

# Halbleiterlaser mit lateralem Rückkopplungsgitter für metrologische Anwendungen

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



vorgelegt von  
Christian Zimmermann  
aus Erlenbach

Würzburg 2017



Eingereicht am: 30.08.2017

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. S. Höfling  
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts  
3. Gutachter:  
der Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr. M. Bode

1. Prüfer: Prof. Dr. S. Höfling  
2. Prüfer: Prof. Dr. J. Geurts  
3. Prüfer: Prof. Dr. R. Thomale  
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 18.12.2017

Doktorurkunde ausgehändigt am:

# Inhaltsverzeichnis

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	3
<b>1 Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2 Laserprinzip und Grundlagen des Halbleiterlasers</b>	<b>13</b>
2.1 Laserresonator . . . . .	14
2.2 Verteilte Rückkopplung . . . . .	15
2.3 Intensitäts- und Frequenzrauschen . . . . .	19
2.3.1 Ratengleichungen . . . . .	19
2.3.2 Intensitätsrauschen – Relatives Intensitätsrauschen . . . . .	20
2.3.3 Frequenzrauschen – Linienbreite . . . . .	22
<b>3 Technologie und Herstellung</b>	<b>24</b>
3.1 Optische Lithographie . . . . .	24
3.2 Elektronenstrahl-Lithographie . . . . .	25
3.3 Depositionsverfahren . . . . .	25
3.3.1 Elektronenstrahl- und thermisches Verdampfen . . . . .	25
3.3.2 Sputtern . . . . .	25
3.3.3 Galvanisieren . . . . .	26
3.4 Ätzverfahren . . . . .	26
3.4.1 Reaktives Ionen-Ätzen . . . . .	26
3.4.2 Ionenstrahl-Ätzen . . . . .	27
<b>4 Grundlegende Charakterisierung</b>	<b>28</b>
4.1 Kennlinienmessung . . . . .	28
4.2 Spektrale Charakterisierung . . . . .	31

<b>5</b>	<b>Charakterisierung der epitaktischen Struktur</b>	<b>33</b>
5.1	Bestimmung der internen Parameter . . . . .	33
5.2	Bestimmung des <i>alpha</i> -Faktors . . . . .	38
<b>6</b>	<b>Räumliche Emissionseigenschaften</b>	<b>41</b>
6.1	Charakterisierung des Fernfeldes . . . . .	41
6.2	Charakterisierung der Strahlgüte . . . . .	43
6.3	Divergenzoptimierung an lateral gekoppelten DFB-Lasern . . . . .	45
<b>7</b>	<b>Spektrale Eigenschaften</b>	<b>55</b>
7.1	Linienbreitenmessung . . . . .	55
7.2	Linienbreitenuntersuchungen an DFB-Lasern . . . . .	58
7.3	Phasenabhängige Untersuchung an DFB-Lasern . . . . .	67
7.3.1	Phasenabhängige Indexkopplung . . . . .	67
7.3.2	Phasenabhängige komplexe Gitterkopplung . . . . .	74
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>91</b>
	<b>Summary</b>	<b>94</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>106</b>
	<b>Veröffentlichungen des Autors</b>	<b>107</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>110</b>

# Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

## Symbole

$(\Delta\nu)_{ST}$	modifizierte Schawlow-Townes-Linienbreite: Ein Maß für das Rauschen der spontanen Emission
$(\Delta\nu)_{sp}$	Linienbreite unterhalb der Schwelle (Schawlow und Townes)
$\alpha$	<i>engl.</i> Linewidth Enhancement Factor: von C. H. Henry definierte Größe, um den Einfluss auf die Linienbreite darzustellen
$\alpha_i$	interne Verluste im Resonator
$\alpha_m$	Spiegelverluste
$\beta_{sp}$	Anteil der spontanen Emission in die Lasermode
$(S)$	Streumatrix
$(T)$	Transfermatrix
$\Delta\lambda$	spektraler Abstand zweier Fabry-Pérot-Moden
$\Delta f$	Filterbandbreite der Messapparatur
$\eta$	Konversionsgrad: Verhältnis zwischen optischer und elektrischer Leistung
$\eta_e$	externe Quanteneffizienz: Prozentualer Anteil an Photonen, welche den Resonator verlassen
$\eta_i$	interne Quanteneffizienz: Prozentualer Anteil der Ladungsträger, welche in der aktiven Schicht rekombinieren
$\frac{1}{\tau}$	„Verlustrate“ der Spiegel des Laserresonators
$\Gamma$	Füllfaktor der aktiven Schicht
$\gamma$	Dämpfung des Lasers
$\kappa$	Kopplungskonstante
$\lambda$	Wellenlänge der Photonen
$\lambda_{Bragg}$	Bragg-Wellenlänge
$\langle \delta P(t)^2 \rangle$	Varianz der Rauschverteilung
$\nu$	Frequenz der Photonen
$\nu_{FWHM}$	Linienbreite bei FWHM
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_0$	Strahltaile
$\omega_R$	Relaxationsresonanzfrequenz

$\sigma_y(\tau)$	Allan-Varianz
$\tau'_{\Delta N}$	differenzielle Lebensdauer für Ladungsträger, bei deren spontaner Rekombination Photonen in die Lasermode emittiert werden
$\tau'_p$	effektive Photonenlebensdauer
$\tau_{\Delta N}$	differenzielle Lebensdauer für Ladungsträger, bei deren Rekombination keine Photonen in die Lasermode emittiert werden
$\tau_p$	Photonenlebensdauer im Resonator
$\Theta$	Divergenzwinkel (FWHM)
$\theta$	Divergenzwinkel (halbe Breite bei $1/e^2$ )
$a$	differenzielle Verstärkung $\frac{\partial g}{\partial N}$ (abhängig von Ladungsträgern)
$a_p$	differenzielle Verstärkung $-\frac{\partial g}{\partial N_p}$ (abhängig von Photonen)
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$c_{therm}$	Koeffizient für die thermische Wellenlängenverschiebung
$D$	normalisierte Wellenleiterdicke
$d$	Gitterperiode
$E$	E-Feld
$E_{op}$	optische Energie
$F_N(t)$	Langevin-Rauschquelle für die Ladungsträger (weißes Rauschen)
$F_P(t)$	Langevin-Rauschquelle für die Photonendichte (weißes Rauschen)
$g$	Materialverstärkung
$g_0$	Verstärkungskoeffizient
$g_{th}$	Schwellenverstärkung
$h$	Plancksches Wirkungsquantum
$H(\omega)$	Modulationstransferfunktion
$I$	Injektionsstrom
$I_{th}$	Schwellenstrom
$j_{th}$	Schwellenstromdichte
$j_{tr}$	Transparenzstromdichte
$k$	Boltzmann-Konstante
$k_0$	Betrag des Wellenvektors; auch als Kreiswellenzahl bezeichnet $k_0 = 2\pi/\lambda$
$L$	Kavitätslänge
$M^2$	Strahlgütefaktor
$N$	Ladungsträgerdichte
$n$	Brechungsindex
$n_g$	Gruppenbrechungsindex
$n_{eff}$	effektiver Brechungsindex
$n_i$	Imaginärteil des Brechungsindex

$N_p$	Photonendichte
$n_r$	Realteil des Brechungsindex
$N_{th}$	Schwellenladungsträgerdichte
$N_{tr}$	Transparenzladungsträgerdichte
$P_0/P_{opt}$	optische Ausgangsleistung
$P_{el}$	elektrische Leistung
$P_{max}$	Maxima im ASE-Spektrum
$P_{min}$	Minima im ASE-Spektrum
$P_{res}$	optische Leistung im Resonator
$Q$	Gütefaktor einer Kavität
$q$	Elementarladung
$R_1$	Leistungsreflektivität der ersten Facette
$R_2$	Leistungsreflektivität der zweiten Facette
$R_{Auger}$	Rekombinationsrate durch Auger-Rekombination
$R_{Defekt}$	Rekombinationsrate durch Rekombination an Defekten
$R_{diff}$	differenzieller Widerstand
$R_{ns}$	nichtstrahlende Rekombinationsrate
$R_{sp}$	Rekombinationsrate durch spontane Rekombination
$R_{st}$	Nettorate für stimulierte Prozesse (Absorption und Emission)
$R_{therm}$	thermischer Widerstand
$S_{\delta P}(\omega)$	spektrale Leistungsdichte
$U_0$	Einsatzspannung
$V$	Volumen der aktiven Schicht
$v_g$	Gruppengeschwindigkeit
$V_p$	Modenvolumen im Resonator
$z_R$	Rayleigh-Länge
symbol $j$	Stromdichte

### Abkürzungen

AHM	<i>engl.</i> <b>A</b> ctive <b>H</b> ydrogen <b>M</b> aser – aktiver Wasserstoffmaser
AOM	Abk. für <b>A</b> kusto- <b>O</b> ptischer <b>M</b> odulator
ASE	<i>engl.</i> <b>A</b> mplified <b>S</b> pontaneous <b>E</b> mission – verstärkte spontane Emission
BAL	<i>engl.</i> <b>B</b> road <b>A</b> rea <b>L</b> aser – Breitstreifenlaser
DBR	<i>engl.</i> <b>D</b> istributed <b>B</b> ragg <b>R</b> eflector – Bragg-Spiegel: Wellenlängen-abhängiger Spiegel
DFB	<i>engl.</i> <b>D</b> istributed <b>F</b> eedback – verteilte Rückkopplung: Mechanismus, um longitudinal monomodige Emission zu erreichen
ECDL	<i>engl.</i> <b>E</b> xternal <b>C</b> avity <b>D</b> iode <b>L</b> aser – Laser, dessen Eigenschaften vornehmlich durch eine externe Kavität bestimmt werden

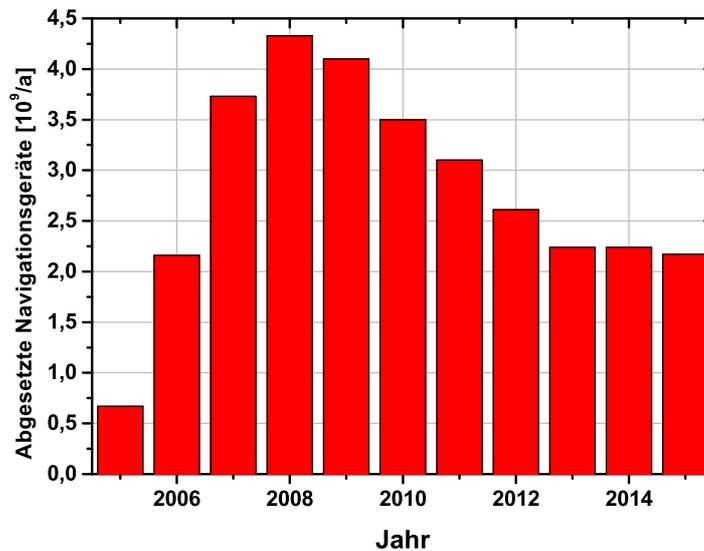
ECR	<i>engl.</i> <b>E</b> lectron <b>C</b> yclotron <b>R</b> esonance – Elektron-Zyklotron-Resonanz
FWHM	<i>engl.</i> <b>F</b> ull <b>W</b> idth <b>H</b> alf <b>M</b> aximum – volle Breite bei halber Höhe
GPS	<i>engl.</i> <b>G</b> lobal <b>P</b> ositioning <b>S</b> ystem – System zur weltweiten Standortbestimmung
GRINSCH	<i>engl.</i> <b>G</b> raded <b>I</b> ndex <b>S</b> CH – linearer Brechungsindex- bzw. Bandverlauf, welcher der separaten Einschnürung von Ladungsträger und Lichtmode dient
IBE	<i>engl.</i> <b>I</b> on <b>B</b> eam <b>E</b> tching – Ionenstrahl-Ätzen
ICP	<i>engl.</i> <b>I</b> nductively <b>C</b> oupled <b>P</b> lasma – induktiv gekoppeltes Plasma
Laser	<i>engl.</i> <b>L</b> ight <b>A</b> mplification by <b>S</b> timulated <b>E</b> mission of <b>R</b> adiation – Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung
LED	<i>engl.</i> <b>L</b> ight- <b>E</b> mitting <b>D</b> iode – Licht-emittierende Diode
MOCVD	<i>engl.</i> <b>M</b> etal- <b>O</b> rganic <b>C</b> hemical <b>V</b> apour <b>D</b> eposition – metallorganische Gasphasenabscheidung
NIR	<i>engl.</i> <b>N</b> ear <b>I</b> nfra <b>R</b> ed – nahes Infrarot
PMMA	<b>P</b> oly- <b>M</b> ethyl- <b>M</b> eth- <b>A</b> crylat
PSD	<i>engl.</i> <b>P</b> ower <b>S</b> pectral <b>D</b> ensity – spektrale Leistungsdichte
PTF	<i>engl.</i> <b>G</b> alileo <b>P</b> recise <b>T</b> ime <b>F</b> acility – Element, das die Galileo-Systemzeitskala erzeugt
RAFS	<i>engl.</i> <b>R</b> ubidium <b>A</b> tomic <b>F</b> requency <b>S</b> tandard – Rubidium-Frequenznormal
RIE	<i>engl.</i> <b>R</b> eactive <b>I</b> on <b>E</b> tching – Reaktive-Ionen-Ätzen
RIN	<i>engl.</i> <b>R</b> elative <b>I</b> ntensity <b>N</b> oise – Relatives Intensitätsrauschen
RWG	<i>engl.</i> <b>R</b> idge <b>W</b> aveguide – Rippenwellenleiter: Dient der lateralen Modenföhrung
SCH	<i>engl.</i> <b>S</b> eparate <b>C</b> onfinement <b>H</b> eterostructure – stufenförmiger Brechungsindex- bzw. Bandverlauf, welcher der separaten Einschnürung von Ladungsträger und Lichtmode dient
SMSR	<i>engl.</i> <b>S</b> ide <b>M</b> ode <b>S</b> uppression <b>R</b> atio – Seitenmodenunterdrückung
SPHM	<i>engl.</i> <b>S</b> pace <b>P</b> assiv <b>H</b> ydrogen <b>M</b> aser – weltraumtauglicher passiver Wasserstoffmaser
TAI	<i>franz.</i> <b>T</b> emps <b>A</b> tomique <b>I</b> nternational – internationale Atomzeit
TSP	<i>engl.</i> <b>G</b> alileo <b>T</b> ime <b>S</b> ervice <b>P</b> rovider – Dienst, um die Galileo Systemzeit mit der internationalen Atomzeit abzustimmen
VCSEL	<i>engl.</i> <b>V</b> ertical- <b>C</b> avity <b>S</b> urface- <b>E</b> mitting <b>L</b> aser – vertikal emittierende Laserstruktur

# Kapitel 1

## Einleitung

In der heutigen Zeit ist es für viele Leute selbstverständlich immer und überall nicht nur telefonisch, sondern auch auf allen erdenklichen elektronischen Wegen erreichbar zu sein, sei es über E-Mail, Facebook oder per Twitter. Dass dieses Angebot so dankend angenommen wird, liegt vor allem an der Bequemlichkeit bzgl. der guten Bedienbarkeit solcher Dienste und auch an der Geschwindigkeit, mit welcher diese zur Verfügung stehen. Das ist zum einen dem ständigen Netzausbau als auch neueren Mobilfunkstandards zu verdanken. Aber nicht nur das Wettstreben um bessere Sprachqualität und noch schnellere Datenraten sind im Interesse der Wirtschaft und Industrie, sondern auch ein neuer Trend macht sich schon während der letzten Jahre sehr stark bemerkbar: Mobile Navigationslösungen. Schon 1990 wurde die erste Navigationslösung für die Automobilbranche, welche mit Hilfe von GPS (*engl.* **G**lobal **P**ositioning **S**ystem) arbeitete, auf den Markt gebracht. Vier Jahre später bot man sie schon als serienmäßige Ausstattung an. Damals wurde das GPS-Signal noch von amerikanischer Seite für den öffentlichen Bereich in seiner Genauigkeit verfälscht, so dass sich eine Ortung auf einen Radius von 100 m beschränkte. Für eine genauere Zielführung im Stadtverkehr musste auf traditionelle Methoden, wie Radsensoren oder Kreiselkompass, zurückgegriffen werden. Nach der Jahrtausendwende beendete Amerika die gezielte Verfälschung des GPS-Signals [Gov12] und der Markt sowie die Endkunden reagierten sehr schnell darauf.

Die Verkaufszahlen fest verbauter Navigationssysteme in Deutschland stiegen rasch an, flachten aber auch schnell wieder ab, da die mobilen Lösungen als Nachrüstung in den Fahrzeugen günstiger und vielseitiger wurden. Doch selbst die mobilen Lösungen können dem neuen Trend des Smartphones nicht standhalten und so sanken deren Verkaufszahlen ab 2009 wieder (siehe Abb. 1.1). Smartphones erhielten einen GPS-Empfänger und immer neuere Software, welche auch dank der ständigen und schnellen Internetanbindung stets aktualisiert werden kann [Zsc11]. Diese Entwicklung sorgte dafür, dass schon 2010 ein Smartphone in einem Vergleichstest besser abschnitt als all seine Konkurrenten, welche ausschließlich zur Navigation genutzt wurden [Bur10]. Die rasante Entwicklung auf

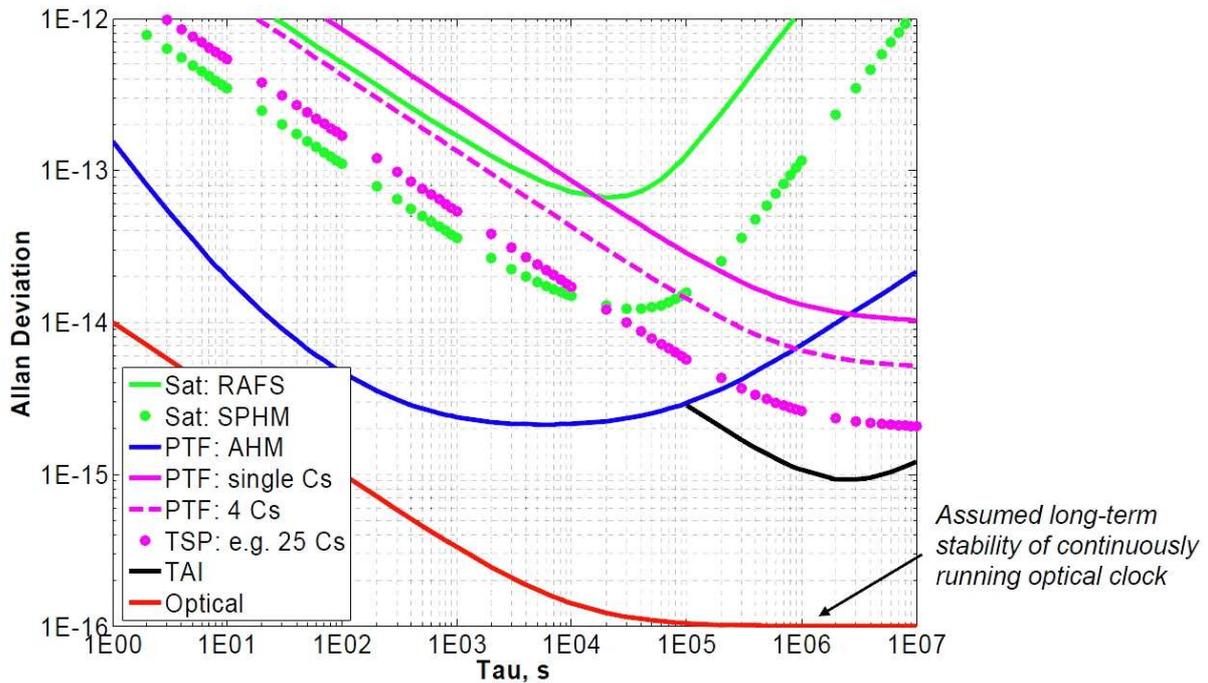


**Abbildung 1.1:** Absatzzahlen in Deutschland für Navigationsgeräte [Hau11, Now02, Pre08, sta17].

dem Navigationsmarkt zieht bis heute ihre Konsequenzen für die Telekommunikationsbranche mit sich. Es wird danach gestrebt, eine genauere Positionsbestimmung in noch kürzerer Zeit zu erhalten. Diese Entwicklung ist auch in militärischem Interesse und wird daher von verschiedenen Ländern bzw. Länderbündnissen verfolgt. So ist mit dem heutigen GPS-System (offiziell: NAVSTAR GPS) das amerikanische System gemeint, welches flächendeckend verfügbar ist. Seit 2011 ist die Positionsbestimmung weltweit auch durch das russische GLONASS-System abrufbar. Eine partielle Abdeckung bietet das chinesische COMPASS, das bis 2020 ebenfalls zu einem globalen Netz ausgebaut werden soll. Das europäische Pendant zu diesem System ist GALILEO. Derzeit befindet es sich in einer Testphase. Ein Herzstück der dafür verwendeten Satelliten stellt deren Atomuhr dar, denn erst mit dieser hochpräzisen Zeitmessung ist die notwendige Genauigkeit in der Standortbestimmung möglich. So entspricht ein Fehler von 1 ns bei der Zeitmessung einer Ungenauigkeit von ca. 30 cm, eine Sekunde an Zeitungenauigkeit würde bei der Navigation den Unterschied ausmachen, ob man sich gerade auf der Erde oder kurz vor dem Mond befindet [ESA11a]. Typischerweise werden in einem solchen Satelliten vier Atomuhren verbaut. Es kommen eine Wasserstoff-Maser-Atomuhr und eine Rubidium-Atomuhr zum Einsatz. An Bord ist von jeder Art jeweils eine Ersatzuhr vorhanden, welche bei einem Ausfall der anderen einspringen kann. Die Wasserstoff-Maser-basierte Uhr, welche eine sehr genaue Zeitmessung (Ungenauigkeit von  $0,45 \cdot 10^{-9}$  s in 12 h) erlaubt, dient als Hauptreferenz für die Navigationssignale. Eine Rubidium-Uhr läuft parallel mit, welche im

Falle einer Störung ohne Unterbrechung einspringen kann. Die Rubidium-Uhr ist deutlich leichter und kleiner als der Wasserstoff-Maser, dafür nicht ganz so präzise (Ungenauigkeit von  $1,8 \cdot 10^{-9}$  s in 12 h) [ESA13]. Mit diesen Atomuhren könnte GALILEO die Standorte auf der Erde auf 45 cm genau bestimmen [ESA11b]. Doch die Entwicklung auf diesem Gebiet ist noch lange nicht abgeschlossen und so gab es die Vorhersagen und auch die Bestätigung [GMC<sup>+</sup>08], dass mit Hilfe von optischen Atomuhren die Positionsbestimmung deutlich genauer ist. Weiterhin fällt eine solche Art von Atomuhr sowohl vom Volumen als auch von ihrem Gewicht her deutlich kleiner aus als z. B. der Wasserstoff-Maser. Die sog. Allan-Varianz  $\sigma_y(\tau)$  ist ein Maß für die Stabilität von Uhren und diese ist proportional zu der relativen Frequenzungenauigkeit der Messung  $\sigma_y(\tau) \propto \frac{\delta\nu(\tau)_{rms}}{\nu_0}$  [HOC<sup>+</sup>01, SAHW90]. Vergleicht man nun die oben genannten Atomuhren, deren Anregungsfrequenzen im GHz-Bereich liegen [Cam07], so wird klar, dass eine optische Anregung mit Licht, welches eine Wellenlänge im nahen Infrarot (NIR) besitzt und damit eine Frequenz im Bereich um 100 THz besitzt, die Genauigkeit solcher Uhren deutlich steigert. In Abbildung 1.2 ist eine Übersicht über die Allan-Varianz von verschiedenen Atomuhren aufgezeigt. Es ist zu erkennen, dass die optische Atomuhr um Größenordnungen besser ist als die zur Zeit in Satelliten eingesetzten Rubidium-Uhren (RAFS – *engl.* **R**ubidium **A**tomic **F**requency **S**tandard) und Wasserstoff-Maser (SPHM – *engl.* **S**pace **P**assive **H**ydrogen **M**aser).

Um die Genauigkeit einer solchen Atomuhr zu bestimmen, müssen optische Frequenzen von mehreren 100 THz elektrisch ausgewertet werden können [URHH99]. Da man aktuell elektrische Frequenzen bis max. 100 GHz [BJ12] messen kann, ist man weit von einer direkten Messung dieser Signale entfernt. Eine Methode, um optische Frequenzen elektrisch messbar zu machen, ist der optische Frequenzkamm [YC05]. Für diesen wurde auch 2005 ein geteilter Nobelpreis an John L. Hall und Theodor W. Hänsch verliehen. Die Anregung des Atoms selbst benötigt noch eine effiziente Lichtquelle. Diese Quelle sollte möglichst klein und leicht (am besten monolithisch) sein und die emittierte Wellenlänge bei einem geeigneten atomaren Übergang liegen. Hier bietet sich neben Rubidium auch Cäsium (D1-Linie bei 894,6 nm und D2-Linie bei 852,3 nm [Ste03]) an, da die Genauigkeit vergleichbar ist [AM05]. Dabei wird eine Sekunde über den Frequenzabstand der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von diesem definiert [WMT<sup>+</sup>01]. Für die Anregung dieses Atoms mit einer Linienbreite von ca. 5 MHz [Ste03] eignen sich Diodenlaser. Diese sind in ihrer elektrisch-optischen Effizienz sehr gut und lassen sich auch sehr schmalbandig (im Bereich von MHz z.B. über Modenselektion) realisieren. Andere Lichtquellen wie z.B. LEDs (*engl.* **L**ight-**E**mitting **D**iode) oder Laser (*engl.* **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) ohne Rückkopplung haben Bandbreiten im 1–2-stelligen THz-Bereich und würden den Übergang nur sehr ineffizient anregen, da deren Intensität über ein großes Spektrum verteilt ist, verglichen mit der Linienbreite des Übergangs.



**Abbildung 1.2:** Übersicht über die Unsicherheit (angegeben durch die Allan-Varianz) verschiedener Uhren. Die durchgehende grüne Linie steht für eine Rubidium-Uhr im Satelliten (RAFS), die grünen Punkte beziehen sich auf einen passiven Wasserstoff-Maser (SPHM) und die rote Linie repräsentiert eine optische Atomuhr [MKE08]. Weitere aufgeführte Vergleiche sind neben PTF (*engl.* Galileo **P**recise **T**ime **F**acility) mit aktiven Wasserstoff-Masern (AHM – *engl.* **A**ctive **H**ydrogen **M**aser) oder weiteren Cäsium-Uhren auch TSP (*engl.* Galileo **T**ime **S**ervice **P**rovider) mit einem Verbund aus 25 Cäsium-Uhren. Ebenfalls wird mit der internationalen Atomzeit verglichen (TAI – *franz.* **T**emps **A**tomique **I**nternational).

Auf dem Markt gibt es für diesen Zweck schon vertikal emittierende Strukturen (VCSEL – *engl.* **V**ertical-**C**avity **S**urface-**E**mitting **L**aser), welche longitudinal nur eine Mode aufweisen. Zudem gibt es kantenemittierende Laser. Diese besitzen aber typischerweise sehr viele longitudinale Moden. Für eine Selektion einer bestimmten longitudinalen Mode muss man auf sog. DFB-Laser (*engl.* **D**istributed **F**eedback) zurückgreifen. Auf Laser mit externen Resonatoren wird hier nicht eingegangen, da diese, allein durch ihr Gewicht und ihre mechanisch-akustische Empfindlichkeit, nur bedingt für Satelliten geeignet sind. VCSEL sind sehr klein und bieten auch spektrale Monomodigkeit, welche aber intrinsisch nicht so schmalbandig ist wie bei längeren kantenemittierenden Bauteilen. Indexgekoppelte DFB-Laser stellen auf Grund des nötigen Überwachschrattes eine große prozesstechnische Herausforderung im GaAs/AlGaAs-System dar. In dieser Arbeit wurden erstmals lateral komplexgekoppelte DFB-Laser entwickelt, welche für die Cäsium-Spektroskopie bei 852 nm bzw. 894 nm optimiert wurden. Die Anforderungen hierfür sind

---

schmalbandige Lichtquellen, welche eine möglichst große Ausgangsleistung erreichen und einen geringen Wert für die Asymmetrie des Fernfeldes aufweisen. Im Laufe dieser Arbeit wurden lateral komplexgekoppelte DFB-Laser entwickelt, deren Ausgangsleistung  $> 100$  mW bei einer Linienbreite  $< 1$  MHz betragen. Zu Beginn dieser Arbeit waren komplexgekoppelte DFB-Laser nur mit 30 mW und einer Linienbreite von 2 MHz erhältlich [nan]. Die Linienbreite wurde darüber hinaus auf Werte  $< 200$  kHz reduziert. Der typische Unterschied in den Divergenzwinkeln bei Dioden dieser Art wurde um einen Faktor von 4 reduziert. Es wurden DFB-Laser hergestellt, deren Fernfeldwinkel  $25^\circ$  (FWHM) in der schnellen Achse und  $16^\circ$  (FWHM) in der langsamen Achse zeigen. Charakteristisch waren zu Beginn dieser Arbeit Werte von  $52^\circ$  (FWHM) in der schnellen Achse und  $12^\circ$  (FWHM) in der langsamen Achse.

Das folgende Kapitel 2 behandelt kurz die wichtigsten theoretischen Grundlagen. Dabei wird zunächst auf das Laserprinzip eingegangen, der Laserresonator wird besprochen und sein Einfluss auf die räumliche Abstrahlcharakteristik diskutiert. Daraufhin wird ein Einblick gegeben, wie aus dem relativ breiten Emissionsband eines solchen Resonators die Selektion von nur einer Frequenz erfolgt. Abschließend werden die Rauschteile (Intensitäts- und Frequenzrauschen) des emittierten Lichts und ihr Ursprung erklärt.

Kapitel 3 befasst sich mit der Herstellung der verwendeten Bauteile. Dabei wird sowohl auf eingesetzte Prozessschritte als auch auf die zugrundeliegenden Technologien eingegangen. Die grundlegenden Untersuchungen der Bauelemente werden in Kapitel 4 besprochen. Es werden sowohl die elektro-optische Kennlinienmessung als auch die reine spektrale Untersuchung behandelt.

Kapitel 5 geht kurz auf die epitaktische Laserstruktur ein. Dabei werden die wichtigsten Kenngrößen, welche Einfluss auf das Fernfeld und die Linienbreite haben, vorgestellt und untersucht.

Der erste experimentelle Abschnitt, Kapitel 6, befasst sich mit der Strahlcharakteristik dieser Art von Laserdioden. Es wird erklärt, weswegen typischerweise die kommerziell erhältlichen lateral komplexgekoppelten Laserdioden eine relativ große Asymmetrie des Fernfeldes aufweisen. Danach werden theoretische Überlegungen vorgestellt, mit welchen dieses Verhalten verbessert werden könnte. In den darauffolgenden Experimenten konnten diese Ideen bestätigt und so lateral komplexgekoppelte DFB-Laser mit einem deutlich kleineren Unterschied in den Divergenzwinkeln hergestellt werden.

Das Hauptthema dieser Arbeit beschäftigt sich mit der systematischen Untersuchung der Linienbreite von lateral komplexgekoppelten DFB-Lasern. Hierzu wird im ersten Abschnitt des Kapitels 7 geklärt, wie sich die Geometrie, Facettenvergütung und Gitterkopplung auf die verschiedenen Arten von Laserdioden auswirken. Es wird untersucht, ob sich eine Veränderung der Resonatorlänge ebenso auf das Verhalten der Linienbreite auswirkt wie theoretisch vorhergesagt.

Im zweiten Abschnitt des Kapitels 7 wird die Phasenabhängigkeit der beiden Facetten bzgl. des lateral komplexgekoppelten Gitters untersucht. Dabei werden die emittierte Wellenlänge, die dazugehörige Seitenmodenunterdrückung und die Ausgangsleistung mit den theoretischen Erwartungen verglichen. Abschließend wird erstmalig das Verhalten der Linienbreite lateral komplexgekoppelter DFB-Laser mit der veränderlichen Gitter-Facetten-Phase analysiert. Für die Experimente mit der veränderlichen Phasenlage wurden spezielle Bauelemente (3-Segment-DFB-Laser) verwendet, welche ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden.

Letztendlich wird eine kurze Zusammenfassung über die erreichten Ergebnisse gegeben.

## Kapitel 2

# Laserprinzip und Grundlagen des Halbleiterlasers

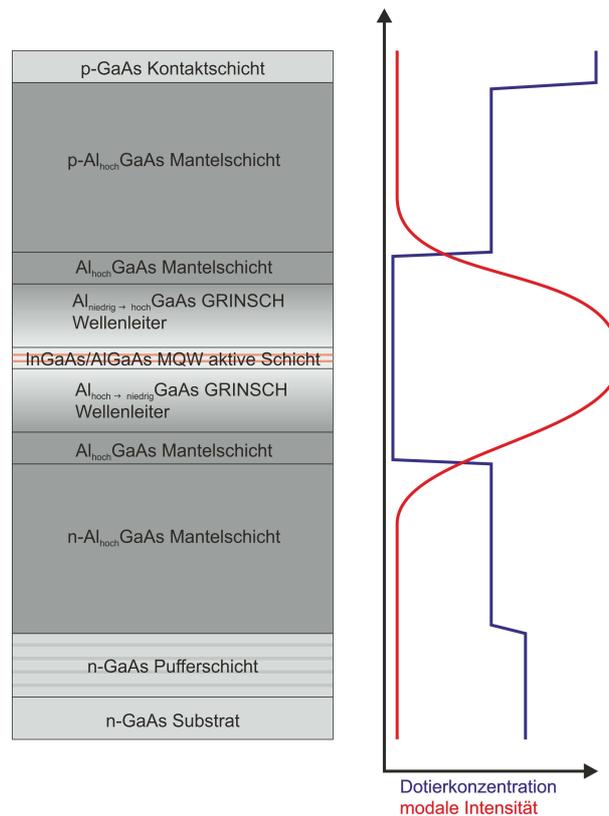
In dem wissenschaftlichen Sensationsjahr 1905 [Wei04] entstand, neben der Theorie von Albert Einstein über die Brownsche Molekularbewegung [Ein05a], der Veranschaulichung der Elektrodynamik bewegter Teilchen [Ein05d] und der Erkenntnis der Gleichwertigkeit von Masse und Energie [Ein05c] (beide zusammen als „Spezielle Relativitätstheorie“ bekannt), auch die Deutung des Photoeffekts mittels der Lichtquantenhypothese [Ein05b] basierend auf den Arbeiten von Max Planck [Pla00]. Aus letzterer postulierte er 1916 [Ein16] bzw. 1917 [Ein17] den Zusammenhang zwischen wichtigen Größen, welche der Beschreibung eines Lasers dienen, nämlich die optische Absorption und als Gegenpart die stimulierte Emission (damals als Ein- bzw. Ausstrahlung bezeichnet und zum ersten Mal nachgewiesen von Rudolf Ladenburg [Lad28]), sowie die spontane Emission.

Die optische Absorption beschreibt grundsätzlich die Anregung eines Elektrons in einen energetisch höheren Zustand unter Vernichtung eines Photons. Bei der stimulierten Emission löst ein Photon den Übergang eines Elektrons in einen energetisch tieferen Zustand aus. Dabei wird ein zweites Photon erzeugt, welches ununterscheidbar zu dem ersten ist. Die spontane Emission ist ein zufälliger Prozess und lässt sich auf Vakuumfluktuationen zurückführen [MAS73]. Die hierbei entstehenden Photonen sind nicht kohärent.

Mit der stimulierten Emission als lichtverstärkendem Prozess benötigt man nun nur noch einen Resonator, um die notwendigen Komponenten eines Lasers zu vervollständigen. Bei Halbleiterlasern werden die Eigenschaften eines solchen Resonators durch das epitaktische Wachstum, die Strukturierung der Halbleiterschichten und die Reflektivität der Resonatorspiegel festgelegt.

## 2.1 Laserresonator

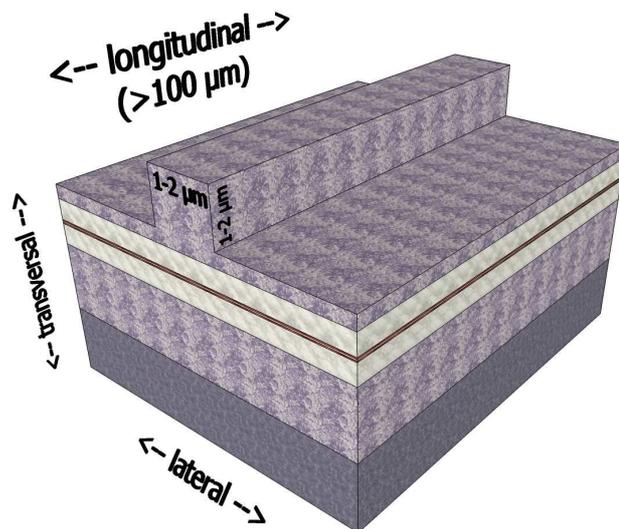
Der Resonator eines Halbleiterlasers kann viele verschiedene Geometrien annehmen. Im Folgenden werden zunächst der sogenannte Rippenwellenleiter (*engl.* **R**idge **W**aveguide – RWG) als lithographische und der Schichtwellenleiter als epitaktische Möglichkeit der Lichtführung besprochen. Der Schichtwellenleiter wird durch die Epitaxie definiert und besteht aus einem Kern, dem dielektrischen Wellenleiter mit aktiver Schicht, und der umgebenden Mantelschicht (*engl.* *cladding*), deren Brechungsindex kleiner ist als der des Wellenleiters (siehe Abb. 2.1). Dieser Wellenleiter selbst bleibt typischerweise undotiert, um die Absorption an freien Ladungsträgern so gering wie möglich zu halten. Die Mantelschichten dagegen besitzen ein Dotierungsprofil, welches bei geschickter Wahl einen sehr kleinen Schichtwiderstand erlaubt, ohne die Lasereigenschaften (wie Schwelle und Effizienz) allzu negativ zu beeinflussen. Zwei sehr verbreitete Bauformen sind die sogenannte SCH- (*engl.* **S**eparate **C**onfinement **H**eterostructure) und die GRINSCH-Struktur (*engl.* **G**raded **I**ndex **S**CH).



**Abbildung 2.1:** Exemplarischer Aufbau eines Schichtwellenleiters und die resultierende Modenverteilung (rot). In blau ist zudem der Verlauf einer Dotierkonzentration aufgezeigt, welche eine geringe Absorption wie auch einen kleinen Schichtwiderstand ermöglichen soll.

## 2.2 Verteilte Rückkopplung

Auch wenn ein Resonator lateral auf der Grundmode schwingt (typische Ausdehnung in lateraler Richtung sind wenige  $\mu\text{m}$ ), ist ein solcher ohne weitere Maßnahmen im Frequenzraum (longitudinal) nicht monomodig (vgl. Abb. 2.2).



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung eines RWGs mit Angabe von Richtungen und Dimensionen.

Bei einer typischen Resonatorlänge von mehreren  $100\ \mu\text{m}$  ist das Spektrum eines solchen Lasers geprägt von einem Modenkamm (Fabry-Pérot-Moden), da der Verstärkungsbereich der aktiven Schicht breiter ist als der spektrale Abstand  $\Delta\lambda$  zweier benachbarter Fabry-Pérot-Moden. Dieser ist bei gegebener Kavitätslänge  $L$  und einem Gruppenbrechungsindex  $n_g$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  gegeben durch [AZKJ98]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \quad (2.1)$$

Er beträgt bei einer Kavitätslänge von  $1\ \text{mm}$ , einem Gruppenindex von ca.  $3,4$  und einer Wellenlänge um  $850\ \text{nm}$  ungefähr  $0,11\ \text{nm}$ . Die Verstärkungsbandbreite ist typischerweise in diesem Wellenlängenbereich mehrere  $\text{nm}$ , kann aber durch ein spezielles Schichtdesign auf mehrere  $10\ \text{nm}$  erweitert werden [LLZ<sup>+</sup>04, Sup15], so dass für die Selektion einer einzelnen longitudinalen Mode ein weiterer Mechanismus vonnöten ist. Für die Realisierung gibt es verschiedenste Möglichkeiten. Die naheliegende Lösung wäre, die Kavität so kurz zu machen, dass der Abstand zweier longitudinaler Moden größer als die Breite des Verstärkungsspektrums wird, wie es bei VCSELn [JMS<sup>+</sup>89, SIKS79] der Fall ist. Auch über das Koppeln von zwei verschiedenen Modenkämmen (Vernier-Prinzip [CK84, Col00, ECMR83]) ist die Selektion einer einzelnen Fabry-Pérot-Mode zu bewirken. Das übliche Verfahren ist aber die Verwendung eines Rückkopplungsmechanismus, welcher

nur eine longitudinale Mode begünstigt. Dies kann außerhalb des Laserchips passieren, wie bei einem ECDL (*engl.* **E**xternal **C**avity **D**iode **L**aser), oder auch monolithisch, wie bei einem DBR (*engl.* **D**istributed **B**ragg **R**eflector). In diesen Bauelementen wird durch einen spektral selektiven Reflektor nur Licht einer bestimmten Wellenlänge in den Resonator zurückreflektiert. Bei einem Laser mit verteilter Rückkopplung (DFB-Laser) dagegen erfolgt eine spektral selektive Rückkopplung über ein Gitter, das sich entlang des gesamten aktiven Bereiches des Resonators erstreckt. Ein Überblick über die Funktionsweise eines DFB-Lasers und den Unterschied zwischen den verschiedenen Kopplungsmechanismen wird im Folgenden gegeben.

Die Analyse eines Lasers mit einer periodischen Struktur wurde von Kogelnik und Shank im Jahre 1971 [KS72] durchgeführt. Die dort erklärte Theorie der gekoppelten Moden geht von einem Energietransfer der hin- und zurücklaufenden Lichtwelle im Resonator aus, ausgelöst durch eine schwache periodische Veränderung im Brechungsindex entlang einer Achse (hier  $x$ ). Dabei können Real- ( $n_r$ ) und/oder Imaginärteil ( $n_i$ ) periodisch moduliert werden:

$$n_r(x) = n_r + n_{r1} \cos(2\beta_0 \cdot x) \quad (2.2)$$

$$n_i(x) = n_i + n_{i1} \cos(2\beta_0 \cdot x) \quad (2.3)$$

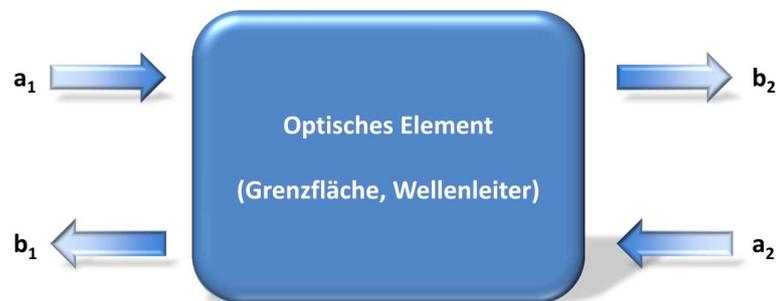
mit  $\beta_0 = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_{eff}}{\lambda_{Bragg}}$ , wobei  $\frac{\pi}{\beta_0}$  die Periodizität  $d$ ,  $n_{eff}$  den effektiven Brechungsindex und  $\lambda_{Bragg}$  die Bragg-Wellenlänge beschreibt.

Hiermit ergibt sich die berühmte Bragg-Bedingung zu:

$$\lambda_{Bragg} = 2 \cdot n_{eff} \cdot d \quad (2.4)$$

Ein weitaus mächtigeres Werkzeug stellt die Transfermatrix-Methode dar [CC95, GTS87, Row64]. Sie erlaubt die Berechnung des Feldes entlang einer Achse mit mehreren optischen Elementen. Dabei werden die Amplituden durch einen 2D-Vektor und jedes optische Element (Grenzfläche oder Wellenleiter), das es durchläuft, mit einer 2x2-Matrix beschrieben. Die Einträge der Matrix sind typischerweise komplex und es wird nicht nur die Amplitude, sondern auch die Phase berücksichtigt. Durch eine Multiplikation dieser Matrixelemente ist es nun auf einfache Weise möglich auch beliebige Brechungsindexverläufe und deren Einfluss auf die Amplitude oder Phase des Lichtes zu beschreiben. Damit geht diese Methode weit über die oben erwähnte Theorie der gekoppelten Moden hinaus, welche auf periodische Strukturen beschränkt ist. Es werden Streu- ( $S$ ) und Transfermatrizen ( $T$ ) unterschieden, wobei erstere die Amplitude des einfallenden ( $a_1$  und  $a_2$ ) mit der des ausfallenden ( $b_1$  und  $b_2$ ) Lichtes in Verbindung setzt. Letztere verknüpft

die Amplituden der vor- ( $a_1$  und  $b_2$ ) und zurück-propagierenden Mode ( $b_1$  und  $a_2$ ) vor und nach dem Durchlauf des Elementes [HMM88]. Es kann einfach als 2-Port-Netzwerk dargestellt werden (siehe Abb. 2.3):



**Abbildung 2.3:** 2-Port-Netzwerk als Darstellung für den Durchlauf von Licht durch ein optisches Element.

Der Formalismus schreibt sich wie folgt:

$$\begin{aligned} \text{Streumatrix: } \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \\ \text{Transfermatrix: } \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Dabei können die Einträge der Streumatrix wie folgt gedeutet werden [HMM88]:

$$\begin{aligned}
 \text{Eingangsreflexionsfaktor } S_{11} &= \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \\
 \text{Ausgangsreflexionsfaktor } S_{22} &= \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \\
 \text{Vorwärtstransmissionsfaktor } S_{21} &= \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \\
 \text{Rückwärtstransmissionsfaktor } S_{12} &= \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0}
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

Weiterhin lassen sich beide Matrizen ineinander durch eine Transformation überführen. Die Transformation von  $(S)$  und  $(T)$  ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}
 (S) &= \begin{pmatrix} -T_{22}^{-1}T_{21} & T_{22}^{-1} \\ T_{11} - T_{12}T_{22}^{-1}T_{21} & T_{12}T_{22}^{-1} \end{pmatrix} \\
 (T) &= \begin{pmatrix} S_{21} - S_{22}S_{12}^{-1}S_{11} & S_{22}S_{12}^{-1} \\ -S_{12}^{-1}S_{11} & S_{12}^{-1} \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Eine wichtige Größe für die Beschreibung von DFB-Lasern ist die Kopplungskonstante  $\kappa$ . Diese beschreibt die effektive Modulation im Brechungsindex bzw. in der Verstärkung. Weiterhin ist die Länge des Gitterbereiches  $L$  sehr entscheidend für den stabilen Betrieb des Lasers. Wird nur der Realteil des Brechungsindex moduliert (indexgekoppelter Laser), so hat sich ein Wert für  $\kappa \cdot L$  von ca. 1,0–1,5 als optimal erwiesen [CC95, Fuk99]. Doch auch wenn der Laser durch die obigen Maßnahmen longitudinal und lateral auf einer Mode schwingt, sind doch natürliche und technische Limitierungen für die Stabilität des Laserlichtes gegeben. Auf diese wird im anschließenden Abschnitt eingegangen.

## 2.3 Intensitäts- und Frequenzrauschen

Um die Antwort der Lichteigenschaften des Lasers (betreffend der Intensität und der Frequenz) auf Schwankungen der Ladungsträger- oder Photonendichte im Resonator zu verstehen, wird im Nachfolgenden genauer auf die Prozesse in der Laserkavität eingegangen.

### 2.3.1 Ratengleichungen

Um solche Prozesse beschreiben zu können, betrachtet man die zeitliche Entwicklung von Photonen- und Ladungsträgerdichte im Resonator. Diese kann wie folgt beschrieben werden [CC95]:

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= \frac{\eta_i I}{qV} - (R_{sp} + R_{ns} + R_{st}) \\ \frac{dN_p}{dt} &= \Gamma(R_{st} + \beta_{sp}R_{sp}) - \frac{N_p}{\tau_p}\end{aligned}\tag{2.8}$$

mit

$\beta_{sp}$	:	Anteil der spontanen Emission in die Lasermode
$\Gamma$	:	Füllfaktor der aktiven Schicht
$\eta_i$	:	interne Quanteneffizienz
$\tau_p$	:	Photonenlebensdauer im Resonator
$I$	:	Injektionsstrom
$N$	:	Ladungsträgerdichte
$N_p$	:	Photonendichte
$q$	:	Elementarladung
$R_{ns}$	:	nichtstrahlende Rekombinationsrate
$R_{sp}$	:	spontane Rekombinationsrate
$R_{st}$	:	Nettorate für stimulierte Prozesse (Absorption und Emission)
$V$	:	Volumen der aktiven Schicht

$\eta_i$  stellt dabei den prozentualen Anteil der Ladungsträger vom Injektionsstrom  $I$  dar, welcher die aktive Schicht erreicht und unter Aussendung eines Photons rekombinieren kann. Die stimulierte Emissionsrate lässt sich über  $R_{st} = v_g g N_p$  ausdrücken. Dabei ist  $g$  die Materialverstärkung und  $v_g$  die Gruppengeschwindigkeit der Photonen. Die Laserschwelle ist erreicht, wenn durch die Verstärkung  $g$  die internen Verluste  $\alpha_i$  nach einem Umlauf im Resonator der Länge  $L$  bei einer Leistungsreflektivität der Facetten  $R_1$  bzw.  $R_2$  kompensiert sind, d. h.  $P_{res}(2L) = P_{res}(0)$  oder

$$P_{res}(2L) = R_1 R_2 \cdot e^{(\Gamma g_{th} - \alpha_i) 2L} \cdot P_{res}(0)\tag{2.9}$$

$P_{res}$  beschreibt dabei die optische Leistung im Resonator. Es lässt sich somit als Schwellenbedingung schreiben:

$$R_1 R_2 \cdot e^{(\Gamma g_{th} - \alpha_i) 2L} = 1 \quad (2.10)$$

Oberhalb des Schwellenstroms  $I_{th}$  (*engl. threshold*) sind Verstärkung und Ladungsträgerdichte konstant. Jeder Ladungsträger über diesem Wert erhöht auch gleichzeitig  $R_{st}$ , womit selbstregulierend die Ladungsträger abgebaut werden. Da die Verstärkung abhängig von der Ladungsträgerdichte ist, wird diese auch auf die Schwellenverstärkung  $g_{th}$  fixiert. Die emittierte Lichtleistung  $P_0$  lässt sich aus dieser Gleichgewichtsbetrachtung und der Tatsache, dass sie sich aus dem Produkt der gespeicherten optischen Energie im Resonator  $E_{op} = N_p V_p h\nu$  mit dem Modenvolumen  $V_p$  und der „Verlustrate“ der Spiegel  $\frac{1}{\tau} = \nu_g \alpha_m$  zusammensetzt, ermitteln:

$$P_0 = \eta_i \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \right) \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \quad \text{für } (I > I_{th}) \quad (2.11)$$

mit

- $\alpha_m$  : Spiegelverluste
- $h$  : Plancksches Wirkungsquantum
- $\nu$  : Frequenz der Photonen

### 2.3.2 Intensitätsrauschen – Relatives Intensitätsrauschen

Das Rauschen auf Grund von Schwankungen in der Ladungsträger- und Photonendichte im Resonator wirkt sich direkt auf die Eigenschaften des emittierten Lichts aus. Das Rauschen des Pumpstroms (idealerweise nur Schrotrauschen) und der Anteil der spontanen Emission in der Lasermode generieren ein Amplituden- und Phasenrauschen. Es kann das relative Intensitätsrauschen der Ausgangsleistung  $P_0$  (RIN – *engl. Relative Intensity Noise*) als Kenngröße eingeführt werden [CC95]:

$$RIN = \frac{\langle \delta P(t)^2 \rangle}{P_0^2} \quad (2.12)$$

wobei  $\langle \delta P(t)^2 \rangle$  als die Varianz der Rauschverteilung (als Gauß-förmig angenommen) beschrieben wird.

Im Frequenzraum betrachtet ergibt sich [CC95]:

$$\frac{RIN}{\Delta f} = \frac{2S_{\delta P}(\omega)}{P_0^2} \quad (2.13)$$

$\Delta f$  ist die Filterbandbreite der Messaparatur und  $S_{\delta P}(\omega)$  die spektrale Leistungsdichte oder PSD (*engl. Power Spectral Density*). Der Faktor 2 im Zähler berücksichtigt auch negative Frequenzen, wie es hier der Fall ist. Die Beschreibung erfolgt über die Differentiale der Ratengleichungen (siehe Glg. 2.8) und der Einführung von zwei Langevin-Rauschquellen  $F_N(t)$  und  $F_P(t)$ , welche ein weißes Rauschen in der Ladungsträger- und Photonendichte darstellen:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(dN) &= \frac{\eta_i}{qV} - \frac{1}{\tau_{\Delta N}}dN - v_g g dN_p - N_p v_g dg + F_N(t) \\ \frac{d}{dt}(dN_p) &= \left( \Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_p} \right) dN_p + N_p \Gamma v_g dg + \frac{\Gamma}{\tau'_{\Delta N}} dN + F_P(t) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Gekürzte Schreibweise:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(dN) &= -\gamma_{NN}dN - \gamma_{NP}dN_p + F_N(t) \\ \frac{d}{dt}(dN_p) &= \gamma_{PN}dN - \gamma_{PP}dN_p + F_P(t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

mit den Koeffizienten:

$$\begin{aligned} \gamma_{NN} &= \frac{1}{\tau_{\Delta N}} + v_g a N_p & \gamma_{NP} &= \frac{1}{\Gamma \tau_p} - \frac{R'_{sp}}{N_p} - v_g a_p N_p \\ \gamma_{PN} &= \frac{\Gamma}{\tau'_{\Delta N}} + \Gamma v_g a N_p & \gamma_{PP} &= \frac{\Gamma R'_{sp}}{N_p} + \Gamma v_g a_p N_p \end{aligned} \quad (2.16)$$

$\tau_{\Delta N}$  und  $\tau'_{\Delta N}$  stellen differenzielle Lebensdauern dar,  $\tau_{\Delta N}$  für Ladungsträger, bei deren Rekombination keine Photonen in die Lasermode emittiert werden, und  $\tau'_{\Delta N}$  für Ladungsträger, bei deren spontaner Rekombination Photonen in die Lasermode emittiert werden. Des Weiteren führt man die differenziellen Verstärkungen  $a = \frac{\partial g}{\partial N}$  und  $a_p = -\frac{\partial g}{\partial N_p}$  ein. Die Lösung dieser gekoppelten Gleichungen erfolgt im Frequenzraum (nachzulesen in [CC95]). Für die spektrale Leistungsdichte ergibt sich so:

$$S_{\delta P}(\omega) = h\nu P_0 \cdot \left( \frac{a_1 + a_2 \omega^2}{\omega_R^2} |H(\omega)|^2 + 1 \right) \quad (2.17)$$

mit:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{8\pi(\Delta\nu)_{ST}P_0}{h\nu} \frac{1}{\tau_{\Delta N}^2} + \frac{P_0\tau_p}{h\nu V_p N_p} \cdot \frac{2I_{th}}{I - I_{th}} \omega_R^4 \\ a_2 &= \frac{8\pi(\Delta\nu)_{ST}P_0}{h\nu} - 2 \cdot \frac{P_0\tau_p}{h\nu V_p N_p} \cdot \frac{\Gamma a_p}{a} \cdot \omega_R^2 \end{aligned} \quad (2.18)$$

und der Modulationstransferfunktion  $|H(\omega)|$ :

$$|H(\omega)| = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \quad (2.19)$$

Dabei beschreibt  $\omega_R$  die Relaxationsresonanzfrequenz und  $\gamma$  die Dämpfung des Lasers. Es gelten folgende Zusammenhänge:

$$\begin{aligned} \omega_R^2 &= \gamma_{NP}\gamma_{PN} + \gamma_{NN}\gamma_{PP} \\ \gamma &= \gamma_{NN} + \gamma_{PP} \end{aligned} \quad (2.20)$$

$(\Delta\nu)_{ST} = \frac{\Gamma R'_{sp}}{4\pi N_p}$  stellt dabei die modifizierte Schawlow-Townes-Linienbreite dar (mit  $R'_{sp} = \beta_{sp} R_{sp}$ ). Sie ist eine Größe für das Rauschen, welches durch den spontanen Emissionsanteil ausgelöst wird, ohne Berücksichtigung des Langevin-Rauschanteils der Ladungsträger.

Mit den oben erarbeiteten Erkenntnissen lässt sich das RIN im Frequenzraum wie folgt beschreiben:

$$\frac{RIN}{\Delta f} = \frac{2h\nu}{P_0} \left( \frac{a_1 + a_2\omega^2}{\omega_R^4} |H(\omega)|^2 + 1 \right) \quad (2.21)$$

### 2.3.3 Frequenzrauschen – Linienbreite

Nach der Betrachtung des RINs soll nun die Linienbreite eines Lasers genauer untersucht werden. Dafür wird zunächst ein passiver Resonator ohne Absorptions- oder Emissionsprozesse betrachtet, d. h. ohne stimulierte oder spontane Prozesse. Die Rategleichung der Photonendichte aus Gleichung 2.8 ist hier mit dem einfachen exponentiellen Ansatz zu lösen. Die zeitabhängige Photonendichte und das dazugehörige E-Feld sind gegeben über [CC95]:

$$N_p(t) = N_{p0} e^{-t/\tau_p} \quad E(t) = E_0 e^{i\omega_0 t} e^{-t/2\tau_p} \quad (2.22)$$

Eine Fourier-Transformation des Feldes in den Frequenzraum ergibt eine Lorentz-Verteilung mit der Halbwertsbreite  $\Delta\omega = 1/\tau_p$ :

$$|E(\omega)|^2 = \frac{|E(\omega)|^2}{1 + 4\tau_p^2(\omega - \omega_0)^2} \quad (2.23)$$

Stimulierte Emission kann durch die Einführung einer Photonenlebensdauer  $\tau_p$  berück-

sichtigt werden (siehe Abschnitt 2.3.1). Es ergibt sich die effektive Photonenlebensdauer  $\tau'_p$ :

$$\frac{1}{\tau'_p} = \frac{1}{\tau_p} - \Gamma v_g g \quad (2.24)$$

Es ist zu erkennen, dass eine positive Verstärkung im Resonator die Lebensdauer erhöht. Im Gleichgewichtsfall ( $dN_p/dt = 0$ ) gilt für die Photonendichte im Resonator (siehe Glg. 2.8):

$$N_p = \frac{\Gamma R'_{sp}}{1/\tau_p - \Gamma v_g g} \quad (2.25)$$

Die Linienbreite (FWHM – *engl. Full Width Half Maximum*) unterhalb der Schwelle kann mit den Gleichungen 2.24 und 2.25 somit wie folgt geschrieben werden:

$$(\Delta\nu)_{sp} = \frac{1}{2\pi\tau'_p} = \frac{\Gamma R'_{sp}}{2\pi N_p} \quad (2.26)$$

Oberhalb der Laserschwelle wird diese noch durch den Faktor 2 reduziert, da die Fluktuationen in der Amplitude des Feldes auf Grund der Kopplung der Ratengleichungen stabilisiert werden:

$$(\Delta\nu)_{ST} = \frac{\Gamma R'_{sp}}{4\pi N_p} \quad (2.27)$$

Die obige Gleichung beschreibt die Linienbreite eines Lasers ohne Berücksichtigung des Rauschens, welches über Ladungsträgerdichteschwankungen auftritt (modifizierte Schawlow-Townes-Linienbreite). Diese Schwankungen haben direkte Auswirkungen auf den realen und imaginären Anteil des Brechungsindex  $n = n_r + i \cdot n_i$ . Es wird ein sogenannter *Linewidth Enhancement Factor*  $\alpha$  definiert [Hen82]:

$$\alpha \equiv -\frac{dn_r/dN}{dn_i/dN} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn_r/dN}{dg/dN} = -\frac{4\pi}{a\lambda} \frac{dn_r}{dN} \quad (2.28)$$

Über den Zusammenhang von Verstärkung und dem komplexen Brechungsindex mit dem Betrag des Wellenvektors  $k_0$  ( $g = 2k_0 n_i = 4\pi n_i/\lambda$ ) lässt sich  $\alpha$  auch direkt mit der differentiellen Verstärkung  $a = dg/dN$  verknüpfen. Ein Rauschen bzw. Schwankungen in der Ladungsträgerdichte und damit im Brechungsindex resultiert/resultieren auch in Frequenzrauschen. Die modifizierte Schawlow-Townes-Linienbreite wird daher um einen weiteren Faktor  $(1 + \alpha^2)$  verbreitert. Die Linienbreite bei FWHM ist somit gegeben über:

$$\Delta\nu_{FWHM} = (\Delta\nu)_{ST}(1 + \alpha^2) = \frac{\Gamma R'_{sp}}{4\pi N_p}(1 + \alpha^2) \quad (2.29)$$

## Kapitel 3

# Technologie und Herstellung

In diesem Kapitel werden kurz die wichtigsten Prozessierungsverfahren vorgestellt, welche für die Herstellung der in dieser Arbeit entwickelten Laser relevant sind. Dabei werden neben der optischen Kontaktlithographie und der Elektronenstrahlolithographie auch Depositions- und Ätzverfahren diskutiert.

### 3.1 Optische Lithographie

Die optische Lithographie stellt ein paralleles und damit sehr schnelles Verfahren zur Definition von Strukturen dar. Dabei ist die minimale Strukturgröße maschinell und physikalisch durch die verwendete Wellenlänge (optischer Belichter MA45 der Firma Karl Süss) auf ca.  $1\ \mu\text{m}$  limitiert. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kontaktbelichtung wird der optische Lack mit einer Lackschleuder (auch *engl.* Spincoater) homogen aufgetragen und ein erster Ausbackschritt ausgeführt, um diesen zu härten und ihn damit für die Kontaktbelichtung vorzubereiten. Für den Übertrag der strukturierten Maske (Chrom auf Quarzglas) wird diese auf das belackte Substrat gepresst. Typischerweise findet vorher eine sehr genaue Justage mittels vordefinierter Marken statt. Das Chrom auf der Quarzglasmaske schattet die UV-Strahlung an den gewünschten Stellen ab, der restliche Lack wird belichtet. Bei einem Positivlack, welcher ausschließlich verwendet wurde, wird dort die chemische Löslichkeit erhöht und es lassen sich nun diese Strukturen durch einen geeigneten Entwickler entfernen. Die Prozessparameter sind die Belichtungszeit (mehrere Sekunden) und die Intensität (ca.  $20\ \text{mW}/\text{cm}^2$ ). Neben der in dieser Arbeit praktizierten Kontaktbelichtung mit einer Quecksilberdampfampe ( $\lambda = 365\ \text{nm}$ ) sind auch Proximity- und Projektionsbelichtungen möglich. Mit Letzteren ist es Intel gelungen unter Verwendung von geeigneten Optiken, Immersionsbelichtung und weiterer technischer Raffinessen mit einer Wellenlänge von  $193\ \text{nm}$  (ArF-Excimerlaser) eine  $14\ \text{nm}$ -Technologie für die Massenfertigung zu etablieren [Int17].

## 3.2 Elektronenstrahl-Lithographie

Im Gegensatz zur optischen Lithographie ist die Elektronenstrahl-Lithographie ein serielles Verfahren. Mit jenem ist die Prozessgeschwindigkeit zwar limitiert, aber es ergeben sich Vorteile bzgl. der Auflösung und der Vielfältigkeit. In dieser Arbeit wird eine Elektronenstrahlanlage des Typs JBX-6300FS von JEOL verwendet [JEO]. Diese ermöglicht Beschleunigungsspannungen von 25, 50 oder 100 kV und eine minimale Spotgröße von 2 nm. Als Elektronenquelle wird ein thermisch unterstützter ZrO/W-Feldemitter verwendet. Schreibfelder von  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$  und minimale Strukturgrößen von 8 nm ermöglichen das Schreiben von präzisen Strukturen über eine größere Fläche ohne Stitching-Fehler (Ungenauigkeit bei dem Aneinandersetzen von Schreibfeldern: laut Spezifikation  $< 30 \text{ nm}$ ). Ähnlich wie bei der Präparation des optischen Lackes wird auch der elektronensensitive PMMA (**P**oly-**M**ethyl-**M**eth-**A**crylat) mit einer Lackschleuder auf das gewünschte Substrat aufgebracht und ebenfalls vor dem eigentlichen Belichten ausgebacken. Die Prozessparameter sind der Strom (einstellbar über Blenden, im Bereich von 1–16 nA) und die Verweilzeit des Strahls auf einem Punkt.

## 3.3 Depositionsverfahren

Für die Herstellung von Halbleiterstrukturen ist es unabdingbar verschiedenste Materialien flächig oder durch einen Lack vorstrukturiert aufzubringen. Diese Materialien dienen z. B. der elektrischen Kontaktierung, der Passivierung, als Ätzmaske für darauffolgende Schritte, als Rückkopplungs-Gitter oder als Vergütung der Facetten wie bei einem Halbleiterlaser.

### 3.3.1 Elektronenstrahl- und thermisches Verdampfen

Bei beiden Verfahren wird durch punktuellen (Elektronenstrahl) oder flächigen (thermisches bzw. Widerstandsverdampfen) Wärmeeintrag ein Verdampfen der gewählten Substanzen hervorgerufen. Beide Technologien weisen ein anisotropes Abscheideverhalten auf und eignen sich daher besonders für Abhebe-Prozesse (*engl.* Lift-Off). Es sollte erwähnt werden, dass bei Materialien mit hohem Schmelzpunkt der Temperatureintrag in den Lack zu strukturellen Veränderungen führen kann.

### 3.3.2 Sputtern

Im Gegensatz zu den Verdampfungsarten ist Sputtern ein relativ isotropes Depositionsverfahren. Daher ist es nur bedingt für Lift-Off-Prozesse geeignet. Es werden aus einem Plasma Ionen auf ein Target (gewünschtes Abscheidematerial) beschleunigt. Sie schlagen

aus diesem Atome bzw. Moleküle heraus, welche sich wiederum an der Probe abscheiden. Da jene Atome bzw. Moleküle meist eine größere kinetische Energie aufweisen, ist die Haftung der Materialien auf der Probe, verglichen mit den obigen Verdampfungsarten, üblicherweise besser [CEH06]. Es wird zwischen DC-, RF- und Ionenstrahlsputtern unterschieden. Bei den beiden letzten Methoden lassen sich sowohl Metalle als auch Dielektrika sputtern, da das Plasma durch ein Wechselfeld (RF) oder in einer Ionenquelle erzeugt wird. Dagegen ist das DC-Sputtern (oder auch Magnetron-Sputtern genannt) auf Metalle oder leitfähige Halbleiter beschränkt, da sich ein isolierendes Targetmaterial positiv auflädt und den Ionenfluss damit stoppt. Für die Deposition von Dielektrika muss man auf das sogenannte reaktive Sputtern zurückgreifen, bei welchem zusätzlich oder anstelle des Sputtergases ein Gas (z. B.  $O_2$  oder  $N_2$ ) eingeleitet wird, welches mit dem leitfähigen Targetmaterial reagiert und dieses zu einem Dielektrikum oxidiert oder nitriert.

### 3.3.3 Galvanisieren

Bei der Abscheidung von dickeren Goldschichten wird gerne auf das elektrochemische Verfahren der Galvanik zurückgegriffen. Hierbei werden durch Anlegen einer Spannung Goldkomplexe aus einer Lösung an den elektrisch leitenden, freien Stellen der Probe angelagert. Es ist im Gegensatz zu den oberen Abscheideverfahren ein sehr schnelles Verfahren, da es nicht auf eine Vakuumanlage angewiesen ist und die Abscheideraten um ein Vielfaches erhöht sind. Gerne wird hierbei wie bei einem Lift-Off-Verfahren ein strukturierter Lack verwendet, um ein gezieltes Anlagern von Gold zu ermöglichen.

## 3.4 Ätzverfahren

Nicht nur das Abscheiden von verschiedenen Materialien ist für die Herstellung von Halbleiterstrukturen wichtig. Auch das Abtragen oder Entfernen von Halbleiterverbindungen oder anderen Materialien stellt eine Standardprozedur dar.

### 3.4.1 Reaktives Ionen-Ätzen

Eine Möglichkeit des Ätzens von Halbleitern oder anderen Materialien ist das sogenannte Reaktive-Ionen-Ätzen (RIE – *engl.* **R**eactive **I**on **E**tching). Dabei wird in einem Parallelplattenreaktor über eine RF-Spannung (typische Frequenz 13.56 MHz) ein Plasma über Stoßionisation gezündet. Da die Elektronen in diesem Plasma viel beweglicher als die Ionen sind, treffen auf den Plattenteller während der positiven Halbwelle mehr Elektronen auf als Ionen bei negativer Halbwelle. Dadurch entsteht zwischen Probenhalter und Plasma eine Potentialdifferenz (Bias-Spannung), welche die Ionen in Richtung der Probe beschleunigt. Diese hängt vorwiegend von der Ionendichte ab und diese wiederum von der

eingestrahlen Leistung, dem Gasfluss und dem Prozessdruck. Sie kann zusätzlich noch durch eine sogenannte Self-Bias-Spannung erhöht werden, wenn eine asymmetrische Elektrodengeometrie gewählt wird (Fläche Probenelektrode < Fläche Gegenelektrode).

Eine Weiterentwicklung der obigen Methode sind Elektron-Zyklotron-Resonanz- (ECR – *engl.* **E**lectron **C**yclotron **R**esonance) und induktiv gekoppelte Plasma-RIE-Anlagen (ICP – *engl.* **I**nductively **C**oupled **P**lasma). Beide Konzepte ermöglichen eine unabhängige Kontrolle von Ionenstromdichte und Ionenenergie, welche bei reinem RIE gekoppelt sind. Weiterhin sind auch um eine Größenordnung höhere Ionendichten möglich, was sich signifikant auf die Ätzrate auswirkt. Im Falle der ECR-RIE wird die Ionendichte zusätzlich über eine eingekoppelte Mikrowellenleistung gesteuert. Bei der ICP-RIE wird ein magnetisches Wechselfeld eingekoppelt, um eine effizientere Ionisation zu erzielen.

### 3.4.2 Ionenstrahl-Ätzen

Beim Ionenstrahl-Ätzen (*engl.* **I**BE – **I**on **B**eam **E**tching) wird, wie der Name schon sagt, ein Ionenstrahl erzeugt, mit dem auch edle Metalle wie Gold oder Platin (über rein physikalischen Abtrag) strukturiert werden können. Im Gegensatz zum reaktiven Ionenstrahl-Ätzen wird hierbei aber nur ein Edelgas für die Plasmaerzeugung und den Ätzvorgang verwendet, z. B. Argon. Eine Ionenstrahlquelle ist typischerweise wie folgt aufgebaut. Die Plasmaerzeugung steht am Anfang und wird entweder über eine DC- oder RF-Spannung evtl. mit obig genannten Zusätzen (ECR bzw. ICP) realisiert. Über ein Lochgittersystem werden die Ionen beschleunigt und der Ionenstrahl geformt (kollimiert, fokussiert oder divergent).

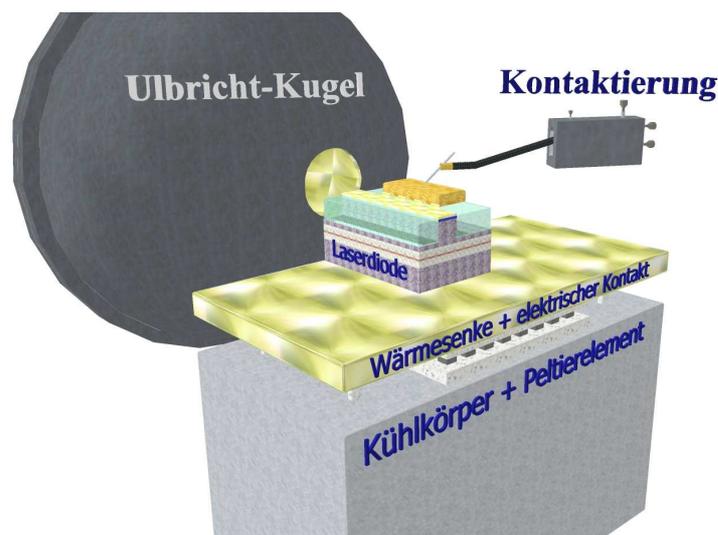
## Kapitel 4

# Grundlegende Charakterisierung

Die Standard-Charakterisierungsarten bei Laserdioden sind die Kennlinienmessung oder auch elektro-optische Charakterisierung und die spektrale Charakterisierung. Die Kennlinienmessung zeigt in Abhängigkeit des Stromes die emittierte Leistung  $P_{opt}$  (pro Facette) und die Spannung auf, welche über der Laserdiode abfällt. Bei der spektralen Charakterisierung wird die Leistung frequenz- bzw. wellenlängenabhängig gemessen.

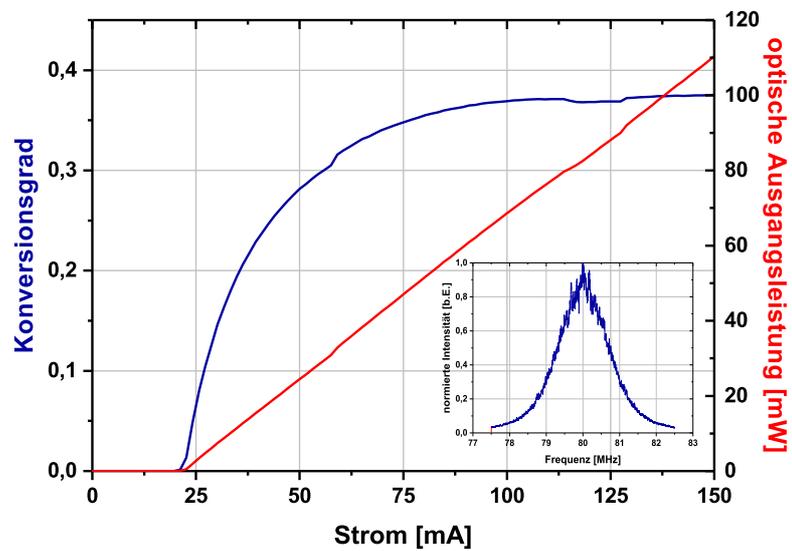
### 4.1 Kennlinienmessung

Die elektro-optische Charakterisierung der Bauelemente gibt Auskunft über prinzipielle Eigenschaften des Lasers. Hierfür wird die Diode mit einer Wärmesenke in Verbindung gebracht und mit einer Stromquelle kontaktiert. Die Charakterisierung kann auf Chiplevel in Form von Barren ohne Vergütung (cleaved-cleaved) vorgenommen werden. Dies sind aus dem fertig strukturierten Wafer herausgespaltene Streifen. Die Bruchkanten definieren die Resonatorspiegel und damit die Länge der Laser. Diese Barren können auch verspiegelt, d. h. mit einer Facettenvergütung, oder als einzelner Laserchip aufgebaut in den verschiedenen Gehäuseformen vorgenommen werden. Hierfür wird die Laserdiode über ein Lot mit einem Gehäuse verbunden, um eine effiziente Wärmeableitung zu gewährleisten. Die Emission wird in eine sog. Ulbricht-Kugel gelenkt. Diese streut das Licht sehr häufig, bevor es auf die integrierte Photodiode in der Kugel trifft. Somit kann unabhängig von der Divergenz der Lichtquelle die optische Leistung bestimmt werden [Goe67, JK55]. Da aber die Sensitivität der Photodiode wellenlängenabhängig ist, wird vor der Vermessung über diesen Aufbau bei einem bestimmten Betriebspunkt die gesamte optische Leistung einer Facette integral über einen geeigneten Detektor aufgenommen. Damit ergibt sich ein Kalibrierungsfaktor, der in die Auswertung des Photostroms für die zu untersuchende Wellenlänge einfließen muss. Eine schematische Darstellung des Messplatzes ist in Abbildung 4.1 zu sehen.



**Abbildung 4.1:** Schematischer Aufbau eines Messplatzes zur Kennliniencharakterisierung. Eine Diode, welche sich auf einer Wärmesenke befindet, wird elektrisch kontaktiert und das emittierte Licht nach Mehrfachstreuung in einer Ulbricht-Kugel auf einer Photodiode detektiert.

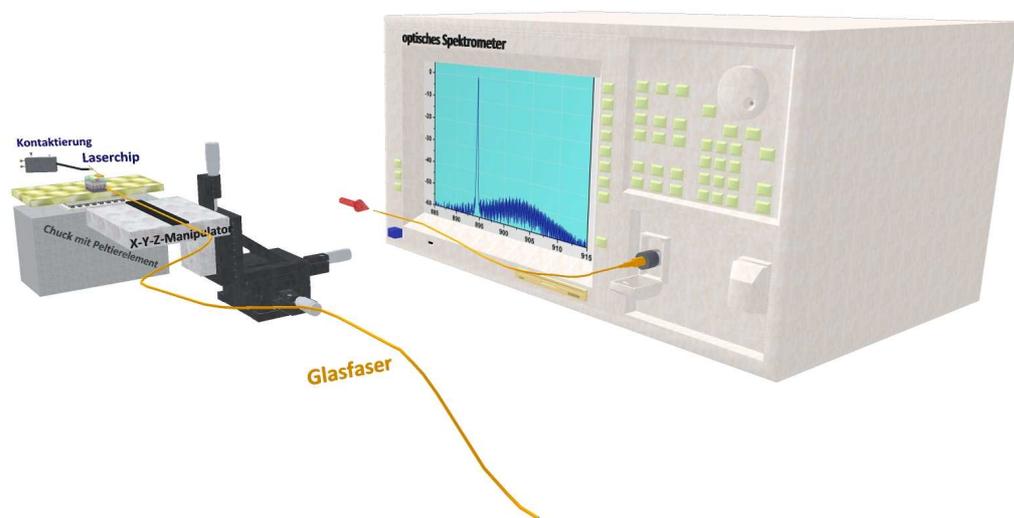
Aus der Messung lassen sich Parameter wie Schwellenstrom, Effizienz (über die P-I-Kennlinie), Einsatzspannung und differentieller Widerstand (über die U-I-Kennlinie) ablesen. Der Schwellenstrom ist eine Größe, die man gut bei Bauteilen gleicher Dimension verwenden kann. Ansonsten bietet sich die Schwellenstromdichte an. Der Anteil der über die jeweilige Facette ausgekoppelten Lichtleistung hängt stark von der Vergütung und der Länge des Bauteils ab. Laterale Ausdehnungen spielen hier kaum eine Rolle. Über die Einsatzspannung lassen sich zusätzliche Widerstände z. B. an den Kontakten nachweisen, wobei die Einsatzspannung kaum größer als die Bandlücke sein sollte. Der differentielle Widerstand ist ohne parasitäre Einflüsse nur mit einer Vier-Punkt-Messung zu bestimmen. Bei der Standardmessung in dieser Arbeit wird immer der Widerstand der Kontaktnadel mitgemessen. Über den Betriebsstrom und die an der Laserdiode abfallende Spannung kann auch die elektrische Verlustleistung bestimmt werden. Mit der emittierten optischen Leistung ergibt sich dann der sog. Konversionsgrad zu  $\eta = \frac{P_{opt}}{P_{el}}$ . In Abbildung 4.2 ist eine typische Kennlinie eines Bauteils zu sehen, das in dieser Arbeit entwickelt wurde. Ein Schwellenstrom von 23 mA, eine Effizienz von 0,86 W/A und ein maximaler Konversionsgrad von über 37 % konnten ermittelt werden.



**Abbildung 4.2:** Kennlinie eines DFB-Lasers, welcher innerhalb dieser Arbeit hergestellt wurde. Der Schwellenstrom beträgt 23 mA und die Effizienz 0,86 W/A. Ein maximaler Konversionsgrad von über 37 % konnte ermittelt werden. Weiterhin ist die Linienbreite von 844 kHz bei 100 mW als Auszug dargestellt.

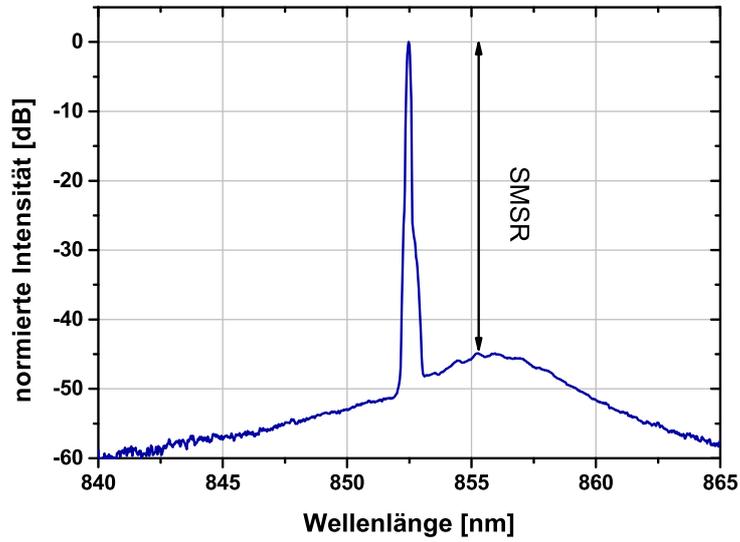
## 4.2 Spektrale Charakterisierung

Unter der spektralen Charakterisierung versteht man eine wellenlängenabhängige Messung der Ausgangsleistung des Bauteils. Hierbei ist die Laserdiode ähnlich wie bei der Kennlinienmessung mit einer Wärmesenke verbunden. Das Licht wird in eine Glasfaser eingekoppelt und wiederum mit Hilfe eines optischen Spektren-Analysators untersucht. In der verwendeten Konfiguration des Doppelmonochromators besitzt der Analysator einen hohen dynamischen Bereich von bis zu -90 dBm. Die maximale Auflösung liegt in einem Bereich von 0,05 nm und ist nur durch Benutzung einer Single-Mode-Glasfaser zu erreichen. Der Messaufbau ist schematisch in Abbildung 4.3 zu sehen.



**Abbildung 4.3:** Schematischer Aufbau eines Messplatzes zur spektralen Charakterisierung. Das Licht einer thermisch stabilisierten Laserdiode wird über eine Faser in einen Monochromator geführt. In diesem wird die Leistung des Lichts wellenlängenabhängig analysiert.

In Abbildung 4.4 ist ein typisches Spektrum eines in dieser Arbeit hergestellten DFB-Lasers zu sehen. Die Emissionswellenlänge beträgt 852,5 nm mit einer Seitenmodenunterdrückung (SMSR – *engl.* **S**ide **M**ode **S**uppression **R**atio) von mehr als 45 dB.



**Abbildung 4.4:** Typisches Spektrum eines in dieser Arbeit hergestellten DFB-Lasers. Die monomodige Emission liegt bei 852,5 nm mit einer Seitenmodenunterdrückung (Verhältnis der Intensitäten von Lasermode und stärkster Nebenmode) von über 45 dB.

## Kapitel 5

# Charakterisierung der epitaktischen Struktur

Alle in dieser Arbeit hergestellten Laser wurden auf Wafermaterial eines externen kommerziellen Lieferanten gefertigt. Für die Dimensionierung der Schichtstruktur wurden umfangreiche Simulationen der resultierenden Lasereigenschaften wie Schwelle und Emissionscharakteristik durchgeführt. Die entworfenen Laserstrukturen wurden mittels MOCVD (*engl.* **M**etal-**O**rganic **C**hemical **V**apour **D**eposition) hergestellt. Vor der Prozessierung der Proben wurden diese zunächst einer Grundcharakterisierung unterzogen, welche die Messungen der internen Verluste  $\alpha_i$  und Quanteneffizienz  $\eta_i$  sowie der modalen Schwellenverstärkung  $\Gamma g_{th}$  und des  $\alpha$ -Faktors umfasste.

### 5.1 Bestimmung der internen Parameter

Zur Bestimmung von  $\alpha_i$ ,  $\eta_i$  und  $\Gamma g_{th}$  wurden Breitstreifenlaser (*engl.* **B**road **A**rea **L**aser – **BAL**) mit einer Stegbreite von 100  $\mu\text{m}$  prozessiert. Die Laser zeichnen sich dadurch aus, dass außer der elektrisch leitenden Deckschicht alle anderen Schichten vollständig erhalten bleiben. Lediglich für die Strompfadbegrenzung wird die hochdotierte Kontaktschicht zwischen den aufgedampften Kontakten weggeätzt. Im Gegensatz zu Lasern mit geätzten Wellenleitern gibt es in BALs keine Verluste durch Streuung an den Seitenwänden. Im gepulsten Betrieb wurden BALs verschiedener Länge charakterisiert. Durch die gepulste Messung (300 ns Pulslänge, 1 kHz Repetitionsrate) ist der thermische Eintrag durch den Strom zu vernachlässigen und man kann auf die intrinsischen Parameter der Laserstruktur schließen. Aus der Kennlinienmessung erhält man die Effizienz und die Schwelle für verschiedene Laserlängen. Aus der gemessenen Effizienz wird wiederum auf die sogenannte differenzielle externe Quanteneffizienz  $\eta_e$  geschlossen. Sie stellt den prozentualen Anteil der Photonen dar, welche nach der Generierung in der aktiven Schicht den Resonator

verlassen können, ohne vorher absorbiert zu werden. Es gilt:

$$\eta_e = \eta_i \left( \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right) = \left( \frac{e}{h\nu} \right) \frac{dP_{opt}}{dI} \quad (5.1)$$

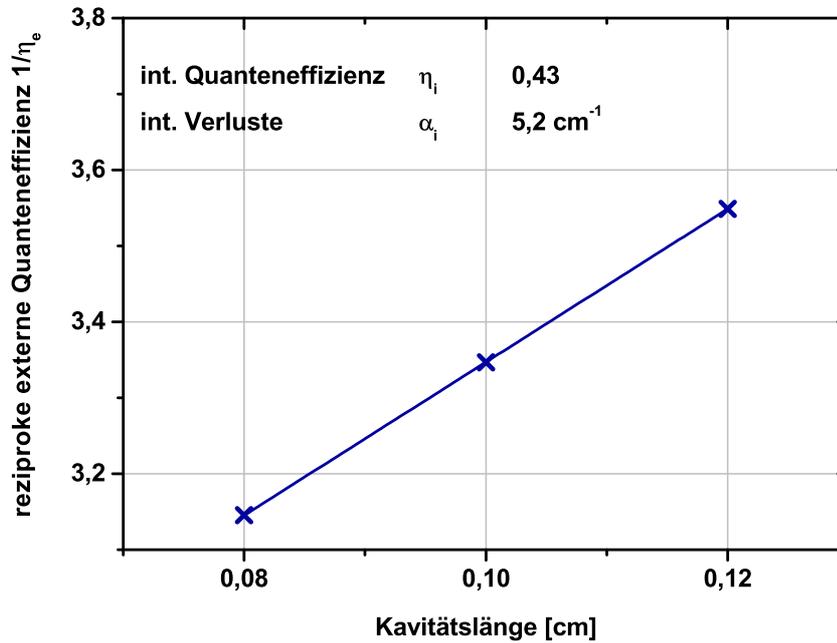
Mit der Auftragung der inversen externen Quanteneffizienz über der Kavitätslänge lassen sich dann sehr leicht  $\eta_i$  und  $\alpha_i$  bestimmen. Wie man beim Umschreiben der Gleichung 5.1

$$\frac{1}{\eta_e} = \frac{1}{\eta_i} \left( 1 + \frac{2L\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \right) \quad (5.2)$$

erkennt, erhält man durch Extrapolation nach  $L = 0$  die inverse interne Quanteneffizienz. Aus der Steigung der Geraden bestimmt man die interne Absorption  $\alpha_i$ . Für die Leistungsreflektivitäten kann man in guter Näherung die Fresnel-Formel für die Reflektivität einer Grenzfläche zweier Medien bei senkrechtem Lichteinfall nutzen. Somit ergibt sich für die unverspiegelten Laserfacetten:

$$R_1 = R_2 = \left( \frac{n_{eff} - 1}{n_{eff} + 1} \right)^2 \quad (5.3)$$

In Abbildung 5.1 sind die Messdaten und die Auswertung einer verwendeten Laserstruktur dargestellt. Es ergeben sich eine interne Quanteneffizienz von knapp 43 % und eine interne Absorption von  $5,2 \text{ cm}^{-1}$ . Bei diesen Werten kann man die Qualität des Wachstums des externen Herstellers nicht mit den Ergebnissen aus der aktuellen Forschung vergleichen, welche interne Quanteneffizienten deutlich über 90 % bei Werten der internen Absorption unter  $3 \text{ cm}^{-1}$  erreichen [VLB<sup>+</sup>08, VLC<sup>+</sup>04].



**Abbildung 5.1:** Auftragung der reziproken externen Quanteneffizienz über die Kavitätslängen der verschiedenen Breitstreifenlaser, die auf der Laserstruktur gefertigt wurden. Es ergibt sich eine interne Quanteneffizienz von 43 % bei einer internen Absorption von  $5,2 \text{ cm}^{-1}$ .

Für die Bestimmung der Transparenzstromdichte  $j_{tr}$  und der modalen Verstärkung wird für die Abhängigkeit der Verstärkung von der Ladungsträgerdichte der folgende (empirische) Zusammenhang angenommen:

$$g = g_0 \ln \left( \frac{N}{N_{tr}} \right) \quad (5.4)$$

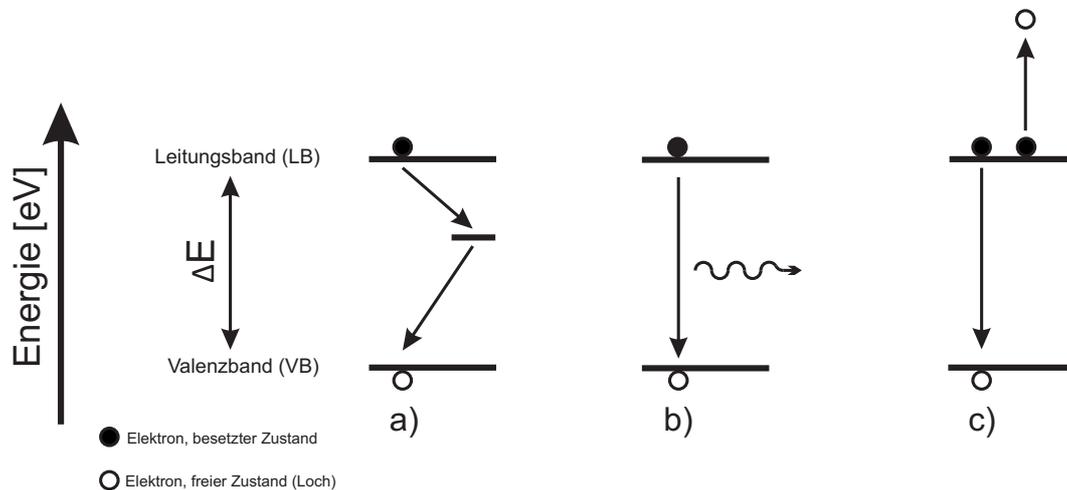
Dabei wird  $N_{tr}$  als Transparenzladungsträgerdichte definiert.  $g_0$  ist der Verstärkungskoeffizient.

Mit Hilfe von Gleichung 2.10 kann eine Beziehung zwischen der modalen Schwellenverstärkung  $\Gamma g_{th} = \Gamma g_0 \ln \left( \frac{N}{N_{tr}} \right)$  und der Ladungsträgerdichte an der Laserschwelle hergestellt werden ( $N_{th}$ ):

$$N_{th} = N_{tr} e^{\Gamma g_{th} / \Gamma g_0} = N_{tr} e^{(\alpha_i + \alpha_m) / \Gamma g_0} \quad (5.5)$$

Aus der Ratengleichung (siehe Glg. 2.8) lassen sich die Verlustmechanismen noch etwas genauer herausarbeiten. So wird die nichtstrahlende Rekombinationsrate in Rekombinationen an Defekten bzw. Auger-Rekombinationen aufgeteilt. In Abbildung 5.2 ist eine kurze Übersicht über die Rekombinationsmöglichkeiten gezeigt. Die Rekombination an Defek-

ten ( $R_{Defekt}$ ) erfolgt linear mit der Ladungsträgerdichte. Dagegen hängt die spontane Rekombination ( $R_{sp}$ ) auf Grund des Zweiteilchenprozesses quadratisch von der Ladungsträgerdichte ab. Ein Auger-Prozess ( $R_{Auger}$ ) hängt von der dritten Potenz der Ladungsträgerdichte ab, da es sich hier um einen Dreiteilchenprozess handelt:



**Abbildung 5.2:** Darstellung verschiedener Verlustmechanismen im Resonator. a) Rekombination an Defekten, b) spontane Rekombination und c) Auger-Rekombination.

$$\begin{aligned} R_{Defekt} &= AN \\ R_{sp} &= BN^2 \\ R_{Auger} &= CN^3 \end{aligned} \quad (5.6)$$

Betrachtet man nun die Ratengleichung an der Schwelle unter Vernachlässigung der Defekt- und Auger-Rekombinationen, so ergibt sich für den Schwellenstrom  $I_{th}$  folgender Zusammenhang:

$$I_{th} = \frac{eVBN_{tr}^2}{\eta_i} e^{2(\alpha_i + \alpha_m)/\Gamma g_0} \quad (5.7)$$

Die Rekombinationsrate der stimulierten Emission ist an der Laserschwelle gegenüber den anderen Prozessen zu vernachlässigen und taucht daher in der obigen Gleichung nicht auf. Setzt man für das aktive Volumen  $V = bdL$  (mit  $b$  als Breite und  $d$  als Dicke der aktiven Schicht) und für die Stromdichte  $j = \frac{I}{bL}$  ein, ergibt sich für die Schwellenstromdichte  $j_{th}$ :

$$j_{th} = \frac{eVBN_{tr}^2}{\eta_i} e^{\frac{2\alpha_i}{\Gamma g_0}} e^{\frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{L\Gamma g_0}} \quad (5.8)$$

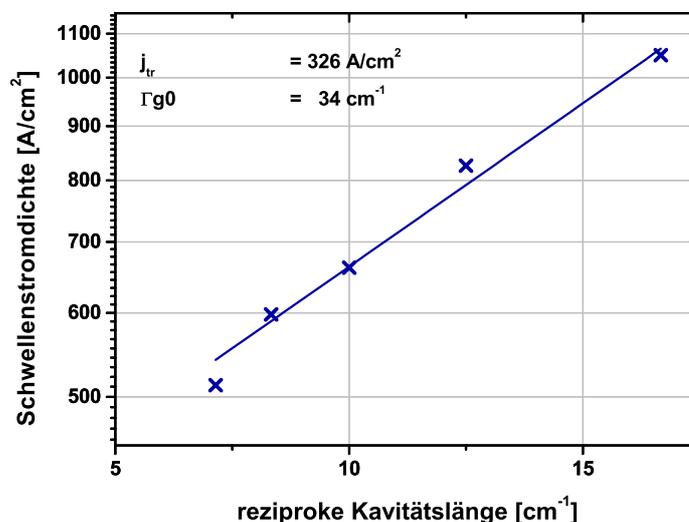
Für eine unendliche Bauteillänge läuft der zweite Exponent gegen 1 und man erhält die Transparenzstromdichte:

$$j_{tr} = \frac{eVBN_{tr}^2}{\eta_i} e^{\frac{2\alpha_i}{\Gamma g_0}} \quad (5.9)$$

Es vereinfacht sich nun die Gleichung für die Schwellenstromdichte zu

$$j_{th} = j_{tr} e^{\frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{L\Gamma g_0}} \quad (5.10)$$

Mit der obigen Formel und den gemessenen Leistungskennlinien der Breitstreifenlaser kann man auf die Transparenzstromdichte und die modale Verstärkung schließen. Es werden hierfür die Schwellenstromdichten logarithmisch über die inversen Bauteillängen aufgetragen. Der extrapolierte y-Achsenabschnitt entspricht der unendlichen Kavitätslänge und stellt damit die Transparenzstromdichte  $j_{tr}$  dar. Die Steigung wird durch die bekannten Reflektivitäten  $R_1$ ,  $R_2$  und  $\Gamma g_0$  bestimmt. In Abbildung 5.3 sind die Messwerte und die zugehörige Auswertung der verwendeten Laserstruktur dargestellt. Es ergibt sich eine Transparenzstromdichte von  $326 \text{ A/cm}^2$  und ein modaler Verstärkungskoeffizient von  $34 \text{ cm}^{-1}$ .



**Abbildung 5.3:** Logarithmische Auftragung der Schwellenstromdichten über die inversen Kavitätslängen der verschiedenen Breitstreifenlaser, welche auf dem verwendeten Lasermaterial gefertigt wurden. Es ergibt sich eine Transparenzstromdichte von  $326 \text{ A/cm}^2$  und ein modaler Verstärkungskoeffizient von  $34 \text{ cm}^{-1}$ .

Verglichen mit den Literaturwerten liegt die Transparenzstromdichte in diesem Wellenlängenbereich mindestens um einen Faktor 3 über dem aktuellen Stand der Technik [VLB<sup>+</sup>08, VLC<sup>+</sup>04].

## 5.2 Bestimmung des $\alpha$ -Faktors

Weiterhin ist der  $\alpha$ -Faktor ein sehr wichtiges Maß für die Linienbreite, da dieser quadratisch eingeht (vgl. Glg. 2.29). Diesen  $\alpha$ -Faktor kann man aus hochaufgelösten Messungen von ASE-Spektren (*engl.* **A**mplified **S**pontaneous **E**mission) bei verschiedenen Strömen unterhalb der Schwelle berechnen. Dabei wird der  $\alpha$ -Faktor (siehe Glg. 2.28) mit  $\frac{\Delta n_r}{\Delta I} = \frac{n_r}{\lambda} \frac{\Delta \lambda}{\Delta I}$  umgeschrieben zu [NBS<sup>+</sup>99]:

$$\alpha \equiv -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn_r/dN}{dg/dN} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{\Delta n_r/\Delta I}{\Delta g/\Delta I} = -\frac{4\pi n_r}{\lambda^2} \frac{\Delta \lambda/\Delta I}{\Delta g/\Delta I} \quad (5.11)$$

Nun müssen aus den stromabhängigen ASE-Spektren (dargestellt in Abb. 5.4) die zugehörigen Verstärkungsspektren berechnet werden.

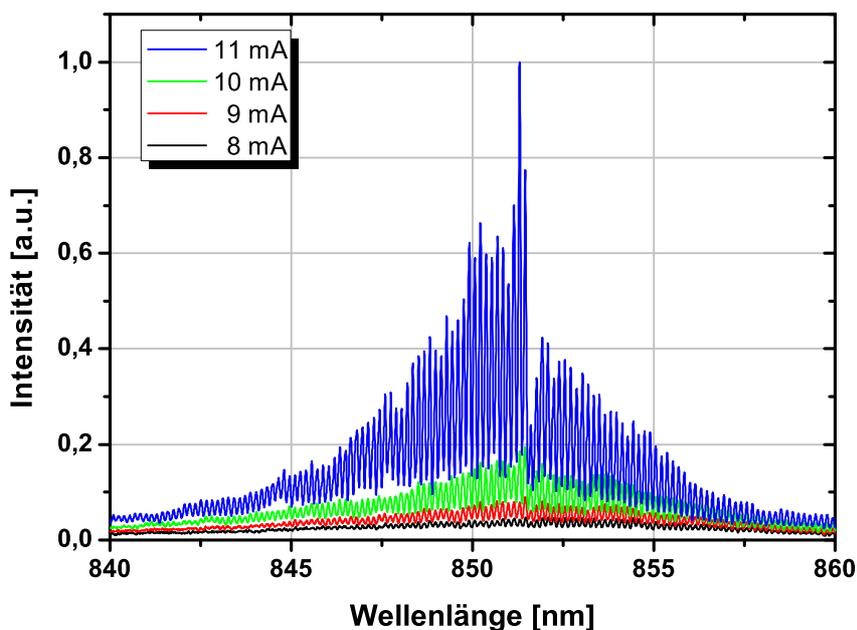
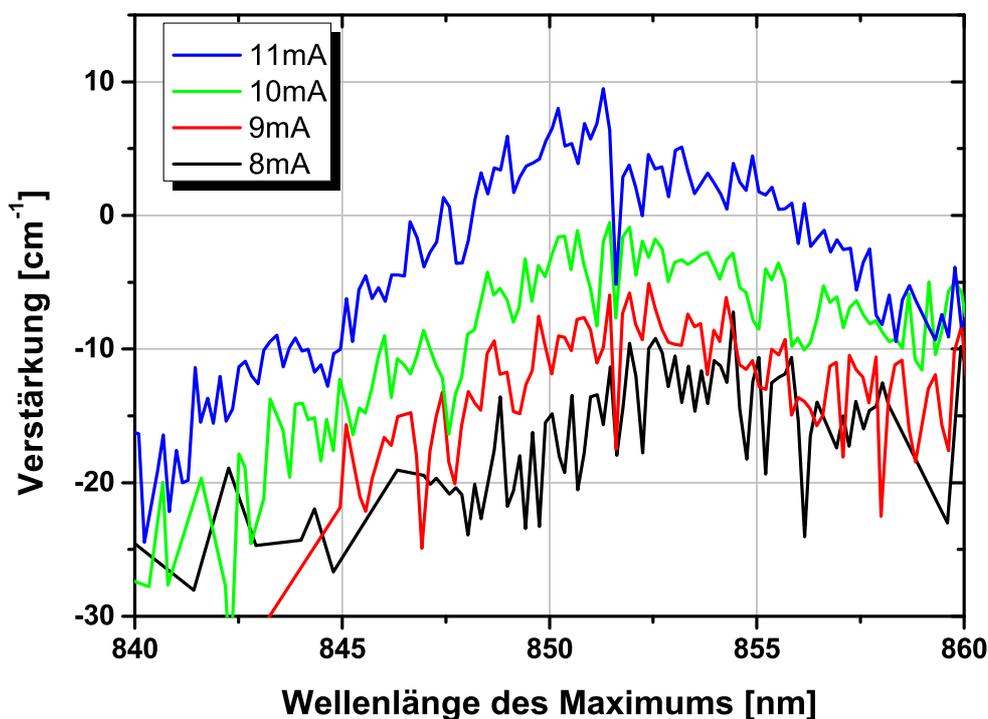


Abbildung 5.4: Subschwelligespektren gemessen an einem 600 µm langen DFB-Laser.

Hierzu wird auf die Methode von Hakki und Paoli zurückgegriffen [HP73, HP75]. Die Verstärkung ergibt sich bei dieser Berechnung aus dem Kontrast der Maxima ( $P_{max}$ ) und Minima ( $P_{min}$ ) der ASE-Spektren.

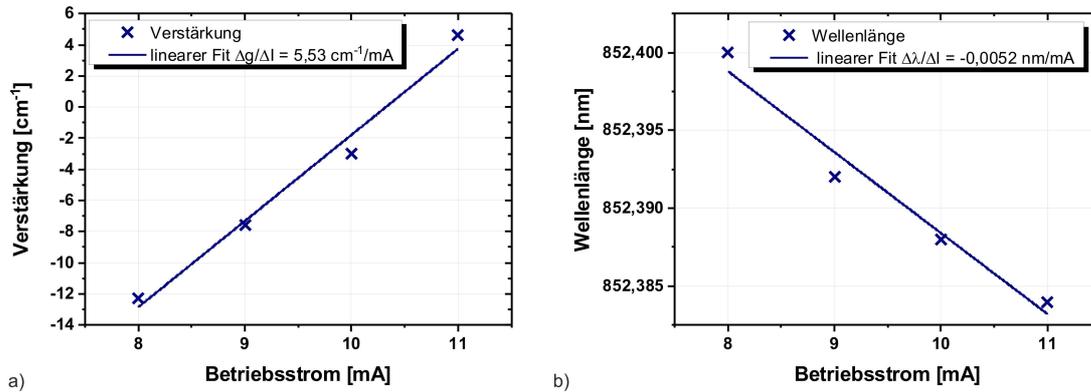
$$g(\lambda) = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{\sqrt{P_{max}(\lambda)} + \sqrt{P_{min}(\lambda)}}{\sqrt{P_{max}(\lambda)} - \sqrt{P_{min}(\lambda)}} \right) - \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (5.12)$$

Anschließend wird für die verschiedenen Ströme aus dem Verstärkungsspektrum nach der obigen Formel das wellenlängenabhängige Verstärkungsprofil berechnet. Die Verstärkungsprofile sind in Abbildung 5.5 gezeigt. Der Einbruch der Verstärkung bei ca. 852 nm kann auf die periodisch eingebrachte Struktur für den monomodigen Betrieb oberhalb der Schwelle zurückgeführt werden (Stoppband). Da bei den beschriebenen Strukturen die Indexmodulation nicht in Phase mit der Verstärkungsmodulation ist, schwingt der Laser auf der kurzwelligeren Seite des Stoppbandes an [Kam03].



**Abbildung 5.5:** Verstärkungsmessung nach Hakki Paoli an einem 600 µm langen DFB-Laser. Es sind Messdaten für Ströme bis knapp unterhalb der Schwelle aufgezeigt.

Für die Berechnung des „Linewidth-enhancement“-Faktors  $\alpha$  (vgl. Glg. 2.28 bzw. 5.11) wird dann bei dem Maximum der Verstärkung der stromabhängige Verlauf  $\frac{\Delta g}{\Delta I}$  bestimmt. Aus Abbildung 5.5 bzw. genauer aus 5.6 a) ist ein  $\frac{\Delta g}{\Delta I}$  von  $5,53 \frac{\text{cm}^{-1}}{\text{mA}}$  bei einer Wellenlänge von 852,3 nm abzulesen.



**Abbildung 5.6:** a) Verstärkung eines 600  $\mu\text{m}$  langen DFB-Lasers in Abhängigkeit des Betriebsstroms. Es ergibt sich ein  $\frac{\Delta g}{\Delta I}$  von  $5,53 \frac{\text{cm}^{-1}}{\text{mA}}$ . b) Wellenlängenveränderung der DFB-Mode des gleichen Bauteils bestimmt bei Strömen unterhalb der Schwelle. Es ergibt sich ein  $\frac{\Delta \lambda}{\Delta I}$  von  $-0,0052 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$ .

Weiterhin ist entweder die Wellenlängenverschiebung mit dem Strom  $\frac{\Delta \lambda}{\Delta I}$  oder die entsprechende Veränderung des Realteils des Brechungsindex mit dem Strom  $\frac{\Delta n_r}{\Delta I}$  zu bestimmen. Letztere lässt sich einfach aus der Wellenlängenveränderung der DFB-Mode des untersuchten Bauteils mit dem Strom unter Berücksichtigung der hierfür verwendeten Gitterperiode berechnen. In Abbildung 5.6 b) ist die Wellenlängenverschiebung in Abhängigkeit des Stroms für das verwendete Bauteil ersichtlich. In einem solch kleinen Bereich ist eine lineare Näherung erlaubt und es ergibt sich ein  $\frac{\Delta \lambda}{\Delta I}$  von  $-0,0052 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$ .

Unter Anwendung der Gleichung für  $\alpha$  aus 5.11 ist ein Wert von 0,55 errechnet worden. Dieser lässt sich als ein sehr guter Wert für einen Mehrfachquantenfilmlaser einordnen. Es sind in der Literatur  $\alpha$ -Faktoren in einem Bereich von 1,0–9,4 [CLH<sup>+</sup>97, DWSC90, HKUH95, SSW<sup>+</sup>03, USEM04] direkt aus Subschwellemnennungen nachzuschlagen oder abgeschätzte Werte von 1,5 – 6,2 [OB87] aus berichteten Verschiebungen der Wellenlänge und der Verstärkung [ACDK79, HC83, HLB81, OIM85, TTL79]. Diese Messung diente der Einordnung des verwendeten Lasermaterials. Es sei erwähnt, dass oberhalb der Schwelle der  $\alpha$ -Faktor größer sein kann [GSG<sup>+</sup>08, HHF09].

Obwohl die internen Parameter der epitaktischen Schichtstruktur wie Schwellenstromdichte und interne Quanteneffizienz nicht dem aktuellen Stand der Technik entsprechen, wird sich in den folgenden Kapiteln zeigen, dass mit den Vorteilen, welche die Technologie der lateral komplexen Kopplung mit sich bringt (gerade in Bezug auf die Linienbreite [JAB93]), sehr gute Ergebnisse erreicht werden können.

## Kapitel 6

# Räumliche Emissionseigenschaften

Die räumliche Emissionscharakteristik bei lateral gekoppelten DFB-Lasern zeichnet sich erfahrungsgemäß durch einen relativ großen Divergenzwinkelunterschied zwischen der schnellen (transversalen) und der langsamen (lateralen) Achse aus. Für die meisten Anwendungen stellt dies eine Herausforderung dar, da diese Asymmetrie des Fernfeldes durch aufwändige Linsensysteme ausgeglichen werden muss. In dem folgenden Abschnitt wird auf den Ursprung dieses Verhaltens, wie auch auf Messverfahren, welche es erlauben den Astigmatismus zu quantifizieren, eingegangen. Weiterhin werden die entwickelten, optimierten Laserdioden vorgestellt, die eine deutlich kleinere Divergenz in der schnellen Achse bei gleichzeitiger Reduzierung der Asymmetrie des Fernfeldes aufweisen.

### 6.1 Charakterisierung des Fernfeldes

Für die Messung der Divergenzwinkel im Fernfeld einer Laserdiode wird in einiger Entfernung die Intensität winkelaufgelöst aufgenommen. Da es sich hierbei um eine relative Auswertung der winkelabhängigen Leistungscharakteristik handelt, ist keine Leistungskalibration erforderlich. Als Detektor dient eine empfindliche Photodiode. Diese wird in der jeweilig zu vermessenden Ebene (horizontal oder vertikal) ca.  $180^\circ$  auf einer Kreisbahn mit dem Laser als Zentrum rotiert. Der Radius der Kreisbahn bestimmt mit der Fläche des Detektors die Winkelauflösung (die Winkelauflösung des Schrittmotors ist zu vernachlässigen). Für die Vermessung sowohl der schnellen als auch der langsamen Achse ist es von Vorteil, wenn die Laserdiode sich in einem aufgebauten Zustand befindet, da es mechanisch leichter zu realisieren ist, die Diode rotieren zu lassen, als dem Detektor eine weitere drehbare Achse hinzuzufügen. Für einen beugungsbegrenzten (Gaußschen) Strahl hängt das Produkt von Divergenzwinkel  $\theta$  (halbe Breite bei  $1/e^2$ , siehe Abb. 6.1) und der

dazugehörigen Strahltaile  $\omega_0$  nur von der Wellenlänge ab [EDE04, Sie86]:

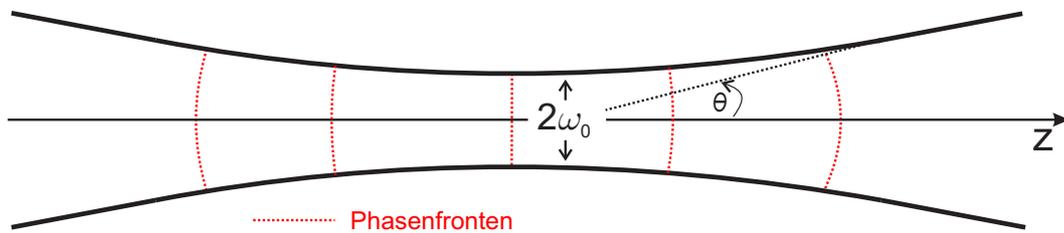
$$\omega_0 \cdot \theta = \frac{\lambda}{\pi} \quad (6.1)$$

Dieses Produkt wird auch als Strahlparameterprodukt bezeichnet.

Die Ausbreitung des Strahls in  $z$ -Richtung lässt sich mit folgendem Zusammenhang beschreiben:

$$\omega(z)^2 = \omega_0^2 + \left( \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \right)^2 (z - z_0)^2 \quad (6.2)$$

Es wird der Strahlradius  $\omega(z)$  in einer Entfernung  $z$  von dem Ort  $z_0$  der Strahltaile bestimmt.



**Abbildung 6.1:** Ausbreitungscharakteristik eines Gaußschen Strahls. Der minimale Strahlradius wird auch als Strahltaile  $\omega_0$  bezeichnet. Hier sind die Phasenfronten eben [KL66]. Nach einer gewissen Strecke weitet sich der Strahl annähernd linear auf. Hier kann ein Divergenzwinkel  $\theta$  definiert werden.

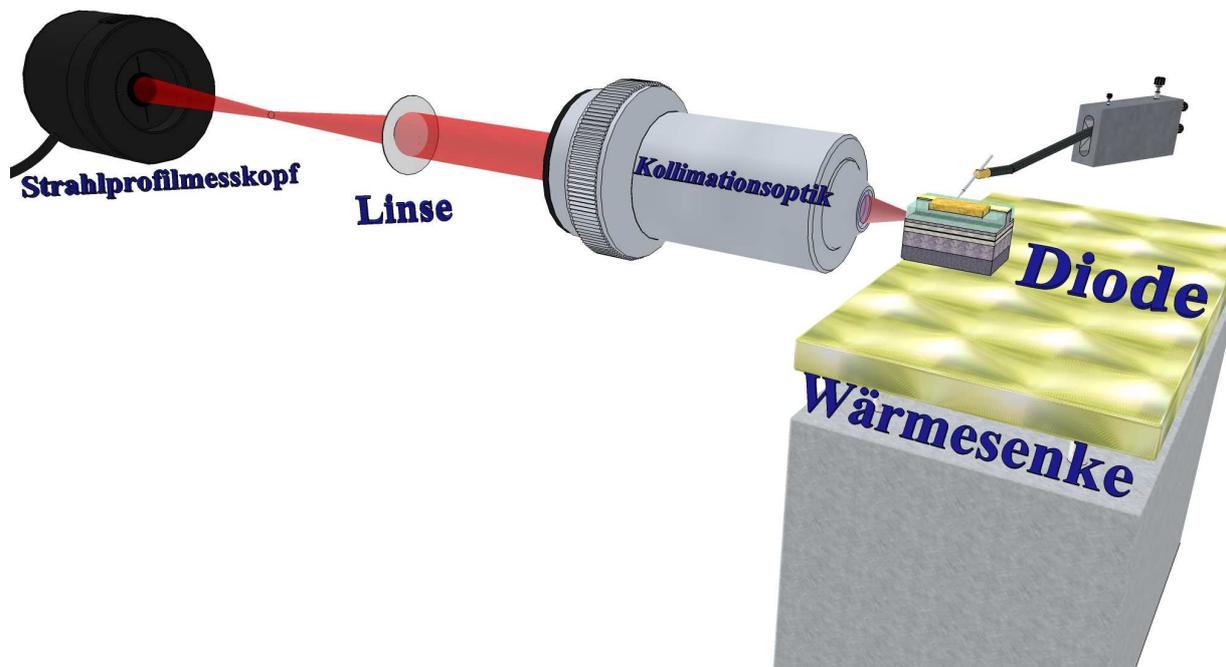
Gemessene Fernfelder werden häufig durch die Halbwertsbreite FWHM  $\Theta$  gekennzeichnet. Eine Umrechnung von  $\Theta$  und  $\theta$  erfolgt über folgenden Zusammenhang:

$$\theta = \frac{\Theta}{\sqrt{2 \ln(2)}} \quad (6.3)$$

Eine weitere Kenngröße, genannt Rayleigh-Länge  $z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ , ist in diesem Zusammenhang zu nennen. Die Rayleigh-Länge gibt an, nach welcher Strecke sich die Fläche des Strahls verdoppelt hat.

## 6.2 Charakterisierung der Strahlgüte

Bei der Messung des Strahlgütefaktors, auch  $M^2$ -Faktor genannt, wird das Ausbreitungsprofil des Laserlichts mit Hilfe eines Linsensystems abgebildet und vermessen [Sie93, Sie98] (schematischer Aufbau siehe Abb. 6.2).



**Abbildung 6.2:** Messplatz zur Charakterisierung des Strahlgütefaktors  $M^2$ . Das kollimierte Licht der Laserdiode wird über eine weitere Linse abgebildet. Mit einem Messkopf zur Strahlprofilanalyse wird entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichtes ortsabhängig die Querschnittsfläche aufgenommen.

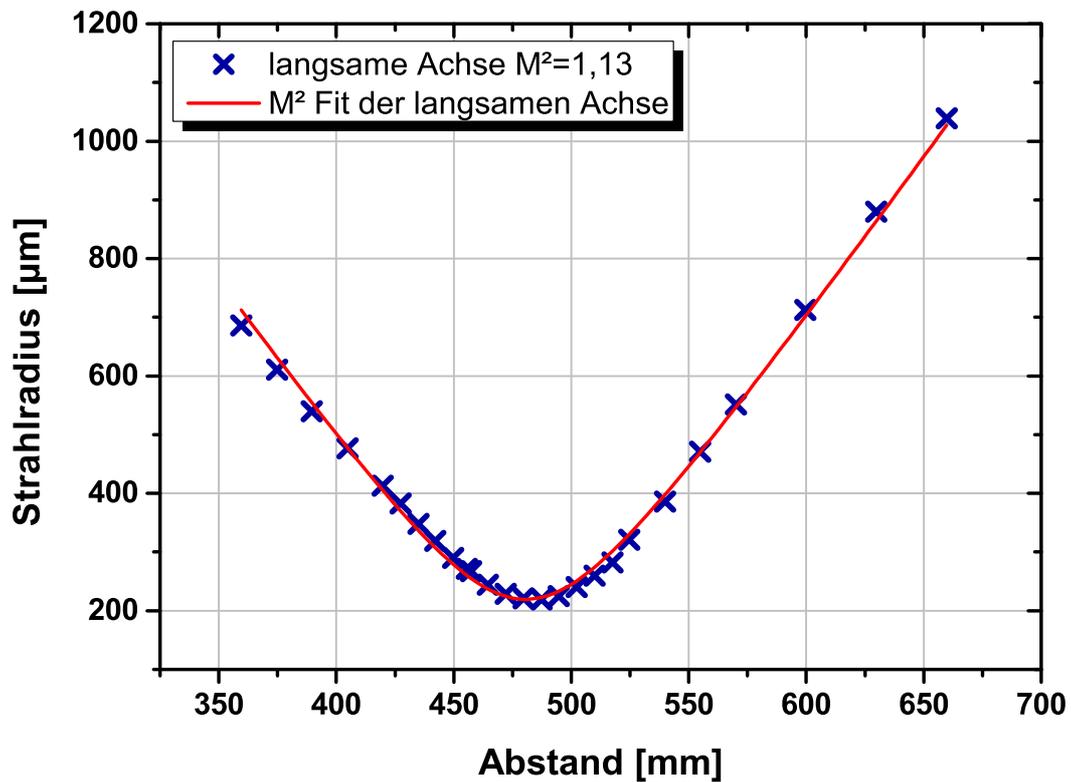
Anschließend wird dieses Profil mit einem des Gaußschen Strahls verglichen und Abweichungen davon in dem oben erwähnten  $M^2$ -Faktor ausgedrückt. Gilt  $M^2 = 1$ , ist keine Abweichung des gemessenen Profils von einem Gaußschen festzustellen und es wird von einem beugungsbegrenzten Strahl gesprochen. Es gelten sowohl Gleichung 6.1 als auch das bekannte Gesetz 6.2 für die Ausbreitung von Gaußschen Strahlen. Im Falle einer Abweichung müssen diese Gleichungen mit  $M^2$  korrigiert werden [EE06].

$$\omega_0 \cdot \theta = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi} \quad (6.4)$$

$$\omega(z)^2 = \omega_0^2 + (M^2)^2 \cdot \left( \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \right)^2 (z - z_0)^2 \quad (6.5)$$

In Abbildung 6.3 ist eine Strahlprofilanalyse eines Lasers, der im Laufe dieser Arbeit hergestellt wurde, gezeigt. In der langsamen Achse ist mit  $M^2 = 1,13$  ein nahezu beu-

gungsbegrenztes Strahlprofil erreicht worden. Dies kann als maximaler Wert angesehen werden, da der Divergenzwinkel in dieser Richtung sehr groß ist und es nicht garantiert ist, dass das gesamte Licht der Laserdiode ohne Fehler abgebildet werden kann.



**Abbildung 6.3:** Messung der Strahlgüte an einer in dieser Arbeit hergestellten Laserdiode. Aufgetragen ist der Strahlradius über den relativen Abstand des Detektors von der Abbildungslinse. Für die langsame Achse ergibt sich ein sehr guter Wert für  $M^2 = 1,13$ .

### 6.3 Divergenzoptimierung an lateral gekoppelten DFB-Lasern

Für die Kopplung an das laterale Gitter besitzen solche DFB-Laser meist relativ schmale Wellenleiter. Dies gilt sowohl in vertikaler (bezogen auf die Wellenleitereigenschaft der Schichtstruktur) als auch in lateraler Richtung (durch einen lithographisch hergestellten RWG). Dabei lässt sich dieser, sei er lithographisch durch einen RWG oder epitaktisch durch einen Schichtwellenleiter definiert, in einem vereinfachten Bild mit einem Potentialtopf gleichsetzen [CC95]. Der Brechungsindexkontrast bzw. die RWG-Breite spiegelt die Höhe der Wände des Potentialtopfes wider, d. h. umso größer der Kontrast bzw. je breiter der RWG, desto mehr Moden können in der jeweiligen Richtung anschwingen. Bei lateral gekoppelten DFBs wird gerne ein großer Kontrast in horizontaler Richtung gewählt (vornehmlich durch die Ätztiefe bestimmt), so dass die Kopplung an das Gitter ausreichend ist. Hierbei ist zu beachten, dass dieser nur so groß gewählt ist, dass die Grundmode geführt ist, jede höhere aber nicht erlaubt ist. Welche Moden erlaubt sind, lässt sich über die sog. normalisierte Wellenleiterdicke  $D$  ausdrücken [Bot99]:

$$D_{\text{vertikal}} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d_{\text{Wellenleiter}} \sqrt{n_{\text{Wellenleiter}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2} \quad (6.6)$$

$$D_{\text{horizontal}} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot b_{\text{RWG}} \sqrt{n_{\text{effRWG}}^2 - n_{\text{effgeätzt}}^2} \quad (6.7)$$

$d_{\text{Wellenleiter}}$  ist die Dicke des Schichtwellenleiters,  $b_{\text{RWG}}$  die Breite des RWG und  $n_{\text{Wellenleiter}}$  bzw.  $n_{\text{Mantel}}$  bezieht sich auf den Brechungsindex des Wellenleiters bzw. der Mantelschicht.  $n_{\text{effRWG}}$  ist der effektive Brechungsindex der kompletten Schichtstruktur und  $n_{\text{effgeätzt}}$  derjenige, den man seitlich des geätzten RWGs auffindet. Ist  $D$  auch nur unwesentlich kleiner als  $m \cdot \pi$ , so wird diese  $m$ -te Mode nicht mehr geführt.

Bei den derzeitiger kommerziell erhältlichen, lateral gekoppelten DFB-Lasern ist eine erhöhte Asymmetrie des Fernfeldes auszumachen. Typische Divergenzwinkel in der schnellen Achse von  $> 40^\circ$  (FWHM) kombiniert mit Winkeln in der langsamen Achse von  $< 15^\circ$  (FWHM) sind keine Seltenheit [nan17]. In Abbildung 6.4 werden oben genannte Werte durch Messungen bestätigt. Die Messungen zeigen auch große Übereinstimmung mit der Bauelementsimulation.

In einer 2-D-Profilmessung der Intensitätsverteilung des Fernfeldes ist das starke asymmetrische Fernfeld ebenfalls deutlich zu sehen (vgl. Abb. 6.5). Die Differenz der Fernfeldwinkel der schnellen und langsamen Achse beträgt nahezu  $40^\circ$ .

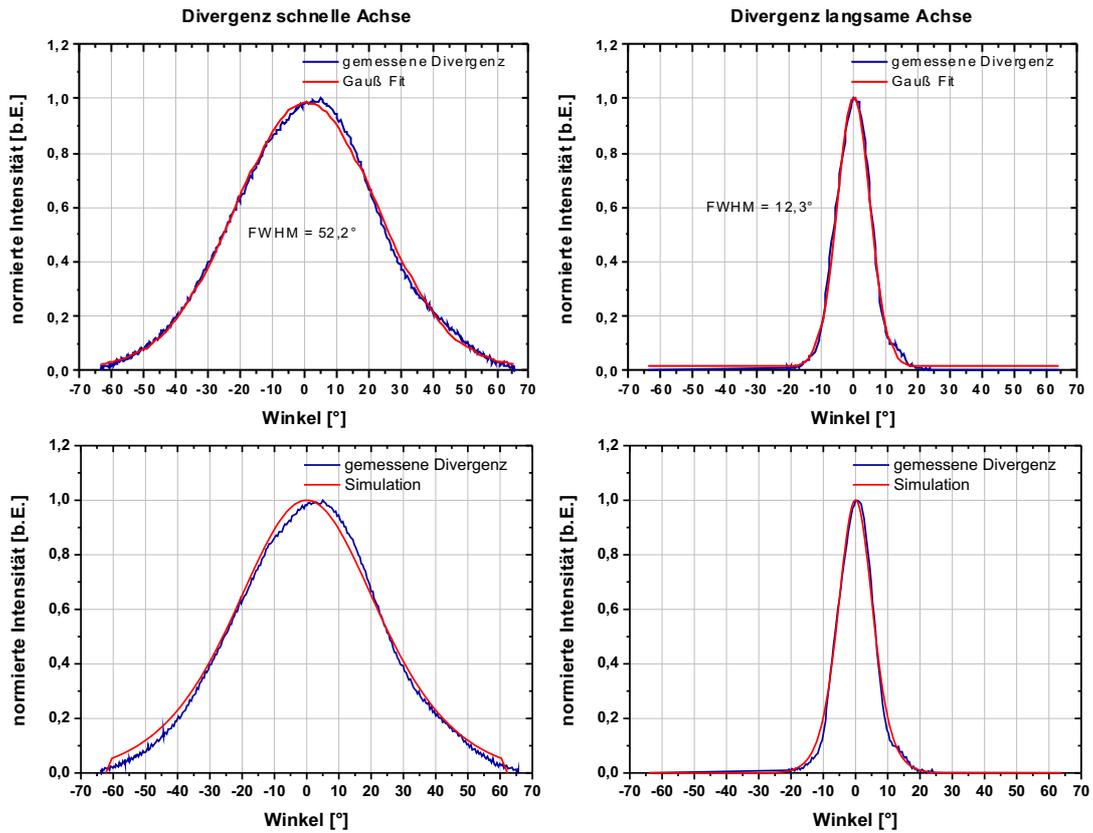


Abbildung 6.4: Divergenzmessung eines vergleichbar, typischen lateral gekoppelten DFB-Lasers mit Standard-Laserstruktur im GaAs/AlGaAs-System. Der Abgleich mit der Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung.

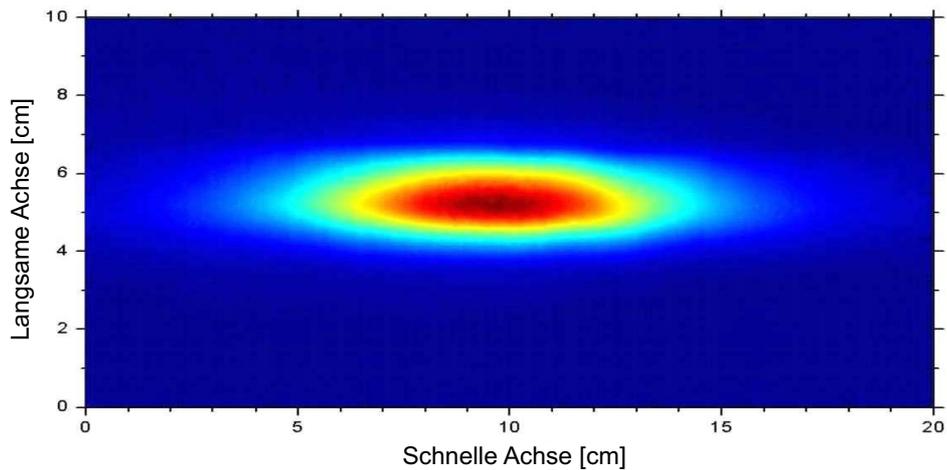
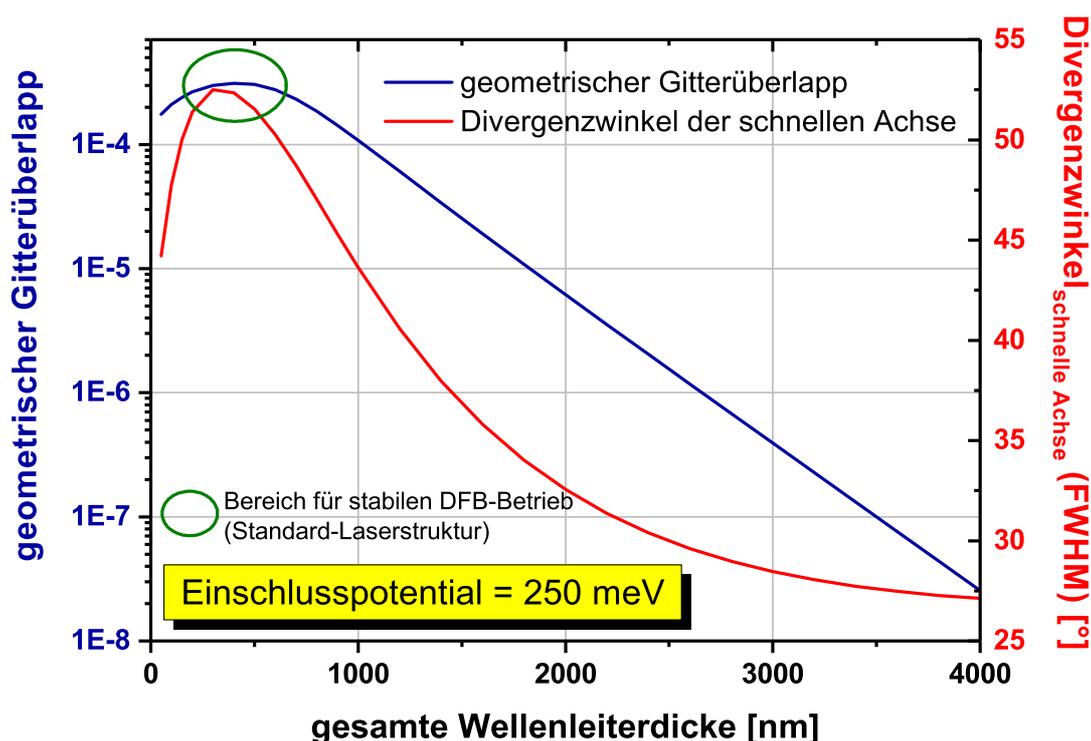


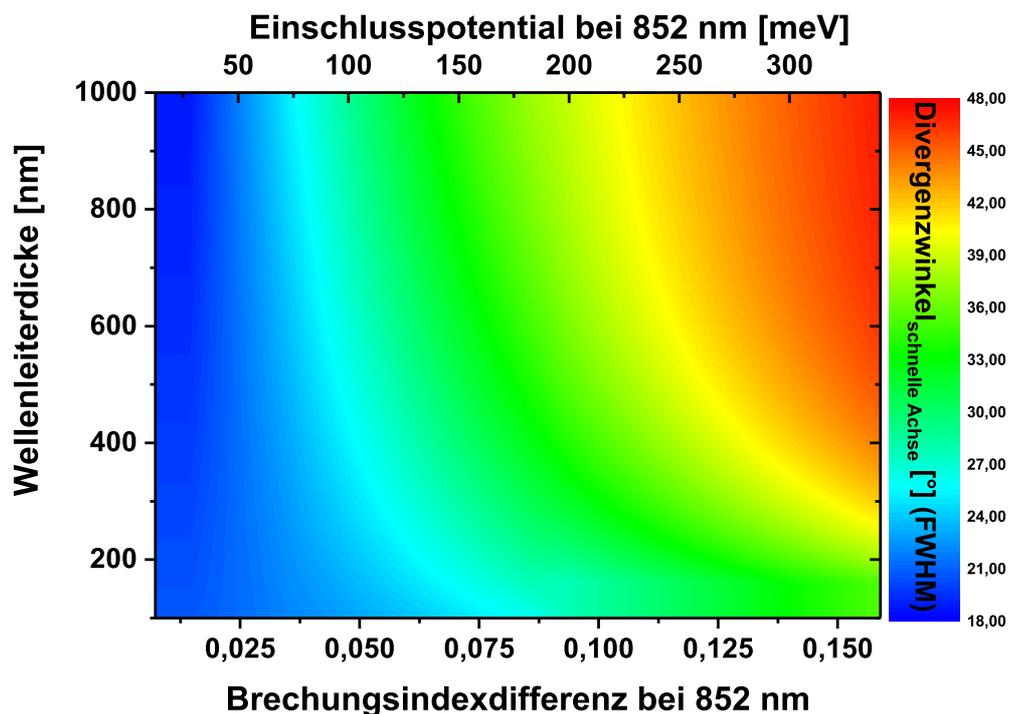
Abbildung 6.5: 2-D-Messung der Intensitätsverteilung eines lateral gekoppelten DFBs mit Standard-Laserstruktur. Das Strahlprofil ist sehr asymmetrisch.

Eine wesentliche Verbesserung dieses Umstandes kann man mit einem veränderten epitaktischen Schichtaufbau erreichen. Dabei ist die Herausforderung eine größere Modenfläche zu erreichen, ohne dabei die Kopplung an das Gitter zu verlieren. Die größere Modenfläche im Nahfeld führt zu einem kleineren Divergenzwinkel im Fernfeld, da beide über eine Fourier-Transformation ineinander zu überführen sind. Eine einfache Möglichkeit dies zu realisieren wäre, den Schichtwellenleiter derart zu expandieren, dass sich eine wie gewünscht große Feldverteilung auf der Facette ergibt. Dies ist leider bei lateral gekoppelten DFB-Lasern nur bedingt einsetzbar, da bei einem symmetrischen Schichtaufbau die Kopplung an das Gitter sehr schnell mit der Dicke des Schichtwellenleiters abnimmt (vgl. Abb. 6.6). Es wurde eine Differenz der Bandlücken von Wellenleiter und Mantelschicht von insgesamt 250 meV angenommen. Dies ist bei einer Standard-Laserstruktur im GaAs/AlGaAs-System mit einem Aluminiumanteil von 45 % in der Mantelschicht und 25 % im Wellenleiter der Fall.



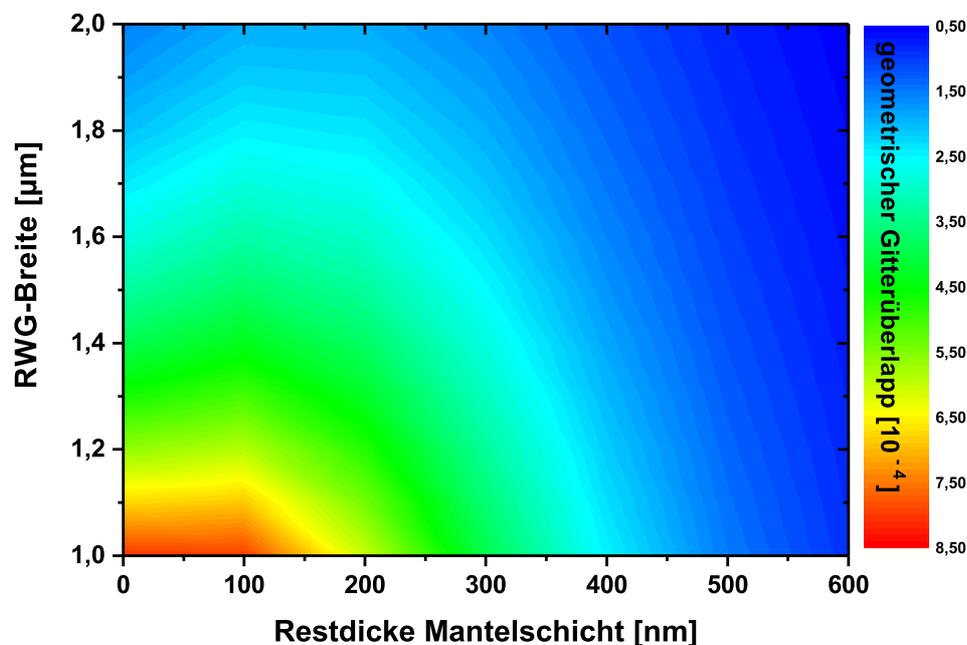
**Abbildung 6.6:** Divergenzwinkel der schnellen Achse und geometrischer Gitterüberlapp in Abhängigkeit der gesamten Schichtwellenleiterdicke, berechnet für eine gesamte Bandlückendifferenz von Wellenleiter zu Mantelschicht von 250 meV. So ist z. B. ein angestrebtes vertikales Fernfeld unter 35° FWHM nur bei sehr großen Schichtwellenleiterdicken zu erreichen. Bei solchen Dimensionen ist aber auch die Gitterkopplung für einen stabilen DFB-Betrieb deutlich zu klein.

Ansätze mit asymmetrischem Schichtaufbau wurden realisiert. Diese sind sehr empfindlich gegenüber kleinen Schwankungen und weisen somit enge Toleranzen beim Wachstum oder bei der Prozessierung auf [ZKKW10]. Um eine Entschärfung und ein größeres Prozessfenster zu ermöglichen, wurde folgender Ansatz gewählt. Anstatt der Mode viel Raum im Wellenleiter zu lassen, kann diese auch bei kleinen Wellenleiterdicken aus diesem herausgedrückt werden. Das hat zur Folge, dass die Modenfläche größer wird ohne an Überlapp mit dem Gitter einzubüßen. Zusätzlich wird dies durch einen maximal kleinen Indexkontrast zwischen Mantelschicht und Wellenleiter begünstigt. Es ist zu beachten, dass hierbei das elektrische Einschlusspotential noch hoch genug gewählt wird, da ansonsten Lasereigenschaften wie Schwellenstrom, Effizienz und Temperaturstabilität negativ beeinflusst werden. Dies gilt sowohl für den Einschluss der Ladungsträger in der aktiven Schicht gegenüber dem Wellenleiter als auch für den Wellenleiter gegenüber der Mantelschicht. In der Regel sind hierfür Werte größer als  $4kT$  vollkommen ausreichend. In Abbildung 6.7 wird aufgezeigt, dass man durch geschickte Wahl der Schichtwellenleiterdicke und des Brechungsindexunterschieds von Wellenleiter zur Mantelschicht vertikale Fernfeldwinkel unter  $35^\circ$  erreichen kann.



**Abbildung 6.7:** FWHM-Divergenzwinkel der schnellen Achse in Abhängigkeit des Brechungsindexkontrastes zwischen Mantelschicht und Wellenleiter und dessen Dicke. Es ist zu erkennen: Je kleiner der optische Einschluss oder die Schichtwellenleiterdicke ist, desto mehr nimmt der Divergenzwinkel der schnellen Achse ab.

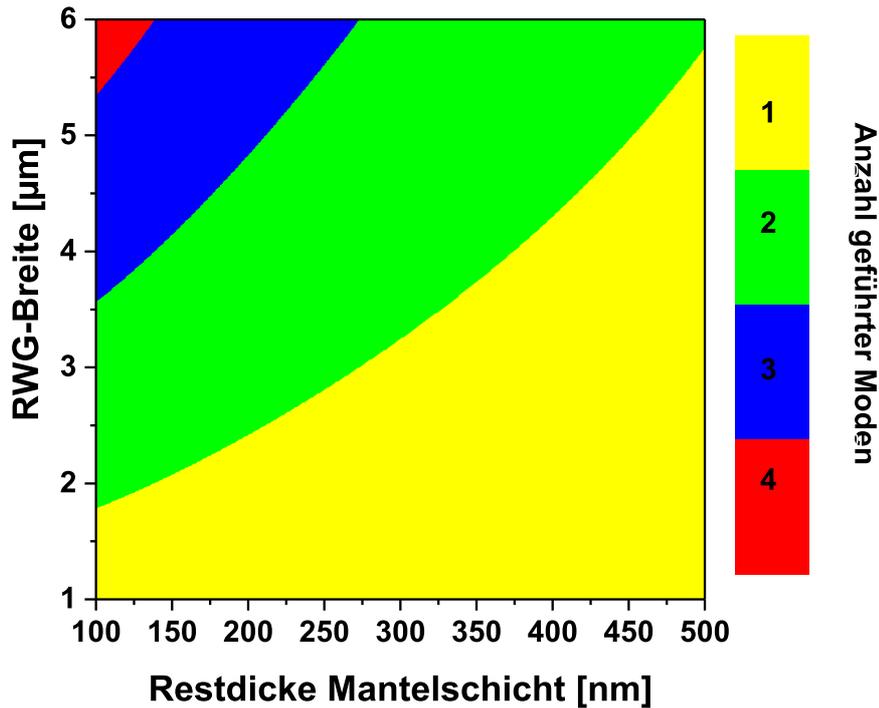
Es wurde eine Dicke des gesamten Schichtwellenleiters von 400 nm gewählt. Eine optimierte Gitterkopplung mit hoher DFB-Ausbeute ließ sich in dem untersuchten Wellenlängenbereich von 850 nm bis 900 nm mit einem geometrischen Überlapp der Mode mit dem Gitter von ca.  $2$  bis  $4 \cdot 10^{-4}$  erreichen. In Abbildung 6.8 kann man deutlich sehen, dass mit einer Restdicke der Mantelschicht von ca. 100 nm bis 200 nm für die gewählte Schichtstruktur und einer RWG-Breite von  $1,7 \mu\text{m}$  die gewünschte Kopplung zu realisieren ist. Bei einem sehr viel kleineren Indexkontrast genügt jene nicht mehr den Anforderungen eines stabilen DFB-Prozesses mit hoher Ausbeute. Weiterhin ist das Prozessfenster bei der optimierten Schichtstruktur deutlich größer als bei momentan erhältlichen lateralen DFB-Lasern. Ätztiefentoleranzen bis zu  $\pm 50$  nm ohne große Beeinflussung der Lasereigenschaften wurden erreicht.



**Abbildung 6.8:** Simulierter geometrischer Überlapp der Lasermode mit dem lateralen Gitter in Abhängigkeit der Restdicke der Mantelschicht und Breite des RWGs. Es wird ein geometrischer Überlapp von  $2$  bis  $4 \cdot 10^{-4}$  angestrebt, so dass man sowohl in der Wahl der Rippenwellenleiterbreite als auch bei der Ätztiefe sehr frei ist.

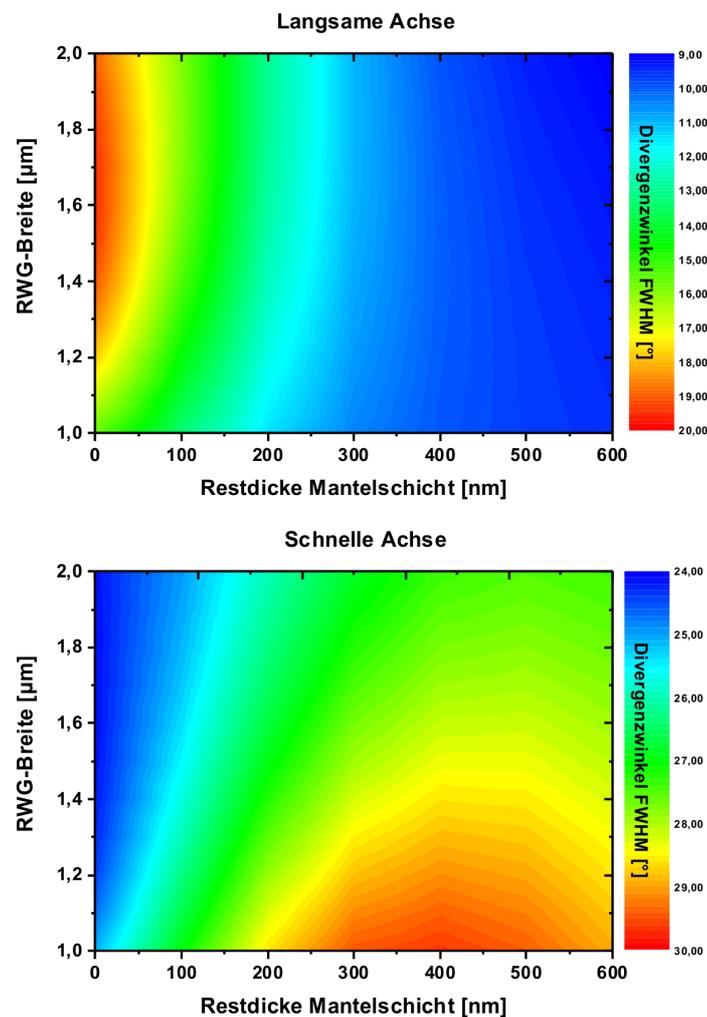
Der notwendige relativ hohe Indexkontrast spielt eine große Rolle bei der Wahl von Ätztiefe und RWG-Breite. Bei einer falschen Dimensionierung können leicht höhere laterale Moden anschwingen. In Abbildung 6.9 ist zu sehen, dass bei einer Wahl der Restdicke der Mantelschicht von ca. 150 nm schon bei einer Breite von  $2 \mu\text{m}$  höhere Moden geführt werden können. Kleinere Ätztiefen sind höchstens bei deutlich kleineren RWG-Breiten

verwendbar. Daraus resultieren aber weitere Nachteile, u. a. höhere Verluste im Resonator und höhere Kontaktwiderstände. Für den späteren Herstellungsprozess wurde eine RWG-Breite von  $1,7\ \mu\text{m}$  bei einer Restdicke der Mantelschicht von  $150\ \text{nm}$  angestrebt, da bei dieser Dimensionierung eine gute DFB-Kopplung und ein vertikaler Divergenzwinkel von unter  $35^\circ$  FWHM zu erwarten sind.



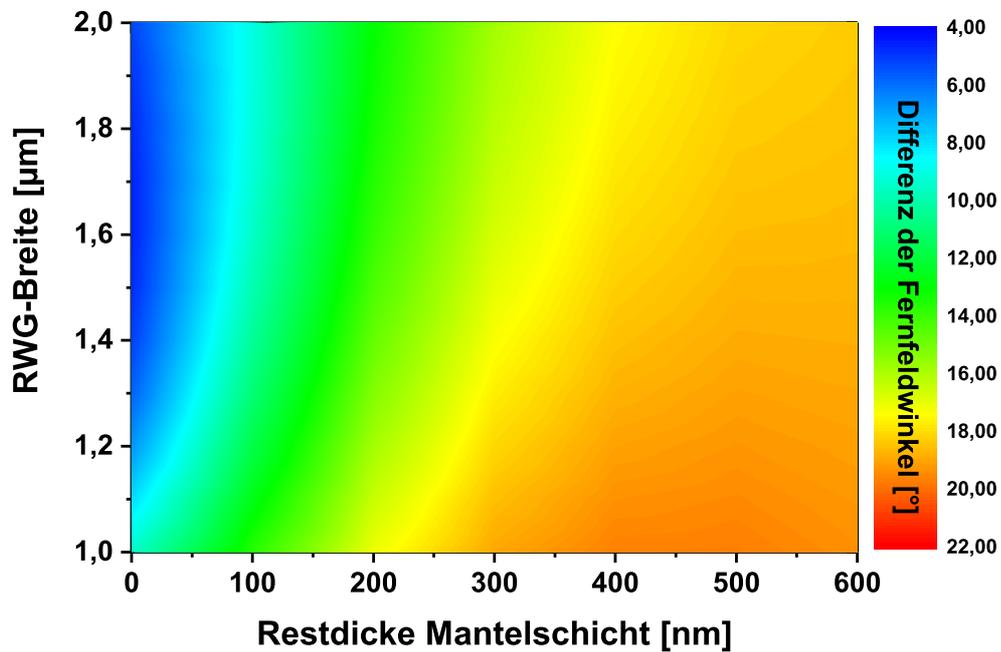
**Abbildung 6.9:** Anzahl der geführten Moden in Abhängigkeit von der RWG-Breite und der Restdicke der Mantelschicht [Bot99]. Höhere Moden können anschwingen, falls bei einer geringen Restdicke der Mantelschicht (entspricht einem hohem Indexkontrast) RWG-Breiten über  $2\ \mu\text{m}$  gewählt werden.

Das Verhalten der Divergenzwinkel (FWHM) beider Achsen in Abhängigkeit der Restdicke der Mantelschicht und der Breite des RWGs ist in Abbildung 6.10 wiedergegeben.



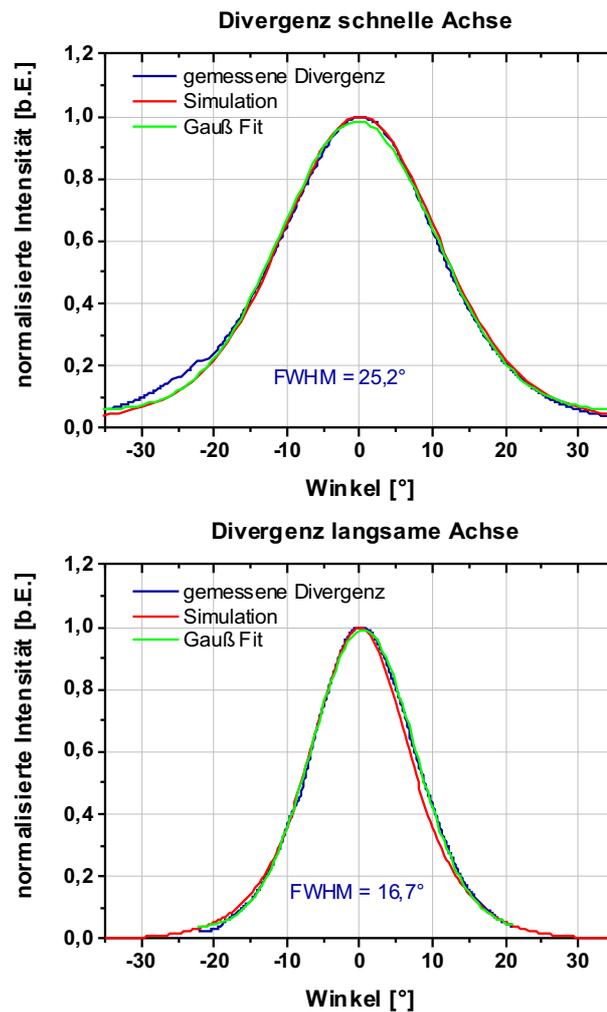
**Abbildung 6.10:** Divergenzwinkel (FWHM) der langsamen und schnellen Achse in Abhängigkeit von der RWG-Breite und Restdicke der Mantelschicht. Bei gleichem Parameterraum sind die Veränderungen des Fernfeldes in der langsamer Achse größer als in der schnellen Achse.

Aus den berechneten Fernfeldwinkeln ist zu erkennen, dass eine starke Asymmetrie des Fernfeldes, wie sie bei den Standardstrukturen üblicherweise auftaucht, vermieden wird und erst ab einer beträchtlichen Restmantelschichtdicke beobachtbar ist (siehe Abb. 6.11). Um solch große Fernfeldwinkel bei der verbesserten Struktur zu erreichen, müsste man Restdicken der Mantelschicht von mehr als 200 nm und eine RWG-Breite von mehr als  $1,7\ \mu\text{m}$  verwenden. Da aber in diesem Fall die Gitterkopplung (vgl. Abb. 6.8) bei dieser Wellenlänge für einen stabilen DFB-Betrieb zu gering wäre, überschreitet der Divergenzwinkel der schnellen Achse eines lateral gekoppelten DFBs basierend auf der verbesserten Struktur (vgl. Abb. 6.10) noch nicht einmal  $30^\circ$ .



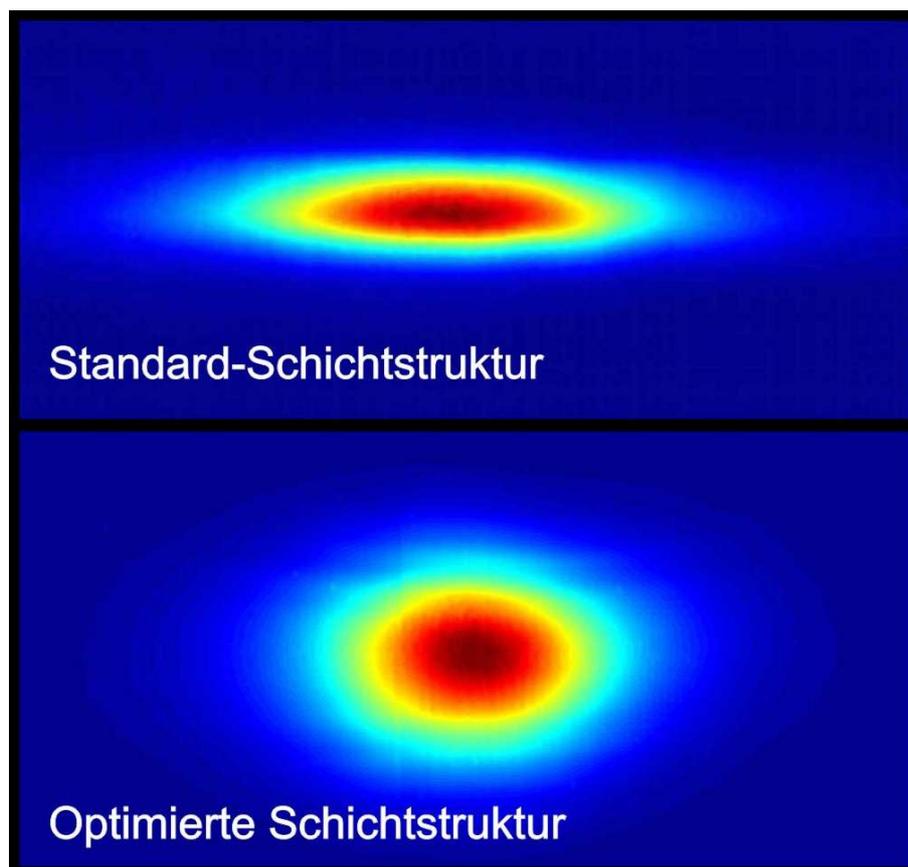
**Abbildung 6.11:** Differenz der Fernfeldwinkel in Abhängigkeit der RWG-Breite und Restdicke der Mantelschicht. Je breiter der RWG und je kleiner die Restmantelschichtdicke, desto kleiner ist die Asymmetrie des Fernfeldes.

Die obigen Berechnungen decken sich sehr gut mit den gemessenen Daten, welche beispielsweise für eine Restmanteldicke von 150 nm und einer RWG-Breite von 1,7  $\mu\text{m}$  erreicht wurden. Im Vergleich zu den derzeit erhältlichen lateral komplexgekoppelten Laserdioden wurde das Fernfeld (FWHM) in der schnellen Achse um mehr als 50 % verringert (siehe Abb. 6.12).



**Abbildung 6.12:** Divergenzmessung eines DFB-Lasers mit verbesserter Laserstruktur und angepassten Dimensionen der RWG-Breite und der Restdicke der Mantelschicht. Die schnelle Achse weist einen Fernfeldwinkel (FWHM) von  $25^\circ$  auf und ist damit mehr als 50 % kleiner als die einer derzeit erhältlichen Laserstruktur. In Kombination mit den  $16^\circ$  der langsamen Achse wird eine sehr kleine Asymmetrie des Fernfeldes erreicht. Der Vergleich mit der Bauteilsimulation zeigt eine große Übereinstimmung.

Die Differenz der Fernfeldwinkel wurde um einen Faktor 4,7 auf  $8,5^\circ$  reduziert. Deutlich erkennbar ist dies im direkten Vergleich der Intensitätsverteilung eines Standard- und des optimierten Bauelements (siehe Abb. 6.13).



**Abbildung 6.13:** Vergleich der 2-D-Messungen der Intensitätsverteilung eines lateral gekoppelten DFBs basierend auf der Standard- und der optimierten Laserstruktur. Die Reduzierung der Fernfeldasymmetrie ist deutlich daran zu erkennen, dass die verbesserte Struktur ein runderes Profil liefert als die bisher kommerziell erhältlichen Lösungen.

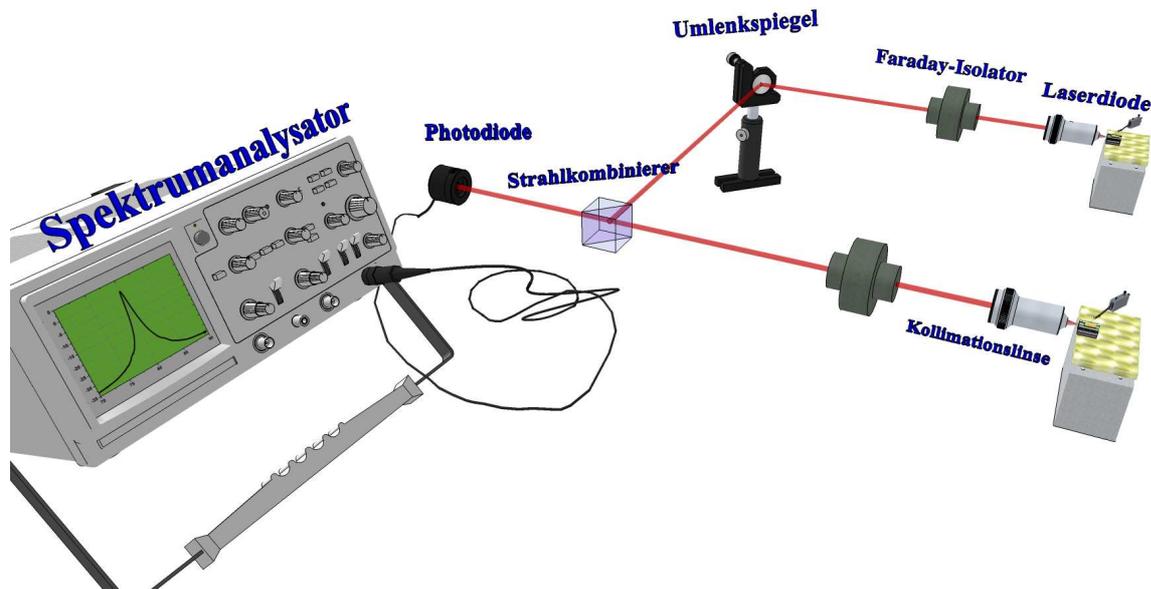
## Kapitel 7

# Spektrale Eigenschaften

Ausgiebige spektrale Untersuchungen an lateral komplexgekoppelten Lasern, die über die Bestimmung der longitudinalen Monomodigkeit hinausgehen, speziell die Linienbreite und den Einsatz für Anregungsquellen für Atomuhren (D1- und D2-Linie des Cäsiums) betreffend, wurden im Rahmen der Arbeit erstmals systematisch angestellt. In dem folgenden Kapitel wird zunächst die Methode der Linienbreitenbestimmung und der experimentelle Aufbau genauer beschrieben. Anschließend werden die systematischen Untersuchungen an Bauteilen und der Einfluss von Laserlänge, Gitterkopplung und Facettenvergütung vorgestellt. Weiterhin wird auch auf den Einfluss der Phasenlage der Facette relativ zur Gitterstruktur eingegangen.

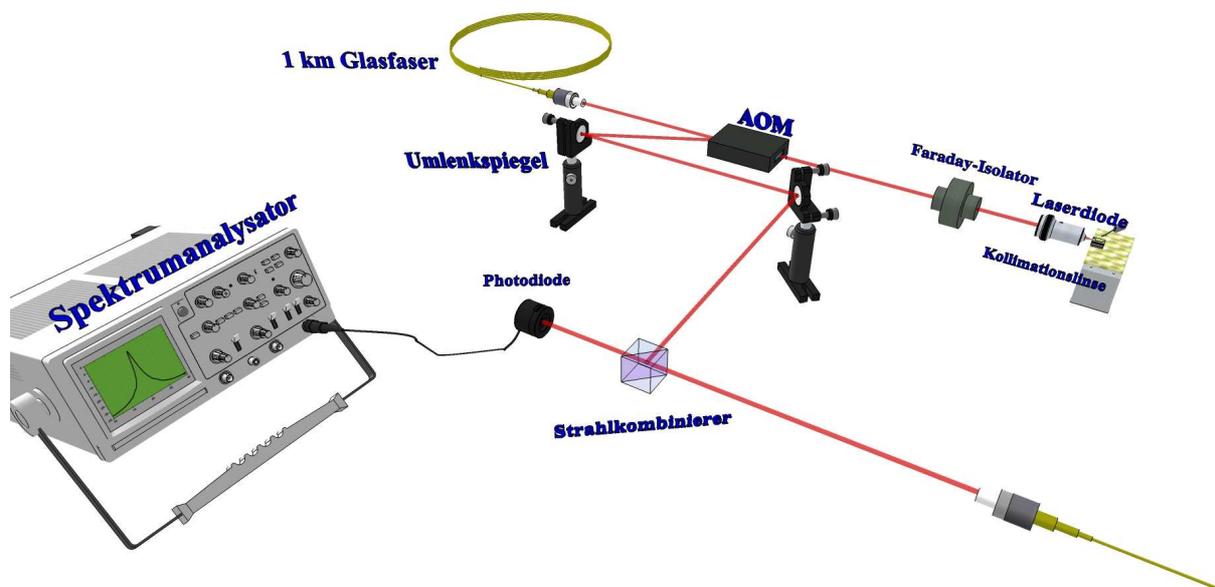
### 7.1 Linienbreitenmessung

Für die Bestimmung der Linienbreite eines Lasers gibt es in der Literatur verschiedene Ansätze. So ist eine weit verbreitete Methode das Mischen zweier verschiedener Laser nahezu der gleichen Frequenz (heterodynes Messverfahren). Hierbei werden diese Laser kollimiert und mit Hilfe eines Strahlteilers überlagert. Das gemeinsame Signal wird bei der Differenzfrequenz mit einer Photodiode gemessen und in einem Spektrumanalysator ausgewertet. Beide Laser werden jeweils mit einem Faraday-Isolator vor Rückkopplung geschützt. Der große Vorteil eines solchen Experiments ist der einfache Aufbau, der leider damit erkauft wird, dass nur eine Aussage über die gemeinsame Linienbreite beider Laser getroffen werden kann. Ein schematischer Aufbau ist in Abbildung 7.1 zu sehen.



**Abbildung 7.1:** Schematischer Aufbau einer reinen heterodynen Linienbreitenmessung mit zwei unterschiedlichen Lasern bei annähernd gleicher Frequenz. Das kollimierte Licht beider Laser wird jeweils durch einen Faraday-Isolator geleitet. Mit einem Strahlteiler wird das Signal auf einer Photodiode überlagert und mit einem Spektrumanalysator ausgewertet.

Ein anderes Messverfahren, das einen etwas komplizierteren Aufbau benötigt, damit aber den obigen Nachteil ausgleicht, stellt die sogenannte heterodyne Self-Beat-Linienbreitenmessung dar [OKN80]. Hierbei wird ein einzelner Laser mit sich selbst gemischt, aber im Gegensatz zur homodynen Linienbreitenbestimmung besitzen die Teilstrahlen, die zur Überlagerung gebracht werden, einen definierten Frequenzunterschied. Hierzu wird ebenfalls, um Rückreflektionen zu vermeiden, der kollimierte Laserstrahl zunächst durch einen Faraday-Isolator gelenkt. Danach teilt ein Akusto-Optischer Modulator (kurz: AOM) den Strahl in die zwei Teilstrahlen. Die nullte Ordnung wird in eine 1 km lange Glasfaser eingekoppelt, die erste Ordnung wird um die am AOM anliegende Frequenz (hier 80 MHz) verschoben. Beide Teilstrahlen werden ähnlich wie beim reinen heterodynen Mischen mit einem Strahlteiler auf einer Photodiode überlagert. Da die Differenzfrequenz durch den AOM festgelegt wird, ist das Signal mit einem Spektrumanalysator bei dieser festen Frequenz zu beobachten. Das gemessene Signal entspricht der Faltung zweier Lorentz-Kurven [HF69]. Da beide identisch sind, beträgt die Linienbreite (FWHM) des Lasers die Hälfte der gemessenen Breite (FWHM) des überlagerten Signals. Der schematische Messaufbau ist in Abbildung 7.2 gezeigt.



**Abbildung 7.2:** Schematischer Aufbau des verwendeten Messplatzes für Self-Beat-Linienbreitenmessungen. Das kollimierte Licht wird, um Rückkopplung zu vermeiden, durch einen optischen Isolator gelenkt. Ein AOM teilt das Licht auf und die nullte Ordnung wird in eine 1 km lange Faser eingekoppelt. Die erste Ordnung wird in seiner Frequenz verschoben (hier 80 MHz). Die beiden Strahlen werden mittels eines Strahlteilers auf einer Photodiode überlagert. Das Signal wird mit einem Spektrumanalysator gemessen.

Bei einem solchen Aufbau wird die untere Auflösungsgrenze typischerweise durch die Länge der Glasfaser bestimmt. Diese stellt sicher, dass zwischen den beiden Teilstrahlen die zeitliche Kohärenz verlorenght. Mit einer Glasfaserlänge von  $L_{Faser} = 1000$  m und einem Brechungsindex von  $n_{Faser} = 1,62$  ist die zeitliche Verzögerung  $5,4 \mu\text{s}$ . Die direkt messbare, minimale (und noch aussagekräftige) Breite des Überlagerungssignals ist damit gegeben zu ca.  $185 \text{ kHz}$  ( $\nu_{Auflösung} = \frac{c_0}{n_{Faser} \cdot L_{Faser}}$ ). Da es für die systematische Untersuchung als notwendig erachtet wird den Laser auch auf Barrenlevel möglichst schnell charakterisieren zu können, wurde der in Abbildung 7.2 abgebildete Messaufbau wie folgt erweitert. Die Kontaktiermöglichkeit über Manipulatoren auf der Temperatursenke wurde so ausgeführt, dass bei Wechsel des Lasers auf dem Barren die Kollimation annähernd erhalten bleibt. Kleinere Korrekturen sind durch kontrollierte Relativbewegungen in x-, y- oder z-Richtung der Kollimationslinse möglich. Nach dem Passieren eines Faraday-Isolators wird das kollimierte Licht über einen beweglichen Spiegel und einen Faserkollimator in eine Single-Mode-Faser eingekoppelt. Im Anschluss einer kleinen Faserstrecke wird das Licht durch einen weiteren Kollimator in den AOM gelenkt, welcher zusätzlich zu den elektrischen Einstellmöglichkeiten auch rotiert werden kann. Die nullte Ordnung wird ähnlich wie oben in eine 1000 m lange Faser gekoppelt. Da es sich hierbei nur um eine einfache

SM-Faser handelt, wird die Polarisation des emittierten Lichtes durch sogenannte „Paddles“ (Polarisationsmanipulatoren) korrigiert. Daraufhin werden die erste Ordnung und die nullte Ordnung über den Strahlteiler kombiniert und auf eine schnelle Photodiode gelenkt. Dieser Aufbau bietet den Vorteil, dass für die Linienbreitenmessung einer Vielzahl von Lasern nur einmal die Faserkopplung eingestellt werden muss. Danach können die Messungen für ähnliche Wellenlängen relativ schnell erfolgen.

## 7.2 Linienbreitenuntersuchungen an DFB-Lasern

Nach der kurzen Abhandlung über die verschiedenen Messtechniken von Linienbreiten beschäftigt sich dieser Abschnitt mit der Untersuchung von Linienbreiten bei lateral komplexgekoppelten DFB-Lasern. Da die Linienbreite eines Lasers maßgeblich von der Photonenlebensdauer in der Kavität bestimmt wird (Glg. 2.26), ist eine längenabhängige Untersuchung sehr wichtig. In Abbildung 7.3 sind Ergebnisse der Linienbreitenuntersuchung von unverspiegelten Lasern auf Barrenebene unterschiedlicher Länge und Gitterkopplungen über die inverse Ausgangsleistung aufgetragen.

Es ist zu erkennen, dass die Linienbreiten sich bis zu optischen Ausgangsleistungen von ca. 15 mW (ca.  $0,067 \text{ mW}^{-1}$  inverse Ausgangsleistung) annähernd linear verschmälern. Bei weiterer Steigerung der optischen Leistung kommt es aber zu einer Zunahme der Linienbreite. Ferner lässt sich ein genereller Trend feststellen, dass mit längerer Kavität die Linienbreite abnimmt. Die lineare Verschmälerung der Linienbreiten in Abhängigkeit der inversen Ausgangsleistung lässt sich aus Gleichung 2.29 mit der Linearität von  $N_p$  und der optischen Ausgangsleistung  $P_0$  ( $N_p = \frac{P_0}{v_g \alpha_m h \nu V_p}$ ) erklären:

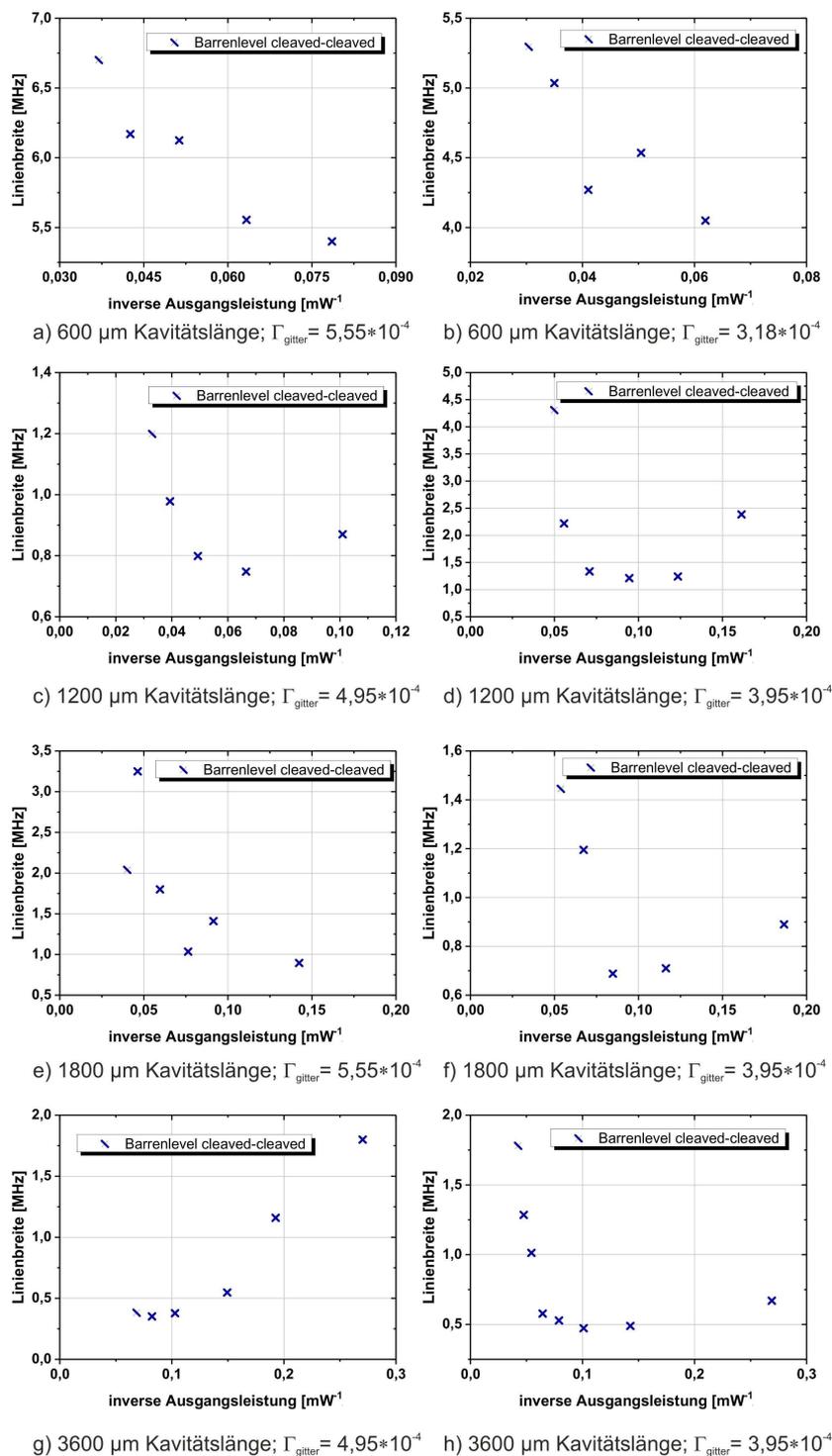
$$\nu_{FWHM} = \frac{\Gamma R'_{sp} v_g \alpha_m h \nu V_p}{4\pi P_0} (1 + \alpha^2) \quad (7.1)$$

Bei größeren Leistungen findet ein sogenanntes „Rebroadening“ statt. Die Linienbreite verbreitert sich auf Grund von räumlichem Lochbrennen und weiteren Effekten entgegen obiger Vorhersage [Agr89, GDG96, KFY92, WM82, YYK94]. Der Trend der Linienbreitenreduzierung durch eine verlängerte Kavität lässt sich wie folgt erklären: Ein wichtiger Einflussfaktor für die Linienbreite ist der Gütefaktor  $Q$  der Kavität. Dieser spiegelt das Verhältnis der Resonanzfrequenz  $\nu$  und der entsprechenden Linienbreite eines Resonators wider:

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} \quad (7.2)$$

Dieser Gütefaktor  $Q$  steht somit über die Beziehung  $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_P}$  [CC95] im direkten Zusammenhang mit der Lebensdauer der Photonen  $\tau_P$  in der Kavität [Sve10]:

$$Q = 2\pi\nu\tau_P \quad (7.3)$$



**Abbildung 7.3:** Vergleich von Linienbreiten an DFB-Lasern verschiedener Kavitätslänge und Gitterkopplung. Alle Messungen sind an unverspiegelten Lasern auf Barrenebene (cleaved - cleaved, d.h.  $R_1 = R_2 = 30\%$ ) durchgeführt worden.

Betrachtet man einen einfachen Resonator ohne stimulierte Emission, so hängt die Photonenlebensdauer  $\tau_P$  von dem effektiven Brechungsindex der Lasermode  $n_{eff}$ , den internen Verlusten  $\alpha_i$ , der Länge des Resonators  $L$  und den Leistungsreflektivitäten  $R_1$  und  $R_2$  der Facetten der Kavität ab. Der effektive Brechungsindex begrenzt die Geschwindigkeit ( $c_0$ : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum) der Photonen im Resonator. Interne Verluste reduzieren die Aufenthaltsdauer der Photonen in der Kavität. Sowohl die Länge des Lasers als auch die Reflektivitäten der Facetten beeinflussen die Lebensdauer  $\tau_{P_{Resonator}}$  ebenfalls [Fuk99]:

$$\tau_{P_{Resonator}} = \frac{1}{\frac{c_0}{n_{eff}} \cdot [\alpha_i + \frac{1}{2L} \cdot \ln(\frac{1}{R_1 R_2})]} \quad (7.4)$$

Dadurch lässt sich das prinzipielle Verhalten der Abnahme der Linienbreite mit zunehmender Kavitätslänge erklären. Bei Verlängerung der Kavität erhöht sich auch die Photonenlebensdauer. Mit dieser Erhöhung ergibt sich wiederum eine Linienbreitenreduzierung. In Abbildung 7.4 ist die Linienbreite in Abhängigkeit von der inversen Laserlänge dargestellt. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass für die genaue Beschreibung der Photonenlebensdauer eines Lasers weitere Korrekturen eingeführt werden müssen. Diese wurden in Kapitel 2 und am Anfang des Kapitels 7 in Gleichung 7.1 diskutiert. Es ergibt sich für die effektive Lebensdauer folgender Zusammenhang:

$$\tau_P = \frac{2P_0}{\Gamma R'_{sp} v_g \alpha_m h\nu V_p (1 + \alpha^2)} \quad (7.5)$$

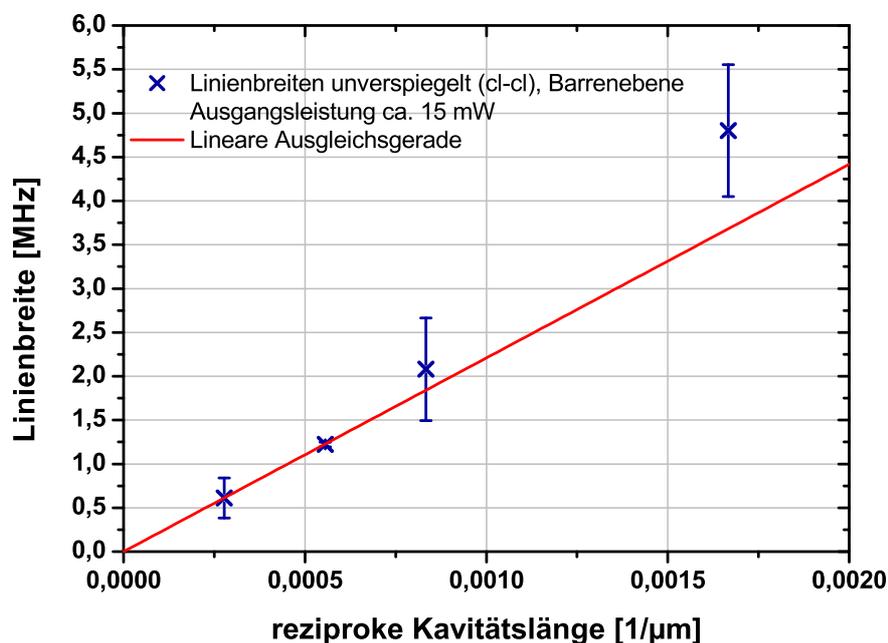
Hier spiegelt sich die Längenabhängigkeit in den Spiegelverlusten  $\alpha_m$  wider. Diese lassen sich aus einem einfachen Umschreiben der Schwellenbedingung bzw. Umlaufbedingung (vgl. Gleichung 2.9 bzw. 2.10) ableiten. Man schreibt

$$e^{(\Gamma_{th} - \alpha_i - \alpha_m)2L} = 1 \quad (7.6)$$

und ordnet so den Spiegeln oder Facetten, an denen Licht emittiert wird, Verluste zu. Aus dem Vergleich mit Gleichung 2.10 erkennt man, dass sich die Spiegelverluste zu

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (7.7)$$

ergeben.

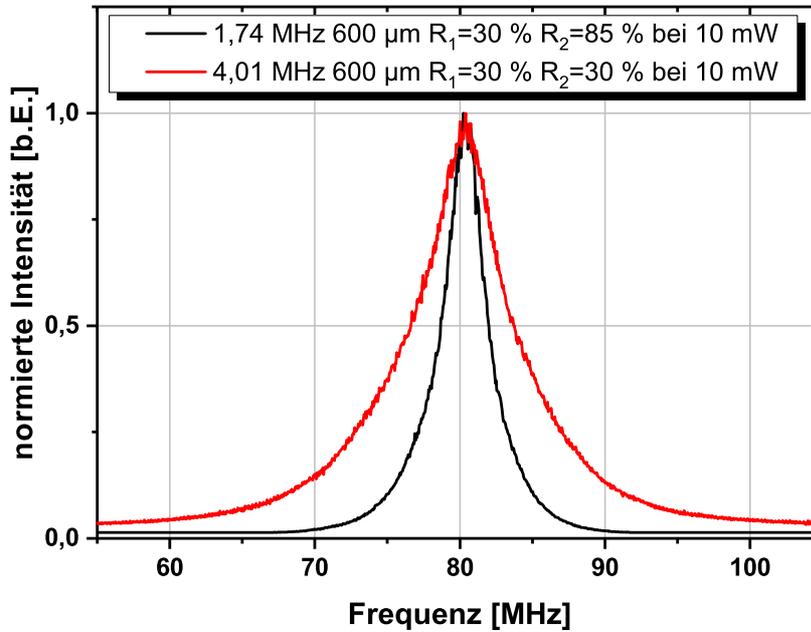


**Abbildung 7.4:** Vergleich gemessener Linienbreiten an DFB-Lasern verschiedener Länge bei ähnlicher Ausgangsleistung und Gitterkopplung. Alle Messungen sind an unverspiegelten und unaufgebauten Lasern durchgeführt worden. In rot ist die Ausgleichsgerade dargestellt.

Für die Bestätigung obiger Zusammenhänge wurden unverspiegelte Laser verschiedener Kavitätslängen, aber ansonsten unter vergleichbaren Bedingungen betreffend der gesamten optischen Ausgangsleistung (15 mW) und der Gitterkopplung ( $\Gamma = 3,25 \cdot 10^{-4}$ ), hinsichtlich ihrer Linienbreite untersucht. Ein Trend zur Linienbreitenverschmälerung mit zunehmender Kavitätslänge ist deutlich zu erkennen. Dieser Zusammenhang ergibt sich in guter Übereinstimmung zur Theorie. Kleinere Abweichungen von der einer Geraden (vgl. Abb. 7.4) sind vornehmlich durch die zufällige relative Facettenlage zur Gitterstruktur der jeweiligen Laser zu erklären. Jene nimmt großen Einfluss auf die DFB-Ausbeute, die Linienbreite sowie andere Lasereigenschaften. So ist es möglich allein durch Änderung der Phasenlage bei einem DFB-Laser mehrere Moden anschwingen zu lassen. Diese Thematik wird später noch näher diskutiert.

Der Q-Faktor des Resonators lässt sich, wie aus Gleichung 7.4 bzw. 7.5 ersichtlich, auch durch veränderte Leistungsreflektivitäten beeinflussen, z. B. mit Hilfe einer optischen Vergütung der Facetten. Im Folgenden werden Laser verschiedener Länge vor und nach der Facettenverspiegelung verglichen. Eine Erhöhung der Leistungsreflektivität einer Facette von ca. 30 % auf ca. 85 % reduzierte die Linienbreite bei einer optischen Leistung von 15 mW eines 600 μm langen Lasers von 4,01 MHz um einen Faktor von 2,3 auf 1,74 MHz.

Dies ist in Abbildung 7.5 zu sehen. Dort ist das Überlagerungsspektrum des unverspiegelten und des verspiegelten DFB-Lasers vergleichend dargestellt.



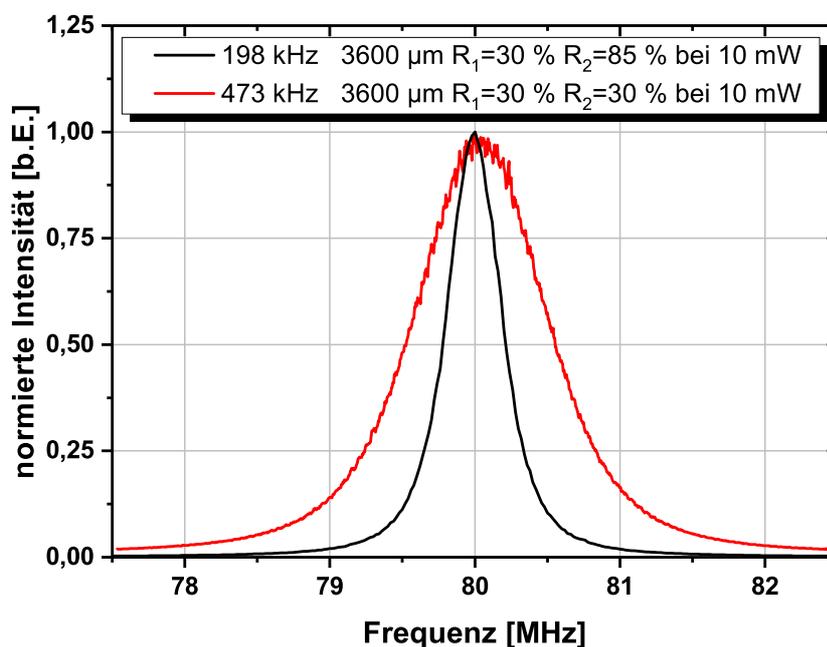
**Abbildung 7.5:** Vergleich des Überlagerungsspektrums eines 600 µm langen Lasers vor ( $R_1 = R_2 = 30\%$ ) und nach der Facettenvergütung ( $R_1 = 30\%$  und  $R_2 = 85\%$ ). Daraus ergibt sich, dass die Linienbreite durch die Vergütung der Facetten um einen Faktor von 2,3 verschmälert wurde.

Wie schon in Abschnitt 7.1 beschrieben, liefert die halbierte Breite (FWHM) des Überlagerungsspektrums die Linienbreite (FWHM) des Lasers, da bei der Faltung zweier Lorentz-Funktionen folgender Zusammenhang gegeben ist:

$$FWHM_{Faltung\ A+B} = FWHM_A + FWHM_B \quad (7.8)$$

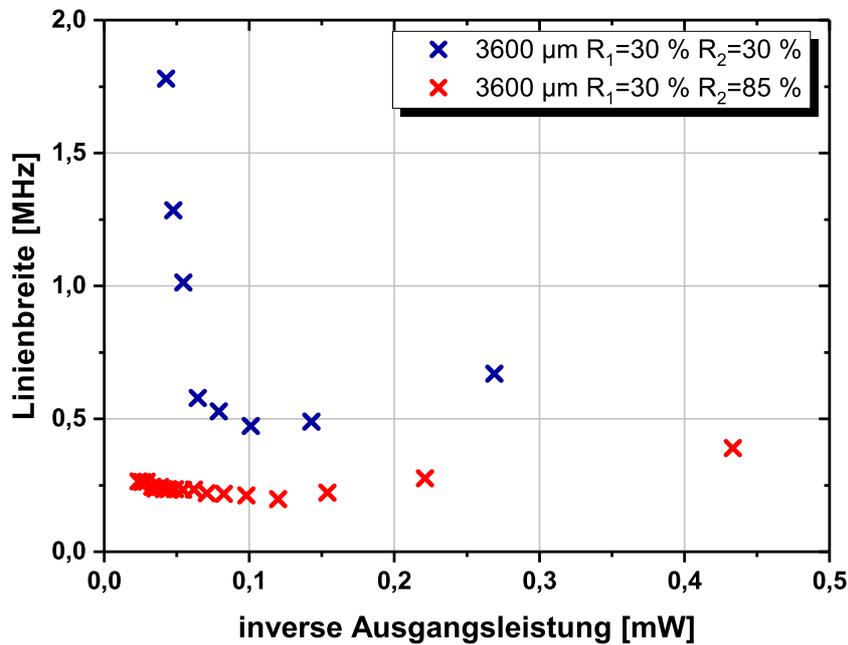
Der Faktor für die Reduzierung der Linienbreite lässt sich aus veränderten Spiegelverlusten  $\alpha_m$  abschätzen. Es ergibt sich, dass sich diese bei der obigen Veränderung um den Faktor  $\frac{\ln[1/(R_{1\text{vorher}}R_{2\text{vorher}})]}{\ln[1/(R_{1\text{nachher}}R_{2\text{nachher}})]} = 1,76$  verringern müsste. Dieser Wert stellt bei gleichen Laserbedingungen ein Maximum dar, welches durch interne Verluste  $\alpha_i$  reduziert wird (siehe Glg. 7.4). Dass der gemessene Wert größer ist als der abgeschätzte, lässt sich auf eine geänderte Phasenlage des Gitters relativ zu der Facette zurückführen, welche sich durch den Materialauftrag durch die Vergütung der Facetten ergibt. Laut Theorie wird dieser Faktor bei größeren Resonatorlängen kleiner ausfallen, da der nicht verschwindende, aber längenunabhängige Anteil von  $\alpha_i$  relativ zu den Spiegelverlusten  $\alpha_m$  nun mehr

Einfluss bei den Gesamtverlusten besitzt. Dieses Verhalten spiegelt sich auch bei der Untersuchung eines Bauteils mit einer Resonatorlänge von  $3600\ \mu\text{m}$  bei einer optischen Ausgangsleistung von  $10\ \text{mW}$  wider. Hier wurde eine Reduzierung um einen Faktor von 2,4 von  $473\ \text{kHz}$  auf  $198\ \text{kHz}$  erreicht (vgl. Abb. 7.6). Dabei fällt auf, dass der Faktor größer als bei der oben vorgestellten kürzeren Kavität ist und somit im Widerspruch zu dem generellen Trend steht. Dies ist auf den Arbeitspunkt des Lasers zurückzuführen, da der oben erwähnte Trend nicht das Rebroadening der Linienbreite berücksichtigt.



**Abbildung 7.6:** Vergleich des Überlagerungsspektrums eines Lasers der Kavitätslänge  $3600\ \mu\text{m}$  vor ( $R_1 = R_2 = 30\%$  in rot dargestellt) und nach der Facettenvergütung ( $R_1 = 30\%$  und  $R_2 = 85\%$  in schwarz dargestellt). Es ergibt sich eine Linienbreitenverschmälerung durch die Vergütung der Facetten um einen Faktor von 2,4.

Dieser beobachtete Effekt ist umso größer, je mehr man sich von dem Optimum minimaler Linienbreite hin zu größeren Leistungen entfernt. So sind auch Faktoren der Linienbreitenschmälerung bis hin zu 7 messbar. Dies ist durch ein verstärktes Rebroadening bei unverspiegelten Lasern zu erklären. In Abbildung 7.7 sind über die inverse Ausgangsleistung die Linienbreiten eines  $3600\ \mu\text{m}$  langen DFB-Lasers vor und nach der Verspiegelung aufgetragen. Neben der nahezu linearen Abnahme der Linienbreite mit zunehmender Leistung ist auch wie oben das Rebroadening zu erkennen. Prozentual ist diese Verbreiterung bei dem unverspiegelten Laser stärker ausgeprägt als nach der Vergütung der Facetten. Nachdem gründliche Untersuchungen der Linienbreite in Abhängigkeit der Leistung, der

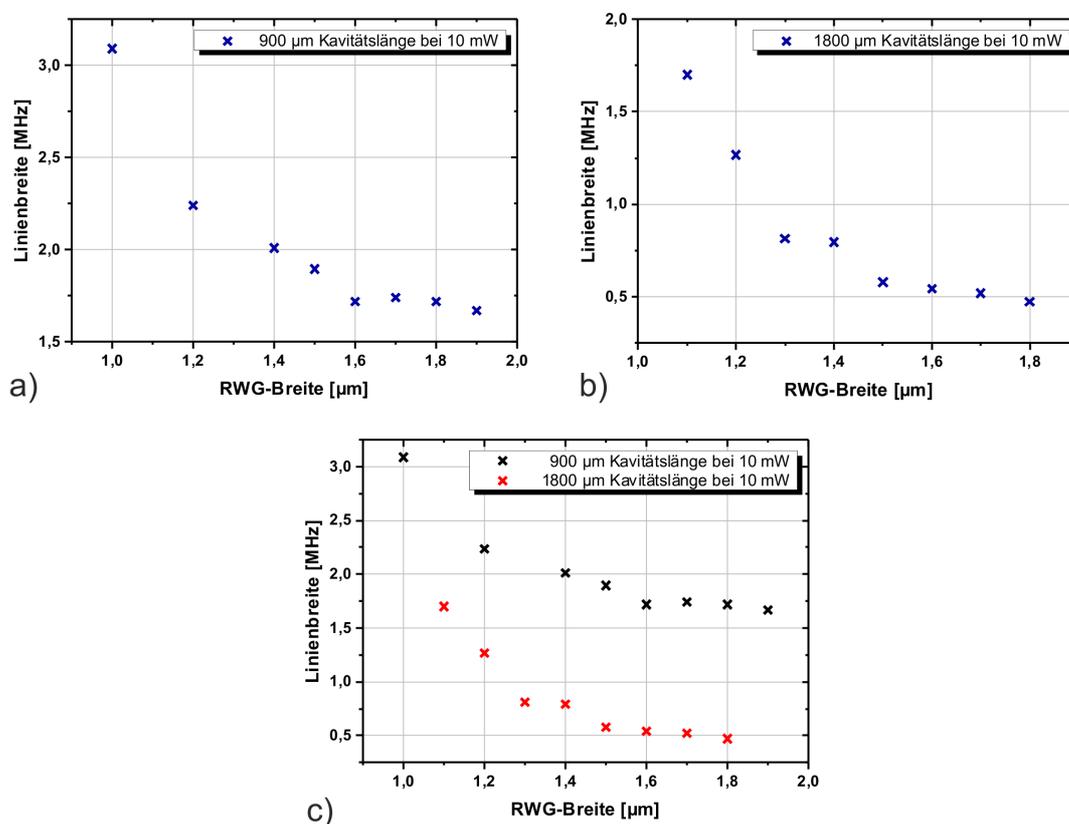


**Abbildung 7.7:** Linienbreite eines 3600  $\mu\text{m}$  langen DFB-Lasers in Abhängigkeit der inversen Ausgangsleistung. Dargestellt sind die Ergebnisse für  $R_1 = R_2 = 30\%$  (blau) und  $R_1 = 30\%$ ,  $R_2 = 85\%$  (rot). Bei größeren Leistungen tritt, wie schon oben gesehen, ein Rebroadening auf, welches aber bei den verspiegelten Lasern prozentual kleiner ausfällt.

Resonatorlänge und der Verspiegelung durchgeführt und ausführlich diskutiert wurden, bleiben noch zwei weitere potentielle Einflussmöglichkeiten auf die Linienbreite. Das ist zum einen die Ätztiefe der Rippenwellenleiterstruktur (bzw. die Restdicke der Mantelschicht) und zum anderen die Breite des RWGs. Damit eine gute Vergleichbarkeit der Messergebnisse gegeben ist, wurden Abhängigkeiten jeweils nur innerhalb des gleichen DFB-Prozesslaufes auf einem Stück der Fläche von ca. einem  $\text{cm}^2$  des Wafers untersucht. Hiermit ist gewährleistet, dass Inhomogenitäten auf dem Epitaxiewafer bzw. Abweichungen bei unterschiedlichen Prozessdurchläufen ausgeschlossen werden können. Leider ergibt sich daraus auch die Einschränkung, dass die Ätztiefenabhängigkeit nur in mehreren Fertigungsläufen untersucht werden könnte. Da dies aber mit einer zu großen Unsicherheit behaftet ist, wurde von diesen Untersuchungen abgesehen. Dagegen kommt das Experiment, das die Rippenbreitenabhängigkeit analysiert, ohne die eben genannte Fehlerquelle aus.

Für das folgende Experiment wurde eine Probe angefertigt, auf welcher per Elektronenstrahlolithographie verschiedene Breiten der lateralen Wellenleiterstruktur definiert wurden. Es wurden Breiten von 1,0  $\mu\text{m}$  bis 2,0  $\mu\text{m}$  belichtet. Anhand dieser Bauteile wurden

dann unter gleichen Bedingungen (optische Ausgangsleistung von 10 mW) die Linienbreiten vermessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Hier sind die resultierenden Linienbreiten (FWHM) über die Breite des Rippenwellenleiters für zwei verschiedene Laserlängen (900  $\mu\text{m}$  und 1800  $\mu\text{m}$ ) aufgetragen. Bei beiden Längen ist eine deutliche Abnahme der Linienbreite mit der Verbreiterung des RWGs auszumachen. Eine Begrenzung dieser Art von Linienbreitenreduzierung stellt die laterale Kopplung dar. Bei zu breiten RWGs wird der geometrische Überlapp mit dem Gitter so klein, dass die komplexe Kopplung nicht mehr ausreicht, um nur eine Mode zu selektieren und es können mehrere longitudinale Moden anschwingen. Weiterhin ist es möglich, dass bei ausreichender Kopplung, aber zu breiten Wellenleitern, lateral mehrere Moden auftreten (vgl. Abb. 6.9). Dieser Effekt kann zu Instabilitäten führen und sollte ebenfalls vermieden werden.



**Abbildung 7.8:** Abhängigkeit der Linienbreite (FWHM) von der RWG-Breite, gemessen bei einer optischen Ausgangsleistung von 10 mW bei einer Kavitätslänge von a) 900  $\mu\text{m}$  bzw. b) 1800  $\mu\text{m}$ . Der direkte Vergleich beider ist in c) zu sehen. Zum einen ist deutlich zu erkennen, dass eine Verschmälerung der Linienbreite mit kleinerer Kopplung auftritt. Zum anderen ist der im Text diskutierte Längenaspekt deutlich zu erkennen.

Die Abnahme der Linienbreite hin zu breiteren Wellenleitern ist durch mehrere Faktoren bedingt. Der größte Anteil daran wird wahrscheinlich durch verminderte interne Verluste gegeben sein. Eine laterale Gitterstruktur wäre theoretisch perfekt, wenn im Minimum der elektrischen Feldstärke der zu selektierenden Mode ein infinitesimal kleiner Gittersteg wäre, welcher eine unendlich hohe Absorption vorweist. Dies entspricht aber nicht der Realität und der Gittersteg weist eine gewisse geometrische Ausdehnung bei einem für die Wellenlänge festen imaginären Anteil am Brechungsindex auf. Daher ergeben sich für diese Gitterstege zusätzliche Verluste für die selektierte Mode. Dadurch verringert sich die Photonenlebensdauer. Bei einer größeren Kopplung, sprich bei kleineren RWG-Breiten, nimmt somit die Linienbreite zu. Durch breitere Wellenleiter werden auch die geometrischen Verluste reduziert. Dies trägt, auch wenn nur in einem geringen Maße, zur beobachteten Schmälerung der Linienbreite bei.

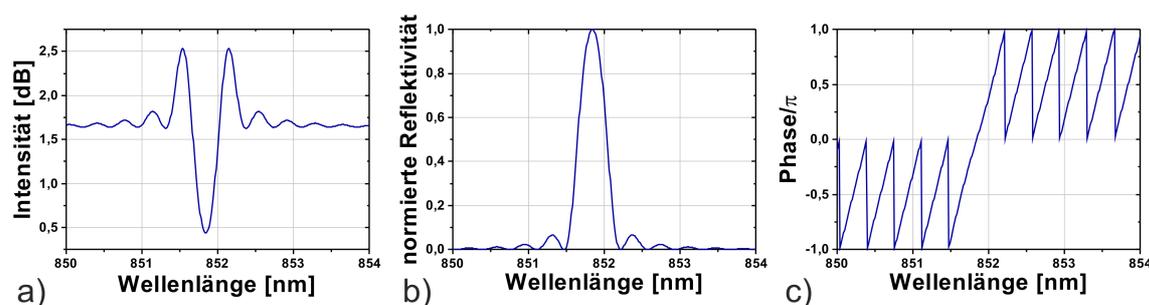
Zusammenfassend lässt sich festhalten: Die Möglichkeiten, welche durch die lateral komplexe Kopplung gegeben sind, lassen sich auch hinsichtlich neuer Anwendungsgebiete erweitern, wie z. B. spezielle Anforderungen der Atomspektroskopie. Auch wenn diese Technologie ein großes Potential bietet, bleibt auch wie bei anderen verteilten Rückkopplungsmechanismen die Unsicherheit der zufälligen Phasenlage des Gitters zu den Facetten. Diese Thematik soll im folgenden Abschnitt genauer untersucht werden.

## 7.3 Phasenabhängige Untersuchung an DFB-Lasern

Schon seit den Anfangszeiten genauerer Untersuchungen an longitudinal monomodigen DFB-Lasern wurde der Einfluss der Phase auf die Eigenschaften des Lasers postuliert, bzw. auch diskutiert [MNN<sup>+</sup>84, MNS<sup>+</sup>84, MYM85]. Auf den folgenden Seiten wird erstmalig genauer das Verhalten lateral komplexgekoppelter DFB-Laser bei einer geänderten Phasenlage des Gitters relativ zu der Facette untersucht. Hierbei wird auf die Ausgangsleistung, die Wellenlängenveränderung, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis und auf die Linienbreite in Abhängigkeit der Phasenlage eingegangen. Um dieses Verhalten besser verstehen zu können, werden zunächst einige Überlegungen vorgestellt, welche zu den folgenden Experimenten geführt haben. Beispielphaft wird zuerst die Theorie anhand eines typischen indexgekoppelten DFBs erläutert, um danach auf die Besonderheiten eines lateral komplexgekoppelten DFBs einzugehen.

### 7.3.1 Phasenabhängige Indexkopplung

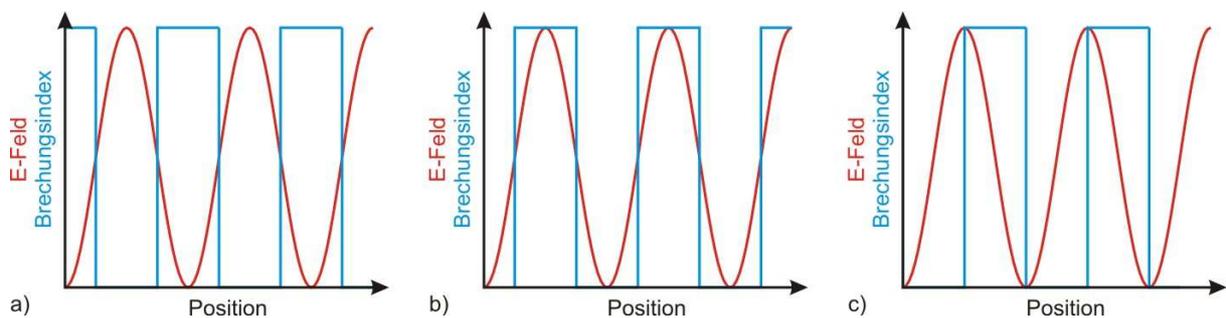
Bei einem indexgekoppelten DFB wird die Selektion der longitudinalen Mode über die Reflektivität der eingebrachten Rückkopplung bestimmt. Idealerweise sind die Facetten eines solchen Lasers so hoch entspiegelt, dass sie keine zusätzliche Reflektivität darstellen und diese allein durch das Gitter bestimmt wird. In diesem Fall ist keine Mode innerhalb des Stopbandes erlaubt, da hier kein Phasensprung vorliegt (vgl. Abb. 7.9).



**Abbildung 7.9:** a) ASE-Spektrum eines Indexgitters mit den Maxima links und rechts von der Bragg-Wellenlänge. Die dazugehörige normierte Reflektivität ist in b) gezeigt. In c) ist zu erkennen, dass bei der Bragg-Wellenlänge kein Phasensprung stattfindet.

Da aber eine solche Facettenvergütung sehr empfindlich ist und meist auch gefordert wird, dass auf einer Seite des Lasers deutlich mehr Leistung emittiert wird als auf der gegenüberliegenden, wird typischerweise auf eine beidseitige Entspiegelung verzichtet. Damit ist aber die Restreflektivität der Facetten nicht zu vernachlässigen und dieser Einfluss ist bemerkbar. Somit ist die Phasenlage des Gitters bzgl. der Facette sehr entscheidend. Im

Folgenden werden verschiedene Möglichkeiten der Phasenlage diskutiert. Ausgehend davon, dass das Maximum der Feldstärke der zu selektierenden Mode entweder zentral über dem Niederindex-Material (siehe Abb. 7.10 a) oder zentral über dem Hochindex-Material (siehe Abb. 7.10 b) liegt, wird in beiden Fällen keine spezifische Mode selektiert, da es keinen effektiven Indexsprung bei den Extremwerten des E-Feldes gibt. Die größte Reflektivität und damit die beste Selektion einer Mode ist in Abbildung 7.10 c) zu sehen. Hier liegen die Extremwerte des E-Feldes genau auf dem Indexsprung.



**Abbildung 7.10:** Darstellung ausgewählter Möglichkeiten, wie die Feldstärke (rot) auf Grund ihrer Phasenlage zu einem Indexgitter (blau) positioniert sein kann. a) Das Maximum der Feldstärke sitzt über dem Niederindex-Material. b) Das Maximum der Feldstärke sitzt über dem Hochindex-Material. c) Das Maximum der Feldstärke sitzt genau zwischen Hoch- und Niederindex-Material.

Es ergibt sich hiermit ein stabiler Zustand und dieser bleibt so lange stabil, bis die Schwellenverstärkungsdifferenz nahe null geht. Nun findet ein Modensprung statt. Je nachdem, in welche Richtung sich die relative Position von E-Feld und Gitter verschiebt, ist entweder mit einer Blauverschiebung (größerer Teil des E-Feldes im niederbrechenden Material) oder mit einer Rotverschiebung (größerer Teil des E-Feldes im hochbrechenden Material) zu rechnen. Das ist deutlich an den berechneten ASE-Spektren zu erkennen (siehe Abb. 7.11).

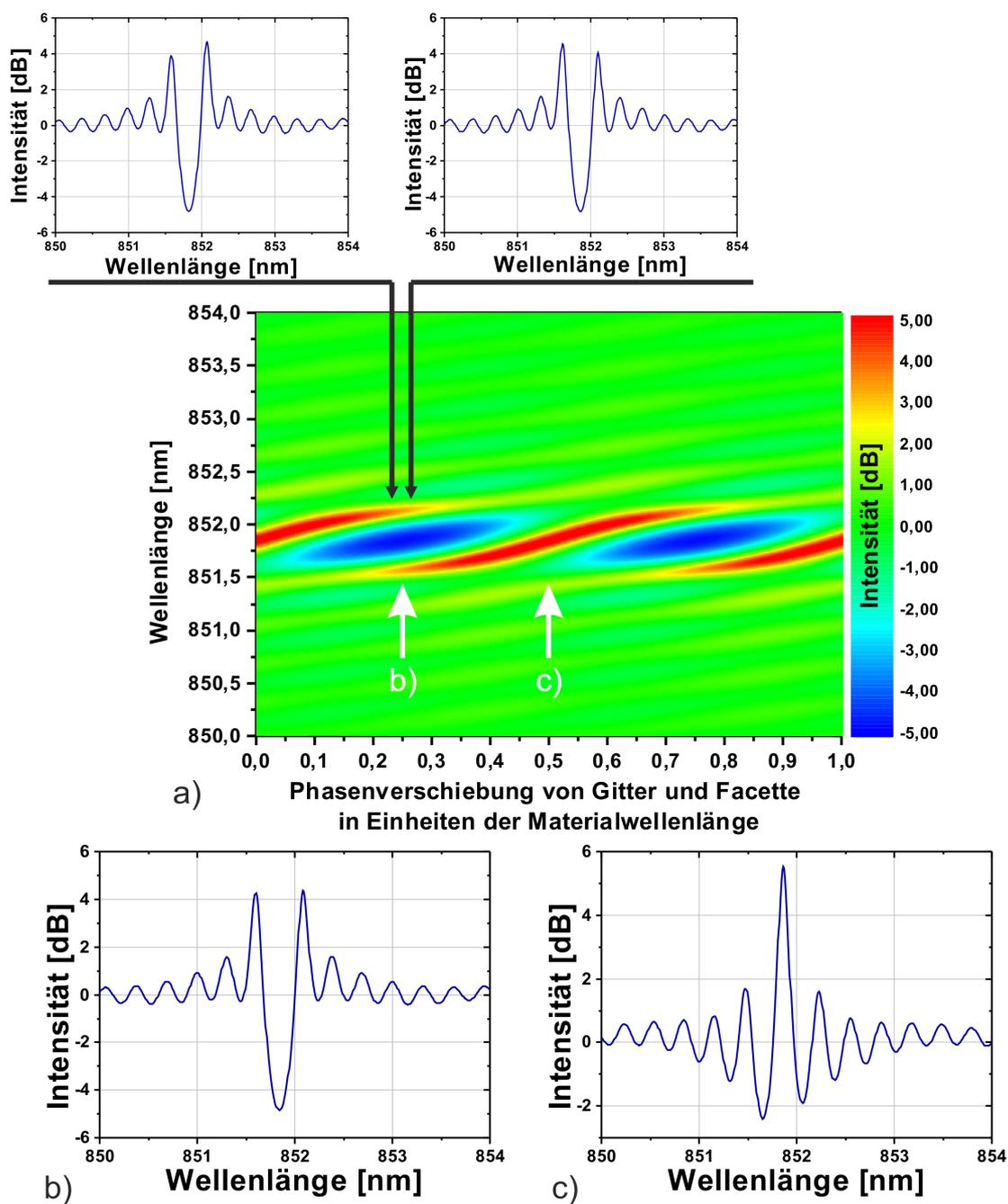
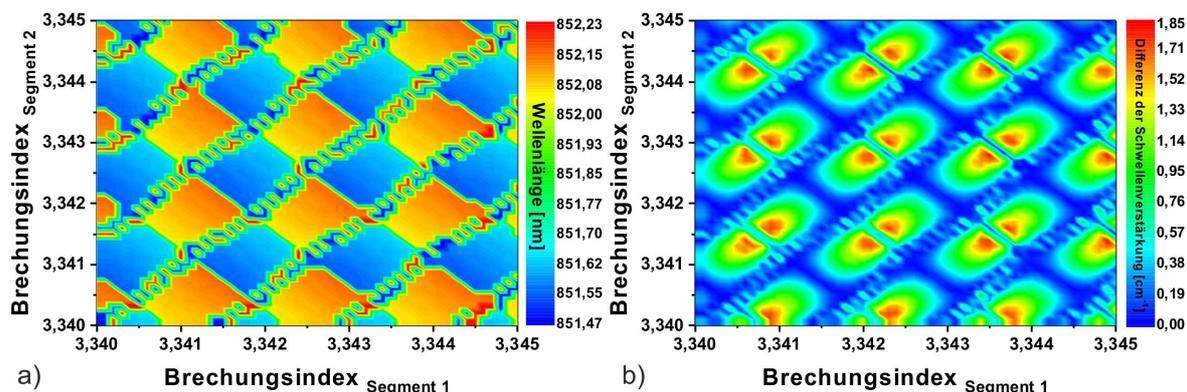


Abbildung 7.11: a) Intensität der ASE-Spektren mit Auszügen (oben) aufgetragen über der Phasenbeziehung zwischen einer Facette mit 30 % Reflektivität und dem Gitter mit der Länge von  $300\ \mu\text{m}$ , dessen  $\kappa \cdot L$  auf 1,25 eingestellt wurde. In b) ist der Fall eines klassischen Indexgitters zu sehen. Die Phasenlage zu der Facette beträgt hier  $\frac{\lambda}{4}$ . Dagegen ist in c) die Bragg-Mode durch eine  $\frac{\lambda}{2}$ -Phasenverschiebung erlaubt.

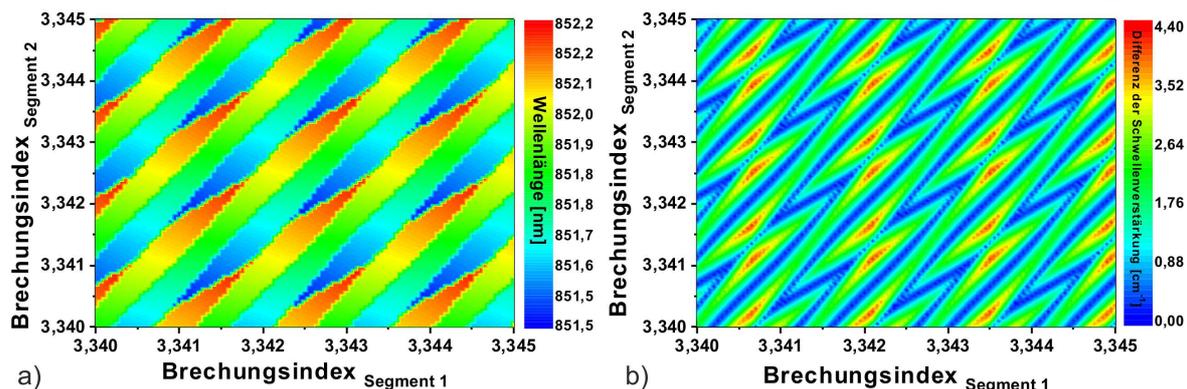
Die Berechnung ist beispielhaft für ein  $300\ \mu\text{m}$  langes Indexgitter durchgeführt worden, dessen  $\kappa \cdot L$  auf 1,25 eingestellt wurde. Dieser Wert entspricht Literaturwerten typischer indexgekoppelter DFBs [CC95, Fuk99, MYM85, SKS<sup>+</sup>87], welche ausreichend Rückkopplung und dennoch minimale Lochbrenneffekte bei hoher DFB-Ausbeute aufweisen. Das Tastverhältnis wurde auf 0,5 festgelegt, so dass beide Moden links bzw. rechts des Stopbandes, im Falle einer vernachlässigbaren Facettenreflektivität, gleichberechtigt sind. Jene Facette, an welcher die Phasenlage verändert wurde, besitzt eine Reflektivität von 30 % (gebrochene Facette). Es ist zu erkennen, dass sich bei einem Versatz von einem ganzzahligen Vielfachen der halben Materialwellenlänge ein Optimum genau bei der Bragg-Wellenlänge ergibt (diese Wellenlänge ist auf Grund der Facetten erlaubt). Es liegt der Fall wie in Abbildung 7.10 c) vor. Entfernt man sich aus diesem Optimum, so ändert sich die Überlappverteilung des Lichtes mit den Gitterstegen und -lücken und, wie soeben erwähnt, tritt eine Wellenlängenverschiebung auf. Ebenfalls geht eine Veränderung der Rückkopplung mit einher, welche die gewünschten Lasereigenschaften, wie Schwellenstrom und Seitenmodenunterdrückung, negativ beeinflussen. Dies kann bis hin zu dem klassischen Fall eines Indexgitters bei einer Phasenverschiebung von  $(2n+1) \cdot \frac{\lambda}{4}$  mit  $n \in \mathbb{N}_0^+$  gehen. In diesem Fall ist die Bragg-Mode selbst nicht erlaubt (vgl. Abb. 7.9 b).

Dies ist auch sehr deutlich in Abbildung 7.12 zu erkennen. Zur Berechnung wurde wie oben ein Indexgitter mit Tastverhältnis 0,5 angenommen. Zusätzlich befinden sich an den Enden dieses Segments jeweils ein Phasensegment der Länge  $300\ \mu\text{m}$  und einer Reflektivität von 30 %. Unter 7.12 a) ist die Emissionswellenlänge gegenüber den Brechungsindices der Phasensegmente aufgetragen. Der Brechungsindexverlauf in den Phasensegmenten spiegelt einen unterschiedlichen Pumpstrom wider, welcher über den Temperatureintrag den Brechungsindex verändert. In 7.12 b) ist die Differenz der Schwellenverstärkung aufgetragen. Periodische Veränderungen in Wellenlänge und Schwellenverstärkungsdifferenz sind zu erkennen. Die Periodizität ist  $\lambda/2$  (bei Betrachtung der Brechungsindexänderung als Längenänderung eines Phasensegments). Es treten Einbrüche zwischen den Maxima auf, welche mit einem Wellenlängensprung korrelieren. Das entspricht dem angesprochenen Fall, bei welchem zwar das reine Gitter ohne Facetten die höchste Reflektivität besitzt, aber auf Grund der Phasenbedingung durch die Facetten keine Mode auf der Bragg-Wellenlänge erlaubt ist.



**Abbildung 7.12:** Simulation der a) Wellenlängenabhängigkeit bzw. b) Veränderung der Schwelvenverstärkungsdifferenz eines 3-Segment-Index-DFBs mit zwei Phasensegmenten der Länge  $300\ \mu\text{m}$  und einem ebenso langen Gitterabschnitt. Die Facettenreflektivität beträgt jeweils 30 %.

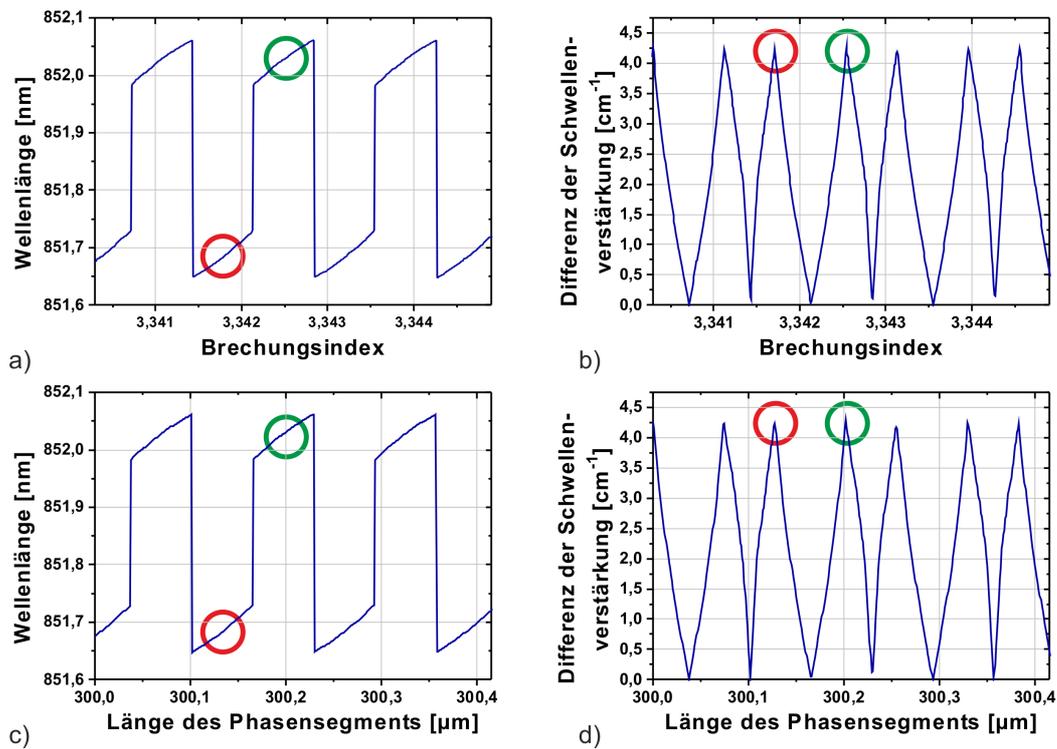
Betrachtet man diesen Fall für eine unterschiedliche Vergütung der Facetten, z. B. 30 % und 85 %, so wird das Bild verzerrt. Dabei wird die vorherrschende Symmetrie mit zwei Facetten gleicher Reflektivität durch die asymmetrische Vergütung gebrochen (vgl. Abb. 7.13). Es bleibt eine gewisse Periodizität erhalten und auch die Wellenlängensprünge sind mit Einbruch der Schwelvenverstärkungsdifferenz zu korrelieren. Die Vergütung ist mit 30 % und 85 % entsprechend gewählt, um mit der späteren Diskussion an komplexgekoppelten DFB-Lasern anknüpfen zu können.



**Abbildung 7.13:** Simulation der a) Wellenlängenabhängigkeit bzw. b) Veränderung der Schwelvenverstärkungsdifferenz eines 3-Segment-Index-DFBs mit zwei Phasensegmenten der Länge  $300\ \mu\text{m}$  und einem ebenso langen Gitterabschnitt. Die Facettenreflektivität beträgt 30 % bzw. 85 %.

Im Folgenden wird der experimentnahe, asymmetrische zweite Fall besprochen. Ein Auszug der Entwicklung der Wellenlänge und der Schwellenverstärkungsdifferenz aus Abbildung 7.13 bei festgehaltenem Brechungsindex des Phasensegments mit 30-%-iger Facettenreflektivität ist in Abbildung 7.14 gegeben. Aufgetragen sind die Wellenlängen und die Schwellenverstärkungsdifferenzen über den Brechungsindex des Phasensegments bzw. über eine Längenveränderung des Phasensegments bei konstantem Brechungsindex. In Abbildung 7.14 a) ist die Wellenlängenverschiebung über der Brechungsindexänderung aufgetragen. In Abbildung 7.14 b) ist die dazugehörige Differenz der Schwellenverstärkung zu finden. Diese spiegeln jeweils einen Schnitt durch Abbildung 7.13. Man erkennt Sprünge in der Wellenlänge. Diese sind, wie oben erklärt, an Orten geringster Schwellenverstärkungsdifferenz. Umgekehrt sind auch Orte mit einer hohen, aber gleichen Differenz der Schwellenverstärkung zu finden. Diese sind unterschiedlichen Wellenlängen zuzuordnen. In Abbildung 7.14 c) und d) sind ebenfalls die Wellenlänge und die Differenz der Schwellenverstärkung aufgetragen. Hier werden beide nicht gegen den Brechungsindex im Phasensegment verglichen, sondern gegen eine veränderliche Länge des Phasensegments. Physikalisch macht es keinen Unterschied, ob die Länge des Bauteils [MNN<sup>+</sup>84, MNS<sup>+</sup>84] oder der Brechungsindex des Phasensegments geändert wird. Technologisch ist die reversible Änderung des Brechungsindex, z. B. über Strominjektion der einmaligen Längenänderung durch z. B. Abätzen, vorzuziehen.

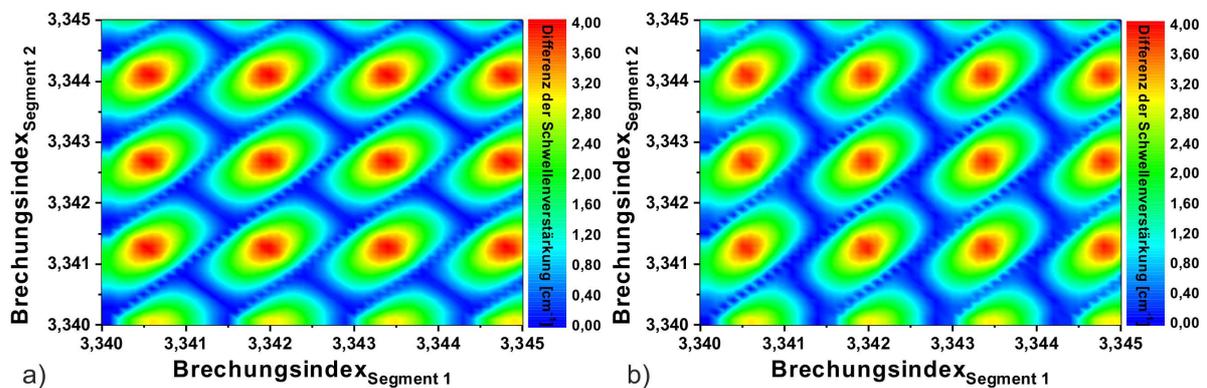
Man sieht, dass nicht nur der veränderte effektive Brechungsindex durch den Gitterüberlapp der Mode für eine Wellenlängenverschiebung sorgt, sondern auch die Längen- bzw. Brechungsindexänderung des Phasensegments dafür verantwortlich ist. Die Größenordnung dieses Effektes ist nicht zu vernachlässigen und wird bei der folgenden Diskussion eines reinen Verstärkungsgitters genauer behandelt.



**Abbildung 7.14:** Berechnete Abhängigkeit der Wellenlänge (a, c) und der Schwellenverstärkungsdifferenz (b, d) über dem Brechungsindex (a, b) bzw. über der veränderten Länge eines Phasensegments (c, d). Es existieren zwei Wellenlängen mit hoher Schwellenverstärkungsdifferenz (grün und rot).

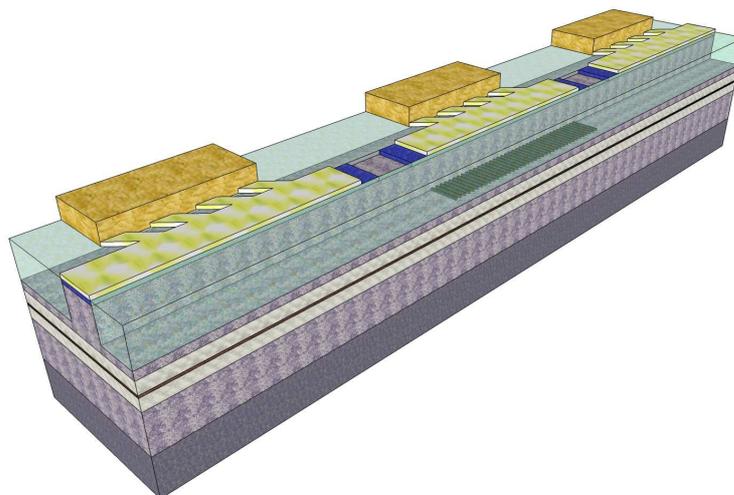
### 7.3.2 Phasenabhängige komplexe Gitterkopplung

Vergleicht man die reine Indexkopplung mit einem verstärkungsgekoppelten Laser, so fällt auf, dass bei verstärkungsgekoppelten Lasern der Zustand direkt auf der Bragg-Mode, auch ohne eine zusätzlich eingebrachte Phasenverschiebung, erlaubt ist. Dieser Zustand ist derjenige mit der höchsten Schwellenverstärkungsdifferenz (siehe Abb. 7.15). Diese Tatsache stellt einen sehr großen Vorteil gegenüber der reinen Indexkopplung dar. In der folgenden Simulation wurde von einer reinen Verstärkungskopplung ausgegangen, da so die Unterschiede zu einer reinen Indexkopplung deutlicher werden. In der Praxis besitzen die diskutierten Laser zwar auch einen Indexanteil, aber dieser ist so gering, dass der Verstärkungsanteil nicht nur überwiegt, sondern auch die Formänderung, wie in Abbildung 7.15 gezeigt, vernachlässigbar ist.



**Abbildung 7.15:** Vergleich der Schwellenverstärkungsdifferenzen eines reinen verstärkungsgekoppelten DFB-Lasers aufgetragen über die Brechungsindices der Phasensegmente a) bei einer Facettenreflektivität von jeweils 30 % und b) bei einer Facettenreflektivität von 30 % und 85 %.

Für den experimentellen Aufbau wurden komplexgekoppelte DFB-Laser mit drei Segmenten gefertigt, die aus zwei Phasensegmenten mit einer Länge von  $300\ \mu\text{m}$  und einem mittleren Gittersegment bestehen. Zwischen den Segmenten wurde der Goldkontakt und die hochdotierte Deckschicht unterbrochen, um die Segmente elektrisch zu trennen. In Abbildung 7.16 ist ein solcher Laser schematisch dargestellt.



**Abbildung 7.16:** Schematische Darstellung eines 3-Segment-DFB-Lasers mit lateral komplexer Kopplung. Dieser besteht aus zwei Phasensegmenten, die elektrisch getrennt von dem mittleren Gittersegment ansteuerbar sind. Dies wird durch das Unterbrechen der Goldkontaktschicht und der hochdotierten Deckschicht gewährleistet.

Die Facetten dieser Bauteile wurden mit 30 % bzw. 85 % vergütet, da eine solche Veränderung der Reflektivität kaum einen Einfluss auf Position, Form oder Wert der Schwellenverstärkungsdifferenz über den Brechungsindices der Phasensegmente hat (Vergleich siehe Abb. 7.15).

Um nun die Theorie besser mit dem Experiment vergleichen zu können, muss bewusst sein, dass der Brechungsindex und der Betriebsstrom eines Lasersegments nicht direkt linear abhängig sind. Dadurch wird der Verlauf der Graphen in Abbildung 7.15, wenn diese über den Strom aufgetragen werden, etwas verzerrt. Im Folgenden wird kurz der Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Betriebsstrom diskutiert. Für die Umrechnung des Brechungsindex in einen Strom oder auch umgekehrt werden folgende Koeffizienten eingeführt:

$c_{therm}$  : Koeffizient für die thermische Wellenlängenverschiebung  
 $R_{therm}$  : thermischer Widerstand

$c_{therm}$  beschreibt die Wellenlängenänderung durch einen Temperatureintrag, sprich  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta T}$ , und der thermische Widerstand  $R_{therm}$  ist ein Maß, wie sehr die eingebrachte Leistung in eine Temperaturerhöhung übersetzt wird ( $R_{therm} = \frac{\Delta T}{P}$ ). Da die optische Ausgangsleistung bei den später untersuchten Bauteilen ca. eine Größenordnung kleiner ist als die eingesetzte elektrische Leistung (vgl. Abb. 7.22), wird bei der folgenden Berechnung nur die eingebrachte elektrische Leistung berücksichtigt. Korrekterweise müsste man von der

elektrischen Leistung die optische Ausgangsleistung des Lasers abziehen, da diese nicht zur Erwärmung des Bauteils beiträgt. Begonnen wird mit der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen der Temperatur und der Wellenlänge:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot c_{therm} \cdot \Delta T \quad (7.9)$$

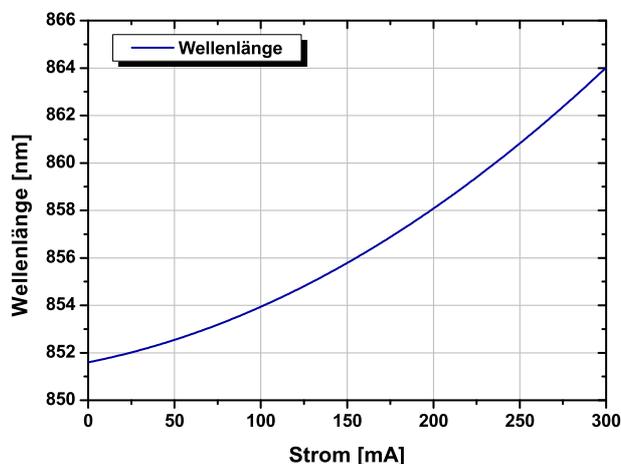
Weiterhin besteht zwischen der elektrischen Leistung  $P_{el}$ , der Einsatzspannung  $U_0$ , dem differentiellen Widerstand  $R_{diff}$  und dem Injektionsstrom  $I$  folgender Zusammenhang:

$$P_{el} = U_0 I + R_{diff} I^2 \quad (7.10)$$

Mit der DFB-Wellenlänge  $m$ -ter Ordnung  $\lambda = 2 \cdot n_{eff} \cdot \frac{d}{m}$  ergibt sich so der Zusammenhang zwischen dem Betriebsstrom und dem Brechungsindex.

$$I = \frac{-U_0(\pm) \sqrt{U_0^2 + 4R_{diff} \frac{n_{eff} \cdot d - \lambda_0}{R_{therm} \cdot c_{therm}}}}{2R_{diff}} \quad (7.11)$$

Im Folgenden ist der Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und dem Betriebsstrom dargestellt (siehe Abb. 7.17).



**Abbildung 7.17:** Abhängigkeit zwischen Brechungsindex und dem Betriebsstrom, berechnet aus den Parametern bzw. Messwerten, welche anhand eines unaufgebauten 300  $\mu\text{m}$  langen DFB-Lasers in Barrenform ermittelt wurden.

Als Parameter hierfür wurden  $c_{therm} = 0,06 \frac{\text{nm}}{\text{K}}$ ,  $R_{therm} = 150 \frac{\text{K}}{\text{W}}$ ,  $U_0 = 1,6 \text{ V}$ ,  $R_{diff} = 10 \frac{\text{V}}{\text{A}}$ ,  $d = 255 \text{ nm}$ ,  $m = 2$  und  $\lambda_0 = 851,6 \text{ nm}$  verwendet. Die Messwerte bzw. Parameter stammen hier von einem 300  $\mu\text{m}$  langen, unaufgebauten DFB-Laser in Barrenform. Benutzt man nun diesen Zusammenhang für Abbildung 7.15, so erkennt man ein Zusammenlaufen für größere Ströme (siehe Abb. 7.18). Entsprechendes gilt dann auch für die Wellenlänge und die Schwellenverstärkung (vgl. Abb. 7.19).

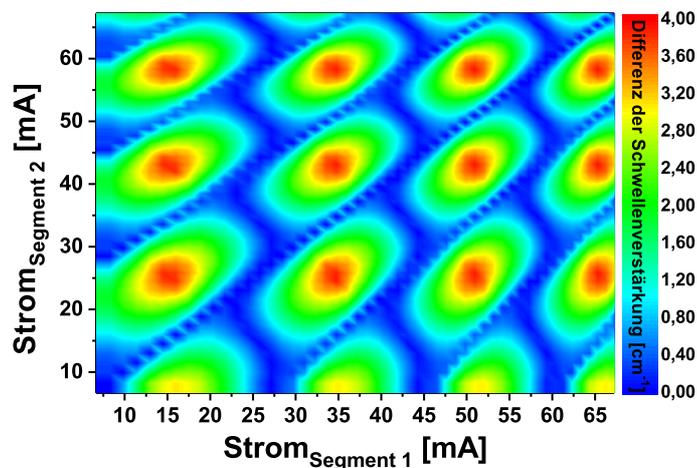


Abbildung 7.18: Schwellenverstärkungsdifferenz eines rein verstärkungsgekoppelten DFB-Lasers aufgetragen über die Betriebsströme der einzelnen Phasensegmente. Die Werte wurden unter Benutzung einer Facettenreflektivität von 30 % bzw. 85 % berechnet.

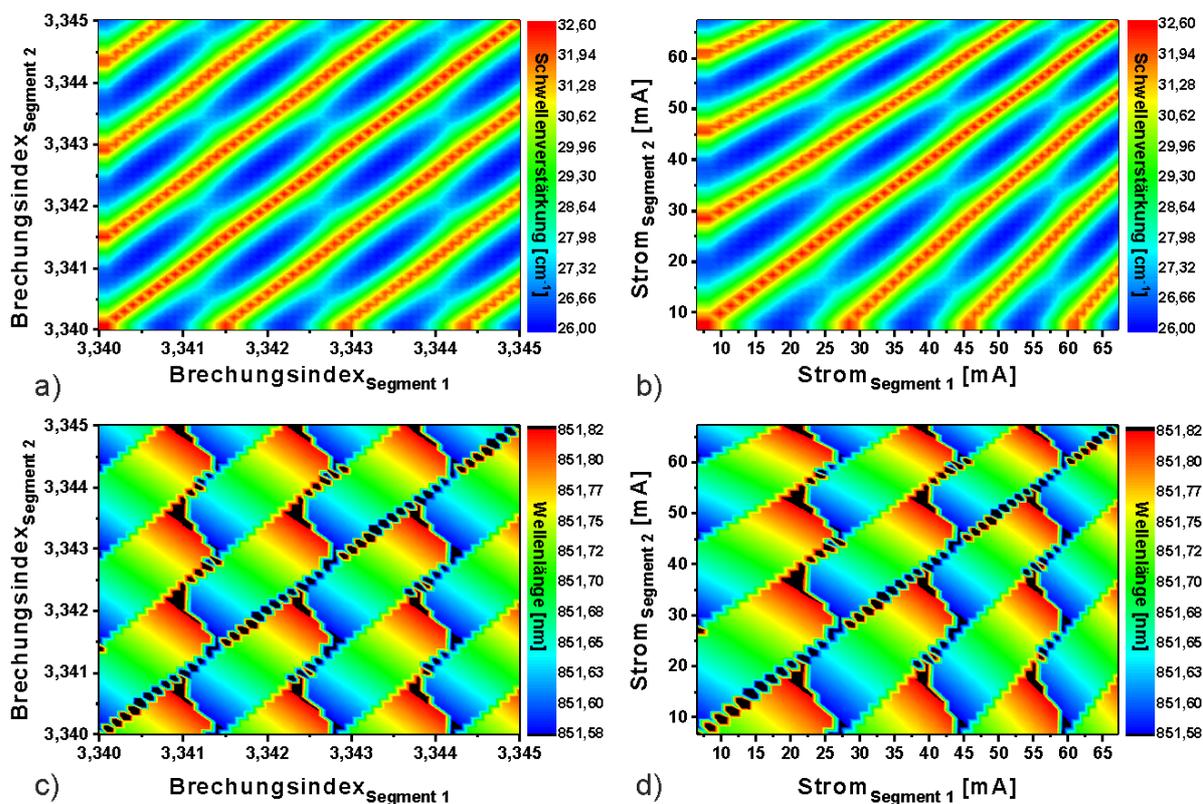
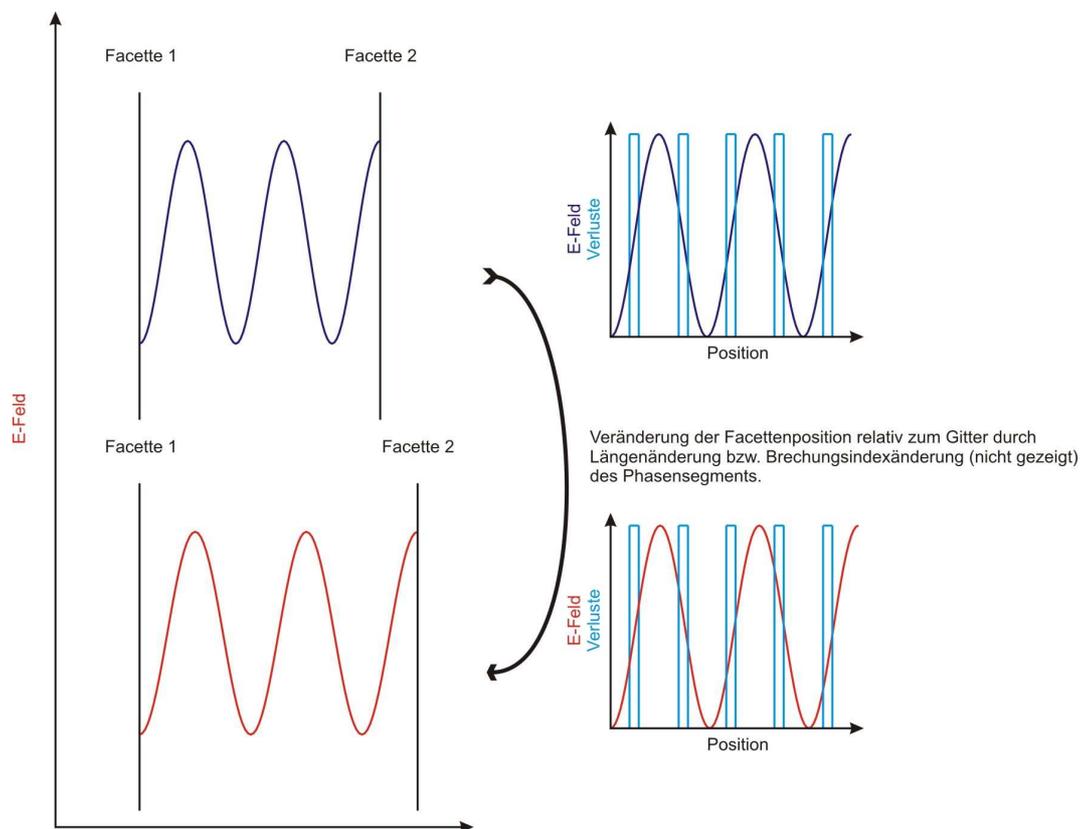


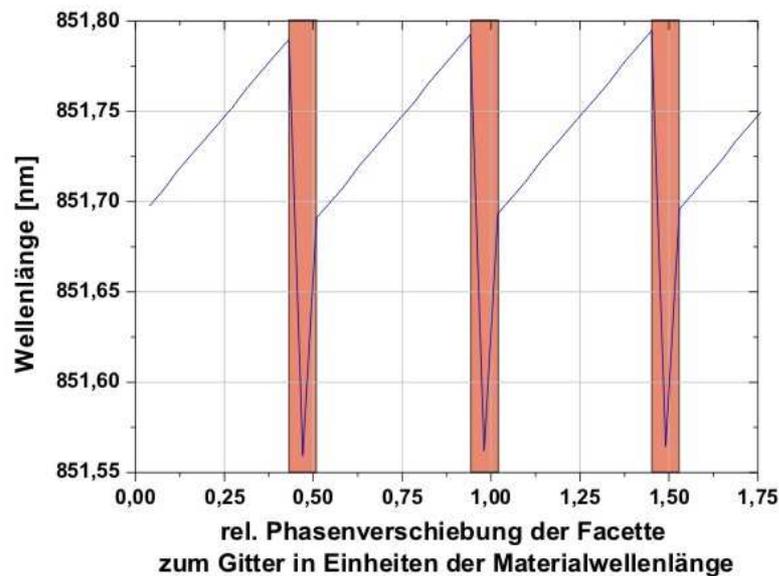
Abbildung 7.19: Vergleich der Schwellenverstärkung (a, b) und der Wellenlängenveränderung (c, d) eines verstärkungsgekoppelten 3-Segment-DFB-Lasers mit einer Facettenreflektivität von 30 % bzw. 85 %, aufgetragen über die Brechungsindizes (a, c) bzw. den Betriebsströmen (b, d) der Phasensegmente.

Mit dem theoretischen Hintergrund des Indexgitters ist in diesen Graphiken auch gut die phasenbestimmte Selektions- und Wellenlängenabhängigkeit bei einem reinen verlust- bzw. auch komplexgekoppelten Gitter zu erklären. Wie oben angedeutet, ist in diesem Fall die Wellenlängenveränderung mit der Phasenlage nicht über einen Indexkontrast der Rückkopplung gegeben, da sie entweder nicht vorhanden oder vernachlässigbar klein ist. Der Mechanismus, der für die Wellenlängenänderung zuständig ist, wird durch die effektive Längenänderung eines Phasensegments erklärt. Diese entspricht einer Brechungsindexänderung in diesem Segment bei konstanter Länge (siehe Abb. 7.15). Eine harte Randbedingung stellt die Rückkopplung durch die Facetten dar, da das Gitter selbst kaum eine Reflektivität aufweist. Es ist somit entscheidend, dass das E-Feld an den Facetten maximal ist. Nur solche Moden sind zugelassen (siehe Glg. 2.1). Bei der Längenänderung eines Phasensegments mit konstantem Brechungsindex muss die Mode auch ihre Wellenlänge im Material ändern, um bei der veränderten Position der Facette wieder ein E-Feld-Maximum zu erreichen (siehe Abb. 7.20 links).



**Abbildung 7.20:** Schematische Darstellung zweier unterschiedlicher Situationen, die sich durch eine Längenänderung (bzw. Brechungsindexänderung) eines Phasensegments ergeben. Oben (blau) ist eine optimale Position zwischen E-Feld und Gitter gezeigt. Unten (rot) ergibt die veränderte Phasenlage eine verringerte Selektionsfähigkeit des Gitters.

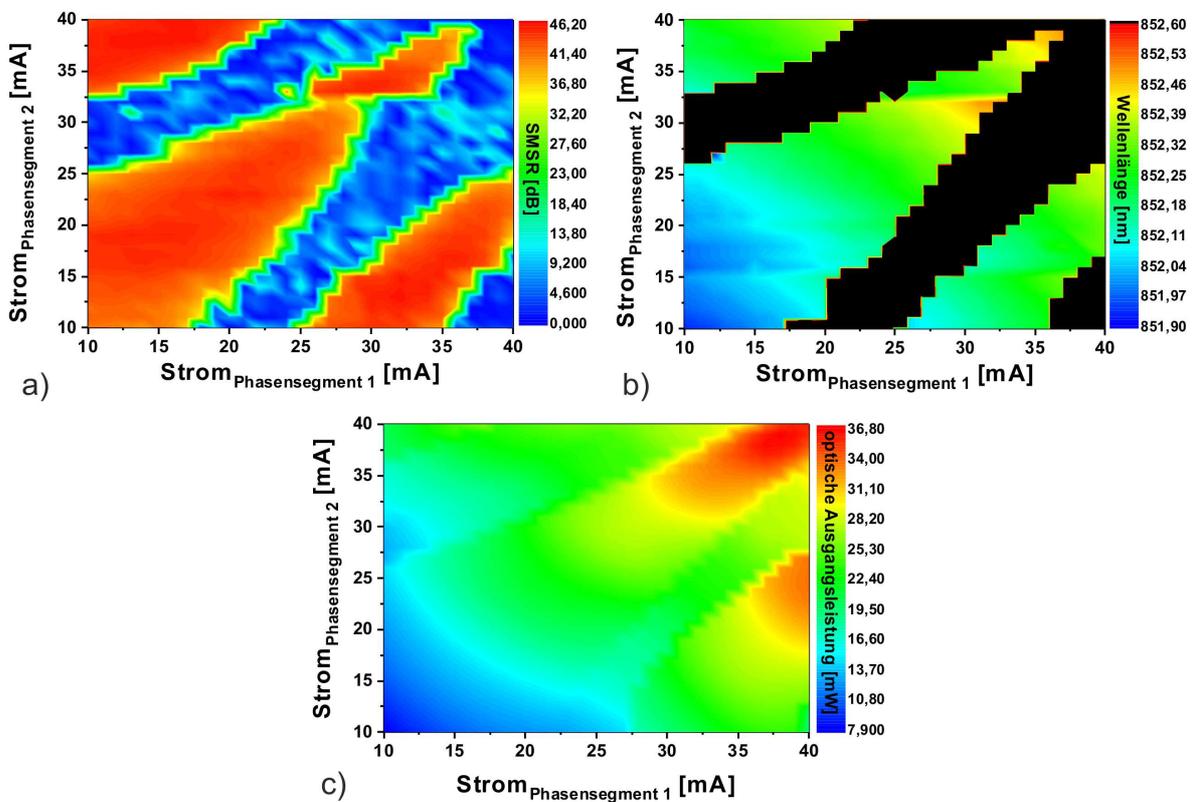
Dies funktioniert gut, bis nahe einer relativen Phasenverschiebung von  $\frac{\lambda}{2}$  (siehe auch Abb. 7.21). Dort geht die Schwellenverstärkungsdifferenz gegen null (rot hinterlegter Bereich in Abb. 7.21) und es findet ein Modensprung statt.



**Abbildung 7.21:** Aufgetragen ist die Wellenlänge über die relative Phasenverschiebung der Facette zum Gitter in Einheiten der Materialwellenlänge. Bei ganzzahligen Vielfachen von  $\frac{\lambda}{2}$  tritt ein Modensprung auf, da hier die Schwellenverstärkungsdifferenz Werte nahe null annimmt.

Weiterhin ist in Abbildung 7.19 auch zu erkennen, dass an Orten der größten Schwellenverstärkung, sprich dort, wo die Schwellenströme auch am größten sind, die Schwellenverstärkungsdifferenz ein Minimum besitzt. Hier liegen die Maxima des E-Feldes keiner Mode ideal zwischen den Gitterstegen. Somit sind die Gesamtverluste und damit auch der Schwellenstrom höher. Dies ist auch in Abbildung 7.20 (rechts) angedeutet. Bei DFB-Lasern im Allgemeinen ändert sich zwar mit verändertem Betriebsstrom der effektive Brechungsindex, doch ist die Phasenbeziehung zwischen Gitter und Facette fest, solange die gesamte Kavität homogen den gleichen effektiven Brechungsindex aufweist. Im Folgenden werden die gewonnenen Erkenntnisse auf die entsprechenden Experimente angewendet.

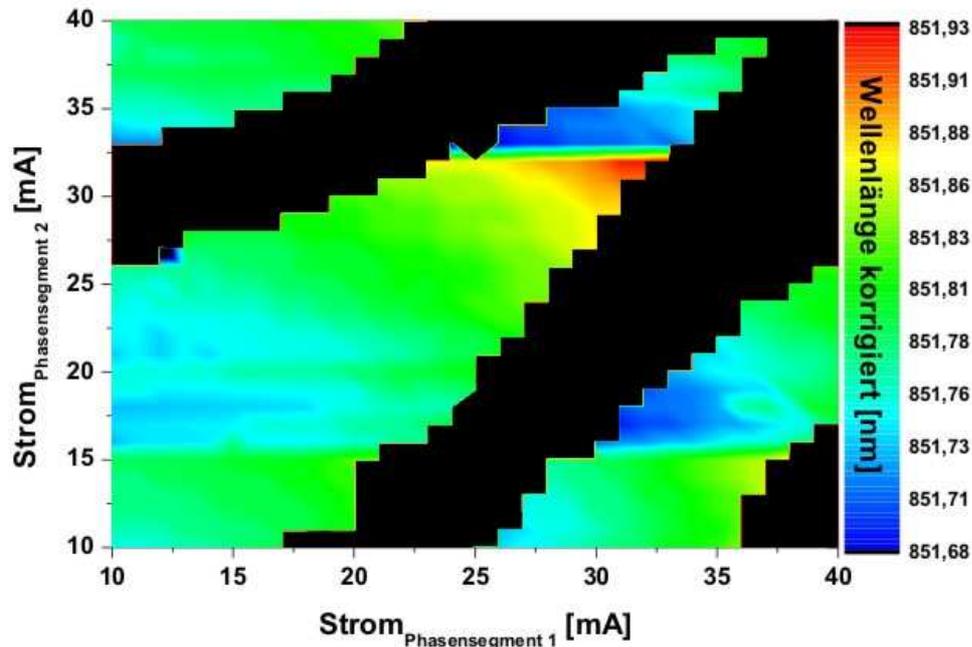
Die hergestellten Mehrsegment-DFB-Laser (siehe Abb. 7.16) werden bei konstantem Gitterstrom und fester Temperatur der Wärmesenke vermessen. Hierfür wurden verschiedene Gittersegmentlängen hinsichtlich ihrer Phase untersucht. Neben den Experimenten zu dem Verhalten der optischen Ausgangsleistung, der Wellenlänge und der Seitenmodenunterdrückung der Bauteile, welche erstmalig in diesem Umfang an lateral komplexgekoppelten DFB-Lasern durchgeführt wurden, ist darüber hinausgehend auch die phasenabhängige Linienbreitenmessung bei DFB-Lasern erstmals durchgeführt worden. Eine Messung der phasenstromabhängigen Seitenmodenunterdrückung, der Wellenlänge und der optischen Ausgangsleistung ist in Abbildung 7.22 gezeigt.



**Abbildung 7.22:** Messung a) der Seitenmodenunterdrückung, b) der Wellenlängenveränderung und c) der optischen Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Betriebsströme der beiden Phasensegmente eines 3-Segment-DFB-Lasers. Das Bauteil weist eine Vorderfacettenreflektivität von 30 % und eine Rückfacettenreflektivität von 85 % auf. Das Gittersegment besitzt eine Länge von 300  $\mu\text{m}$ .

Vergleicht man Abbildung 7.22 mit den obigen Simulationen, so fällt auf, dass der Wellenlängenbereich mit 0,7 nm (von 851,9 nm bis 852,6 nm), der innerhalb einer Phasenverschiebung von  $\frac{\lambda}{2}$  auftritt (vgl. Abb. 7.21), deutlich größer ist (beinahe 300 %) als die Berechnungen erwarten lassen ( $\Delta\lambda = 0,24$  nm, siehe Abb. 7.19). Das liegt daran, dass bei den obigen Berechnungen die Erwärmung des Bauteils und damit eine zusätzliche

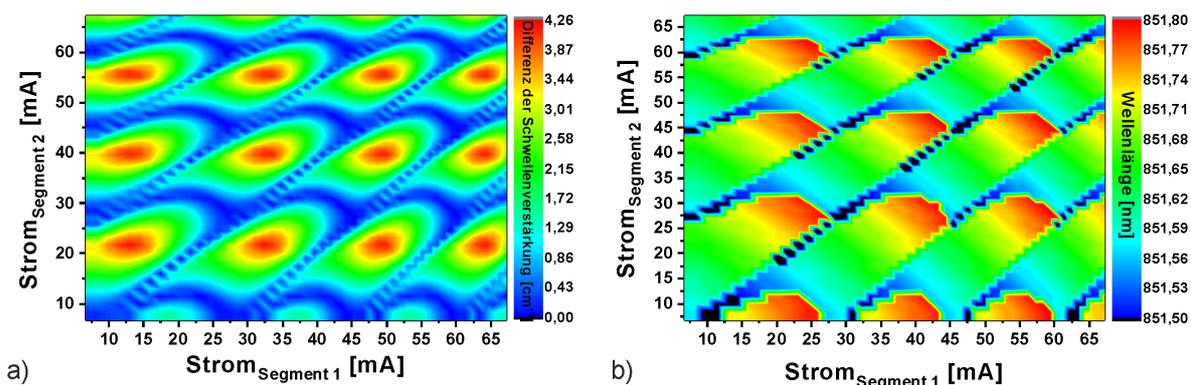
Verschiebung der Wellenlänge nicht berücksichtigt wurde. Rechnet man diese aus den Messdaten heraus, so ergibt sich ein sehr vergleichbarer Wellenlängenbereich von 0,25 nm (siehe Abb. 7.19 und 7.23). Beide befinden sich bei einem kompletten Umlauf der Phase in der Größenordnung von  $\Delta\lambda = 0,25$  nm.



**Abbildung 7.23:** Phasenstromabhängige Messung der emittierten Wellenlänge eines 3-Segment-DFB-Lasers mit einer Gittersegmentlänge von  $300\ \mu\text{m}$ . Es wurde die Wellenlängenverschiebung auf Grund des thermischen Übersprechens, ausgelöst durch die Stromveränderung in den Phasensegmenten, herausgerechnet. Der Bereich, in dem sich die Wellenlänge verändert ohne einen Modensprung zu erfahren, ist vergleichbar mit der durchgeführten Simulation in Abbildung 7.19.

Um eine weitere Verbesserung der Simulationen vorzunehmen, muss auch der kleine Indexanteil des komplexen Gitters (dies wurde bisher als ein rein verstärkungsgekoppeltes Gitter betrachtet) an der Rückkopplung berücksichtigt werden, der bisher vernachlässigt wurde. Für dessen Simulation wird noch die effektive Brechungsindexänderung, die durch das Gitter hervorgerufen worden ist, benötigt. Dazu wurde mit der in Kapitel 2.1 angesprochenen Methode für einen RWG mit und ohne Gitter jeweils der effektive Brechungsindex bestimmt. Es ergab sich ein Unterschied von  $\Delta n_{eff} = 0,00016$ . Vergleicht man das Resultat mit einem reinen Indexgitter, so ist der Brechungsindexunterschied eine Größenordnung kleiner. In der folgenden Grafik ist das Ergebnis der Schwellenverstärkungsdifferenz (7.24 a) und der Wellenlängenänderung (7.24 b) für einen solchen komplex-

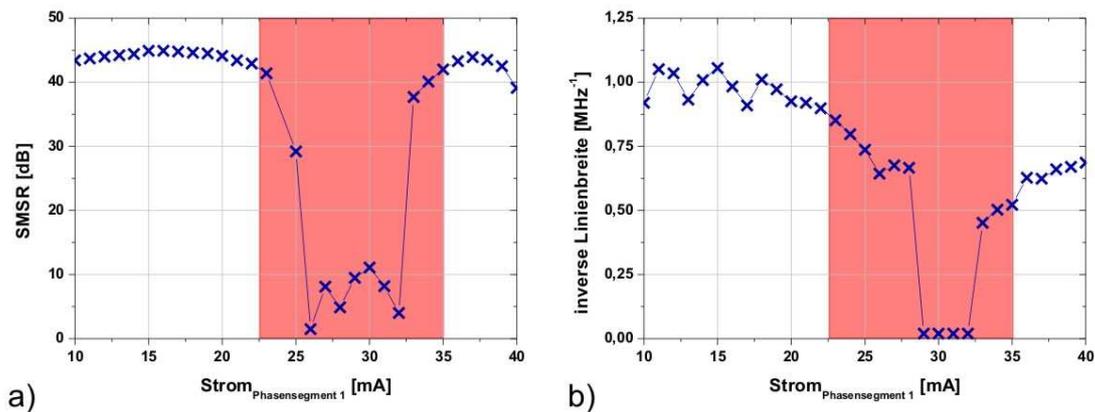
gekoppelten 3-Segment-DFB-Laser gezeigt.



**Abbildung 7.24:** Berechnete a) Schwellenverstärkungsdifferenz und b) Wellenlängenänderung über den Betriebsströmen der Phasensegmente für einen komplexgekoppelten DFB-Laser mit einem Indekopplungsanteil von  $\Delta n = 0,00016$ .

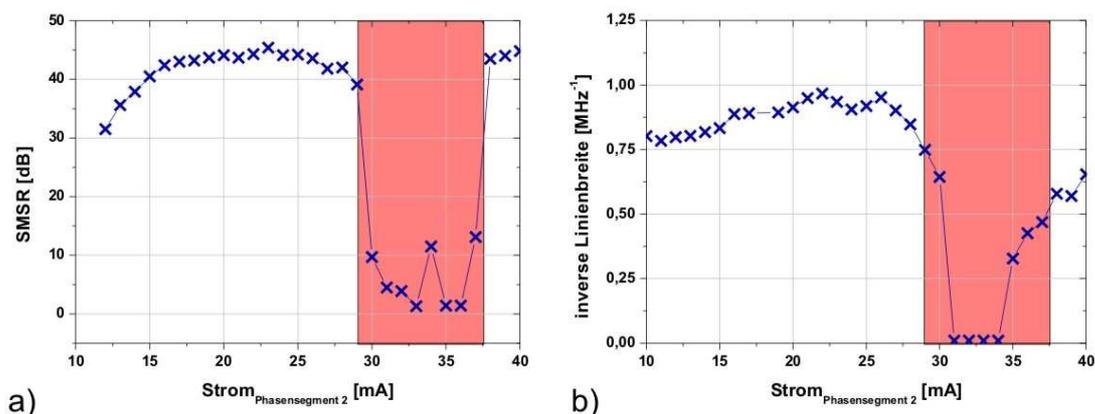
Es ist im Vergleich zu der obigen Simulation (siehe Abb. 7.19), bei welcher der Modensprung (minimale Schwellenverstärkungsdifferenz) senkrecht zu den Quadrantendiagonalen stattfindet, zu erkennen, dass dieser Modensprung eher parallel zu den Koordinatenachsen auftritt. Dieser Umstand entspricht auch den aus dem Experiment gewonnenen Daten (vgl. Abb. 7.23). Weiterhin befindet sich die erreichte Wellenlängenverschiebung ohne Modensprung in der gleichen Größenordnung. Auch der benötigte Strom besitzt einen vergleichbaren Wert.

Für die Untersuchungen an dem Verhalten der Linienbreite bei veränderter Phasenlage wurde diese jeweils bei festem Strom des einen Phasensegments gemessen, während der Strom in dem anderen Phasensegment in 1-mA-Schritten oder weniger variiert wurde. Eine komplette Messung des 2-D-Raums beider Phasensegmente in der Auflösung, wie sie z. B. bei der Wellenlängenuntersuchung durchgeführt wurde, würde physikalisch keine größeren Erkenntnisse hervorbringen. Der Vergleich der Seitenmodenunterdrückung mit der inversen Linienbreite bei einem konstanten Phasenstrom von 20 mA des zweiten Segments ist in Abbildung 7.25 gezeigt. Hier ist eindeutig zu erkennen, dass, sobald durch eine ungünstige Phasenlage die Schwellenverstärkungsdifferenz auf null sinkt und mehrere Moden anschwingen können, die Linienbreite ebenfalls deutlich zunimmt. Aber auch eine verringerte Seitenmodenunterdrückung ist ein Indiz für eine größere Linienbreite (angedeutet durch den farbigen Hintergrund). Dabei ist nicht zwingend eine identische Seitenmodenunterdrückung ein Nachweis für den gleichen Wert der Linienbreite. Dies ist in Strombereichen  $> 35$  mA zu sehen. Dort ist zwar eine ähnlich hohe Seitenmodenunterdrückung wie vor dem Modensprung zu beobachten, aber die inverse Linienbreite ist deutlich kleiner.



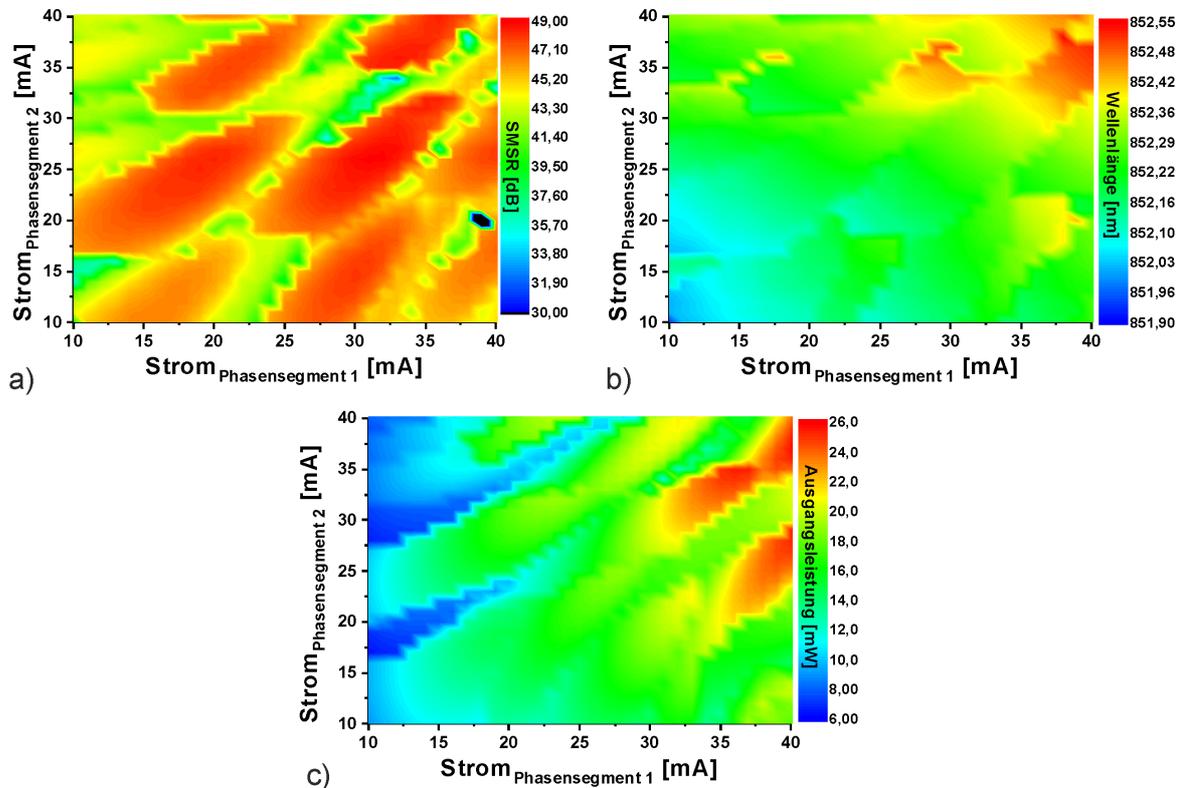
**Abbildung 7.25:** Vergleich der Seitenmodenunterdrückung und der inversen Linienbreite in Abhängigkeit des Phasenstroms von Segment 1. Phasensegment 2 wurde bei 20 mA und das Gittersegment bei 10 mA betrieben. Rot hinterlegt ist der Bereich, in dem die Seitenmodenunterdrückung sinkt und ebenfalls eine Linienverbreiterung stattfindet. Hier ist zu erkennen, dass sich eine Änderung der relativen Seitenmodenunterdrückung deutlich auf die Linienbreite auswirkt.

Das gleiche Verhalten ist auch bei einem variierten Strom in Phasensegment 2 bei konstantem Betriebsstrom von 20 mA in Segment 1 und einem Gitterstrom von 10 mA festzustellen. Diese Messung ist in Abbildung 7.26 zu sehen. Der Bereich, in welchem die Seitenmodenunterdrückung sinkt, ist auch der Bereich, in dem mit einem größeren Frequenzrauschen zu rechnen ist.



**Abbildung 7.26:** Vergleich der Seitenmodenunterdrückung und der inversen Linienbreite in Abhängigkeit des Phasenstroms von Segment 2. Phasensegment 1 wurde bei 20 mA und das Gittersegment bei 10 mA betrieben. Rot hinterlegt ist der Bereich, in welchem die Seitenmodenunterdrückung sinkt und ebenfalls eine Linienverbreiterung stattfindet. Hier ist zu erkennen, dass sich eine Änderung der relativen Seitenmodenunterdrückung deutlich auf die Linienbreite auswirkt.

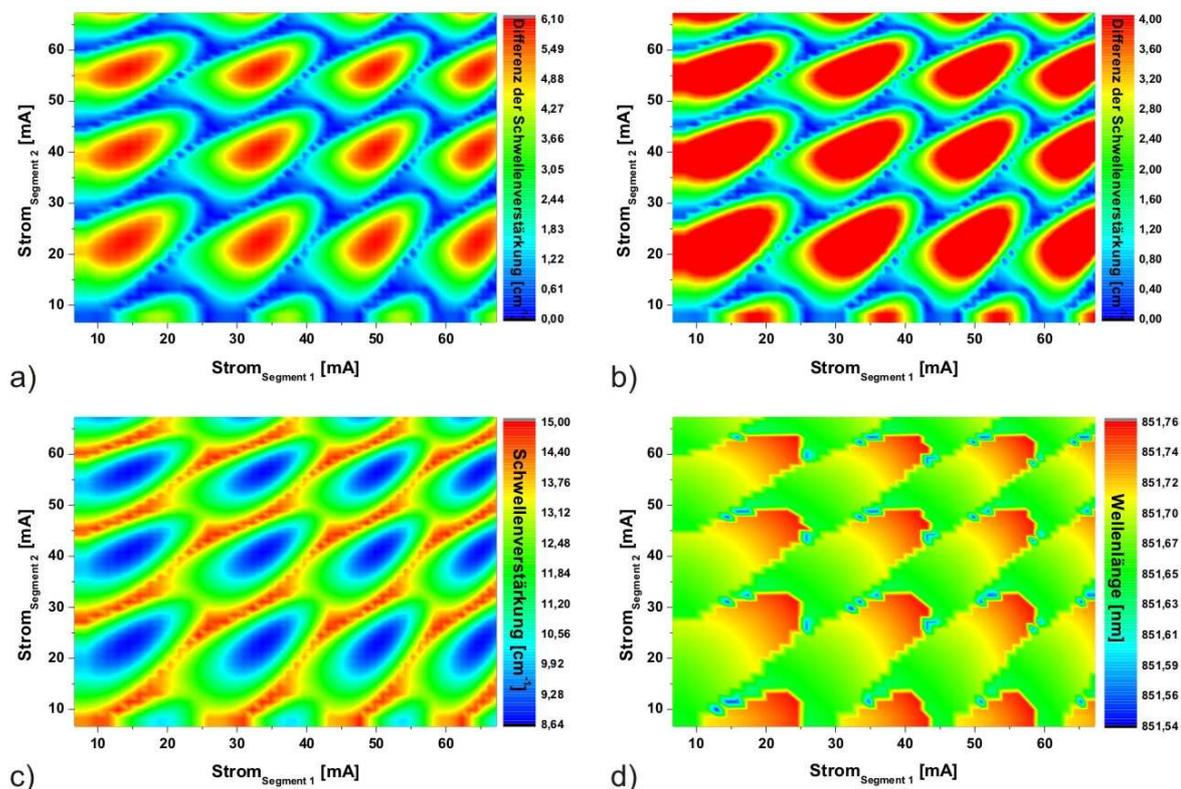
Wie aus den Untersuchungen ersichtlich, sind 300  $\mu\text{m}$  lange Phasensegmente bei dem verwendeten Design der Bauteile vollkommen ausreichend, um die Phasenlage zwischen Gitter und Facette in einem vernünftigen Maße variieren zu können. Weitere Experimente wurden durchgeführt, bei denen das Gittersegment in seiner Größe verändert wurde. Im Folgenden wird ein 3-Segment-DFB-Laser verwendet, der zwei Phasensegmente mit der Länge 300  $\mu\text{m}$  und ein Gittersegment der Länge 1200  $\mu\text{m}$  besitzt. Dieser Laser wurde, um eine gute Vergleichbarkeit zu gewährleisten, in dem gleichen Prozesslauf gefertigt wie der oben diskutierte Laser. Daher ist keine Veränderung in dem geometrischen Überlappfaktor der Lichtmode zu dem komplexen Gitter zu erwarten. Ferner wurden die folgenden Untersuchungen bei der gleichen Stromdichte des Gittersegments ausgeführt wie bei den obigen Experimenten (40 mA Gitterstrom). Bei der Charakterisierung der phasenabhängigen Wellenveränderung, der dazugehörigen Seitenmodenunterdrückung und der Ausgangsleistung ergibt sich das in Abbildung 7.27 dargestellte Resultat.



**Abbildung 7.27:** Gemessene a) Seitenmodenunterdrückung, b) Wellenlängenveränderung und c) optische Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Betriebsströme der beiden Phasensegmente. Das Bauteil weist eine Reflektivität der Vorderfacette von 30 % und eine Rückfacettenreflektivität von 85 % auf. Das Gittersegment besitzt eine Länge von 1200  $\mu\text{m}$ . Verglichen mit der Messung an einem 3-Segment-DFB-Laser mit einem 300  $\mu\text{m}$  langen Gittersegment (vgl. Messung 7.22) sind Bereiche kleiner Seitenmodenunterdrückung kaum vorhanden.

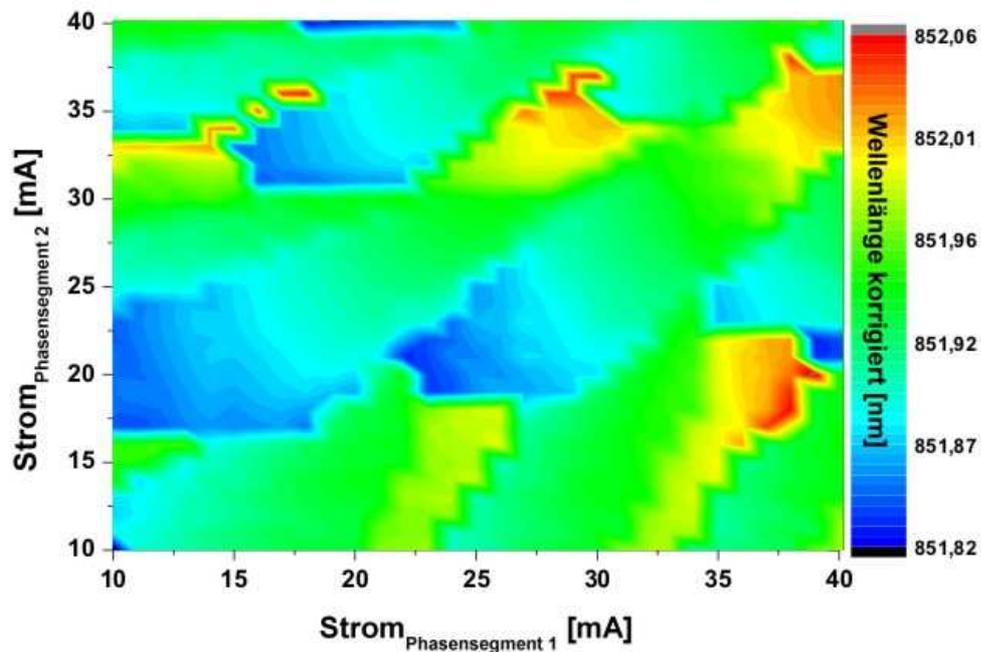
Betrachtet man das Bild und die Skala der aufgetragenen Seitenmodenunterdrückung, so fällt auf, dass die Bereiche, in denen „Multimode“-Betrieb vorhanden ist, sehr klein bzw. in dieser Messauflösung (1-mA-Schritte) nicht sichtbar sind. Ansonsten ähnelt dieses Resultat sehr den obigen Ergebnissen. So ergibt sich z. B. eine Wellenlängenverschiebung in der gleichen Größenordnung. Vergleicht man dies mit der Simulation (dargestellt in Abb. 7.28), so erkennt man, dass das Verhalten des Lasers bzgl. der stabilen Bereiche gut mit den gemessenen übereinstimmt (vgl. Abb. 7.27).

In Abbildung 7.28 a) ist die Schwellenverstärkungsdifferenz aufgetragen, wie sie mit den verwendeten Parametern berechnet wurde. Zum Vergleich ist in Abbildung 7.28 b) die Skalierung der Schwellenverstärkungsdifferenz in der Weise angepasst, dass man diese mit der Simulation eines 300  $\mu\text{m}$  langen Gittersegments vergleichen kann (siehe Abb. 7.18). Es



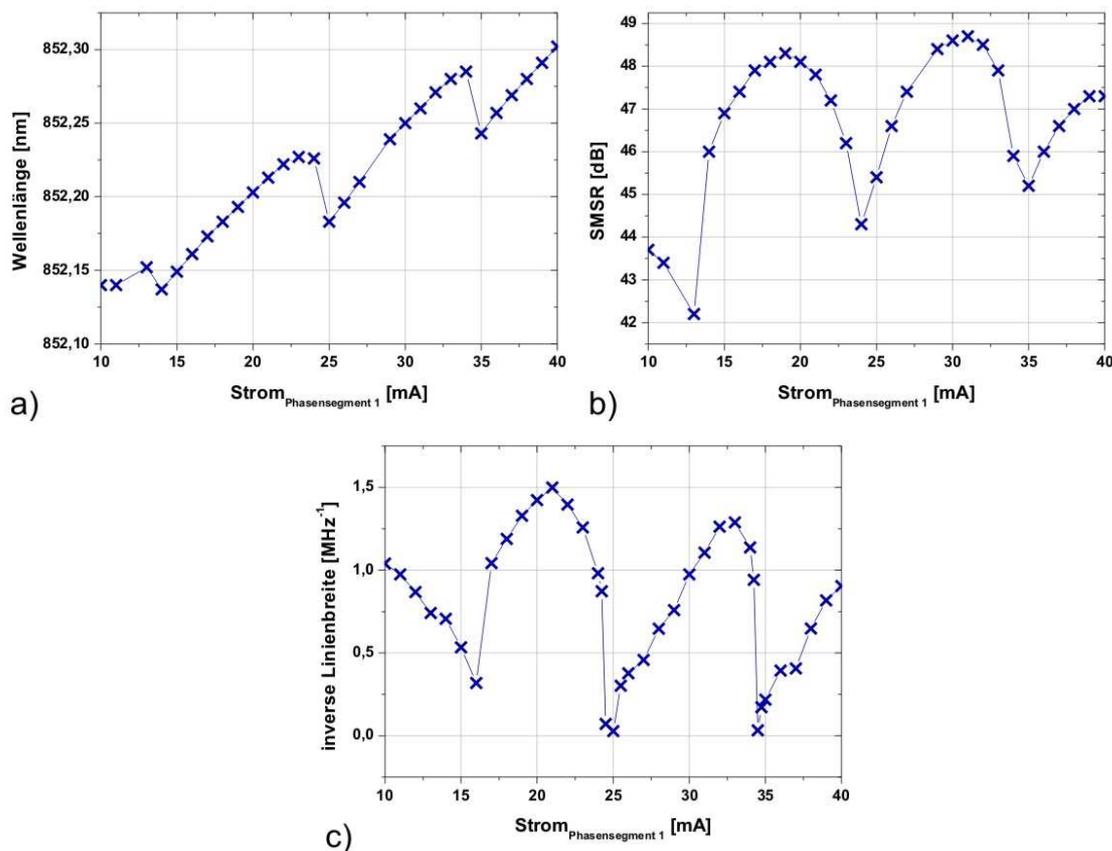
**Abbildung 7.28:** Ergebnis der Berechnung für die a) Schwellenverstärkungsdifferenz mit vollständiger Skalierung, b) mit vergleichbarer Skalierung zu einem  $300\ \mu\text{m}$  langen Gittersegment, c) Schwellenverstärkung und d) Wellenlängenänderung über den Betriebsströmen der Phasensegmente für einen komplexgekoppelten 3-Segment-DFB-Laser mit einem Indekopplungsanteil von  $\Delta n = 0,00016$  und einer Gittersegmentlänge von  $1200\ \mu\text{m}$ .

ist zu erkennen, dass Bereiche mit ausreichender Schwellenverstärkungsdifferenz deutlich größer ausfallen. Daher sind, im Vergleich zu dem 3-Segment-DFB-Laser mit dem kürzeren Gittersegment, die Bereiche, in denen mehrere Moden anschwingen können, kleiner. Dies beruht auf dem günstigeren Verhältnis von Gitter- zu gitterlosem Bereich. Bei dem kurzen Gittersegment ist das Verhältnis  $1 : 2$ , bei dem langen Gittersegment ist es  $2 : 1$ . Je größer dieses Verhältnis ist, desto besser ist die Modenselektion. Abbildung 7.28 c) zeigt die Schwellenverstärkung auf und in Abbildung 7.28 d) ist die Wellenlängenänderung zu sehen. Diese ist, wie auch bei obigem Fall, erheblich kleiner als die gemessene. Rechnet man aber das thermische Übersprechen in das Gittersegment heraus, welches durch den Stromeintrag in das Phasensegment entsteht, so werden die Werte vergleichbarer (siehe Abb. 7.29).



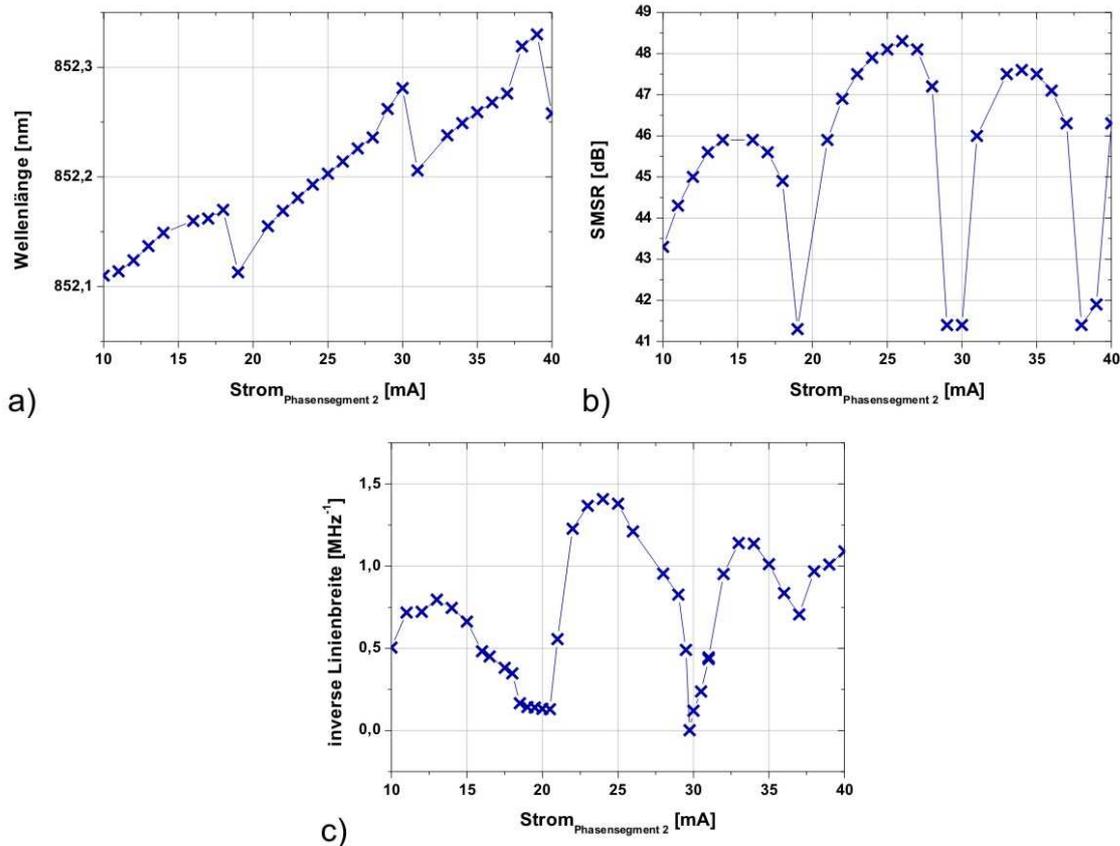
**Abbildung 7.29:** Phasenstromabhängige Messung der emittierten Wellenlänge eines 3-Segment-DFB-Lasers mit einer Gittersegmentlänge von  $1200\ \mu\text{m}$ . Es wurde die Wellenlängenverschiebung auf Grund des thermischen Übersprechens, ausgelöst durch die Stromveränderung in den Phasesegmenten, herausgerechnet. Der Bereich, in dem sich nun die Wellenlänge verschiebt ohne einen Modensprung zu erfahren, ist vergleichbar mit der durchgeführten Simulation (siehe Abb.7.18).

Geprüft wird ferner das Verhalten des untersuchten Bauteils hinsichtlich des phasenabhängigen Frequenzrauschens. Wiederum wurde nicht der gesamte 2-D-Parameterraum erfasst, sondern wie oben bei einem festen Betriebspunkt des einen Phasesegments der Strom des anderen Phasesegments im kompletten Bereich variiert. Abbildung 7.30 zeigt die Wellenlängenänderung, die dazugehörige Seitenmodenunterdrückung und die inverse Linienbreite. Jede Vergrößerung des Frequenzrauschens ist mit einer relativen Verringerung der Seitenmodenunterdrückung verbunden. Weiterhin ist in jenem Bereich auch ein Wellenlängensprung zu beobachten. Durch die Veränderung in der Länge des Bauteils ergibt sich auch eine Verschmälerung der Linienbreite. Dies wurde bereits ausführlich in Kapitel 7.2 diskutiert.



**Abbildung 7.30:** Messergebnisse für die a) Wellenlänge, b) Seitenmodenunterdrückung und c) inverse Linienbreite in Abhängigkeit des Phasenstroms von Segment 1 eines 3-Segment-DFB-Lasers. Phasensegment 2 wurde bei 25 mA und das Gittersegment bei 40 mA betrieben. Es ist zu erkennen, dass sich eine Änderung der relativen Seitenmodenunterdrückung deutlich auf die Linienbreite auswirkt. Wie zu erwarten sind Bereiche kleiner Seitenmodenunterdrückung bzw. großer Linienbreite auch mit einem Modensprung im Wellenlängenbereich verbunden.

Es ergibt sich ein sehr ähnliches Bild, wenn das Phasensegment 1 eines 3-Segment-DFB-Lasers mit einem konstanten Strom betrieben und nun das zweite Phasensegment in seinem Betriebspunkt variiert wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.31 dargestellt. Deutlich sind die Bereiche zu erkennen, an denen die Wellenlänge einen Sprung macht. Diese Bereiche sind direkt mit einer Reduzierung der Seitenmodenunterdrückung bzw. mit einer Verbreiterung der Linienbreite verbunden.



**Abbildung 7.31:** Messergebnisse für die a) Wellenlänge, b) Seitenmodenunterdrückung und c) inverse Linienbreite in Abhängigkeit des Phasenstromes von Segment 2 eines 3-Segment-DFB-Lasers. Phasensegment 1 wurde bei 20 mA und das Gittersegment bei 40 mA betrieben. Es ist zu erkennen, dass sich eine Änderung der relativen Seitenmodenunterdrückung deutlich auf die Linienbreite auswirkt. Bereiche kleiner Seitenmodenunterdrückung bzw. großer Linienbreite sind auch an dem Modensprung im Wellenlängenbereich auszumachen.

Mit diesen Kenntnissen über das Zusammenspiel der Phasenbeziehung zwischen Gitter und Facette ist es nun möglich, DFB-Laser an ihrem besten Betriebspunkt bzgl. Leistung, Seitenmodenunterdrückung und Linienbreite arbeiten zu lassen. Dies benötigt zwar das einmalige Vermessen der genannten Eigenschaften in Abhängigkeit der Phasenströme von jedem 3-Segment-DFB-Laser, kann sich aber bezahlt machen, da mit einer höheren DFB-Ausbeute pro Prozesslauf zu rechnen ist, denn die beliebige Phasenlage durch das Spalten kann über die Phasensegmente ausgeglichen werden.

---

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde angestrebt, die Eigenschaften komplexgekoppelter DFB-Laser bezüglich ihrer Nutzung für metrologische Untersuchungen zu analysieren und zu verbessern.

Hierfür wurden die räumlichen Emissionseigenschaften der lateral komplexgekoppelten DFB-Laser in ausgiebigen Studien diskutiert. Es wurde erklärt, weswegen typischerweise kopplungsbedingt die Asymmetrie des Fernfeldes für diese Art von Laser recht hoch erscheint. Für kommerziell erhältliche Laser wurde daraufhin das Fernfeld sowohl in lateraler als auch vertikaler Richtung berechnet. Die entsprechenden Fernfeldmessungen konnten die Theorie bestätigen und wie erwartet, waren die Divergenzwinkel mit  $52^\circ$  FWHM in der Wachstumsrichtung und  $12^\circ$  FWHM in lateraler Richtung (vgl. Abb. 6.4 und 6.5) sehr unterschiedlich und zeugen von einer großen Differenz in den Fernfeldwinkeln. Mit Überlegungen zu dem optischen bzw. elektrischen Einschlusspotential im Hinblick auf die veränderte Fernfeldsituation wurde zunächst die reine Halbleiterlaserschichtfolge optimiert. Es wurde die Komposition, Dicke und die entsprechende Dotierung der einzelnen Schichten verändert, um das Fernfeld in epitaktischer Richtung zu verkleinern (siehe Abb. 6.7). Dabei wurde iterativ immer überprüft, ob mit diesen Parametern sich auch DFB-Laser mit einem relativ großen Prozessfenster prozessieren lassen. Es musste einerseits auf den geometrischen Überlapp der Gitterstruktur mit der Lichtmode geachtet werden (vgl. Abb. 6.10), aber andererseits durfte der Rippenwellenleiter auch nicht zu nahe an den Wellenleiter geätzt werden, da sonst der gesteigerte optische Einschluss mehrere laterale Moden erlauben würde (vgl. Abb. 6.9). Der Divergenzwinkel in Wachstumsrichtung wurde um mehr als 50 % auf  $25^\circ$  FWHM gesenkt. Damit konnte die Asymmetrie des Fernfeldes um einen Faktor von mehr als 4 reduziert werden. Strahlgüteuntersuchungen zeigten ein nahezu beugungsbegrenztes Gaußsches Strahlprofil in der langsamen Achse mit einem  $M^2$ -Wert von 1,13 (Abb. 6.3).

Eine weitere Untersuchung betraf die Linienbreitenabhängigkeit solcher Laser von ihrer Ausgangsleistung, der Resonatorlänge, der Facettenvergütung und der Gitterkopplung. Die erste Beobachtung betraf die Verschmälerung der Linienbreite mit ansteigender Ausgangsleistung bis hin zu einer erneuten Verbreiterung (Rebroadening) der Linienbreite (siehe Abb. 7.3). Von diesem Phänomen wird in der Literatur berichtet und ausgiebig

diskutiert. Tiefergehende Untersuchungen bzgl. dieses Themas hätten den Rahmen dieser Arbeit weit überdehnt und es wurde deshalb darauf nicht weiter eingegangen. Dies wäre aber ein sehr interessanter Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen. Der Einfluss auf die Linienbreite durch eine Veränderung der Resonatorlänge ließ sich sehr gut mit der Theorie vergleichen und so erbrachte eine Verdopplung der Resonatorlänge eine Verschmälerung der Linienbreite um mehr als einen Faktor 3. Die Verlängerung der Kavität begünstigte den negativen Effekt des sog. Rebroadenings nicht, da bei der verwendeten Technologie der lateral komplexen Kopplung der Index-Beitrag an der Rückkopplung sehr klein ist. Im Falle reiner Indexkopplung wäre dies durch die veränderte  $\kappa \cdot L$ -Lage deutlich zu spüren. Ein weiterer, oben auch angesprochener Vorteil der komplexen Kopplung ist, dass die Facettenreflektivitäten einen wesentlich kleineren Einfluss auf die DFB-Ausbeute und auf deren Eigenschaften haben als bei der reinen Indexkopplung. Dies lässt sich ausnutzen, um die Photonenlebensdauer in der Kavität zu erhöhen ohne negativ die DFB-Ausbeute zu beeinflussen. In dieser Arbeit wurde bei verschiedenen Längen die reine gebrochene Facette mit einer vergüteten verglichen und der Einfluss auf die Linienbreite analysiert. Die Frontfacette wurde durch eine Passivierung bei ca. 30 % gehalten und die Rückfacette durch einen doppelten Reflektor auf ca. 85 % gesetzt. Daraus resultierte eine Reduktion der Linienbreite um mehr als die Hälfte.

Neben diesen Ergebnissen wurde auch der Einfluss der komplexen Kopplung untersucht. Da die durch das Gitter zusätzlich eingebrachten Verluste zu einer Vergrößerung der Linienbreiten beitragen, wird bei einem größeren geometrischen Gitterüberlapp das Frequenzrauschen auch entsprechend steigen. Dies ließ sich auch im Experiment bestätigen. Zudem wurde eine Längenabhängigkeit dieses Effektes festgestellt. Die Reduzierung der Linienbreite bei längeren Bauteilen ist deutlich ausgeprägter als bei kürzeren. So ist bei ähnlicher Verringerung des Gitterüberlappes bei einem 900  $\mu\text{m}$  langen Bauteil eine Linienbreitenreduzierung um einen Faktor von „nur“ 1,85 beobachtbar, aber bei der doppelten Kavitätslänge ist dieser Faktor schon auf 3,60 angestiegen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden DFB-Laser hergestellt, die eine Linienbreite von bis zu 198 kHz aufwiesen. Dies stellt für lateral komplexgekoppelte Laser einen absoluten Rekordwert dar. Im Vergleich zu Index-DFB-Lasern ist dieser Wert bzgl. der Linienbreite mit den aktuellsten Ergebnissen aus der Forschung zu vergleichen [CTR<sup>+</sup>11], bei welchen eine Linienbreite zu 200 kHz bestimmt wurde. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass solche Bauteile schon seit Jahrzehnten bzgl. ihrer Linienbreite untersucht und optimiert wurden [CLR<sup>+</sup>09, KWB<sup>+</sup>07, LHP<sup>+</sup>08, OYII87]. Weiterhin ist das verwendete Lasermaterial leider nicht mit dem Wachstum der aktuellen Forschung zu vergleichen (siehe Kapitel 5). Es könnte allein über die Optimierung der intrinsischen internen Absorption die Lebensdauer der Photonen in der Kavität verlängert werden und so eine Reduktion der Linienbreite zur Folge haben. Zusätzlich wäre es somit einfacher, längere Laser ohne große Einbu-

ßen in der Ausgangsleistung herzustellen. Bei der Einordnung der Güte des epitaktischen Wachstums, welches extern durchgeführt wurde, zeigte sich, dass hier noch wesentliches Optimierungspotential besteht, um mit den aktuellen Literaturwerten konkurrieren zu können. So wurde mit einer internen Quanteneffizienz von 42 %, einer internen Absorption von mehr als  $5 \text{ cm}^{-1}$  und einer Transparenzstromdichte von  $326 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$  mit einem Material gearbeitet, das nicht die besten Voraussetzungen garantiert. Dafür konnte mit Subschwelenbeobachtungen ein  $\alpha$ -Faktor von 0,54 bestimmt werden. Dies ist als ein guter Wert einzuordnen, wobei sich die komplexe Kopplung auf diesen Faktor begünstigend auswirkt [JAB93].

In dem letzten Abschnitt dieser Arbeit wurde, um die Bauteile weiter zu verstehen und für weitere Anwendungen zu optimieren, noch der Einfluss einer veränderten Phasenlage von Gitter und Facette untersucht. Dabei wurden spezielle Bauteile hergestellt (3-Segment-DFB-Laser) und verschiedene Gitterlängen untersucht. Die Phasenlage kann reversibel über den eingestellten Strom in den gitterfreien Segmenten, die beidseitig zwischen Facette und Gitter positioniert wurden, geregelt werden. Wie vorhergesagt, bestätigen die Experimente, dass diese Phasenbeziehung einen signifikanten Einfluss auf die Ausgangsleistung, die Wellenlänge mit ihrer zugehörigen Seitenmodenunterdrückung und auch auf die Linienbreite hat. Bei der Analyse der Linienbreite konnte eindeutig beobachtet werden, dass für die verschiedenen Längen die inverse Linienbreite sehr gut mit der relativen Seitenmodenunterdrückung gekoppelt ist. Dies stellt eine deutliche Erleichterung der zukünftigen Optimierung der komplexgekoppelten DFB-Laser dar, da eine Linienbreitenuntersuchung meist deutlich zeitaufwendiger ist als eine Analyse mit einem optischen Spektrometer.

## Summary

The goal of this thesis was to analyze and improve the characteristics of complex-coupled DFB-lasers due to their use for metrological investigations. For this purpose, the spatial properties of the laterally complex-coupled DFB-lasers were discussed in extensive studies. It has been explained why the asymmetry of the far field for this special type of laser diode is typically quite high due to the required coupling strength. For commercially available lasers, the far field was calculated in both lateral and vertical direction. The corresponding far field measurements proofed the theory, and as expected, the divergence angles of  $52^\circ$  FWHM in the epitaxial direction and  $12^\circ$  FWHM in lateral direction (see fig. 6.4 and 6.5) showed very huge differences and confirmed the predicted high far field asymmetry. The layer stack was optimized first with regard to the optical and electrical confinement potential to change the far field situation. The composition, the thickness and the corresponding doping of the individual layers have been altered in order to reduce the far field in epitaxial direction (see fig. 6.7). During this optimization, it was continually monitored whether the chosen parameters could be applied to large process window DFB-lasers processing. On the one hand, the geometric overlap of the grating with the guided mode has to be taken into account (fig. 6.10), and on the other hand the RWG should not be etched too close to the epitaxial waveguide to prevent several lateral modes to be guided due to the increased optical confinement (see fig. 6.9). The far field in the epitaxial direction has been reduced by more than 50% to a value of  $25^\circ$  FWHM. As a result, the asymmetry of the far field could be reduced by a factor of more than 4. Beam profile measurements showed a nearly diffraction limited Gaussian beam profile in the slow axis with a  $M^2$ -value of 1.13 (fig. 6.3).

Additional investigations were done to determine the dependency between the linewidth of such lasers and their optical output power, resonator length, facet reflectivity and grating coupling strength. The first study was related to the narrowing of the linewidth due to the increased optical output power ending up in a rebroadening (compare fig. 7.3). This phenomenon is well known and discussed in literature. Detailed discussion with regard to this topic was not scope of this work and therefore was not followed up. But this could be a very interesting starting point for further investigations. The influence of the resonator length to the linewidth was very close to theory and thus a doubling of the resonator

length led to a linewidth narrowing of more than factor 3. Increasing the cavity length did not favour the negative effect of the so-called rebroadening since the portion of index coupling within the used lateral complex-coupling technology is very small. In case of pure index coupling the influence due to the changed  $\kappa \cdot L$ -condition would be increased.

A further advantage of the complex-coupling mentioned above is the fact that the influence of the facet reflectivities on the DFB yield and laser characteristics is significantly smaller compared to pure index coupling. This can be used to increase the photon lifetime in the cavity without decreasing the DFB yield. The influence on the linewidth of as-cleaved facets was compared to coated ones with lasers of different length. The front facet was passivated to hold the as-cleaved reflectivity of about 30 %, and the rear facet was coated with a layer stack to end up at about 85 % reflectivity. The linewidth was more than halved.

In addition to these results, the influence of complex-coupling was also investigated. As extra losses are introduced by the grating itself, the frequency noise, produced by a higher geometric overlap of the grating with the lasing mode will rise. This could also be confirmed in the experiment. It was also observed that this effect has a length driven component. Narrowing the linewidth by reducing the grating overlap has a higher influence on a longer device compared to shorter laser diodes. A factor of 1.85 on a 900  $\mu\text{m}$  long device has been observed, but diodes with doubled length showed a factor of 3.60.

Within the scope of this thesis, DFB-lasers were produced showing linewidths down to 198 kHz. Regarding complex-coupled laser diodes, this value for the linewidth is an absolute record. Compared to index-coupled DFB-lasers, this value matches to latest research findings [CTR<sup>+</sup>11]. It has to be taken into account that the investigations and optimizations concerning linewidth on laser diodes are ongoing over decades [CLR<sup>+</sup>09, KWB<sup>+</sup>07, LHP<sup>+</sup>08, OYII87]. Furthermore, the quality of the epitaxial layer stack is unfortunately not comparable to the state of the art results of research (see chapter 5). Thus an additional linewidth reduction could be reached by only improving the intrinsic absorption as the photon lifetime is increased. This optimization would also allow to produce much longer devices with negligible effects on output power. The classification of the quality of the epitaxial growth, which was done by a vendor, revealed significant optimization potential to be competitive to current literature values. The lasers were produced on a material with an internal quantum efficiency of 42 %, an internal absorption of more than 5  $\text{cm}^{-1}$  and a transparency current density of 326  $\frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ . As mentioned, these values are not state of the art. Nevertheless an  $\alpha$ -factor of 0.54 could be determined with sub-threshold observations. This is a good value, whereby the complex-coupling is promoting this factor [JAB93].

In the last chapter of this work the influence of the phasing of grating and facet was discussed. Special laser diodes (3-segment DFB-lasers) with different grating lengths were

produced. The phasing was determined by the injection current of the grating-free segments. Those segments were enclosed to both sides of the grating section (between grating and facets). As predicted, the experimental results proved the significant influence of the phasing to output power, wavelength including SMSR and the linewidth. It was also observed that for different lengths the inverse linewidth is proportional to the SMSR. This relationship could be used for improved and faster optimization of complex-coupled DFB-lasers as an investigation of the linewidth is typically more complex than a simple analysis on an optical spectrometer.

---

# Literaturverzeichnis

- [ACDK79] ASBECK, P. ; CAMMACK, D. ; DANIELE, J. ; KLEBANOFF, V.: Lateral mode behavior in narrow stripe lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 15 (1979), Nr. 8, S. 727–733
- [Agr89] AGRAWAL, G. P.: Intensity dependence of the linewidth enhancement factor and its implications for semiconductor lasers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 1 (1989), Nr. 8, S. 212–214
- [AM05] AFFOLDERBACH, C. ; MILETI, G.: A compact laser head with high-frequency stability for Rb atomic clocks and optical instrumentation. In: *Review of scientific instruments* 76 (2005), S. 073108
- [AZKJ98] ACKERMAN, D. A. ; ZHANG, L. M. ; KETELSEN, L. J.-P. ; JOHNSON, J. E.: Characterizing residual reflections within semiconductor lasers, integrated sources, and coupling optics. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 34 (1998), Nr. 7, S. 1224 –1230
- [BJ12] BRIGHTMAN, P. ; JOHNSON, K.: *LeCroy Announces World's Fastest Real-time Oscilloscope with 65 GHz Bandwidth.* [http://www.lecroy.com/pressreleases/document.aspx?news\\_id=1729&capid=107&mid=554](http://www.lecroy.com/pressreleases/document.aspx?news_id=1729&capid=107&mid=554).  
Version: 24.04.2012
- [Bot99] BOTEZ, D.: Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), Nr. 21, S. 3102–3104
- [Bur10] BURIC, C.: *Smartphones auf dem richtigen Weg.* [http://www.adac.de/sp/presse/meldungen/test/sonstige\\_tests/smartphones.aspx](http://www.adac.de/sp/presse/meldungen/test/sonstige_tests/smartphones.aspx).  
Version: 23.11.2010. – ADAC
- [Cam07] CAMPARO, J. C.: The rubidium atomic clock and basic research / DTIC Document. 2007. – Forschungsbericht

- [CC95] COLDREN, L. A. ; CORZINE, S. W.: *Diode lasers and photonic integrated circuits*. New York [u.a.] : Wiley, 1995 (Wiley series in microwave and optical engineering A Wiley-Interscience publication). – ISBN 0–471–11875–3
- [CEH06] CIACCHI, M. ; EDER, H. ; HIRSCHER, H.: Evaporation vs. Sputtering of metal layers on the Backside of Silicon wafers. In: *Advanced Semiconductor Manufacturing Conference, 2006. ASMC 2006. The 17th Annual SEMI/IEEE IEEE*, 2006, S. 99–103
- [CK84] COLDREN, L. A. ; KOCH, T. L.: Analysis and design of coupled-cavity lasers. I-Threshold gain analysis and design guidelines. II-Transient analysis. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 20 (1984), S. 659–682
- [CLH<sup>+</sup>97] CHO, S. H. ; LU, C. C. ; HOVINEN, M. ; NAM, K. ; VUSIRIKALA, V. ; SONG, J. H. ; JOHNSON, F. G. ; STONE, D. ; DAGENAIS, M.: Dependence of the linewidth enhancement factor on the number of compressively strained quantum well in lasers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 9 (1997), Nr. 8, S. 1081–1083
- [CLR<sup>+</sup>09] CAYRON, C. ; LIGERET, V. ; RESNEAU, P. ; ROBERT, Y. ; PARILLAUD, O. ; LECOMTE, M. ; CALLIGARO, M. ; BANSROPUN, S. ; NAGLE, J. ; KRAKOWSKI, M.: High-power high-reliability narrow-linewidth Al-free DFB laser diode for Cs pumping (852 nm). In: *Proceedings of SPIE* Bd. 7230, 2009, S. 72301H
- [Col00] COLDREN, L. A.: Monolithic tunable diode lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6 (2000), Nr. 6, S. 988–999
- [CTR<sup>+</sup>11] CAYRON, C. ; TRAN, M. ; ROBERT, Y. ; ENARD, A. ; VINET, E. ; GARCIA, M. ; LECOMTE, M. ; TEISSEIRE, L. ; PARILLAUD, O. ; KRALOWSKI, M.: Very Narrow Linewidth of High Power DFB Laser Diode for Cs Pumping. In: *The European Conference on Lasers and Electro-Optics* Optical Society of America, 2011
- [DWSC90] DUTTA, N. K. ; WYNN, J. ; SIVCO, D. L. ; CHO, A. Y.: Linewidth enhancement factor in strained quantum well lasers. In: *Applied physics letters* 56 (1990), Nr. 23, S. 2293–2294
- [ECMR83] EBELING, K. J. ; COLDREN, L. A. ; MILLER, B. I. ; RENTSCHLER, J. A.: Single-mode operation of coupled-cavity GaInAsP/InP semiconductor lasers. In: *Applied Physics Letters* 42 (1983), Nr. 1, S. 6–8

- 
- [EDE04] EICHLER, J. ; DÜNKEL, L. ; EPPICH, B.: Die Strahlqualität von Lasern—Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis? In: *Laser Technik Journal* 1 (2004), Nr. 2, S. 63–66
- [EE06] EICHLER, H. J. ; EICHLER, J.: *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag, 2006
- [Ein05a] EINSTEIN, A.: Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 8, S. 549–560
- [Ein05b] EINSTEIN, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 6, S. 132–148
- [Ein05c] EINSTEIN, A.: Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig? In: *Annalen der Physik* 323 (1905), Nr. 13, S. 639–641
- [Ein05d] EINSTEIN, A.: Zur Elektrodynamik bewegter Körper. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 10, S. 891–921
- [Ein16] EINSTEIN, A.: Zur Quantentheorie der Strahlung. In: *Physikalische Gesellschaft Zürich* 16 (1916), S. 47–62
- [Ein17] EINSTEIN, A.: Zur Quantentheorie der Strahlung. In: *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917), S. 121–128
- [ESA11a] ESA: *Galileo: how does it work?* <http://multimedia.esa.int/Videos/2011/10/Galileo-how-does-it-work>. Version: 10.07.2011
- [ESA11b] ESA: *Galileo technology developments*. [http://www.esa.int/esaNA/SEMTK50DU8E\\_galileo\\_0.html](http://www.esa.int/esaNA/SEMTK50DU8E_galileo_0.html). Version: 31.08.2011
- [ESA13] ESA: *Galileo's Clocks*. [http://www.esa.int/Our\\_Activities/Navigation/The\\_future\\_-\\_Galileo/Launching\\_Galileo/Galileo\\_s\\_clocks](http://www.esa.int/Our_Activities/Navigation/The_future_-_Galileo/Launching_Galileo/Galileo_s_clocks). Version: 25.04.2013
- [Fuk99] FUKUDA, M.: *Optical semiconductor devices*. New York : John Wiley & Sons, 1999. – ISBN 0–471–14959–4
- [GDG96] GIRARDIN, F. ; DUAN, G. H. ; GALLION, P.: Linewidth rebroadening due to nonlinear gain and index induced by carrier heating in strained quantum-well lasers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 8 (1996), Nr. 3, S. 334–336

- [GMC<sup>+</sup>08] GILL, P. ; MARGOLIS, H. ; CURTIS, A. ; KLEIN, H. ; LEA, S. ; WEBSTER, S. ; WHIBBERLEY, P.: Optical Atomic Clocks for Space / National Physical Laboratory. November 2008. – Forschungsbericht. – ESTEC / Contract No. 21641/08/NL/PA
- [Goe67] GOEBEL, D. G.: Generalized integrating-sphere theory. In: *Applied Optics* 6 (1967), Nr. 1, S. 125–128
- [Gov12] GOVERNMENT, U.S.: *Selective Availability*. <http://www.gps.gov/systems/gps/modernization/sa/>. Version: 17.02.2012
- [GSG<sup>+</sup>08] GERHARD, S. ; SCHILLING, C. ; GERSCHÜTZ, F. ; FISCHER, M. ; KOETH, J. ; KRESTNIKOV, I. ; KOVSH, A. ; KAMP, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Frequency-dependent linewidth enhancement factor of quantum-dot lasers. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 20 (2008), Nr. 20, S. 1736–1738
- [GTS87] GHATAK, A. ; THYAGARAJAN, K. ; SHENOY, M.: Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach. In: *Lightwave Technology, Journal of* 5 (1987), Nr. 5, S. 660 – 667
- [Hau11] HAUPTER, R.: *Consumer Electronics - Markt, Trends, Verbraucherverhalten*. [http://www.bitkom.org/files/documents/Praesentation\\_PK\\_CE\\_23\\_08\\_2011.pdf](http://www.bitkom.org/files/documents/Praesentation_PK_CE_23_08_2011.pdf). Version: 23.08.2011
- [HC83] HENNING, I. D. ; COLLINS, J. V.: Measurements of the semiconductor laser linewidth broadening factor. In: *Electronics Letters* 19 (1983), Nr. 22, S. 927–929
- [Hen82] HENRY, C. H.: Theory of the linewidth of semiconductor lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18 (1982), Nr. 2, S. 259–264
- [HF69] HINKLEY, E. D. ; FREED, C.: Direct observation of the Lorentzian line shape as limited by quantum phase noise in a laser above threshold. In: *Physical Review Letters* 23 (1969), Nr. 6, S. 277–280
- [HHF09] HEIN, S. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Modulation Bandwidth and Linewidth Enhancement Factor of High-Speed 1.55- $\mu\text{m}$  Quantum-Dash Lasers. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 21 (2009), Nr. 8, S. 528–530
- [HKUH95] HUNZIKER, G. ; KNOP, W. ; UNGER, P. ; HARDER, C.: Gain, refractive index, linewidth enhancement factor from spontaneous emission of strained GaInP quantum-well lasers. In: *IEEE journal of quantum electronics* 31 (1995), Nr. 4, S. 643–646

- 
- [HLB81] HENRY, C. H. ; LOGAN, R. A. ; BERTNESS, K. A.: Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers. In: *Journal of Applied Physics* 52 (1981), Nr. 7, S. 4457–4461
- [HMM88] HALL, R. C. ; MITTRA, R. ; MITZNER, K. M.: Analysis of multilayered periodic structures using generalized scattering matrix theory. In: *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on* 36 (1988), Nr. 4, S. 511–517
- [HOC<sup>+</sup>01] HOLLBERG, L. ; OATES, C. W. ; CURTIS, E. A. ; IVANOV, E. N. ; DIDDAMS, S. A. ; UDEM, T. ; ROBINSON, H. G. ; BERGQUIST, J. C. ; RAFAC, R. J. ; ITANO, W. M. u. a.: Optical frequency standards and measurements. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 37 (2001), Nr. 12, S. 1502–1513
- [HP73] HAKKI, B. W. ; PAOLI, T. L.: cw degradation at 300° K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain. In: *Journal of Applied Physics* 44 (1973), Nr. 9, S. 4113–4119
- [HP75] HAKKI, B. W. ; PAOLI, T. L.: Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers. In: *Journal of Applied Physics* 46 (1975), Nr. 3, S. 1299–1306
- [Int17] INTEL: *Intel® 14 nm Technology*. <http://www.intel.com/content/www/us/en/silicon-innovations/intel-14nm-technology.html>.  
Version: 04.02.2017
- [JAB93] JOHANNES, T. W. ; AMANN, M. C. ; BORCHERT, B.: Reduced effective linewidth enhancement factor  $\alpha_{\text{eff}}$  of complex-coupled DFB lasers with absorptive gratings. In: *Electronics Letters* 29 (1993), Nr. 15, S. 1367–1369
- [JEO] <http://www.jeol.com/PRODUCTS/SemiconductorEquipment/ElectronBeamLithography/JBX6300FS/tabid/151/Default.aspx>
- [JK55] JACQUEZ, J. A. ; KUPPENHEIM, H. F.: Theory of the integrating sphere. In: *JOSA* 45 (1955), Nr. 6, S. 460–466
- [JMS<sup>+</sup>89] JEWELL, J. L. ; MCCALL, S. L. ; SCHERER, A. ; HOUH, H. H. ; WHITAKER, N. A. ; GOSSARD, A. C. ; ENGLISH, J. H.: Transverse modes, waveguide dispersion, and 30 ps recovery in submicron GaAs/AlAs microresonators. In: *Applied Physics Letters* 55 (1989), Nr. 1, S. 22–24
- [Kam03] KAMP, M.: *Untersuchung von Halbleiterlasern mit lateraler verteilter Rückkopplung*. 2003

- [KFY92] KANO, F. ; FUKINDA, M. ; YOSHIDA, I.: Correlation of noise characteristics and line shape with linewidth rebroadening of MQW DFB lasers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 4 (1992), Nr. 1, S. 13–15
- [KL66] KOGELNIK, H. ; LI, T.: Laser beams and resonators. In: *Proceedings of the IEEE* 54 (1966), Nr. 10, S. 1312–1329
- [KS72] KOGELNIK, H. ; SHANK, C. V.: Coupled Wave Theory of Distributed Feedback Lasers. 43 (1972), Nr. 5, S. 2327–2335
- [KWB<sup>+</sup>07] KLEHR, A. ; WENZEL, H. ; BROX, O. ; BUGGE, F. ; ERBERT, G. ; NGUYEN, T. P. ; TRÄNKLE, G.: High-power 894 nm monolithic distributed-feedback laser. In: *Optics Express* 15 (2007), Nr. 18, S. 11364–11369
- [Lad28] LADENBURG, R.: Untersuchungen über die anomale Dispersion angeregter Gase. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 48 (1928), Nr. 1, S. 15–25
- [LHP<sup>+</sup>08] LIGERET, V. ; HOLLEVILLE, D. ; PERRIN, S. ; BANSROPUN, S. ; LECOMTE, M. ; CALLIGARO, M. ; PARILLAUD, O. ; KRAKOWSKI, M. ; DIMARCQ, N.: Narrow linewidth distributed feedback laser diodes at 852nm. In: *Semiconductor Laser Conference, 2008. ISLC 2008. IEEE 21st International IEEE*, 2008, S. 79–80
- [LLZ<sup>+</sup>04] LIAO, K. ; LIU, G. ; ZHOU, Y. ; FANG, X. ; LI, J.: Superluminescent Diodes at 850 nm. In: *SEMICONDUCTOR OPTOELECTRONICS-CHONGQING-25* (2004), Nr. 4, S. 257–261
- [MAS73] MILONNI, P. W. ; ACKERHALT, J. R. ; SMITH, W. A.: Interpretation of Radiative Corrections in Spontaneous Emission. In: *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973), Oct, S. 958–960
- [MKE08] MOUDRAK, A. ; KLEIN, H. ; EISSFELLER, B.: Future Time Opportunities for Using Optical Clocks in GNSS Systems. In: *InsideGNSS* September/October (2008), S. 45–50
- [MNN<sup>+</sup>84] MATSUOKA, T. ; NAGAI, H. ; NOGUCHI, Y. ; SUZUKI, Y. ; KAWAGUCHI, Y.: Effect of the grating phase at the cleaved facet on DFB laser properties. In: *Jpn. J. Appl. Phys* 23 (1984), Nr. 3, S. L138–L140
- [MNS<sup>+</sup>84] MATSUOKA, T. ; NAGAI, H. ; SUZUKI, Y. ; NOGUCHI, Y. ; WAKITA, K.: Mode behavior improvement in DFB LDs by light phase control at the facet. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 23 (1984), Nr. 10, S. L782–L784

- 
- [MYM85] MATSUOKA, T. ; YOSHIKUNI, Y. ; MOTOSUGI, G.: Dependence of single-longitudinal-mode probability on DFB laser facet structure. In: *Electronics Letters* 21 (1985), Nr. 24, S. 1151–1152
- [nan] [www.nanoplus.com](http://www.nanoplus.com)
- [nan17] NANOPLUS: *nanoplus - Distributed Feedback Lasers: 920 nm - 1100 nm*. <http://nanoplus.com/en/products/distributed-feedback-lasers/distributed-feedback-lasers-920-nm-1100-nm/>. Version: 11.02.2017
- [NBS<sup>+</sup>99] NEWELL, T. C. ; BOSSERT, D. J. ; STINTZ, A. ; FUCHS, B. ; MALLOY, K. J. ; LESTER, L. F.: Gain and linewidth enhancement factor in InAs quantum-dot laser diodes. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 11 (1999), Nr. 12, S. 1527–1529
- [Now02] NOWICKI, J.: Marktentwicklung für Kfz-Navigation - ADAC-Schätzung und Prognose bis 2005 / ADAC - Verkehrspolitik und Verbraucherschutz. Dezember 2002. – Forschungsbericht. – [www.verkehr.adac.de](http://www.verkehr.adac.de)
- [OB87] OSINSKI, M. ; BUUS, J.: Linewidth broadening factor in semiconductor lasers—An overview. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 23 (1987), Nr. 1, S. 9–29
- [OIM85] OGASAWARA, N. ; ITO, R. ; MORITA, R.: Linewidth enhancement factor in GaAs/AlGaAs multi-quantum-well lasers. In: *Jpn. J. Appl. Phys* 24 (1985), Nr. 7, S. L519–L521
- [OKN80] OKOSHI, T. ; KIKUCHI, K. ; NAKAYAMA, A.: Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. In: *Electronics letters* 16 (1980), Nr. 16, S. 630–631
- [OYII87] OGITA, S. ; YANO, M. ; ISHIKAWA, H. ; IMAI, H.: Linewidth reduction in DFB laser by detuning effect. In: *Electronics Letters* 23 (1987), Nr. 8, S. 393–394
- [Pla00] PLANCK, M. L. E. L.: Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum. In: *Verhandl. Dtsc. Phys. Ges.* 2 (1900), S. 237
- [Pre08] PRESSEINFORMATION, BITKOM: *Neuer Absatzrekord bei mobilen Navigationsgeräten*. [http://www.bitkom.org/files/documents/BITKOM\\_Presseinfo\\_Navis\\_16\\_06\\_2008.pdf](http://www.bitkom.org/files/documents/BITKOM_Presseinfo_Navis_16_06_2008.pdf). Version: 16.06.2008
- [Row64] ROWE, H. E.: Imperfections in Active Transmission Lines. In: *Bell System Technical Journal* 43 (1964), Nr. 1, S. 261–292

- [SAHW90] SULLIVAN, D. B. ; ALLAN, D. W. ; HOWE, D. A. ; WALLS, F. L.: *Characterization of clocks and oscillators*. US Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, 1990
- [Sie86] SIEGMAN, A. E.: *Lasers. Mill Valley*. CA: University Science Books, 1986
- [Sie93] SIEGMAN, A. E.: Defining, measuring, and optimizing laser beam quality. In: *Proc. SPIE* Bd. 1868, 1993, S. 2
- [Sie98] SIEGMAN, A. E.: How to (maybe) measure laser beam quality. In: *Diode Pumped Solid State Lasers: Applications and Issues* Optical Society of America, 1998
- [SIKS79] SODA, H. ; IGA, K. ; KITAHARA, C. ; SUEMATSU, Y.: GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 18 (1979), Nr. 12, S. 2329–2330
- [SKS<sup>+</sup>87] SODA, H. ; KOTAKI, Y. ; SUDO, H. ; ISHIKAWA, H. ; YAMAKOSHI, S. ; IMAI, H.: Stability in single longitudinal mode operation in GaInAsP/InP phase-adjusted DFB lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 23 (1987), Nr. 6, S. 804–814
- [SSW<sup>+</sup>03] SCHWARZ, U. T. ; STURM, E. ; WEGSCHEIDER, W. ; KÜMMLER, V. ; LELL, A. ; HÄRLE, V.: Optical gain, carrier-induced phase shift, and linewidth enhancement factor in InGaN quantum well lasers. In: *Applied physics letters* 83 (2003), Nr. 20, S. 4095–4097
- [sta17] STATISTICA: *Absatz von Navigationsgeräten in Deutschland von 2005 bis zum 1. Halbjahr 2016 (in 1.000)*. <https://de.statista.com/statistik/daten/studie/3902/umfrage/entwicklung-der-verkaufszahlen-von-navigationsgeraeten-seit-2005/>. Version: 03.02.2017
- [Ste03] STECK, D. A.: Cesium D line data. In: *Los Alamos National Laboratory (unpublished)* (2003)
- [Sup15] SUPERLUM: *Superluminescent Diodes*. <http://www.superlumdiodes.com/superluminescent-diodes.htm>. Version: 2015
- [Sve10] SVELTO, O.: *Principles of lasers*. 5. ed. New York : Springer, 2010. – ISBN 978–1–4419–1301–2

- 
- [TTL79] TURLEY, S. E. H. ; THOMPSON, G. H. B. ; LOVELACE, D. F.: Effect of injection current on the dielectric constant of an inbuilt waveguide in twin-transverse-junction stripe lasers. In: *Electronics Letters* 15 (1979), Nr. 9, S. 256–257
- [URHH99] UDEM, T. ; REICHERT, J. ; HOLZWARH, R. ; HÄNSCH, T. W.: Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium  $D_1$  Line with a Mode-Locked Laser. In: *Physical review letters* 82 (1999), Nr. 18, S. 3568–3571
- [USEM04] UKHANOV, A. A. ; STINTZ, A. ; ELISEEV, P. G. ; MALLOY, K. J.: Comparison of the carrier induced refractive index, gain, and linewidth enhancement factor in quantum dot and quantum well lasers. In: *Applied physics letters* 84 (2004), Nr. 7, S. 1058–1060
- [VLB<sup>+</sup>08] VERMERSCH, F. J. ; LIGERET, V. ; BANSROPUN, S. ; LECOMTE, M. ; PARILLAUD, O. ; CALLIGARO, M. ; KRAKOWSKI, M. ; GIULIANI, G.: High-Power Narrow Linewidth Distributed Feedback Lasers With an Aluminium-Free Active Region Emitting at 852 nm. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 20 (2008), Nr. 13, S. 1145–1147
- [VLC<sup>+</sup>04] VERMERSCH, F. J. ; LECOMTE, M. ; CALLIGARO, M. ; PARILLAUD, O. ; BANSROPUN, S. ; GARCIA, M. ; KRAKOWSKI, M.: High-power Al-free active region InGaAsP/GaAs ( $\lambda = 852$  nm) laser diodes for atomic clocks and interferometry applications. In: *Proceedings of SPIE* Bd. 5620, 2004, S. 170
- [Wei04] WEIZSÄCKER, C. F.: *Große Physiker: von Aristoteles bis Werner Heisenberg*. Marixverl., 2004. – ISBN 9783937715469
- [WM82] WELFORD, D. ; MOORADIAN, A.: Output power and temperature dependence of the linewidth of single-frequency cw (GaAl) As diode lasers. In: *Applied Physics Letters* 40 (1982), Nr. 10, S. 865–867
- [WMT<sup>+</sup>01] WEIGHTS, International B. ; MEASURES ; TAYLOR, B. N. ; STANDARDS, National I. ; (US), Technology: *The international system of units (SI)*. US Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology, 2001
- [YC05] YE, J. ; CUNDIFF, S. T.: *Femtosecond optical frequency comb: principle, operation, and applications*. Springer Verlag, 2005
- [YYK94] YAMAZAKI, H. ; YAMAGUCHI, M. ; KITAMURA, M.: Spectral linewidth rebroadening in MQW-DFB LDs caused by spontaneous emission noise in

SCH/barrier layers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 6 (1994), Nr. 3, S. 341–343

[ZKKW10] ZELLER, W. ; KAMP, M. ; KOETH, J. ; WORSCHER, L.: High power pulsed 976 nm DFB laser diodes. In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* Bd. 7682, 2010, S. 18

[Zsc11] ZSCHUNKE, P.: *Smartphones bremsen Navigationsgeräte aus.*  
<http://www.welt.de/wirtschaft/webwelt/article13431006/Smartphones-bremsen-Navigationsgeraete-aus.html>.  
Version: 15.06.2011. – Welt Online

## Veröffentlichungen des Autors

Bisping, D.; Pucicki, D.; Höfling, S.; Habermann, S.; Ewert, D.; Fischer, M.; Koeth, J.; **Zimmermann, C.**; Weinmann, P.; Kamp, M.; et. al.:

*1240nm GaInNAs high power laser diodes*

IEEE 21st International Semiconductor Laser Conference, 2008

Michel, N.; Krakowski, M.; Hassiaoui, I.; Calligaro, M.; Lecomte, M.; Parillaud, O.; Weinmann, P.; **Zimmermann, C.**; Kaiser, W.; Kamp, M.; et al.:

*High-brightness quantum well and quantum dot tapered lasers*

Proc. of SPIE, Vol. 6909, 2008

Weinmann, P.; **Zimmermann, C.**; Kaiser, W.; Schlereth, T.; Schneider, C.; Höfling, S.; Kamp, M.; Forchel, A.:

*Single mode quantum dot tapered lasers*

IEEE 21st International Semiconductor Laser Conference, 2008

Bisping, D.; Pucicki, D.; Fischer, M.; Koeth, J.; **Zimmermann, C.**; Weinmann, P.; Höfling, S.; Kamp, M.; Forchel, A.:

*GaInNAs-based high-power and tapered laser diodes for pumping applications*

IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 15(3), 968-972, 2009

Nähle, L.; **Zimmermann, C.**; Zeller, W.; Bruckner, K.; Sieber, H.; Koeth, J.; Hein, S.; Höfling, S.; Forchel, A.:

*Widely tunable photonic crystal coupled cavity laser diodes based on quantum-dash active material*

IEEE International Conference on Indium Phosphide & Related Materials, 2009

Weinmann, P.; **Zimmermann, C.**; Schlereth, T.; Schneider, C.; Höfling, S.; Kamp, M.; Forchel, A.:

*Mode-controlled tapered lasers based on quantum dots*

IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 15(3), 780-784, 2009

**Zimmermann, C.;** Fischer, M.; Koeth, J.:

*Semiconductor lasers for the photonic sensing of hydrocarbons*

4th concertation meeting on Photonics-Enabled Applications, 2009

**Zimmermann, C.;** Nähle, L.; Fischer, M.; Koeth, J.:

*Complex coupled DFB laser diodes at the cesium D1/D2 transitions of 894.6nm/852.3nm for atomic clock and spectroscopy applications*

International Symposium on Reliability of Optoelectronics for Space (ISROS), 2009

Hildebrandt, L.; Koeth, J.; Fischer, M.; Legge, M.; Seufert, J.; Rössner, K.; **Zimmermann, C.;** Zeller, W.:

*High power DFB laser for trace gas concentration and precision metrology*

Optical Sensors, Optical Society of America, 2010

Hildebrandt, L.; Zeller, W.; Nähle, L.; Fuchs, P.; **Zimmermann, C.;** Koeth, J.:

*DFB lasers from 760 nm to 3400 nm for sensing applications*

Optical Remote Sensing of the Environment. Optical Society of America, 2010

Nähle, L.; **Zimmermann, C.;** Belahsene, S.; Fischer, M.; Boissier, G.; Grech, P.; Narcy, G.; Lundqvist, S.; Rouillard, Y.; Koeth, J.; et. al.:

*Monolithic tunable GaSb-based lasers at 3.3  $\mu\text{m}$*

Electronics letters, 47(19), 1092-1093, 2011

von Edlinger, M.; Scheuermann, J.; Nähle, L.; **Zimmermann, C.;** Hildebrandt, L.; Fischer, M.; Koeth, J.; Weih, R.; Höfling, S.; Kamp, M.:

*DFB interband cascade lasers for tunable laser absorption spectroscopy from 3 to 6  $\mu\text{m}$*

SPIE OPTO, International Society for Optics and Photonics, 2013

Nähle, L.; **Zimmermann, C.;** von Edlinger, M.; Scheuermann, J.; Fischer, M.; Hildebrandt, L.; Koeth, J.; Weih, R.; Höfling, S.; Kamp, M.:

*Distributed feedback interband cascade lasers for spectroscopy from 3-6  $\mu\text{m}$*

SPIE Sensing Technology + Applications, International Society for Optics and Photonics, 2014

von Edlinger, M.; Scheuermann, J.; Weih, R.; **Zimmermann, C.**; Nähle, L.; Fischer, M.;  
Koeth, J.; Höfling, S.; Kamp, M.:

*Monomode interband cascade lasers at 5.2  $\mu\text{m}$  for nitric oxide sensing*

Photonics Technology Letters, IEEE, 26(5), 480-482, 2014

# Danksagung

Meinen allerherzlichsten Dank gilt Herrn Prof. Dr. Sven Höfling für die sofortige Bereitschaft unter besonderen Umständen diese Arbeit zu betreuen, für seine herausragende fachliche Kompetenz und Unterstützung und für das entgegengebrachte Vertrauen.

Besonderer Dank gilt auch Herrn Dr. Johannes Koeth für die Möglichkeit die Promotionsarbeit bei der Firma nanoplus GmbH anfertigen zu können, für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und für die andauernde entgegengebrachte Unterstützung.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Jean Geurts für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken.

Weiterhin möchte ich mich auch bei Dr. Martin Kamp für die interessanten und lehrreichen Diskussionen rund um die Themen Laser, Linienbreite und Fernfeld bedanken. Das Simulationsprogramm lasim war für den Erfolg der Arbeit nicht wegzudenken.

Auch ein herzliches Dankeschön möchte ich an das ganze nanoplus-Team richten. Vor allen Dingen seien hier die Strukturierungs-, Verspiegelungs- und Laser-Aufbau-Experten zu nennen, wie Kristin Dworrak, Silke Kuhn, Barbara Eberhardt, Manuel Klein, Maria Mauke, Evelyn Wimmer, Daniela Lummel, Corinna Huppmann, Andreas Rembeck, Vitali Haffner und Aleksey Appel.

Ganz besonders möchte ich mich auch noch bei Dr. Marc Fischer für seine Begleitung beim ESA-Projekt und für seine unverwechselbare Motivation bedanken.

Auch Dr. Peter Fuchs und Dr. Lars Nähle danke ich herzlichst für die zahlreichen, interessanten, unvergesslichen, tiefgründigen, schier endlosen Diskussionen, die mich nicht zuletzt sehr inspiriert und mir natürlich auch sehr hilfreich waren.

Mit Andreas Heger wusste ich kompetente Unterstützung an meiner Seite hinsichtlich der vielen Programmierungen.

Ein spezieller Dank geht auch an Wolfgang Baumeister für seine hilfreichen Korrekturarbeiten.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, bei Leonore und Stefan Reis, Julia und Sebastian Ballsieper mit Kindern, meiner Frau Melanie und meinen Kindern Mathilda und Josef. Danke für jegliche Unterstützung, Motivation, Rückenstärkung, Seelenbalsam, Ermunterung, Inspiration und Ausgleich. Physikalisch gesagt:  $\infty$ en DANK!