  berücksichtigt werden.

Für TE-polarisiertes Licht ergeben sich die Maxwellgleichungen zu:

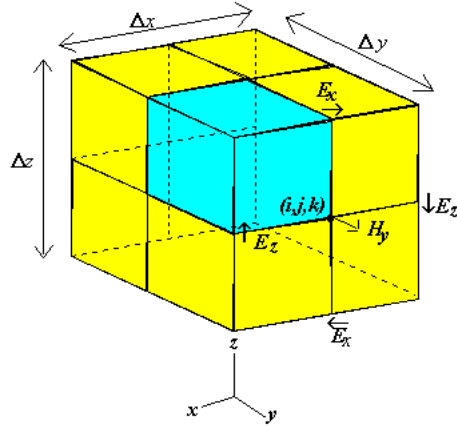


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der YEE Einheitszelle (blau). Hierauf wird der FDTD-Algorithmus in drei Dimensionen diskretisiert.

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \cdot \left\{ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right\} \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \left\{ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right\} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \cdot \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right\} \quad (2.28)$$

Im zweidimensionalen Fall, zusammen mit dem Halbschrittverfahren nach Yee ergeben sich folgende gekoppelte Gleichungen:



$$H_z|_{i,j}^{n+\frac{1}{2}} = H_z|_{i,j}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \mu_{i,j}} \left( \frac{E_x|_{i,j+\frac{1}{2}}^n - E_x|_{i,j-\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i+\frac{1}{2},j}^n - E_y|_{i-\frac{1}{2},j}^n}{\Delta x} \right) \quad (2.29)$$

$$E_x|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} - \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} E_x|_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} \left( \frac{H_z|_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right) \quad (2.30)$$

$$E_y|_{i,j}^{n+1} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} - \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} E_y|_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \varepsilon_{i,j} + \frac{\sigma_{i,j} \Delta t}{2}} \left( \frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-\frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right) \quad (2.31)$$

Die Feldentwicklung wird von einer Startverteilung iterierend berechnet. Um eine ausreichende Genauigkeit und Auflösung zu erhalten, sollte das Diskretisierungsgitter ca.  $1/20$  der kleinsten Material-Wellenlänge aufweisen. Dadurch treten nur kleine Feldstärke-differenzen zwischen zwei benachbarten Gitterpunkten auf. Für numerische Stabilität müssen hinreichend kleine Zeitschritte ( $c\Delta t \leq \Delta x$ ) gewählt werden.

Um auch kleinere Strukturen effizient simulieren zu können, gibt es neben periodischen Randbedingungen auch PML (perfectly-matched-layer-) Randbedingungen [Ber94]. Dabei werden Reflexionen in das simulierte Gebiet unterdrückt und ein reflektionsfreier Abschluss geschaffen.

Um die Transmission eines Startsignals zu erhalten, wird die Propagation der elektromagnetischen Felder simuliert und mittels einer Antenne der Betrag des Poynting-Vektors räumlich aufintegriert. Die Transmission kann dann durch Fouriertransformation des Signals berechnet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene FDTD Implementierungen verwendet.

Die erste Implementierung ist eine am Lehrstuhl für technische Physik geschriebene Software [Kam01]. Hiermit können zweidimensionale Strukturen simuliert werden. Der vertikale Schichtaufbau wird in der Simulation nicht berücksichtigt und muss als ein effektiver Brechungsindex näherungsweise angepasst und betrachtet werden.

Die zweite Implementierung ist das kommerziell erhältliche Crystalwave der Firma PhotonDesign<sup>2</sup>. Hiermit können auch dreidimensionale Strukturen simuliert werden. Im zweidimensionalen Fall wird der Brechungsindex des Materials wie auch bei der vorher beschriebenen Software durch den effektiven Index der Wellenleitermode ersetzt. Dadurch kann die Simulationszeit nachhaltig gesenkt werden, ohne die Qualität der Ergebnisse deutlich zu verringern.

Für einen Grossteil der Simulationen wurden nur 2D-Simulationen durchgeführt, da nur der qualitative Verlauf relevant war. Genauere Ergebnisse lieferte allerdings die 3D-Simulation, bei der der genaue Schichtaufbau mit den jeweiligen Brechungsindices als

---

<sup>2</sup>3D-FDTD Algorithmus *Crystalwave* der Firma PhotonDesign, England

Grundlage benutzt wurde. Zusätzlich sind Verluste innerhalb der Strukturen nur in 3D-Simulationen enthalten.

Eine grosse Erleichterung für die Simulation und Herstellung der PK-Strukturen ist die Skaleninvarianz. Hierdurch kann das Simulationsergebnis durch einfaches Skalieren der Gitterperiode an die tatsächliche Emissionswellenlänge des Bauteils angepasst werden. Zusätzlich verschieben die spektralen Eigenschaften der PK-Strukturen mit einer Variation des Luftfüllfaktors und somit kann auch durch Änderung des Luftfüllfaktors die Geometrie an die Wellenlänge angepasst werden.

## 2.3 Integration von Lasern mit photonischen Kristallen

Zum Abschluss der Diskussion der Grundlagen zu Halbleiterlasern und photonischen Kristallen wird die Integration der beiden Konzepte zu einem Bauelement diskutiert. Zuerst werden die photonischen Kristallstrukturen als hochreflektierende Spiegel an Lasern aus Stegwellenleitern verwendet. Zusätzlich werden Lochstrukturen zur effektiven Wellenführung eingesetzt. Auf einige besonders wichtige Punkte wird in diesem Rahmen eingegangen.

Im letzten Teil dieser Arbeit wird der gesamte Laser aus PK-Strukturen hergestellt. Im Unterschied zu Lasern aus Stegwellenleitern treten hierbei besondere Anforderungen an die Herstellung auf.

### 2.3.1 Photonische Kristalle als Laserspiegel und Wellenleiter

Wie bereits in Abb. 2.8 gezeigt, können photonische Kristalle als Spiegel für Halbleiterlaser genutzt werden. Je mehr Lochreihen eingesetzt werden, desto höher ist die Reflektivität der resultierenden Struktur. Für die Herstellung von Halbleiterlaserstrukturen sind hochwertige Spiegel eine wichtige Voraussetzung (siehe Gleichung 2.6). Bei einer gegebenen Materialverstärkung und einer vorgegebenen Länge des Lasers kann durch die Verbesserung der Laserspiegel die Schwelle des Lasers deutlich reduziert werden. Anders herum kann die Länge des Lasers (bei gegebener Materialverstärkung) bei Erhöhung der Reflektivität merklich reduziert werden, wodurch Mikrolaser verwirklicht werden können.

Für Laser mit einer Bauteilgrösse von weniger als  $500 \mu\text{m}$  sind hochreflektierende Spiegel nötig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden solche Laser, bestehend aus Stegwellenleitern mit photonischen Kristallen als Front- und Rückspiegel, hergestellt und charakterisiert. In einem ersten Prozessschritt wird das Material um den Steg bis auf ungefähr  $100 \text{ nm}$  an den Wellenleiter des Lasers abgeätzt. Im anschliessenden Prozessschritt werden die PK-Spiegelstrukturen vor und hinter den Steg prozessiert. Dabei können zusätzlich zu den Laserspiegeln auch noch photonische Kristall Wellenleiter zur weiteren Integration erzeugt werden. Da die geätzten Löcher in die untere Mantelschicht des Halbleitermaterials reichen müssen, um die Wellenleiterschicht mit der aktiven Zone zu durchdringen, sollten die Wände der Löcher vertikal sein und möglichst tief in den Halbleiter geätzt

werden. Zum Abschluss wird das Halbleiterstück planarisiert und es werden die Kontakte für die einzelnen Laser aufgebracht.

Eine detaillierte Beschreibung des Herstellungsprozesses und der dazu notwendigen Prozessschritte ist in Anhang C dieser Arbeit zu finden.

### **2.3.2 Photonische Kristall Laser**

Zusätzlich zu den bereits beschriebenen Lasern aus Stegwellenleitern kann die Begrenzung der Halbleiterlaser auch komplett aus photonischen Kristallstrukturen hergestellt werden. Hierbei dient ein Block photonischer Kristalle als Grundlage der Laserherstellung. Die Resonatoren werden in Form von ausgelassenen Lochreihen dargestellt. Dadurch sind die Resonatoren dann komplett von der photonischen Kristallstruktur umgeben.

Der Vorteil der komplett aus photonischen Kristallen bestehenden Laserstrukturen liegt in einer besseren Wellenführung durch den Einschluss der Lasermode innerhalb der Lochstrukturen. Zusätzlich entfällt der Übergang vom Lasersteg zu den PK-Strukturen. Es können verschiedene Bauteile auf Basis photonischer Kristalle mit geringen Verlusten integriert werden.

Allerdings stellen diese Strukturen eine deutlich höhere Anforderung an die verwendete Ätztechnologie, da die Löcher deutlich tiefer geätzt werden müssen. Die Löcher müssen auch in diesem Fall durch die aktive Schicht bis weit in das untere Cladding reichen. Da der erste Ätzschritt zur Definition der Stege entfällt, müssen die Lochstrukturen deutlich tiefer geätzt werden. Daher werden im Rahmen dieser Arbeit nur Laser auf InP-Basis nach diesem Verfahren prozessiert. Die erzielte Äzttiefe im GaAs-Materialsystem reicht für diesen Prozess nicht aus.

# Kapitel 3

## GaAs-basierte Photonische Kristall Bauelemente

In diesem Kapitel werden zweidimensionale photonische Kristallstrukturen als hochreflektierende Spiegel für Halbleiterlaser auf Basis von Stegwellenleitern verwendet. Hierzu werden die PK-Strukturen vor, zwischen und hinter die beiden Stegwellenleiter strukturiert, welche als gekoppelte Resonatoren eines abstimmbaren Lasers fungieren. Die Laser emittieren bei einer Wellenlänge von  $1,3 \mu\text{m}$ . Hierbei handelt es sich um den Transmissionsbereich für die optische Telekommunikation in lokal begrenzten Netzwerken wie z. B. stadtweite Netze, wie bereits in der Einleitung beschrieben. Ein grosser Vorteil neben den relativ geringen Verlusten in diesem Wellenbereich ist die Dispersionsfreiheit bei der Übertragung [Dut98] durch gängige optische Glasfasern. Als Basismaterial dient im ersten Teil dieses Kapitels GaInNAs, im zweiten Teil werden GaAs-basierte Quantenpunktstrukturen in einem Dots-in-a-Well-Design (kurz: DWELL) verwendet.

Bisher wurden die meisten Arbeiten in diesem Wellenlängenbereich auf InP als Basismaterial durchgeführt. GaAs-basierte Laser haben allerdings eine Reihe von Vorteilen. Neben besseren Temperatureigenschaften [Klo02] und einem höheren Brechungsindexkontrast sei noch auf die Verfügbarkeit grösserer Substrate und damit auf die Möglichkeit einer kostengünstigeren Herstellung verwiesen. Zusätzlich ist GaAs-basierte Technologie bereits industriell etabliert.

### 3.1 Layout und Herstellung der Laserstrukturen mit Stegwellenleitern

Die Laser wurden auf Proben nach einem Schichtaufbau aus Anhang B (Probennummer ML122) prozessiert. Es handelt sich um Quantenfilmlaser auf GaAs-Basis mit einem N-Anteil von 1,5 % im GaInNAs-Quantenfilm. Durch den geringen N-Anteil liegt die Emissionswellenlänge im Bereich von mehr als 1300 nm. Das Probenlayout ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Vor den Frontresonator des abstimmbaren Lasers wurden drei Reihen photonischer Kristalle prozessiert, gezeigt in der linken REM-Aufnahme. Zusätzlich ist noch das Ende des Stegwellenleiters des Lasers als heller Block zu sehen. Aus FDTD-

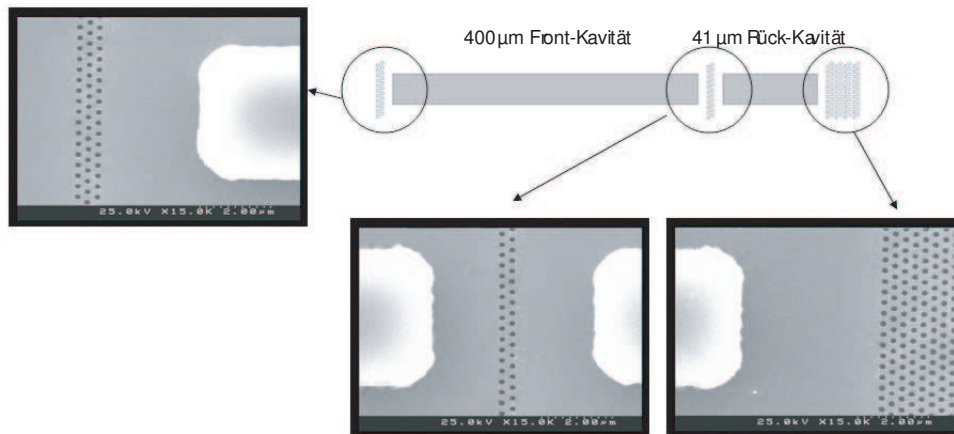


Abbildung 3.1: Layout der Mikrolaser mit einem 3-reihigen Frontspiegel, 2 Reihen als Koppelspiegel zwischen den beiden gekoppelten Resonatoren und einem 10-reihigen Rückspiegel hinter dem zweiten Laserresonator.

Simulationen gehen für drei Lochreihen eine Reflektivität von ca. 60 % hervor, damit kann also die Laserschwelle gegenüber Lasern mit gespalteter Facette deutlich gesenkt werden. Für den hier betrachteten Laser hat der Frontresonator eine Länge von  $400 \mu\text{m}$ , während der Rückresonator lediglich  $41 \mu\text{m}$  misst. Zwischen die beiden Resonatoren wurden zwei Lochreihen prozessiert (dargestellt in der mittleren REM-Aufnahme) um ein Koppeln der beiden Moden zu ermöglichen, aber gleichzeitig die beiden Resonatoren soweit voneinander zu trennen, dass ein Abstimmen über die Injektionsströme möglich ist. Am hinteren Ende des zweiten Resonators wurden 10 Reihen photonischer Kristall (dargestellt auf der rechten REM-Aufnahme) strukturiert, um eine Reflektivität nahe 100 % zu erzielen. Je höher die Reflektivität des Laserrückspiegels ist, desto geringer sind die Verluste in das umgebende Material und damit sinkt die Schwellenstromstärke des Lasers.

Die Herstellung der Laser erfolgt mit Hilfe mehrerer Lithographie- und Trockenätzprozesse. In Abbildung 3.2 ist eine REM-Aufnahme von der Spaltkante eines ICP<sup>1</sup>-geätzten photonischen Kristalls zu sehen. Die vertikalen Löcher reichen bis 800 nm in das Halbleitermaterial. Da bei der Definition der Stegwellenleiter bereits bis ca. 150 nm an die aktive Zone heran geätzt wurde, reichen die photonischen Kristalle somit fast 400 nm tief in das untere Cladding der Laserstruktur und bieten damit einen grossen Modenüberlapp und folglich eine sehr grosse Reflektivität. Der Hauptteil der Mode verläuft im Bereich der aktiven Zone. Der Modenüberlapp mit den geätzten Luftlöchern ist durch die grosse Lochtiefe sehr hoch.

Der Luftfüllfaktor der Strukturen wurde so gewählt, dass die Spiegel eine hohe Reflektivität im Bereich der Emissionswellenlänge des Lasers aufweisen, also im mittleren Bereich der Bandlücke gearbeitet wird.

<sup>1</sup>ICP-inductive coupled plasma, siehe Anhang C.1.2 Trockenätzverfahren

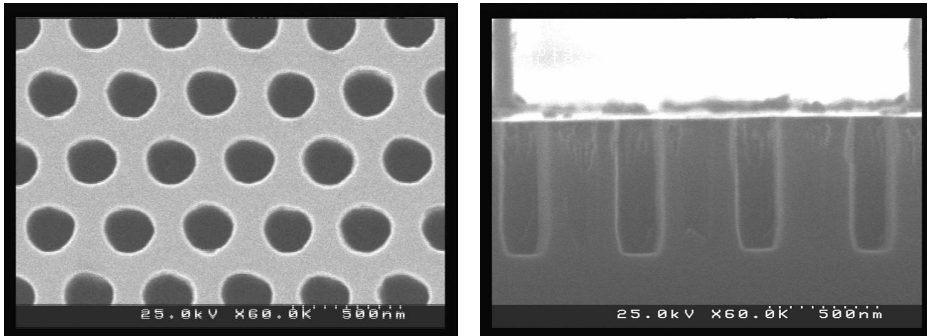


Abbildung 3.2: Spaltkante und Oberflächenbild der mit ICP-geätzten photonischen Kristalle in GaInNAs. Es werden vertikale Lochprofile bis ca. 800 nm Tiefe erreicht. Der Luftfüllfaktor der Strukturen liegt bei 26 %.

Abschliessend wird die Probe planarisiert und von oben wird ein p-Kontakt, von unten ein n-Kontakt auf die Probe aufgebracht.

## 3.2 Charakterisierung von GaInNAs-basierten Mikrolasern

### 3.2.1 Messung der Ausgangsleistung und spektrale Eigenschaften

Die prozessierten und vereinzelt Laser mit einer Gesamtlänge zwischen 240 und 580  $\mu\text{m}$  wurden sowohl im gepulsten als auch im Dauerstrichbetrieb charakterisiert. Die Ausgangsleistung eines Lasers als Funktion des injizierten Stromes durch beide Resonatoren ist in Abbildung 3.3 für den gepulsten Betriebsmodus zu sehen. Die Schwelle hängt zum einen von der Gesamtlänge des Lasers und zum anderen von der Reflektivität des Frontspiegels ab. Diese wird von der Anzahl der verwendeten Lochreihen definiert.

Im hier dargestellten Fall handelt es sich um einen Laser mit einem Frontresonator von 400  $\mu\text{m}$  und einem Rückresonator von 41  $\mu\text{m}$  Länge. Die Schwelle liegt bei knapp über 20 mA mit drei Reihen als vorderem Auskoppelspiegel. Die maximal erzielbare Ausgangsleistung liegt bei über 15 mW, die Effizienz bei 0,26 W/A. Im Dauerstrichbetrieb sinkt die maximal erzielbare Ausgangsleistung stark ab. Die Erwärmung des Lasers erhöht die Verluste innerhalb der Resonatoren. Damit ist die Leistungserhöhung durch eine Stromerhöhung limitiert. Die Seitenmodenunterdrückung liegt im gepulsten Betrieb bei mehr als 38 dB, die Emissionswellenlänge liegt bei 1321 nm (siehe Abb. 3.3).

Eine Charakterisierung der Laser im Dauerstrichbetrieb zeigt keine wesentlichen Veränderungen im Bereich der Emissionswellenlänge und auch keine Änderungen im Bereich der Seitenmodenunterdrückung. Es können auch im Dauerstrichbetrieb Werte von mehr als 35 dB erreicht werden. Die erzielbare Ausgangsleistung liegt auch im Dauerstrich-

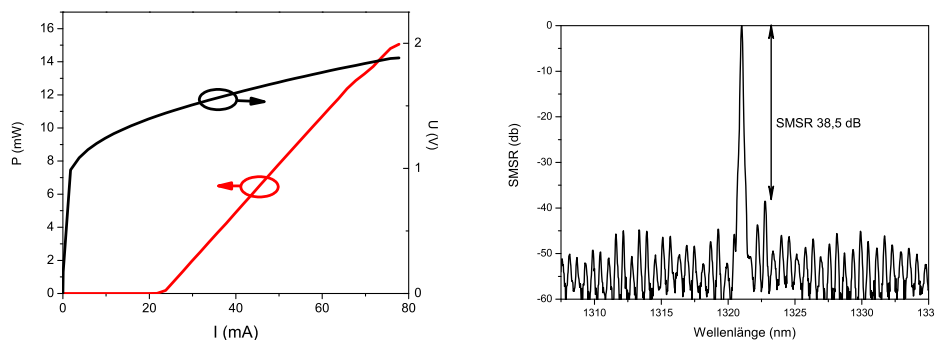


Abbildung 3.3: Im linken Bild ist die Kennlinie des Mikrolasers mit einer Schwelle knapp über 20 mA im gepulsten Betrieb dargestellt. Der Knick in der Kennlinie wird durch einen Modensprung hervorgerufen. Die rechte Abbildung zeigt das Spektrum eines Mikrolasers mit 400 / 41  $\mu\text{m}$  Längen der beiden Resonatoren. Als Frontspiegel werden drei Lochreihen photonischer Kristalle verwendet.

betrieb im Bereich von 15 mW. Zusätzlich zur Messung der Ausgangsleistung wurden Spektren der Laser aufgenommen.

Durch Variation der Spiegelreihen vor dem Laser oder Variation der Laserlänge, kann sowohl die Schwelle als auch die maximale Ausgangsleistung der Laser beeinflusst werden. Verlängert man den Rückresonator des Lasers von 41  $\mu\text{m}$  auf 141  $\mu\text{m}$ , 161  $\mu\text{m}$  und 181  $\mu\text{m}$ , so erhöht sich die Schwelle, wie in Abb. 3.4 zu sehen ist, um bis zu 10 mA. Eine Erhöhung der Reihen der Frontspiegel führt zu keiner sichtbaren Änderung der Laserschwelle, allerdings verändert sich die erreichbare Ausgangsleistung im gemessenen Bereich um den Faktor zwei.

Weiterhin fällt auf, dass die Effizienz bei längeren Lasern niedriger ist als bei gleichen Lasern mit kürzeren Resonatoren. Dies ist auf die längeren Resonatoren und damit auf höhere Verluste durch Absorption im Resonator zurückzuführen. Die Messungen wurden bis zu einem maximalen Strom von 80 mA durchgeführt, um die Laser nicht thermisch zu schädigen. Die limitierte Lebensdauer der Laser machte eine weitere Messung am Ende der Charakterisierung unmöglich. Diese Probleme sollten durch eine Verbesserung der Epitaxie zukünftig in den Griff zu bekommen sein.

Abbildung 3.5 zeigt das Abstimmverhalten eines GaInNAs Lasers der insgesamt über mehr als 35 nm abgestimmt werden kann. Der Frontresonator des Lasers hat eine Länge von 400  $\mu\text{m}$ , der Rückresonator ist 81  $\mu\text{m}$  lang. Abgebildet sind 48 normierte Spektren, die durch Variation des Stromes in den beiden Resonatoren erzielt wurden. Die Seitenmodenunterdrückung bleibt dabei durchgängig besser als 18 dB und die Variation in der maximalen Ausgangsleistung liegt bei unter 5 dB. Durch Einschränken des Abstimmbereichs auf 20 nm, kann die erzielbare Seitenmodenunterdrückung auf mehr als 30 dB angehoben werden, und gleichzeitig sinkt die Variation in der Ausgangsleistung durch Abstimmen des Lasers auf unter 3 dB ab. Mit Hilfe eines dritten Lasersegmentes

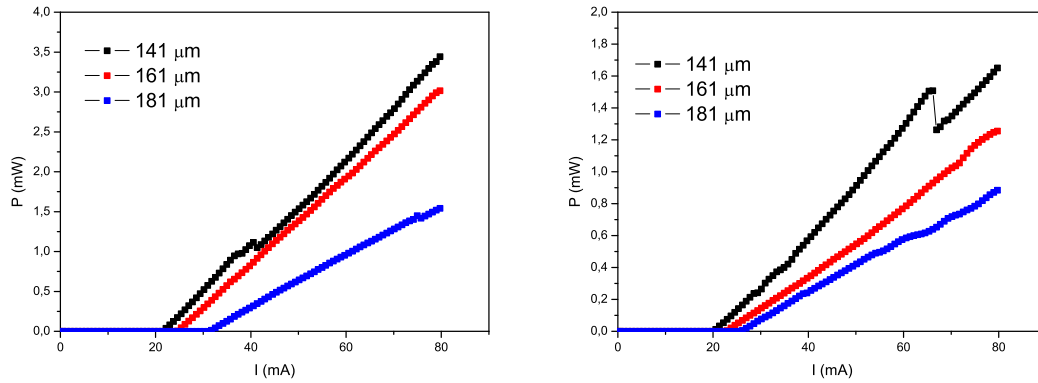


Abbildung 3.4: Kennlinie von GaInNAs Lasern mit verschiedenen Rückresonatorlängen und verschiedener Anzahl an Lochreihen als Frontspiegel im Dauerstrichbetrieb. Die Länge des Frontresonators beträgt  $400 \mu\text{m}$ .

zur Leistungsstabilisierung könnte diese Variation weiter reduziert bzw. ganz vermieden werden.

Zusammenfassend zeigt sich eine sehr gute Abstimmbarkeit der GaInNAs-Laser bei  $1,3 \mu\text{m}$  Wellenlänge. Das Abstimmprinzip mit Hilfe des Vernierprinzips konnte erfolgreich umgesetzt werden. Die Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb von mehr als  $15 \text{ mW}$  für Bauteile mit einer Gesamtlänge von unter  $600 \mu\text{m}$  zeigt die Leistungsfähigkeit

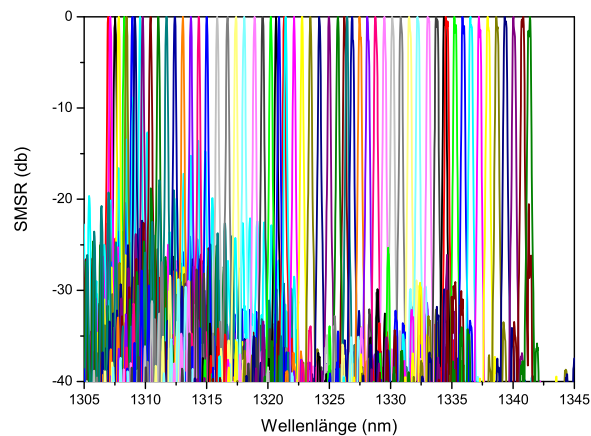


Abbildung 3.5: Abstimmverhalten eines GaInNAs Lasers bei Raumtemperatur. Über den gesamten Abstimmbereich von mehr als  $35 \text{ nm}$  zeigt sich eine Seitenmodenunterdrückung von mehr als  $18 \text{ dB}$ . Über einen eingeschränkten Abstimmbereich von  $20 \text{ nm}$  kann eine Seitenmodenunterdrückung von mehr als  $30 \text{ dB}$  erreicht werden.



dieses Materialsystems.

### 3.2.2 Fouriertransformation der Spektren

Einige Laser weisen ein nicht erwartetes Abstimmverhalten auf. Es gibt Wellenlängenbereiche, in denen die Laser über einige Nanometer gut abstimmbare sind und dann gibt es eine Lücke von einigen Nanometern in denen keine Emission zu erreichen ist. Im Anschluss daran kann der Laser wieder über einige Nanometer abgestimmt werden. Dieses Verhalten wiederholt sich über den gesamten Verstärkungsbereich des Lasermaterials.

Beim Analysieren der Bauteile fällt auf, dass beim Spalten der Laser an der Frontfacette die tatsächliche Spaltposition nicht genau mit der gewünschten Spaltposition übereinstimmt<sup>2</sup>. Ein Nachmessen der Resonatorlänge ist schwierig, da auf die beiden Resonatoren bereits Kontakte aufgebracht sind und damit die genaue Position des Frontresonators nicht mehr erkennbar ist. Die Abweichung ist auf die mechanische Toleranz beim Anritzen und Spalten der Halbleiterstücke zurückzuführen und konnte leider auch durch verschiedene Optimierungsverfahren nicht signifikant verbessert werden. Durch den zusätzlichen schmalen Streifen zwischen dem Frontspiegel und der Frontfacette des Halbleiterstreifens entsteht ein dritter Resonator zwischen dem PK-Frontspiegel und der Facette. Bricht das Halbleiterstück weiter in Richtung des Rückresonators, so ist der Frontresonator kürzer als ursprünglich entworfen.

Um das Abstimmverhalten noch genauer zu analysieren und um weitere Informationen über die Laseremissionscharakteristik zu erhalten, wurden Subschwellspektren der Laser aufgenommen. Mit Hilfe der Fourieranalyse konnten die Spektren vom Ortsraum in den  $k$ -Raum mit

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.1)$$

überführt werden. Anschliessend werden die Punkte neu gesampelt um Punkte im  $k$ -Raum mit äquidistantem Abstand zu erhalten. Durch die Fourierrücktransformation werden an den Reflektionsstellen des Lasers Peaks dargestellt. Mittels dieser Umrechnungen können die Positionen von Intraresonatorreflektionen der Laser herausgefunden werden [Ack98, Hof98].

Die transformierten Daten ergeben interessante Informationen über das Abstimmverhalten der Laser, insbesondere im Zusammenhang mit den tatsächlichen Resonatorlängen. Zuerst wurde ein Laser mit dem oben beschriebenen ungleichmässigen Abstimmverhalten analysiert. Links in Abbildung 3.6 ist das Subschwellspektrum des Lasers dargestellt. Ausgehend von einer konstanten Verstärkung kann die Fouriertransformation durchgeführt werden. Bei genauer Betrachtung der analysierten Daten (dargestellt in Abbildung 3.6 rechts) fällt auf, dass zusätzlich zu den Resonatorlängen die auf Grund der Strukturierung erwartet werden noch weitere Längen auftauchen. Jeder Peak im

---

<sup>2</sup>Die Spaltmarke stimmt nicht genau mit der tatsächlichen Spaltposition überein.

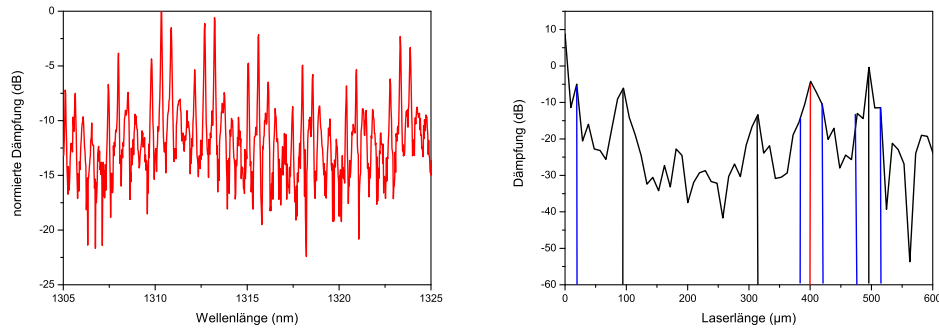


Abbildung 3.6: Im linken Graphen ist das gemessene Subschwellspektrum des Lasers dargestellt. Diese Messdaten wurden mit Hilfe einer Fourieranalyse verarbeitet und im rechten Graphen sind die Reflektivitätsstellen innerhalb des Lasers in Abhängigkeit der optischen Weglänge in den Resonatoren dargestellt. Neben dem Front- und Rückresonator ist ein dritter Resonator mit einer Länge von  $20 \mu\text{m}$  zu erkennen.

Graphen stellt eine “spezifische Länge” im Laserbetrieb dar. Der Frontresonator hat eine Länge von  $400 \mu\text{m}$  (rot dargestellt), der Rückresonator weist eine Länge von  $92 \mu\text{m}$  auf (dargestellt durch schwarze Hilfslinien). Zusätzlich taucht noch ein weiterer Resonator mit einer Länge von  $20 \mu\text{m}$  auf, dargestellt durch blaue Hilfslinien. Dieser zusätzliche Resonator ist bei der weiteren Untersuchung der Probe als Resonator zwischen Frontspiegel und Frontfacette des Lasers zu erkennen. Beim Spalten der Probe wurde nicht, wie erwartet, am Frontspiegel entlang gespalten, sondern es entstand eine Lücke von genau  $20 \mu\text{m}$ . Die Länge des dritten Resonators taucht auch als Nebenpeak im Front- und Rückresonator auf (ebenfalls durch blaue Hilfslinien dargestellt).

Folge dieses dritten Resonators ist ein schlechtes Abstimmverhalten des Lasers. Es gibt keinen kontinuierlichen Abstimmbereich mehr. Es gibt schmale Wellenlängenbereiche, in denen die so hergestellten Laser in sehr kleinen Schritten abgestimmt werden können und im Anschluss gibt es Wellenlängenbereiche in denen keine Laseremission möglich ist. Dies kann durch den dritten Resonator und das bereits erläuterte Abstimmprinzip auch theoretisch nachvollzogen werden.

Bei der Analyse des Lasers mit einem Abstimmbereich von  $30 \text{ nm}$  (siehe Abb. 3.5) sind in Abb. 3.7 nur die Peaks des Rückresonators (in schwarz unterlegt) und der Peak des Frontresonators (in rot unterlegt) zu erkennen. Der  $400 \mu\text{m}$  lange Frontresonator taucht nur einmal in der Analyse auf. Der Rückresonator ist lediglich  $48 \mu\text{m}$  lang und taucht dadurch mehrfach in der Analyse auf. Dies ist mit mehreren Umläufen im Resonator zu erklären. So gibt es die Längen  $48, 96$  und  $144 \mu\text{m}$  (also ein, zwei und drei Umläufe im Rückresonator) genauso, wie es plus / minus Vielfache von  $48 \mu\text{m}$  von der Länge des Frontresonators gibt. Die Umlauflängen von  $256, 303, 351, 446, 498$  und  $531 \mu\text{m}$  sind neben der Länge des Frontresonators von gemessenen  $398 \mu\text{m}$  deutlich zu erkennen. Die Abweichung der echten Strukturlänge von der gewünschten Strukturlänge ( $400 \mu\text{m}$ ) ist durch die verschobene Lage der effektiven Spiegelposition zu erklären. Der photonische

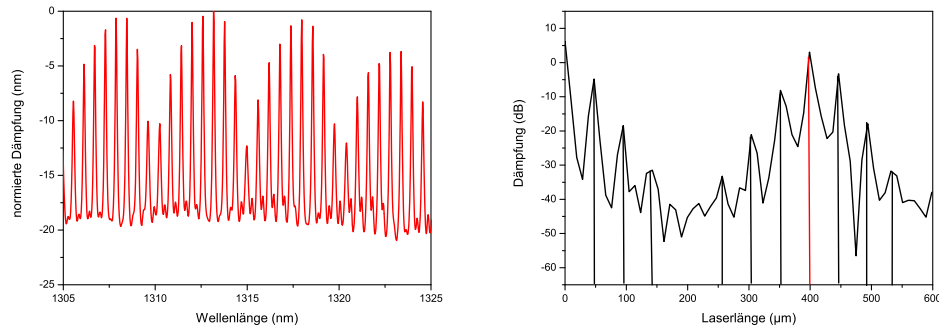


Abbildung 3.7: Im linken Graphen ist das Subschwellspektrum eines weit abstimmbaren Lasers zu sehen. Im rechten Graphen sind die vorhandenen Reflektivitätsstellen innerhalb des Lasers als Peaks dargestellt. Es sind nur der Frontresonator und Vielfache der Länge des Rückresonators zu erkennen.

Kristall Spiegel weist eine eigene Länge auf und diese Länge findet sich in Form einer Positionsverschiebung in den analysierten Spektren wieder.

Zusammenfassend kann das Abstimmverhalten der untersuchten GaInNAs-Laser durch die Fourieranalyse und damit durch Analyse der zugrunde liegenden Resonatorlängen sehr gut verstanden werden.

Die Bildung eines weiteren, unerwünschten Resonators zwischen den Frontspiegel des Lasers und der Spaltfacette kann durch verschiedene Massnahmen verhindert werden. Zum einen kann auf einen Frontspiegel aus photonischen Kristallen gänzlich verzichtet werden, wenn die Reflektivität der Spaltfacette ausreicht bzw. kann in einem zusätzlichen Prozessschritt eine hochreflektierende Schicht auf die Spaltfacette aufgebracht werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin, das Halbleiterstück direkt vor dem Frontspiegel zu spalten. Hierzu können grossflächige Spaltmarken bereits im Rahmen der Lithographie bei der Prozessierung mitaufgebracht werden. Dabei entsteht keine Positionsverschiebung wie sie beim nachträglichen Anritzen entstehen kann. Zusätzlich kann die Frontfacette entspiegelt werden.

### 3.3 Verlustarme Wellenleiter auf GaAs-Basis

Wichtige funktionale Elemente für die Integration mehrerer Bauelemente auf einen Chip stellen passive Wellenleiterstrukturen dar, da hiermit Bauelemente mit verschiedenen Funktionen verbunden werden können. Photonische Kristalle bieten eine hervorragende Möglichkeit für Wellenleiter, da zum einen verlustarmes Leiten der Lichtmode möglich ist und zum anderen bieten PK-Wellenleiter sehr gute Eigenschaften um Licht nicht nur auf geraden Strecken zu führen. Es wurde bereits mehrfach gezeigt, dass sehr enge Radien ausgeführt werden können, genau wie frequenzabhängige Eigenschaften eingebaut werden können. Es ist auch möglich, die Wellenleiterdispersion, die durch Glasfaser ver-

ursacht werden mit Hilfe von photonischen Kristallstrukturen zu kompensieren. Klassische optoelektronische Bauelemente mit Wellenleiterstrukturen zur Zusammenführung mehrerer Wellenleiter sind einige Millimeter gross [Tal99][Bac01].

Auf InP wurden bereits in den letzten Jahre grosse Fortschritte bei der Minimierung der Verluste erzielt. Es ist möglich, breite Wellenleiter mit sieben oder mehr ausgelassenen Reihen mit einer sehr hohen Transmission herzustellen. Auf einem Halbleiterchip geht es nicht um Lichtleitung über weite Strecken, sondern um Entfernungen im Bereich von mehreren Millimetern bis maximal Zentimetern. Daher sind geringe Verluste im Bereich unter einem dB/mm zu akzeptieren. Bei engeren Wellenleitern (photonische Kristallstrukturen, bei denen nur drei oder fünf Reihen ausgelassen wurden) sind die Verluste um einiges höher, liegen aber immer noch um die zwei dB/mm [Tal01, Tal03, Mul03, Kot04].

Auf GaAs lagen die Verluste in der Vergangenheit deutlich höher, da aus prozesstechnischen Gründen die Lochtiefe von InP bei weitem nicht erreicht werden kann. Dadurch ist die Wellenführung im PK-Wellenleiter deutlich schlechter und die Verluste steigen stark an.

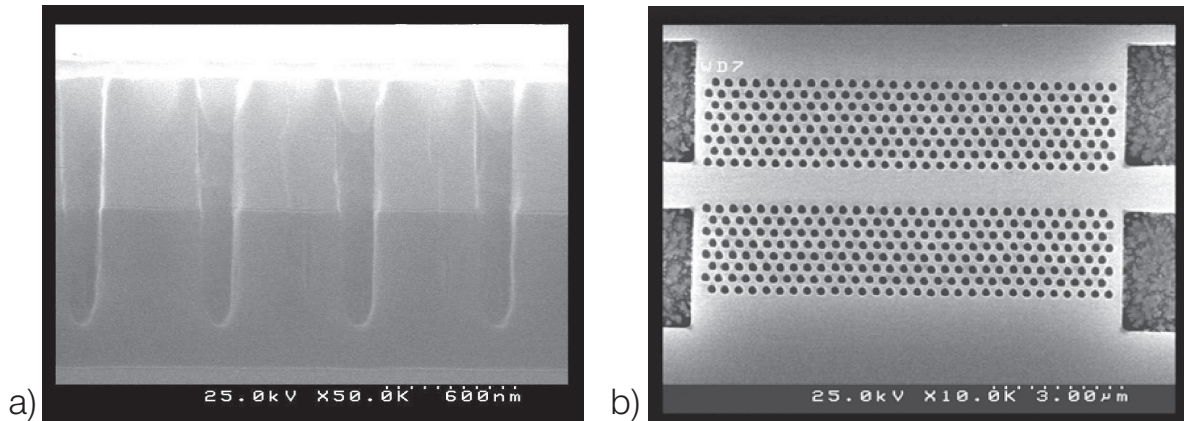
### 3.3.1 Layout und Messaufbau zur Charakterisierung

Zu Beginn sollen die entscheidenden Prozessschritte zur Herstellung der passiven Wellenleiterstrukturen kurz zusammengefasst werden. Die Lochstrukturen werden mittels Elektronenstrahlolithographie in PMMA geschrieben. Anschliessend wird der belichtete Lack entwickelt und in einem RIE-Ätzschritt in die Hartmaske aus  $SiO_2$  übertragen. Im zweiten Trockenätzschritt in einer ECR-RIE-Ätzanlage werden ca.  $1 \mu m$  tiefe Löcher in das Halbleitermaterial geätzt (genauerer siehe Anhang C.2.2 [Zim04]). Der Schichtaufbau auf dem die passiven Wellenleiterstrukturen prozessiert wurden, ist in Anhang B dargestellt. Der erste Optimierungsschritt bestand aus einer Variation der Wellenleiterdicke, bei ansonsten gleichen Aufbau mit einer 20 nm dicken Abdeckschicht, 300 nm oberer Mantelschicht und einer abschliessenden 750 nm dicken unteren Mantelschicht unterhalb des Wellenleiterkerns. Es muss ein Kompromiss zwischen einem dicken Wellenleiterkern zur Reduktion der Verluste auf der einen Seite und der begrenzten Ätztiefe der Lochstrukturen im GaAs-Materialsystem auf der anderen Seite gefunden werden. Zusätzlich entstehen in dickeren Wellenleitern Moden höherer Ordnung [Jen04][Tal02][Agi02][Ben02], deren Verluste höher sind als die Verluste der Grundmode. Es wurden Dicken von 200, 350, 500 und 650 nm als Wellenleiterkern charakterisiert und zusammen mit der verwendeten Technologie wurde eine Wellenleiterdicke von 350 nm als Optimum identifiziert. Dickere Wellenleiter bedeuten extrem hohe Anforderungen an die verwendete Technologie. Anders als auf InP reichen die trocken geätzten Löcher auf GaAs nur etwa  $1 \mu m$  tief in den Halbleiter. Um eine gute und damit auch verlustarme Wellenführung zu gewährleisten, müssen die Löcher allerdings tief in das untere Cladding reichen. Ist der Wellenleiter zu dünn, wird das Einkoppeln in die Wellenleiterschicht erschwert. Zusätzlich erhöhen sich die Verluste, da die Mode in einen sehr schmalen Wellenleiter zusammengedrückt wird und damit ein Grossteil der Mode nicht im Wel-

lenleiter, sondern den umgebenden Claddingschichten geführt wird.

Die Kerndicke von 350 nm bedeutet, dass die photonischen Kristallstrukturen noch ca. 350 nm in das untere Cladding reichen. Ein symmetrischer, vertikaler Schichtaufbau minimiert, zusammen mit möglichst tiefen Löcher, die Verluste innerhalb der Wellenleiterstruktur [Dur98]. Simulationen zeigen, dass die Mode damit sehr gut innerhalb des unstrukturierten Wellenleiters zwischen den PK-Strukturen geführt wird.

Auf der Probe werden 4  $\mu\text{m}$  breite Stegwellenleiter mit einem kurzen Stück photoni-



*Abbildung 3.8: Gezeigt ist auf der linken Seite die Spaltkante eines geätzten photonischen Kristall Wellenleiters. Die Löcher haben eine Tiefe von mehr als 1  $\mu\text{m}$  und reichen damit ca. 350 nm in das untere Cladding (der dunkle AlGaAs-Streifen in Abb. a). Auf der rechten Seite ist eine REM-Aufnahme der fertig prozessierten Struktur zu sehen. Von links wird ein Stegwellenleiter an die photonische Kristallstruktur herangeführt, der von der rechten Seite bis an die Spaltkante der Probe reicht. Die phot. Kristallstruktur hat eine Länge von 30 Perioden. Durch diesen Aufbau können Transmissionsmessungen sehr effizient durchgeführt werden.*

scher Kristall Wellenleiter hergestellt (siehe Abbildung 3.8). Dies dient zur einfachen Handhabung und Charakterisierung der Verluste innerhalb des photonischen Kristall Wellenleiters. Die Länge des zu untersuchenden Wellenleiters wird in Vielfachen der Gitterkonstante  $a$  variiert, beginnend bei 30 Perioden photonischer Kristall Lochreihen und endend bei 150 Perioden in Schritten von 30 Perioden. Die Gesamtlänge des Wellenleiters aus photonischen Kristall Wellenleiter und Stegwellenleiter ist jeweils konstant ein Millimeter. Der Übergang vom Stegwellenleiter auf den photonischen Kristall Wellenleiter (der sehr viel schmaler ist) wird über eine Taperstruktur mit 200  $\mu\text{m}$  Länge auf beiden Seiten realisiert. Zur Messung der Verluste wird ein externer, abstimmbarer Laser verwendet.

Der Messaufbau im sogenannten End-Fire-Setup für die Messung der Verluste in Wellenleiterstrukturen ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Von links wird ein abstimmbarer Laser bei 1,3 (1240-1360 nm) oder 1,5  $\mu\text{m}$  (1460-1580 nm) Wellenlänge auf die Spaltkan-

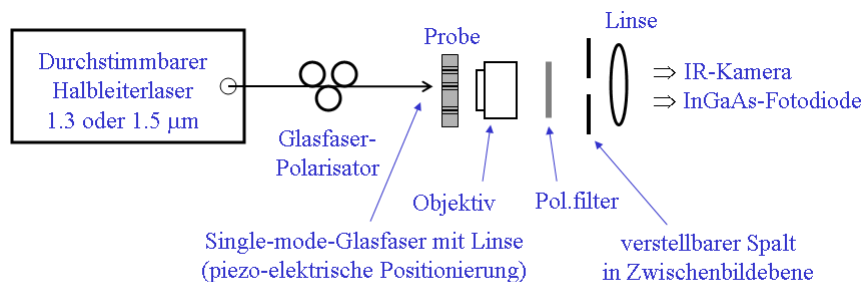


Abbildung 3.9: Schematischer Messaufbau des Transmissionsmessplatzes für die Messung von Verlusten an passiven Wellenleiterstrukturen im sogenannten End-Fire Setup.

te der Probe fokussiert. Hierzu wird eine Single-mode Glasfaser verwendet. Der Laser emittiert linear polarisiertes Licht, die Glasfaser ist aber nicht polarisationserhaltend. Mit Hilfe eines Polarisators wird die Emission aus der Glasfaser auf die Spaltkante des Wellenleiters justiert. Nach Durchlaufen der Probe wird das austretende Licht mit einem Objektiv eingesammelt und durch einen Polarisationsfilter auf eine einstellbare Lochblende abgebildet. Da das Verhalten der Wellenleiter sowohl wellenlängen- als auch polarisationsabhängig ist, muss die Polarisation für jede Messung neu justiert werden. Mit Hilfe des Polarisationsfilters kann entweder TE- oder TM-polarisiert gemessen werden. Der eingesetzte Spalt hält Streulicht von der dahinter angebrachten Photodiode bzw. Infrarotkamera fern. Mit einem Lock-In Verstärker wird die transmittierte Lichtintensität wellenlängenabhängig gemessen.

### 3.3.2 Charakterisierung von GaAs PK-Wellenleitern

Für die Charakterisierung der GaAs PK-Wellenleiter sollen zuerst die Verluste bestimmt werden. Ein Vergleich der Leistungen auf der Photodiode ohne Wellenleiter und nach Transmission durch den Wellenleiter zeigt kein sinnvolles Ergebnis, da weder die Einkoppel- und Auskoppelverluste von der optischen Faser in den Halbleiter genau bestimmt werden können, noch können die Verluste innerhalb des Stegwellenleiters exakt extrahiert werden.

Erste Messungen zur Grundcharakterisierung der GaAs-basierten photonischen Kristall Wellenleiter (hier mit einer Länge von 30 Perioden) zeigen ein polarisationsabhängiges Verhalten, wie in Abbildung 3.10 dargestellt. Betrachtet wurden nur  $W_x$ -Wellenleiter mit  $x$  ausgelassenen Lochreihen in  $\Gamma K$  Orientierung. Für TE-Polarisation kann ein Transmissionsrückgang im Bereich von 1530 bis 1560 nm beobachtet werden (auf der linken Seite dargestellt). Dies entspricht dem Ministopband [Oli01, Oli03] des photonischen Kristall Wellenleiters mit drei ausgelassenen Lochreihen (genauere Betrachtung in Kap. 4). Die rechte Abbildung zeigt denselben Wellenleiter, allerdings in TM-Polarisation gemessen. Es ist eine nahezu konstante Transmission zu beobachten, entsprechend dem für TM-

Polarisation nicht vorhandenen Ministopband bei einem Luftfüllfaktor von ca. 35 %.  
Die Oszillationen, die in beiden Graphen zu erkennen sind, stellen Fabry-Perot-Os-

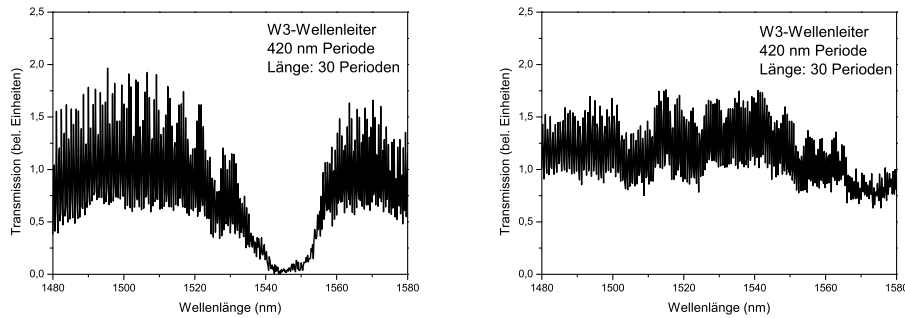


Abbildung 3.10: Ergebnisse der Transmissionsmessungen an GaAs-Wellenleitern mit 30 Perioden PK Struktur für TE- (links) und TM- (rechts) Polarisation.

zillationen dar. Eine Messung der Transmission mit einer höheren Auflösung führt zu einer Messkurve, die, wie in Abbildung 3.11 gezeigt, ein periodisches Signal mit Minima und Maxima darstellt. Auch hier wurde ein 30 Perioden langer photonischer Kristall Wellenleiter charakterisiert. Der Kontrast (also das Verhältnis zwischen Oberkante und Unterkante der Oszillation) der unteren Messung liegt bei ca. 2,37 für einen 30 Perioden langen photonischen Kristall Wellenleiter. Bei einem 120 Perioden langen Wellenleiter sinkt der Kontrast auf im Mittel 2,1 ab. Generell gilt, je kürzer der Wellenleiter desto höher ist der Kontrast, da in einem kürzeren Resonator mehr Umläufe möglich sind. Mit Hilfe dieser Fabry-Perot-Oszillationen können die Verluste innerhalb des photonischen Kristall Wellenleiters bestimmt werden [Hak73, Hak75, Wal85]. Dabei wird der Wellenleiter als Fabry-Perot-Resonator interpretiert.

Photonische Kristall Wellenleiter auf Halbleiterstrukturen mit einem geringen Brechungsindexkontrast sind nicht dämpfungsfrei, da die Wellenleitermode über der Lichtlinie liegt. Strahlungsmoden können an die Wellenleitermode ankoppeln und einen Teil des Lichtes aus der Ebene herausstreuen [Kra03].

Die Transmission eines Fabry-Perot-Resonators wird beschrieben durch

$$T = \frac{(1 - R)^2 e^{-\alpha L}}{1 + R^2 e^{-2\alpha L} - 2R e^{-\alpha L} \cos\left(\frac{4\pi n L}{\lambda}\right)} \quad (3.2)$$

$\alpha$  stellt die Verluste im Wellenleiter dar,  $L$  die Länge des Wellenleiters,  $n$  stellt den effektiven Brechungsindex und  $R$  den Reflektionskoeffizient dar. Hieraus können die Propagationsverluste in Wellenleitern durch das Verhältnis der Intensitätsmaxima ( $T_{max}$ ) und -minima ( $T_{min}$ ) ermittelt werden. Daraus lässt sich der Kontrast  $K$  berechnen, mit dem sich wiederum die Verluste des Wellenleiters berechnen lassen:

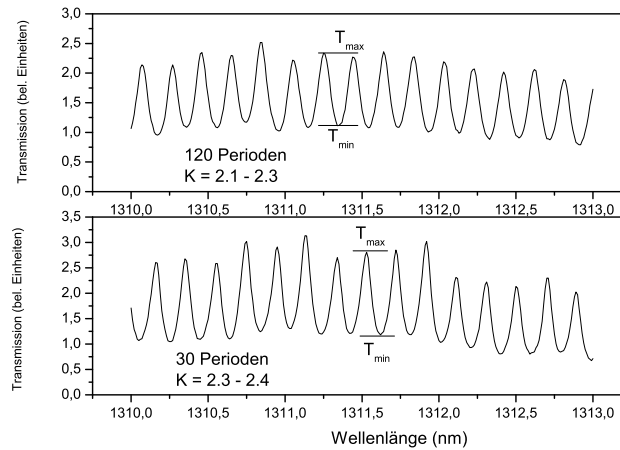


Abbildung 3.11: Ergebnisse der Transmissionsmessungen an GaAs-Wellenleitern unterschiedlicher Länge.

$$K = \frac{T_{max}}{T_{min}} \quad (3.3)$$

$$\alpha_{dB} = 10 * \frac{1}{L} * \log \left( \frac{\sqrt{K} + 1}{\sqrt{K} - 1} * R \right) \quad (3.4)$$

Ausser dem Kontrast gehen noch die Reflektivität  $R$  der Facette und die Länge des Bauteiles ein. Die Reflektivität an den Spaltfacetten ist durch den Brechungsindexkontrast Halbleiter-Luft bestimmt. Mit einem effektiven Brechungsindex von ca. 3,3 ergibt sich, gemäss  $R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$  die Reflektivität an der Grenzfläche von Halbleiter und Luft zu ca. 30 %. Damit sind alle Werte bekannt und die Verluste können mit verschiedenen langen photonischen Kristall Wellenleitern als Vergleichsobjekte charakterisiert werden.

Im Fall der 350 nm dicken Wellenleiterstrukturen ergaben sich Verluste von 2,5 dB/mm für einen W5-Wellenleiter. Für einen schmalere W3-Wellenleiter sind die Verluste geringfügig höher mit 3 dB/mm. Je breiter der Wellenleiter, desto weniger gehen Fabrikationsfehler in die Verluste des Wellenleiters ein. Zusätzlich ist die Abstrahlung und damit der Verlust im Wellenleiter an rauen Lochoberflächen bei breiteren Wellenleitern geringer, da die Hauptintensität der Mode in der Mitte des Wellenleiters lokalisiert ist. Der Modenüberlapp mit den, den Wellenleiter umgebenden Luftlöchern, wird kleiner. Damit sinken die Verluste im Wellenleiter.

Zusammenfassend ist es mit Hilfe dieser Wellenleiter möglich, Licht sehr effizient und verlustarm zu führen. Durch das Ätzen von Löchern durch die Wellenleiterschicht des Halbleiters wird die Lichtführung unterbrochen und es treten intrinsische Verluste durch Beugung am Halbleiter-Luft Übergang auf. Zusätzlich zu diesen technologisch bedingten



Verlusten treten intrinsische Verluste durch Abstrahlung auf, da die Wellenführung im photonischen Kristall Wellenleiter oberhalb der Lichtlinie erfolgt.

### 3.4 Integration von vier GaAs Quantenpunktlasern bei $1,3 \mu\text{m}$ Wellenlänge

Im vierten Teil dieses Kapitels geht es um die Integration von aktiven und passiven Elementen auf einem durchgängig aktiven Halbleiterwafer. Bereits in der Vergangenheit wurden aktive Bauteile (Laser) mit passiven Bauteilen (Wellenleiter) integriert und es gab erfolgreiche integrierte Laser mit photonischen Kristall Y-Kombinierern [Mah04]. Diese Integration war aber nur durch gezieltes, mehrfaches Wachstum [Col04] des Wafers möglich. Durch die sorgfältige Justage der aktiven Laser- und der passiven Wellenleiterbereiche in Bezug auf die Nahtstelle der aktiv-passiv Wafer konnten gute Ergebnisse bei der Integration erzielt werden. Ein Nachteil dieser aktiv-passiv Wafer ist das aufwendige Wachstum der Schichten, da selektiv und mehrfach gewachsen werden muss.

Neben den Wellenleiterverlusten, die bereits diskutiert wurden, tritt auf aktiven Wafern noch ein weiterer Verlustmechanismus auf. Die Absorption durch die aktive Zone im passiv genutzten Bereich des Wafers kommt zusätzlich hinzu. Die kompakte Bauweise der PK-Wellenleiter machen eine Integration auf vollständig aktivem Material aber trotzdem möglich.

In dieser Arbeit soll ein homogen gewachsener Wafer mit InGaAs Quantenpunkten auf GaAs-Substrat als Basis dienen. Es sollen GaAs-basierte Quantenpunktstrukturen im Wellenlängenbereich von  $1,3 \mu\text{m}$  eingesetzt werden. Die besonderen Vorteile dieser Strukturen liegen in einer verbesserten Abstimmbarkeit auf Grund der Grössenfluktuation der Quantenpunkte. Damit verbreitert sich das Verstärkungsspektrum im Vergleich zu Quantenfilmlasern. Ein weiterer Vorteil ist das verbesserte Temperaturverhalten. Gerade für die Integration eines Laserarrays, in dem mehrere Laser auf einer möglichst kleinen Fläche angeordnet werden, ist dies von entscheidender Bedeutung.

Die Herstellung der Laserstrukturen ist analog zur Herstellung der GaInNAs Laser zu Beginn dieses Kapitels. Der Schichtaufbau der InGaAs/GaAs-Quantenpunktlaser unterscheidet sich allerdings deutlich. Auf das n-dotierte GaAs-Substrat wird eine GRINSCH-Struktur aufgewachsen. Nach dem Wachstum einer Pufferschicht und der unteren Mantelschicht, schliesst sich eine 200 nm dicke AlGaAs-Struktur zur Wellenführung an. Der anschliessende aktive Teil besteht aus einer 50 nm Distanzschicht aus GaAs, gefolgt von sechs  $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$  Quantenpunktschichten mit fünf GaAs-Barrieren dazwischen. Anschliessend folgt wieder eine 50 nm dicke Distanzschicht und eine 200 nm dicke GRINSCH-Struktur. Darauf wurde das 1600 nm dicke obere Cladding gewachsen und mit einer 100 nm dicken Kontaktschicht abgeschlossen. Die hochdotierte Kontaktschicht verhindert die Oxidation des Aluminiums in der oberen Mantelschicht und verbessert die Kontakteigenschaften zwischen dem aufzubringenden Metallkontakt und dem Halbleitermaterial. Die Laser selbst bestehen aus  $4 \mu\text{m}$  breiten Stegwellenleitern, die  $1,6 \mu\text{m}$  tief geätzt wurden (siehe Anhang C). Damit bleibt eine 100 nm dicke Halbleiterschicht

über der aktiven Zone des Lasers stehen, diese dient zur Vermeidung von Oberflächenrekombination.

Zuerst werden die Stegwellenleiter prozessiert und in einem zweiten Prozess werden die photonischen Kristalle um die Stege herum plaziert und durch die aktive Halbleiterschicht geätzt. In einem dritten Prozessschritt werden p- und n-Kontakt auf die Strukturen aufgebracht, so das die Laser elektrisch kontaktiert werden können.

### 3.4.1 Grundcharakterisierung der Laser

Bei der ersten Grundcharakterisierung der Laser wurden die photonischen Kristallstrukturen und die Lasergeometrie bezüglich der Lasereigenschaften optimiert. Die Messungen wurden mit Hilfe eines computergesteuerten Messplatzes durchgeführt. Die Temperatur kann über ein Peltierelement geregelt werden. Für Leistungsmessungen wurde eine InGaAs-Photodiode verwendet. Für die spektrale Charakterisierung wird das emittierte Laserlicht mit einer Glasfaser in ein Spektrometer gekoppelt.

Ein erstes wichtiges Merkmal der Laser ist die Ausgangsleistung. Gerade für die spätere Integration der Laser mit passiven Wellenleitern ist es wichtig, eine hohe Ausgangsleistung zu bekommen. In Abbildung 3.12 ist eine typische Kennlinie der GaAs-basierten Quantenpunktlaser zu sehen.

Die Laserschwelle liegt bei den gemessenen Lasern typischerweise zwischen 30 und 40

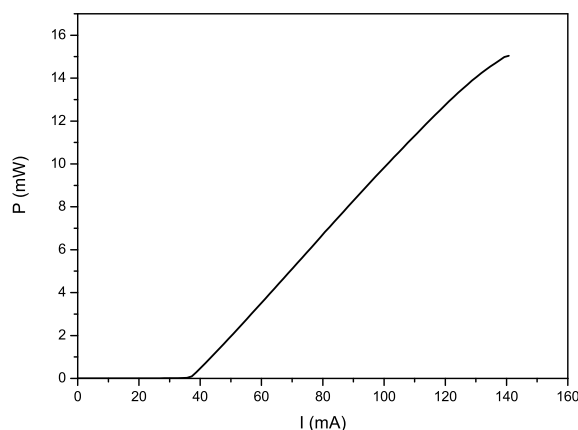


Abbildung 3.12: Kennlinie eines GaAs-basierten Quantenpunktlasers mit einer Länge des Frontresonators von  $800 \mu\text{m}$  und des Rückresonators von  $161 \mu\text{m}$ . Als Rückspiegel dient ein photonischer Kristall mit acht Perioden mit einer Periode von  $320 \text{ nm}$ . Der Frontspiegel des Lasers wird durch die Spaltkante des Halbleitermaterials dargestellt.

mA (hier: 37 mA). Verkürzt man die Laser, geht die Schwelle um einige mA nach unten, allerdings geht auch die Ausgangsleistung zurück. Für die spätere Integration der Laser mit den Wellenleitern ist es allerdings wichtig, genug Leistung aus den Lasern zu erhalten, da das Wafermaterial rein aktiv sein soll und damit wird es eine hohe Absorption

in den Wellenleitern geben.

Im Vergleich mit einer hohen Ausgangsleistung muss die Schwelle des Lasers so niedrig wie möglich sein, da eine hohe Laserschwelle eine starke Erwärmung des Bauteils zur Folge hat. Bei der Integration zu einem Mehrkanalsendeelement werden jedoch mehrere Laser sehr nahe aneinander prozessiert und damit erwärmen sich die Laser gegenseitig. Eine hohe Laserschwelle bei diesen vier Lasern würde zu einer unerwünschten Temperaturerhöhung des gesamten Lasermoduls führen. Damit würden die Verluste innerhalb der Laser steigen. Dies führt dazu, dass die Laser nicht mehr auf dem Grundzustand emittieren sondern auf dem ersten angeregten Zustand. Zusätzlich führt eine Temperaturerhöhung der Laser zu einer Rot-Verschiebung der Laseremission.

### 3.4.2 Layout des Laserarrays

In Abbildung 3.13 ist eine Draufsicht auf die komplette Struktur mit allen Kontaktflächen zu sehen.

Longitudinal sind die Laser durch zwei Segmente definiert. Das Frontsegment hat eine konstante Länge von 1 mm und das Rücksegment ist für jeden der vier Laser unterschiedlich lang, um vier verschiedene Wellenlängenbereiche zu emittieren und reicht für die verschiedenen Laser von  $41 \mu\text{m}$  bis  $181 \mu\text{m}$  in Schritten von  $n \cdot 20 \mu\text{m}$ . Die Laser wurden paarweise angeordnet. Je zwei Laser haben einen Abstand von  $25 \mu\text{m}$  bei einer Breite von jeweils  $4 \mu\text{m}$  und zwischen den beiden Laserpaaren liegen  $95 \mu\text{m}$ . Jedes dieser acht Segmente kann durch einen eigenen Kontakt elektrisch kontaktiert und damit elektrisch gepumpt werden.

Als hochreflektierender Rückspiegel wird ein photonischer Kristall mit zehn Perioden im Abstand von fünf Mikrometern hinter das Ende des jeweiligen Laserrücksegmentes prozessiert. Weitere Lochreihen würden die Reflektivität des Spiegels nicht weiter erhöhen. Zwischen den beiden Segmenten ist ein Abstand von  $10 \mu\text{m}$  und in der Mitte wurden photonische Kristalle prozessiert. Dieser Zwischenspiegel dient der Kopplung der beiden Segmente, um den Laser optimal abstimmen zu können. Die besten Ergebnisse konnten mit zwei Reihen erzielt werden.

Um die Laser in den photonischen Kristall Wellenleiter einkoppeln zu können, ist der Stegwellenleiter auf den letzten  $200 \mu\text{m}$  adiabatisch von  $4 \mu\text{m}$  auf eine Breite von  $2 \mu\text{m}$  verengt. Als Frontspiegel werden wieder zwei Reihen photonischer Kristall im Abstand von  $3 \mu\text{m}$  verwendet. Die Einkopplung in den photonischen Kristall Wellenleiter erfolgt über eine Taperstruktur, beginnend mit einer Breite von elf ausgelassenen Reihen die innerhalb weniger Perioden verengt auf den im weiteren Verlauf verwendeten W5-Wellenleiter in  $\Gamma K$ -Orientierung wird.

Das gesamte Laserarray ist nur  $160 \mu\text{m}$  breit. Einzig die Kontakte brauchen noch zusätzliche Fläche.

Links unten in Abbildung 3.13 ist eine REM-Aufnahme zu sehen, die das gesamte Auskoppellement zusammen mit den Y-Kopplern zeigt. Um von vier Lasern in einen einzigen Ausgangswellenleiter überzugehen werden drei Y-Koppler verwendet. In einer ersten Stufe wird die Emission zweier Laser zusammengefasst und im zweiten Schritt wird dies

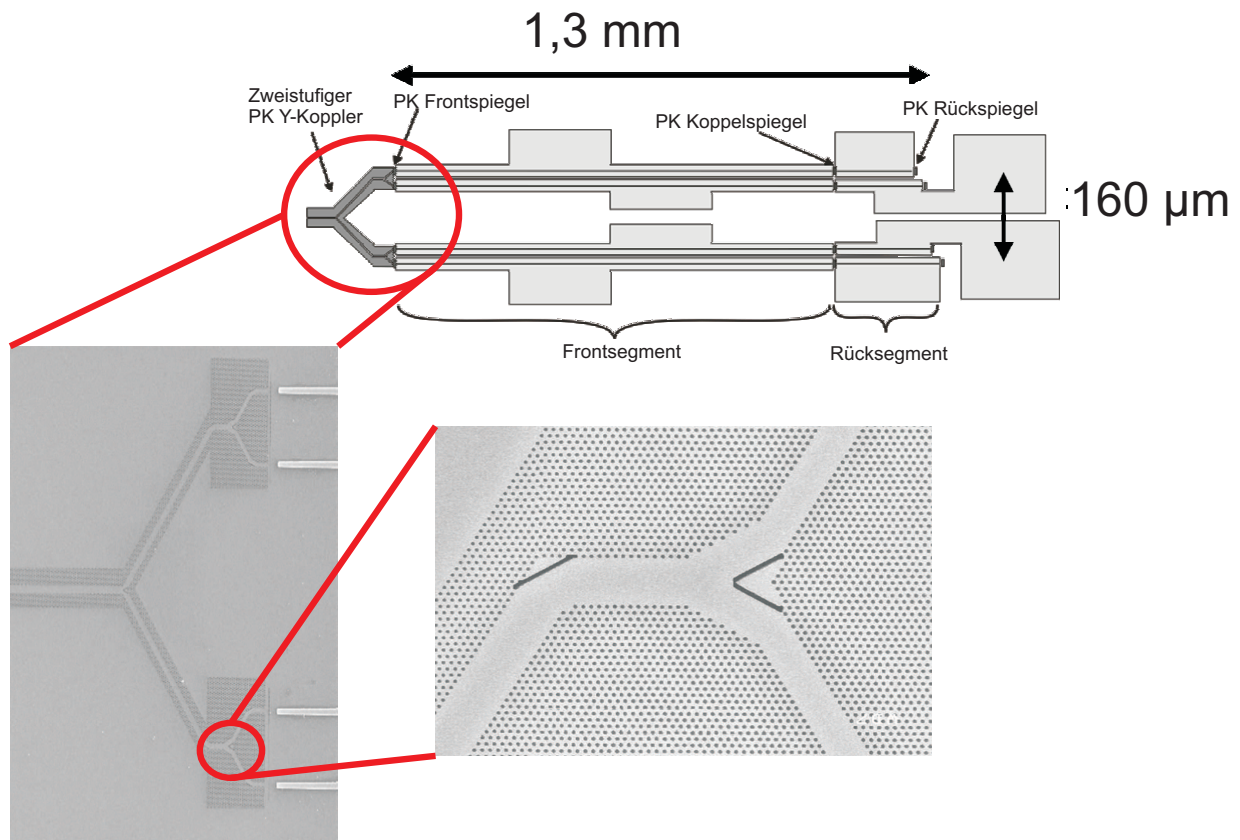


Abbildung 3.13: Oben: Schemazeichnung des kompletten Lasermoduls mit Kontaktflächen der acht Segmente. Das Modul hat eine Gesamtlänge von weniger als 1,5 mm und eine Gesamtbreite von weniger als 300 µm. Vernachlässigt man die Kontakte beträgt die Gesamtbreite nur noch 160 µm. Hinter, zwischen und vor die Stegwellenleiter wurden photonische Kristallstrukturen als hochreflektierende Spiegel prozessiert. Vor dem Frontspiegel wird in die zweistufige Y-Kombinierstruktur eingekoppelt. Links unten ist eine REM-Aufnahme des photonischen Kristall vierfach Kombinierers dargestellt. Zu sehen sind die vorderen Enden der vier Laser, die in die photonischen Kristall Wellenleiter ein-koppeln. Von dort wird über einen zweistufigen Kombinierer die Laseremission auf einen W11-Wellenleiter geleitet. Eine Kombinier- und Knickstelle ist auf der rechten Seite in einer zweiten REM-Aufnahme zu sehen. Zusätzlich zu den photonischen Kristallen sind in den Ecken kleine Schlitz angebracht, um die Reflektivität weiter zu erhöhen. Insgesamt sind jeweils zwei Laser mittels einer Kombinierstruktur in einen PK-Wellenleiter geführt und in der zweiten Stufe werden die beiden Wellenleiter noch einmal mit einer Y-Kombiniererstruktur zusammen geführt.

dann auf einen einzigen Wellenleiter vereint. Die Analyse der Kombiner- und Knickstellen erfolgte bereits in früheren Arbeiten [Mah05]. Hier wurden verschiedene Designs des Koppellements verglichen. Durch Simulationen konnte gezeigt werden, dass die Verluste zwischen 1,2 und 5,1 dB für die Knickstellen liegen. Für die restlichen Muster wurden Verluste zwischen 3 und 14 dB gezeigt. Es zeigte sich (auch durch nochmalige Versuche mit verschiedenen Designs im Rahmen dieser Arbeit), dass die besten Ergebnisse hinsichtlich Transmission an den Knickstellen der Wellenleiter mit zusätzlichen Schlitzten im Aussenbereich des Knicks erzielt werden können. Um eine Verengung des Wellenleiters an der Knickstelle zu vermeiden, wird Innen im Knick ein Loch ausgespart. Auch im Bereich der Kombinerstellen des Y-Kombiners zeigen sich Strukturen mit zusätzlichen Schlitzten und ausgesparten Löchern an der Aussenseite am effektivsten (dargestellt rechts unten in Abb. 3.13).

### 3.4.3 Ergebnisse des Mehrkanalsendeelementes mit vier Lasern

Im Anschluss an die Optimierung der Einzelbauteile wurden Module mit vier abstimmbaren Lasern und zweistufigen Kombinerern hergestellt. Die Probenstücke wurden in Einzelbarren mit einer Länge von 1,5 mm gespalten und charakterisiert.

Zuerst wurde jeder der vier Laser einzeln betrieben, im Anschluss zwei Laser, dann drei und schliesslich alle vier Laser. Links in Abbildung 3.14 ist das Emissionsspektrum eines der vier-fach Lasermodule bei Raumtemperatur zu sehen. Die Seitenmodenunterdrückung beträgt mehr als 20 dB, der spektrale Abstand zwischen den einzelnen Moden liegt zwischen 1,2 und 1,65 nm.

Die Ausgangsleistung geht infolge der Absorption in den ungepumpten Bereichen stark zurück, von ungefähr 10 mW für die Laser ohne “passive” Strukturen auf unter 1 mW für die Laser zusammen mit den Wellenleitern. Die Verluste, die in den Wellenleitern entstehen, sind zum einen auf Verluste durch die photonischen Kristall Wellenleiter mit den Knickstellen zurückzuführen. Die PK-Wellenleiter haben eine Gesamtlänge von ungefähr 200  $\mu\text{m}$  und es treten drei Knickstellen im Verlauf der Wellenleiter auf. Die Verluste der Wellenleiter, zusammen mit den Verlusten auf Grund der Knickstellen sollten ca. 10 % der Gesamtverluste ausmachen. Zum anderen tritt aber auch Absorption im Bereich der Wellenleiter auf. Das Wafermaterial ist im Unterschied zu anderen bisher veröffentlichten Arbeiten rein aktiv und nicht selektiv gewachsen als aktiv-passiv Material. Der Hauptgrund für die Leistungsreduktion liegt in der Absorption im Bereich der passiven Wellenleiterstrukturen auf absorbierendem Material.

In Abbildung 3.14 sind unterschiedliche Betriebszustände eines Lasermoduls dargestellt, wobei die Messreihe 13 Einzelmessungen umfasst. Begonnen wurde mit der Charakterisierung jedes einzelnen Lasers, anschliessend wurden die Laser paarweise charakterisiert. Für die weiteren Messungen wurden erst drei und ganz am Ende alle vier Laser parallel im Dauerstrichbetrieb betrieben. Trotz der hohen Integrationsdichte und der damit verbundenen thermischen Kopplung der einzelnen Segmente und der kompletten Laser untereinander, beeinflussen sie sich gegenseitig nicht signifikant. Egal ob ein oder mehrere Laser betrieben wurden, die Emissionswellenlänge blieb im Rahmen der Messgenauigkeit stabil. (rechtes Diagramm in Abb. 3.14). Einzig die Seitenmodenunterdrückung

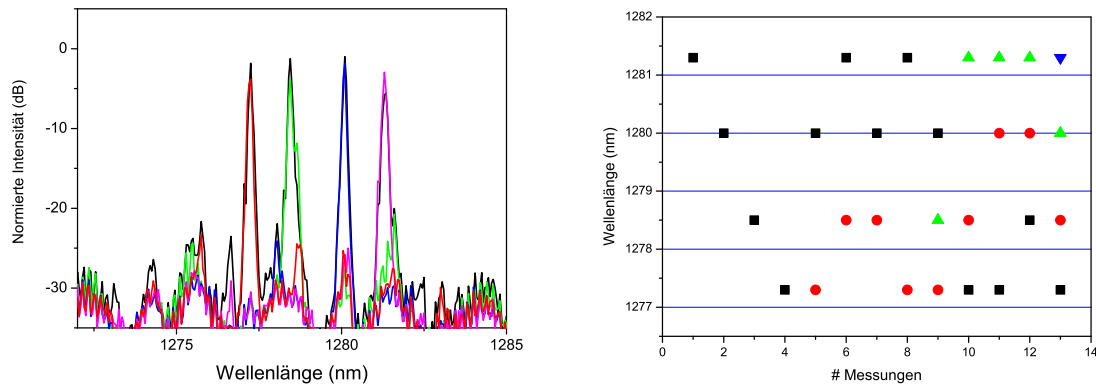


Abbildung 3.14: Laserspektren (links) und Emissionswellenlängen für verschiedene Betriebszustände des Mehrkanalsendeelementes. Bei den ersten vier Messungen wurde jeweils jeder Laser einzeln betrieben. Im Anschluss wurden zwei Laser parallel, anschließend drei und zuletzt alle vier Laser parallel betrieben, dargestellt in der rechten Abbildung. Die Emissionswellenlänge aller vier Laser ist bei den verschiedenen Betriebszuständen jeweils konstant geblieben, was im rechten Graphen noch einmal deutlich zu erkennen ist.

geht beim Übergang vom Einzellaserbetrieb (besser als 20 dB) in den Mehrlaserbetrieb (15 dB) zurück. Dies kommt durch die Erwärmung des Probenstückes und dem damit verbundenen Anschwingen von Seitenmoden innerhalb der Laserresonatoren zustande. Nach der Grundcharakterisierung der Laser wurde versucht die einzelnen Laser abzustimmen. Ein Abstimmen aller vier Laser konnte leider nicht erreicht werden, da durch die räumliche Enge eine thermische Kopplung aller Laser vorliegt. Es konnte nur der oberste oder der unterste Laser des Moduls durch Variation des Stromes in den beiden Resonatoren verstimmt werden. Hierbei wurde ein Abstimmbereich von 1,2 nm mit einem Kanalabstand von 0,2 nm ermittelt (siehe Abb. 3.15).

Im Anschluss an die Charakterisierung der Laser bei Raumtemperatur wurde versucht die Module bei höheren Temperaturen zu betreiben. Wie bereits erwähnt treten durch die hohen Erwärmungen des Halbleitermaterials beim Laserbetrieb starke Verschiebungen der Emissionswellenlänge bzw. ein grosser Rückgang der Seitenmodenunterdrückung auf.

Trotzdem konnte jeweils einmodiger Laserbetrieb für die vier Laser im parallelen Betrieb bis zu einer Temperatur von 40°C erreicht werden (siehe Abb. 3.16). Die Seitenmodenunterdrückung bleibt bei über 20 dB für den Laser mit der geringsten Ausgangsleistung der vier Laser. Zwischen dem stärksten (höchste Ausgangsleistung) und dem schwächsten (geringste Ausgangsleistung) Laser dieses Moduls liegen weniger als 2,5 dB Leistungsvariation.

Zusammenfassend hat sich die Verwendung von GaAs-basierten Quantenpunktmaterial im Wellenlängenbereich von 1,3  $\mu\text{m}$  als funktionierend erwiesen. Es konnte der gleichzeiti-

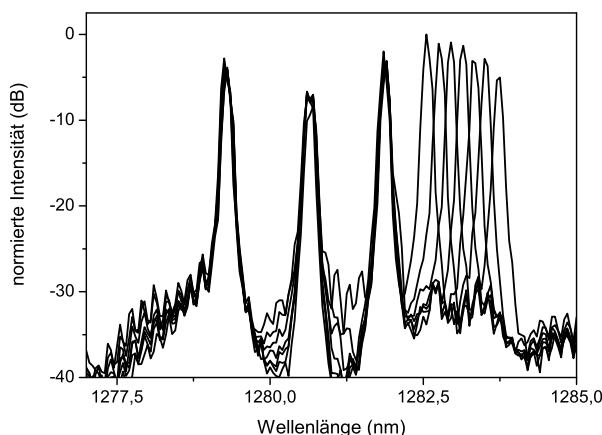


Abbildung 3.15: Abstimmverhalten eines GaAs 4-fach Lasers bei Raumtemperatur. Es konnte ein Abstimmbereich von 1,2 nm in Schrittweiten von 0,2 nm erreicht werden.

ge Betrieb aller vier Laser von Raumtemperatur bis zu 40°C gezeigt werden. Zusätzlich konnte die Wellenlängenstabilität durch zu- und abschalten der verschiedenen Lasern gezeigt werden. Die Laser konnten einzeln und unabhängig von den danebenliegenden Lasern abgestimmt werden. Die Seitenmodenunterdrückung zwischen dem schwächsten Laser des Quartetts lag bei mehr als 20 dB, was noch Verbesserungsfähig ist.

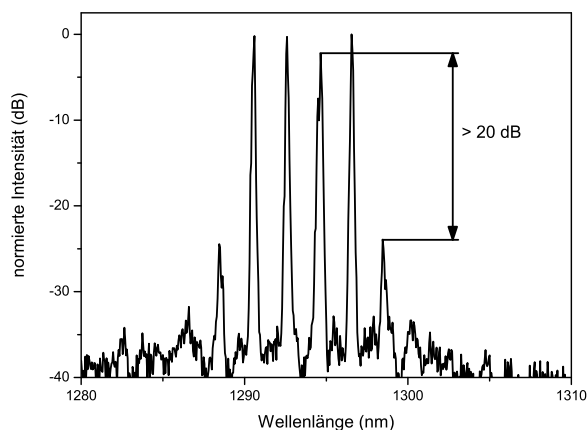


Abbildung 3.16: Laseremission bei einer Temperatur von 40°C am Kühlelement des Lasers. Zu sehen sind die Spektren, der vier cw-emittierenden Laser mit einer Seitenmodenunterdrückung des schwächsten Lasers von mehr als 20 dB. Der Leistungsunterschied zwischen den stärksten und den schwächsten Laser liegt bei weniger als 2,5 dB.

Das Konzept des Lasermoduls mit zweistufigen Kombinierern hat sich gut bewährt. Die Optimierung der passiven Wellenleiterstrukturen mit der Optimierung der Knickstellen führte zu einem guten Ergebnis der abstimmbaren Laser. Mit ihrer Hilfe können Laser effektiv in einen Auskoppelwellenleiter zusammengeführt werden. Das Konzept kann natürlich durch Variation der Lochgeometrie auch auf andere Wellenlängenbereiche ausgedehnt werden. Für lang- oder kurzwelligere Laser muss, auf Grund der Skaleninvarianz, nur die Gitterkonstante und der Luftfüllfaktor der PK-Strukturen angepasst werden, so dass die Emissionswellenlänge innerhalb des PK-Wellenleiters geführt wird.



# Kapitel 4

## InP-basierte Photonische Kristall Bauelemente

In Kapitel 4 geht es um die Integration eines weiteren, sehr interessanten Bauelementes für die optische Nachrichtentechnik. Es soll ein wellenlängensensitives Bauteil hinter einem photonischen Kristall Laser hergestellt werden. Ziel der Integration ist die Stabilisierung der Emissionswellenlänge eines Lasers unter Einfluss externer Faktoren wie Temperaturänderung oder Alterung des Lasers. Mit Hilfe eines integrierten Wellenlängenmonitors kann dieser, bei Lasern mit einer festen Emissionswellenlänge, als Teil einer Rückkopplungsschleife für die Fixierung der Emissionswellenlänge benutzt werden.

In Kombination mit einem abstimmbaren Laser kann der komplexe Abstimmprozess vereinfacht werden, indem beispielsweise die Grösse der Look-Up-Tabelle verkleinert werden kann. In dieser Tabelle sind die Stromkombinationen und die daraus resultierende Emissionswellenlänge gespeichert.

Es gab bereits in der Vergangenheit erste Versuche, Laser mit einem integrierten Wellenlängenmonitor herzustellen [Mas98]. Hierzu wurden klassische optoelektronische Bauelemente eingesetzt. Mit Hilfe eines langen multimodigen Stegwellenleiters wurde die Fundamentalmode und die erste angeregte Mode des Wellenleiters voneinander getrennt. Da die Wellenvektoren der beiden Moden verschieden sind, oszillieren die beiden um die Mitte des Wellenleiters. Mit Hilfe zweier Photodioden am Ende des Wellenleiters kann ein wellenlängenabhängiges Verhalten gemessen werden. Der Hauptnachteil liegt in dem einige Millimeter langen Wellenleiter. Durch den kleinen Indexkontrast ist eine grosse Propagationslänge erforderlich.

In Rahmen dieser Arbeit werden als wellenlängenabhängiges Bauteil verschiedene, auf photonischen Kristallstrukturen basierende Varianten diskutiert, welche alle mindestens eine Grössenordnung kleiner als das klassische Bauteil sind.

Als erste Möglichkeit werden gekoppelte photonische Kristall Wellenleiter hergestellt. Hierzu werden zwei PK-Wellenleiter nebeneinander strukturiert, ein sogenannter Referenzkanal und ein Monitorkanal. Ein Koppelsegment mit einer bestimmten Anzahl an Lochreihen trennt die beiden Wellenleiter voneinander. Das Ministopband des Referenzkanals dient als wellenlängensensitives Element mit dessen Hilfe ein Teil der Mode aus

dem Referenzkanal in den Monitorkanal ausgekoppelt werden kann. Die spektrale Breite des Ministopbands ergibt einen Intensitätsunterschied in den Photodioden der beiden Kanäle. Die unterschiedlichen Intensitäten können in eine Wellenlängenverschiebung umgerechnet werden und wiederum mit Hilfe eines Regelkreises zur Korrektur eingesetzt werden.

Als Alternative werden Fabry-Perot-Resonatoren in einen photonischen Kristall Wellenleiter eingebettet und dabei das wellenlängenabhängige Verhalten charakterisiert. Emittiert der vorgeschaltete Laser im Bereich der Resonanzwellenlänge des Resonators, so wird eine Wellenlängenänderung am Ende des Resonators in einen Intensitätsunterschied übertragen. Über eine Regelung kann der Injektionsstrom in die beiden Laserresonatoren derart angepasst werden, dass die Verschiebung der Emissionswellenlänge korrigiert werden kann.

## 4.1 Charakterisierung gekoppelter Wellenleiter auf Basis photonischer Kristalle

Für die Integration wellenlängensensitiver Bauteile mit Halbleiterlasern aus photonischen Kristallen wurden die Strukturen zuerst einzeln als passive Bauelemente hergestellt und charakterisiert. Der Schichtaufbau der passiven Wellenleiterstrukturen ist in Anhang B genauer erläutert. Die Prozessierung der passiven Wellenleiterstrukturen ist deutlich einfacher als bei den anschliessend behandelten Lasern, kann aber für die Integration vollständig in den Laserprozess integriert werden. Es müssen keine zusätzlichen Prozessschritte zu der Prozessierung der PK-Laser hinzugefügt werden.

Zu Beginn dieses Kapitels werden die Grundlagen des W3-Wellenleiters erläutert und im Anschluss werden zuerst gekoppelte W3-Wellenleiter mit verschiedenen Symmetrien und Kopplungsverhältnissen diskutiert. Im Anschluss werden Resonatoren in den PK-Wellenleiter eingebaut.

### 4.1.1 Photonische Kristall Wellenleiter

Vor der Diskussion der gekoppelten Defektwellenleiter soll hier kurz die Grundlage der Wellenführung in einfachen photonischen Kristall Defektwellenleitern erläutert werden. Im Hinblick auf die weitere Verwendung der Wellenleiter als Filter für die Stabilisierung der Laseremission wird zusätzlich auf das Ministopband [Ben96, Oli01, Oli03, Dav05] in Wellenleitern mit symmetrischer und asymmetrischer Berandung eingegangen.

Wie bereits in Kapitel 2 dieser Arbeit dargestellt wurde, werden nur photonische Kristallstrukturen mit hexagonalem Gitter verwendet (siehe Abbildung 2.6). Zusätzlich wird im folgenden von  $\Gamma$ K-orientierten Strukturen ausgegangen. Für den gezielten Einsatz des Wellenleiters als Filter werden nicht nur symmetrische, sondern auch asymmetrische Strukturen verwendet, welche durch den Versatz der oberen PK-Struktur um eine halbe Gitterperiode entstehen (siehe Abb. 4.1 c1).

Das Verhalten bzgl. der Wellenführung der symmetrischen und asymmetrischen Grundstrukturen ist in weiten Bereichen der Bandstruktur vergleichbar. Aus Simulationen mit-

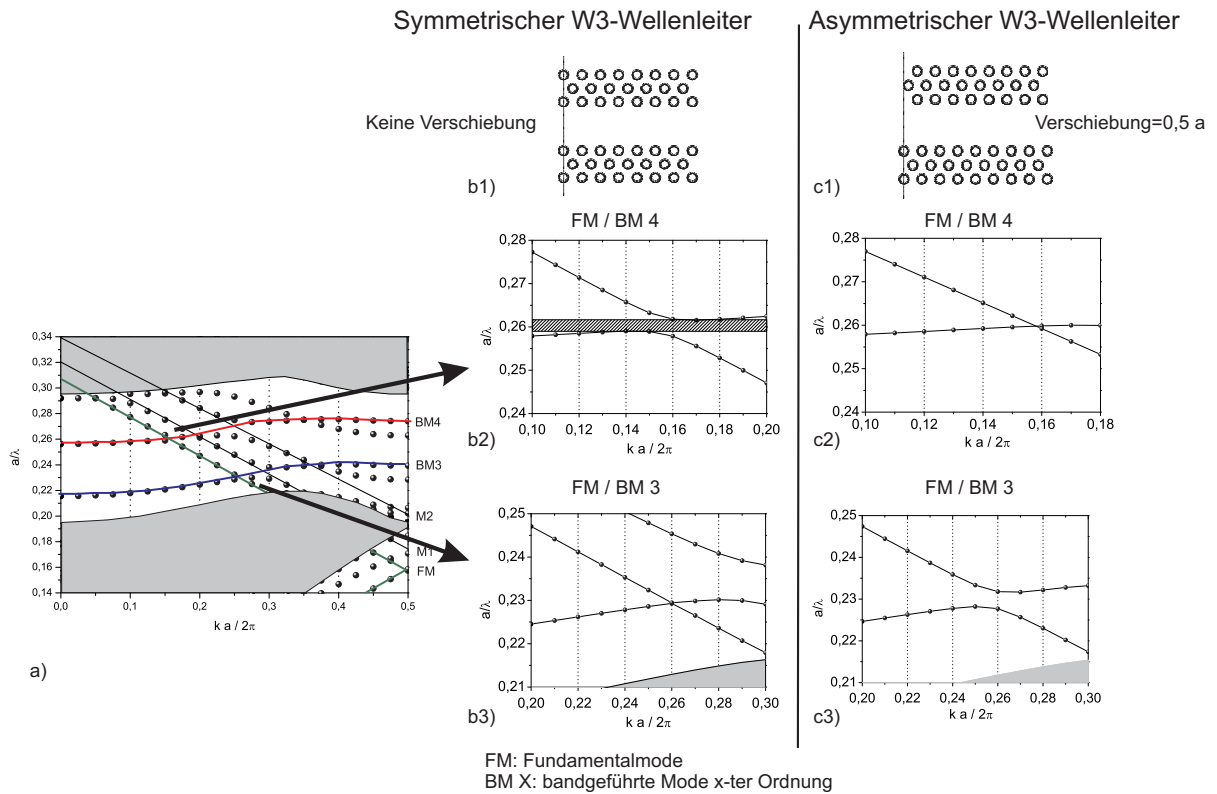


Abbildung 4.1: Abbildung a) zeigt die Bandstruktur eines symmetrischen W3-Wellenleiters mit einem Luftfüllfaktor von 35% bei einem effektiven Brechungsindex von 3,3 in  $\Gamma K$ -Orientierung, mit vergrößerten Graphen für das Kreuzen bzw. Antikreuzen bei  $0,23 a/\lambda$  und  $0,26 a/\lambda$  in b2 und b3 bzw. c2 und c3. Die Darstellungen in Spalte b zeigen symmetrische Wellenleiter wie in b1 gezeigt. In Spalte c ist der obere PK-Block um eine halbe Periode verschoben, wie in c1 dargestellt.

tels der Entwicklung nach ebenen Wellen konnte die Bandstruktur des symmetrischen Wellenleiters berechnet werden. Abb. 4.1 a) zeigt die normalisierten Frequenzen über den Wellenvektoren des symmetrischen Wellenleiters. Der untere graue Bereich stellt das dielektrische Band dar, der obere Bereich wird als Luftband bezeichnet. Im Bereich der Bandlücke können weitere Eigenwerte auf Grund des Wellenleiters ausgemacht werden.

Der photonische Kristall Wellenleiter bietet zwei verschiedene Möglichkeiten der Lichtführung. Zum einen wird die Mode durch den effektiven Brechungsindexunterschied zwischen dem Halbleitermaterial und den umgebenden Löchern geführt. Zum anderen wird das Licht in der photonischen Bandlücke des zweidimensionalen hexagonalen Gitters geführt. Erstgenannte werden indexgeführte Moden genannt, letztere nennt man bandlückengeführte Moden. Der Brechungsindexkontrast ergibt sich als ein effektiver Unterschied zwischen dem soliden Halbleitermaterial des Wellenleiters und dem "gemischten"

Luft-Halbleitermaterial seitlich des Wellenleiters. Die Löcher führen zu einer effektiven Erniedrigung des Brechungsindex für das Material rechts und links vom Wellenleiter. Indexgeführte Moden haben ein lineares Dispersionsverhalten und sind somit als diagonale Linien in der Bandstruktur wiederzuerkennen, beginnend mit der Fundamentalmode (FM) und nacheinander höherer Moden (M1, M2...). Sie werden entsprechend ihrer Knotenzahl innerhalb des Wellenleiters benannt. Eine ungerade Anzahl an Knoten ist damit asymmetrisch bzgl. der Spiegelachse des Wellenleiters. Die Fundamentalmode dient als Bezug für weitere Betrachtungen.

Da bandlückengeführte Moden (BM) nur in photonischen Kristallstrukturen mit Defekten zu beobachten sind, werden diese auch eher als Defektmoden oder Fabry-Perot-Moden angesehen. Die Dispersionsrelation stellt sich deutlich unterschiedlich zu vorher dar. Es kommt im Falle kleiner Wellenzahlen zu parabelähnlichen Kurven, an deren Scheitelpunkt die Gruppengeschwindigkeit den Wert Null annimmt. Die Einteilung der BM geschieht analog den indexgeführten Moden, an Hand der Knotenzahl. Im Dispersionsdiagramm in Abb 4.1 sind zwei solcher Moden dargestellt, BM3 und BM4.

An zwei Positionen kreuzen sich die Fundamentalmode mit je einer bandgeführten Mode. Das Kreuzungsverhalten ist für beide Stellen vergrößert dargestellt. Im Falle der Kreuzung der FM mit der BM3 im symmetrischen Wellenleiter (b3) durchqueren sich die beiden Dispersionsrelationen ohne sich gegenseitig zu beeinflussen, d. h. die Moden sind entkoppelt. An der Kreuzungsstelle von FM mit BM4 gibt es bei genauer Betrachtung keinen Berührungspunkt, sondern ein antikreuzendes Verhalten (b2). Dies führt zu einem Energieaustausch zwischen den beiden gekoppelten Moden. Das kreuzende und antikreuzende Verhalten der Fundamentalmode mit den höheren bandgeführten Moden ist für den asymmetrischen W3-Wellenleiter genau vertauscht (siehe c2 und c3).

Betrachtet man die Transmissionseigenschaften eines W3-Wellenleiters an der Stelle des Antikreuzens, so erkennt man einen Einbruch in der Transmission, das sogenannte Ministopband [Oli01, Oli03]. Dies ist auf die kontradirektionale Kopplung zurückzuführen. Im Frequenzbereich von  $u=0,26$  koppeln die beiden symmetrischen Moden miteinander, die bandgeführte Mode propagiert allerdings in entgegengesetzte Richtung (Vorzeichen der Gruppengeschwindigkeit ist negativ).

Die Kopplungseigenschaften zwischen der Fundamentalmode und den bandgeführten Moden kann durch eine Variation der Geometrie beeinflusst werden. Eine Verschiebung des oberen photonischen Kristall Blockes relativ zum unteren Block verändert die Dispersionsrelation von Kreuzen und Antikreuzen bei  $u=0,23$  und  $u=0,26$ , hin zu einem Antikreuzen bei  $u=0,23$  und einem Kreuzen bei  $u=0,26$ . Abbildung 4.2 zeigt den Vergleich zwischen simulierten W3-Wellenleitern und Transmissionsmessungen. Das unterschiedliche Transmissionsverhalten, hervorgerufen durch die unterschiedliche Kopplung zwischen den Moden, ist deutlich zu erkennen. Das Ministopband bei  $u=0,264$  bei den symmetrischen Strukturen, ist bei asymmetrischen Wellenleitern zu  $u=0,233$  verschoben.

Die Verschiebung der Ministopbänder der Wellenleiter im Vergleich zu den simulierten Bandstrukturen aus Abb. 4.1 ist durch einen leicht verschiedenen Luftfüllfaktor und leicht verschiedenen Brechungsindices zu erklären. Auf der linken Seite ist die photonische Kristallstruktur in der symmetrischen Form und auf der rechten Seite mit der

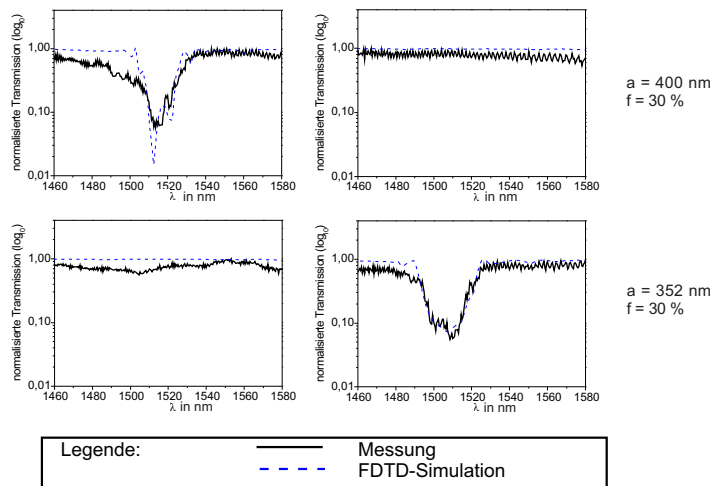


Abbildung 4.2: Dargestellt sind Ergebnisse der FDTD-Simulationen, verglichen mit den gemessenen Ergebnissen der symmetrischen und asymmetrischen W3-Wellenleiter mit einer Länge von 30 Gitterperioden. In der linken Spalte ist der symmetrische Fall dargestellt. In der rechten Spalte sind die Ergebnisse der asymmetrischen Wellenleiter mit drei ausgelassenen Lochreihen aus einem Block photonischer Kristalle dargestellt. Der obere PK-Block wurde um 0,5 Gitterperioden verschoben. Damit wird die Symmetrie gebrochen und das Ministopband verschiebt seine Position.

Verschiebung des oberen Blockes als asymmetrischer Wellenleiter dargestellt. Die Transmissionsunterschiede zwischen Simulation und Experiment können durch die Prozessierung des Halbleitermaterials verursacht sein. Geringe Variationen in der Prozessierung können zu Verlusten und damit zu Dämpfung im Wellenleiter führen.

Die Oszillationen, die man bei den gemessenen Spektren erkennen kann, sind Fabry-Perot-Oszillationen aufgrund von Reflexionen an den Spaltkanten bzw. den Übergängen von den Stegwellenleitern zu den PK-Wellenleitern. Im Vergleich zu den weiter vorn gezeigten Wellenleitern sind die Spaltfacetten mit einer Antirefleksionsbeschichtung versehen. Dadurch wird die Reflektivität reduziert und die Einkopplung in den Wellenleiter wird deutlich verbessert. Als Nebeneffekt sinkt die Stärke der Oszillationen im Vergleich zu unbeschichteten Strukturen.

Vergleicht man weiterhin die Eindringtiefe der beiden verschiedenen Moden (beispielhaft in Abb. 4.3 dargestellt) in den Bereich der Lochstrukturen, so erkennt man einen deutlichen Unterschied. Die Eindringtiefe indexgeführter Moden ist deutlich geringer als bei bandgeführten Moden. Im weiteren Verlauf wird diese Eigenschaft gerade im Bereich des Ministopbandes für die Kopplung von photonischen Kristall Wellenleitern ausgenutzt.

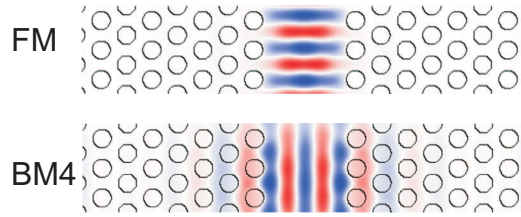


Abbildung 4.3: Vergleich des magnetischen Feldes zwischen der Fundamentalmode (FM) und der bandgeführten Mode vierter Ordnung (BM4) bei  $ka/2\pi=0,10$  für einen photonischen Kristall Wellenleiter mit drei ausgelassenen Lochreihen in  $\Gamma K$  Orientierung.

### 4.1.2 Gekoppelte photonische Kristall Wellenleiter

Um die zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Laser zu stabilisieren, muss ein wellenlängenabhängiges Bauelement eingesetzt werden. Hierfür bieten sich gekoppelte Wellenleiter an, da die Kopplung im Bereich des Ministopbandes stark wellenlängenabhängig ist und damit eine kleine Wellenlängenänderung zu einer grossen Intensitätsänderung im zweiten Wellenleiter führt [Bos02, Chi04]. Zusätzlich können gekoppelte PK-Wellenleiter problemlos im Rahmen der Laserherstellung integriert werden. Dies ist, zusammen mit den extrem kompakten Abmessungen des gesamten Bauteils ein entscheidender Vorteil für die Integration.

Zur Charakterisierung der Kopplung wurden Proben wie in Anhang C.2.2 beschrieben prozessiert. Der Aufbau der Proben ist in Abb. 4.4 zu sehen. Der abstimmbare Laser wird über eine Glasfaser von links in den Stegwellenleiter eingekoppelt. Von dort wird wieder mit Hilfe eines Tapers die Breite von ursprünglich  $4\ \mu m$  auf die Breite des photonischen Kristall Wellenleiters (W3) verjüngt. Die Koppelstelle selbst hat eine Länge von 30 Perioden photonischen Kristalls. Der Laserstrahl wird über den sogenannten Eingangskanal in den photonischen Kristall Block eingeführt. Am Ende des photonischen Kristall Segmentes werden, wiederum mit Taperstrukturen, die getrennten Lichtmoden in zwei separate Stegwellenleiter aufgeteilt und das extrahierte Licht kann separat gemessen werden. Der Aufbau des Messplatzes wurde bereits in Kapitel 3.3.2 dargestellt. Für die Charakterisierung wurde sowohl die Anzahl der Zwischenreihen variiert, als auch die Symmetrie wie rechts in Abb. 4.4 b1 und b2 dargestellt. Für die asymmetrischen Strukturen wurde die mittig eingesetzte PK-Struktur um eine halbe Periode versetzt, wodurch das Kreuzen und Antikreuzen im Bereich der Bandlücke genau verschoben wird, wie bereits am einfachen W3-Wellenleiter beschrieben. Weiterhin wurden verschieden lange Koppelstellen simuliert und praktisch charakterisiert.

In Abbildung 4.5 sind oben die Ergebnisse der Messung an gekoppelten W3-Wellenleitern mit drei Zwischenreihen dargestellt. Im Falle des symmetrischen W3-Wellenleiters mit einer Periode von 352 nm (a1) transmittiert die Mode durch den Referenzkanal. Es tritt keine Kopplung mit dem Monitorkanal auf. Dies kann durch FDTD-Simulationen bestätigt werden. Ein Blick auf die Modenstruktur des gekoppelten W3-Wellenleiters in Abb. 4.6 zeigt ein Kreuzen der FM mit der BM3. Durch das Kreuzen der beiden Moden

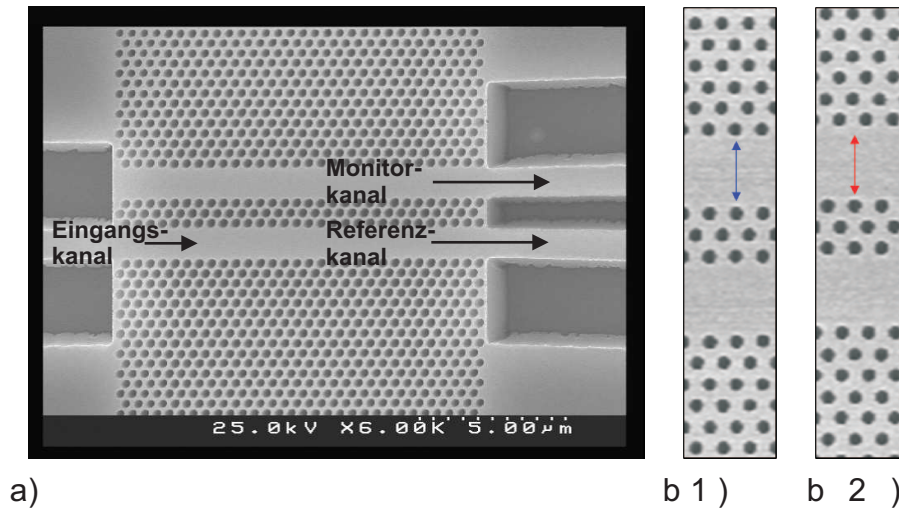


Abbildung 4.4: Die linke REM Aufnahme (a) zeigt zwei gekoppelte W3-Wellenleiter mit drei Lochreihen als Koppelstelle. Das Signal des abstimmbaren Lasers wird über den Eingangskanal an die Koppelstelle geführt. Durch das Ministopband des W3-PK Wellenleiters koppelt ein spektral eng begrenzter Teil der Mode in den oberen Wellenleiter über. Dieser Teil kann durch die Messung mit dem Monitorkanal detektiert werden. Im Referenzkanal bleibt der durch den Wellenleiter transmittierte Teil der Mode und kann separat gemessen werden. Die beiden rechten REM Aufnahmen zeigen links die symmetrische Berandung (b1) und rechts die asymmetrischer Berandung (b2) der Wellenleiter.

tritt keine Wechselwirkung zwischen den beiden Wellenleitern auf. Im Fall des asymmetrischen Wellenleiters tritt in der Bandstruktur ein Antikreuzen auf, d. h. die beiden Moden laufen im Banddiagramm aufeinander zu, kreuzen sich aber nicht. Zusätzlich tritt auch kein Überlapp zwischen den Moden auf. Damit entsteht das bereits diskutierte Ministopband und die beiden Moden wechselwirken miteinander. Es kommt zu einem Energieaustausch zwischen den beiden Wellenleitern. Der gemessene Transmissionsverlauf (Abb. 4.5 a1/b1) stimmt auch mit dem Verlauf der FDTD-Simulation überein (Abb. 4.5 c1/d1).

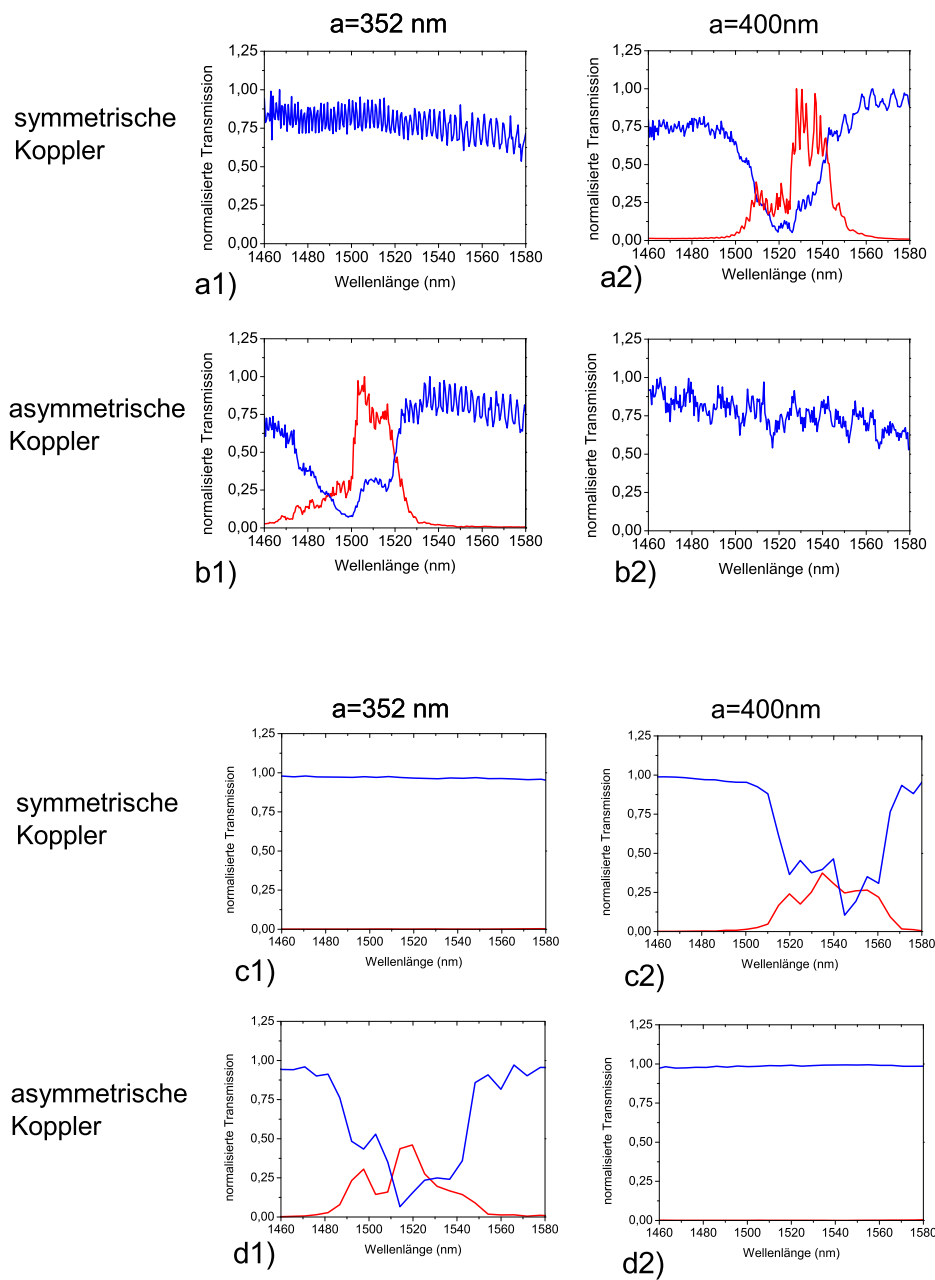


Abbildung 4.5: Messungen und Simulationen an gekoppelten  $W3$ -Wellenleitern mit drei Zwischenreihen als Koppelement, links mit Gitterperiode 352 nm und rechts mit 400 nm. In der ersten Zeile (a) wurden symmetrische Strukturen gemessen, die beiden unteren Graphen (b) stammen von asymmetrischen Kopplern mit einer Verschiebung von  $0,5$  Gitterperioden. Die theoretischen Ergebnisse (c und d) konnten das Experiment bestätigen. Neben dem prinzipiellen Verlauf (Kopplung / keine Kopplung) konnte auch der Verlauf des MSB in Simulation und Experiment bestätigt werden.



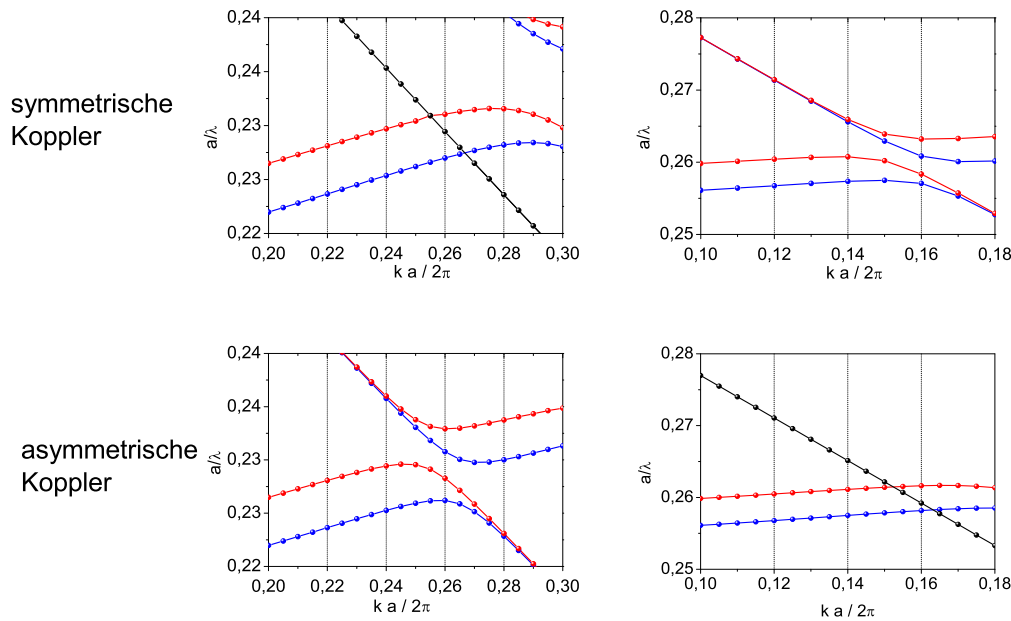


Abbildung 4.6: Vergrösserte Darstellung der Bandstrukturen von gekoppelten W3-Wellenleitern mit drei Zwischenreihen. In der oberen Zeile ist der symmetrische Fall dargestellt. Bei  $a/\lambda=0,23$  ist ein Kreuzen zu erkennen, während bei  $a/\lambda=0,26$  ein Antikreuzen zu erkennen ist. Im asymmetrischen Fall tritt das Kreuzen und Antikreuzen genau umgekehrt auf.

Einzig die absolute Transmission ist nicht vergleichbar, da die beiden Messungen jeweils auf Eins normiert wurden.

Für eine Gitterkonstante von 400 nm ist dasselbe Verhalten beobachtbar, einzig der kreuzende und der antikreuzende Verlauf der beiden Moden sind vertauscht. Bei  $u=0,26$  ist das Antikreuzen der FM mit der BM4 zu beobachten (rechts oben in Abb. 4.6). Auch hier stimmen die gemessenen Ergebnisse mit den FDTD-Simulationsergebnissen hervorragend überein.

Der asymmetrische Koppler mit einer Gitterkonstanten von 400 nm zeigt dagegen einen nahezu konstanten Transmissionsverlauf (dargestellt in Abb. 4.5 b2) über den gesamten Messbereich. FDTD-Simulationen bestätigen dieses Verhalten. Wie rechts unten in Abb. 4.6 dargestellt, kreuzen hier die Fundamentalmode mit der bandgeführten Mode vierter Ordnung. Damit tritt auch hier keine Kopplung zwischen den beiden Moden und damit zwischen den beiden Wellenleitern auf.

Im Hinblick auf ein wellenlängenselektives Bauteil, das hinter den Rückspiegel eines Lasers integriert werden kann, könnten gekoppelte W3-Wellenleiter mit symmetrischer oder asymmetrischer Geometrie zum Einsatz kommen. Der Transmissionsrückgang auf einer

Seite des Ministopbandes (fallende oder steigende Flanke im gemessenen Spektrum) wäre ausreichend selektiv um einen Halbleiterlaser im Bereich von  $\pm 5$  nm zu stabilisieren. Die Transmission geht von 75 % auf unter 10 % über einen Wellenlängenbereich von 20 nm zurück.

## 4.2 Messungen an photonischen Kristall Wellenleiterresonatoren

Eine weitere Möglichkeit für ein wellenlängensensitives Bauelement mit einer höheren spektralen Auflösung sind Resonatoren. Hierfür werden Mikrospiegel verschiedener Reflektivität und in verschiedenen Abständen in den Wellenleiter integriert. Tritt Interferenz zwischen den Spiegeln auf, so gibt es keine Verluste im Resonator und es kann bei Transmissionsmessungen ein scharfer Peak gemessen werden. Im Bereich der Resonanz ist also auch bei Resonatoren eine starke Intensitätsveränderung in Folge kleiner Wellenlängenverschiebungen zu beobachten. Damit können die im folgenden vorgestellten Resonatoren auch als ein Bauelement des Lasers mit integriertem Wellenlängenmonitor benutzt werden.

Abbildung 4.7 zeigt den Aufbau der photonischen Kristall Resonatoren. Die Strukturen bestehen aus Spiegeln die in den  $\Gamma K$ -orientierten Wellenleiter eingebettet sind. Die Gitterkonstante wurde auf Grund der Emissionswellenlänge des durchstimmbaren Lasers zu 370 nm bei einem Luftfüllfaktor von  $f=35$  % bestimmt. Damit liegt die Bandlücke der PK Struktur genau im Abstimmbereich des externen Lasers, also zwischen 1460 und 1580 nm.

Im ersten Fall wird nur die Anzahl der Spiegelreihen und damit die Reflektivität des

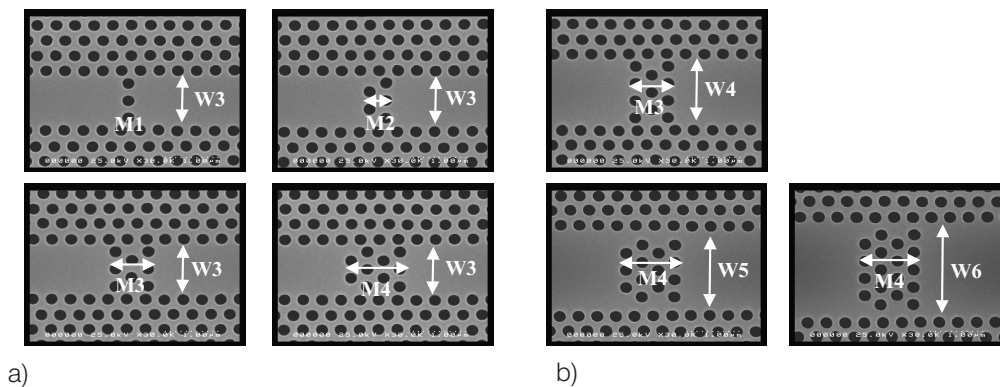


Abbildung 4.7: Darstellung verschiedener Resonatoren. Zuerst a) wird die Anzahl der Spiegelreihen in einem  $W3$ -Wellenleiter von einer Reihe ( $M1$ ) bis vier Reihen ( $M4$ ) variiert, es kann aber auch die Breite des Wellenleiters b) von  $W4$  bis  $W6$  variiert werden.

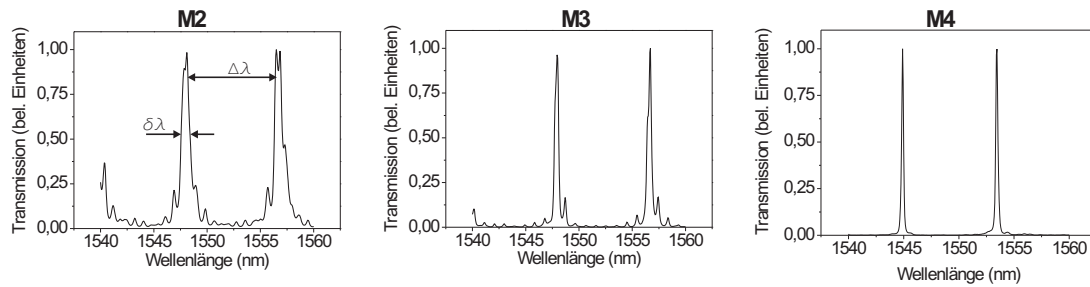


Abbildung 4.8: Vergleich verschiedener Spiegeldicken von 2 Reihen bis 4 Reihen im W5-Wellenleiter. Bereits mit nur zwei Reihen können deutliche Resonanzen beobachtet werden. Je mehr Lochreihen verwendet werden, desto höher ist die Reflektivität der Spiegel und damit steigt die Güte der Resonatoren.

Spiegels variiert. Die W3-Wellenleiter haben eine Breite von ungefähr  $1,2 \mu\text{m}$ . Die Orientierung der Spiegel ist im Vergleich zum Wellenleiter um  $90^\circ$  gedreht, so dass eine möglichst glatte Spiegelfront entsteht. Dadurch reflektiert der Spiegel mit hoher Effizienz in die rücklaufende Fundamentalmode des Wellenleiters. Wäre der Spiegel nicht gedreht, so würde ein Grossteil der Reflektion unter verschiedenen Beugungswinkeln auftreten und die Kopplung in die rücklaufende Fundamentalmode wäre geringer [Lab97]. Als Spiegel werden hexagonale Muster mit einer Dicke von ein bis vier Reihen verwendet, die in den Wellenleiter eingebaut wurden (siehe Abb. 4.7 a).

Die Charakterisierung erfolgt, wie bei den gekoppelten Wellenleitern, als Transmissionsmessung mit Hilfe der Fabry-Perot-Oszillationen. Auch bei den Resonatoren werden vor und hinter den Lochstrukturen Stegwellenleiter mit einer Breite von  $4 \mu\text{m}$  Breite und einer Taperstruktur prozessiert. Die Reflektivität der Spiegel erhöht sich mit zunehmender Anzahl der Lochreihen.

Zusätzlich zu den W3-Wellenleitern wurden W4-, W5- und W6-Wellenleiter charakterisiert. Abbildung 4.8 zeigt die Transmission eines W5-Wellenleiters mit Spiegeln von zwei bis vier Lochreihen. Bereits mit kurzen Spiegeln von zwei Lochreihen sind hohe Resonatorgüten zu erreichen. Mit zunehmender Spiegeldicke steigt die Reflektivität und damit auch die Finesse und die Güte der Resonatoren, wie im weiteren Verlauf Schritt für Schritt dargestellt wird. Tabelle 4.1 stellt die Reflektivitäten von verschiedenen breiten Wellenleitern mit verschiedenen dicken Resonatorspiegeln gegenüber. Dieser Vergleich kann durch die Auswertung mehrerer Wellenleiter mit den jeweiligen Geometrien getroffen werden. Die grossen Fehler bei den Strukturen mit nur einer Reihe als Resonatorspiegel kann mit den grossen Abweichungen in den gemessenen Daten begründet werden. Auch für Strukturen mit zwei Reihen als Resonatorspiegel gibt es noch stark verrauschte Kurven, wie in Abb. 4.8 deutlich zu sehen ist. Für Resonatoren mit mehr Spiegelreihen sinkt der Messfehler sehr schnell ab und die Reflektivität konvergiert sehr schnell gegen eins. Auch hier ist ein klarer Trend zu höherer Reflektivität bei breiteren Wellenleitern zu erkennen. Dies kann auf den Unterschied zwischen geführten Moden

im Wellenleiter einerseits und dem idealen Verhalten einer ebenen Welle zurückgeführt werden.

Die Transmission eines Resonators mit zwei PK-Spiegeln, kann mit der Formel 4.1 be-

Spiegeldicke	R (W3)	R (W4)	R (W5)	R (W6)
1 Reihe	0,57±0,20	0,61±0,20	0,73±0,20	0,79±0,20
2 Reihen	0,60±0,04	0,87±0,04	0,889±0,02	0,94±0,02
3 Reihen	0,936±0,03	0,973±0,013	0,951±0,004	0,991±0,02
4 Reihen	0,98±0,11	0,995±0,018	0,993±0,010	0,991±0,017

*Tabelle 4.1: Reflektivität verschiedener Resonatoren mit Breiten von W3 bis W6. Durch den Vergleich mehrerer Resonatoren mit gleicher Breite konnten die Verluste bestimmt werden.*

schrieben werden [Sal91].  $T$  stellt die Transmission dar, während  $T_{max}$  die maximale Transmission ist.

$$T = \frac{T_{max}}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right) \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right)} \quad (4.1)$$

$\Delta\Phi$  stellt die Phasendifferenz der verschiedenen, interferierenden Teilstrahlen dar und kann aus der optischen Weglänge  $L$  und der Wellenzahl  $k$  berechnet werden.  $n$  ist wie bereits mehrfach erwähnt auch hier der Brechungsindex des Materials.

$$\Delta\Phi = k \cdot 2 \cdot L \cdot n \quad (4.2)$$

$F$  ist die Finesse der Resonatoren und stellt ein Maß für die relative Breite der Modenpeaks dar. Die Finesse kann, wenn gilt  $F \gg 1$ , über:

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (4.3)$$

berechnet werden.  $\Delta\lambda$  stellt den freien Spektralbereich dar, während  $\delta\lambda$  die Halbwertsbreite ist (siehe Abb. 4.8).

Die Resonanz tritt folglich auf, wenn:

$$\lambda_m = \frac{2 \cdot n \cdot L}{m} \quad (4.4)$$

$m$  ist eine ganze Zahl grösser Null. In Resonanz tritt die grösste Transmission durch den Wellenleiter auf.

Eine weitere Grösse zur Beurteilung der Resonatoren stellt die Güte (auch Q-Faktor genannt) dar. Sie beschreibt das Verhältnis zwischen Resonanzwellenlänge und spektraler

Breite bei halber Peakhöhe.

$$Q = \frac{\lambda_m}{\delta\lambda} \quad (4.5)$$

Zur Bestimmung der Halbwertsbreite wird eine Lorentz-Funktion an den Graphen angepasst und mit Hilfe der Lorentz-Funktion kann die Breite sehr genau bestimmt werden. Um die Reflektivität der Resonatorspiegel zu berechnen, kann Gleichung 4.3 nach der Reflektivität umgestellt werden. Um zusätzlich noch Verluste im Wellenleiter berücksichtigen zu können, wird eine Reflektivität  $R'$  definiert:

$$R' = R \cdot e^{-\alpha L} \quad (4.6)$$

Wertet man die in Abbildung 4.8 dargestellten Messdaten aus, so erhält man die in Tabelle 4.2 dargestellten Werte.

Ein Anstieg der Finesse, der Güte und der Reflektivität mit zunehmender Spiegeldicke

Spiegeldicke	$\delta\lambda$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	F	R'
1 Reihe	5,06	8,70	306,7	1,72	0,19
2 Reihen	0,89	8,40	1755	9,47	0,72
3 Reihen	0,47	8,75	3309	18,6	0,84
4 Reihen	0,18	8,55	8842	48,7	0,94

*Tabelle 4.2: Reflektivität, Finesse und Güte der Resonatoren in einem W5-Wellenleiter und verschiedener Anzahl von Lochreihen. Der Resonator hat eine Länge von 50 Gitterperioden.*

ist deutlich zu erkennen. Die Güte steigt von 306,7 für eine Spiegelreihe um mehr als das 25-fache auf 8842 für vier Spiegelreihen an. Auch die Finesse steigt mit zunehmender Anzahl der Spiegelreihen an. Die Reflektivität einer einzelnen PK-Spiegelreihe beträgt 19 %. Zwei Reihen zeigen bereits eine Reflektivität von 72 %, drei Reihen von 84 % und vier Spiegelreihen führen zu 94 % Reflektivität. Noch dickere Spiegel in die Wellenleiter einzusetzen ist aus messtechnischen Gründen nicht sinnvoll, da die Reflektivität bereits bei vier Reihen mehr als 90 % beträgt und eine weitere Erhöhung der Lochreihenanzahl die Transmission soweit schwächen würde, das eine sinnvolle Auswertung nicht mehr gewährleistet ist, da die transmittierte Leistung für eine quantitative Auswertung zu gering wird. Theoretisch sollte eine weitere Steigerung der Lochreihenanzahl möglich sein, da die Transmission im verlustfreien Fabry-Preot Resonator nicht von der Spiegelreflektivität abhängt. Im praktischen Anwendungsfall sind die Verluste innerhalb der Löcher allerdings zu groß um die Daten noch sinnvoll auswerten zu können.

Zusätzlich zur Spiegeldicke wurde auch die Resonatorlänge variiert. Es wurden Resonatoren mit vielfachen von 50 Gitterperioden als Resonatorlänge hergestellt und charakterisiert. Abbildung 4.9 zeigt die gemessenen Spektren der Resonatoren mit einer Länge

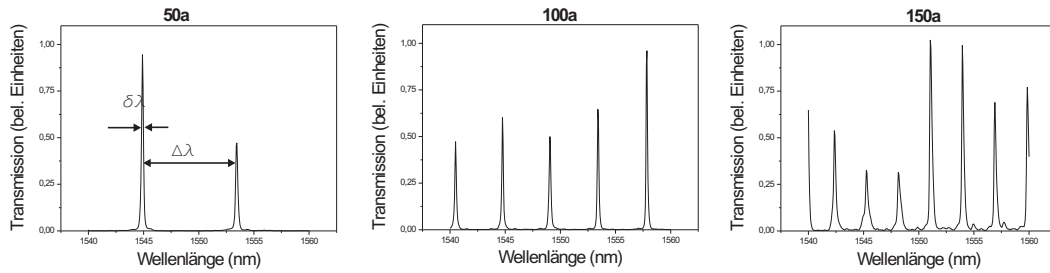


Abbildung 4.9: Einfluss der Resonatorlänge auf den freien Spektralbereich. Mit zunehmender Länge des Resonators sinkt der freie Spektralbereich (dargestellt mit  $\Delta\lambda$ ).

von 50, 100 und 150 Gitterperioden.

Der freie Spektralbereich sinkt, wie deutlich zu sehen mit zunehmender Länge des Resonators. Zusätzlich steigen die Verluste mit länger werdenden Resonatoren. In Gleichung 4.6 ist die Längenabhängigkeit deutlich zu erkennen.

In Tabelle 4.3 sind die Ergebnisse der Resonatoren mit verschiedenen Längen darge-

W5S4-Resonator	Q	F	R'
L = 50a	8842	49	0,94
L = 100a	9439	26	0,89
L = 150a	7896	15	0,81

Tabelle 4.3: Vergleich der Güte und Reflektivität bei verschiedenen langen Resonatoren. Die höchste Güte tritt bei einer Resonatorlänge von 100 Gitterperioden auf. Dies stellt ein Optimum aus Resonatorlänge und Verlusten im Resonator dar.

stellt. Die höchste Güte kann bei einer Länge von 100 Gitterperioden erreicht werden. Je länger der Resonator ist, desto mehr weicht die Phasenfront des Strahlenbündels von einer ebenen Welle ab (obwohl im Fall der PK-Resonatoren ohnehin keine ebene Welle, sondern eine geführte Welle bedacht werden muss) .

Mit zunehmender Breite des Wellenleiters erhöht sich die Abweichung durch die Beugung des Strahlenbündels an den nicht perfekt ebenen Reflektionsflächen. Zusätzlich treten Verluste innerhalb des Resonators auf. Eine weitere Erhöhung der Resonatorgüte kann hauptsächlich wegen dieser beiden Mechanismen nicht erreicht werden.

Analysiert man schliesslich die Verluste innerhalb der Resonatoren durch Vergleich verschieden breiter Resonatoren, so ergeben sich für einen W3-Wellenleiter mit vier Reihen als Spiegel Verluste von  $20 \text{ cm}^{-1}$ . Ein etwas breiterer W4-Wellenleiter hat Verluste von  $18 \text{ cm}^{-1}$ , ein W5-Wellenleiter weist kleinere Verluste mit ca.  $17 \text{ cm}^{-1}$  auf. Der breiteste untersuchte Wellenleiter, ein W6-Wellenleiter weist Verluste von  $16 \text{ cm}^{-1}$  auf. Daraus lässt sich der allgemeine Trend von kleineren Verlusten bei breiteren Resonatoren ablesen. Die Fehlertoleranz in diesen Messungen liegt bei ca.  $1 \text{ cm}^{-1}$  für alle analysierten Wellenleiter.

Dies ist auch vergleichbar mit den Ergebnissen aus dem vorangegangenen Kapitel, bei dem reine Wellenleiter charakterisiert wurden. Auch dort sind die Verluste geringer, je breiter der Wellenleiter ist. Ein Vergleich der Verluste mit anderen Arbeiten ist schwierig, da die Spiegelgeometrie in den verschiedenen Arbeiten unterschiedlich ist. In der Arbeit von Zimmermann et. al. [Zim06] wurden W7-Wellenleiter in  $\Gamma M$ -Orientierung verwendet. In der vorliegenden Arbeit wurden W5-Wellenleiter in  $\Gamma K$ -Orientierung mit Spiegeln in  $\Gamma M$ -Orientierung untersucht. Die Resonatorgüte ist, genau wie die Verluste der Wellenleiter trotz dieser Unterschiede in einer vergleichbaren Grössenordnung.

### 4.3 Charakterisierung von InP Mehrsegmentlasern bei 1,5 $\mu m$ Wellenlänge

Die experimentellen Arbeiten zu photonischen Kristall Mehrsegmentlasern wurden auf Probenmaterial von Alcatel und dem Heinrich-Hertz-Institut durchgeführt. Die prozessierten und charakterisierten Laserstrukturen beinhalteten jeweils sechs Quantenfilmschichten, wie in Anhang B beschrieben. Die Herstellung der Laserstrukturen ist im Anhang D.2 schematisch dargestellt. Die photonischen Kristallstrukturen werden mittels hochauflösender Elektronenstrahlolithographie definiert und in einem zweistufigen Ätzverfahren mittels RIE und ECR-RIE Trockenätzen in das InP-Halbleitermaterial übertragen. Die Löcher erreichen eine Tiefe von mehr als 3  $\mu m$ . Die Lochform ist im Bereich der letzten 500 nm konisch zusammenlaufend (dargestellt in Abbildung 4.10 a). Im Anschluss wird ein ca. 500 nm hoher Steg mittels optischer Lithographie definiert und mittels Lift-Off Verfahren und ECR-RIE Trockenätzen in den Halbleiter übertragen. Eine REM-Aufnahme des geätzten Steges inmitten der PK-Strukturen ist in Abb. 4.10 b) dargestellt. Anschliessend wird die Probe mit BCB planarisiert und mit p- und n-Kontakten versehen. Der Steg ist für die Kontaktierung des Lasers nötig, da der Kontakt sonst flächig auf der hochdotierten Kontaktschicht aufliegen würde und auch Bereiche elektrisch gepumpt würden, die ausserhalb des Resonators liegen. Dies würde die Laserschwelle drastisch erhöhen und für eine starke Bauteilaufheizung sorgen. Die Lasereffizienz ginge dabei deutlich zurück.

Es wurden abstimmbare Laser mit Hilfe gekoppelter Resonatoren aus zwei Segmenten realisiert, wie in Abb. 4.11 dargestellt. Die Resonatoren weisen  $\Gamma K$  Orientierung auf und bestehen aus neun ausgelassenen Lochreihen in einem Block photonischen Kristall. Für die Grundcharakterisierung wurden Laser mit und ohne zusätzlichen photonischen Kristall Frontspiegel hergestellt. Die in Abb. 4.11 abgebildete, einreihige photonische Kristallstruktur vor dem Frontresonator dient als Frontspiegel des Lasers. Der Vorteil einer Lochreihe gegenüber der reinen Halbleiterspaltkante besteht in einer definierten Länge des Frontresonators und einer definierten Reflektivität von ca. 20 % für nur eine Lochreihe und 40 % für zwei Lochreihen. Die zusätzliche Reihe Löcher ist allerdings auch von Nachteil, da wie im Bild dargestellt ein dritter Resonator zwischen dem PK-Frontspiegel und der Spaltkante des Halbleiterstückes entstehen kann. Dieser dritte Resonator erschwert das Abstimmen des Lasers erheblich (vgl. GaInNAs Mikrolaser in Kapitel 3.2).

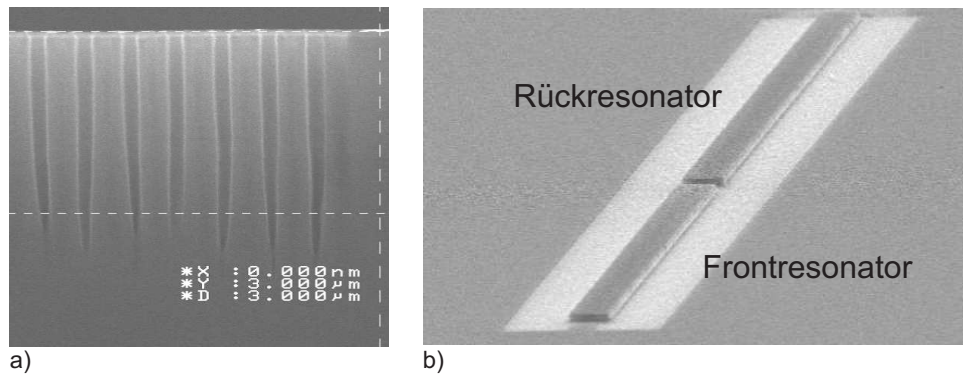


Abbildung 4.10: a) Spaltkante der geätzten photonischen Kristalle in InP. Die Löcher erreichen eine Tiefe von mehr als  $3 \mu\text{m}$ . Ab einer Tiefe von ca.  $2,5 \mu\text{m}$  laufen die Löcher konisch zusammen. Der Einfluss auf die optische Mode ist in diesem Bereich allerdings schon sehr gering. Der Kernwellenleiter hat zusammen mit den oberen und unteren Mantelschichten nur eine Dicke von ungefähr  $2,5 \mu\text{m}$ . Damit ist der Überlapp der Mode mit dem unteren Teil der Löcher minimal. In Abbildung b) ist eine REM-Aufnahme der prozessierten Laserstruktur nach dem Ätzen der Stege zu sehen. Die Stege stellen die Laserresonatoren dar und dienen der verbesserten Kontaktierung der Laser mit metallischen Kontaktpads. Ohne die Stege würden die Kontakte flächig auf der hochdotierten Kontaktschicht aufliegen und damit würden die elektrischen Eigenschaften der Laser deutlich verschlechtert.

Die Reflektivität der gespaltenen Frontfacette beträgt:

$$R = \left( \frac{n_{HL} - n_L}{n_{HL} + n_L} \right)^2 = 0,27 \quad (4.7)$$

Der Brechungsindex des Halbleiters kann in diesem Fall zu  $n_{HL} = 3,2$  angenommen werden. Der Brechungsindex von Luft liegt bei  $n_L = 1$ . Daher wurde ein Grossteil der Laser im weiteren Verlauf mit einer Antirefektionsschicht auf der Auskoppelfacette des Lasers versehen. Die Antireflectionsbeschichtung funktioniert nach dem Prinzip einer  $\lambda/4$ -Entspiegelung. Der benötigte Brechungsindex kann nach  $n_{AR} = \sqrt{n_{HL} \cdot n_L} = 1,79^1$  berechnet werden. Eine Materialkombination deren Brechungsindex nahe an dem theoretisch ermittelten Wert liegt ist  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht mit einem Brechungsindex von  $n_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1,75$  wird auf die Frontfacette des Halbleiterlasers aufgebracht. Aufgrund der  $\frac{\pi}{2}$ -Phasenverschiebung interferiert das emittierte Licht am Übergang der Antireflexschicht mit der umgebenden Luft mit der Emission am Übergang der Halbleiter/AR-Schicht destruktiv und wird somit ausgelöscht.

Wichtig ist eine präzise Wahl des Luftfüllfaktors, da die Emissionswellenlänge des Lasers

<sup>1</sup> $n_{AR}$  = Brechungsindex der Antirefektionsschicht



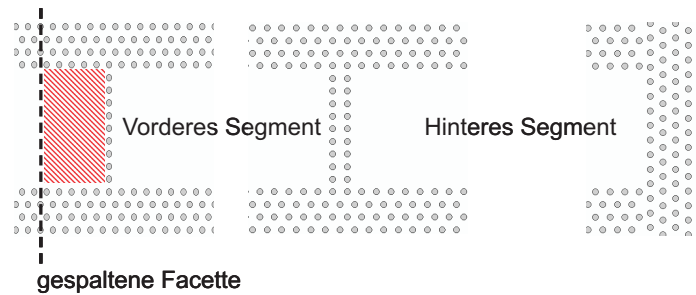


Abbildung 4.11: Schemazeichnung eines abstimmbaren photonischen Kristall Lasers auf InP mit zwei gekoppelten Resonatoren.

signifikant von der Verstärkung des Halbleitermaterials und der Bandlücke des photonischen Kristalls abhängt. Zur Realisierung der Laserstruktur werden W9-Wellenleiter hergestellt. Als Zwischenspiegel zwischen die beiden Resonatoren wurden zwei Reihen photonischer Kristalle mit quadratischer Lochstruktur prozessiert. Die Reflektivität liegt bei ungefähr 30 %, allerdings können die Lochreihen symmetrisch in den Resonator eingefügt werden und es entsteht keine “rauhe” Fläche an den beiden Seiten des Spiegels. Der Rückspiegel des Lasers ist in  $\Gamma M$  Orientierung ausgeführt. Dadurch entsteht auch hier eine “glatte” Frontfacette des Rückspiegels (vgl. Spiegel in den Resonatorstrukturen).

Die Charakterisierung erfolgt wie bereits im vorigen Kapitel am Lasermessplatz des Lehrstuhls. Die p-Kontakte der beiden Resonatoren werden jeweils einzeln mit Nadeln kontaktiert. Für die Messung der Laserkennlinie fließt der benötigte Strom parallel durch die beiden Kontakte der Laser. Es gibt keine Trennung der beiden Kontakte und damit auch keine Trennung der beiden Resonatoren. Links in Abbildung 4.12 ist ein Vergleich von W3-, W5-, W7- und W9-Wellenleiterresonatoren mit einer Gitterkonstanten von 480 nm und einer Gesamtlänge von 284  $\mu m$  dargestellt (Frontresonator: 160  $\mu m$ , Rückresonator 124  $\mu m$ ). Beim Vergleich von verschiedenen breiten Lasern (W3, W5, W7, W9-Wellenleiter in Tabelle 4.4) ist ein deutlicher Effizienzanstieg festzustellen. Für den Laser aus einem W3-Wellenleiter beträgt die Effizienz 0,03 W/A und steigt beim W9-Laser auf eine Effizienz von 0,25 W/A an. Die Schwellen der Laser sind nahezu konstant im Bereich von 21 bis 25 mA und steigen mit der Resonatorbreite an. Die Schwellstromdichte<sup>2</sup> steigt von 1,81  $kA/cm^2$  für den W9-Laser auf 3,96  $kA/cm^2$  für den W3-Laser stark an.

Die maximale Ausgangsleistung der nicht auf eine Wärmesenke aufgelöteten Laser liegt zwischen 1,1 mW für den W3-Laser und 9,4 mW im Falle des W9-Resonators und ist in allen Fällen thermisch limitiert. Bei allen Laserkennlinien ist ab der Schwelle zunächst eine fast lineare Leistungszunahme festzustellen. Mit zunehmenden Pumpstrom erhöht

<sup>2</sup>Berechnet aus der Fläche der Resonatoren die durch die photonischen Kristallstrukturen eingegrenzt werden. Die aktiv gepumpte Laserfläche kann nur näherungsweise durch die Fläche der Resonatoren bestimmt werden, da der Strompfad sich aufweitet und so eine grössere gepumpte Laserfläche entsteht. Für eine qualifizierte Abschätzung kann die Resonatorfläche allerdings genutzt werden.

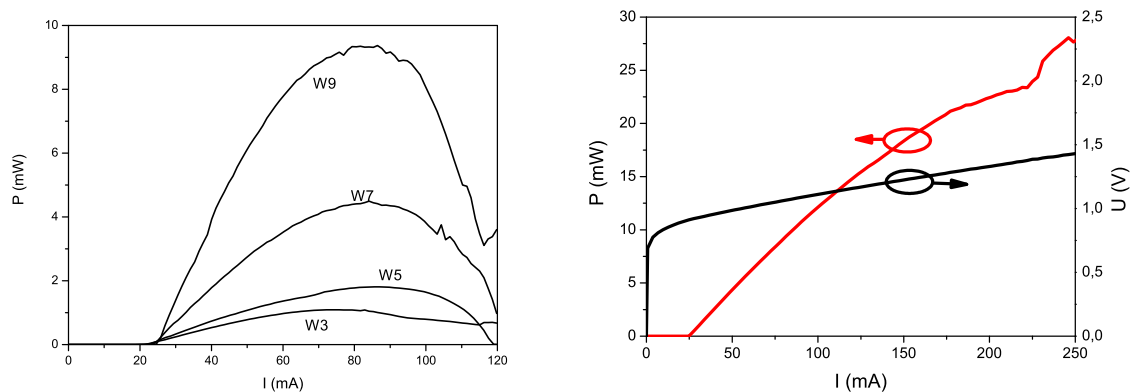


Abbildung 4.12: links: Vergleich der Lichtleistungs-Strom Kurven von verschiedenen breiten Laserresonatoren, angefangen bei W3-Resonatoren bis zu W9-Resonatoren. Die Laser haben eine Gesamtlänge von  $284 \mu\text{m}$  und wurden alle bei der Messung einfach auf eine Wärmesenke mit darunter liegenden Peltierelement aufgelegt. Die rechts dargestellte Kennlinie eines abstimmbaren photonischen Kristall Lasers wurde von einem aufgeklebten W9-Wellenleiter auf InP mit gekoppelten Resonatoren aufgenommen. Der Leistungszuwachs im Vergleich zu derselben, unaufgeklebten Struktur liegt fast beim Faktor drei. In schwarz ist die Vorwärtsspannung des Laser auf einer zweiten Ordinate aufgetragen.

	Effizienz (W/A)	Laserschwelle (mA)	Schwellstromdichte ( $\text{kA}/\text{cm}^2$ )	max. Ausgangsleistung (mW)
W3-Laser	0,03	21,6	3,96	1,09
W5-Laser	0,04	21,9	2,68	1,81
W7-Laser	0,1	23,5	2,15	4,49
W9-Laser	0,25	24,7	1,81	9,37

Tabelle 4.4: Übersicht über die Daten der verschiedenen Breiten photonischen Kristall Laser.

sich allerdings auch die Wärme im Bauteil. Je höher die Betriebstemperatur des Lasers, desto grösser die Verluste. Die grösser werdenden Verluste führen zu einer Verringerung der Effizienz und damit zu einem Abflachen der Laserkennlinie. Wird der Strom durch den Laser weiter erhöht, so kommt es zur thermischen Limitierung, d. h. die Emissionsleistung verringert sich trotz einer weiteren Erhöhung des Stromes. Dies ist durch die zunehmenden Verluste im Laser zu erklären. Eine verbesserte Wärmeankopplung bzw. Wärmeabfuhr des Laserbarrens kann die maximale Ausgangsleistung des Lasers deutlich erhöhen. Im rechten Teil der Abbildung ist derselbe W9-Laser dargestellt. Für diese Kennlinie wurde der Laser auf ein Kupfer-Submount aufgelötet und nochmals charakterisiert. Die maximal erzielbare Ausgangsleistung ist rechts in Abbildung 4.12 mit 28 mW gezeigt (roter Graph). In schwarz ist die Vorwärtsspannung des Lasers auf einer zweiten Ordinate dargestellt. Der Laser hat eine Gesamtlänge von  $284 \mu\text{m}$ , auf einen Frontspiegel aus photonischen Kristallen wurde zu Gunsten einer höheren Ausgangsleistung verzichtet.

Zusätzlich zur optischen Leistung des Lasers wurden die spektralen Eigenschaften charakterisiert. In Abbildung 4.13 ist das Emissionsspektrum bei einer Wellenlänge von  $1587,5 \text{ nm}$  zu sehen.

Die Seitenmodenunterdrückung beträgt mehr als 40 dB. Zusätzlich wurde der Laser

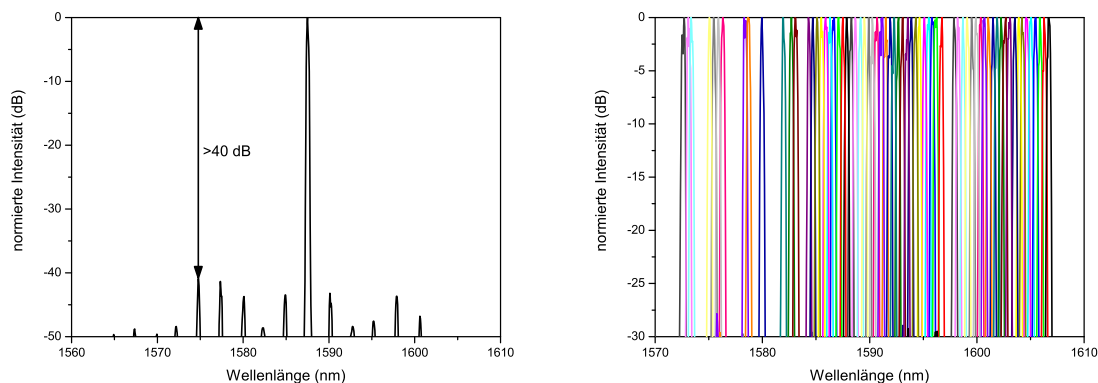


Abbildung 4.13: Links ist die Single-Mode-Emission eines Mehrsegmentlasers bei  $1587,5 \text{ nm}$  mit mehr als  $40 \text{ dB}$  Seitenmodenunterdrückung dargestellt. Rechts ist das Abstimmverhalten eines Zweisegmentlasers über mehr als  $30 \text{ nm}$  zu sehen. Der Kanalabstand beträgt  $0,4 \text{ nm}$ , die Seitenmodenunterdrückung ist über den gesamten Abstimmbereich besser als  $30 \text{ dB}$ .

mit einer Schrittweite von  $0,4 \text{ nm}$  (entspricht dem Kanalabstand bei  $50 \text{ GHz}$ ) manuell abgestimmt. Hierzu wurde der Strom in den Front- (kurz) oder Rück- (lang) -resonator verändert. Wie bereits in Kapitel 2 erläutert, kann die Emissionswellenlänge durch eine Stromerhöhung im kurzen Segment hin zu einer langwelligeren Emission verschoben werden (Vernierprinzip). Der gesamte Abstimmbereich umfasst  $34 \text{ nm}$  ( $1572,7 \text{ nm}$  bis  $1606,7 \text{ nm}$ ) mit einer Seitenmodenunterdrückung von mehr als  $30 \text{ dB}$ . Innerhalb

dieses Wellenlängenbereichs können 71 Kanäle direkt angesteuert werden. Die Wellenlängenbereiche zwischen 1584,3 nm und 1596,7 nm bzw. zwischen 1597,9 nm und 1606,7 nm können sogar lückenlos in einem Abstand von 0,4 nm abgestimmt werden. In einer weiteren Messung wurde das Temperaturverhalten eines Mehrsegmentlasers charakterisiert (siehe Abb. 4.14). Bei Raumtemperatur liegt die Emissionswellenlänge des Lasers mit W7-Wellenleiterresonatoren der Länge 80  $\mu\text{m}$  für den Frontresonator und 110  $\mu\text{m}$  für den Rückresonator bei 1595,7 nm. Die schrittweise Erwärmung um je 2°C von Raumtemperatur bis auf 50°C führt zu einer Rotverschiebung auf bis zu 1598,7 nm. Die Verschiebung von 0,1 nm/K ist ein typischer Wert für Halbleiterlaser auf InP-Basis [Eic02]. Gleichzeitig fällt die Seitenmodenunterdrückung von über 40 dB bei Raumtemperatur auf 32 dB bei 50°C. Die Intensität der Hauptmode sinkt auf Grund der Erwärmung um 3 dB.

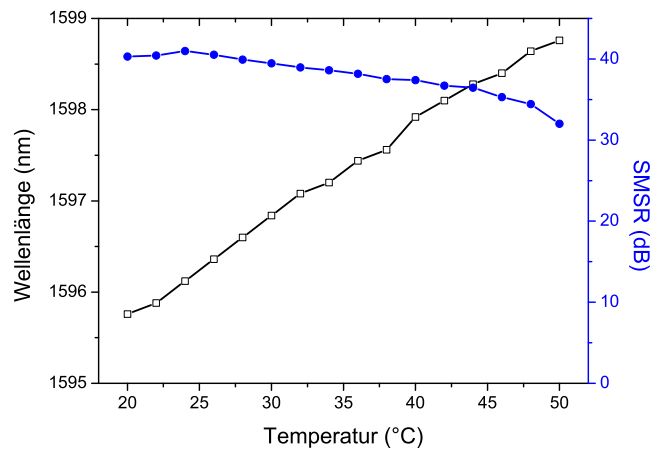


Abbildung 4.14: Temperaturverhalten von InP Quantenfilmlasern. Im Single-Mode Betrieb emittiert der Laser bei Raumtemperatur bei 1595,7 nm. Durch schrittweise Erwärmung um jeweils 2°C steigt die Emissionswellenlänge auf 1598,7 nm bei 50°C. Die Seitenmodenunterdrückung beträgt bei Raumtemperatur mehr als 40 dB und sinkt auf etwas mehr als 30 dB ab.

## 4.4 Integration eines Wellenlängenmonitors mit einem InP Laser

### 4.4.1 Monolithische Integration einer Photodiode mit einem Laser

Im folgenden Abschnitt werden die bisher vorgestellten Teile eines abstimmbaren Lasers mit einem integrierten Wellenlängenmonitor zusammengeführt. Hinter dem hochreflektierenden photonischen Kristall Rückspiegel des abstimmbaren Lasers wird eine Taperstruktur prozessiert, die die durch den Laserrückspiegel transmittierte Mode auf den Eingang eines W3-Wellenleiters verengt. Der W3-Wellenleiter hat, wie in Abbildung 4.15 dargestellt, eine Länge von 30 Gitterperioden, was ungefähr  $20 \mu\text{m}$  entspricht. Der extrem kompakte Aufbau des gesamten Moduls ermöglicht die Prozessierung auf komplett aktivem Quantenfilmmaterial auf Basis von InGaAsP / InP (Schichtaufbau im Anhang B - Probe MOE5650). Im ungepumpten Bereich des Wellenleiters kann von Verlusten (hauptsächlich Absorption) von  $-50 \text{ cm}^{-1}$  ausgegangen werden. Trotzdem erreichen noch ca. 90 % der durch den Rückspiegel transmittierten Lichtleistung die Photodiode und tragen damit zum gemessenen Strom in den Photodioden bei.

Am Ende des Wellenleiters wird eine monolithisch integrierte Photodiode in Form eines W11 Wellenleiters prozessiert. Die Herstellung erfolgt genau wie die Herstellung des Lasers. Die aktive Schicht des Lasers wird in der Photodiode als Detektor verwendet. Der pn-Übergang wird in Sperrrichtung betrieben, dies bedeutet, dass Photonen in der aktiven Schicht absorbiert werden können und es entstehen Elektron-Loch Paare, die als Photostrom gemessen werden können. Eine Prinzipskizze des Messaufbaus ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Der n-Kontakt der Photodiode liegt genau wie die n-Kontakte der

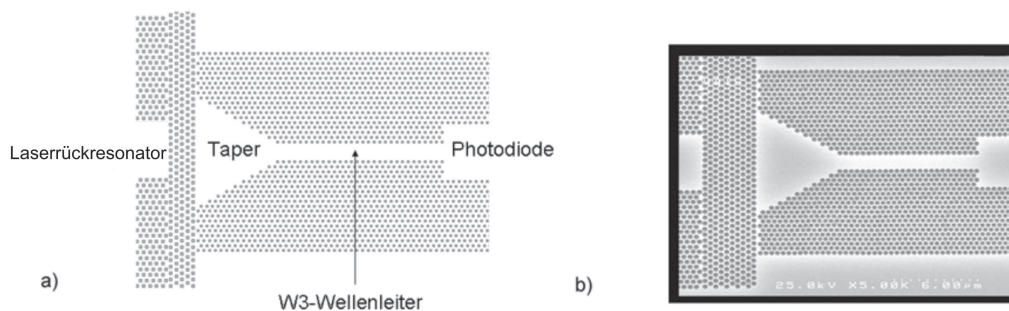


Abbildung 4.15: In Abbildung a) ist das Muster des photonische Kristall Wellenleiters, mit Taper und Photodiode abgebildet. Die Laserresonatoren und der Bereich des Wellenlängenmonitors sind in  $\Gamma K$ -Richtung orientiert. Der Laserrückspiegel ist in  $\Gamma M$ -Richtung orientiert. Abbildung b) zeigt eine REM-Aufnahme der prozessierten Probe.

Laserresonatoren für die Messung auf Masse. Um den Laser betreiben zu können, wird eine Vorwärtsspannung von mehr als einem Volt an die beiden Kontakte der Laserresonatoren angelegt. Die integrierte Photodiode wird im Kurzschlussbetrieb bei Null Volt betrieben.

Durch die Spannungsdifferenz zwischen dem Laser und der Photodiode sind Leckströme zwischen den Laserresonatoren und der Photodiode zu erwarten. Diese sind in Abbildung 4.16 als Leckstrom zwischen dem Rückresonator und der Photodiode eingezeichnet. Als ohmscher Widerstand zwischen der Photodiode und den Kontakten der Laserresonatoren konnten  $1,7\text{ k}\Omega$  ermittelt werden.

Bei den ersten Messungen mit einer integrierten Photodiode wurde die Kennlinie eines

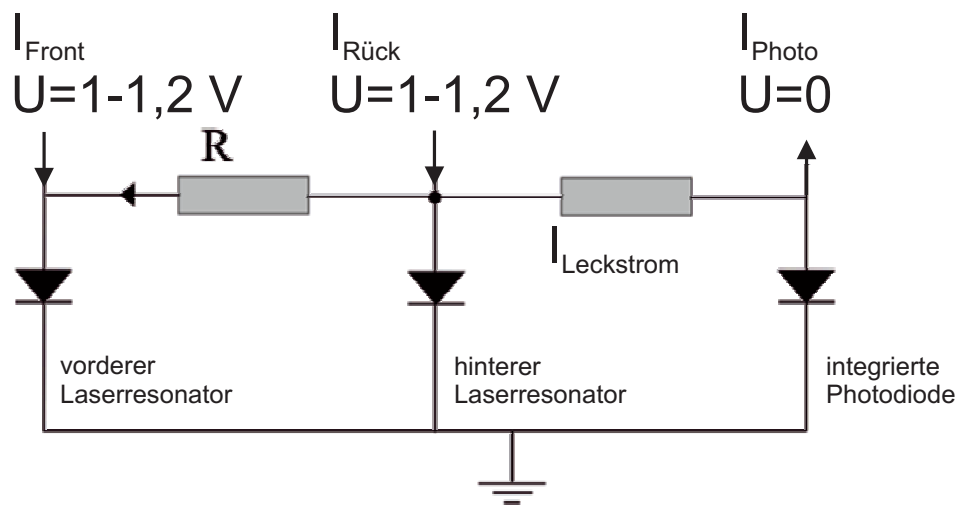


Abbildung 4.16: Schaltprinzip der integrierten Photodiode. Die beiden linken pn-Übergänge stellen die Front- und Rückresonatoren des Lasers dar. Der rechte pn-Übergang ist die integrierte Photodiode.

Lasers aufgenommen. Für die Kennlinienmessungen wurden die beiden p-Kontakte des Lasers zusammengeschlossen und der Strom durch beide Kontaktflächen zusammen mit der emittierten Ausgangsleistung des Lasers gemessen. Abbildung 4.17 zeigt in schwarz den absolut gemessenen Strom durch die Photodiode hinter dem Laser. Im Gegensatz zu Laserkennlinien die mit einer externen Photodiode aufgenommen wurden, ist ein Stromanstieg parallel zum Anstieg des Stroms im Laser bereits vor der eigentlichen Lasertätigkeit, also unterhalb der Laserschwelle, zu erkennen. Dabei handelt es sich um die bereits angesprochenen Leckströme zwischen dem Laser und der Photodiode. Bei ca.  $18\text{ mA}$  gibt es allerdings einen Knick in der Kennlinie. Dies entspricht der Laserschwelle, wie sie typischerweise bei diesen Halbleiterlasern auftritt.

Im weiteren Verlauf der Kennlinie ist ein linearer Anstieg mit dem Strom zu erkennen. Der Laser emittiert im Dauerstrichbetrieb. Der Anstieg der Emissionsleistung mit steigendem Pumpstrom ist auch mit einer externen Photodiode zu beobachten. Ab einem Pumpstrom von ca.  $140\text{ mA}$  wird der Beginn des typischen thermischen Überrollens

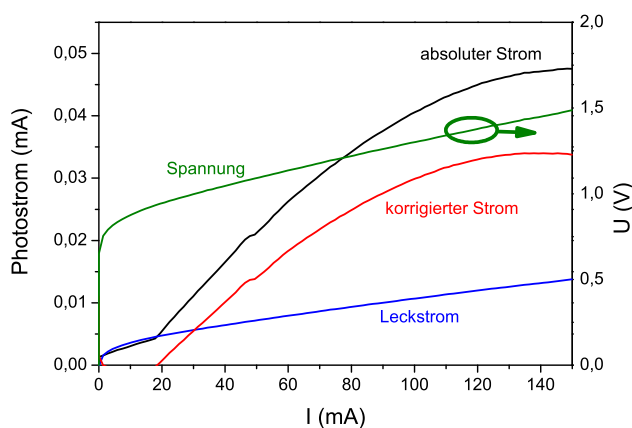


Abbildung 4.17: Charakteristik der integrierten Photodiode. In schwarz ist die von der internen Photodiode gemessene Kennlinie aufgetragen. In grün ist der Spannungsverlauf dargestellt. Rot und Blau sind die berechneten Stromverläufe. In Blau handelt es sich um den berechneten Leckstrom zwischen den Laserresonatoren und der Photodiode. In Rot ist der um den Leckstrom korrigierte Stromverlauf dargestellt. Dieser Verlauf entspricht dem Verlauf, der auch mit einer externen Photodiode gemessen werden würde.

deutlich. Bei der maximalen Ausgangsleistung des Lasers ist über die interne Photodiode ein Strom 0,048 mA messbar. Eine weitere Stromerhöhung führt zu einer deutlich erhöhten Lasertemperatur, welche zu zusätzlichen Verlustmechanismen, wie einer Reduzierung der internen Quanteneffizienz führt. Damit geht die Emissionsleistung der Lasers, bei weiter steigendem Strom, deutlich zurück. Für die Analyse des Lasers und der Photodiode wurde der Leckstrom vom gesamten gemessenen Strom subtrahiert. Bis zur Laserschwelle ist der gesamte in der Photodiode gemessene Strom auf Leckströme vom Laser zur Photodiode zurückzuführen. Im weiteren Verlauf wurde der Leckstrom als linear mit der Spannung am hinteren Lasersegment ansteigend angenommen, da der Leckstrom als Stromfluss von den Laserresonatoren zur Photodiode angesehen werden kann. Man kann vereinfachend von einem annähernd ohmschen Verhalten ausgehen. Je grösser der Pumpstrom des Lasers, desto grösser auch der Leckstrom von den beiden Laserresonatoren zur Photodiode. Dieses Verhalten ist in blau dargestellt.

Subtrahiert man den Leckstrom vom Gesamtstrom, so ergibt sich ein korrigierter Stromverlauf wie im Falle einer klassisch gemessenen Laserkennlinie mit einer externen Photodiode, dargestellt in rot in Abb. 4.17. Zusätzlich wurde die Spannung an der Photodiode gemessen und aufgetragen. Der Spannungsverlauf weist keine wesentlichen Veränderungen im Vergleich zu Laserdioden ohne interne Photodiode auf (Vergleich siehe Abb. 3.3).

Vergleicht man die Kennlinien eines Lasers, gemessen mit der internen und externen Photodiode genauer, so erkennt man ein unterschiedliches Verhalten im Bereich von

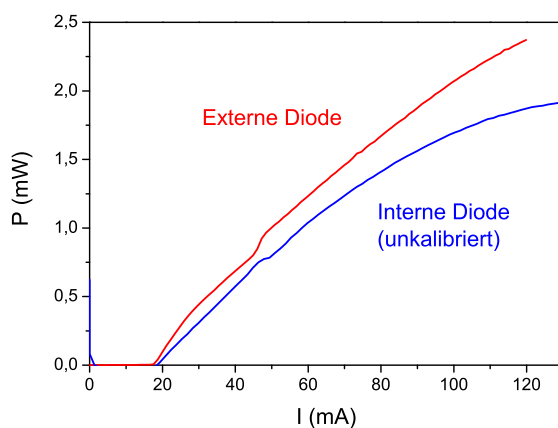


Abbildung 4.18: Vergleich der Kennlinie, gemessen mit der internen und der externen Photodiode. Die externe Photodiode wurde vor der Facette des Lasers justiert. Die interne Photodiode ist hinter dem Rückspiegel des Lasers integriert.

Modensprüngen, die in der Laserkennlinie als Knicke zu erkennen sind. Abbildung 4.18 zeigt in rot den mit einer externen Photodiode gemessenen Verlauf beim Betreiben eines Lasers. Bei einem Strom durch die beiden Laserresonatoren von 45 mA ist ein deutlicher Knick zu erkennen. Der Verlauf der Kennlinie wird steiler, was darauf schliessen lässt das die Absorption in der externen Photodiode im Vergleich zur Stromerhöhung durch die Laserresonatoren zugenommen hat. Beim Vergleich mit der Messung an der internen Photodiode ist das Verhalten als genau invers zu erkennen. Damit lässt ein Modensprung an dieser Stelle darauf schliessen, das sich die Photonendichte in den beiden Resonatoren verändert hat. In dem gezeigten Fall steigt die Photonendichte und damit die Lichtemission aus dem vorderen Laserresonator (zu erkennen am stärkeren Anstieg der Kennlinie der externen Photodiode) stark an.

Für die Verwendung der internen Photodiode zur Wellenlängenstabilisierung stellt dieses Verhalten kein Problem dar, da beide im weiteren Verlauf verwendeten Photodioden hinter dem Rückspiegel des Lasers angebracht sind. Eine Vorcharakterisierung des Lasers mit der Photodiode würde dieses Verhalten zeigen und der Effekt könnte in den Regelalgorithmus eingebaut werden. Zusätzlich ist eine Variation des Stromes durch die beiden Laserresonatoren über einen so grossen Bereich nicht der übliche Anwendungsfall für diese Laser. Typisch werden die Laser nur über einige mA-Stromvariation betrieben. Ein breites Spektrum in dem die Laser abgestimmt werden ist trotzdem interessant, da die Laser dann flexibel für verschiedene Kanäle eingesetzt werden können.

Um das Abstimmverhalten des Lasers genauer zu untersuchen, wurde der Strom in beiden Resonatoren unabhängig voneinander eingestellt. Um die Messungen zu automatisieren wurde der Strom jeweils von 0 bis 100 mA in Schritten von 4 mA variiert. Der Bereich bis ca. 10 mA ist nur wichtig für die Leckströme, da die Laserschwelle erst bei



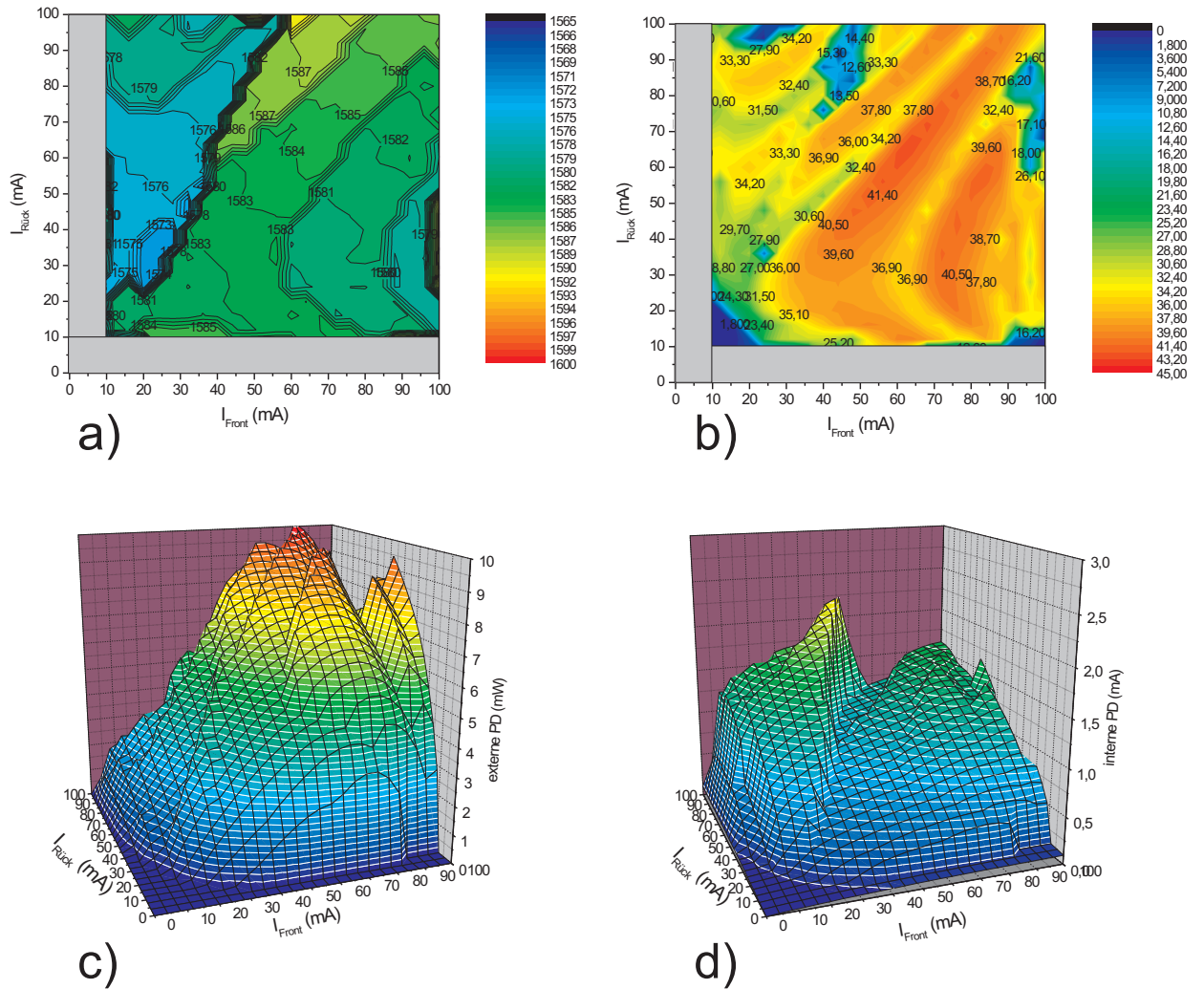


Abbildung 4.19: a) Wellenlänge der Hauptmode eines Lasers, bestehend aus gekoppelten Resonatoren und interner Photodiode, b) Seitenmodenunterdrückung, c) Ausgangsleistung des Lasers, gemessen mit der externen Photodiode. Die Leistung zeigt eine langsame Erhöhung parallel mit der Erhöhung des Stromes und kleinere Sprünge, verursacht durch Modensprünge des Lasers. Beim Vergleich von a), b) und c) erkennt man kleine Modensprünge in allen drei Graphen. Die Seitenmodenunterdrückung sinkt beim Modensprung leicht ab. Die maximale Leistung des Lasers liegt bei über 10 mW. d) Die Leistung des Lasers, gemessen mit der integrierten Photodiode. Der diagonale verlaufende Leistungseinbruch entsteht durch den Transmissionsrückgang durch den Wellenleiter infolge des W3-Ministopbandes.

mehr als 10 mA in beiden Resonatoren überschritten wird (siehe Abb. 4.17).

Kommt der Laser über die Schwelle, so konnte mit Hilfe eines Spektrometers die Emissionswellenlänge und die Seitenmodenunterdrückung, also der Intensitätsunterschied zwischen der stärksten und der zweitstärksten Lasermode, gemessen werden. Abbildung 4.19 a) zeigt ein typisches Abstimmverhalten eines Lasers mit einer Frontresonatorlänge von  $110 \mu\text{m}$  und einer Rückresonatorlänge von  $140 \mu\text{m}$ . Der Modensprung um ca. 10 nm in der Mitte des Graphen ist deutlich zu erkennen. Beim Vergleich von Abbildung a) mit Abbildung b) wird an der Sprungstelle ein Rückgang der Seitenmodenunterdrückung deutlich. Auf Grund des Abstimmprinzips wird die Lasermode vom Verstärkungsmaximum aus verschoben und im Randbereich stellt sich eine reduzierte Seitenmodenunterdrückung ein. Sobald die Verstärkung einer anderen Lasermode grösser ist, springt die Emissionswellenlänge des Lasers und er emittiert auf der Wellenlänge dieser Lasermode.

Im unteren Teil der Abbildung ist auf der linken Seite (c) die Leistungsmessung mit einer externen Photodiode zu sehen. Mit steigendem Strom im Front- oder Rückresonator erhöht sich auch die Laserleistung bis es zum thermischen Überrollen des Lasers bei jeweils ca. 70 mA im Front- und Rückresonator kommt. Anschliessend geht die Laserleistung langsam zurück. Die kleinen erkennbaren Zacken in der Leistungsdarstellung sind durch kleinere Modensprünge erklärbar (vergleiche Abbildung a). Auf der rechten Seite (d) ist dieselbe Messung dargestellt, allerdings wurde diesmal die Leistung mit der integrierten Photodiode gemessen. Wie bereits erläutert, durchläuft die Lichtmode den Taper direkt hinter dem Laserrückspiegel und anschliessend wird die Mode im 30 Gitterperioden langen photonischen Kristall Wellenleiter zur Photodiode geführt. Die Transmissionseigenschaften eines W3-Wellenleiters wurden bereits ausführlich diskutiert. Es ist ein deutlicher Leistungseinbruch in der Mitte des Graphen zu erkennen. Vergleicht man nun den Leistungsverlauf mit der Wellenlänge, so ist der Einbruch in der Leistung bei einer Wellenlänge von ca. 1585 nm erklärbar. Der photonische Kristall Wellenleiter wurde mit einer Gitterperiode von 410 nm und einem Luftfüllfaktor von 27 % prozessiert. Dies führt zu einem W3-Ministopband bei einer Wellenlänge um 1585 nm und damit zu einem Leistungsrückgang in der internen Photodiode. Emittiert der Laser bei einer Wellenlänge um das MSB, so wird die Transmission durch den W3-Wellenleiter in Folge des Ministopbandes stark reduziert. Dieser Verlauf ist deutlich zu erkennen.

Vergleicht man die Messung der externen mit der Messung der internen Photodiode (Abb. 4.19 c und d), so fallen deutliche Leckströme auf. Fliesst nur Strom durch einen Laserresonator, so ist der Laser nicht über der Schwelle. Trotzdem ist ein ansteigender Verlauf des Photostroms in der Photodiode zu beobachten. Dabei ist es egal welcher der beiden Laserresonatoren gepumpt wird. Bei einem Strom von 60 mA im Frontresonator und keinem Strom durch den Rückresonator wird noch kein Licht emittiert (siehe Messung durch die externe Photodiode) und trotzdem ist schon ein Photostrom von ca. 0,1 mA in der Photodiode messbar. Dies ist auf Leckströme vom Laser zur Photodiode zurück zu führen.

Mit der bisher integrierten Photodiode ist es leider noch nicht möglich, Änderungen der Wellenlänge zu erkennen. Die Leistungsänderung in der Photodiode hängt zum einen von Leckströmen aus dem Laser ab und zum anderen ist die intern gemessene Leistung di-

rekt proportional zur Emissionsleistung des Lasers. Das heisst je grösser der Pumpstrom des Lasers, desto grösser sind zum einen der Leckstrom und zum anderen der gemessene Photostrom auf Grund von Absorption in der Photodiode wegen der erhöhten Emissionsleistung des Lasers. Abhilfe kann die Integration einer zweiten Photodiode und einer Abschirmelektrode zur Vermeidung von Leckströmen schaffen.

#### 4.4.2 Integration von Laser, Photodioden und Abschirmelektrode

Um ein wellenlängenabhängiges Bauteil hinter den Laserrückspiegel zu integrieren, wird eine zweite Photodiode an die Seite des photonischen Kristall Wellenleiters prozessiert. Wie bereits zu Beginn des Kapitels beschrieben wurde, reichen die bandgeführten Moden deutlich tiefer in den photonischen Kristall als die indexgeführte Moden (siehe Abb. 4.3). Dieser Effekt wird im Folgenden ausgenutzt, um eine Filterung zu erzielen. Wird eine zweite Photodiode neben den photonischen Kristall Wellenleiter prozessiert, so kann über einen zusätzlichen Kontakt ein weiterer Photostrom gemessen werden. Gerade im Bereich des Ministopbandes reicht die Mode deutlich tiefer in die zweite Photodiode. Dies verursacht das wellenlängenabhängige Verhalten des Monitorkanals. Der Wellenleiter ist mit ein bis drei Lochreihen von der Photodiode separiert. Damit ist die Leistungsübertragung in die zweite Photodiode variierbar und die Kopplung kann eingestellt werden. Die Photodiode, die hinter dem Ende des Wellenleiters plaziert ist, wird im weiteren Verlauf als Referenzdiode oder Referenzkanal bezeichnet (siehe Schemazeichnung in Abbildung 4.20).

Im unteren Teil von Abbildung 4.20 ist eine REM-Aufnahme der prozessierten Struktur mit zwei Photodioden und drei Lochreihen als Abtrennung abgebildet. Die Gitterperiode im Bereich des Lasers beträgt 410 nm bei einem Luftfüllfaktor von 41 %. Im Bereich der Photodiode wird die Gitterperiode auf 415 nm vergrössert und der Luftfüllfaktor auf 28 % verringert. Zusätzlich zur ohnehin unterschiedlichen Breite der PK-Wellenleiter kann durch diese unterschiedlichen geometrischen Parameter sicher gestellt werden, dass die Emissionswellenlänge des Lasers mit der spektralen Position des MSB im Bereich der Photodiode übereinstimmen. Zusätzlich ist darauf zu achten, dass die Parameter im Bereich des Lasers zu einem breiten Abstimmbereich beitragen. An der linken Seite der REM-Abbildung kann der Rückresonator des Lasers erkannt werden.

Um die spektralen Eigenschaften dieser Struktur besser beurteilen zu können, wurden FDTD-Simulationen der gesamten Struktur durchgeführt. Die Transmissionseigenschaften der Struktur mit zwei Photodioden werden in Abbildung 4.21 links dargestellt. Es ist ein deutlicher Transmissionsrückgang im Referenzkanal im Bereich des MSB festzustellen. Im Gegensatz dazu steigt die Transmission im Monitorkanal genau im Frequenzbereich des MSB an. Das Verhältnis der Intensitäten von Monitor- und Referenzkanal ist auf der rechten Seite dargestellt.

Im Bereich von 1500 nm ergibt sich eine starke Überhöhung, das Verhältnis der beiden Photoströme entspricht der Erwartung einer starken Nichtlinearität durch den Einfluss des Ministopbandes. Dies ist auf das Ministopband des W3-Wellenleiters zurückzuführen.

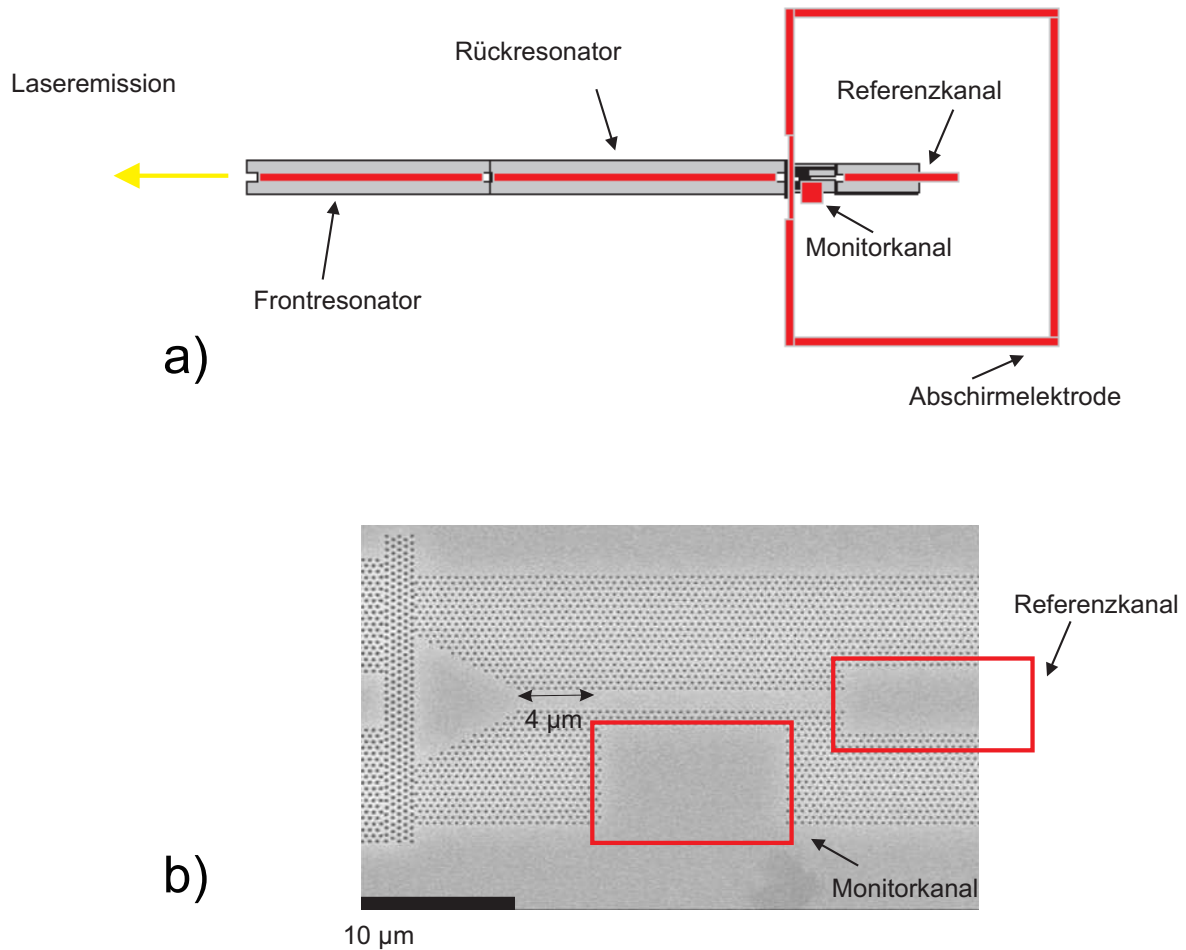


Abbildung 4.20: Zwei Photodioden neben und hinter einem W3-Wellenleiter. Mit Hilfe des Wellenleiters wird ein Teil der Lasermode ausgekoppelt. In a) ist eine Schemazeichnung der kompletten Struktur mit zwei Photodioden und Abschirmelektrode dargestellt. In b) ist eine REM-Aufnahme des Wellenlängenmonitors nach der Prozessierung der photonischen Kristallstrukturen zu sehen.

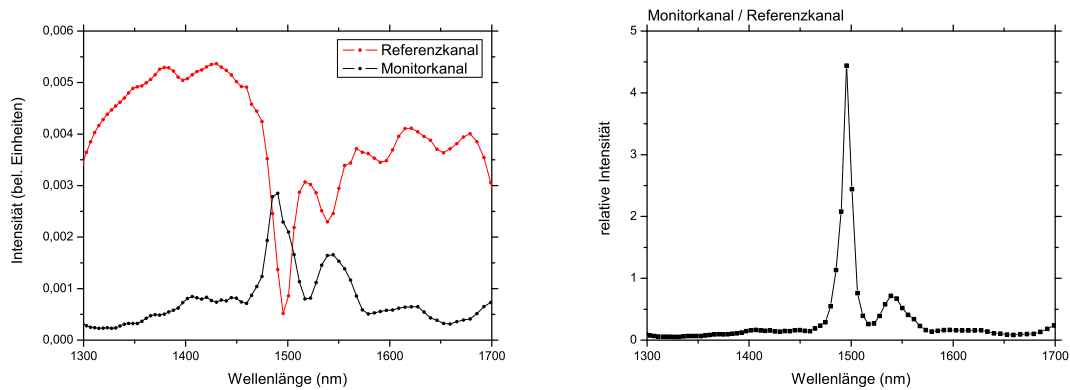


Abbildung 4.21: Die links dargestellten Ergebnisse der FDTD-Simulation von Strukturen mit zwei Photodioden und einem W3-Wellenleiter hinter dem Laser zeigen einen Transmissionrückgang im Referenzkanal im Frequenzbereich des MSB. Gleichzeitig gibt es eine Überhöhung, also einen starken Anstieg der Absorption im Monitorkanal. In der rechten Graphik ist das Verhältnis der beiden Intensitäten zueinander aufgetragen. Das Verhältnis der beiden Intensitäten ist in weiten Teilen nahe Null. Nur im Bereich des MSB gibt es einen starken Anstieg auf Grund der seitlich in den photonischen Kristall reichenden Modenstruktur und der dort platzierten Photodiode (Monitorkanal).

Wie bereits bei den gekoppelten Wellenleitern gezeigt, reicht ein Teil der Mode tief in den photonischen Kristall und mit Hilfe einer dort angebrachten Photodiode kann dieser Teil separiert und gemessen werden. Setzt man nun den gemessenen Photostrom aus dem Monitorkanal in das Verhältnis zum Photostrom im Referenzkanal, so kann dies als Wellenlängenmonitor genutzt werden. Das Nebenmaximum bei einer Wellenlänge von 1504 nm kann auf den vier Mikrometer langen W3-Wellenleiter zwischen der Taperstruktur und der Photodiode des Monitorkanals zurückgeführt werden (siehe Abb. 4.20). Simulationen, bei denen die zweite Photodiode direkt am Ende des Tapers beginnt, zeigen dieses Nebenmaximum nicht. Der 4  $\mu\text{m}$  lange W3-Wellenleiter erzeugt zusätzliche Reflektionen zwischen dem Ende der Taperstruktur und der Photodiode des Monitorkanals. Diese können theoretisch vollständig vermieden werden.

Abbildung 4.22 stellt links die optimierte Struktur dar, in der rechten Abbildung ist das Simulationsergebniss mit dem verkürzten W3-Wellenleiter dargestellt. Der Monitorkanal ist im Vergleich zu Abb. 4.20 direkt an das Ende des Lasers nach vorne verschoben. Für die tatsächlich hergestellten Laser ist eine Verkürzung des Wellenleiters und ein Verzicht auf die Taperstruktur leider nicht so einfach möglich, da ein Teil der Lasermode direkt vom Laser in die Photodiode reichen würde. In der FDTD-Simulation ist dieses Verhalten nicht direkt nachweisbar, da keine flächige Antenne im Bereich der Photodiode eingesetzt werden kann. Es wird mit einer linearen Antenne, die parallel zum Wellenleiter im Bereich der Photodiode sitzt, gearbeitet und mit Hilfe dieser Antenne wird die zu erwartende Absorption in der Photodiode gemessen. Die bisher erzielten Ergebnisse

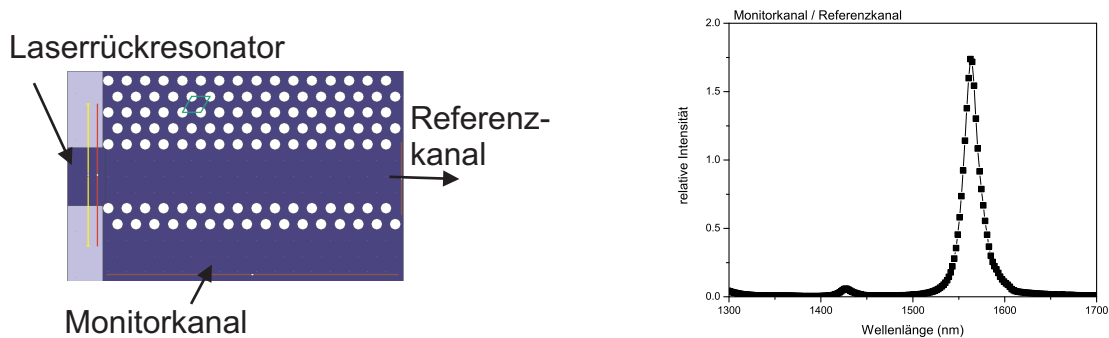


Abbildung 4.22: Ergebniss der FDTD-Simulation mit einem verkürzten W3-Wellenleiter zwischen dem Ende des Lasers und dem Monitorkanal des integrierten Wellenlängenmonitors.

werden durch eine Verschiebung der Photodiode allerdings nicht signifikant beeinflusst. Eine zusätzliche Erweiterung des Lasers stellt eine integrierte Abschirmelektrode um die Photodioden hinter dem Laser dar (dargestellt in Abb. 4.20). Diese Abschirmelektrode ist nötig, um die bereits bei einer Photodiode beobachteten Leckströme zu minimieren oder ganz zu unterdrücken. Hierzu wird ein Ring in Form eines zusätzlichen Kontaktes um die gesamte Photodiodenstruktur gelegt. Die Breite dieses Ringes beträgt nur wenige Mikrometer. In Abbildung 4.23 ist ein Schnittbild des Lasers ohne (links) und mit (rechts) Abschirmelektrode dargestellt. In Abbildung a) ist die Laserstruktur mit integrierter Photodiode dargestellt. Die Photodiode ist nur durch den photonischen Kristall Spiegel vom Laser getrennt. Durch den Potentialunterschied zwischen den Laserresonatoren und der Photodiode tritt ein Leckstrom auf (wie bereits in Abb. 4.16 erläutert). In der rechten Abbildung ist eine zusätzliche Abschirmelektrode in Form eines weiteren Stegwellenleiters zwischen dem Laser und der Photodiode eingefügt. Während der Charakterisierung der Bauteile wird diese zusätzliche Elektrode genau wie der n-Kontakt der Probe auf Massepotential gehalten. Damit werden Leckströme vom Laser auf die Photodioden weitgehend verhindert. Dies ist besonders wichtig, da ohne diese Abschirmelektrode die Leckströme grösser sind als der Photostrom der Photodioden. Insbesondere die wellenlängenabhängige Veränderung der Photoströme könnte durch konstant steigende Leckströme nicht mehr detektiert werden.

Die erste Frage, die sich mit der monolithischen Integration der Abschirmelektrode stellt, ist der Einfluss auf die Lasertätigkeit. Einerseits kann es einen Einfluss auf die Laserschwelle geben, andererseits kann das Abstimmverhalten bzw. die Erwärmung des Lasers beeinflusst werden. Hierzu wurden Messungen an verschiedenen Laserstrukturen durchgeführt.

Abbildung 4.24 zeigt Messungen mit der internen und externen Photodiode, einmal mit kontaktierter Abschirmelektrode und ohne angeschlossene Abschirmelektrode. Im linken Graphen wird die gemessene Leistung der externen Photodiode ein Mal mit und ohne

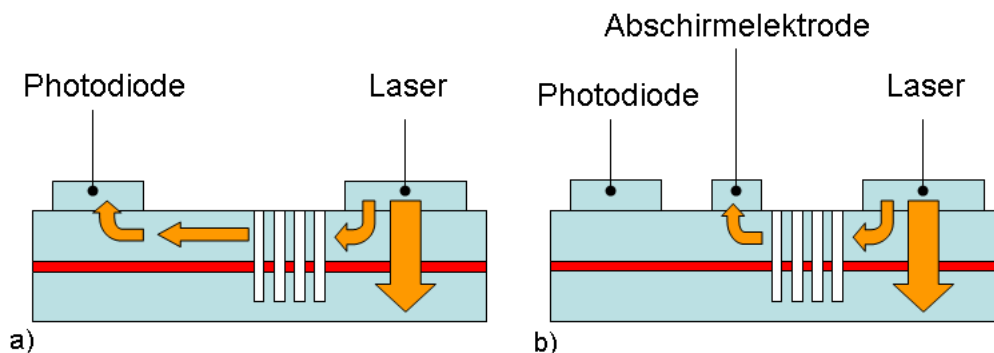


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Abschirmelektrode. Gezeigt ist eine Schnittdarstellung durch die Halbleiterprobe. In rot ist die aktive Zone des Lasers dargestellt. In a) ist die Situation ohne Abschirmelektrode gezeichnet. Aufgrund einer Potentialdifferenz zwischen dem Laser und der Photodiode kommt es zu Leckströmen, dargestellt durch die kleinen Pfeile. Der grosse Pfeil stellt den Stromfluss durch den pn-Übergang im Laser dar. In b) ist eine Abschirmelektrode hinzugefügt. Dies bewirkt das Abschirmen der Photodiode und die Leckströme können deutlich verringert werden.

Abschirmelektrode verglichen. Der Frontresonator des Lasers wird während der gesamten Messung mit konstant 100 mA betrieben. Im Rahmen der Messgenauigkeit bzw. der Auflösung des Messaufbaus kann kein Unterschied in der Emissionsleistung des Lasers erkannt werden. Im rechten Graphen sind in schwarz die Messungen ohne Abschirmelektrode dargestellt. In rot werden die Messungen mit angeschlossener Abschirmelektrode zum Vergleich dargestellt. Um ein erneutes Justieren und damit Verschiebungen in den Messungen zu vermeiden war die Nadel der Abschirmelektrode bei allen Messungen mit dem Kontaktelement der Elektrode verbunden. Zwischen den Messungen wurde lediglich die Nadel mit dem Masseanschluss des Messaufbaus verbunden. Es ist einfach zu erkennen, dass ohne Abschirmelektrode der Leckstrom in den Monitorkanal, zusammen mit dem gemessenen Photostrom aus der Rekombination mit 0,16 mA im Maximum am höchsten ist. Im Referenzkanal am Ende des W3-Wellenleiters ist ein ca. 10 % geringerer Strom zu messen. Mit Abschirmelektrode wird der Leckstrom vom Laser zu den Photodioden unterbunden. Der gemessene Strom im Referenzkanal beträgt im Maximum 0,03 mA. Der Strom im Monitorkanal ist geringer, da weniger Licht aus dem Wellenleiter ausgekoppelt wird, als durch den Wellenleiter in den entfernteren Referenzkanal transmittiert. Damit ist die positive Wirkung der Abschirmelektrode deutlich erkennbar und es ist kein negativer Einfluss auf die Lasercharakteristik zu beobachten.

Im Anschluss an die sehr positiven Ergebnisse mit der Abschirmelektrode wurden die Laserstrukturen bei verschiedenen Temperaturen näher untersucht. Messungen bei 20°C zeigen eine sehr homogene Leistungssteigerung mit Erhöhung des Stromes durch einen bzw. beide Laserresonatoren. Betrachtet man die emittierte Wellenlänge rechts oben in Abbildung 4.25, so ist diese sehr homogen und schiebt mit zunehmendem Strom und



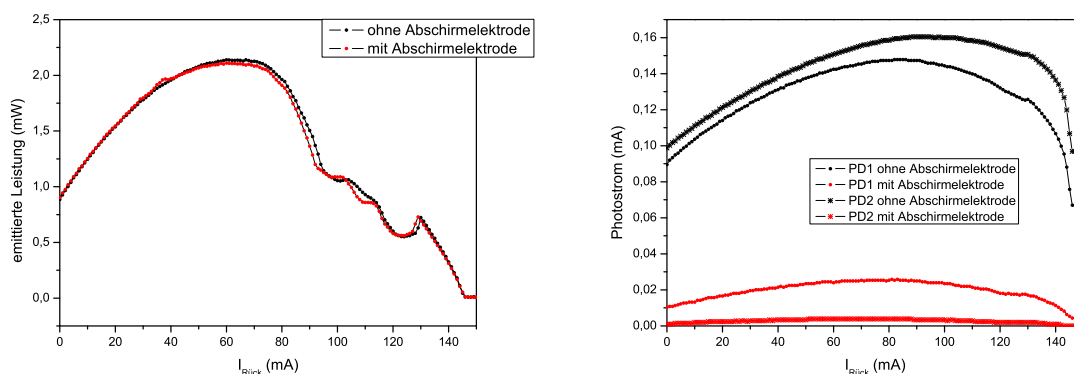


Abbildung 4.24: Die linke Abbildung zeigt die emittierte Laserleistung in Abhängigkeit des Pumpstromes des Rückresonators. Der Frontresonator des Lasers wird mit konstant 100 mA betrieben. Durch den hohen Strom im Frontresonator ist der Laser bereits nur durch den Frontresonator über die Laserschwelle gebracht. Die Ausgangskennlinie des Lasers weist keine Unterschiede zwischen der Messung mit und ohne Abschirmelektrode auf. In der rechten Darstellung ist der gemessene Photostrom in der internen Photodiode mit (in rot) und ohne (in schwarz) kontaktierte Abschirmelektrode dargestellt. Die Abschirmelektrode senkt die Leckströme deutlich (ca. Faktor sieben) ab.

damit zunehmender Erwärmung des Materials in Richtung rot. Die Verschiebung der Emissionswellenlänge geschieht in drei Schritten. Bei einem kleinen Strom durch den Frontresonator emittiert der Laser bei einer Wellenlänge von 1573 nm (an der orangenen Farbe zu erkennen). Im Bereich eines kleinen Stromes durch den Rückresonator emittiert der Laser konstant bei 1578 nm (an der roten Farbe zu erkennen). Dazwischen gibt es ein Plateau bei einer Wellenlänge von 1576 nm. Der gemessene Verlauf des Referenz- und Monitorkanals im linken Teil der Abbildung ist fast identisch mit dem Verlauf der Wellenlängen. Mit zunehmendem Strom durch den vorderen Laserresonator steigt der Photostrom im Referenzkanal und auch im Monitorkanal. Stellt man das Verhältnis zwischen Monitorkanal und Referenzkanal ebenfalls als Konturplot dar, so ist eine nahezu homogene Fläche zu erkennen (Abbildung 4.25 d). Nur im Bereich sehr kleiner Ströme (bis ungefähr 25 mA) im vorderen Laserresonator ist ein Verhältnis von grösser Eins zu sehen. Dies ist aber der Bereich unterhalb bzw. gerade an der Laserschwelle und damit nicht relevant für den cw-Betrieb des Lasers. Bei Anwendung des Lasers wird er nicht an der Schwelle sondern mit einer konstanten Emissionsleistung von einigen mW betrieben.

Durch Abkühlen der Laserprobe verschiebt die Emissionswellenlänge des Lasers zu kürzeren Wellenlängen. Dadurch verschiebt die Emissionswellenlänge des Lasers genau an die Stelle des Ministopbandes des photonischen Kristall Wellenleiters. Abbildung 4.26 zeigt dieselben Messungen noch einmal, allerdings mit einer veränderter Proben temperatur von 15°C und damit mit verschobener Emissionswellenlänge des Lasers.

Auch hier ist die Emissionswellenlänge des Lasers rechts oben dargestellt. Der Moden-



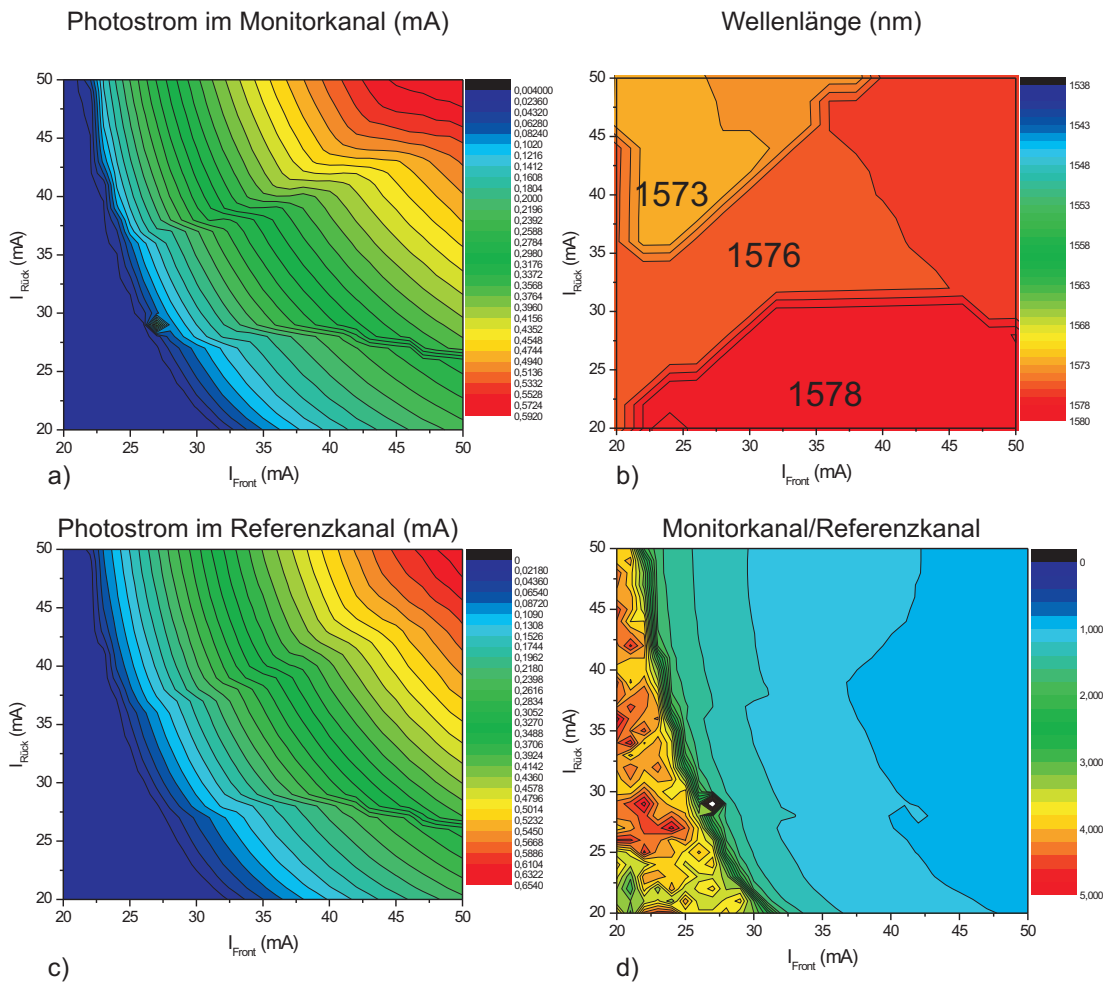


Abbildung 4.25: Ergebnisse der Charakterisierung des Wellenlängenmonitors mit zwei Photodioden mit Abschirmelektrode bei  $20^\circ\text{C}$  Betriebstemperatur im Dauerstrichbetrieb. In a) ist der Photostrom im Monitorkanal in Abhängigkeit der Ströme durch die beiden Laserresonatoren dargestellt. Graph b) zeigt die Wellenlänge als Funktion der Ströme durch den vorderen und hinteren Laserresonator. Abbildung c) stellt den Photostrom im Referenzkanal dar. Abbildung d) zeigt das Verhältnis vom Photostrom im Monitorkanal im Verhältnis zum Photostrom im Referenzkanal. In den dunkelblauen Bereichen in Abb. a) und c) ist der Laser noch nicht über der Laserschwelle. Es kann kein signifikanter Photostrom gemessen werden, weshalb auf eine funktionierende Abschirmelektrode geschlossen werden kann.

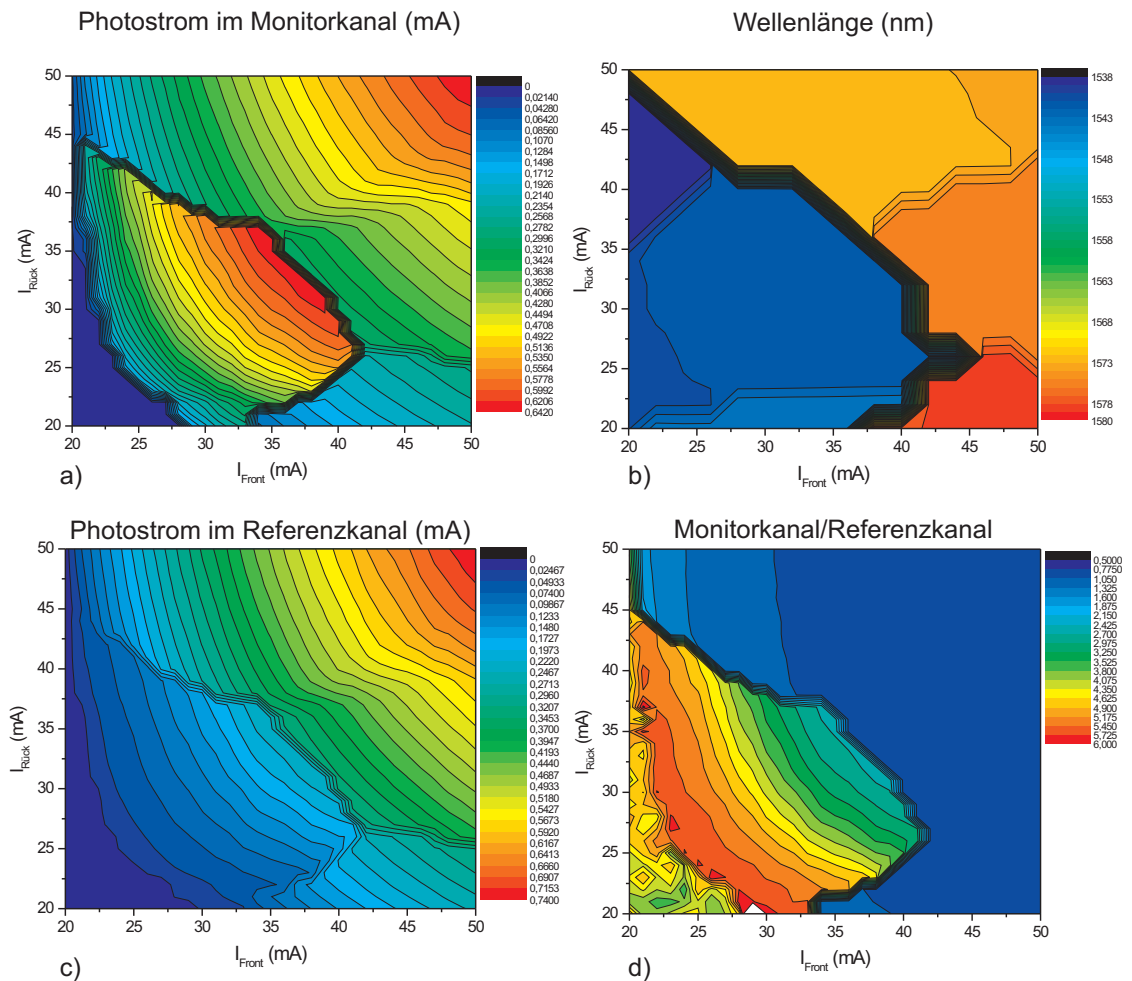


Abbildung 4.26: Ergebnisse der Charakterisierung des Wellenlängenmonitors mit Abschirmelektrode bei einer Betriebstemperatur von  $15^{\circ}\text{C}$  im Dauerstrichbetrieb. Graph a) zeigt den Photostrom im Monitorkanal der Monitoreinheit. Graph b) zeigt die Emissionswellenlänge des Lasers über den Pumpströmen der beiden Laserresonatoren. Graph c) zeigt den Photostrom, gemessen in der Referenzdiode hinter dem W3-Wellenleiter. Graph d) stellt das Verhältnis der Photoströme aus dem Monitorkanal und dem Referenzkanal dar.

sprung ist in der Mitte des Graphen, von Wellenlängen im Bereich von 1540 nm bei kleinen Strömen hin zu Wellenlängen im Bereich von 1570 nm, deutlich zu erkennen. Der Wellenlängenbereich um 1540 nm ist nur durch das Abkühlen des Lasers erreicht worden. Der Photostrom im Monitor kanal ist in der Abbildung links unten als Konturplot dargestellt. Der bereits angesprochene Sprung in der Wellenlänge lässt sich auch hier wiederfinden. Der Photostrom steigt mit zunehmenden Pumpstrom des Lasers und damit mit steigender Emissionsleistung langsam an. Der Anstieg ist im Vergleich mit der Messung bei 20°C langsamer. Im Bereich von 40 mA in beiden Laserresonatoren kommt es zu einer sprunghaften Erhöhung des gemessenen Photostroms. Der Verlauf entspricht genau dem Verlauf des Modensprungs in der Wellenlängenmessung des Lasers. Der Vergleich mit dem Photostrom im Referenzkanal (links oben) macht die Veränderungen noch deutlicher. Hier steigt der gemessene Photostrom gerade bei kleinen Strömen (bis 40 mA) deutlich schneller als bei der Vergleichsmessung mit 20°C Probertemperatur und auch schneller als im Monitor kanal. Dies deutet auf eine starke Auskopplung aus dem Wellenleiter in die daneben liegende Photodiode hin. Mit dem Modensprung des Lasers springt die Emissionswellenlänge aus dem Bereich des Ministopbandes heraus. Beim Vergleich der beiden Abbildungen 4.25 und 4.26 fällt auf, dass sich bei den Messungen bei 15°C Messtemperatur der Photostrom im Monitor- und im Referenzkanal unterschiedlich verhalten. Der Photostrom im Monitor kanal zeigt ein Tal bei kleinen Strömen, also im Bereich bis 40 mA im Front- und im Rücksegment des Lasers. Durch Änderung der Temperatur konnte aber im Bereich kleiner Pumpströme die Emissionswellenlänge des Lasers stark in Richtung blau verschoben werden. Bei 1540 nm liegt genau das Ministopband des W3-Wellenleiters und damit kann ein signifikanter Teil der Mode aus dem Wellenleiter ausgekoppelt und mit der Photodiode des Referenzkanals gemessen werden.

Bezieht man auch hier wieder den Strom aus dem Monitor kanal auf den Strom im Referenzkanal, so unterscheidet sich das Ergebniss im Vergleich zu der Messung bei 20°C Betriebstemperatur deutlich. Im Bereich des Front- und Rücksegmentstromes bis ungefähr 40 mA kann eine deutliche Überhöhung erkannt werden. Das Verhältnis des Stromes im Monitor kanal zum Strom im Referenzkanal kann bis zu einem Faktor vier grösser sein. Dies zeigt deutlich die Auskopplung des Lasers in die Monitordiode im Bereich des Ministopbandes des W3-Wellenleiters.

Nach der Rotverschiebung des Lasers durch den Modensprung ist das Verhältnis der beiden Ströme nahe Eins. Idealerweise wäre das Verhältnis von Monitor- zu Referenzkanal ausserhalb des Ministopbandes nahe Null, da deutlich mehr Lichtleistung durch den W3-Wellenleiter transmittiert, als in die Monitordiode ausgekoppelt werden sollte. Ein Verhältnis nahe Eins ausserhalb des Ministopbandes deutet auf Leckströme zwischen den beiden Photodioden hin. Diese Leckströme könnten mit Hilfe einer weiteren Abschirmung vermindert werden. Hierzu muss das Layout der Abschirmelektrode abgeändert werden und die Abschirmelektrode muss die beiden Photodioden voneinander separieren.

Eine andere Auftragung zeigt das Verschieben des Verhältnisses der Photoströme in der Monitor- und Referenzdiode deutlicher. In Abbildung 4.27 ist zum einen das Verhältnis der beiden Photoströme zueinander bezogen auf den Strom im Frontresonator des Lasers

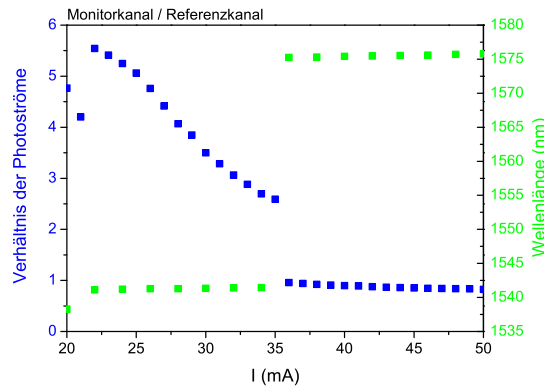


Abbildung 4.27: Dargestellt ist das Verhältnis der beiden Photodioden in Abhängigkeit des Stromes im Frontresonator. Der Strom im Rückresonator ist fest auf 32 mA eingestellt. Zusätzlich ist ein Springen der Emissionswellenlänge bei einem Strom von 35 mA zu sehen.

aufgetragen. Ein nahezu linearer Abfall von  $I_{\text{Monitor kanal}}/I_{\text{Referenz kanal}}$  ist in blau bis 35 mA zu erkennen. Trägt man zum anderen noch die Emissionswellenlänge des Lasers auf, so ist die Wellenlänge nahezu konstant im Bereich von 1540 nm und verschiebt mit 0,03 nm/mA. Bei einem Strom von 35 mA springt die Emissionswellenlänge um 35 nm in Richtung rot. Dieser Wellenlängensprung verschiebt die Laseremission aus dem Ministopband des Wellenleiters heraus. Damit verändert sich das Verhältniss der gemessenen Photodiodenströme auf Eins. Dieses Verhalten zeigt deutlich, dass die Emissionswellenlänge des Lasers mit Hilfe des Wellenlängenmonitors hinter dem Laserrückspiegel detektiert werden kann. Die Auflösung des Wellenlängenmonitors muss allerdings noch deutlich gesteigert werden bzw. muss der Detektionsbereich vergrößert werden. Bisher können nur sehr grosse Wellenlängenänderungen des Lasers detektiert werden. Es kann nur zwischen einer Emission, die im Ministopband des W3-Wellenleiters liegt oder einer Emission ausserhalb des MSB unterschieden werden. Dies stellt eine Wellenlängenauflösung von der Breite des Ministopbandes dar. Im Falle des verwendeten W3-Wellenleiters handelt es sich also um eine Auflösung von  $\pm 10$  nm.

Zusätzlich zu den Strukturen, deren Ergebnisse bisher gezeigt wurden, wurden Strukturen auf Alcatel Probenmaterial prozessiert. Im Unterschied zu den bisher betrachteten Lasern auf Probenmaterial vom HHI ist die Abstimmbarkeit der Laser auf Alcatel Probenmaterial besser. Die Laser bestehen auch hier aus zwei Resonatoren mit Längen von 110 und 140  $\mu\text{m}$ . Die Gitterperiode beträgt 400 nm bei einem Luftfüllfaktor von 31 %. Die photonischen Kristallstrukturen im Bereich hinter dem Laser (Bereich des Wellenlängenmonitors) weisen eine Gitterperiode von 410 nm bei einem Luftfüllfaktor von 35 % auf. Damit sollte das Ministopband des W3-Wellenleiters, das theoretisch bei  $\frac{a}{\lambda} = 0,26$  liegt, bei einer Wellenlänge von 1575 nm auftreten.

Für eine bessere Wellenlängenauflösung des Wellenlängenmonitors wurden ausgewählte

Laserstrukturen zusätzlich zu der automatischen Charakterisierung auch manuell untersucht. Hierbei wurde der Strom in den beiden Segmenten des Lasers von Hand eingestellt. Dadurch konnte der Wellenlängenbereich zwischen 1567 nm und 1601 nm als Abstimmbereich des Lasers erzielt werden. Zusätzlich zur Messung des Emissionsspektrums des Lasers wurde der Photostrom in den beiden Photodioden gemessen. In Abbildung 4.28 ist der Quotient aus dem Photostrom, gemessen im Monitorkanal bezogen auf den gemessenen Photostrom im Referenzkanal in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Es wurden nur Spektren mit einer Seitenmodenunterdrückung von besser als 30 dB betrachtet.

Es ist ein nahezu kontinuierlicher Verlauf zu erkennen. Im Wellenlängenbereich bis 1572

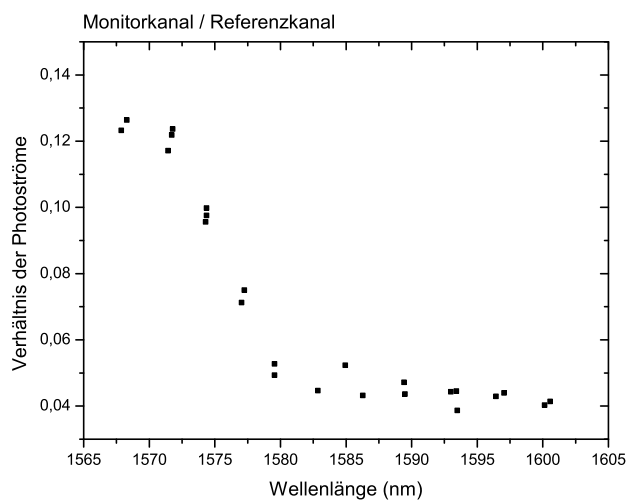


Abbildung 4.28: Verhältnis des Photostroms gemessen im Referenzkanal, bezogen auf den Monitorkanal in Abhängigkeit der Wellenlänge. Betrachtet werden nur Emissionen mit einer Seitenmodenunterdrückung von mehr als 30 dB.

nm ist das Verhältnis der Photoströme konstant. Daran schliesst sich ein Bereich mit einem annähernd linearen Abfall bis ca. 1580 nm Wellenlänge an. In diesem Bereich liegt eine Seitenflanke des W3-Ministopbandes. Ab 1580 nm ist das Verhältnis der beiden Photoströme wieder annähernd konstant. Diese Messung zeigt einen nahezu linearen Abfall des Verhältnisses der beiden Photoströme in Abhängigkeit zur Emissionswellenlänge des Lasers.

Im weiteren Verlauf des Projektes muss die Auflösung des Wellenlängenmonitors noch weiter gesteigert werden. Es müssen Messungen in einer integrierten Telekommunikationsumgebung mit einem Wellenlängenmonitor durchgeführt werden. Zusätzlich muss ein Konzept zur Kompensation von Temperatureffekten erarbeitet werden. Eine Temperaturänderung des Lasers könnte mit dem bisherigen Konzept nicht gemessen bzw. kompensiert werden.

Eine Lösungsmöglichkeit stellt das Auffüllen der PK-Löcher mit Flüssigkristallen dar. Die gezielte Infiltration der PK-Strukturen im Bereich hinter dem Laser könnte zur Kompensation genutzt werden. Mit Hilfe zusätzlicher Elektronik könnte der Brechungsindex durch die Flüssigkristalle variiert werden. Dies führt zu einem veränderten Verhalten im Bereich der Photodioden.

Alternativ könnte ein Polymer in die PK-Löcher eingefüllt werden, das einen anderen Temperaturkoeffizienten als das Halbleitermaterial besitzt. Damit könnte eine Wellenlängenänderung in Folge einer Temperaturänderung direkt detektiert werden können.

# Anhang A

## Verwendete Abkürzungen

BCB	Benzocyclobutene
BM <sub>x</sub>	bandgeführte Mode x-ter Ordnung
dB	Dezibel
DH	Doppel-Heterostruktur
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
DWELL	Dots in a Well
EBL	electron beam lithography
ECR-RIE	electron cyclotrone resonance reactive ion etching
FDTD	Finite Difference Time Domain
FM	Fundamentalmode
GHz	Gigahertz
GRIN SCH	Graded Index Separate Confinement Heterostructure
HL	Halbleiter
HOM	higher order mode
ICP	inductive coupled plasma
IR	Infrarot
MSB	Ministopband
NIR	nahes Infrarot
PMMA	Polymethylmethacrylat
PK	photonischer Kristall
pn-Übergang	Übergang vom p- zum n-dotierten Bereich
PWE	Plane Wave Expansion (Entwicklung nach ebenen Wellen)
RIE	reactive ion etching
SCH	Separate Confinement Heterostructure
SMSR	Side-Mode-Suppression-Ratio
W <sub>x</sub>	PK-Wellenleiter mit einer Breite von x ausgelassenen Lochreihen

# Anhang B

## Epitaktischer Aufbau der Halbleiterstrukturen

Probe: ML 122

Art der Epitaxie	GaInNAs Quantenfilmlaser
aktive Zone	ein Quantenfilm, kompressiv verspannt
Emissionswellenlänge	1300 nm
Art der Epitaxieanlage	Molekularstrahlepitaxie
Wachstum	Technische Physik, Universität Würzburg

85 nm	p-GaAs	Kontaktschicht
1600 nm	$p - Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	oberes Cladding
325 nm	GaAsN-GaInNAs	SCH-aktive Zone
1700 nm	$n - Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	unteres Cladding
	n-GaAs	Pufferschicht
	n-GaAs	Substrat



**Proben: M1473, M1573, M1574, M1599**

Art der Epitaxie	passive GaAs Wellenleiterstruktur
Wellenleiterschicht	Variation der GaAs-Kerndicke
Emissionswellenlänge	1300 nm
Art der Epitaxieanlage	Molekularstrahlepitaxie
Wachstum	Technische Physik, Universität Würzburg

20 nm	GaAs	Abdeckschicht
300 nm	$Al_{0,2}Ga_{0,8}As$	oberes Cladding
200, 350 500, 650 nm	GaAs	Schichtwellenleiter
750 nm	$Al_{0,9}Ga_{0,1}As$	unteres Cladding
300 nm	GaAs	Pufferschicht
	GaAs	Substrat

**Probe: M1029 - GaAs Quantenpunktlaser**

Art der Epitaxie	InGaAs/GaAs Quantenpunktlaser
aktive Zone	sechs Quantenpunktschichten
Emissionswellenlänge	1300 nm
Art der Epitaxieanlage	Molekularstrahlepitaxie
Wachstum	Technische Physik, Universität Würzburg

100 nm	p-GaAs	Kontaktschicht
1600 nm	p- $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	oberes Cladding
200 nm	p- $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (aussen) p- $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$ (innen)	GRINSCH
50 nm	GaAs	Distanzschicht
30 nm	GaAs	aktive Zone
1 nm	$In_{0,15}Ga_{0,85}As$	6 Quantenpunktschichten
2,4 ML	InAs	mit 5 Barrieren
5 nm	$In_{0,15}Ga_{0,85}As$	
50 nm	GaAs	Distanzschicht
200 nm	n- $Al_{0,15}Ga_{0,85}As$ (innen) n- $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ (aussen)	GRINSCH
1800 nm	n- $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	unteres Cladding
300 nm	n-GaAs	Pufferschicht
	n-GaAs	Substrat

**HHI4900 - passive InP Wellenleiter**

Art der Epitaxie	passive InP Wellenleiterstruktur
Wellenleiterschicht	InGaAsP
Emissionswellenlänge	1500 nm
Art der Epitaxieanlage	metall-organische Gasphasenepitaxie
Wachstum	Heinrich-Hertz-Institut, Berlin

200 nm	InP	oberes Cladding
420 nm	InGaAsP	Wellenleiter
500 nm	InP	unteres Cladding
	InP	Pufferschicht
		Substrat

**A61711 - InP Quantenfilmlaser**

Art der Epitaxie	InGaAsP Quantenfilmlaser
aktive Zone	sechs Quantenfilmschichten, kompressiv verspannt
Emissionswellenlänge	1500 nm
Art der Epitaxieanlage	Gasquellen-Molekularstrahlepitaxie (GS-MBE)
Wachstum	Alcatel, Paris

250 nm	InGaAs Q1,65	Kontaktschicht
1200 nm	p-InP	oberes Cladding
60 nm	InGaAsP Q1,17	SCH
8 nm	InGaAsP Q1,55	aktive Zone 6 Quantenfilmschichten
10 nm	InGaAsP Q1,17	mit 5 Barrieren
60 nm	InGaAsP Q1,17	SCH
1000 nm	n-InP	Pufferschicht
	n-InP	Substrat

**MOE5650 InP Quantenfilmlaser**

Art der Epitaxie	InGaAsP Quantenfilmlaser
aktive Zone	6 Quantenfilmschichten, kompressiv verspannt
Emissionswellenlänge	1500 nm
Art der Epitaxieanlage	metall-organische Gasphasen-Epitaxie
Wachstum	Heinrich-Hertz-Institut, Berlin

200 nm	p-InGaAs Q1,65	p-Kontaktschicht
50 nm	p-InGaAsP Q1,3	p-Kontakt
1500 nm	p-InP	oberes Cladding
11 nm	p-InGaAsP Q1,15	SCH
10 nm	InGaAsP Q1,29	aktive Zone 6 Quantenfilmschichten
7 nm	InGaAsP Q1,6	mit 6 Barrieren
10 nm	InGaAsP Q1,29	Barriere
100 nm	n-InGaAsP Q1,15	SCH
500 nm	n-InP	Pufferschicht
	n-InP	Substrat

# Anhang C

## Herstellung der Strukturen

In diesem Anhang werden die wichtigsten Prozessschritte für die Herstellung der photonischen Kristallbauteile kurz vorgestellt. Dabei handelt es sich zum einen um die hochauflösende Elektronenstrahlolithographie und um drei Trockenätzenverfahren, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden: reaktives Ionenätzen (RIE), elektronen-cyclotron-verstärktes-RIE (ECR-RIE) und induktiv-gekoppeltes-Plasmaätzen (ICP). Im Anschluss an die Vorstellung der verwendeten Technologien werden die Prozesse zur Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten Strukturen aufgezeigt. Hierbei handelt es sich um drei verschiedene Prozesse. Zuerst wird die Herstellung der Mikrolaser bzw. der Laser mit Kombinierte Strukturen aufgezeigt. Anschliessend wird der Herstellungsprozess der passiven Wellenleiterstrukturen erläutert und im Anschluss wird die Herstellung der photonischen Kristalllaser mit integrierter Photodiode vorgestellt.

### C.1 Verwendete Technologien

#### C.1.1 Elektronenstrahlolithographie

Die Elektronenstrahlolithographie ist ein zentraler Herstellungsschritt in der Halbleiterforschung. Mit ihrer Hilfe können Strukturen definiert werden, deren kritische Dimension kleiner als 10 nm sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein hochauflösendes 100 kV Elektronenstrahlssystem der Firma Eiko mit einem Mustergenerator der Firma Xenos Semiconductor Technologies aufgerüstet. Damit konnte zum einen die Schreibgeschwindigkeit stark erhöht werden, was gerade bei photonischen Kristallen ein entscheidender Vorteil ist. Zum anderen wurde die Benutzerschnittstelle stark vereinfacht und damit die Justage und schliesslich die Belichtungsqualität verbessert.

Die zu schreibenden Muster werden mit Hilfe einer CAD-Software an den Mustergenerator übertragen und anschliessend seriell auf die Probenmaske geschrieben. Als Lack wurden im Rahmen dieser Arbeit 500 nm PMMA verwendet [Roo02]. Die Belichtung dieser vergleichsweise dicken Lackschicht erfolgt seriell mit einem Elektronenstrahl, dessen Durchmesser im Bereich weniger Nanometer liegt (typischerweise bis 10 nm). Die serielle Belichtung stellt den grössten Nachteil der Elektronenstrahlolithographie im Vergleich zu

anderen Lithographieverfahren (optisch) dar. Die Belichtungszeiten sind sehr lange (im Bereich mehrerer Stunden für die Belichtung einer Laserprobe typischer Grösse).

### C.1.2 Trockenätzverfahren

Nach der lithographischen Definition der Muster müssen die Strukturen in das Halbleitermaterial übertragen werden. Hierzu wurden verschiedene trockenchemische Ätzverfahren verwendet. Bei allen Verfahren wird ein Plasma erzeugt, das das Muster im Maskenmaterial in den darunter liegenden Halbleiter überträgt, ohne das Halbleitermaterial selbst zu schädigen. Weiterhin soll das Aspektverhältnis mit Hilfe der verschiedenen Technologien für den jeweiligen Einsatzzweck optimiert werden.

#### reaktives Ionenätzen - RIE

Beim reaktiven Ionenätzen wird in unserem Fall ein Plasma in  $CHF_3$ -Ar Atmosphäre erzeugt. Der physikalische Ätzanteil wird durch die entstehende Biasspannung und damit durch beschleunigte Ionen aus der Plasmawolke erzeugt. Der chemische Ätzanteil wird durch das Ätzgas  $CHF_3$  bereit gestellt. Um ein optimales Ätzergebnis zu gewährleisten, müssen die Gasflüsse der beiden beteiligten Gase und die eingestrahle Leistung aus dem Hochfrequenzgenerator optimiert werden. Reaktives Ionenätzen wurde im Zuge dieser Arbeit für das Übertragen des belichteten Musters von PMMA in die Hartmaske aus  $SiO_2$  benutzt.

#### ECR-RIE

Um die Löcher der photonischen Kristalle von der Hartmaske aus  $SiO_2$  in den Halbleiter zu übertragen wurden zwei Weiterentwicklungen des reaktiven Ionenätzens verwendet. Zuerst wird das elektron-cyclotron-verstärkte reaktive Ionenätzen (kurz: ECR-RIE) erläutert. Es wurde für die Prozessierung der GaAs- und InP-basierten Halbleiterstrukturen verwendet.

Abbildung C.1 zeigt eine Prinzipskizze der Ätzkammer mit dem Ätzprozess. Die Probe (grün) befindet sich auf einem Siliziumwafer (orange) in der Mitte der Kammer im Hochvakuum. Die Hochfrequenzleistung zum Erzeugen eines Plasmas wird über den Probenteller in die Kammer eingespeist. Um die Kammer herum ist ein Dauermagnet befestigt, der die entstandenen Elektronen auf Kreisbahnen zwingt. Oben am Reaktor befindet sich ein Magnetron, das mit 2,45 GHz in die Kammer einstrahlt. Diese zusätzlich eingestrahle Leistung erhöht die Plasmadichte und damit die entstehende Biasspannung. Da sich die Ionen auf Kreisbahnen bewegen werden weitere Atome ionisiert und die Plasmadichte steigt weiter an. Die Biasspannung ist ein direktes Mass für die Ätzrate des Prozesses. Durch die Spannung werden die Argon-Ionen auf die Probe zu beschleunigt und beim Auftreffen auf die Halbleiteroberfläche wird Material herausgeschlagen (physikalischer Ätzanteil). Der chemische Ätzanteil wird durch das verwendete Chlorgas sicher gestellt. Ein optimiertes Ätzverhalten wird durch das genaue Abstimmen der

eingestrahelten Leistungen im Verhältniss zu den verwendeten Gasmengen erzielt. Dabei soll es weder ein Unterschneiden der Maske, noch ein Abflachen der Seitenwände geben. Ziel dieses Prozesses sind vertikale Ätzflanken mit maximaler Tiefe.

## ICP

Für die in dieser Arbeit gezeigten photonischen Kristalle auf Basis von GaInNAs wurde das dritte Trockenätzverfahren, das hier vorgestellt werden soll verwendet.

Der entscheidende Unterschied liegt im Einkoppeln der zweiten Leistungsquelle neben der Hochfrequenzquelle. Beim bereits vorgestellten ECR-RIE Ätzverfahren erfolgt die Einkopplung über den Probenhalter. Im Fall der ICP-Anlage wird diese zweite Quelle induktiv über eine Spule mit drei "Wicklungen" eingekoppelt. Diese Spule liegt oberhalb des Reaktors und die Hochfrequenzleistung wird über eine Koppelplatte aus  $Al_2O_3$  in den Reaktor übertragen. Genau wie in der ECR-RIE Anlage werden als Ätzgase Argon und Chlor verwendet. Das Verhältnis der beiden Gase ist 5:1. Der Gasdruck beim Ätzen der photonischen Kristallstrukturen beträgt 0,001 mbar.

Verwendet wird eine ICP des Typs SI-500 der Firma Sentech Instruments. Der entscheidende Vorteil einer ICP Ätzanlage besteht in der höheren Plasmadichte und damit in einer grösseren Anisotropie. Bei gleichem Maskenabtrag kann eine grössere Ätztiefe der PK-Löcher mit gleichzeitig besseren Seitenflanken erreicht werden. Zusätzlich kann die Probenschädigung weiter verringert werden.

Für das Mikrostrukturlabor stellt die während dieser Arbeit eingeführte ICP-Ätzanlage eine hervorragende Ergänzung dar, da im Gegensatz zur ECR-RIE Anlage der Probenhalter zusätzlich geheizt werden kann. Über die Heliumrückseitenspülung der ICP-Anlage ist die thermische Ankopplung des Probenstückes, dass mit Hilfe eines Trägerwafers in die Kammer transferiert wird, deutlich besser als bei der unheizbaren ECR-RIE Anlage. Zusätzlich bietet die Rückseitenspülung auch eine bessere Temperaturankopplung des Probenstückes auf dem Probenhalter an die Temperatur des Reaktors. Insbesondere bei langen Ätzprozessen kann die Temperatur und damit auch das Ätzergebniss deutlich besser kontrolliert werden.

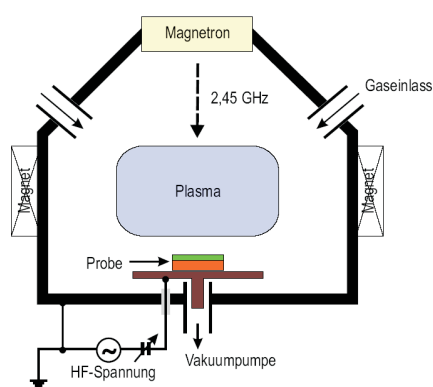


Abbildung C.1: Schematischer Aufbau einer ECR-RIE Anlage.

## C.2 Vorstellung der Herstellungsprozesse

### C.2.1 Herstellungsprozess der Mikro- und Mehrkanallaser

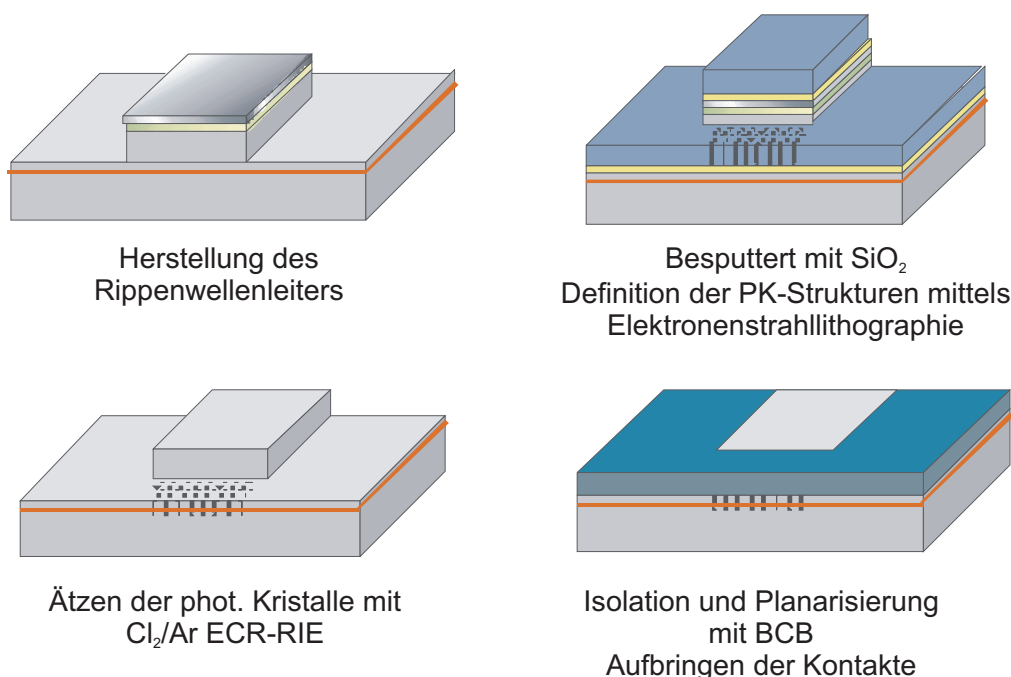


Abbildung C.2: Gezeigt ist der Herstellungsprozess von Stegwellenleitern mit photonischen Kristall Front-, Zwischen- und Rückspiegeln. Zuerst werden die Stegwellenleiter mit Hilfe optischer Lithographie definiert und mit einem Lift-Off Schritt in eine  $\text{BaF}_2\text{Cr}$  Maske übertragen. Mittels ECR-RIE wird der Wellenleiter bis ca. 100 nm an die aktive Zone des Lasers herangeätzt [Pro97]. Nach Entfernen der Maskenreste werden 200 nm  $\text{SiO}_2$  und 500 nm PMMA aufgetragen und die Lochstruktur wird mittels Elektronenstrahlolithographie definiert. Nach dem Entwickeln des Lackes wird das Muster durch RIE-Ätzen in einem  $\text{CHF}_3 - \text{Ar}$  Plasma mit einer Leistung von 50 W in die  $\text{SiO}_2$  Hartmaske übertragen. Im Falle der GaAs-Quantenpunktlaser wird das Lochmuster anschliessend durch ECR-RIE Ätzen in einem Chlor-Argon-Plasma im Verhältnis 1:10 mit einer eingestrahlen Gesamtleistung von 140 W in den Halbleiter übertragen. Im Falle der GaInNAs Mikrolaser werden die photonischen Kristallstrukturen mittels ICP-RIE Ätzen ebenfalls in einem Chlor-Argon-Plasma im Verhältnis 1:5 bei einer eingestrahlen Leistung von 200 W in die Halbleiterstruktur übertragen. Anschliessend werden alle Maskenreste entfernt, die Probe wird mittels BCB isoliert und planarisiert und der n- und p-Kontakt werden unten und oben aufgebracht. Am Ende wird die Probe in einzelne Barren mit mehreren Lasern vereinzelt. Zwischen den einzelnen Prozessschritten wird die Probe mehrfach mikroskopisch inspiziert.

## C.2.2 Herstellungsprozess der passiven Wellenleiterstrukturen

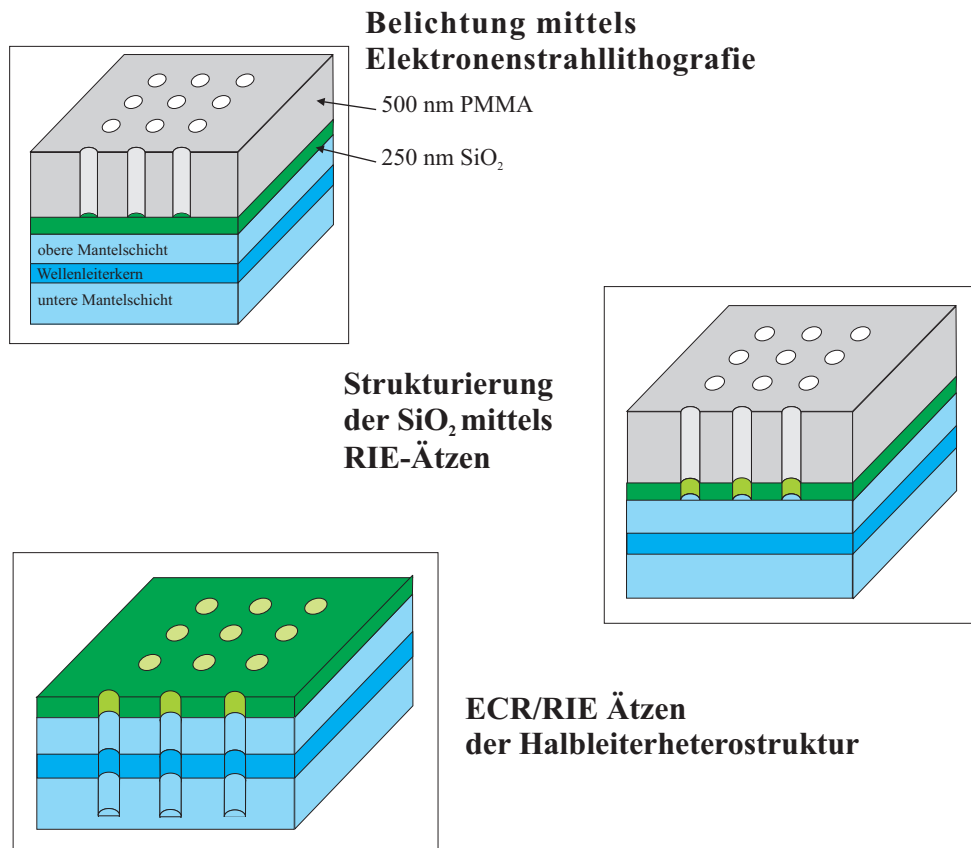
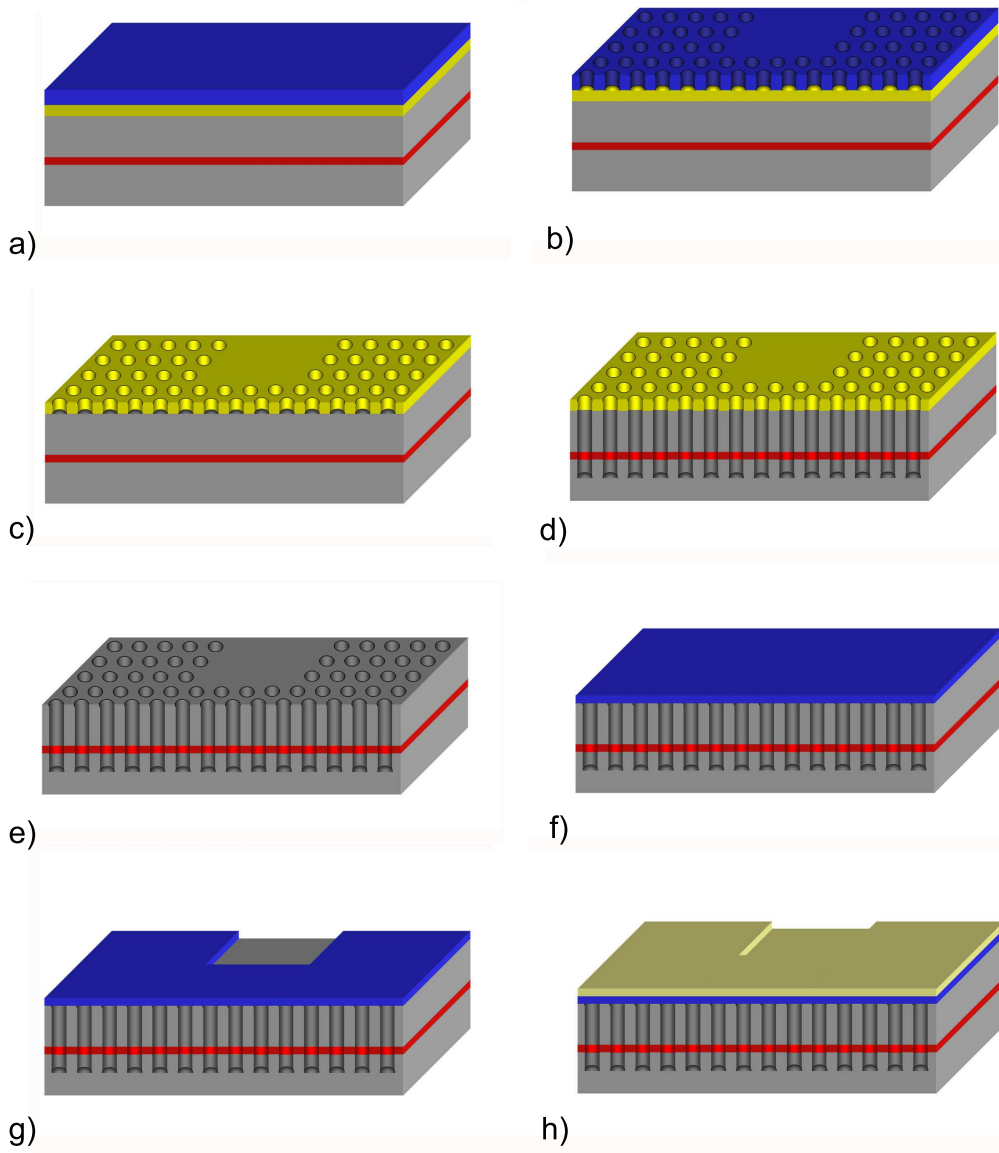


Abbildung C.3: Prozessschritte zur Herstellung passiver photonischer Wellenleiterstrukturen in III-V Halbleiterheterostrukturen. Zu Beginn wird das Muster in der Lackschicht definiert und anschliessend mittels RIE-Ätzen in die SiO<sub>2</sub>-Schicht übertragen. Diese dient im ECR-RIE Ätzschritt als Ätzmaske und ermöglicht das Ätzen in die Halbleiterstruktur.



### C.2.3 Herstellungsprozess der Laser mit integrierter Photodiode



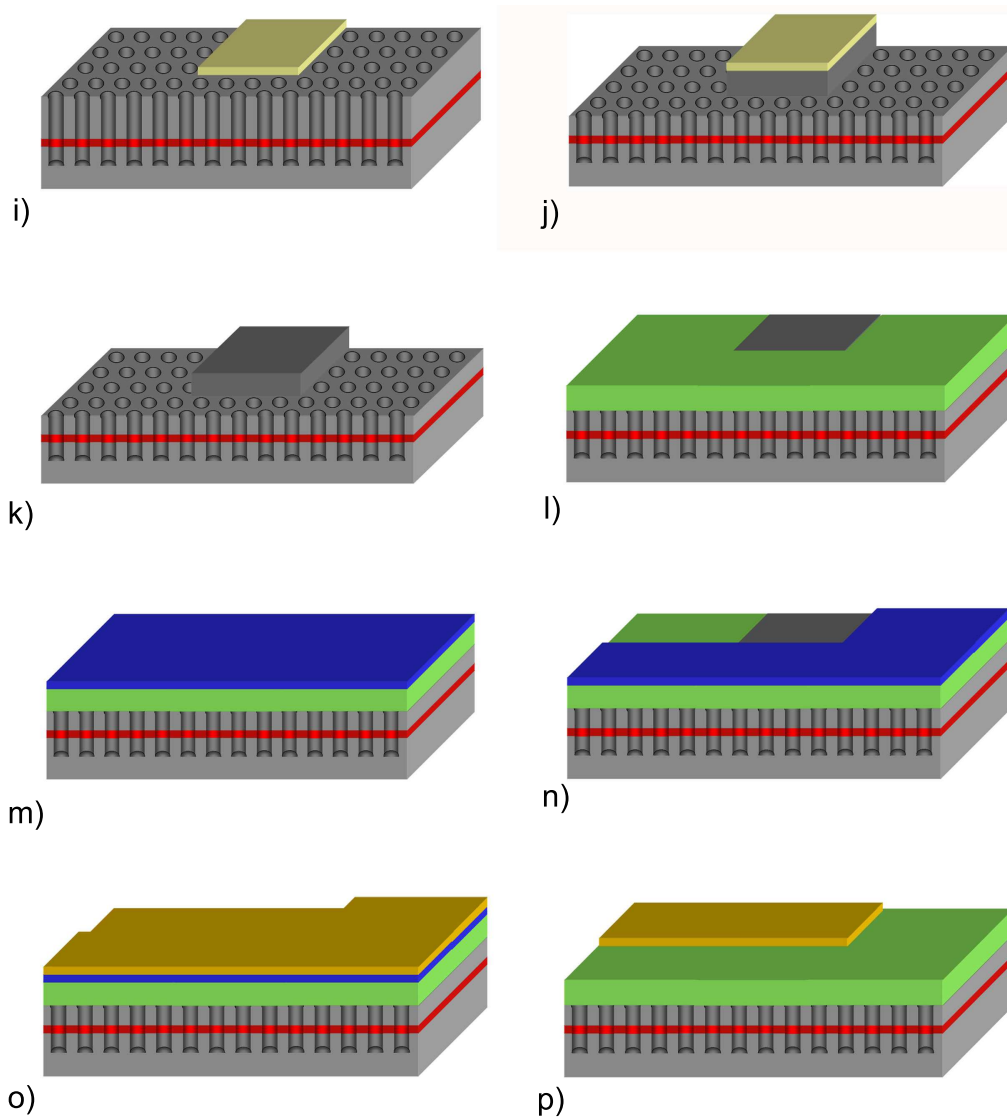


Abbildung C.4: Herstellungsprozess von Laserstrukturen die vollständig aus photonischen Kristallen bestehen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden PK-Zweigesmentlaser mit integrierter Abschirmelektrode und Photodioden hinter dem Laserrückspiegel nach diesem Verfahren hergestellt. Die Schritte a bis d stellen das Belacken, Belichten, Entwickeln und Ätzen der Lochstruktur in den Halbleiter dar. Die Belichtung erfolgt mittels hochauflösender Elektronenstrahlolithographie. Der zweistufige Ätzprozess aus RIE- und ECR-RIE wurde bereits beschrieben. Anschliessend wird die verbleibende  $\text{SiO}_2$  Maske komplett entfernt und die Probe nochmals belackt und optisch belichtet für die Definition des Stegwellenleiters (Abb. e bis g). Mit den Schritten h bis k wird mittels eines Lift-Off Verfahrens ein 600 nm hoher Steg geätzt um einen flächigen Kontakt des Kontaktpads mit dem Halbleitermaterial zu vermeiden. Abschliessend wird die Probe mit BCB planarisiert (Abbildung l) und ein p- und n-Kontakt wird definiert und aufgebracht (Schritte m bis p). Zum Abschluss der Prozessierung wird die Probe in einzelne Barren gespalten.

# Anhang D

## Lebenslauf

Helmut Scherer, geboren am 10. Juli 1978 in Werneck.

September 1984 - Juli 1988	Grundschule Arnstein
September 1988 - Juli 1992	Johann-Schöner-Gymnasium Karlstadt
September 1992 - Juli 1995	Michael-Ignaz-Schmitt, staatliche Realschule Arnstein
September 1995 - Juli 1997	Balthasar-Neumann städt. Fachoberschule Würzburg
September 1997 - Juli 1998	Grundwehrdienst in Donauwörth
Oktober 1998	Beginn des Studiums an der Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt
März 2003	Abschluss des Studiums: Dipl. Ing (FH) für Elektrotechnik
Mai 2003 - September 2006	Studium der Physik an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg
September 2006	Erlangung der Promotionseignung
Oktober 2003 - Dezember 2006	wissenschaftlicher Mitarbeiter bei Xenos Semiconductor Technologies
Mai 2003 - Dezember 2006	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Technische Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg mit der Möglichkeit zur Promotion
Januar - April 2007	wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Nanoinitiative Bayern
seit Mai 2007	Senior Scientist bei Cardinal Health

# Anhang E

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit beistanden und denen, die diese Arbeit erst ermöglicht haben.

Meinen besonderen Dank an Herrn Professor Dr. Alfred Forchel für die Schaffung der Arbeitsstelle an seinem Lehrstuhl. Die hervorragende technische Ausstattung des Mikrostrukturlabors, aber auch der Messlabore machte diese Arbeit erst möglich.

Weiterhin möchte ich mich bei Prof. Dr. Geurts für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens bedanken.

Dr. Martin Kamp für die hervorragende technische und persönliche Betreuung. Seine Erfahrung und sein schier unerschöpfliches Wissen machten die Arbeit zu einer echten Freude! In vielen, oft langen Gesprächen stellte ich sicher viele Fragen, deren Antworten ihm selbstverständlich schienen. Vielen, vielen Dank für die Zusammenarbeit!

Allen Diplomanden und F-Praktikanten die Zeit und Arbeit in Messungen und Aufbauten investierten. Benjamin Völker, Christian Ulzhöfer, Nicolas Schorr, Niko Spitznagel, Rafael Herrmann, Volker Sturm und Evren Erisen.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Nanophotonics-Gruppe für sehr viele Interessante und befruchtende Diskussionen bedanken. Namentlich möchte ich Holger Hofmann, Sven Mahnkopf, Jörg Zimmermann und Thomas Sünner nennen.

Besonderen Dank an alle technischen Assistenten und Assistentinnen die in die Prozessierung involviert waren. Besonderen Dank an Monika Emmerling, Silke Kuhn, Adriana

Wolf, Sonja Mark, Theresa Steinl und Andre Thiem-Riebe. Besonders im Hinblick auf die EBeam und die manchmal sehr knappen Termine waren eure Nerven schon sehr strapaziert!

Zusätzlich möchte ich mich bei Gerhard Heller für die Instandhaltung und Reparatur der vielen Anlagen bedanken!

Vielen, vielen Dank euch Allen!

Für das Waferwachstum möchte ich mich bei Roland Krebs, Stefan Deubert, Andre Somers, Alcatel III-V Labs, HHI und der KTH bedanken.

Ich möchte mich auch beim gesamten Lehrstuhl mit allen Mitarbeitern und Helfern bedanken. Durch die Tätigkeit im EDV-Bereich habe ich euch manchmal warten lassen bzw. die ein oder andere Schwierigkeit erzeugt. Ihr habt trotzdem immer hilfreich zur Seite gestanden und wertvolle Hilfe gegeben. Besonderer Dank gilt hier Wolfgang Kaiser und Christian Müller für die Betreuung der Messplätze und die Vertretung in Sachen Netzwerk und Webseiten.

Für die gute Zusammenarbeit in beiden Projekten möchte ich mich bei allen Partnern aus HiPhoCs und FUNFOX bedanken. Namentlich möchte ich mich bei Helmut Heidrich, Klemens Janiak, Henry Benisty, Thomas Krauss, Dominic Gallagher und allen anderen Mitarbeitern der Projekte bedanken.

Meinen Eltern für die grossartige moralische und finanzielle Unterstützung während meines gesamten Studiums. Ihr habt mir über die gesamte Dauer euer Vertrauen geschenkt ohne dies mein Studium in dieser Form nicht möglich gewesen wäre.

Nina Skruzny, die oft fragte: "Bist du immer noch in der Uni?" Dankeschön ;-)

# Anhang F

## Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß § 6 Abs. 1 Ziff. 3 und 7 der Promotionsordnung für die Fakultät für Physik und  
Astronomie der Universität Würzburg.

Hiermit versichere ich, dass die Dissertation von mir selbständig angefertigt und keine  
anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden, und  
dass die Dissertation, vollständig oder teilweise, noch keiner anderen Hochschule  
vorgelegt worden ist mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben.  
Von der Fachhochschule Würzburg-Schweinfurt wurde mir der Grad "Diplom-Ingenieur  
Elektrotechnik (FH)" verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben  
noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 24.01.2009

Helmut Scherer

# Literaturverzeichnis

- [Ack98] D. A. Ackermann, L. M. Zhang, L.-J.-P. Ketelsen, J. E. Johnson, *Characterizing residual reflections within semiconductor lasers, integrated sources, and coupling optics*, IEEE J. Quant. Electr., Vol. 34, No. 7, S. 1224-1230 (1998)
- [Agi02] M. Agio, *Optical properties and wave propagation in semiconductor-based two-dimensional photonic crystals*, Dissertation, University of Pavia and Iowa State University (2002)
- [And02] L. C. Andreani, *Photonic bands and radiation losses in photonic crystal waveguides*, Phys. Status Solidi B, Vol. 234, S. 139-146 (2002)
- [Bac01] L. Bach, J.P. Reithmaier, A. Forchel, J.L. Gentner, and L. Goldstein, *Multiwavelength laterally complex coupled distributed feedback laser arrays with monolithically integrated combiner fabricated by focused-ion-beam lithography*, Appl. Phys. Lett., Vol. 79, No. 15, S. 2324-2326 (2001)
- [Ben96] H. Benisty, *Modal Analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries*, J. Appl. Phys., Vol. 79, No. 10, S. 7483-7492 (1996)
- [Ben02] H. Benisty, S. Olivier, C. Weisbuch, M. Agio, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, M. Qiu, M. Swillo, A. Karlsson, B. Jaskorzynska, A. Talneau, J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, R. Ferrini, R. Houdre, U. Oesterle, *Models and measurements for the transmission of submicron-width waveguide bends defined in two-dimensional photonic crystals*, IEEE J. Quantum Electron., Vol. 38, No. 7, S. 770-785 (2002)
- [Ber61] M. G. A. Bernard, G. Duraffourg, *Laser conditions in semiconductors.*, Physica Status Solidi, Vol. 1, S. 699-703 (1961)
- [Ber94] J.-P. Berenger, *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves.*, J. Comp. Phys. 114, S. 185-200 (1994)
- [Bir99] A. Birner, K. Busch, and F. Müller, *Photonische Kristalle*, Phys. Bl. 55(4), S. 27-33 (1999)

- [Bog03] W. Bogaerts, P. Bienstman, R. Baets, *Sidewall Roughness in Photonic Crystal Clabs: A comparison of High-Contrast Membranes and Low-Contrast III-V Epitaxial Structures.*, European Conference on Integrated Optics (ECIO), Czech Republic, S. 349-352 (2003)
- [Bos02] S. Boscolo, M. Midrio, C. G. Someda: *Coupling and decoupling of electromagnetic waves in parallel 2-D photonic crystal waveguides* IEEE J. Quant. Electr., Vol. 38, No. 47, S. 47-53 (2002)
- [Bro84] B. Broberg, S. Lindgren, *Refractive-Index of  $In_{1-X}Ga_XAs_YP_{1-Y}$* , J. Appl. Phys., Vol. 55, No. 9 (1984)
- [Buu05] J. Buus, M. Amann, D. J. Blumenthal, *Tunable laser diodes and related optical sources*, John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2005)
- [Cas96] D. Cassagne, C. Jouanin, D. Bertho, *Hexagonal photonic-band-gap structures.*, Phys. Rev. B, Vol. 53, No. 11, S. 7134-7142 (1996)
- [Chi04] F. S. S. Chien, Y. J. Hsu, W. F. Hsieh, S. C. Cheng, *Dual wavelength demultiplexing by coupling and decoupling of photonic crystal waveguides.*, Opt. Exp., Vol. 12, No. 6, S. 1119-1125 (2004)
- [Col95] L.A. Coldren and S.W. Corzine: *Diode lasers and photonic integrated circuits*, John Wiley & Sons, ISBN 0-471-11875-3 (1995)
- [Col04] L.A. Coldren, G. A. Fish, Y. Akulova, J. S. Barton, L. Johansson and C. W. Coldren: *Tunable Semiconductor Lasers: A Tutorial.*, J. of Lightwave Technol., Vol. 22, No. 1, S. 193-202 (2004)
- [Col06] C. Cole, *100GE SMF Optical Interface Study Alternatives*, IEEE802.3 High Speed Study Group Fiber Optic Ad Hoc Area (2006)
- [Dut98] H. J. R. Dutton, *Understanding Optical Communications*, <http://www.redbooks.ibm.com>, SG24-5230-00 (1998)
- [Dav05] M. Davanco, *Detailed Characterization of slow and dispersive propagation near a mini-stop-band of an InP photonic crystal waveguide.*, Opt. Expr. Vol. 13, No. 13, S. 4931-4938 (2005)
- [Del98] F. Delorme, *Widely tunable 1.55  $\mu\text{m}$  lasers for wavelength-division multiplexed optical fiber communications.*, IEEE J. Quant. Electr., Vol. 34, No. 9, S. 1706-1716 (1998)
- [Des05] E. Desurvire, *Optical Communications in 2025.*, Proc. European Conference on Optical Communications (ECOC), Mo2.1.3, (2005)
- [Dur98] B. D'Urso, O. Painter, J. O'Brien, T. Tombrello, A. Yariv and A. Scherer: *Modal reflectivity in finite-depth two-dimensional photonic-crystal microcavities.* J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 15, No. 3, S. 1155-1159 (1998)



- [Eic02] J. Eichler, *Laser*, Springer, 2. Auflage (2002)
- [Fer03a] R. Ferrini, R. Houdre, H. Benisty, M. Qiu, J. Moosburger, *Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals.*, Appl. Phys. Lett., Vol. 82, No. 7, S. 1009-1011 (2003)
- [Fer03b] R. Ferrini, R. Houdre, H. Benisty, M. Qiu, J. Moosburger, *Radiation losses in planar photonic crystals: two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant.*, Opt. Soc. of America, Vol. 20, No. 3, S. 469-478 (2003)
- [Fra04] L. H. Frandsen, P. I. Borel, Y. X. Zhuang, A. Harpoth, M. Thorhauge, M. Kristensen, W. Bogaerts, P. Dumon, R. Baets, *Ultralow-loss 3-dB photonic crystal waveguide splitters.*, Opt. Lett., Vol. 29, No. 14, S. 1623-1625 (2004)
- [Gru96] U. Grüning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Busch, *Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at 5  $\mu\text{m}$ .*, Appl. Phys. Lett., Vol. 68, No. 6, S. 747-749 (1996)
- [Hak73] B. W. Hakki and T. L. Paoli, *CW degradation at  $300 \pm K$  of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain*, J. Appl. Phys. 44, S. 4113-4119 (1973)
- [Hak75] B. W. Hakki and T. L. Paoli, *Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers*, J. Appl. Phys. 46, S. 1299-1306 (1975)
- [Ho90] Ho K. M., Chan C. T., Soukoulis C. M. *Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures.* Phys. Rev. Lett., Vol. 65, No. 25, S. 3152-3155 (1990)
- [Hof98] D. Hofstetter and R. L. Thornton: *Measurement of optical cavity properties in semiconductor lasers by Fourier analysis of the emission spectrum* IEEE J. Quant. Electr., Vol. 34, No. 10, S. 1914-1923 (1998)
- [Hon99] J. Hong, H. Kim, F. Shepherd, C. Rodgers, B. Blaucomb, S. Clements, *Matrix-grating strongly gain-coupled (MG-SGC) DFB lasers with 34 nm continuous wavelength tuning range*, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 11, No. 5, S. 515-517 (1999)
- [Ish96] H. Ishii, H. Tanobe, F. Kano, Y. Tohmori, Y. Kondo, Y. Yoshikuni, *Quasi-continuous wavelength tuning in super-structure-grating (SS) DBR lasers.*, IEEE J. Quant. Electr., Vol. 32, No. 3, S. 433-441 (1996)
- [Jac82] J. D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik* de Gruyter, 2. Auflage (1982)

- [Jen83] B. Jensen, A. Torabi, *Refractive-Index of quarternary  $In_{1-X}Ga_XAs_YP_{1-Y}$  Lattice Matched to InP*, J. Appl. Phys., Vol. 54, No. 6, S. 3623-3625 (1983)
- [Jen04] J.S. Jensen and O. Sigmund, *Systematic design of photonic crystal structures using topology optimization: low-loss waveguide bends*, Appl. Phys. Lett., Vol. 84, No. 12, S. 2022-2024 (2004)
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press (1995)
- [Joh87] S. John *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices* Phys. Rev. Lett., Vol. 58, No. 23, S. 2486-2489 (1987)
- [Joh01] S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis*. Opt. Express, Vol. 8, S. 173 (2001)
- [Kam01] M. Kamp, *2D-FDTD Algorithmus in C++*, E-Mail: martin.kamp@physik.uni-wuerzburg.de
- [Klo02] F. Klopf, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel, *Correlation between the gain profile and the temperature-induced shift in wavelength of quantum-dot lasers*, Appl. Phys. Lett., Vol. 81, No. 2, S. 217-219 (2002)
- [Kra99] T. F. Krauss, and R. De La Rue: *Photonic crystals in the optical regime - past, present and future*. Progress in Quantum Electronics, Vol. 23, S. 51-96 (1999).
- [Kra03] T. F. Krauss, and R. De La Rue: *Planar Photonic crystal waveguide devices for integrated optics.*, phys. stat. sol. (a), Vol. 197, No. 3, S. 688 (2003)
- [Kot04] M. V. Kotlyar, T. Karle, M. D. Settle, L. O'Faolain, and T. F. Krauss, *Lowloss photonic crystal defect waveguides in InP.*, Appl. Phys. Lett., Vol. 84, No. 18, S. 3588-3590 (2004)
- [Lab97] D. Labilloy, *Quantitative Measurement of Transmission, Reflection and Diffraction of Two-Dimensional Photonic Band Gap Structures at Near-Infrared Wavelength*. Phys. Rev. Lett., Vol. 79, S. 4147-4150 (1997)
- [Lal01] P. Lalanne and H. Benisty, *Out-of-plane losses of two-dimensional photonic crystal waveguides: Electromagnetic analysis* J. Appl. Phys., Vol. 89, No. 2, S. 1512-1514 (2001)
- [Leu90] K. Leung and Y. Liu, *Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media.*, Phys. Rev. Lett., Vol. 65, No. 21, S. 2646-2649 (1990)

- [Mah04] S. Mahnkopf, M. Kamp, R. März, G.-H. Duan, V. Colson and A. Forchel, *Integration of active and passive photonic-crystal-based optoelectronic components.*, SPIE Proc., Vol. 5360, S. 24-33 (2004)
- [Mah05] S. Mahnkopf, *Photonic crystal based widely tunable laser diodes and integrated optoelectronic components.*, Dissertation, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Würzburg, Germany (2005)
- [Mas98] B. Mason, G. Fish, S. P. DenBraars, L. A. Coldren, *Ridge-waveguide sampled grating DBR laser with 22 nm quasi-continuous tuning range*, IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 10, No. 9, S. 1211-1213 (1998)
- [Mea93] R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. D. Joannopoulos, *Existence of a photonic band gap in two dimensions.*, Phys. Rev. B, Vol. 48, No. 11, S. 8434-8437 (1993)
- [Mit00] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *The MIT Photonic Bands Package.*, <http://ab-initio.mit.edu/mpb/> (2000)
- [Mul03] M. Mulo, S. Anand, M. Swillo, M. Qiu, B. Jaskorzynska, and A. Talneau. *Low-loss InP-based photonic-crystal waveguides etched with Ar/Cl<sub>2</sub> chemically assisted ion beam etching.*, J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 21, No. 2, S. 900-903 (2003)
- [NTT06] *14 TBps over a Single Optical Fiber: Successful Demonstration of World's Largest Capacity*, NTT-Press Release (2006)
- [Oli01] S. Olivier, *Mini-stopbands of a one-dimensional system: The channel waveguide in a two-dimensional photonic crystal.* Physical Review B, Vol. 63, S. 1133111-1133114 (2001)
- [Oli03] S. Olivier, *Coupled-Mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides.*, Opt. Exp., Vol. 11, No. 13, S. 1490-1496 (2003)
- [Tal96] A. Talneau, C. Ougier, S. Slemkes, *Multiwavelength grating reflectors for widely tunable laser.*, IEEE Phot. Techn. Lett., Vol. 8, No. 4, S. 497-499 (1996)
- [Tal01] A. Talneau, L. Le Gouezigou, and N. Bouadma, *Quantitative measurement of low propagation losses at 1,55  $\mu$ m on planar photonic crystal waveguides.*, Opt. Lett., Vol. 26, S. 1259-1261 (2001)
- [Tal03] A. Talneau, M. Mulo, S. Anand, and Ph. Lalanne, *Compound cavity measurement of transmission and reflection of a tapered single-line photonic-crystal waveguide.*, Appl. Phys. Lett., Vol. 82, No. 16, S. 2577-2579 (2003)

- [Pli91] M. Plihal, A. A. Maradudin, *Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice.*, Phys. Rev. B, Vol. 44, No. 16, S. 8565-8571 (1991)
- [Pro97] W. Prost, *Technologie der III/V Halbleiter*. Springer Verlag, erste Auflage (1997)
- [Roo02] M. J. Rooks, *Low stress development of poly(methylmethacrylate) for high aspect ratio structures* J. Vac. Sci. Technol. B, Vol. 20, No. 6, S. 2937-2941 (2002)
- [Sak04] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer Verlag, Second Edition (2004)
- [Sal91] B. Saleh and M. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley and Sons, New York (1991)
- [Sha95] K. L. Shlager and J. B. Schneider, *A Selective Survey of the Finite-Difference Time-Domain Literature*. IEEE Antennas & Propagation Magazine (1995)
- [Taf00] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* Artech House, zweite Auflage (2000)
- [Tal99] A. Talneau, M. Allovon, N. Bouadma, S. Slempek, A. Ougazzaden, and H. Nakajima, *Agile and fast switching monolithically integrated four wavelength selectable source at 1.55 $\mu$ m*, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 11, No. 1, S. 12-14 (1999)
- [Tal02] A. Talneau, P. Lalanne, M. Agio, C.M. Soukoulis, *Low-reflection photonic crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths*, Opt. Lett., Vol. 27, No. 17, S. 1522-1524 (2002)
- [Wal85] R. G. Walker, *Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguides*. Electron. Lett., Vol. 21, S. 581-583 (1985)
- [Web06] H. Weber, R. Ludwig, S. Ferber, C. Schmidt-Langhorst, M. Kroh, C. Marenbert, C. Boemer, C. Schubert, *Ultra-high speed OTDM-transmission technology.*, J. of Lightwave. Technol., Vol. 24, No. 12, S. 4616-4627 (2006)
- [Yab87] E. Yablonovitch, *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*, Phys. Rev. Lett., Vol. 58, S. 2059 (1987)
- [Yab91] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, J. D. Joannopoulos *Donor and acceptor modes in photonic band structures.*, Phys. Rev. Lett., Vol. 67, S. 3380 (1991)

- [Yar83] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals*, John Wiley & Sons, New York, (1983)
- [Yee66] K. S. Yee, *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media.*, IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 14, S. 302-307 (1966)
- [Zha90] Z. Zhang, S. Satpathy, *Electromagnetic Wave Propagation in Periodic Structures: Bloch Wave Solution of Maxwell's Equations.*, Phys. Rev. Lett., Vol. 65, No. 21, S. 2650-2653 (1990)
- [Zha99] Y. Zhao, W. Han, J. Song, X. Li, Y. Liu, D. Gao, G. Du, H. Cao, R. Chang, *Spontaneous emission factor for semiconductor superluminescent diodes.*, J. Appl. Phys., Vol. 85, No. 8, S. 3945-3948 (1999)
- [Zim04] J. Zimmermann, H. Scherer, M. Kamp, J. P. Reithmaier, A. Forchel, R. März, S. Anand: *Photonic crystal waveguides with propagation losses in the 1 dB/mm range*, J. Vac. Sci. Technol. B., Vol. 22, No. 6, S. 3356-3358 (2004)
- [Zim06] J. Zimmermann, *Optische Wellenleiter und Filter in photonischen Kristallen auf Indiumphosphid-Basis.*, Dissertation, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Würzburg, Germany (2006)