

Kapitel 1

Einleitung

Das Interesse an effizienten und leistungsstarken Laserquellen im sichtbaren Wellenlängenbereich ist in den letzten Jahren extrem gestiegen. Das hängt in großem Maße mit dem rasanten Fortschritt zusammen, der auf dem Gebiet der infraroten Halbleiterlaser erzielt worden ist. Laserquellen in diesem Wellenlängenbereich mit optischen Leistungen bis in den Multiwattbereich mit guter Strahlqualität können heutzutage kostengünstig hergestellt werden. Mittels Frequenzkonversion erschließen sich nun auch neue Bereiche für Anwendungen mit Laserquellen im sichtbaren Spektralbereich, wie zum Beispiel in der Biomedizin und insbesondere auch im Bereich der Display-Anwendungen, die bisher direkt mit Halbleiterlaser nicht abgedeckt werden konnten.

1.1 Laserdioden mit Vertikalresonator

Ende der 80er Jahre sind zum ersten Mal oberflächenemittierende Halbleiterlaser mit vertikalem Resonator, auch als VCSEL bezeichnet (**V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser), vorgestellt worden [1, 2] (Abbildung 1.1 (a)). Seitdem sind viele Arbeiten an der Optimierung dieser Laser geleistet worden. Je nach Einsatzgebiet ist eine Spezialisierung der Eigenschaften wie zum Beispiel die Hochfrequenztauglichkeit oder die gute Strahlqualität vorangetrieben worden. Kleine, grundmodige und schnell modulierbare VCSEL finden sich in vielen kommerziellen Anwendungen. Aber auch in Hinblick auf Hochleistungsanwendungen ist das Design angepasst worden. Für diese Art von Anwendungen sind substratseitig emittierende VCSEL, so genannte Bottom-Emitter-Strukturen, entwickelt worden, die epitaxieseitig auf die Wärmesenke montiert werden. Diese können im Gegensatz zu den herkömmlichen Top-Emitter-Strukturen die im Betrieb entstehende Verlustwärme viel effizienter abführen.

Eine deutliche Weiterentwicklung der vertikal emittierenden Laserstrukturen hinsichtlich Skalierbarkeit der Leistung bei gleichbleibend hervorragender Strahlqualität war der Übergang zum Vertikalemitter mit externem Resonator (Abbildung 1.1 (b)). Mit Hilfe des externen dielektrischen Spiegels können stabile

Resonatoranordnungen realisiert werden, die ähnlich wie bei Festkörperlaser die Grundmode begünstigen. Der optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser (**O**ptically **P**umped **S**emiconductor disk laser) ist ein großflächig extern gepumpter Laser mit hervorragender Strahlqualität. Die externen Pumpquellen werden über Optiken auf den OPS Scheibenlaser fokussiert und können ihrerseits modular angebracht nahezu beliebig skaliert werden.

Als weiterer Entwicklungsschritt ist die monolithische Integration der optischen Pumpanordnung in den Halbleiter-Scheibenlaser zu sehen (Abbildung 1.1 (c)). Durch die Integration der Pumpkonfiguration in den Halbleiterchip ist es gelungen, kompakte und kostengünstige Laserchips zu realisieren, die weiterhin die Vorteile der OPS Scheibenlaser nutzen. Die externe Anordnung der Pumplaser und der Pumpoptiken sowie deren Fixierung entfällt jedoch.

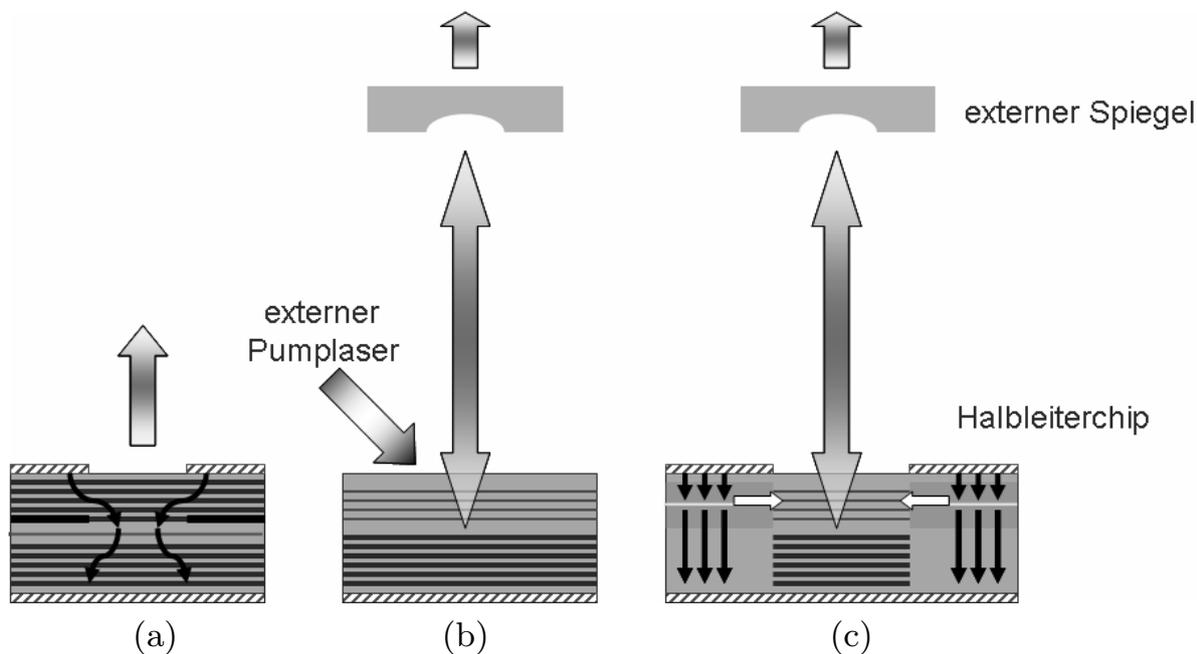


Abbildung 1.1: Unterschiedliche vertikal emittierende Halbleiterlaser: (a) elektrisch gepumpter VCSEL, (b) extern optisch gepumpter Scheibenlaser, (c) MILOS Scheibenlaser mit integriertem Pumplaser.

1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Zielsetzung dieser Arbeit ist die Untersuchung und Optimierung von optisch gepumpten vertikal-emittierenden Halbleiterlaser-Strukturen im infraroten Spektralbereich im AlGaAs-Materialsystem. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Skalierbarkeit der Ausgangsleistung bei gleichbleibend hoher Effizienz und Strahlbrillanz dieser Laserquellen in Hinblick auf die Frequenzkonversion. Angestrebt sind Leistungen im Watt-Bereich im grundmodigen Laserbetrieb.

In Kapitel 2 werden theoretische Grundlagen von vertikal-emittierenden Halbleiterlasern mit externem Resonator beschrieben und die Besonderheiten des optischen Pumpens und der resonanten periodischen Gain-Struktur (RPG-Struktur) hervorgehoben. In einem theoretischen Modell werden die optischen und thermischen Zusammenhänge untersucht. Neben dem bisher bei diesen Strukturen eingesetzten vertikalen optischen Pumpen, wird in diesem Kapitel eine neue Anordnung vorgestellt, wie solche Strukturen lateral optisch gepumpt werden können. Aufgezeigt werden die Vorteile einer solchen Struktur und mehrere Möglichkeiten, wie das laterale Pumpen durch Integration der Pumplaser in die aktive Laserstruktur realisiert werden kann.

In Kapitel 3 werden technologische Prozeßabläufe beschrieben wobei auf entscheidende Prozeßschritte für die Realisierung der unterschiedlichen Strukturen genauer eingegangen wird. Zum einen werden die Besonderheiten in der Prozessierung für die unterschiedlichen Varianten von extern gepumpten Halbleiter-Scheibenlaser erläutert. Zum anderen wird beschrieben, mit welchen technologischen Ansätzen versucht wurde, die Pumplaser in die Struktur mit zu integrieren und somit die OPS Scheibenlaserstruktur lateral optisch zu pumpen.

In Kapitel 4 werden experimentelle Ergebnisse der unterschiedlichen Strukturen bei unterschiedlichen Wellenlängen zusammengefasst und die physikalischen Abhängigkeiten herausgearbeitet. Unter anderem soll der Einfluss des thermischen Widerstandes auf die optischen Eigenschaften dargestellt werden. Dieser wird seinerseits von Parametern wie Substratdicke, Art der Wärmesenke und Montagetechniken stark beeinflusst.

Weiterhin werden in diesem Kapitel Ergebnisse unterschiedlicher Realisierungsvarianten des neuen Bauelementkonzepts mit integriertem Pumplaser vorgestellt. Der Einfluss der unterschiedlichen Pumpanordnungen und der weiteren Optimierungen wird hervorgehoben.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse zusammengefasst und einen Ausblick auf weitere Arbeiten gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

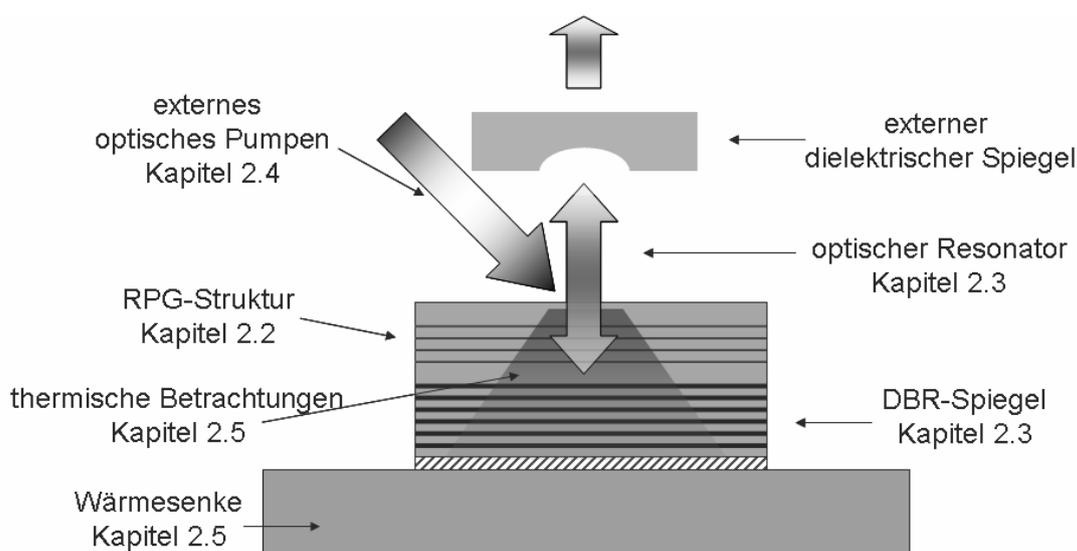


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines extern optisch gepumpten Halbleiter-Scheibenlasers

Optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser sind eine Variation der herkömmlichen vertikal emittierenden Laserdioden (VCSEL), bei denen einige Änderungen in der Struktur die Eigenschaften dieser Bauelemente deutlich verändern. Prinzipiell gelten jedoch weiterhin die allgemeinen Beziehungen wie für alle anderen Laser. Neben dieser allgemeinen Beschreibung wird in diesem Kapitel genauer auf die Besonderheiten solcher optisch gepumpten Strukturen eingegangen. Zuerst wird das optisch verstärkende Medium mit der Sonderform der resonanten periodischen Gain-Struktur (RPG) beschrieben. Im Folgenden wird auf den Resonatoraufbau eingegangen, der in diesem Fall aus einem DBR-Spiegel in der Halbleiterstruktur und einem oder mehreren externen dielektrischen Spiegeln besteht. Desweiteren ist eine Betrachtung der thermischen Zusammenhänge in einer solchen Struktur besonders für hohe Leistungsdichten unerlässlich. Ein einfaches Modell zur Beschreibung einer solchen Struktur fasst alle bisher beschriebenen Effekte zusammen. Eine neue Form des optisch

gepumpten Halbleiter-Scheibenlasers stellt der monolithisch integrierte lateral optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser (MILOS) dar. In diesem Unterkapitel werden die vorteilhaften Eigenschaften dieses Konzepts hervorgehoben und neben einigen Design-Variationen auch ein Modell zur Beschreibung des Absorptionsprofils vorgestellt.

2.1 Allgemeine Beschreibung

Der optisch gepumpte Halbleiter-Scheibenlaser versucht Vorteile der Halbleiter-Diodenlaser und die der etablierten Festkörperlaser zu kombinieren. Die bisherigen berichteten Ergebnisse rechtfertigen diesen Schritt. Halbleiter bieten den Vorzug, in einem sehr weiten spektralen Bereich Lasertätigkeit zu erzielen, indem man nahtlos durch unterschiedliche Materialkompositionen nahezu beliebige Wellenlängen einstellen kann. Berichtet wurde schon von Aktivitäten im InGaAlP-Materialsystem ($\lambda = 660$ nm) [3, 4], im InAlGaAs-Materialsystem ($\lambda = 920$ nm - 1300 nm) [5, 6, 7], im InP-Materialsystem (1500 nm) [8] und auch im Sb-Materialsystem ($\lambda = 1200$ nm - 2300 nm) [9, 10]. Mit Hilfe der SHG (Second Harmonic Generation) konnten Lasersysteme im blauen ($\lambda = 460$ nm) [11], grünen ($\lambda = 530$ nm) [12] und gelben-orangenem ($\lambda = 590$ nm-610 nm) [13] Wellenlängenbereich realisiert werden. Neben dieser spektralen Vielfalt, bieten die Halbleiterlaser die Vorzüge der kostengünstigen Halbleiterherstellung und Prozessierung.

Gegenüber herkömmlichen Halbleiter Laserdioden verzichtet man auf die Fähigkeit die Strukturen direkt elektrisch zu betreiben, was einen aufwändigeren Betrieb eines solchen Lasers bedeutet. Zu diesem Zweck sind zusätzliche Pumpvorrichtungen mit externen Pumpdioden notwendig. Hinsichtlich des Betriebs erinnert nun der Halbleiter-Scheibenlaser damit einem Festkörperlaser. Die fehlenden ohmschen Verluste und die niedrige Freie-Ladungsträger-Absorption sind jedoch Vorteile einer undotierten Halbleiterstruktur, die sehr effiziente Bauteile ermöglicht hat, wie schon in der Literatur berichtet wurde [14].

Im Folgenden sollen einige grundlegenden Begriffe und Beziehungen, die zum Verständnis eines Lasers nötig sind, kurz erläutert werden.

1. Für einen Laserbetrieb gilt die **Schwellbedingung**:

$$R_1 R_2 e^{2(\Gamma g_{\text{th}} - \alpha_i)L} = 1 \quad (2.1)$$

Dabei ist R_1 , R_2 die Reflektivität der zwei Resonatorspiegel, Γ der relative Füllfaktor, g_{th} ist der Schwellgewinn, α_i der Absorptionskoeffizient durch resonatorinterne Verluste und L die Länge verstärkenden Bereichs.

Für den Schwellgewinn erhält man durch umformen:

$$g_{\text{th}} = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_i - \frac{\ln(R_1 R_2)}{2L} \right] \quad (2.2)$$

Dieser Schwellgewinn ist proportional zur Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen. Dabei können diese Ladungsträger elektrisch aber auch optisch zugeführt werden. In unserem Fall haben wir undotierte Strukturen, die wir optisch pumpen, das heißt das absorbierte Pumplicht generiert Ladungsträger, die dann in die Quantenfilme diffundieren.

Bei vertikalemittierenden Laser ist es auch üblich einen Verlust pro Umlauf zu definieren. Der entsprechende Transmissionsfaktor pro Umlauf lautet:

$$T_{\text{loss}} = e^{-2L\alpha_i} \quad (2.3)$$

Der relative Füllfaktor Γ beschreibt den Überlapp des verstärkenden Mediums mit dem Stehwellenfeld des Resonators [15]:

$$\Gamma = \frac{L_{\text{periode}}}{d_a} \frac{\int_{-d_a/2}^{d_a/2} |E(z)|^2 dz}{\int_{-L/2}^{L/2} |E(z)|^2 dz} \quad (2.4)$$

d_a ist dabei die Dicke der aktiven Zone, L_{periode} ist die Periodenlänge des Stehwellenfeldes.

Für dünne Quantenfilm-Strukturen, die idealerweise im Bauch des Stehwellenfeldes eines Vertikalresonators liegen, hat dieser Füllfaktor den Wert von nahezu 2.

2. Die optische Ausgangsleistung P_{opt} wird bestimmt durch die optische Pumpleistung P_{pump} , durch die Schwellpumpleistung P_{th} und durch die differentielle Effizienz η_{diff} .

$$P_{\text{opt}} = (P_{\text{pump}} - P_{\text{th}}) \cdot \eta_{\text{diff}} \quad (2.5)$$

Für die Schwellpumpleistung gilt folgender Zusammenhang:

$$P_{\text{th}} = N_{\text{th}} \cdot \frac{(h\nu)_{\text{pump}} \gamma_r d_{\text{QW}} n_{\text{QW}}}{\eta_{\text{abs}}} \cdot A \quad (2.6)$$

mit der Schwellen-Ladungsträgerdichte N_{th} , der Photonenenergie des Pumplichts $(h\nu)_{\text{pump}}$, der Rekombinationsrate γ_r , der Quantenfilmdicke d_{QW} , der Anzahl der Quantenfilme n_{QW} , der Absorptionseffizienz η_{abs} und der optisch gepumpten Fläche A .

Mit einer logarithmischen Näherung für das Gain-Modell

$$g = g_0 \cdot \ln(N/N_0) \quad (2.7)$$

(N ist die Ladungsträgerdichte, N_0 ist die Transparenz-Ladungsträgerdichte, g_0 ist der Gewinnkoeffizient des Materials)

erhält man durch umformen und einsetzen der Gleichung 2.2 und 2.3:

$$N_{\text{th}} = N_0 \cdot e^{\frac{g_{\text{th}}}{g_0}} = N_0 \cdot e^{\left(-\frac{\ln(R_1 R_2 T_{\text{loss}})}{2L\Gamma g_0}\right)} = N_0 \cdot \left(\frac{1}{R_1 R_2 T_{\text{loss}}}\right)^{\frac{1}{2L\Gamma g_0}} \quad (2.8)$$

Für die differentielle Effizienz gilt folgender Zusammenhang:

$$\eta_{\text{diff}} = \eta_{\text{out}} \cdot \eta_{\text{quant}} \cdot \eta_{\text{abs}} \quad (2.9)$$

Dabei ist η_{out} die Auskoppelleffizienz, die durch die Reflektivitäten und Verluste des Resonators bestimmt wird.

$$\eta_{\text{out}} = \frac{\ln(R_{\text{extern}})}{\ln(R_{\text{extern}} \cdot R_{\text{bottom}} \cdot T_{\text{loss}})} \quad (2.10)$$

Die so genannte Quanteneffizienz

$$\eta_{\text{quant}} = \frac{(h\nu)_{\text{emission}}}{(h\nu)_{\text{pump}}} \quad (2.11)$$

beschreibt wie effizient die Pumpenergie in Laserenergie des Vertikalemitters umgesetzt werden kann. Der sogenannte Quantendefekt ist dann $(1 - \eta_{\text{quant}})$.

Für die Absorptionseffizienz gilt:

$$\eta_{\text{abs}} = \frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{pump}}} = \frac{P_{\text{pump}} - P_{\text{refl}} - P_{\text{trans}}}{P_{\text{pump}}} \quad (2.12)$$

Dabei ist P_{pump} die Pumpleistung, P_{refl} die reflektierte Leistung, P_{trans} die transmittierte Leistung.

3. Die optische Konversionseffizienz $\eta_{\text{opt-opt}}$ beschreibt wie viel der eingestrahlten optischen Leistung in koherente Strahlung des OPS Scheibenlasers umgewandelt wird.

$$\eta_{\text{opt-opt}} = \frac{P_{\text{opt}}}{P_{\text{pump}}} \quad (2.13)$$

2.2 Optisch verstärkendes Medium

Das optisch verstärkende Medium in unseren Strukturen sind InGaAs-Quantenfilme, die je nach Dicke und Indium Konzentration im Wellenlängenbereich von 920 nm bis 1050 nm emittieren. In Abbildung 2.2 sind exemplarisch berechnete Gewinn- beziehungsweise Absorptionsspektren eines InGaAs-Quantenfilms für unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen bei der Emissionswellenlänge von 1000 nm dargestellt.

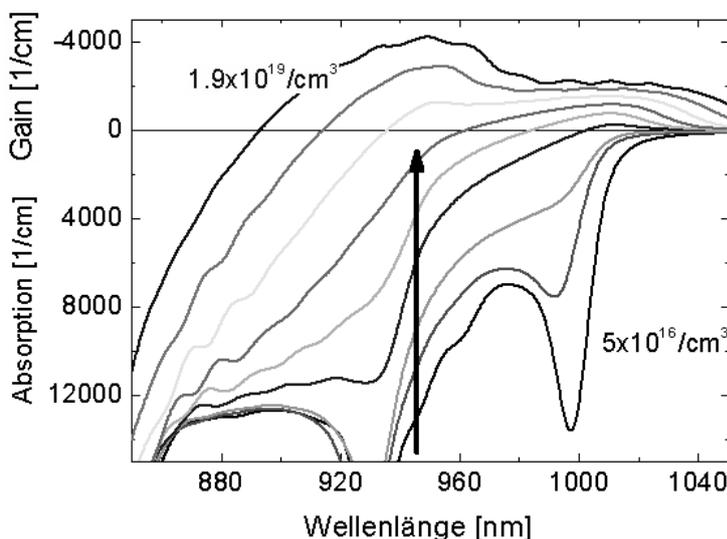


Abbildung 2.2: Simulierte Gewinn-Spektren für unterschiedliche Ladungsträgerkonzentrationen

Eine Besonderheit im Aufbau eines optisch gepumpten Halbleiter-Scheibenlasers stellt die Möglichkeit dar, eine Vielzahl von Quantenfilmen optimal in die

Maxima des Stehwellenfeldes des Vertikalresonators zu platzieren, ohne dabei durch Dotierungen oder Raumladungszonen im Design eingeschränkt zu sein. Eine solche räumliche Konfiguration des verstärkenden Mediums ist resonant auf die Laserwellenlänge angepasst und wird deshalb auch "Resonant Periodic Gain" (RPG) Struktur genannt [16]. Abbildung 2.3 zeigt das Schema einer solchen Struktur anhand der Brechungsindizes und des Stehwellenfeldes. Üblicherweise ist immer nur ein Quantenfilm in einem Bauch des Stehwellenfeldes positioniert. Damit wird im Idealfall der größtmögliche optische Füllfaktor erzielt. Kleine Abweichung von der Periodizität des Stehwellenfeldes summieren sich jedoch auf und können leicht zu einer Verringerung dieses Füllfaktors führen. Die optimale Anzahl der Quantenfilme in einer RPG-Struktur ist immer ein Kompromis zwischen hohem optischen Gewinn durch viele Quantenfilme und einer niedrigen Laserschwelle mit wenigen Quantenfilmen. Außerdem spielen die absoluten Dicken der Struktur und damit auch die thermischen, Verspannungs- und Kosten-Überlegungen bei der Optimierung der Gesamtstruktur eine Rolle.

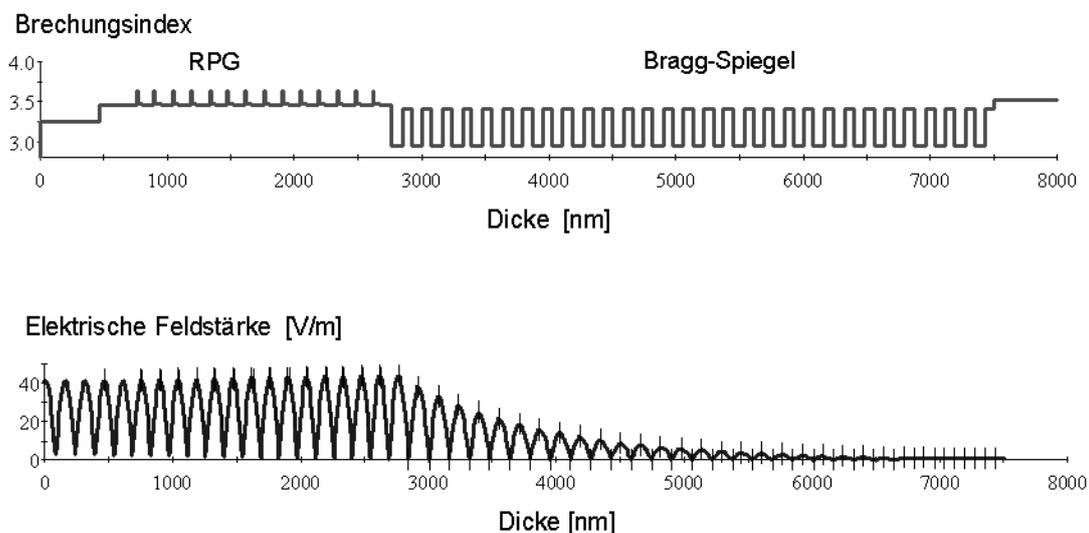


Abbildung 2.3: Stehwellenfeld einer Halbleiter-Scheibenlaser Struktur mit RPG und DBR-Spiegel

Als Ausgangspunkt für alle nun folgenden Simulationen wurde eine Struktur mit 14 Quantenfilmen gewählt, die erstmals in [17] vorgestellt worden ist.

Mit Hilfe einer solchen Struktur erhält man wie in Abbildung 2.4 eine resonante Überhöhung und gleichzeitig eine Verschmälerung des Gain-Spektrums.

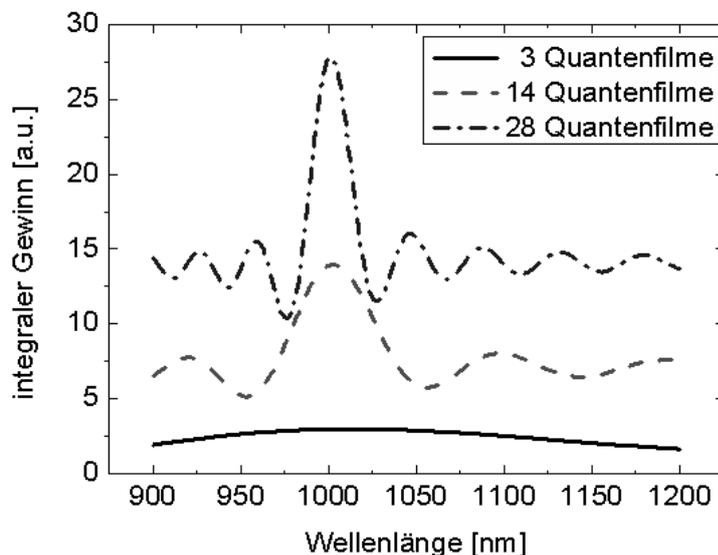


Abbildung 2.4: Simulierter Einfluss der Resonanzüberhöhung der optischen stehenden Leistung in einer RPG-Struktur mit 3, 14 beziehungsweise 28 Quantenfilmen

Eine optimierte Variante einer RPG-Struktur wird in [18] vorgeschlagen, bei der zwei Quantenfilme pro Maximum des Stehwellenfeldes eingebaut sind. Damit konnte eine größere Justage-Toleranz beim epitaktischen Abscheiden solcher Schichten und eine verbesserte Temperaturstabilität im Betrieb realisiert werden.

2.3 Optischer Resonator

Bei vertikal-emittierenden Halbleiterlasern wird üblicherweise der Resonator durch DBR-Spiegel (Distributed Bragg Reflektor) gebildet. Diese Art von Spiegel besteht aus mehreren periodisch aufeinanderfolgenden Halbleiter- oder auch dielektrischen Schichtpaaren mit hohem und niedrigem Brechungsindex. Im Idealfall ist die Dicke der Einzelschichten ein ungeradzahliges Vielfaches von $\lambda/4 \cdot n$ (λ ist die Zielwellenlänge des Reflektors, n ist der Brechungsindex des Materials). Durch konstruktive beziehungsweise destruktive Interferenz an den periodisch angeordneten Grenzflächen erzielt man leicht hohe Reflektivitäten. Entscheidend sind dabei nur die Anzahl der Schichtpaare und die Brechungsindexdifferenz der gewählten Materialien. Mit folgender Formel kann man analytisch die maximale Reflektivität eines DBR-Spiegels berechnen.