

Untersuchung experimenteller Verfahren zur resonatorinternen Modenformung

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der
Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von

Diplom-Physiker Alexander Büttner
geboren am 20. Januar 1975 in Kronach

Gutachter

1. Prof. Dr. R. Kowarschik, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof. Dr. H. Welling, Universität Hannover
3. Prof. Dr. G. Huber, Universität Hamburg

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 13.04.2005

Tag der öffentlichen Verteidigung: 26.04.2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Ausbreitung elektromagnetischer Felder	4
2.1.1	Feldausbreitung im Freiraum	5
2.1.2	Feldausbreitung im Wellenleiter	6
2.2	Laserresonatoren	10
2.2.1	Resonatoren als Eigenwertproblem	12
2.2.2	Design stabiler Resonatoren	17
2.2.3	Design instabiler Resonatoren	19
3	Festkörperresonatoren mit resonatorinterner Strahlformung	21
3.1	Experimentelle Grundlagen	21
3.1.1	Charakterisierung des Kristalls	21
3.1.2	Herstellung der diffraktiven Spiegel	26
3.1.3	Beispiel „ π “-Laser	26
3.2	Justageproblematik	29
3.2.1	Diffraktiv-optisches Justagekonzept	29
3.2.2	Gefalteter Resonator	33
3.3	Gefaltete stabile Resonatoren mit supergaußförmiger Grundmode	36
3.3.1	Design	36
3.3.2	Experiment	44
3.4	Gefaltete instabile Resonatoren mit gaußförmiger Auskoppelverteilung	49
3.4.1	Design	49
3.4.2	Experiment	53
4	Monolithisch diffraktive Wellenleiterlaser hoher Strahlqualität	56
4.1	Einleitung	56
4.2	Design	59
4.2.1	Prinzip	59
4.2.2	Generelles Modenverhalten	63

4.2.3	Designbeispiele	66
4.2.4	Diskussion	69
4.3	Experimente	71
4.3.1	Herstellung der Wellenleiterlaser	71
4.3.2	Anforderungen an den Pumplaser	73
4.3.3	Charakterisierung farbstoffdotierter Schichtwellenleiter	75
4.3.4	Design	79
4.3.5	Meßergebnisse	81
5	Zusammenfassung	87
5.1	Ergebnisse der Arbeit	87
5.2	Ausblick	90
	Literaturverzeichnis	91
	Anhang	99
	A Design instabiler Resonatoren	99
	B Berechnung der Transfer-Matrix	104
	C Berechnung der Kopplungskonstante von DBR-Strukturen	106
	Symbolverzeichnis	109
	Danksagung	114
	Ehrenwörtliche Erklärung	115
	Lebenslauf	116

Kapitel 1

Einleitung

Im Jahre 1960 gelang Maiman die erste experimentelle Demonstration eines Lasers¹ [1]. Seitdem wurde Laseremission bei vielen Wellenlängen vom infraroten über den sichtbaren bis zum ultravioletten Spektralbereich unter Verwendung verschiedener aktiver Medien nachgewiesen [2]. Neben der Emissionswellenlänge ist die transversale Feldverteilung eine wichtige Charakteristik des Lasers, denn diese bestimmt die Divergenz des Laserbündels und damit auch dessen Fokussierbarkeit. Die Form der transversalen Moden des Resonators wird durch die Spiegelform und den Spiegelabstand festgelegt. Meist werden stabile oder instabile Resonatoren mit sphärischen bzw. ebenen Oberflächen verwendet, deren Feldverteilung jedoch nicht immer optimal für die konkrete Anwendung geeignet ist. Durch den Übergang zu asphärischen Spiegelprofilen und die Verwendung zusätzlicher resonatorinterner strahlformender Elemente können die transversalen Modeneigenschaften gezielt verbessert werden.

Die wesentlichen Anwendungen der resonatorinternen Strahlformung liegen in der Erzeugung beliebiger transversaler Grundmoden, der Unterdrückung höherer Moden bis zu hohen Verstärkungen und der Senkung der Schwellenverstärkung durch die Verbesserung des Modenüberlapps mit dem verstärkten Bereich. Die Verwendung asphärischer Resonatorspiegel anstelle herkömmlicher sphärischer Spiegel wurde erstmals von Bélanger et al. im Jahre 1991 vorgeschlagen, um Laser mit supergaußförmiger Grundmode mittels stabiler Resonatoren zu erzeugen [3]. Mit dem zugrundeliegenden Prinzip der statischen Phasenkonjugation einer beliebigen, durch den Anwender vorgegebenen Mode an den Resonatorspiegeln lassen sich in stabilen Resonatoren die Spiegelformen direkt aus der bekannten komplexen Feldverteilung der Grundmode in den Spiegelebenen berechnen. Im Falle instabiler Resonatoren verliert dieses Prinzip jedoch seine Gültigkeit, und es können für eine gegebene Resonatorgeometrie und Form der Grundmode keine vergleichbar eindeutigen Designvorschriften der Spiegelprofile gefunden werden. Zeitner et al. schlugen jedoch im Jahre 2001 ein Verfahren vor, mit dem z.B. die Spiegelprofile, die in guter Näherung einen vorgegebenen instabilen Resonator mit gaußförmiger Auskoppelverteilung ermöglichen, iterativ berechnet werden können [4]. Das Prinzip der statischen Phasenkonjugation wurde erstmals in CO₂-Lasern [5] und

¹LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

später in Festkörperlaseren zur Erzeugung von supergaußförmigen Grundmoden und starker Unterdrückung höherer Moden demonstriert [6]. Weitere Anwendungen mit externen diffraktiven Endspiegeln in Halbleiterlaserarrays [7] und Halbleiterverstärkern [8] folgten. Der instabile Resonator mit gaußförmiger Auskoppelverteilung wurde bisher nicht experimentell verwirklicht.

Trotz der beeindruckenden Demonstration der resonatorinternen Strahlformung sowohl im Bereich der Freiraumresonatoren als auch im Bereich integriert-optischer Resonatoren sind diese Konzepte bisher nur im Labor verwirklicht. Ein wesentlicher Grund dafür ist die Herstellbarkeit solcher Resonatoren, denn die Verwendung von asphärischen oberflächenstrukturierten Spiegeln erhöht im allgemeinen den Justageaufwand, und eine Dejustage verschlechtert die Strahlqualität. Das Problem der Justage nimmt weiter zu, wenn beide Endspiegel von einer sphärischen Form abweichen und die Spiegel keinerlei Symmetrie besitzen (z.B. im instabilen Resonator mit gaußförmiger Auskoppelverteilung), zusätzliche resonatorinterne Elemente benötigt werden (z.B. Blenden, Phasenelemente) oder der Modenüberlapp mit dem Pumpbereich sehr kritisch zu justieren ist (z.B. im Falle von Halbleiterlasern mit externen Resonatoren).

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Untersuchung experimenteller Verfahren und Möglichkeiten zur Vermeidung der genannten Justageprobleme bei der resonatorinternen Strahlformung. Dazu sollen Konzepte entwickelt, theoretisch diskutiert und demonstriert werden, welche die experimentelle Realisierung von Lasern mit resonatorinterner Strahlformung sowohl im Freiraum als auch im Wellenleiter stark erleichtern.

Im Kapitel 2 werden die für das Verständnis dieser Arbeit wesentlichen physikalischen Grundlagen behandelt. Zunächst wird die Beschreibung der Feldausbreitung durch unstrukturierte und strukturierte Bereiche im Freiraum und im Wellenleiter diskutiert. Anschließend wird auf die wesentlichen Eigenschaften von Laserresonatoren und das allgemeine Design stabiler und instabiler Resonatoren eingegangen.

Nach der Behandlung experimenteller Grundlagen (Charakterisierung des Nd:YAG-Kristalls, Herstellung der Spiegel, experimentelle Demonstration des Prinzips der statischen Phasenkonjugation) wird im Kapitel 3 zunächst ein neues, auf diffraktiver Optik basierendes Justagekonzept vorgestellt. Es soll mittels einer strahlenoptischen Analyse untersucht werden, ob es als Hilfsmittel zur gleichzeitigen Justage aller Freiheitsgrade eines aus zwei beliebig oberflächenstrukturierten Spiegeln bestehenden Fabry-Pérot-Resonator mit für eine Laseremission ausreichender Genauigkeit geeignet ist. Neben einer Vereinfachung der Justage kann versucht werden, die Anzahl der zu justierenden Freiheitsgrade im Resonator zu reduzieren. Das kann durch die Änderung der Reso-

natorgeometrie erreicht werden. Nach einer erstmaligen Vorstellung des Prinzips des gefalteten Resonators werden das Design und das Modenverhalten stabiler Resonatoren mit supergaußförmiger Grundmode diskutiert, deren optische Achse relativ zur mechanischen Achse des Resonators geneigt ist; denn die Verkippung der optischen Achse ist im gefalteten Resonator notwendig. Die Möglichkeiten des Prinzips werden erstmals experimentell in einem Nd:YAG-Laser demonstriert. Im letzten Teil des Kapitels soll das Konzept des gefalteten Resonators auf einen instabilen Resonator mit einer gaußförmigen Feldverteilung des ausgekoppelten Feldes angewendet werden. Im Gegensatz zum stabilen Resonator macht die Erzeugung der gaußförmigen Feldverteilung im instabilen Resonator die Verwendung zweier asphärischer Spiegelprofile erforderlich und ist deswegen in herkömmlicher Fabry-Pérot-Geometrie aufwendig zu justieren. Nach einer Diskussion des Resonatordesigns in konventioneller Geometrie und der Übertragung auf den gefalteten Fall wird schließlich die experimentelle Realisierung des Resonators in Form eines Nd:YAG-Lasers untersucht.

Ein wichtiges Ziel der Halbleiterlaser-Entwicklung ist die Herstellung von Halbleiterlasern guter Strahlqualität bei hohen Ausgangsleistungen. Nach einer Diskussion bereits bekannter Methoden, dieses Ziel zu erreichen, wird in Kapitel 4 erstmals die Anwendung der Methoden der resonatorinternen Strahlformung auf diese Problemstellung untersucht. Dies soll im Gegensatz zu [8] durch die direkte monolithische Integration von Phasenelementen in den aktiven Bereich herkömmlicher Breitstreifenlaser erfolgen. Nach einer theoretischen Analyse der physikalischen Möglichkeiten und Probleme der Übertragung wird die experimentelle Realisierung des Prinzips für einen strukturierten, farbstoffdotierten Polymer-Breitstreifenlaser diskutiert.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit und ein Ausblick folgen schließlich in Kapitel 5.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Ausbreitung elektromagnetischer Felder

Ausgangspunkt einer exakten theoretischen Behandlung elektromagnetischer Felder sind die Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\dot{\vec{B}}(\vec{r}, t), \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \dot{\vec{D}}(\vec{r}, t) + \vec{J}(\vec{r}, t), \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t), \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0. \quad (2.4)$$

Dabei ist \vec{E} das elektrische Feld, \vec{H} das magnetische Feld, \vec{B} die magnetische Induktion, \vec{D} die dielektrische Verschiebung, \vec{J} die Stromdichte, ρ die Ladungsdichte, \vec{r} der Ortsvektor und t die Zeit. Die makroskopischen Eigenschaften von ladungs- ($\rho = 0$) und stromfreien ($\vec{J} = 0$), nicht magnetischen, isotropen aber inhomogenen Materialien führen zusätzlich auf die folgenden Zusammenhänge zwischen den Feldern

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t), \quad (2.5)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0\vec{H}(\vec{r}, t), \quad (2.6)$$

wobei $\varepsilon(\vec{r})$ die ortsabhängige Dielektrizitätskonstante und μ_0 die magnetische Permeabilität bezeichnet. Die Kombination und Vereinfachung der Gleichungen (2.1) bis (2.6) führt auf die zeitabhängige Wellengleichung

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) + \nabla \left(\vec{E}(\vec{r}, t) \frac{\nabla \varepsilon(\vec{r})}{\varepsilon(\vec{r})} \right) = \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \ddot{\vec{E}}(\vec{r}, t). \quad (2.7)$$

Im Falle zeitlich stationärer, monochromatischer Felder besitzen die Lösungen der Wellengleichung die Form $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(-j\omega t)$ (ω ...Kreisfrequenz). Wegen der zeitlich harmonischen Abhängigkeit kann der zeitliche Feldanteil vom räumlichen Feldanteil separiert werden. Ist zusätzlich die Dielektrizitätskonstante nur schwach ortsabhängig ($\frac{\nabla \varepsilon(\vec{r})}{\varepsilon(\vec{r})} \approx 0$), ergibt sich die zeitunabhängige Wellengleichung

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + \mu_0 \varepsilon(\vec{r}) \omega^2 \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (2.8)$$

Nach Einführung der Brechzahl $n(\vec{r}) = [\varepsilon(\vec{r})/\varepsilon_0]^{1/2}$ (ε_0 ...Dielektrizitätskonstante des Vakuums), der Vakuumlichtgeschwindigkeit $c_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ und der Wellenzahl im Vakuum $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ (λ_0 ...Vakuumwellenlänge), welche die Dispersionsrelation $k_0^2 = \omega^2/c_0^2$

erfüllt, ergibt sich die skalare Helmholtz-Gleichung

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k_0^2 n(\vec{r}) U(\vec{r}) = 0 , \quad (2.9)$$

wobei $U(\vec{r})$ einer beliebigen Komponente des elektromagnetischen Feldes entspricht. Gleichung (2.9) ist der Ausgangspunkt für die wellenoptische Beschreibung des transversalen Modenverhaltens von Resonatoren im stationären Fall. Die physikalisch meßbare Größe ist stets die Intensität

$$I = \frac{1}{2} n c_0 \varepsilon_0 |E|^2 . \quad (2.10)$$

Zwischen der Intensität und der skalaren Feldgröße U gilt die Beziehung $I \propto |U|^2$.

2.1.1 Feldausbreitung im Freiraum

Im Freiraum ist die Brechzahlverteilung zwischen den optischen Komponenten räumlich homogen ($n(\vec{r}) = n = \text{const.}$), und damit sind ebene Wellen der Form

$$U(\vec{r}) = U_0 \exp(j \vec{k} \vec{r}) \quad (2.11)$$

Lösungen der Helmholtz-Gleichung, wobei $|U(x, y, z)| = U_0$ die Amplitude und $\arg\{U(x, y, z)\} = \varphi(x, y, z)$ die Phase der ebenen Welle definiert [9]. Die Linearität der Helmholtz-Gleichung erlaubt auch Lösungen der Form

$$U(\vec{r}) = |U(\vec{r})| \exp[j \varphi(\vec{r})] , \quad (2.12)$$

denn diese Welle kann als eine Superposition ebener Wellen unterschiedlicher Ausbreitungsrichtungen

$$U(\vec{r}) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{U}(\vec{k}) \right\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{U}(\vec{k}) \exp(j \vec{k} \vec{r}) d\vec{k} \quad (2.13)$$

interpretiert werden. Das Symbol \mathcal{F} bedeutet die Fourier-Transformation und ist definiert als

$$\mathcal{U}(\vec{k}) = \mathcal{F}\{U(\vec{r})\} = \int_{-\infty}^{\infty} U(\vec{r}) \exp(-j \vec{k} \vec{r}) d\vec{r} . \quad (2.14)$$

Die Propagation des Feldes $U(x, z)$ erfolgt nach der Vorschrift

$$U(x, y, z + \delta z) = \bar{A}_{\delta z} U(x, y, z) := \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{U}(\vec{k}) \exp \left(j \delta z \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right) \right\} , \quad (2.15)$$

wobei diese Propagationmethode als das sogenannte „Spektrum ebener Wellen“ (ASPW)¹ bezeichnet wird, mit dem zugehörigen Operatorsymbol $\bar{A}_{\delta z}$. Dieser Operator liefert ausgehend von der Feldverteilung $U(x, z)$ in einer Ebene z die Feldverteilung in einer Ebene $z = z + \delta z$, wobei ein homogenes Medium der Brechzahl n zwischen den Ebenen vorausgesetzt wird. Die Wellenzahl im Medium der Brechzahl n ist $k = 2\pi n/\lambda_0$. Die Ausbreitung beliebiger Felder wird im homogenen Medium durch das Spektrum ebener Wellen exakt beschrieben.

Ist das Medium inhomogen ($n = n(x, y, z)$), dann müssen spezielle Lösungen der Maxwell-Gleichungen gesucht werden. Dies ist meist nur numerisch mittels Finite-Elemente-Methoden und für kleine Volumina exakt möglich [10]. Je nach Brechzahlverteilung können jedoch Näherungsverfahren verwendet werden. Im Falle von mikrostrukturierten (diffraktiven) Elementen, deren laterale Strukturen deutlich größer sind als die Wellenlänge und deren Dicke im Bereich der Wellenlänge liegt, kann das Feld $U_+(x, y, z)$ hinter dem Element direkt als Produkt aus der sogenannten Transmissionsfunktion $T(x, y, z)$ und dem Feld $U_-(x, y, z)$ direkt vor dem Element entsprechend

$$U_+(x, y, z) = T(x, y, z)U_-(x, y, z) \quad (2.16)$$

beschrieben werden. Besitzt das diffraktive Element eine im allgemeinen komplexwertige Brechzahlverteilung $n(x, y, z)$ und die maximale Dicke h_{max} , dann gilt für die Transmissionsfunktion

$$T(x, y, z) = e^{j\varphi(x, y)} \quad \text{mit} \quad \varphi(x, y) = k_0 \int_z^{z+h_{max}} \Delta n(x, y, z) dz, \quad (2.17)$$

wobei $\Delta n(x, y, z) = n(x, y, z) - n_0$ und n_0 die Brechzahl des umgebenden, homogenen Mediums ist. Diese Näherung wird Approximation der dünnen Elemente genannt [9]. Sie ist nur gültig im Falle einer paraxialen Wellenausbreitung, d.h. wenn das einfallende Feld in ebene Wellen zerlegt werden kann, deren Ausbreitungsrichtung nur schwach gegenüber der optischen Achse geneigt ist. Hat die Transmissionsfunktion eine Amplitude vom Wert eins (n reell), dann beeinflusst das Element nur die Phase und wird Phasenelement genannt.

2.1.2 Feldausbreitung im Wellenleiter

Um die Feldausbreitung im Schichtwellenleiter mit dem stufenförmigen Brechzahlprofil $n(x)$ nach Abbildung 2.1 zu bestimmen, wird von einer allgemeinen Lösung der

¹Englisch: Angular Spectrum of Plane Waves.

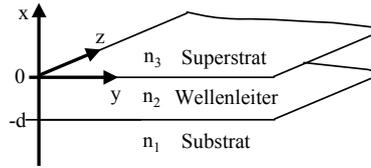


Abbildung 2.1: Brechzahlverteilung in einem Schichtwellenleiter mit stufenförmigem Brechzahlprofil.

Helmholtz-Gleichung der Form

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x) \exp(-j\kappa z) \quad (2.18)$$

ausgegangen [11]. Diese Lösungsform entspricht einer sogenannten „geführten Welle“ bzw. Wellenleitermode der Amplitude $\vec{E}(x)$, die sich in positive z -Richtung mit der Propagationskonstante

$$\kappa = n_{eff} k_0 \quad (2.19)$$

ausbreitet, wobei n_{eff} die „effektive“ Brechzahl der Wellenleitermode ist. Ziel der folgenden Überlegungen soll sein, die Amplitudenverteilung $\vec{E}(x)$ und die Propagationskonstante der Mode im Wellenleiter bei einer vorgegebenen Brechzahlverteilung n_1, n_2, n_3 , der Vakuumwellenlänge λ_0 und der Dicke d des Wellenleiters zu bestimmen. Einsetzen von (2.18) in die Wellengleichung (2.9) liefert unter Beachtung der Translations-Symmetrie $\partial/\partial y = 0$ die Eigenwertgleichungen

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_i(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \kappa^2) \vec{E}_i(x) = 0 \quad (2.20)$$

in den drei Medien der Brechzahlen $n_i, i = 1, 2, 3$. Wegen der Translations-Symmetrie zerfällt die Lösung in die Gruppe der transversal elektrisch (TE) und transversal magnetisch (TM) polarisierten Felder. Im Falle der TE-Moden bzw. H-Moden gilt $E_z = E_x = H_y = 0$, im Falle der TM-Moden bzw. E-Moden gilt $H_z = H_x = E_y = 0$. Die Lösung für den Fall eines TE-polarisierten Feldes wird im Folgenden skizziert. In [11] wird der Lösungsweg ausführlicher diskutiert und auf den Fall TM-polarisierter Felder erweitert. Um eine Verteilung $\vec{E}(x)$ zu finden, die gleichzeitig die Wellengleichungen in den drei angrenzenden Medien erfüllt, wird der Ansatz

$$E_{y1} = A_1 \exp(+a_2 x) \quad , x \leq -d \quad (2.21)$$

$$E_{y2} = A_2 \cos(a_1 x) + A_3 \sin(a_1 x) \quad , -d \leq x \leq 0 \quad (2.22)$$

$$E_{y3} = A_4 \exp(-a_3 x) \quad , 0 \leq x \quad (2.23)$$

mit den Abkürzungen

$$a_1^2 = k_0^2 n_2^2 - \kappa^2, \quad (2.24)$$

$$a_2^2 = k_0^2 n_1^2 - \kappa^2, \quad (2.25)$$

$$a_3^2 = -(k_0^2 n_3^2 - \kappa^2) \quad (2.26)$$

gewählt. Dabei wird von einer physikalisch sinnvollen Lösung ausgegangen, die in jedem Gebiet die entsprechende Eigenwertgleichung erfüllt, deren Energie im Wellenleiter konzentriert ist (oszillierender Feldanteil), in den Gebieten $x > 0$ und $x < -d$ exponentiell abklingt und deren Feldkomponenten an den Grenzflächen die Übergangsbedingungen erfüllen. Beispielsweise müssen im TE-Fall die Tangentialkomponenten E_y und H_z an den Grenzflächen stetig übergehen. Nach einigen Umformungen ergibt sich die Dispersionsrelation

$$\tan(a_1 d) = \frac{a_1(a_2 + a_3)}{a_1^2 - a_2 a_3} \quad (2.27)$$

für TE-Moden und für die Feldverteilung $E_y(x)$ gilt

$$E_{y1} = E_{y2max} \cos(a_1 d + a_4) \exp[(x + d)a_2] \quad , x \leq -d \quad (2.28)$$

$$E_{y2} = E_{y2max} \cos(a_1 x - a_4) \quad , -d \leq x \leq 0 \quad (2.29)$$

$$E_{y3} = E_{y2max} \cos(a_4) \exp(-a_3 x) \quad , 0 \leq x, \quad (2.30)$$

mit $a_4 = \arctan(-a_3/a_1)$. Die Lösung der Bestimmungsgleichung (2.27) ist nur numerisch möglich. Im allgemeinen ist nicht gewährleistet, daß eine Lösung existiert. Für die im Kapitel 4 hergestellten PMMA-Schichtwellenleiter ($n_1 = 1,46$; $n_2 = 1,50$; $n_3 = 1,00$; $\lambda_0 = 0,6 \mu\text{m}$) ergeben sich bei einer Dicke $d = 2,5 \mu\text{m}$ drei geführte Moden. Die elektrischen Feldverteilungen der Moden sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Schichtdicke $d \leq 1,1 \mu\text{m}$ gewählt, so daß nur die Grundmode TE_0 geführt wird.

Für die Lösung der Feldausbreitung $E(x, y, z)$ in einem strukturierten Wellenleiter, der eine räumliche Brechzahlvariation $n(x, y, z)$ wie in Abbildung 2.3 besitzt, soll angenommen werden, daß sich das Feld durch einen Separationsansatz $E(x, y, z) = E(x) \cdot U(y, z)$ beschreiben läßt [12, 13]. Einsetzen des Ansatzes in die Helmholtz-Gleichung (2.9) ergibt

$$E(x) \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) U(y, z) + U(y, z) \left[\frac{d^2}{dx^2} E(x) + k_0^2 n^2(x, y, z) E(x) \right] = 0. \quad (2.31)$$

Wie in Abbildung 2.3a und b illustriert, wird angenommen, daß die Brechzahlverteilung $n(x, y, z)$ in den unstrukturierten und strukturierten Bereichen jeweils in guter

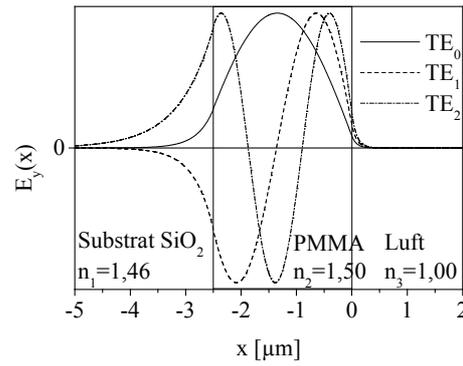


Abbildung 2.2: Feldverteilung der niedrigsten TE-Moden im Schichtwellenleiter für $n_1 = 1,460$, $n_2 = 1,500$, $n_3 = 1,000$, $\lambda_0 = 0,6 \mu\text{m}$ und $d = 2,5 \mu\text{m}$. Die zugehörigen effektiven Brechzahlen sind $n_{\text{eff}0} = 1,496$, $n_{\text{eff}1} = 1,486$, und $n_{\text{eff}2} = 1,468$.

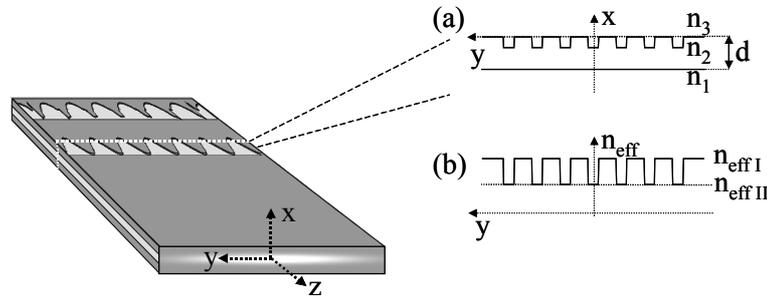


Abbildung 2.3: (a) Ortsabhängige Brechzahlverteilung und (b) entsprechende Verteilung des effektiven Brechungsindex n_{eff} im strukturierten Wellenleiterresonator.

Näherung Schichtwellenleitern unterschiedlicher Wellenleiterdicke d und damit unterschiedlichen effektiven Brechzahlen ($n_{\text{eff}I}$ in den unstrukturierten, $n_{\text{eff}II}$ in den strukturierten Bereichen) entspricht. Dann ergeben sich die Eigenwertgleichungen

$$\frac{d^2}{dx^2} E_{I/II}(x) + k_0^2 n^2(x) E_{I/II}(x) = k_0^2 n_{\text{eff} I/II}^2 E_{I/II}(x) \quad (2.32)$$

für die Felder $E_{I/II}(x)$ in den entsprechenden Bereichen. Durch Einsetzen dieser Eigenwertgleichungen in (2.31) ergibt sich die Bestimmungsgleichung für das Feld $U(y, z)$ zu

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) U(y, z) + k_0^2 n_{\text{eff} I/II}^2 U(y, z) = 0. \quad (2.33)$$

Die Feldausbreitung reduziert sich demnach auf die Lösung einer zweidimensionalen Wellengleichung. Unter obigen Annahmen gelten für das Feld $U(y, z)$ die gleichen Ausbreitungsgesetze wie in einem homogenen Medium der Brechzahl $n_{\text{eff}I}$ in den unstrukturierten und $n_{\text{eff}II}$ in den strukturierten Bereichen. In Ebenen z , in denen die effektive Brechzahl horizontal variiert (siehe Abbildung 2.3), muß die Feldausbreitung mittels numerischer Näherungsverfahren wie der sogenannten „Beam Propagation Method“ (BPM) [14] oder „Wave Propagation Method“ (WPM) [15] durchgeführt werden. Im

Rahmen dieser Arbeit wurde die WPM für die Feldausbreitung implementiert. Ausgangspunkt der WPM ist eine Zerlegung der komplexen Amplitudenverteilung $U(y, z)$ in der Ebene z in $U(y, z) = U_I(y, z) + U_{II}(y, z)$, wobei die beiden Feldanteile in unterschiedlichen Brechzahlregionen definiert sind

$$U(y, z) = \begin{cases} U_{I/II}(y, z) & : \quad n = n_{eff\ I/II} \\ 0 & : \quad \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.34)$$

Anschließend werden beide Anteile $U_{I,II}(y, z)$ um die Strecke δz unter Verwendung des ASPW-Operators (2.15) getrennt mit den Wellenlängen $\lambda_{I,II} = \lambda_0/n_{eff\ I/II}$ propagiert. Das Feld in der Ebene $z + \delta z$ ergibt sich nach der Vorschrift

$$U(y, z + \delta z) = \bar{A}_{\delta z; \lambda_I} U_I(y, z) + \bar{A}_{\delta z; \lambda_{II}} U_{II}(y, z) . \quad (2.35)$$

Auf diese Weise wird das Feld iterativ durch die strukturierten Bereiche propagiert. Damit die Feldpropagation physikalisch korrekt berechnet werden kann, muß auf eine ausreichende Abtastung des Feldes bei der numerischen Implementierung des Algorithmus geachtet werden. Nach [15] erfordert dies eine horizontale Schrittweite δy , die kleiner als die halbe Wellenlänge im Medium mit der größten Brechzahl ist, und eine Schrittweite in Ausbreitungsrichtung δz , die wesentlich kleiner als die Dicke diffraktiver Strukturen im Wellenleiter ist.

2.2 Laserresonatoren

Ein Laser besteht in den meisten Fällen aus einem aktiven Medium, zwei Spiegeln, die den sogenannten Resonator bilden, und einer Energiequelle, mit der das aktive Medium angeregt wird. Durch den Resonator wird elektromagnetische Strahlung in einer oder in wenigen Moden konzentriert. Unter gewissen Umständen kann die Strahlungsdichte darin so groß werden, daß die induzierte Emission die spontane Emission überwiegt und damit die Laserbedingung erfüllt ist [16]. Eine der wichtigsten Eigenschaften des Lasers ist dessen transversale Feldverteilung, denn diese bestimmt die Divergenz des Laserbündels und damit auch dessen Fokussierbarkeit. Die Form der Feldverteilung wird durch die Spiegelform und den Spiegelabstand festgelegt. Laserresonatoren können generell in die Gruppe der stabilen und instabilen Resonatoren unterteilt werden. Wie in Abbildung 2.4 angedeutet ist, besteht der wesentliche Unterschied zwischen stabilen und instabilen Resonatoren darin, daß im stabilen Fall die hin- und rücklaufenden Felder identisch sind und im instabilen Fall nicht. Allgemein nennt man einen Resonator der Länge L mit sphärischen Spiegeln der Krümmungsradien ζ_o und ζ_b (geometrisch)

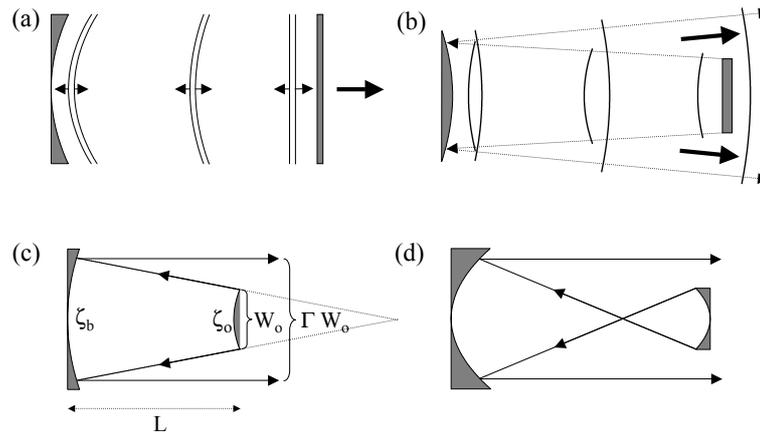


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines stabilen Resonators (a), eines instabilen Resonators allgemeiner Geometrie (b) und konfokaler instabiler Resonatoren ohne (c) und mit internem Fokus (d) (L ...Resonatorlänge, W_o ...Durchmesser des Auskoppelspiegels, ζ_o/b ...Krümmungsradien, Γ ...Vergrößerung).

stabil, wenn die Bedingung

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{\zeta_o}\right) \left(1 - \frac{L}{\zeta_b}\right) \leq 1 \quad (2.36)$$

erfüllt ist, sonst (geometrisch) instabil [17]. Instabile Resonatoren zeichnen sich dadurch aus, daß man Kugelwellen finden kann, deren Krümmungsradius sich nach einem Umlauf reproduziert. Ist der Auskoppelspiegel durch eine Blende mit Durchmesser W_o begrenzt (siehe Abbildung 2.4c), und ist der auf dem Auskoppelspiegel startende Strahldurchmesser gleich W_o , so reproduzieren sich die Krümmungsradien, es vergrößert sich jedoch auch der Strahlquerschnitt pro Umlauf um den Faktor Γ auf ΓW_o . Die Vergrößerung Γ ist abhängig von ζ_o , ζ_b und L . Alle instabilen Resonatoren mit gleicher Vergrößerung Γ und gleichem Durchmesser des Auskoppelspiegels besitzen die gleiche Strahlqualität, aber unterschiedliche Divergenzwinkel der austretenden Strahlen. Eine sehr wichtige Rolle spielt der sogenannte „konfokale“ Resonator (siehe Abbildung 2.4c,d), denn dieser besitzt einen Divergenzwinkel von Null, und das kollimierte, ausgekoppelte Bündel kann dadurch besonders einfach fokussiert werden. Um eine Intensitätsüberhöhung und damit Materialzerstörungen im Resonator zu vermeiden, werden meist instabile Resonatoren ohne internen Fokus verwendet (siehe Abbildung 2.4c). Diese ermöglichen eine relativ kurze Resonatorlänge und eine effektive Ausnutzung des gepumpten aktiven Mediums, da die Grundmode in diesem Fall den gesamten Querschnitt des Resonators füllt.

2.2.1 Resonatoren als Eigenwertproblem

In Resonatoren der in Abbildung 2.5 gezeigten Form lassen sich die Moden und ihre Beugungsverluste wegen $L, W \gg \lambda$ in sehr guter Näherung mit Feldern der Form $U(\vec{r}) = |U(\vec{r})| \exp[j\varphi(\vec{r})]$ im Rahmen der skalaren Beugungstheorie beschreiben [2].

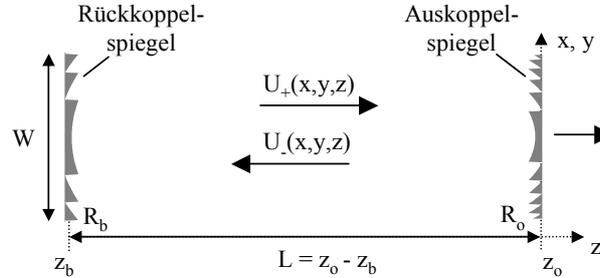


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Resonators konventioneller Geometrie.

Der Umlauf des Feldes $U(x, y, z)$ im Resonator kann durch

$$\tilde{U}(x, y, z) = \bar{Z} U(x, y, z) \quad (2.37)$$

beschrieben werden, wobei $U(x, y, z)$ das Startfeld und $\tilde{U}(x, y, z)$ das Feld nach einem Resonatorumlauf ist. Der Umlaufoperator \bar{Z} faßt die optische Wirkung eines Resonatorumlaufs (z.B. Freiraumausbreitung, Aperturen, Linsen und diffraktive Elemente) zusammen und ist abhängig vom Startpunkt und von der Umlaufrichtung [18]. Das Feld $U(x, y, z)$ wird genau dann zur Mode des Resonators, wenn es sich nach einem Resonatorumlauf bis auf einen konstanten Faktor reproduziert. Es muß gelten

$$\tilde{U}(x, y, z) = \tilde{\gamma} U(x, y, z) , \quad (2.38)$$

wobei $\tilde{\gamma} = \gamma \exp(j\Phi)$ den im allgemeinen komplexwertigen Eigenwert bezeichnet. Da $\tilde{\gamma}$ für die Erfüllung der Modenbedingung reell sein muß, d.h. $\tilde{\gamma} = \gamma$, muß die Mode zusätzlich die Phasenbedingung

$$\Phi = \Phi_q = 2\pi q = 4\pi L / \lambda_q \quad (2.39)$$

erfüllen, und damit sind nur Moden der Wellenlängen λ_q im Resonator der Länge L erlaubt. Der Parameter $q = 0, 1, 2, \dots$ ist die longitudinale Modenzahl. In der vorliegenden Arbeit gilt das Interesse einzig den Eigenschaften der transversalen Moden des Resonators, die Erfüllung der longitudinalen Modenbedingung wird vorausgesetzt. Aus den Gleichungen (2.37) und (2.38) folgt die Eigenwertgleichung des Resonators

$$\gamma_i U_i(x, y, z) = \bar{Z} U_i(x, y, z) , \quad (2.40)$$

die im allgemeinen mehrere Lösungen besitzt. Die Eigenfunktionen U_i mit dem zugehörigen Eigenwert γ_i werden auch als Eigenmoden bzw. Moden des Resonators bezeichnet. Der Wert $|\gamma_i|^2$ entspricht dem Energieanteil der i ten Mode, der nach einem Resonatorumlauf noch in der Mode vorhanden ist. Der Energie-Umlaufverlust der Mode ergibt sich danach zu

$$V_i = 1 - |\gamma_i|^2, \quad (2.41)$$

wobei $i = 0, 1, 2, \dots$ und die Mode mit dem niedrigsten Umlaufverlust den kleinsten Index $i = 0$ erhält und Grundmode genannt wird. Die Differenz der Umlaufverluste der zweiten Mode und der Grundmode

$$\mathcal{D} = V_1 - V_0 \quad (2.42)$$

wird im Rahmen dieser Arbeit als Modendiskriminierung bezeichnet. Damit die Mode der Ordnung i im Resonator anschwingen kann, muß die Bedingung

$$\tilde{G}_i = \exp(2\tilde{g}_i l) = (\mathcal{R}_o \mathcal{R}_b |\gamma_i|^2)^{-1} \quad (2.43)$$

erfüllt sein, wobei \tilde{G}_i der Verstärkungsfaktor der betrachteten Mode ist, \tilde{g}_i der Verstärkungskoeffizient, l die Länge des aktiven Mediums und $\mathcal{R}_{o,b}$ die Spiegelreflektivitäten². Der Verstärkungskoeffizient \tilde{g}_i hängt von der Pumpleistung und der Intensität I ab und ist gegeben durch

$$\tilde{g}_i = \frac{g_i(\vec{r})}{1 + I(\vec{r})/I_S}, \quad (2.44)$$

wobei I_S die Sättigungsintensität des aktiven Mediums ist³. Unter der Bedingung $I \ll I_S$ geht daraus der Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient der i ten Mode g_i hervor. Die Stationaritätsbedingung in (2.43) wird im Laser gerade durch die Sättigung der Verstärkung in (2.44) erreicht. Der modale (Kleinsignal-) Verstärkungsfaktor ist gegeben durch

$$G_i = \exp(2g_i l). \quad (2.45)$$

Die Sättigung der Verstärkung führt dazu, daß geringe Intensitäten eine höhere Verstärkung erfahren als hohe Intensitäten und dadurch die transversale Modenstruktur des passiven Resonators verändert wird [19]. So zeigten Fox und Li für den Fall stabiler sphärischer Resonatoren und Verstärkungsfaktoren $G < 2$ mittels numerischer Berechnungen, daß sich in der Regel die Flanken der gaußförmigen Grundmode erhöhen, die

²Verluste durch einen endlichen Modenüberlapp mit dem Pumpbereich sollen hier vernachlässigt werden.

³Diese Gleichung gilt für ein homogen verbreitertes Vier-Niveau-System.

Form der Grundmode aber erhalten bleibt [20]. Im Spezialfall des konfokalen Resonators ergab sich jedoch bei identischer Resonatorgeometrie eine starke Abhängigkeit der Form der Grundmode vom Durchmesser der Spiegelaperturen.

Die Berechnung der Eigenwertgleichung dient der Analyse des Modenverhaltens des Resonators und ist bis auf einige Spezialfälle, wie z.B. im Falle von stabilen, transversal unbegrenzten Resonatoren mit sphärischen und ebenen Spiegeln [17], nicht analytisch lösbar. Von Fox und Li wurde deshalb in [21] ein Algorithmus vorgestellt, um die Feldverteilung der Moden und deren Umlaufverluste in begrenzten Fabry-Pérot-Resonatoren mit ebenen und gekrümmten Spiegeln numerisch berechnen zu können. Das Prinzip beruht darauf, den Einschwingvorgang der Moden im Resonator zu simulieren, und kann nahezu auf beliebige Resonatorgeometrien und Spiegeloberflächen angewendet werden, für die der Umlaufoperator \bar{Z} existiert. Der Algorithmus wird mit einer zufälligen komplexen Feldverteilung $U^{(a=0)}(x, y, \tilde{z})$ in einer Ebene $z = \tilde{z}$ gestartet und die Feldverteilung unter Verwendung des zugehörigen Umlaufoperators \bar{Z} durch den Resonator propagiert. Nach jedem Umlauf wird der Eigenwert

$$\gamma^{(a)} = \left(\frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |U^{(a+1)}(x, y, \tilde{z})|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |U^{(a)}(x, y, \tilde{z})|^2 dx dy} \right)^{1/2} \quad (2.46)$$

bestimmt und der Energie-Umlaufverlust V_a des Feldes ausgeglichen. Der Einschwingvorgang gilt als abgeschlossen und der stationäre Zustand als erreicht, wenn sich $\gamma^{(a)}$ innerhalb q aufeinanderfolgender Umläufe nicht mehr signifikant ändert, d.h. die Bedingung $\gamma^{(a+q)} - \gamma^{(a)} \leq \Delta\gamma$ erfüllt ist⁴. Dann entspricht $U_{i=0}(x, y, z) = U^{(a)}(x, y, z)$ einer Eigenmode des Resonators und $\gamma_0 = \gamma^{(a)}$ deren Eigenwert. Aus physikalischer Sicht sind im zufälligen Startfeld alle möglichen Eigenmoden des Resonators enthalten. Nach jedem Durchgang wird allerdings nur gerade der Energieverlust der Grundmode $U_0(x, y, z)$, d.h. der Mode mit dem niedrigsten Umlaufverlust, vollständig kompensiert; alle anderen Moden erfahren höhere Umlaufverluste und verlieren mit jedem Umlauf Energie, bis schließlich nur noch die Grundmode übrigbleibt. Auf diese Weise kann deshalb nur die Grundmode berechnet werden. Um höhere Moden zu bestimmen, müssen die Anteile der niedrigeren Moden mit kleineren Umlaufverlusten bei jedem Resonatorumlauf vom gesamten umlaufenden Feld separiert werden, so daß dann die zu berechnende Mode $U_{i+1}(\vec{r})$ den größten Eigenwert γ_{i+1} besitzt. Diese Separation

⁴Im Rahmen dieser Arbeit wurde z.B. $q = 9$ und $\Delta\gamma = 10^{-9}$ verwendet.

geschieht nach der Vorschrift

$$\tilde{U}^{(a+1)}(\vec{r}) = U^{(a+1)}(\vec{r}) - \sum_{b=0}^i U_{(b,+)}(\vec{r}) \frac{\langle U^{(a+1)}(\vec{r}) | U_{(b,-)}(\vec{r}) \rangle}{\langle U_{(b,+)}(\vec{r}) | U_{(b,-)}(\vec{r}) \rangle}, \quad (2.47)$$

wobei $U_{(b,+)}$ die in „+z“-Richtung und $U_{(b,-)}$ die in „-z“-Richtung umlaufende Mode der Ordnung b bezeichnet [18]. Diese Gleichung ist iterativ zu verstehen, d.h. im nächsten, $(a+2)$ ten Schritt folgt mit

$$U^{(a+2)}(\vec{r}) = \bar{Z} \tilde{U}^{(a+1)}(\vec{r}) \quad (2.48)$$

die erneute Anwendung des Umlaufoperators. Die eckigen Klammern in (2.47) bedeuten das Skalarprodukt

$$\langle U_p(x, y, z) | U_q(x, y, z) \rangle = \iint_{-\infty}^{\infty} U_p(x, y, z) U_q(x, y, z) dx dy. \quad (2.49)$$

Es ist zu beachten, daß im allgemeinen, verlustbehafteten Fall die Moden eines Resonators eine Biorthogonalitätsrelation der Form

$$\iint U_{(p,+)}(x, y, z) U_{(q,-)}(x, y, z) dx dy = 0, \text{ falls } p \neq q \quad (2.50)$$

erfüllen müssen, und nicht die bekannte Orthogonalitätsrelation

$$\iint U_{(p)}(x, y, z) U_{(q)}^*(x, y, z) dx dy = 0, \text{ falls } p \neq q. \quad (2.51)$$

Dies ist auf die fehlende Hermitizität des Umlaufoperators \bar{Z} im Falle von Umlaufverlusten zurückzuführen [2, 4].

Ein wichtiges Kriterium zur Charakterisierung einer berechneten Mode ist deren Strahlqualität. Als Maß für die Strahlqualität wird der Strahlausbreitungsparameter bzw. die Beugungsmaßzahl

$$M^2 = \pi w_0^2 \theta / \lambda \quad (2.52)$$

verwendet und nach [22] berechnet⁵. Hierbei ist θ der Fernfeld-Divergenzwinkel der betrachteten Verteilung. Die Beugungsmaßzahl erlaubt einen quantitativen Vergleich der Ausbreitungseigenschaften einer beliebigen Intensitätsverteilung mit der einer gaußförmigen Intensitätsverteilung eines äquivalenten Strahlradius w_0 . Die gaußförmige Verteilung besitzt die kleinste Beugungsmaßzahl $M^2 = 1,0$. Je kleiner die Beugungsmaßzahl einer Verteilung, desto besser kann sie fokussiert und desto höhere Intensitäten

⁵Der Ausdruck „ M^2 “ ist als ein Symbol aufzufassen.

können erreicht werden. Eine hohe Strahlqualität ist z.B. für eine effiziente Faserein-
kopplung beim Pumpen von Faserlasern unerlässlich. Eine sehr gute Übersicht über
weitere Methoden, die Strahlqualität zu beurteilen, wird in [23] gegeben.

Die Moden stabiler sphärischer Resonatoren entsprechen in guter Näherung den be-
kannten Gauß-Hermiteischen (im Falle einer Rechtecksymmetrie) oder Gauß-Laguerre
TEM-Moden (im Falle einer Kreissymmetrie) [17]. Eine Auswahl der niedrigsten TEM-
Moden ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Um den Grundmoden-Betrieb des Lasers zu

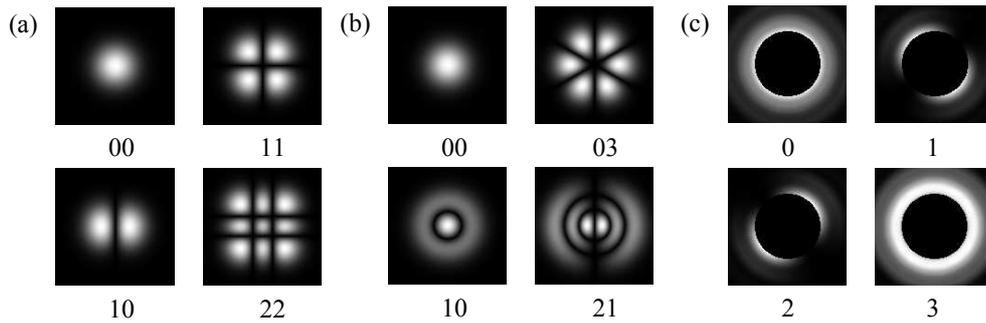


Abbildung 2.6: Berechnete Intensitätsverteilungen ausgewählter Moden. (a) Gauß-Hermiteische Moden TEM_{mn} , (b) Gauß-Laguerre Moden TEM_{pl} stabiler sphärischer Resonatoren bzw. (c) die niedrigsten Moden eines konfokalen instabilen Resonators der Vergrößerung $\Gamma = 1, 125$.

erreichen, muß in der Regel eine Blende vor den Resonatorspiegel plaziert werden [19].
Damit die Strahlqualität der gaußförmigen Grundmode nicht verschlechtert wird, darf
der Durchmesser aber nur so klein gewählt werden, daß der Umlaufverlust der Grund-
mode möglichst gering bleibt. Da sich die Strahlradien der höheren Moden jedoch
kaum von dem der Grundmode unterscheiden, erfahren auch die höheren Moden nur
geringe Umlaufverluste, und der Resonator schwingt schon etwas über der Schwellen-
verstärkung G_0 multimodig an. Die Ausgangsleistung ist abhängig vom Umlaufverlust
der Mode, den Spiegelreflektivitäten und der Verstärkung und kann im stabilen Reso-
nator über eine geeignete Wahl der Reflektivität des Auskoppelspiegels \mathcal{R}_o maximiert
werden [2].

Im Gegensatz zum stabilen Fall läßt sich das prinzipielle Modenverhalten sphäri-
scher instabiler Resonatoren in guter Näherung mittels strahlenoptischer Überlegungen
vorhersagen. Der Umlaufverlust der Grundmode ergibt sich danach zu

$$V_0 = (1 - 1/\Gamma^2) \quad (2.53)$$

und ist nur von der Vergrößerung Γ abhängig. Diese ist z.B. für den konfokalen Fall
durch $\Gamma = -\zeta_b/\zeta_o$ gegeben. Der Umlaufverlust der Grundmode ist also nur abhängig
vom Verhältnis der Krümmungsradien der Spiegel. Das Verhältnis der Energie-Eigen-
werte der Grundmode und der zweiten Mode als Maß für die Unterdrückung höherer

Moden entspricht in guter Näherung

$$\tilde{\mathcal{D}} = \frac{1 - V_0}{1 - V_1} = \frac{|\gamma_0|^2}{|\gamma_1|^2} = \Gamma^2 . \quad (2.54)$$

Dies bedeutet, daß eine starke Unterdrückung höherer Moden $\tilde{\mathcal{D}}$ mit einer hohen Vergrößerung und einem hohen Umlaufverlust der Grundmode verbunden ist. Das Prinzip ist demnach nur auf aktive Medien hoher Verstärkung anwendbar [24]. Wegen auftretender Beugungseffekte an der Kante der kreisförmigen Apertur (siehe Abbildung 2.6c) ist die Strahlqualität des ausgekoppelten Strahls relativ schlecht ($M^2 \gg 1$), und das Fernfeld zeigt neben dem Hauptmaximum ausgeprägte Nebenmaxima. Die Beugungseffekte an der Spiegelapertur können reduziert werden, wenn Auskoppelspiegel mit zum Rand hin kontinuierlich abnehmender Reflektivität verwendet werden [2]. Die Form der Grundmode innerhalb solcher Resonatoren ist in guter Näherung gaußförmig, die ausgekoppelte Feldverteilung zeigt allerdings in der Regel eine von der Gaußverteilung abweichende Form. Die Strahlqualität verbessert sich mit zunehmender Vergrößerung, und das Konzept ist demnach nur für aktive Medien hoher Verstärkung geeignet [25]. Beim instabilen Resonator steht der Umlaufverlust V_0 vollständig für die resonator-externe Anwendung bereit. Ein instabiler Resonator mit dem Energie-Eigenwert $|\gamma_0|^2$ besitzt den gleichen Auskoppelgrad Ω wie ein stabiler Resonator mit der Spiegelreflektivität des Auskoppelspiegels $\mathcal{R}_o = \Omega = |\gamma_0|^2$.

Aus diesen Gründen sind die optischen Eigenschaften sowohl stabiler als auch instabiler sphärischer Resonatoren für viele Anwendungen nicht optimal geeignet. Durch den Übergang zu beliebigen, asphärischen Spiegeloberflächen und die Verwendung zusätzlicher resonatorinterner Strahlformungselemente ergeben sich zusätzliche Freiheitsgrade, um die Eigenschaften von Resonatoren für spezielle Aufgaben zu optimieren. In den folgenden Abschnitten werden zwei Verfahren vorgestellt, die unter anderem das Design stabiler und instabiler Resonatoren hoher Strahlqualität und hoher Modendiskriminierung ermöglichen.

2.2.2 Design stabiler Resonatoren

Das vorgestellte Konzept erlaubt das Design von stabilen Resonatoren mit einer vorgegebenen komplexen Feldverteilung als Grundmode und wurde erstmals von Bélanger und Paré verwendet, um einen stabilen Resonator mit einer supergaußförmigen Grundmode zu erzeugen [3] (siehe auch Abschnitt 3.3). Diese besitzt gegenüber einer gaußförmigen Grundmode die Vorteile eines größeren Modenvolumens, einer höheren Modendiskriminierung und erlaubt eine homogenere Ausleuchtung des aktiven Mediums. Für

die Erzeugung einer solchen Verteilung muß zumindest ein Resonatorendspiegel eine asphärische Oberfläche besitzen. Zur Berechnung der Spiegelform wird die im allgemeinen komplexe Amplitudenverteilung $U_0(x, y, z)$ der gewünschten Grundmode in einer beliebigen Ebene z vorgegeben (siehe Abbildung 2.5). Damit sich diese Feldverteilung nach einem Resonatorumlauf reproduziert, muß für das in „+z“-Richtung laufende Feld $U_{(0;+)}(x, y, z)$ und das in „-z“-Richtung laufende Feld $U_{(0;-)}(x, y, z)$ die Bedingung

$$U_{(0;+)}(x, y, z) = U_{(0;-)}^*(x, y, z) \quad (2.55)$$

in jeder Ebene innerhalb des Resonators erfüllt sein [4]. Dafür dürfen die Felder beim Resonatorumlauf keinerlei Verluste erfahren, wie z.B. in Wellenleiterresonatoren mit perfekt leitenden Seitenwänden oder bei viel größeren Spiegeldurchmessern im Vergleich zum Durchmesser der Grundmode. Am Rückkoppelspiegel wird das einfallende Feld $U_{(0;-)}(x, y, z_b)$ zum reflektierten Feld

$$U_{(0;+)}(x, y, z_b) = R_b(x, y, z_b)U_{(0;-)}(x, y, z_b) . \quad (2.56)$$

Damit die durch Gleichung (2.55) vorgegebene Phasenkonjugationsbedingung erfüllt ist, folgt daraus für die Reflexionsfunktion des Rückkoppelspiegels

$$R_b(x, y, z_b) = \frac{U_{(0;+)}(x, y, z_b)}{U_{(0;-)}^*(x, y, z_b)} \quad (2.57)$$

und in analoger Weise für die Reflexionsfunktion des Auskoppelspiegels

$$R_o(x, y, z_o) = \frac{U_{(0;-)}(x, y, z_o)}{U_{(0;+)}^*(x, y, z_o)} . \quad (2.58)$$

Da die Amplituden im Nenner und Zähler jeweils übereinstimmen, verändern die Reflexionsfunktionen im stabilen Resonator nur die Phase der Felder; die Spiegel sind demnach reine Phasenelemente. Die Berechnung der Felder in den Spiegelebenen ausgehend von der Ebene des Startfeldes folgt unter Berücksichtigung aller optischen Elemente im Resonator mittels der in den Abschnitten 2.1.1 und 2.1.2 eingeführten Methoden.

Es existieren weitere Möglichkeiten, den Eigenraum stabiler Resonatoren durch die Verwendung allgemeiner Spiegelprofile zu verändern. So wurden z.B. auch generische Algorithmen zur Optimierung von Resonatoreigenschaften durch die Variation der Spiegelprofile angewendet [26].

Darüber hinaus sind neben der Verwendung allgemeiner Spiegelprofile weitere Konzepte bekannt, die transversale Modenstruktur im Resonator zu beeinflussen [18]. Nach [4] ist jedoch das von Bélanger und Paré entwickelte Konzept das einzige, das zu einem verlustlosen Umlauf der gewünschten Grundmode führt und eine derartige Allgemeingültigkeit besitzt.

2.2.3 Design instabiler Resonatoren

Wie bereits erwähnt, besitzen instabile gegenüber stabilen Resonatoren einige Vorteile. Bei sphärischen instabilen Resonatoren ist jedoch die hohe Modendiskriminierung an einen hohen Umlaufverlust der Grundmode gekoppelt und demnach aktiven Medien mit hoher Verstärkung vorbehalten. Ein weiterer Nachteil ist die schlechte Strahlqualität der ausgekoppelten Feldverteilung. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Algorithmus können durch die Verwendung von Spiegeln mit beliebigen asphärischen Oberflächen instabile Resonatoren mit

- ausgekoppelten Feldverteilungen hoher Strahlqualität,
- frei wählbarem Auskoppelgrad Ω und
- hoher Modendiskriminierung

berechnet werden. Damit wird eine Erweiterung des Anwendungsgebietes instabiler Resonatoren auf aktive Medien geringer Verstärkung möglich. Der Algorithmus wurde von Zeitner et al. in [4] vorgeschlagen. In dieser Arbeit soll der Algorithmus für die Realisierung eines instabilen Resonators mit gaußförmiger Verteilung des ausgekoppelten Feldes verwendet werden. Wie beim Design stabiler Resonatoren besteht auch beim Design instabiler Resonatoren das Ziel darin, bei einer vorgegebenen Feldverteilung die Reflexionsfunktionen $R_{o,b}(x, y, z_{o,b})$ des Auskoppel- und Rückkoppelspiegels zu bestimmen. Im Gegensatz zum stabilen Fall können jedoch die Reflexionsfunktionen nicht nach den Gleichungen (2.57) und (2.58) exakt bestimmt werden, denn im instabilen Resonator ist die Bedingung (2.55) nicht erfüllt. Die Phasen der Moden werden nicht an den Spiegeln konjugiert, und die hin- und rücklaufenden Felder unterscheiden sich. Es können jedoch Näherungslösungen für die Reflexionsfunktionen iterativ bestimmt werden. Das Ziel besteht darin, bei bekannten Intensitätsverteilungen in zwei über eine lineare Transformation⁶ verknüpften Ebenen und bei Phasenfreiheit in einer Ebene die Phasenverteilung in der anderen Ebene zu ermitteln. Der dafür verwendete Gerchberg-Saxton-Algorithmus (GSA) [27] wurde auf dem Gebiet der diffraktiven Optik vor allem zur Lösung resonatorexterner Strahlformungsprobleme verwendet [28]. In einer eigenen Arbeit wurde der GSA erstmalig zur Ermittlung der mittleren Linsenfehler und Aberrationen aus dem Fernfeld von Mikrolinsenarrays benutzt [29]. In instabilen Resonatoren mit variierendem Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels fand der GSA zunächst Anwendung, um ein resonatorinternes Phasenelement zu berechnen, das

⁶Z.B. Fourier-Transformation, Fresnel-Transformation, Spektrum ebener Wellen.

eine gute Strahlqualität instabiler Resonatoren mit geringer Vergrößerung Γ und die Erweiterung instabiler Resonatoren auf aktive Medien geringer Verstärkung ermöglicht [25]. Mit dem gleichen Ziel wurde die Verwendung von Phasenelementen im sphärischen instabilen Resonator in [30] vorgeschlagen. Mittels eines binären, radialsymmetrischen Phasenelementes im Zentrum des Rückkoppelspiegels konnte erreicht werden, die Umlaufverluste der Grundmode bei gleicher Diskriminierung deutlich zu erniedrigen. Eine ausführliche Beschreibung des Algorithmus zum Design instabiler Resonatoren erfolgt im Anhang A.

Kapitel 3

Festkörperresonatoren mit resonatorinterner Strahlformung

3.1 Experimentelle Grundlagen

Der verwendete experimentelle Aufbau zur Demonstration der diffraktiven Resonator-konzepte ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Wesentlicher Bestandteil ist ein zylinderförmiger, mit Neodymium-Ionen dotierter Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG)-Kristall mit einer Länge $l = 5 \text{ mm}$ und einem Durchmesser von $\phi_K = 5 \text{ mm}$. Der Kristall wird über eine Endfläche mit einem fasergekoppelten Breitstreifendiodenlaserbarren im kontinuierlichen Betrieb gepumpt (Emissionswellenlänge 810 nm , maximale Ausgangsleistung an der Faser 19 W). Die im Kristall entstehende Wärme wird über einen den Kristall umgebenden, wassergekühlten Kupferblock abgeführt. Für die Anregung wird die Faseraustrittsfläche mit einer asphärischen Linse durch den Umlenkspiegel hindurch in den Kristall abgebildet. Die dem Kristall zugewandte Fläche des Umlenkspiegels ist mit einer hochreflektierenden Beschichtung für die Emissionswellenlänge des Nd:YAG-Lasers von 1064 nm versehen, die rückseitige Fläche mit einer Anti-Reflexionsbeschichtung für die Anregungswellenlänge 810 nm .

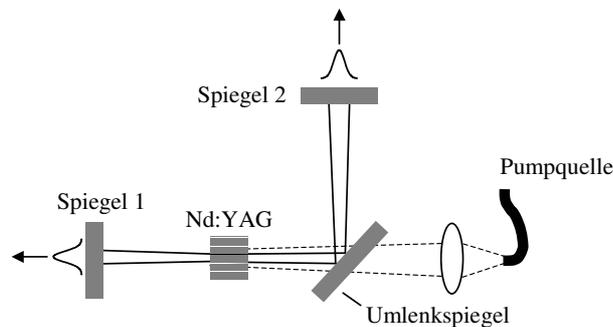


Abbildung 3.1: Aufbau zur experimentellen Realisierung diffraktiver Resonatoren in Fabry-Pérot-Geometrie.

3.1.1 Charakterisierung des Kristalls

Thermische Linsenwirkung

Die optischen Eigenschaften des Kristalls können sich während des kontinuierlichen Laserbetriebes ändern und sich damit auf den Eigenraum des Resonators auswirken.

Die Gründe und die Stärke der Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften des Kristalls sollen in diesem Abschnitt diskutiert werden.

Beim optischen Pumpen des Kristalls wird ein Teil der Pumpenergie an das Kristallgitter in Form von Gitterschwingungen abgegeben. Der Kristall wird am Stabmantel gekühlt, um eine zu starke Aufheizung zu verhindern. Dadurch entsteht im Kristall ein Temperaturgradient von der Stabmitte zum Rand und wegen der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex eine lokale Brechzahlabhängigkeit. In einem zylinderförmigen Kristall, der homogen gepumpt wird, ändert sich die Brechzahl des Kristalls im kontinuierlichen Laserbetrieb radial, und die entstehende thermische Linsenwirkung entspricht in guter Näherung der einer positiven, parabolischen Gradientenindexlinse [19]. Durch die inhomogene Temperaturverteilung bauen sich mechanische Spannungen auf, welche im eigentlich kubischen und damit optisch isotropen Kristall über den photoelastischen Effekt eine polarisationsabhängige radiale Brechzahlvariation bewirken. Die thermische Linse wird aufgrund der Spannungen zirkular doppelbrechend. Zum einen führt dies zu einer Depolarisation linear polarisierter Strahlung, zum anderen zu einer Bifokussierung linear oder unpolarisierter Strahlung. Die Abhängigkeit der Brechzahl von der Temperatur und von mechanischen Spannungen wird ausführlich in [31, 32] diskutiert. Weil diese thermische Linse je nach Brechkraft den Eigenraum des Resonators stark verändern kann, wurde die Stärke der Brechkraft bzw. der Brennweite experimentell ermittelt. Der Meßaufbau ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Für die Bestimmung der Brennweite kam ein Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor *SHSLab* (*Lehrstuhl für Optik, Universität Erlangen-Nürnberg*) zum Einsatz [33]. Zur Beleuchtung des Kristalls wurde ein Helium-Neon (HeNe)-Laser mit einer Wellenlänge von 633 nm verwendet. Die Aufweitung des HeNe-Laserstrahl erfolgte mit einem Teleskop. Dadurch kann die gesamte Kristallfläche kollimiert und homogen beleuchtet werden. Um die Wellenfront auf der dem Resonatorspiegel 1 zugewandten Stirnfläche messen zu können, wurde diese Stirnfläche mit einem „4f“-Aufbau bestehend aus zwei achromatischen Linsen der Brennweite 120 mm, in die Linsenarray-Ebene des Wellenfrontsensors abgebildet. Für die Wellenfrontmessungen wurde ein ebener Fabry-Pérot-Resonator aufgebaut. Als Spiegel 1 kam ein hochreflektierender Spiegel zur Anwendung, als Auskoppelspiegel (Spiegel 2) ein Spiegel mit einer Reflektivität von 90%. Zunächst erfolgte die Messung der Wellenfront im ungepumpten Zustand. Anschließend wurden die Wellenfronten während des Laserbetriebs in Abhängigkeit von der Pumpleistung ermittelt und jeweils von der Referenzwellenfront subtrahiert. Die Wellenfrontdifferenzen wurden dann jeweils einer Zernike-Entwicklung unterzogen [34]. Als Beispiel ist die Entwicklung der Wellenfrontdifferenz für die auf der Stirnfläche auftreffende Pumpleistung von

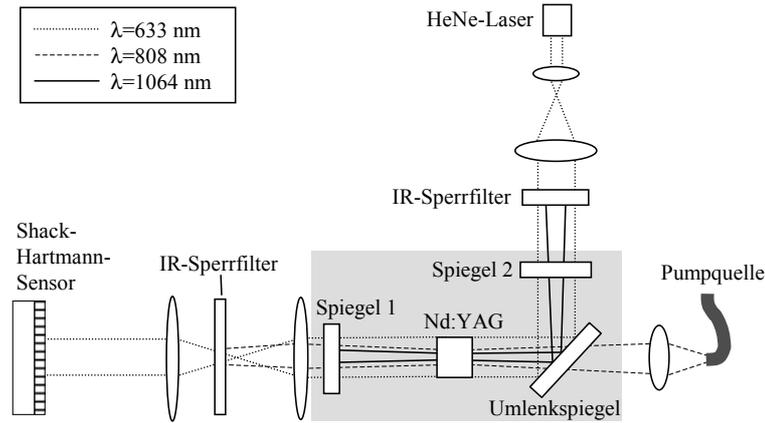


Abbildung 3.2: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der thermischen Linse im Nd:YAG-Stab während des kontinuierlichen Laserbetriebs. Der Nd:YAG-Resonator befindet sich im grau unterlegten Bereich und besteht aus dem Rückkoppelspiegel (Spiegel 1), einem Umlenkspiegel und dem Auskoppelspiegel (Spiegel 2).

10 W in Abbildung 3.3a dargestellt. Aus dem Koeffizienten \mathcal{Z}_3 , der dem parabolischen Anteil der Wellenfrontdifferenz entspricht, folgt die Brechkraft der thermischen Linse zu

$$F_{th} = \frac{-8\lambda\mathcal{Z}_3}{\phi^2}, \quad (3.1)$$

wobei $\phi = 4$ mm der Durchmesser des kreisförmigen Meßbereichs und $\lambda = 633$ nm die Wellenlänge der Messung ist. Die experimentell ermittelte thermische Linsenbrechkraft ist in Abbildung 3.3b über der Pumpleistung aufgetragen. Nach [31] gilt für die Brechkraft der thermischen Linse der Zusammenhang

$$F_{th} = \frac{1}{f_{th}} \propto \mathcal{P}, \quad (3.2)$$

wobei \mathcal{P} die in den Laserkristall eingebrachte Pumpleistung darstellt und f_{th} die Brennweite der thermischen Linse ist. Diese direkte Proportionalität wurde durch die Regressionskurve in Abbildung 3.3b für einen großen Meßbereich im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt. Bei dieser Resonatorconfiguration schwingt der Laser bei einer Pumpleistung von $\mathcal{P} = 6,8$ W (Punkt 1 in Abbildung 3.3b) an. Die Linsenbrennweite beträgt an dieser Schwelle $f_{th} = 6$ m und nimmt kontinuierlich ab, bis schließlich ein Wert von $f_{th} = 2,8$ m bei der maximalen Pumpleistung von $\mathcal{P} = 14,4$ W erreicht wird. Im Vergleich zu Hochleistungslasern, in denen Brennweiten $f_{th} < 0,5$ m entstehen, ist die thermische Linsenwirkung im verwendeten Kristall relativ gering. Der Einfluß der Doppelbrechung wurde nicht experimentell untersucht, denn der Hauptbeitrag zur thermischen Linsenbrennweite rührt von der temperaturabhängigen Brechzahländerung her, während Effekte der Spannungsdoppelbrechung nur einen Anteil von etwa 20% an der Linsenbrennweite besitzen. Wird der Kristall inhomogen gepumpt, können

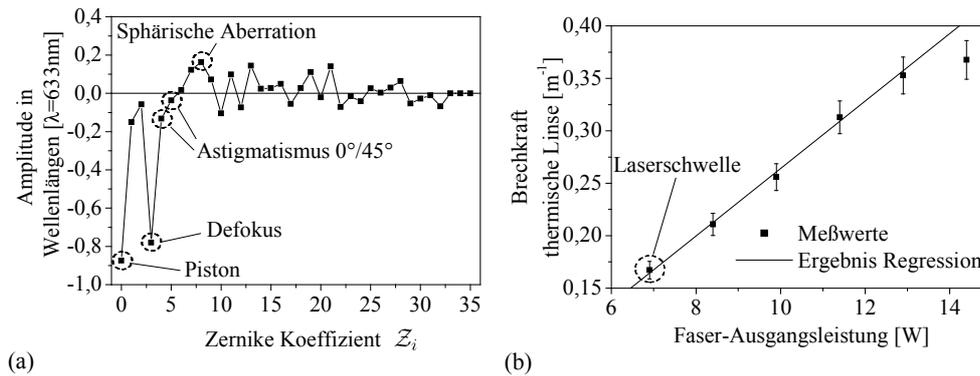


Abbildung 3.3: (a) Zernike-Entwicklung der Wellenfrontabweichung gemessen bei einer Pumpleistung von 10 W im Laserbetrieb. Der Defokus-Term Z_3 wird zur Berechnung der Brechkraft der thermischen Linse benötigt. (b) Brechkraft der thermischen Linse als Funktion der Pumpleistung, gemessen am Faserausgang. 90% der Pumpleistung erreichen die Stirnfläche.

Aberrationen der thermischen Linse, d.h. Abweichungen vom parabolischen Linsenprofil, entstehen. Der Einfluß von Aberrationen auf die Resonatoreigenschaften und die Strahlqualität wurde von Martinez untersucht [35]. Er folgerte, daß der Einfluß der thermischen Linsenwirkung und der induzierten Doppelbrechung auf die Strahlqualität wesentlich stärker ist als der Einfluß thermisch induzierter Aberrationen. Wie in Abbildung 3.3a zu erkennen ist, ergeben die Messungen im vorliegenden Fall bei einer mittleren Pumpleistung relativ schwache Wellenfrontaberrationen.

Verteilung der Pumpleistung

Die vorhandene Pumpleistung reicht nicht aus, das gesamte Volumen bzw. den gesamten Querschnitt des Kristalls anzuregen. Weil ein geringer Überlapp der Resonatormode mit dem gepumpten Bereich die Schwellenverstärkung erhöht, muß dieser Umstand im Resonatordesign berücksichtigt werden. Um eine Aussage über die Verteilung des Pumplichts im Kristall zu erhalten, wurde der Nd:YAG-Stab gepumpt und die Fluoreszenzverteilung der dem Faserende zugewandten Stirnfläche auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die Verteilung ist in Abbildung 3.4a dargestellt. Der gepumpte Bereich liegt im Zentrum, zeigt eine gute Homogenität und besitzt einen kreisförmigen Querschnitt mit dem Durchmesser $\phi \approx 1,2\text{ mm}$. Wegen der geringen Kristalllänge $l = 5\text{ mm}$ wird der Durchmesser als konstant angenommen und die Intensitätsverteilung der Grundmode sollte über die gesamte Kristalllänge den Durchmesser $\phi \approx 1,2\text{ mm}$ nicht überschreiten.

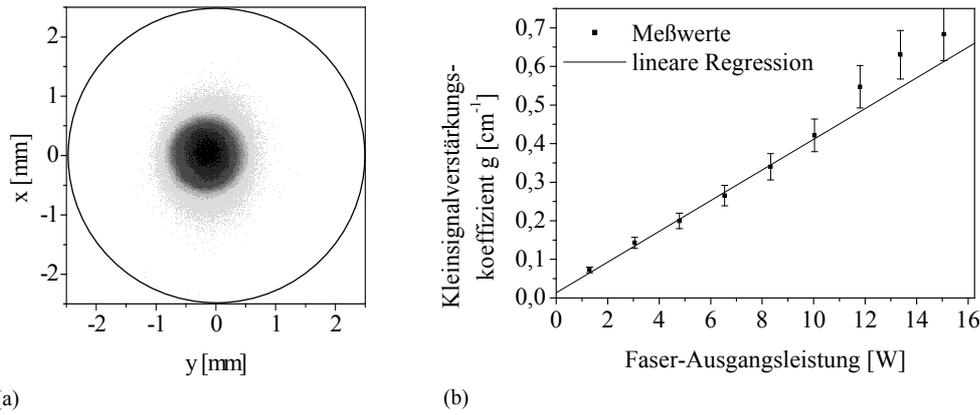


Abbildung 3.4: (a) Fluoreszenzaufnahme der Intensitätsverteilung des Pumpspots auf der Kristalloberfläche. Schwarz dargestellt sind Bereiche höchster, weiß dargestellt die Bereiche niedrigster Intensität. Der Durchmesser des Nd:YAG-Stabes ist durch den Kreis angedeutet. (b) Experimentell ermittelter Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient g .

Kleinsignalverstärkung

Die Abhängigkeit des Kleinsignal-Verstärkungskoeffizienten g von der Pumpleistung im vorliegenden Aufbau ist eine wichtige Größe, um die Eigenschaften und die Anforderungen an die diffraktiven Laserresonatoren vorhersagen zu können. Um g im Nd:YAG-Stab zu bestimmen, wurden die Spiegel 1 und 2 (siehe Abbildung 3.2) entfernt, die gaußförmige Strahlverteilung eines Nd:YAG-Lasers geringer Ausgangsleistung $\mathcal{P} \approx 10$ mW in den Stab abgebildet und in Abhängigkeit von der Pumpleistung die transmittierte Leistung des Strahls gemessen. Um den Modenüberlapp zu maximieren, wurde die gaußförmige Verteilung mit einer Strahltaile von etwa $w_0 = 0,7$ mm mit einem Teleskop um den Faktor $\Gamma = 0,5$ verkleinert in den Kristall abgebildet. Das Pumplicht wurde mit einem Farbglasfilter vom verstärkten Licht separiert. In Abbildung 3.4b ist das Meßergebnis dargestellt. Die gemessenen Werte der Kleinsignalverstärkung stimmen gut mit Literaturwerten überein [31]. Die Abweichung vom theoretisch zu erwartenden linearen Zusammenhang zwischen Kleinsignalverstärkung und Pumpleistung kann z.B. durch einen wellenlängenabhängigen Wirkungsquerschnitt für Absorption des Kristalls und eine stark temperaturabhängige Pumpwellenlänge, bzw. mit einer Zunahme der thermischen Linsenbrennweite im Kristall mit steigender Pumpleistung erklärt werden.

Mit einem Plan/Sphärischen Resonator (Krümmungsradius des Spiegels $\zeta_b = 0,5$ m) der Resonatorlänge $L = 20$ cm und Spiegelreflektivitäten $\mathcal{R}_o = 90\%$ und $\mathcal{R}_b = 99,9\%$ wurde mit der diskutierten Anordnung eine Ausgangsleistung von etwa 400 mW erreicht.

3.1.2 Herstellung der diffraktiven Spiegel

Die Herstellung der diffraktiven Spiegel erfolgte mittels Laserlithographie [36, 37]. Bei diesem Verfahren wird ein mit Fotoresist belacktes Substrat schrittweise mit einer lokal variierenden Intensität belichtet, wobei die Steuerungstechnologie bis zu 64 Intensitätsmodulationsstufen erlaubt. Die Lichtquelle der verwendeten Anlage *DWL 400 NT (Heidelberg Instruments)* ist ein Helium-Cadmium-Laser mit einer Emissionswellenlänge $\lambda = 442 \text{ nm}$ und einem Strahldurchmesser von etwa $1 \mu\text{m}$ im Fokus auf der Resistoroberfläche. Die Präparation der für die Belichtung verwendeten Probe besteht im wesentlichen aus dem Aufschleudern des Fotolacks zu einer Schichtdicke von etwa $6 \mu\text{m}$ und dem Verdampfen des im flüssigen Fotolack enthaltenen Lösungsmittels in einem speziellen Temperverfahren. Der Fotolack muß so prozessiert werden, daß die lokale Dicke bei der Entwicklung kontinuierlich und möglichst linear von der Belichtungsintensität abhängt. Die wesentlichen Schritte der Herstellung nach der Präparation der Probe sind in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Nach der Belichtung wird das Substrat naßchemisch entwickelt. Dabei entsteht im Resist ein Höhenprofil $h(x, y)$ das direkt proportional zur Phase der Reflexionsfunktion des späteren Spiegels

$$h(x, y) = \frac{\lambda}{4\pi} \text{Arg}\{R(x, y)\} \quad (3.3)$$

ist. Der strukturierte Wafer kann nicht direkt als Laserspiegel benutzt werden, weil der Fotolack und damit das Oberflächenprofil wegen der hohen Intensitäten im Resonator zerstört würde. Deshalb muß die entwickelte Fotolackstruktur abgeformt und anschließend ein Replikat aus einem geeigneten Material als Spiegel verwendet werden. Als Abformwerkzeug wird ein Stempel aus Silikongießharz verwendet, der durch Erwärmung ausgehärtet wird. Mit diesem Abformwerkzeug werden anschließend Replikate aus einem durch ultraviolette Strahlung härtbarem Polymer hergestellt. Nach der Vergoldung der Replikate können diese als Spiegel im Experiment verwendet werden.

3.1.3 Beispiel „ π “-Laser

Im Rahmen der experimentellen Grundlagen soll abschließend das Prinzip der statischen Phasenkonjugation anhand eines stabilen Resonators mit einem ebenen und einem oberflächenstrukturierten Spiegel experimentell gezeigt werden. Das Design wird in Abbildung 3.6 gezeigt. Designziel ist ein Resonator mit einer „ π “-förmigen Grundmode in der Ebene des planen Auskoppelspiegels bei $z = z_o$. Diese außergewöhnliche Verteilung wurde ausgesucht, um die vielfältigen Möglichkeiten der resonatorinternen Strahlformung unter Verwendung des Prinzips der statischen Phasenkonjugation der

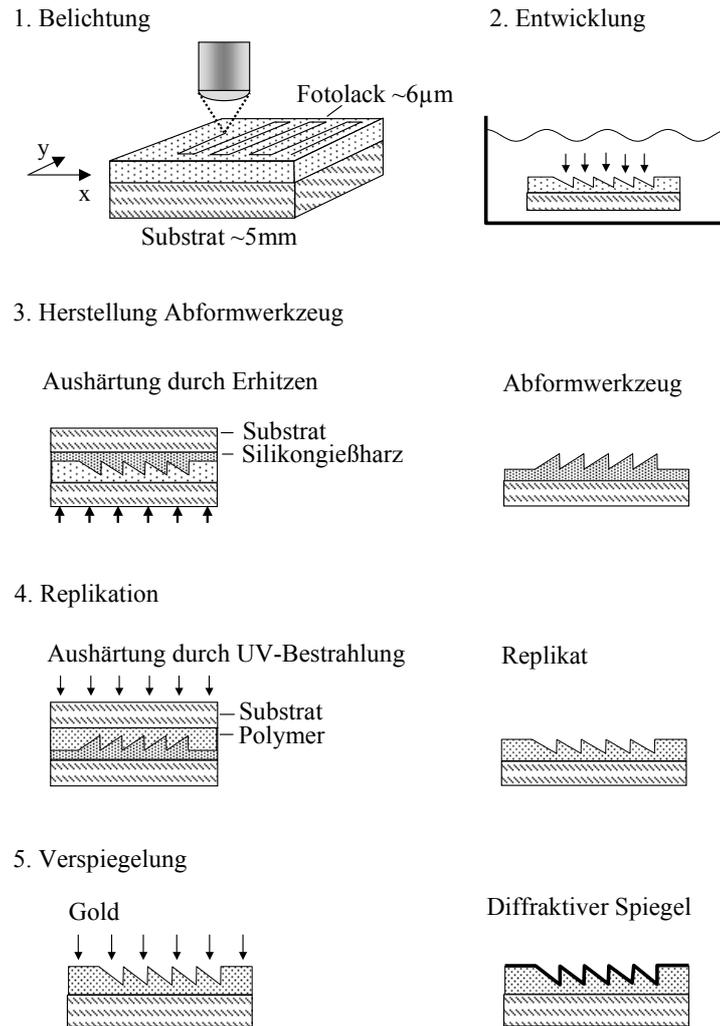


Abbildung 3.5: Wesentliche Schritte bei der Herstellung oberflächenstrukturierter Spiegel mittels Laserlithographie.

gewünschten Grundmode an den Spiegeln anschaulich demonstrieren zu können.

Für die Bestimmung der Struktur des zweiten Spiegels wird die komplexe Amplitudenverteilung zunächst von $z = z_o$ über die Strecke $z_l - z_o$ nach $z = z_l$ propagiert. Der gepumpte Kristall wirkt wie eine dicke Linse der Brennweite f_{th} . Im Design wird die thermische Linse jedoch nur nach (2.16) als dünne parabolische Linse der Brennweite f_{th} am Ort $z = z_l$ berücksichtigt, die Dicke jedoch vernachlässigt. Dies kann dadurch ausgeglichen werden, daß im Experiment die verkürzte Resonatorlänge

$$\tilde{L} = L - l(1 - 1/n_K) \quad (3.4)$$

verwendet wird, wobei $L = 20$ cm die Länge des Resonators ohne Kristall und n_K die Brechzahl des Kristalls darstellt [19]. Im vorliegenden Fall ist $l = 5$ mm und $n_K = 1,82$ (bei $\lambda_0 = 1,0$ µm), und es ergibt sich ein Unterschied in der Resonatorlänge von $\Delta L = -2,25$ mm. Das transmittierte Feld wird anschließend über die

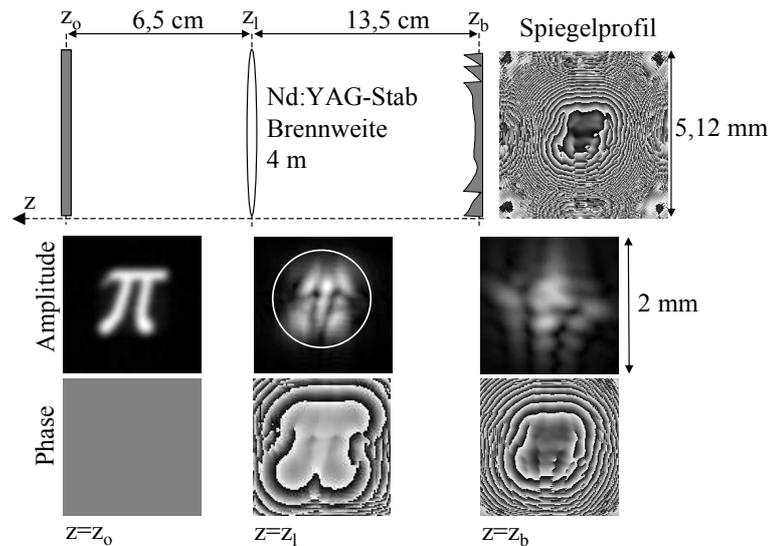


Abbildung 3.6: An die Resonatorgeometrie angepasstes Resonatordesign mit Berücksichtigung der thermischen Linsenbrennweite $f_{th} = 4$ m am festgelegten Arbeitspunkt (Pumpleistung $\mathcal{P} = 10$ W). Die kleinste Pixelgröße im strukturierten Spiegelprofil beträgt $20 \cdot 20 \mu\text{m}^2$.

Distanz $z_b - z_l$ zum zweiten Spiegel propagiert. Die Reflexionsfunktion des Spiegels ergibt sich nach (2.57), Seite 18. Die thermische Linsenbrennweite am Arbeitspunkt ($\mathcal{P} = 10$ W) beträgt $f_{th} = 4$ m. Unter Annahme einer runden Apertur des Auskoppelspiegels von $W_o = 3,6$ mm ergeben sich die Umlaufverluste $V_0 = 0,9\%$ und $V_1 = 24\%$. Die Intensitätsverteilungen in der Ebene des Planspiegels wurden mit einer Abbildungsoptik etwa 10fach vergrößert auf einen Schirm abgebildet und diese Abbildung mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Das Meßergebnis ist zusammen mit den mittels Fox-Li-Analysen berechneten Intensitätsverteilung der Grundmode in Abbildung 3.7 dargestellt. Die „ π “-förmige Grundmode ist in der gemessenen Verteilung Abbildung 3.7c deutlich zu erkennen. Abweichungen der gemessenen von der für ideale Justageverhältnisse in Abbildung 3.7a berechneten Verteilung können auf ein etwa 10% zu flaches Spiegelprofil und geringe Verkippungen ($< 0,005^\circ$) zurückgeführt werden, wie

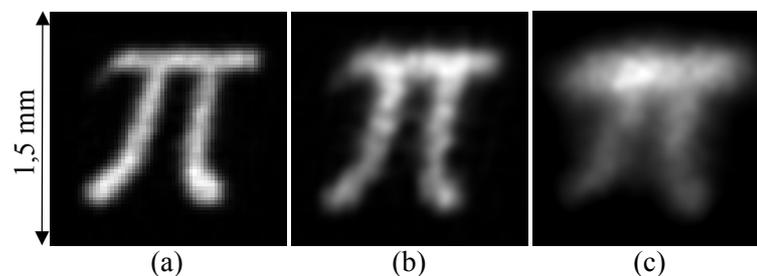


Abbildung 3.7: Vergleich der berechneten Intensitätsverteilungen der Grundmode in (a) und (b) mit der gemessenen Verteilung in (c). In (a) ist die berechnete Grundmode bei idealer Justage, in (b) bei einer vertikalen Verkippung um $0,0035^\circ$ und einer 10% zu flachen Struktur dargestellt.

z.B. aus einer für nichtideale Verhältnisse berechneten Grundmoden-Verteilung in Abbildung 3.7b hervorgeht. Aus weiteren Fox-Li-Analysen folgt, daß im vorliegenden Fall der Einfluß der Sättigung der Verstärkung nach (2.44), Seite 13 und der Bifokussierung gering ist.

3.2 Justageproblematik

Mit den im Kapitel 1 vorgestellten Design-Vorschriften ist es möglich, Resonatoren mit wählbarer Grundmode zu erzeugen. Im allgemeinen sind dafür zwei oberflächenstrukturierte Spiegel ohne jede Symmetrie notwendig. Das bedeutet für die experimentelle Umsetzung, daß wie in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt ist, der Spiegel 2 relativ zum Spiegel 1 im Abstand Δz , der Rotation $\Delta\varpi$ um die Resonatorachse z , den Verkippungen $\Delta\alpha$ in der x, z -Ebene und $\Delta\beta$ in der y, z -Ebene, sowie der Translation in den beiden lateralen Richtungen Δx und Δy zueinander justiert werden muß.

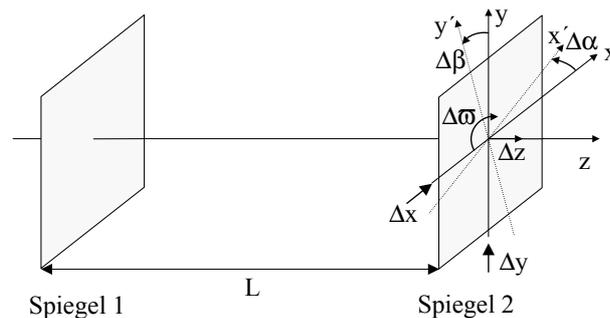


Abbildung 3.8: Skizze zur Bezeichnung der unterschiedlichen Justage-Freiheitsgrade und der Nomenklatur im Fabry-Pérot-Resonator.

Weiterhin können die Freiheitsgrade in der Regel nicht unabhängig voneinander justiert werden. Die Folge ist eine aufwendige Justage und eine Verschlechterung der Strahlqualität bei nichtidealer Justage. In den folgenden Abschnitten werden erstmals zwei Konzepte vorgestellt, die es ermöglichen sollen, die Justage zu erleichtern bzw. die Justage auf drei Freiheitsgrade, nämlich die Resonatorlänge und die Verkippung in beiden Achsen, zu reduzieren.

3.2.1 Diffraktiv-optisches Justagekonzept

Prinzip

Die Aufgabe besteht darin, zwei Spiegel, von denen mindestens einer oberflächenstrukturiert ist, zueinander zu justieren. Für die Justage soll ein diffraktives Element (DOE)¹

¹Englisch: Diffractive Optical Element.

verwendet werden, das wie in Abbildung 3.9 dargestellt, zusätzlich auf einem der oberflächenstrukturierten Spiegel integriert ist (Spiegel 1, Bereich 1). Das transparente, als

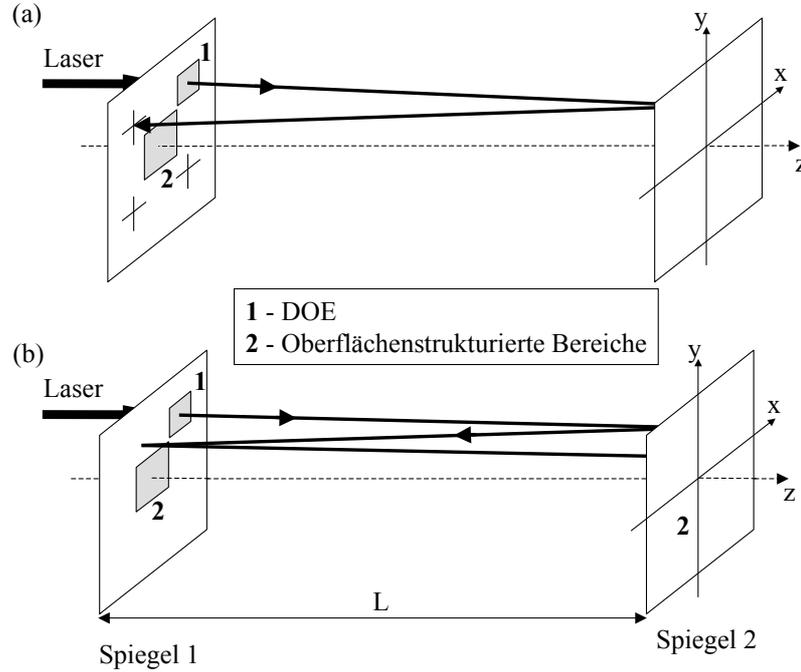


Abbildung 3.9: Prinzip der Justage zweier Resonatorspiegel mittels eines diffraktiven optischen Elements und Justagemarken auf einem Endspiegel. Im Fall 1 (a) ist nur ein Spiegel, im Fall 2 (b) sind beide Spiegel oberflächenstrukturiert. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist jeweils nur ein Teststrahl eingezeichnet.

Strahlteilergitter aufgebaute Element wird mit einem kollimierten Laserstrahl durch das Spiegelsubstrat beleuchtet. Das DOE erzeugt aus dem einfallenden Bündel mehrere Strahlen mit definierten, paraxialen Austrittswinkeln $\alpha^{(i)}$ und $\beta^{(i)}$, die eine Ebene im Abstand f_d an den Positionen

$$x_m^{(i)} = x + \alpha^{(i)} f_d \text{ und } y_m^{(i)} = y + \beta^{(i)} f_d \quad (3.5)$$

schneiden. Die Berechnung des DOEs kann z.B. unter Verwendung des Gerchberg-Saxton-Algorithmus erfolgen [27, 28]. Die optische Achse des Strahlteilers durchstößt die Spiegelebene am Ort $\vec{r} = (x, y)$. Die Spiegel können mittels DOE relativ zueinander justiert werden, wenn an den Positionen $\vec{r}_m^{(i)} = (x_m^i, y_m^i)$ auf einer der Spiegeloberflächen Justiermarken angebracht werden, und der gewählte Abstand f_d entweder der zwei- oder dreifachen Resonatorlänge L entspricht. Die Zahl der zu justierenden geometrischen Freiheitsgrade ist abhängig von der Strukturierung der Spiegel. Wie in Abbildung 3.9 gezeigt, können zwei Fälle unterschieden werden:

1. Ein Spiegel ist oberflächenstrukturiert (Abbildung 3.9a). Es muß die Resonatorlänge L und die Verkippung eines Spiegels gegenüber dem anderen Spiegel

justiert werden. Die Justagemarken befinden sich auf Spiegel 1, es gilt $f_d = 2L$.

2. Beide Spiegel sind oberflächenstrukturiert (Abbildung 3.9b). In diesem Fall müssen zusätzlich die lateralen Positionen und bei nicht rotationssymmetrischen Profilen außerdem die Rotation des zweiten gegenüber dem ersten Spiegel justiert werden. Die Justagemarken befinden sich auf Spiegel 2, es gilt $f_d = 3L$.

Der Resonator ist justiert, wenn die Schnittkoordinaten $\vec{r}'^{(i)}$ der Strahlen in der Ebene der Justiermarken mit denen der Justiermarken übereinstimmen, d.h. es gilt $\vec{r}'^{(i)} = \vec{r}_m^{(i)}$. Für die Justage der genannten Freiheitsgrade sind mindestens zwei Strahlen, die jeweils nur in einer lateralen Richtung abgelenkt werden, erforderlich.

Empfindlichkeit des Prinzips

Ist der Resonator dejustiert, ergibt sich eine Abweichung $\delta\vec{r}'^{(i)}$ der Position der Strahlen vom Ort der zugehörigen Marken

$$\vec{r}'^{(i)} = \vec{r}_m^{(i)} + \delta\vec{r}'^{(i)} \quad . \quad (3.6)$$

Für die folgende Abschätzung ist es ausreichend, die Abweichung nur in der x -Richtung für einen Strahl zu diskutieren. Aus einer paraxialen, strahlenoptischen Analyse, die im Anhang B erklärt ist, ergeben sich die folgenden Abhängigkeiten für die Abweichungen vom idealen Justagezustand

$$\delta x'_1 = 2L\epsilon + 2L\Delta\alpha + 2\Delta z\Delta\alpha + 2\Delta z\epsilon + 2\alpha\Delta z \quad (\text{Fall 1}) \quad (3.7)$$

$$\delta x'_2 = 3L\epsilon + 4L\Delta\alpha + 4\Delta z\Delta\alpha + 3\Delta z\epsilon + 3\alpha\Delta z + \Delta x \quad (\text{Fall 2}). \quad (3.8)$$

Die verschiedenen Dejustagemöglichkeiten sind für den Fall 1 in Abbildung 3.10 dargestellt. Dabei beschreibt ϵ den Einfallswinkel des Laserstrahls auf das DOE, $\Delta\alpha$ die Verkippung des Spiegels 2, Δz die Abweichung von der Resonatorlänge L und (im Fall 2) Δx eine laterale Verschiebung des Spiegels 2.

Im Fall 2 muß zusätzlich eine mögliche Drehung von Spiegel 2 gegenüber Spiegel 1 um den Winkel $\Delta\varpi$ berücksichtigt werden. Durch die Drehung ändern sich die lateralen Koordinaten der Justagemarken bezüglich des ungedrehten Koordinatensystems von x_m, y_m nach x'_m, y'_m (siehe Anhang B). Die Abweichung des Strahls (x_m, y_m) von der Justagemarke infolge einer Rotation ergibt sich zu

$$|\delta\vec{r}'|_{\Delta\varpi} = \sqrt{(x'_m - x_m)^2 + (y'_m - y_m)^2} \quad . \quad (3.9)$$

Wird dem DOE eine zusätzliche Linsenphase der Brennweite f_d aufgeprägt, dann bestimmt die Beugung des Laserstrahls an der Apertur des DOEs die kleinste mögliche

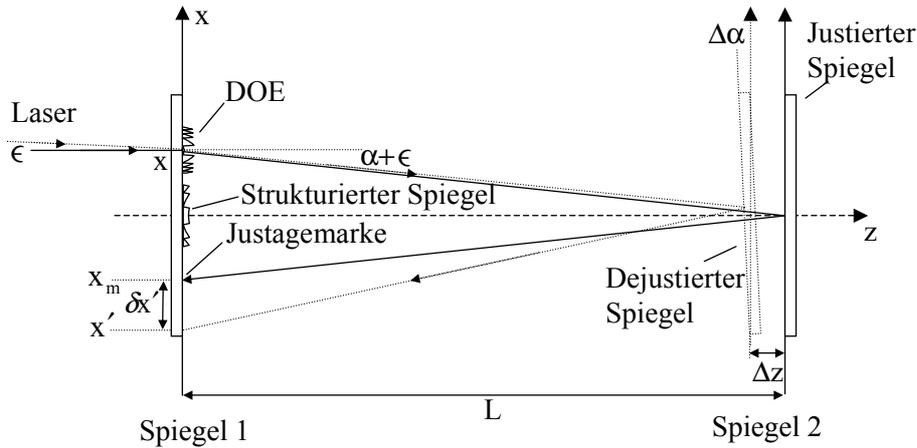


Abbildung 3.10: Vergleich zwischen justiertem und dejustiertem Resonatorzustand im Falle nur eines oberflächenstrukturierten Spiegels (Fall 1).

Ausdehnung der Brennpunkte der Strahlen in der Ebene der Marken zu

$$\phi_s = \frac{1,22\lambda}{NA}, \quad (3.10)$$

und legt damit die maximale Empfindlichkeit des Justagekonzeptes fest. Bei realistischen Werten der numerischen Apertur des DOEs von $NA \leq 0,01$ bedeutet das Fokusedurchmesser $\phi_s \geq 100 \mu\text{m}$. Unter Verwendung eines Meßmikroskopes mit CCD-Kamera und geeigneten Abschwächern ist es jedoch möglich, die Lage des Zentrums der Brennpunkte gegenüber den Justagemarken auf $\delta x' \approx \pm 50 \mu\text{m}$ genau zu bestimmen. Unter der Annahme, daß der Pilotlaserstrahl perfekt justiert ist ($\epsilon = 0^\circ$), ergeben sich für die Werte $L = 0,2 \text{ m}$, $\alpha = 1^\circ$ und $\lambda = 1064 \text{ nm}$ im Fall 2 die jeweiligen maximalen Abweichungen zu $\Delta\alpha_{max} = \pm 0,004^\circ$, $\Delta z_{max} = \pm 0,95 \text{ mm}$, $\Delta x_{max} = \pm 50 \mu\text{m}$ und $\Delta\varpi_{max} = \pm 1^\circ$. In Tabelle 3.1 sind die Toleranzen des im Abschnitt 3.4 vorgestellten instabilen, diffraktiven Resonators für eine Erhöhung des Umlaufverlustes der Grundmode um $\Delta V_0 = 10\%$ dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die engsten Toleranzen für die lateralen Positionierungen $\Delta x, \Delta y = \pm 50 \mu\text{m}$ und die Verkippungswinkel $\Delta\alpha, \Delta\beta = \pm 0,05^\circ$ gelten, die Toleranzen der anderen Freiheitsgrade sind demge-

Tabelle 3.1: Justagetoleranzen des in Abschnitt 3.4 diskutierten instabilen, diffraktiven Resonators. Die Werte beziehen sich auf eine Erhöhung der Umlaufverluste um $\Delta V_0 = 10\%$ im Vergleich zum ideal justierten Resonator.

Freiheitsgrade	Justagetoleranzen
Δx bzw. Δy	$\pm 50 \mu\text{m}$
Δz	$-2,5 \text{ cm}$ bzw. $+1,0 \text{ cm}$
$\Delta\alpha$ bzw. $\Delta\beta$	$\pm 0,05^\circ$
$\Delta\varpi$	$\pm 15^\circ$

genüber unkritisch. Die zwei Endspiegel des diffraktiven instabilen Resonators könnten demnach mit diesem Justagekonzept in einem Schritt in allen Freiheitsgraden ausreichend genau für eine Laseremission zueinander justiert werden.

Trifft der Laserstrahl allerdings nicht senkrecht auf das DOE auf ($\epsilon \neq 0^\circ$), entsteht ein systematischer Fehler, der die Justagegenauigkeit auf $\delta x'_1 = 2L\epsilon$ bzw. $\delta x'_2 = 3L\epsilon$ begrenzt. Eine sehr präzise Justage des Pilotlaserstrahls relativ zur Spiegeloberfläche ist die Grundvoraussetzung dafür, die angestrebten Genauigkeiten zu erreichen. Mit relativ einfachen Methoden (z.B. durch Nutzung der Reflexion des Pilotlaserstrahls am Spiegelsubstrat) ist es möglich, einen Wert von $\epsilon \approx \pm 0,03^\circ$ zu erreichen. Das bedeutet $\delta x'_2 = \pm 0,3 \text{ mm}$ und damit eine Verschlechterung in der Genauigkeit um den Faktor 6. Das vorgestellte Justagekonzept läßt sich damit sicherlich zum Vorjustieren von oberflächenstrukturierten Resonatoren verwenden. In den meisten Fällen wird aber eine Feinjustage des Resonators erforderlich bleiben, solange das Hauptproblem, nämlich der systematische Fehler im Einfallswinkel des Laserstrahls auf das DOE, nicht ausreichend reduziert wurde.

3.2.2 Gefalteter Resonator

Typischerweise bestehen Resonatoren aus zwei sich gegenüberliegenden Spiegeln und bilden damit ein Fabry-Pérot-Interferometer [38]. Der Unterschied zwischen herkömmlichen und diffraktiven Resonatoren beschränkt sich damit meist nur auf die Oberflächenform der Spiegel, jedoch nicht auf die Resonatorgeometrie. Neben diesen linear aufgebauten Resonatoren gibt es auch Ringresonatoren [2], die im allgemeinen aus drei oder mehr Spiegeln bestehen. Unter bestimmten Umständen läßt sich damit ein sehr stabiler, longitudinal einmodiger Laserbetrieb erreichen. Bis auf eine theoretische Arbeit [39], in der die Verwendung eines modenselektierenden Phasenelementes für die regenerative Verstärkung einer vorgegebenen Grundmode diskutiert wird, spielen Ringresonatoren in der resonatorinternen Strahlformung bisher keine Rolle.

Das im letzten Abschnitt vorgestellte Justagekonzept erleichtert zwar die Justage, die Zahl der zu justierenden Freiheitsgrade wird dabei jedoch nicht reduziert. In diesem Abschnitt soll erstmals das Prinzip des gefalteten Resonators vorgestellt werden, bei dem bereits durch die Anordnung mehrere Freiheitsgrade festgelegt sind. Der Übergang vom konventionellen Resonator zum gefalteten Resonator ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Abbildung 3.11a zeigt einen üblicherweise verwendeten Resonator der Länge L mit zwei oberflächenstrukturierten Spiegeln. Verkippt man beide Spiegel wie in Abbildung 3.11b, dann propagieren die im Resonator hin- und rücklaufenden op-

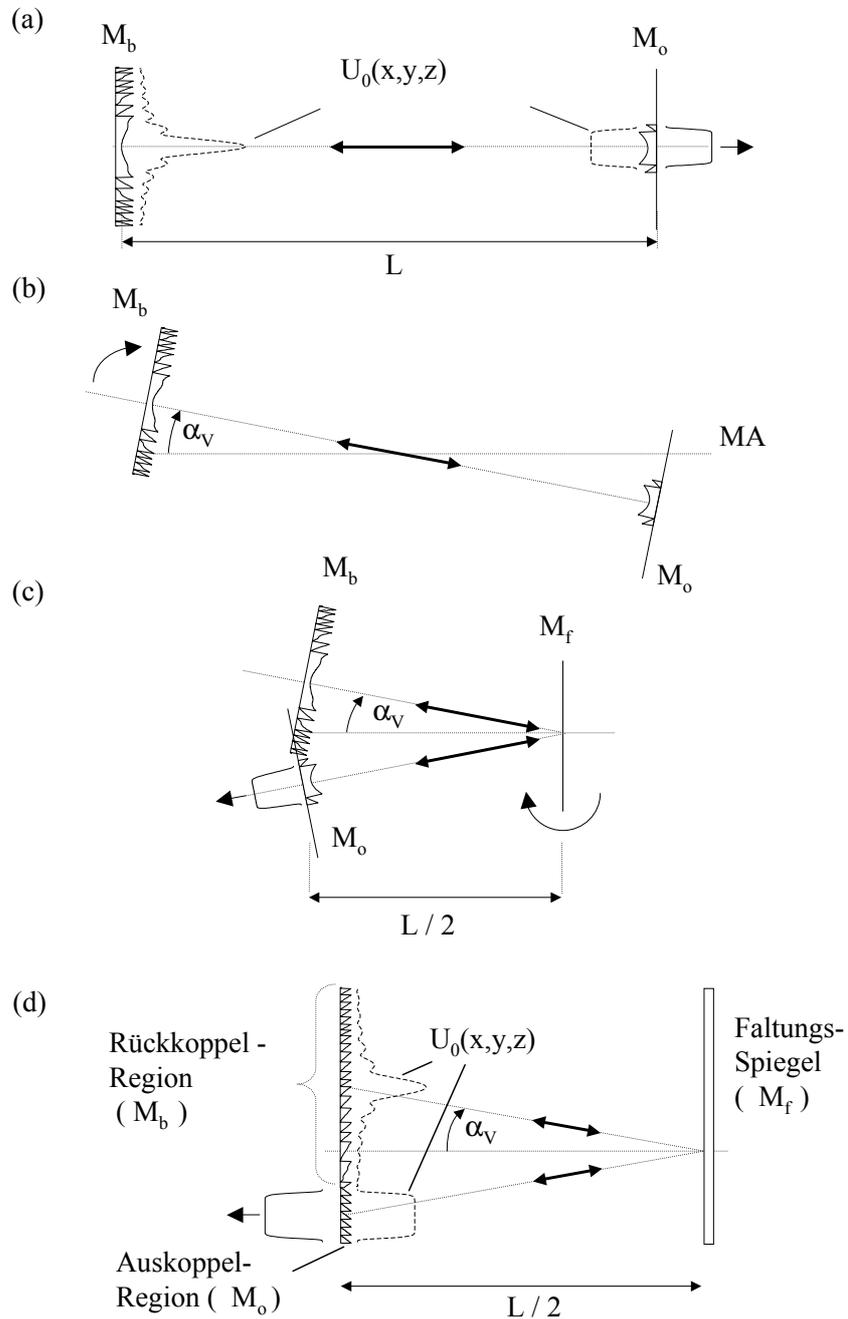


Abbildung 3.11: Übergang vom diffraktiven Laserresonator konventioneller Fabry-Pérot-Geometrie (a) zum Resonator in gefalteter Geometrie (d). (b) Verkipfung der optischen Achse der Spiegel um den Winkel α_V relativ zur mechanischen Achse (MA). Die Faltung des verkippten Resonators in (c) ermöglicht die lithographisch präzise Herstellung beider Spiegelprofile auf dem selben Substrat (d). $M_{o/b/f}$ bezeichnet den Auskoppel-, Rückkoppel- bzw. Faltungsspiegel, $U_0(x, y, z)$ deutet die Feldverteilung der Grundmode an.

tischen Felder nicht mehr parallel zur zunächst willkürlich festgelegten mechanischen Achse (MA), sondern um einen definierten Winkel α_V in einer oder beiden lateralen Dimensionen verkippt zur mechanischen Achse. Die nichtaxiale Propagation der Felder ermöglicht eine Faltung des Laserresonators, und durch die Einführung eines konventionellen Planspiegels in der Anordnung nach Abbildung 3.11c reduziert sich die Resonatorlänge auf die Hälfte des vorigen Wertes.

Diese Schritte ermöglichen schließlich die lithographisch genaue Positionierung der beiden strukturierten Spiegel auf dasselbe, ebene Substrat (siehe Abbildung 3.11d), wenn die Verkipfung der Spiegel als zusätzliche optische Funktion in die Reflexionsfunktionen der Spiegel integriert wird. Die beiden Spiegel sind dadurch in den zwei lateralen Dimensionen und der Rotation lithographisch genau zueinander positioniert, womit sich die Anzahl der Freiheitsgrade (Verkipfung in x/y , Abstand) im Gegensatz zur konventionellen Resonatorgeometrie (Translation in x/y , Verkipfung in x/y , Abstand und Rotation) auf die Hälfte reduziert.

Das Prinzip ist sowohl auf stabile Resonatoren als auch auf instabile Resonatoren mit beliebigen transversalen Modenverteilungen anwendbar. Die Spiegelfunktion muß nicht unbedingt als diffraktive Struktur (d.h. als unstetiges Oberflächenprofil), sondern kann auch refraktiv, d.h. als glattes Oberflächenprofil ausgeführt werden. Das Prinzip läßt sich ganz allgemein auf Laser mit beliebigen aktiven Medien, z.B. auch auf sogenannte VECSEL² anwenden [40], wobei bei einer geeigneten Verspiegelung die Rückseite des aktiven Mediums direkt als Faltungsspiegel dienen kann. Auf diese Weise ist eine Anregung des Laserkristalls über die Stirnfläche, und damit ein sehr kompakter Aufbau möglich. In ähnlicher Weise kann der in Abbildung 3.1 auf Seite 21 gezeigte Meßaufbau für die experimentelle Demonstration gefalteter diffraktiver Resonatoren nach Abbildung 3.12 vereinfacht werden. Die Halbierung der geometrischen Resona-

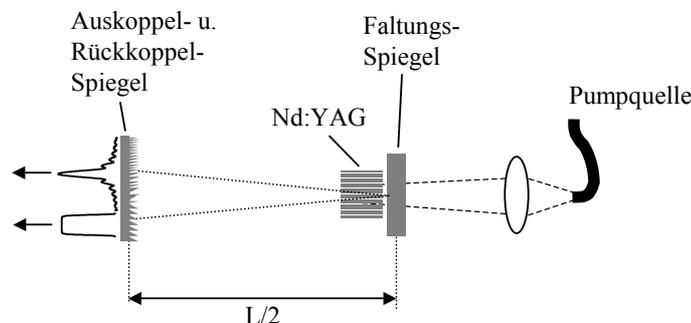


Abbildung 3.12: Aufbau zur experimentellen Realisierung gefalteter diffraktiver Resonatoren.

²Englisch: Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser.

torlänge kann sich positiv auf die mechanische und thermische Stabilität des Lasers auswirken. Eine weitere Erleichterung der Justage des Lasers kann dadurch erreicht werden, daß zunächst der diffraktive Bereich lateral verschoben wird, damit sich ein unstrukturierter Bereich auf der mechanischen Achse bzw. im Pumpbereich befindet und dadurch zuerst ein Fabry-Pérot-Resonator der Resonatorlänge $L/2$ bei ausreichender Parallelität der Spiegel anschwingt. Anschließend muß nur noch der diffraktive Bereich in der lateralen Richtung justiert werden.

Die Faltung des Resonators hat auch Auswirkungen auf die Justage-Empfindlichkeit des Resonators. Im Vergleich zur Fabry-Pérot-Geometrie verdoppelt sich die Dejustage-Empfindlichkeit gegenüber einer Spiegelverkipfung und dem Spiegelabstand. Weiterhin ist beim Übergang zum gefalteten Resonator zu beachten, daß das aktive Medium bei einem Resonatorumlauf von den Feldern nicht zweimal, sondern viermal durchlaufen wird. Dadurch erhöht sich der Einfluß des aktiven Mediums auf die Modenverteilung und macht sich in Form einer Änderung der modalen Verstärkung und einer Zunahme der thermischen Linsenwirkung, die das Feld spürt, bemerkbar.

In diesem Abschnitt wurde das Konzept des gefalteten Resonators erstmals vorgestellt. In den nächsten Abschnitten sollen die Möglichkeiten und die Grenzen der gefalteten Resonatorgeometrie erörtert werden. Weiterhin soll das Konzept in einem stabilen Nd:YAG-Laser mit supergaußförmiger Grundmode und einem instabilen Nd:YAG-Laser mit gaußförmiger Grundmode demonstriert werden.

3.3 Gefaltete stabile Resonatoren mit supergaußförmiger Grundmode

3.3.1 Design

In diesem Abschnitt soll die Übertragung des Prinzips der statischen Phasenkonjugation in stabilen Resonatoren auf die gekippte Resonatorgeometrie diskutiert werden. Dies soll anhand des allgemeinen Designs eines gekippten Resonators mit supergaußförmiger Grundmode und hoher Modendiskriminierung geschehen, einer wichtigen Anwendung der resonatorinternen Strahlformung, die für die konventionelle Resonatorgeometrie erstmals in [3] diskutiert wurde. Die entsprechende Resonatorgeometrie ist schematisch in Abbildung 3.13 dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit beziehen sich die folgenden Überlegungen nur auf eine Dimension. Gegeben ist die Amplitudenverteilung der Grundmode in der Ebene des Auskoppelspiegels

$$U_0(x; z_o) = \exp \{ -(x + \Delta x_o)/w_0 \}^m \exp(2\pi j x \sin \alpha_V / \lambda) , \quad (3.11)$$

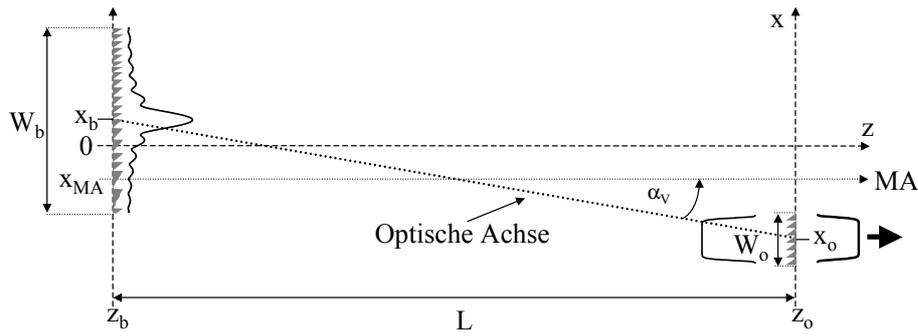


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des verkippten Resonators mit supergaußförmiger Grundmode. „MA“ bedeutet die Lage der für die experimentelle Umsetzung relevanten mechanischen Achse.

wobei w_0 der Strahlradius und $m = 2, 4, 6, \dots$ die Ordnung der Supergauß-Verteilung ist. Die Strahlteile des Supergauß soll sich in der Ebene des Auskoppelspiegels befinden. Dies bedeutet, daß ohne Verkipfung der optischen Achse ein ebener Auskoppelspiegel benötigt wird und damit nur der Rückkoppelspiegel oberflächenstrukturiert werden muß.

Die optische Achse des Resonators soll jedoch um den Winkel α_V gegenüber der mechanischen Achse („MA“ in Abbildung 3.13) verkippt sein, wie im zweiten Term in (3.11) angedeutet ist³. Das Zentrum des strukturierten Bereiches des Auskoppelspiegels ist dabei um $x_o = -W_b/2$ und das Zentrum des Rückkoppelspiegels um $x_b = +W_o/2$ relativ zum Mittelpunkt des gesamten strukturierten Bereiches ($x = 0$) verschoben, wobei W_o und W_b die Aperturdurchmesser des Auskoppel- bzw. Rückkoppelspiegels sind. Es ist zu beachten, daß die für die experimentelle Umsetzung wesentliche mechanische Achse bei $x_{MA} = (x_o + x_b)/2$ liegt, also nur im Spezialfall gleicher Spiegeldurchmesser mit dem Mittelpunkt des gesamten strukturierten Bereiches zusammenfällt. Die Resonatorlänge L wird entsprechend der Rayleigh-Länge

$$L = \pi w_0^2 / \lambda \quad (3.12)$$

gewählt, weil bei diesem Spiegelabstand eine gute Strahlqualität und eine hohe Diskriminierung gleichzeitig erreichbar sind [41]. Aus Gründen der Übersichtlichkeit soll im folgenden Abschnitt die Summe der Aperturdurchmesser der beiden Spiegel auf den Strahlradius w_0 bezogen und der relative Aperturdurchmesser

$$\widetilde{W} \equiv (W_o + W_b) / w_0 \quad (3.13)$$

eingeführt werden. Aus der Abbildung 3.13 und (3.12) folgt dann für den Verkipfungswinkel α_V zwischen optischer Achse und mechanischer Achse des Resonators der

³Die laterale Position der mechanischen Achse und des Mittelpunktes des gepumpten Bereiches im Nd:YAG-Stab stimmen überein.

Zusammenhang

$$\tan \alpha_V = \frac{W_o + W_b}{2L} = \frac{\widetilde{W}w_0}{2\pi w_0^2/\lambda} = \frac{\widetilde{W}\lambda}{2\pi w_0} . \quad (3.14)$$

Um den Ablenkwinkel α_V zu realisieren, werden an den Spiegeln geblazte Gitter der Periode $p = \lambda/(2 \sin \alpha_V)$ eingesetzt. Unter Annahme kleiner Winkel und Einsetzen von (3.14) folgt für die Gitterperiode⁴

$$p \approx \frac{\lambda}{2 \sin \alpha_V} = \frac{\pi w_0}{\widetilde{W}} . \quad (3.15)$$

In diesem Fall ist die Gitterperiode demnach nur vom Strahlradius und vom Aperturdurchmesser abhängig. Die Reflexionsfunktion R_o des Auskoppelspiegels ergibt sich nach (2.56), Seite 18 zu

$$R_o(x; z_o) = \exp(j2\pi x/2p) . \quad (3.16)$$

Die Berechnung der Reflexionsfunktion $R_b(x; z_b)$ folgt nach der in Abschnitt 2.2.2, Seite 17 beschriebenen Vorschrift. Die Größe des relativen Aperturdurchmessers \widetilde{W} beeinflusst die Umlaufverluste und die Strahlqualität der Grundmode, denn je nach Aperturdurchmesser und Ordnung der Verteilung wird unterschiedlich viel Energie an den Aperturen absorbiert. Diese Abhängigkeit ist für vier unterschiedliche Werte der Absorption abhängig von der Ordnung der Verteilungen in Abbildung 3.14 dargestellt. Dabei wurden die Aperturdurchmesser $W_{o,b}$ so gewählt, daß am Auskoppelspiegel keine

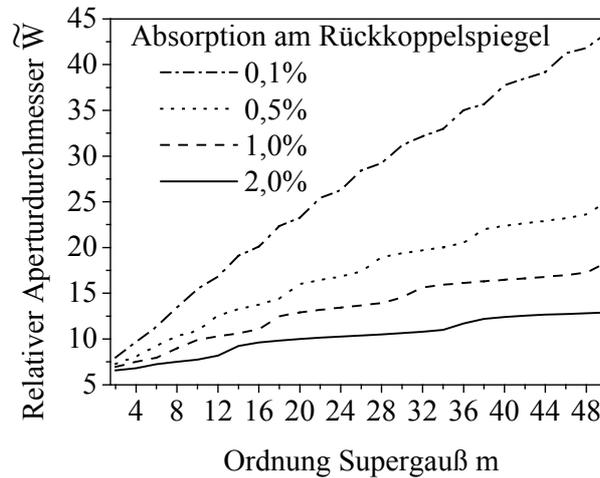


Abbildung 3.14: Berechneter Zusammenhang zwischen dem notwendigen relativen Aperturdurchmesser \widetilde{W} und der Ordnung m der eindimensionalen supergaußförmigen Grundmode abhängig von der zugelassenen Energieabsorption an der Apertur des Rückkoppelspiegels unter der Bedingung, daß die Resonatorlänge der Rayleigh-Länge entspricht.

⁴Die Gitterperiode p entspricht in guter Näherung auch der mittleren Periode des diffraktiven Rückkoppelspiegels.

Energie und am Rückkoppelspiegel 0,1%, bis 2,0% Energie an der Spiegelpertur absorbiert wird. Vor allem bei hohen Ordnungen und niedrigen Umlaufverlusten wird \widetilde{W} fast vollständig durch die Ausdehnung der Grundmode W_b in der Ebene des Rückkoppelspiegels bestimmt. Wegen der räumlich stark ausgedehnten Felder der Supergaußverteilungen höherer Ordnungen im Abstand einer Rayleigh-Länge von der Startverteilung zieht eine Reduzierung der Verluste durch Absorption um $\Delta V = -0,4\%$ von 0,5% auf 0,1% annähernd eine Verdoppelung von \widetilde{W} nach sich und stellt damit auch viel höhere Anforderungen an die Herstellungstechnologie.

In diesem Abschnitt wurde die Strahltaile der Grundmode in Anlehnung an die konventionelle Geometrie in der Ebene des Auskoppelspiegels gewählt. Dadurch kann im unverkippten Fall ein ebener Auskoppelspiegel verwendet werden und es wird nur ein oberflächenstrukturierter Spiegel benötigt [5, 6, 8, 7]. Weiterhin vereinfacht sich dadurch unter anderem die Resonatorjustage. Im Falle der gekippten und gefalteten Resonatorgeometrie kann diese Einschränkung jedoch entfallen. Die Strahltaile der supergaußförmigen Verteilung kann z.B. in die Nähe des aktiven Mediums gelegt werden. Auf diese Weise kann eine räumlich homogene Verstärkung der Grundmode und ein verbesserter Modenüberlapp erreicht werden.

Auswirkungen nichtidealer Spiegelprofile auf das Modenverhalten

Die Verkipfung der optischen Achse relativ zur mechanischen Achse wird als zusätzlicher linearer Phasenterm $\exp(j4\pi|x|\sin\alpha_V/\lambda)$ bei der Berechnung der Reflexionsfunktionen berücksichtigt. Im Falle kontinuierlicher, idealer Spiegelprofile ergeben sich beim Übergang von der konventionellen zur gekippten Resonatorgeometrie keine Unterschiede im Resonatorverhalten. In der Regel werden die Spiegelprofile jedoch als diffraktive Elemente hergestellt, deren Oberflächenprofil lokal durch geblazte Gitter unterschiedlicher Gitterperioden p und Orientierungen approximiert werden kann. Die Herstellungstechnologie solcher geblazter Gitter kann jedoch die Leistungsfähigkeit gekippter gegenüber der konventioneller Resonatoren deutlich einschränken, da sich bei der Herstellung Abweichungen vom idealen geblazten Gitterprofil nicht vermeiden lassen. Diese Abweichungen kommen zunächst von einer aus technologischen Gründen erforderlichen Höhenquantisierung Q des Gitters (siehe Abbildung 3.15) und führen zu einer Abnahme der Beugungseffizienz des Gitters. In skalarer Näherung, d.h. für $p \gg \lambda$, ergibt sich für die im vorliegenden Fall wesentliche erste Beugungsordnung die Effizienz nach [42] zu

$$\eta_Q = \left| \frac{\sin(\pi/Q)}{\pi/Q} \right|^2. \quad (3.17)$$

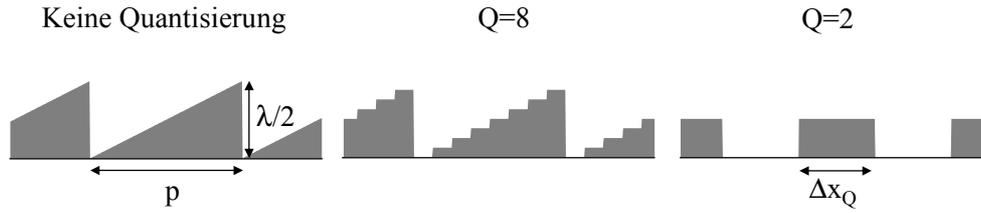


Abbildung 3.15: Form eines idealen geblazten Gitters der Periode p abhängig von der Zahl der Höhenquantisierungsstufen Q . Die Höhenquantisierung legt die kleinste Pixelgröße zu Δx_Q fest.

Im Grenzfall einer kontinuierlichen Struktur bedeutet das eine theoretische Effizienz von $\eta_\infty = 100\%$ und für eine z.B. laserlithographisch umsetzbare Anzahl von Quantisierungsstufen folgt $\eta_{64} = 99,9\%$, $\eta_{32} = 99,7\%$ bzw. $\eta_{16} = 98,7\%$. Weniger als $Q = 16$ Quantisierungsstufen sollten bei diffraktiven Resonatorspiegeln nicht verwendet werden, da sonst die Umlaufverluste zu hoch werden. Nach (3.15) legt die Höhenquantisierung wie in Abbildung 3.15 dargestellt die maximale Pixelgröße zu

$$\Delta x_Q = \frac{\pi w_0}{\widetilde{W}Q} \quad (3.18)$$

fest. Damit wird die kleinste mit relativ hoher Effizienz erzeugbare Gitterperiode von den technologischen Bedingungen wie z.B. von der endlichen Größe des Fokus bei der Laserlithographie abhängig gemacht. Wird die Quantisierung ausreichend hoch gewählt, dann sind die herstellungsbedingten Abweichungen (z.B. durch endliche Fokusedurchmesser, Eigenschaften des Fotoresists) vom quantisierten Profil zum Großteil für die Verluste verantwortlich. Im Vergleich zum konventionellen Fall (siehe [41]) werden im verkippten Fall deutlich höhere Anforderungen an die laterale Auflösung Δx_Q und damit an die Herstellungstechnologie gestellt.

Die Auswirkungen der Abweichungen vom idealen Spiegelprofil auf das Modenverhalten sollen anhand des Einflusses der Höhenquantisierung sowohl für den konventionellen Fall ($\alpha_V = 0^\circ$) als auch bei einer Verkipfung der optischen Achse relativ zur mechanischen Resonatorachse ($|\alpha_V| > 0^\circ$) untersucht werden. Dafür wurde die typische Resonatoranordnung mit $m = 20$, einem vorgegebenen Verlust am Rückkoppelspiegel $V = 0,1\%$, $\lambda = 1064 \text{ nm}$, $w_0 = 350 \mu\text{m}$, $L = 361,7 \text{ mm}$, $W_o = 770 \mu\text{m}$ und $W_b = 7,43 \text{ mm}$ ($\widetilde{W} = 23,25$) gewählt. Daraus ergibt sich der Verkipfungswinkel $\alpha_V = 0,64^\circ$ und die Gitterperiode $p = 47,3 \mu\text{m}$. Die Umlaufverluste V_0 und V_1 und die Verteilung der Grundmode wurden mit einer Fox-Li-Analyse durchgeführt. Die Verluste der Grundmode und der zweiten Mode sind in Abbildung 3.16a abhängig von der Zahl der Quantisierungsstufen Q dargestellt. Es ist zu erkennen, daß sich die Umlaufverluste mit abnehmender Quantisierungszahl stark unterscheiden. Im gekippten Fall verdoppeln sich die Umlaufverluste der Grundmode im Vergleich zum unverkippten Fall. Dies

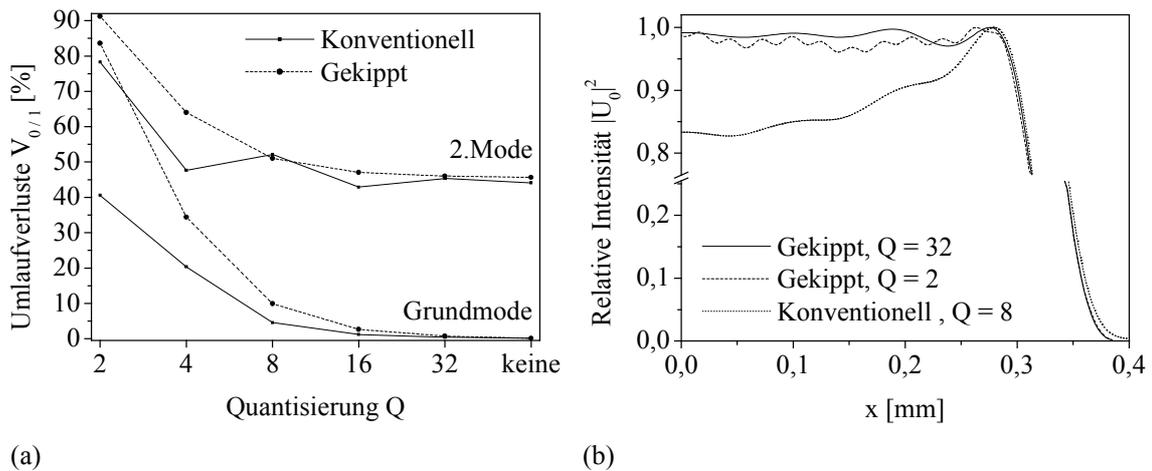


Abbildung 3.16: Vergleich des berechneten Modenverhaltens zwischen Resonatoren mit unverkippter und verkippter optischer Achse abhängig von der Höhenquantisierung Q der diffraktiven Strukturen. (a) Vergleich der Umlaufverluste. (b) Vergleich der Intensitätsverteilungen der Grundmoden.

ist verständlich, denn im Vergleich zur konventionellen Geometrie müssen beide Spiegel oberflächenstrukturiert werden. Sehr vorteilhaft wirkt sich jedoch die Verkippung der optischen Achse auf die Strahlqualität der Grundmode aus. Dies ist in Abbildung 3.16b zu erkennen, in der die Intensitätsverteilungen der berechneten Grundmoden für verschiedene Quantisierungsstufen miteinander verglichen werden. Für $Q = 32$ Stufen bis hin zum binären Fall $Q = 2$ zeigt sich nur eine geringe Änderung der Intensitätsverteilung der Grundmode. Im unverkippten Fall ändert sich indes schon ab $Q = 8$ die Form der Verteilung drastisch. Der Grund dafür ist, daß im Falle nicht idealer Gitterprofile Energie in mehrere Ordnungen gelenkt wird, unter anderem in die nullte Beugungsordnung. Im unverkippten Fall überlagern sich die Feldanteile der verschiedenen Ordnungen und stören auf diese Weise die Grundmodenverteilung. Um diese Effekte im unverkippten Fall zu reduzieren, wurden aufwendige, heuristische Optimierungsverfahren der Oberflächenform vorgeschlagen [43]. Diese Nachoptimierung wird durch eine leichte Verkippung der optischen Achse relativ zur mechanischen Achse des Resonators überflüssig, denn in diesem Fall werden die Feldanteile der verschiedenen Gitterordnungen voneinander räumlich separiert und stören die Grundmodenverteilung in einem sehr viel geringeren Maße. Ein sinnvoller Verkippungswinkel α_V zur Vermeidung einer Überlagerung der Ordnungen folgt aus (3.15) und Diagramm 3.14 unter der Bedingung, daß möglichst wenig Energie an der Apertur des Rückkoppelspiegels absorbiert werden soll. In vielen Fällen reicht ein Winkel von $\alpha_V \approx 1^\circ$ aus.

Aus den Simulationen wird klar, daß die Form der Grundmode in der örtlichen Verteilung der Gitterperioden kodiert ist und die Spiegelform innerhalb der lokalen Gitterperioden die Effizienz bestimmt. Die lokale Periode läßt sich jedoch bei der Her-

stellung der Spiegel in der Regel sehr präzise steuern. Damit bleibt die Strahlqualität auch bei einer geringen Quantisierung Q des Gitters erhalten. Die Idee, die optische Achse im Resonator gegenüber dessen mechanischer Achse zu kippen, um die Strahlqualität zu verbessern, wurde erstmals in [18] vorgeschlagen.

Erhöhung der Modendiskriminierung mit Phasengittern

In herkömmlichen Resonatoren wird die Strahlqualität und die Modendiskriminierung im wesentlichen durch absorbierende Aperturen festgelegt. Dies soll anhand des in Abbildung 3.17 dargestellten Resonators erklärt werden. Die Apertur W_b in der Ebene des Rückkoppelspiegels wird so gewählt, daß nur vernachlässigbar geringe Verluste bei der Phasenkonjugation der Grundmode $U_0(x, z_b)$ entstehen. Weiterhin wird die Breite W_o des Bereiches 1 auf dem Auskoppelspiegel, in dem die Feldverteilung definiert ist, gerade so groß bestimmt, daß die Grundmode $U_0(x, z_o)$ nicht gestört wird. Unter diesen Bedingungen kann eine hohe Strahlqualität und ein niedriger Umlaufverlust der Grundmode, aber auch eine hohe Modendiskriminierung erreicht werden. In herkömm-

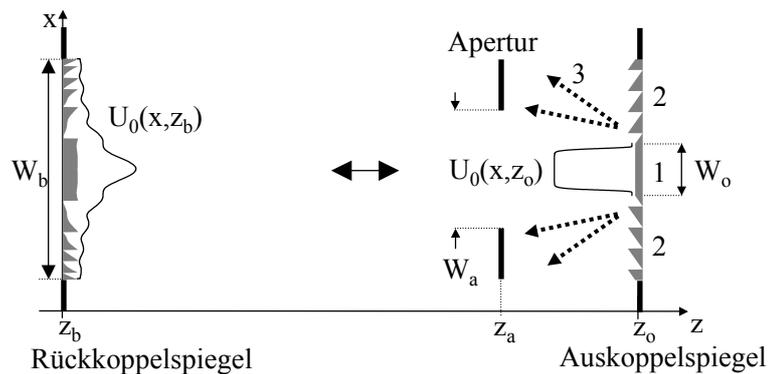


Abbildung 3.17: Schematische Darstellung eines Resonators mit Gittern zur Erhöhung der Modendiskriminierung. Die Gitter ersetzen die herkömmlich verwendete absorbierende Apertur in der Ebene des Auskoppelspiegels (Bereiche 2) außerhalb der Grundmodenverteilung $U_0(x, z_o)$ (Bereich 1). In den Bereichen 3 wird Energie der höheren Moden von der optischen Achse weggestreut und an einer Apertur innerhalb des Resonators, z.B. an der Halterung des Laser-Kristalls, absorbiert.

lichen Resonatoren wird in der Regel eine absorbierende Blende der Öffnung W_o in der Nähe des Auskoppelspiegels positioniert, um die Modendiskriminierung zu erhöhen. Im folgenden Abschnitt soll erstmals die Verwendung eines Gitters anstatt einer absorbierenden Blende in der Ebene des Auskoppelspiegels zur Erhöhung der Modendiskriminierung diskutiert werden. Durch das Gitter werden die Feldanteile höherer Moden in der Ebene des Auskoppelspiegels, die in den Bereichen 2 auftreffen, von der optischen Achse wegbeugt und schließlich an einer Apertur im Resonator, wie z.B. der Halterung eines Laserkristalls, absorbiert. Die Wirkung des Prinzips soll anhand des

im letzten Abschnitt verwendeten Resonatorbeispiels demonstriert werden. Der Durchmesser der absorbierenden Apertur bei $z_a = z_o - 0,5L$ wurde zu $W_a = 25w_0$ gewählt. Die Ergebnisse der Fox-Li-Analyse für die Umlaufverluste der zweiten Mode V_1 sind in Abbildung 3.18 abhängig vom Ablenkwinkel β_A bzw. der Gitterperiode p_A des Zerstreungsgitters dargestellt. Für jede Periode p_A wurde die Gitterfunktion in den Bereichen

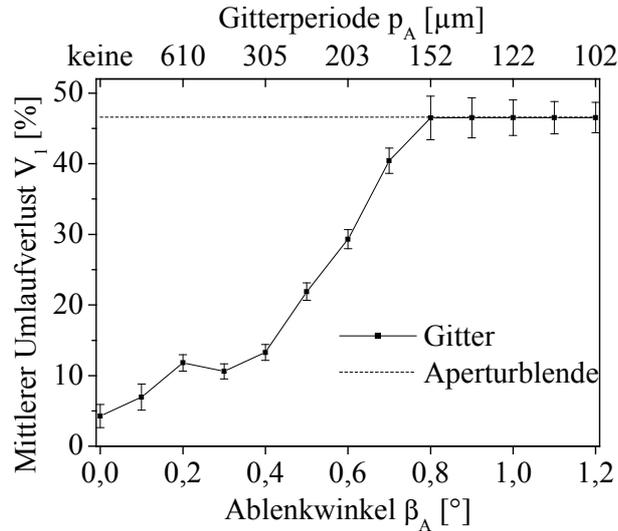


Abbildung 3.18: Abhängigkeit der Umlaufverluste V_1 der zweiten Mode vom Ablenkwinkel β bzw. der Gitterperiode p des Gitters. Im Falle der Verwendung einer absorbierenden Blende anstelle eines Gitters ergibt sich $V_1 = 46,6\%$.

2 zu $R_o(x; z_o) = \exp[j2\pi(-|x|/2p_A + \Phi)]$ gewählt, wobei $\Phi \in [0; 0,1; \dots; 0,9]$ einen zusätzlichen konstanten Phasenwert bedeutet. Abhängig von der Wahl von Φ ändern sich die Umlaufverluste geringfügig, die dargestellten Werte V_1 entsprechen deshalb einem Mittelwert, die Größe des Fehlerbalkens entspricht dessen Standardabweichung. Es ist zu erkennen, daß V_1 mit zunehmendem Ablenkwinkel zunimmt. Ab der Periode $p_A \approx 150 \mu\text{m}$ werden ähnliche Werte für V_1 wie im Falle einer absorbierenden Apertur erreicht. Die Form der Kurve ist stark abhängig von der Resonatorgeometrie und der Spiegelform. Die Wirkung des Gitters hat wegen $V_0 = (0,055 \pm 0,02)\%$ einen sehr geringen Einfluß auf die Strahlqualität der Grundmode.

Die Verwendung von Gittern anstatt von Blenden ist besonders dann sinnvoll, wenn eine Oberflächenstrukturierung sowohl des Auskoppel- als auch des Rückkoppelbereiches, wie beim verkippten oder gefalteten Resonator, auf jeden Fall erforderlich ist. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, wie ein solches Zerstreungsgitter im gefalteten Resonator zur Erhöhung der Modendiskriminierung genutzt werden kann.

3.3.2 Experiment

Design

Das Prinzip des gefalteten Resonators soll in diesem Abschnitt erstmalig anhand eines Laserresonators mit quadratischer, supergaußförmiger Grundmode demonstriert werden. Das Resonatordesign muß dafür an die in Abschnitt 3.1 diskutierte experimentelle Situation angepaßt werden. Die verwendete Herstellungsmethode ermöglicht geblazte Gitter mit einer relativ hohen Gittereffizienz von $\eta \geq 90\%$ für Perioden $p \geq 40 \mu\text{m}$ [44]. Der Verkippungswinkel wurde deswegen zu $\alpha_V = 0,762^\circ$ gewählt. Bei der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ bedeutet dies eine Gitterperiode $p = 40 \mu\text{m}$. Unter der Bedingung, daß die Resonatorlänge der Rayleigh-Länge entspricht, sind damit nach (3.15) nur noch der Strahlradius w_0 und die Ordnung m (über den relativen Aperturdurchmesser \widetilde{W}) variabel. Der Strahlradius w_0 und die Ordnung m wurden so gewählt, daß zum einen die Verteilung $U_0(x, y, z_f)$ mit dem gepumpten Bereich (Durchmesser etwa 1,2 mm) möglichst gut überlappt, zum anderen die Mode im Bereich des Rückkoppelspiegels $U_0(x, y, z_b)$ nur einen Verlust von $V \approx 0,1\%$ erfährt. Mit den Werten $w_0 = 250 \mu\text{m}$ und $m = 12$ wird ein Modenüberlapp von etwa 97% im unverkippten Resonator erreicht. Damit folgt aus Gleichung (3.15)

$$W_o = \xi w_0 \quad \text{und} \quad W_b = \frac{\pi w_0^2}{p} - W_o, \quad (3.19)$$

wobei die Konstante ξ so groß gewählt wird, daß die Grundmode $U_0(x, y, z_o)$ im Auskoppelbereich einen sehr geringen Verluste von $V \leq 0,01\%$ erfährt. In diesem Fall wurde $\xi = 2,4$ gewählt. Damit ergibt sich $W_o = 600 \mu\text{m}$, $W_b = 4310 \mu\text{m}$ und $L = 184,54 \text{ mm}$. Mit diesen Werten kann die Reflexionsfunktion des Auskoppelbereichs nach (3.16) und des Rückkoppelbereichs nach der in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Vorschrift berechnet werden. Die Brennweite der thermischen Linse am Arbeitspunkt des Lasers wurde dabei zu $f_{th} = 4 \text{ m}$ gewählt. Wegen des vierfachen anstelle des zweifachen Durchgangs durch den Kristall im gefalteten Resonator pro Umlauf wurde jedoch im Design die thermische Linsenwirkung des Kristalls auf die Feldverteilung mit einer Brennweite $f_{th} = 2 \text{ m}$ berücksichtigt. In Abbildung 3.19 ist die gefaltete Resonatorgeometrie und die berechnete Oberflächenform des diffraktiven Spiegels dargestellt. Wie im Abschnitt 3.3.1 beschrieben, müßte zur Erhöhung der Modendiskriminierung eigentlich eine quadratische, absorbierende Blende mit einer Kantenlänge W_o in die Ebene des diffraktiven Spiegels (Bereich 3 in Abbildung 3.19b) integriert werden. Als Ersatz für diese absorbierende Blende wurde in diesem Design erstmals ein radiales Zerstreuungsgitter mit der Gitterperiode $p_A = 60 \mu\text{m}$ in das Oberflächenprofil in den Bereichen außerhalb

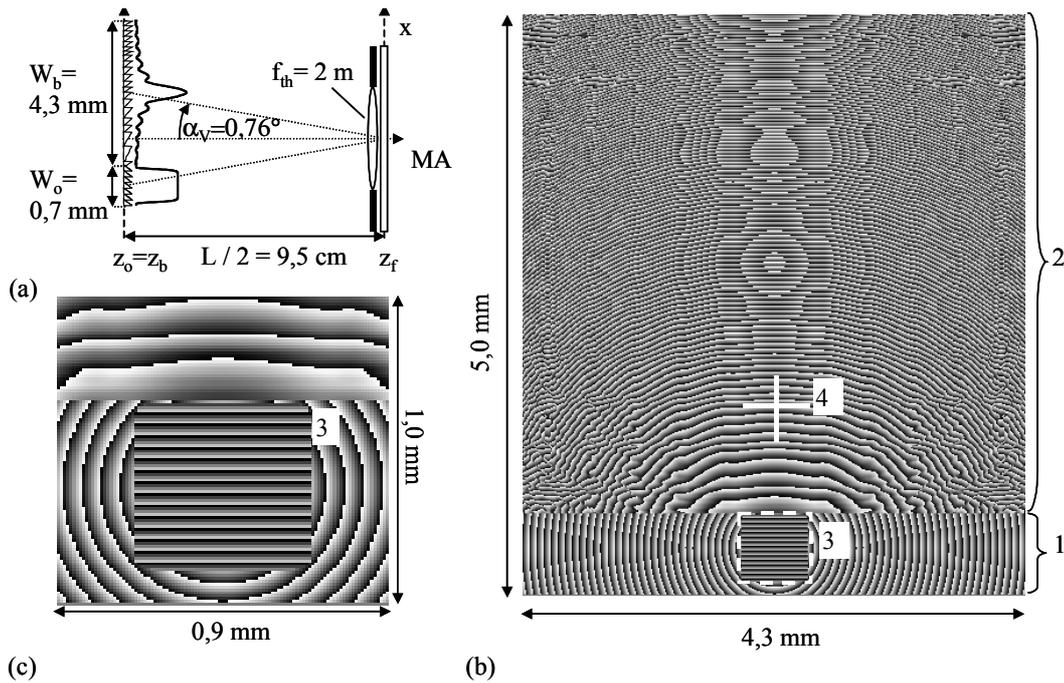


Abbildung 3.19: (a) Schematische Darstellung des gefalteten Resonators (MA-mechanische Achse). (b) Oberflächenstruktur des diffraktiven Spiegels (1–Auskoppelregion, 2–Rückkoppelregion, 3–Auskoppel-Apertur, 4–mechanische Achse). (c) Oberflächenstruktur innerhalb der Auskoppelregion. In den weißen Regionen erreicht die Strukturtiefe den maximalen Wert $h_{max} = \lambda/2$.

der Auskoppel-Apertur strukturiert. Die Wirkungsweise wurde im letzten Abschnitt erklärt. Das Modenverhalten wurde mit einer Fox-Li-Analyse ermittelt. Unter der Annahme, daß sich weder eine Aperturblende noch ein Zerstreuungsgitter im Bereich 1 außerhalb der Auskoppel-Apertur befinden, sondern die Reflexionsfunktion $R_o(x, y, z_o)$ außerhalb der Apertur fortgesetzt wird, ergeben sich die Umlaufverluste $V_0 = 0,13\%$ und $V_1 = 0,66\%$. Sobald allerdings das Zerstreuungsgitter integriert wird, resultieren die Verluste $V_0 = 0,11\%$ und $V_1 = 36,1\%$. Die berechneten Amplitudenverteilungen der ersten beiden Moden für den Fall eines Spiegels mit integriertem Zerstreuungsgitter sind in Abbildung 3.20 dargestellt. Es ist offensichtlich, daß die Modendiskriminierung

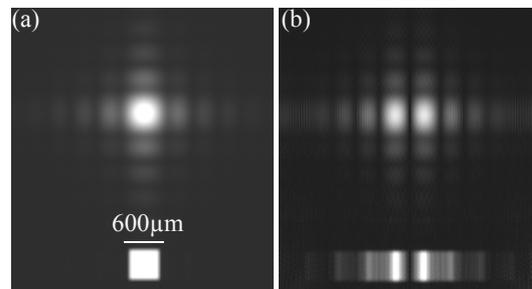


Abbildung 3.20: Berechnete Amplitudenverteilungen (a) der Grundmode (Umlaufverlust $V_0 = 0,11\%$) und (b) der 2. Mode ($V_1 = 36,1\%$) des gefalteten Resonators in der Ebene des diffraktiven Spiegels.

mittels Zerstreuungsgitter erheblich vergrößert werden kann und unbedingt notwendig ist, um einen monomodigen Laserbetrieb zu ermöglichen.

Meßergebnisse

Der im letzten Abschnitt besprochene Resonator wurde experimentell als Nd:YAG-Laser realisiert. Als Faltungsspiegel fand ein für die Laserwellenlänge hochreflektierender Spiegel Verwendung. Der Kristall wurde in einem Abstand von $\Delta z \approx 2$ mm vor dem Spiegel aufgebaut. Um die Funktion des Laserresonators zu demonstrieren, wurde die Oberfläche des diffraktiven Spiegels durch das diffraktive Spiegelsubstrat hindurch auf eine CCD-Kamera abgebildet. Ein Schema des Meßaufbaus sowie die gemessenen Intensitätsverteilungen der Grundmoden in Abhängigkeit von der Pumpleistung \mathcal{P} sind in Abbildung 3.21 dargestellt. In Abbildung 3.21a wird die Modenverteilung an der

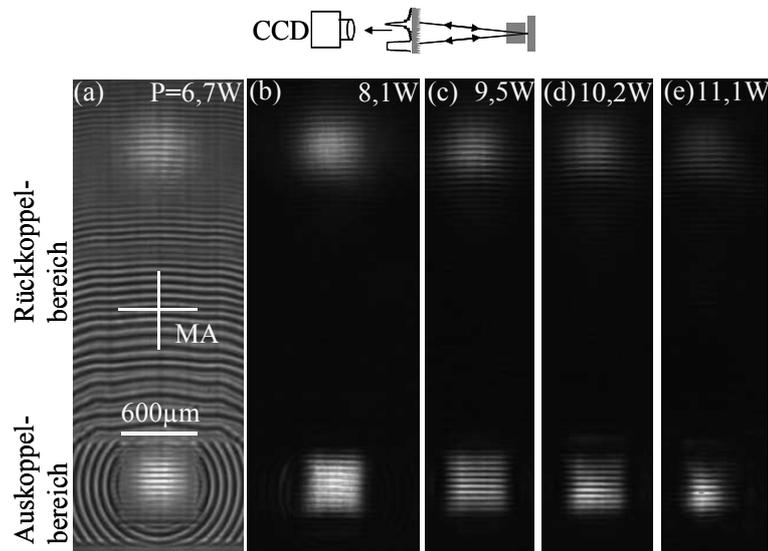


Abbildung 3.21: Gemessene Verteilungen der Grundmode in der Ebene des diffraktiven Spiegels bei unterschiedlichen Pumpleistungen, aufgenommen in Transmission (siehe Skizze des Aufbaus). (a) Verteilung der Grundmode an der Laserschwelle $\mathcal{P} = 6,7$ W. Um den Ort der Laseremission zu verdeutlichen, wurde das Pumplicht bewußt nicht unterdrückt. In (b) bis (e) wurde die Pumpleistung kontinuierlich erhöht und die Pumpstrahlung unterdrückt (MA-mechanische Achse des Resonators).

Schwelle gezeigt. Um die Oberfläche des diffraktiven Spiegel und damit den Ort der Laseremission feststellen zu können, wurde in dieser einen Aufnahme das durch die Pumpquelle hervorgerufene Streulicht bewußt zugelassen. Bei einer Pumpleistung von $\mathcal{P} = 8,1$ W (Abbildung 3.21b) ist deutlich eine relativ homogene, quadratische Form der Grundmode im Auskoppelbereich und die entsprechende runde Form der Grundmode im Rückkoppelbereich zu erkennen. Bei dieser Pumpleistung stimmt die Messung gut mit der Simulation in Abbildung 3.20 überein. Die Form der experimentell beobachteten Verteilung weicht jedoch mit zunehmender Pumpleistung von der berechneten

Verteilung ab. Dies liegt an einem zunehmenden Unterschied (Brennweite, Aberrationen) der realen zur im Design berücksichtigten thermischen Linse.

Die Homogenität der Grundmode in Resonatoren mit supergaußförmigen Grundmoden kann deshalb in Resonatoren mit temperaturabhängigen aktiven Medien generell nur über relativ kleine Intervalle von Pumpleistungen bzw. Verstärkungen erhalten werden. Außerdem ändert sich die Homogenität der Grundmodenverteilung sehr empfindlich mit der Verkipfung des Faltungsspiegels. Zum Beispiel ergibt sich bei dieser Resonatorgeometrie für die sehr geringe Verkipfung $|\Delta\alpha| = 0,005^\circ$ bereits ein Unterschied in der Intensität an den beiden Rändern der vorgegebenen homogenen Intensitätsverteilung von 10%.

Die Aufnahmen zeigen eine Intensitätsmodulation, die in der berechneten Verteilung in Abbildung 3.20a fehlt. Dies ist dadurch begründet, daß die Strukturhöhe der Gitter für Reflexion auf $\lambda/2 = 532\text{ nm}$ optimiert, die Modenverteilung jedoch in Transmission beobachtet wurde. In Transmission besitzt der diffraktive Spiegel wegen der unangepaßten Gitterhöhe eine sehr schlechte Beugungseffizienz, so daß die Energie in viele Gitterordnungen gelenkt wird. Die gemessenen Artefakte entstehen dadurch, daß Energie höherer Beugungsordnungen an der endlichen Apertur des abbildenden Beobachtungssystems absorbiert wird und nicht mehr für die Abbildung zur Verfügung steht. Dieses Verhalten kann jedoch unterdrückt werden, wenn der diffraktive Spiegel „vergraben“ wird, d.h. wenn nach der Verspiegelung des diffraktiven Spiegels zusätzlich eine Schicht des schon für den Spiegel verwendeten Materials mit einer ebenen Oberfläche aufgebracht wird. Auf diese Weise wird die Gitterwirkung in Transmission unterdrückt. Diese Variante wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht demonstriert.

Das Problem der Gitterwirkung kann jedoch auch dadurch vermieden werden, daß das Spiegelsubstrat nicht mehr senkrecht zur mechanischen Achse steht, sondern so um den Winkel $\Delta\alpha$ verkippt wird, daß das Spiegelsubstrat im Auskoppelbereich senkrecht zur lokalen optischen Achse steht. Auf diese Weise muß zwar in der Reflexionsfunktion des Rückkoppelbereichs zusätzlich eine Verkipfung um den Winkel $\Delta\alpha = 0,76^\circ$ integriert werden, im Auskoppelbereich kann jedoch das geblazte Gitter komplett entfallen. Diese Möglichkeit wurde experimentell realisiert, das Meßergebnis ist in Abbildung 3.22 dargestellt. In Tabelle 3.2 sind die Schwellenwerte der experimentell realisierten Laser gegenübergestellt. Die Kleinsignal-Verstärkungskoeffizienten wurden über eine lineare Regression der gemessenen Werte in Abbildung 3.4b bestimmt, die Kleinsignal-Verstärkungsfaktor G_0 über (2.45) berechnet. Die Laser mit Plan/Plan-Resonatoren wurden jeweils direkt neben den strukturierten Bereichen zum Anschwingen gebracht. Dabei wurde für alle Laser die gleiche Verstärkungslänge im Kristall angenommen, der unter-

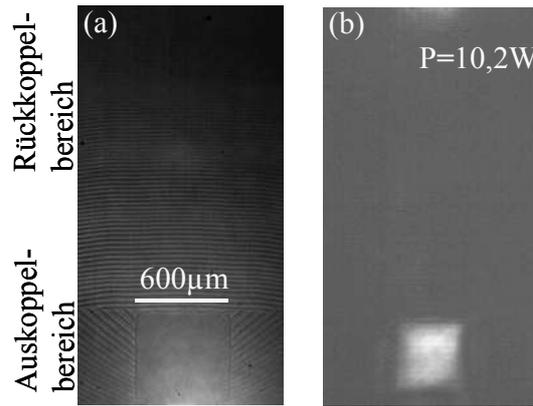


Abbildung 3.22: Die Verkipfung des Substrates um den Winkel $\Delta\alpha = 0,76^\circ$ relativ zur mechanischen Achse erlaubt eine ebene, gitterfreie Fläche innerhalb der Auskoppelapertur und damit eine ungestörte Auskopplung der Grundmode. (a) Region um den Auskoppelbereich des diffraktiven Spiegels. (b) Gemessene Modenverteilung am vorgegebenen Arbeitspunkt.

Tabelle 3.2: Vergleich der Schwellenwerte der experimentell realisierten Laser (\mathcal{P}_{thr} ...Schwellenpumpleistung, g_0 ...Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient, G_0 ...Kleinsignal-Verstärkungsfaktor).

Nr.	Resonatortyp	\mathcal{P}_{thr} [W]	g_0 [cm^{-1}]	G_0
1	Supergauß, normal (Abbildung 3.21)	6,7	0,33	1,4
2	Plan/Plan, gleiches Substrat wie Nr. 1	3,3	0,2	1,17
3	Supergauß, verkippt (Abbildung 3.22)	10,2	0,51	1,67
4	Plan/Plan, gleiches Substrat wie Nr. 3	4,5	0,22	1,25
5	Gitter ($p = 40 \mu\text{m}$)/Plan, gleiches Substrat wie Nr. 3	6,1	0,3	1,36

schiedliche Modenüberlapp aber nicht berücksichtigt. Die Verstärkungen der gefalteten Laser lassen sich nicht direkt mit den Verstärkungen der ungefalteten Resonatoren vergleichen. Im Gegensatz zu Laser 4 wurde bei Laser 5 der strukturierte Endspiegel um $\Delta\alpha = 0,76^\circ$ verkippt und lateral verschoben, damit der Laser mit geblaztem Gitter der Periode $p = 40 \mu\text{m}$ als Rückkoppelspiegel anschwingt. Aus einem Vergleich der Verstärkungen der Laser 4 und 5 folgt eine Gittereffizienz von $\eta_{32} \approx 90\%$. Dieser Wert ist auch nach [44] für laserlithographisch hergestellte Gitter der Periode $p = 40 \mu\text{m}$ zu erwarten.

Der gefaltete Laser 3 zeigt im Gegensatz zum gefalteten Laser 1 höhere Schwellenwerte und die höchsten Umlaufverluste. Dies liegt nur teilweise an der schlechteren Reflektivität des Spiegels, die aus dem Vergleich der Laser 2 und 4 folgt. Die Beugungsverluste der Mode am strukturierten Rückkoppelbereich des verkippten gefalteten Resonators (siehe Abbildung 3.22a) sind also höher als die Beugungsverluste der Mode am Auskoppel- und Rückkoppelbereich des gefalteten Resonators zusammen (siehe Ab-

bildung 3.21a). Dies ist ein Hinweis darauf, daß geblazte Gitter der Periode $p \approx 20 \mu\text{m}$ mit der verwendeten Laserlithographie-Anlage schlechter herzustellen sind als geblazte Gitter der Periode $p \approx 40 \mu\text{m}$.

In diesem Abschnitt wurde das Prinzip der gefalteten Resonatorgeometrie anhand stabiler Resonatoren mit supergaußförmiger Grundmode experimentell gezeigt. Im nächsten Abschnitt sollen die Vorteile der gefalteten Geometrie genutzt werden, um einen instabilen Resonator mit einer ausgekoppelten gaußförmigen Feldverteilung, zu realisieren. Weil bei diesem Resonatortyp selbst in konventioneller Geometrie zwei diffraktive Spiegel erforderlich werden, wirkt sich die Faltung in diesem Fall nicht im gleichen Maße nachteilig auf die Laserschwelle aus wie bei den vorgestellten stabilen Resonatoren.

3.4 Gefaltete instabile Resonatoren mit gaußförmiger Auskoppelverteilung

3.4.1 Design

Nach der Untersuchung stabiler Resonatoren soll im weiteren Teil dieses Kapitels erstmals ein diffraktiver instabiler Resonator mit gaußförmiger ausgekoppelter Feldverteilung realisiert werden. In diesem Abschnitt wird das Design und das Modenverhalten des Resonators diskutiert.

Für die Berechnung der Spiegelprofile wurde der in Abschnitt 2.2.3, Seite 19 und im Anhang A, Seite 99 vorgestellte Algorithmus benutzt. Abbildung 3.23 zeigt die für die lineare Fabry-Pérot-Geometrie vorgegebenen Aperturen des Auskoppel- und Rückkoppelspiegels sowie die Transmissionsfunktion und die Amplitudenverteilung des gewünschten ausgekoppelten Feldes. Die Auskoppelaperturen entsprechen denen eines

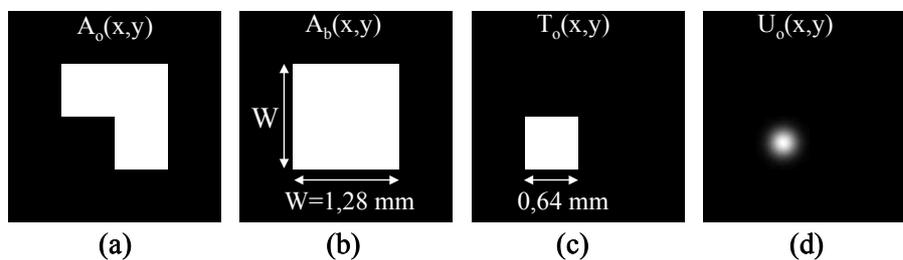


Abbildung 3.23: (a) Apertur des Auskoppelspiegels, (b) Apertur des Rückkoppelspiegels, (c) Transmissionsfunktion, (d) Amplitudenverteilung des ausgekoppelten Feldanteils.

in „off-axis“-Rechteckgeometrie aufgebauten instabilen Resonators [19]. Die Funktionen $A_{o/b}(x,y)$ und die Transmissionsfunktion $T_o(x,y)$ wurden so gewählt, daß bei der

Spiegelreflexion nur die Phase der Felder beeinflußt wird. Die Breite der quadratischen Auskoppelapertur beträgt 0,64 mm. Um die Strahlqualität der Grundmode bei der Auskopplung zu erhalten, wurde der Strahlradius zu $w_0 = 160 \mu\text{m}$ gewählt (siehe Abbildung 3.23d). Die Strahltaile der gaußförmigen Grundmode soll sich in der Ebene des Auskoppelspiegels befinden. Die thermische Linse des Nd:YAG-Kristalls wurde analog zum vorigen Abschnitt mit einer Brennweite $f_{th} = 2 \text{ m}$ im Abstand der halben Resonatorlänge zwischen den Spiegeln berücksichtigt. Der erstrebte Auskoppelgrad ist $\Omega = 0,12$, weil unter diesen Umständen eine hohe ausgekoppelte Leistung mit dem verwendeten Nd:YAG-Laser erreicht werden kann.

Um einen Überblick über das generelle Resonatorverhalten zu bekommen, wurde der Algorithmus für verschiedene Resonatorlängen $L = 0,05 \text{ m}$ bis $0,32 \text{ m}$ mit einer ebenen Phasenverteilung gestartet, jeweils 100 Iterationen im Teil 1 und 500 Iterationen im Teil 2 durchgeführt. Bei einer weiteren Erhöhung der Anzahl der Iterationen konnte keine Verbesserung des Resonatorverhaltens festgestellt werden. In Abbildung 3.24 sind die Beugungsmaßzahlen der mit Fox-Li-Analysen berechneten Grundmoden aufgetragen. Die Beugungsmaßzahl nimmt für sehr kleine und sehr große Längen stark

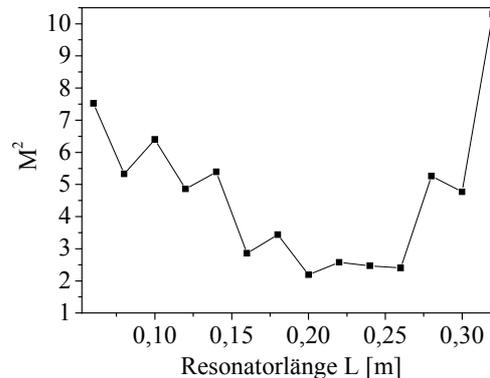


Abbildung 3.24: Beugungsmaßzahlen der berechneten Austrittsverteilungen instabiler Resonatoren unterschiedlicher Resonatorlängen.

zu, und im Bereich $L = 0,15 \text{ m}$ bis $0,25 \text{ m}$ werden minimale Werte erreicht. Die starke Verschlechterung der Strahlqualität für große Längen kann dadurch begründet werden, daß sich der Strahldurchmesser der ausgekoppelten Verteilung mit zunehmendem Abstand zur Strahltaile vergrößert und die Verteilung an der begrenzten Apertur des Rückkoppelspiegels gestört wird. Für kleine Resonatorlängen ist der Einfluß der Beugung auf die transversale Feldverteilung am Spiegel zu gering.

Der instabile Resonator der Länge $L = 0,2 \text{ m}$ wurde für eine experimentelle Realisierung ausgewählt. In Abbildung 3.25a sind die Phasen der berechneten Reflexionsfunktionen der beiden Spiegel dargestellt. Die wesentlichen Eigenschaften des Reso-

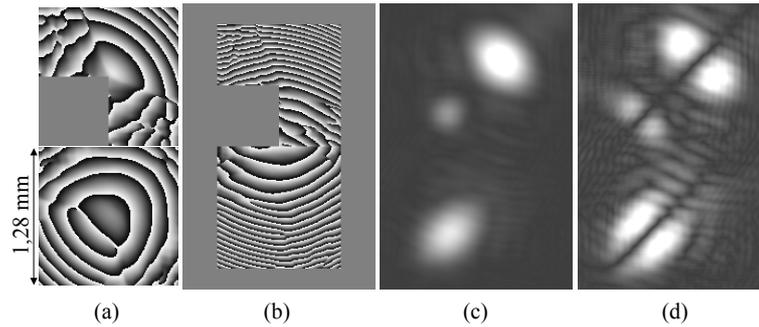


Abbildung 3.25: Phasen der berechneten Reflexionsfunktionen des Auskoppel- und Rückkoppelspiegels des linearen Resonators in (a) bzw. des gefalteten Resonators (b) (weiße Bereiche entsprechen maximaler Strukturtiefe) für die Resonatorlänge $L = 0,2$ m. In (c) ist die dem Spiegelprofil (b) entsprechende berechnete Amplitudenverteilung der Grundmode ($V_0 = 6,85\%$) und (d) der 2.Mode ($V_1 = 27,66\%$) direkt vor der Ebene des diffraktiven Spiegels dargestellt.

nators sind im Falle einer linearen, unverkippten Resonatorgeometrie in Tabelle 3.3, Nr. 1 zusammengefaßt. Die Toleranzen des instabilen Resonators gegenüber einer Verkipfung, einem lateralen Versatz, der Änderung der Resonatorlänge und der Rotation eines Spiegels sind in Tabelle 3.1 im Abschnitt 3.2.1, Seite 29 zusammengefaßt, wobei sich die berechneten Werte auf eine Erhöhung des Grundmoden-Umlaufverlustes um $\Delta V_0 = 10\%$ beziehen. Um eine Aussage über das Modenverhalten bei Änderung der Pumpleistung zu erhalten, wurde das Modenverhalten bei unterschiedlichen Brennweiten der thermischen Linse berechnet. Generell nehmen die Umlaufverluste mit abnehmender Brennweite ab und die Beugungsmaßzahl zu, die Änderungen sind jedoch sehr gering. Für den Fall $f_{th} = 0,5$ m sind die Werte in Tabelle 3.3, Nr.2 gezeigt.

Zum Vergleich wurde das Resonatorverhalten eines stabilen Resonators mit gaußförmiger Grundmode (Abbildung 3.23d), der gleichen Resonatorlänge, Apertur des Rückkoppelspiegels und einer quadratischen Auskoppelapertur, die der in Abbildung 3.23c dargestellten Transmissionsfunktion entspricht, berechnet. Der Krümmungsradius des sphärischen Rückkoppelspiegels ergibt sich zu $\zeta_b \approx 0,11$ m. Wie in Tabelle 3.3 zu erkennen ist, wird im instabilen Resonator 1 im Vergleich zum stabilen Resonator 3 bei einer vergleichbaren Strahlqualität eine mehr als doppelt so hohe Modendiskriminie-

Tabelle 3.3: Berechnete Umlaufverluste $V_{0/1}$ der Grundmoden und zweiten Moden und Beugungsmaßzahlen M^2 der ausgekoppelten Feldverteilungen der diskutierten Resonatoren.

Nr.	Resonatortyp	V_0 [%]	V_1 [%]	M^2 1.Mode
1	Instabil, konventionelle Geometrie	6,78	28,46	2,19
2	Wie Nr. 1, jedoch $f_{th} = 0,5$ m	5,92	24,23	2,81
3	Stabil, konventionelle Geometrie	2,11	10,78	1,84
4	Instabil, gefaltete Geometrie	6,85	27,66	2,16

rung erreicht. Eine ähnlich hohe Diskriminierung kann zwar im stabilen Fall durch die Verwendung eines resonatorinternen Phasengitters erzielt werden [41], die Realisierung eines solchen Resonators ist jedoch im Vergleich zur Realisierung der gefalteten instabilen Resonatorgeometrie sehr aufwendig.

Nach der Faltung ergibt sich aus den in Abbildung 3.25a gezeigten Phasen der Reflexionsfunktionen die in Abbildung 3.25b dargestellte Phasenverteilung. Nach Abschnitt 3.3, Seite 36 beträgt der Verkippungswinkel

$$\alpha_V = \arctan\left(\frac{W_o + W_b}{2L}\right) \quad \text{mit } W = W_o = W_b . \quad (3.20)$$

Die Mittelpunkte der Spiegel müssen um die Strecken $x_o = -W/2$ und $x_b = +W/2$ verschoben werden, wobei der Ursprung $x = 0$ der optischen Achse in linearer Geometrie entspricht. Im vorliegenden Fall ist $\alpha_V = 0,367^\circ$. Zusätzlich muß den für die Fabry-Pérot-Geometrie berechneten Reflexionsfunktionen der lineare Phasenterm $\exp(j4\pi|x|\sin\alpha_V/\lambda)$ aufgeprägt werden. Die für den gefalteten Fall berechneten Amplitudenverteilungen der Grundmode und der zweiten Mode sind in Abbildung 3.25c,d, und die zugehörigen Daten in Tabelle 3.3, Nr. 4 dargestellt. Aus einem Vergleich von Nr. 1 und Nr. 4 geht hervor, daß sich die modalen Eigenschaften beim Übergang zur gefalteten Geometrie kaum ändern.

Die berechnete Amplitudenverteilung des ausgekoppelten Feldanteils der Grundmode kann besonders gut mit der vorgegebenen Verteilung verglichen werden, wenn wie in Abbildung 3.26 die x/y -Schnitte durch den Auskoppelbereich gegenübergestellt werden. Die Amplitudenverteilungen stimmen sehr gut überein. Die berechnete Phase ist nicht wie vorgegeben konstant, setzt sich jedoch zum Großteil aus einem linearen und einem parabolischen Anteil zusammen. Nach Abzug dieser Anteile beträgt die Standardabweichung von einer konstanten Phase nur $\pm 0,04\lambda$. Diese Aberrationen

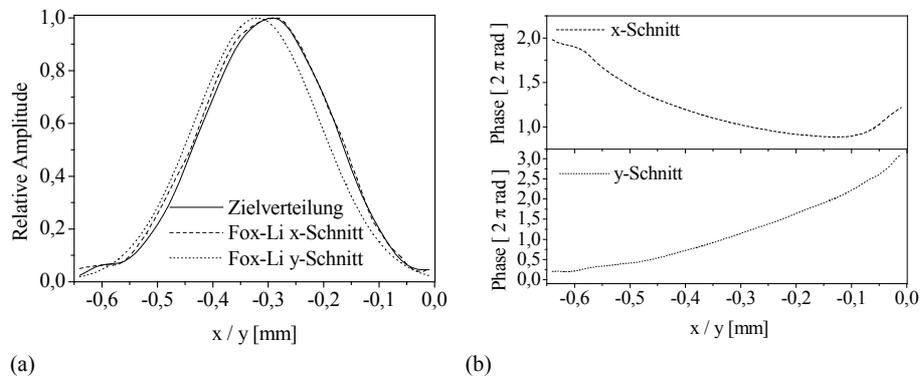


Abbildung 3.26: (a) Vergleich der mittels Fox-Li-Analyse berechneten und der vorgegebenen Amplitudenverteilung im Auskoppelbereich im gefalteten Resonator. (b) Schnitte der berechneten Phasenverteilung.

sind vernachlässigbar gering. Die zusätzliche parabolische Phase bedeutet, daß die Lage der Strahlteile nicht mit der Ebene des Auskoppelbereiches übereinstimmt. Die Abweichung von der ebenen Phasenfront erhöht die Beugungsmaßzahl der Grundmode. Ohne Berücksichtigung der berechneten Phasenverteilung ergibt sich eine Beugungsmaßzahl der Grundmode von $M^2 = 1,23$. Im Auskoppelbereich des instabilen Resonators ist im Vergleich zum gefalteten stabilen Resonator in Abbildung 3.21 keine Strukturierung erforderlich und die ausgekoppelte Verteilung wird demnach nicht gestört. Zudem kann im vorliegenden, kohärenten Fall die Phase der ausgekoppelten Verteilung durch ein auf Transmission der Verteilung optimiertes Phasenelement, welches direkt in das Oberflächenprofil des Spiegels integriert wird, mit hoher Effizienz korrigiert werden.

3.4.2 Experiment

Das im letzten Abschnitt theoretisch diskutierte Resonatorverhalten wurde experimentell untersucht. Die Meßergebnisse sollen in diesem Abschnitt diskutiert werden. Die in Abbildung 3.25b dargestellte Phase der Reflexionsfunktion wurde als diffraktiver Spiegel laserlithographisch realisiert. Im Gegensatz zur Herstellung von Spiegeln stabiler Resonatoren (siehe Abschnitt 3.1.2, Seite 26) muß das Gold in der Auskoppelapertur zusätzlich lithographisch entfernt werden. Anschließend wurde der diffraktive Resonator entsprechend der Abbildung 3.12, Seite 35 aufgebaut.

Es wurde sowohl die Auskoppelregion in Transmission als auch die gesamte Spiegelregion in Reflexion mit einer CCD-Kamera und einem Objektiv *ZOOM 6000 (Navitar)* untersucht. In Abbildung 3.27 ist die Helligkeitsverteilung auf dem diffraktiven Spiegel innerhalb des Resonators dargestellt. Das Kreuz symbolisiert die optische Achse und den Mittelpunkt des gepumpten Bereiches im Kristall. Im Bild a wurde der Spiegel so justiert, daß die Grundmode eines linearen Fabry-Pérot-Resonators anschwingt (1–Auskoppelregion, 2-TEM₀₀-Mode). Beim Übergang von a nach b wurde der Spiegel etwa 1,5 mm lateral verschoben, so daß der Mittelpunkt des gepumpten Bereiches mit dem Zentrum des diffraktiven Spiegelbereiches (gestrichelte Linie entspricht Umriss) übereinstimmt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Mode nicht mehr im Bereich des Kreuzes, sondern an den Rändern der diffraktiven Auskoppel- und Rückkoppelregion anschwingt. Die in Abbildung 3.27b gemessene Verteilung stimmt sehr gut mit der in Abbildung 3.25c berechneten Verteilung der Grundmode überein. Dies ist ein Beweis dafür, daß diese Mode der Grundmode des instabilen Resonators entspricht. Die Schwelle des instabilen Lasers stimmt mit der Schwelle des Plan/Plan-Resonators überein.

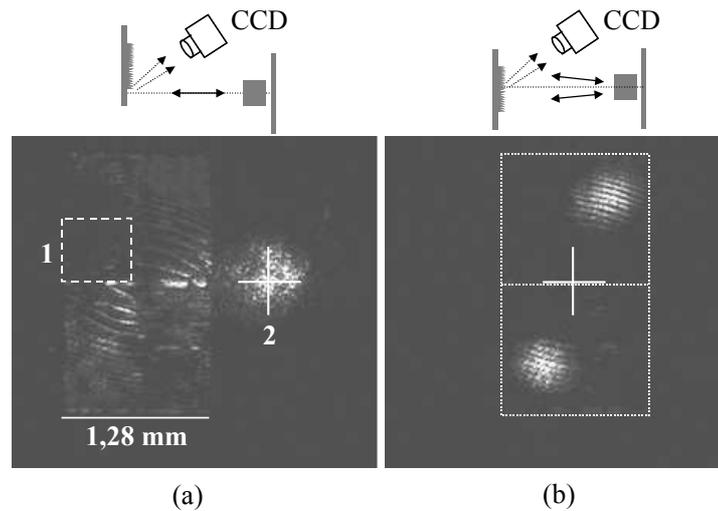


Abbildung 3.27: Experimenteller Vergleich des Modenverhaltens eines herkömmlichen Plan/Plan-Resonators (a) mit dem eines diffraktiven, instabilen Resonators (b) bei gleicher Pumpleistung. Dargestellt ist die Helligkeitsverteilung auf dem diffraktiven Spiegel. Das Kreuz symbolisiert die optische Achse und den Mittelpunkt des gepumpten Bereiches im Kristall (1–Auskoppelregion, 2–Mittelpunkt des gepumpten Bereiches). Oberhalb der Aufnahmen ist die jeweilige Resonatoranordnung schematisch angedeutet.

Die gemessene Nahfeldverteilung im Auskoppelbereich ist in Abbildung 3.28 für verschiedene Pumpleistungen gezeigt. An der Schwelle (Abbildung 3.28a, Schwellpumpleistung $P_{thr.} = 5,3 \text{ W}$) stimmt die gemessene Verteilung des ausgekoppelten Feldanteils gut mit der berechneten Verteilung überein, die gaußähnliche Form ist deutlich zu erkennen. Die Feldverteilung am Auskoppelspiegel des Lasers reagiert sehr empfindlich auf Änderungen der Pumpleistung, wie aus den unterschiedlichen Bildern in Abbildung 3.28 hervorgeht.

Dieses Verhalten läßt sich auch an der in Abbildung 3.29 gezeigten Kennlinie als Abweichung der gemessenen Kurve von einer Geraden erkennen. Die Schwankungen in der Kennlinie deuten auf eine Änderung der transversalen Modenstruktur hin, die auch bei instabilen sphärischen Resonatoren beobachtet wird [19]. Die Form der Grundmode

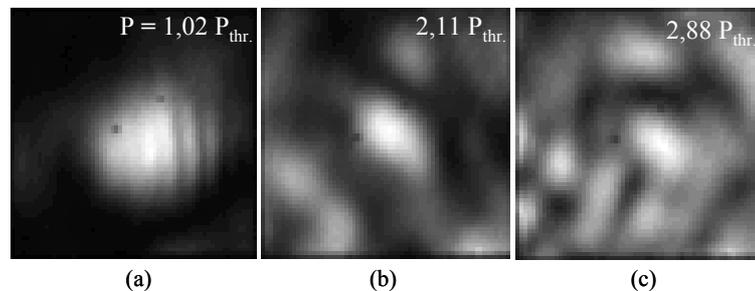


Abbildung 3.28: Abbildung der gemessenen Intensitätsverteilungen im Auskoppelbereich des instabilen Resonators abhängig von der Pumpleistung. Die Pumpleistung an der Laserschwelle ist $P_{thr.} = 5,3 \text{ W}$. Mit zunehmender Pumpleistung von (a) über (b) nach (c) verändert sich das Nahfeld des Lasers stark.

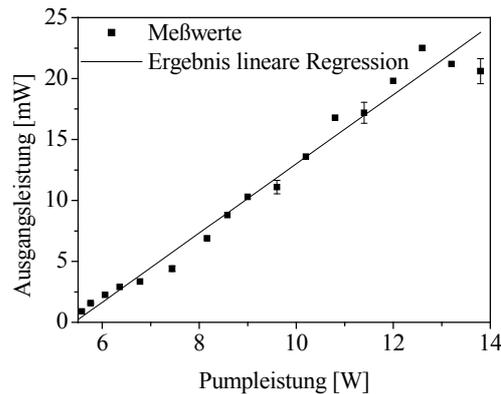


Abbildung 3.29: Kennlinie des charakterisierten instabilen Resonators.

eines stabilen sphärischen Resonators im Grundmoden-Betrieb ändert sich dagegen nur gering mit der Pumpleistung und die Kennlinie zeigt ein in sehr guter Näherung lineares Verhalten.

Die Änderung der Modenstruktur scheint durch Aberrationen im Laserkristall hervorgerufen zu werden. Die Aberrationen können durch Abweichungen von einer homogenen Pumpverteilung des Stabes und damit einer inhomogenen Verstärkung der Mode im gepumpten Bereich entstehen, die zu lokalen Temperaturschwankungen und damit lokalen Brechzahländerungen im Kristall führen. Diese Effekte werden im gefalteten Resonator verstärkt, denn die kohärente Überlagerung des hin- und rücklaufenden Feldes im Kristall führt zu einer räumlichen Intensitätsmodulation hohen Kontrastes. Im vorliegenden Fall können sich die Aberrationen besonders stark auswirken, weil die ausgekoppelte Verteilung im Kristall nur einen sehr kleinen Bereich ausfüllt und sich zusätzlich von dem im Resonator verbleibenden Feld räumlich separiert.

Kapitel 4

Monolithisch diffraktive Wellenleiterlaser hoher Strahlqualität

4.1 Einleitung

Nach der experimentellen Realisierung des ersten Halbleiterlasers im Jahre 1962 [45] war noch nicht zu erwarten, welche rasante Entwicklung diese Art von Lasern erfahren würde [46, 47]. In den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts beschränkte sich der Einsatz von Halbleiterlasern vor allem auf Anwendungen in der Telekommunikation und Datenspeicherung. Eingesetzt wurden dafür vor allem Streifenwellenleiterlaser [48], deren Geometrie sowohl in transversaler als auch in horizontaler Richtung nur den Grundmodenbetrieb erlaubt¹. Dies ermöglicht zwar eine sehr gute Strahlqualität, beschränkt allerdings prinzipiell die Ausgangsleistung auf einige Hundert Milliwatt. Ansonsten zerstört die hohe Intensität der Größenordnung 1 MW/cm^2 dessen Stirnfläche. Eine Möglichkeit der Skalierung der Ausgangsleistung besteht darin, den gepumpten Bereich des Wellenleiters in der horizontalen Richtung zu verbreitern um einen sogenannten Breitstreifenlaser zu erhalten. Nach einer stetigen Weiterentwicklung der Galliumarsenid-Herstellungstechnologie wurde Anfang der 90er Jahre mit Breitstreifenlaser einer Ausgangsleistung von mehr als einem Watt und einer Lebensdauer von mehr als 10 000 Stunden der Durchbruch für industrielle Anwendungen erreicht [49]. Es erschlossen sich neue Einsatzgebiete wie z.B. die Materialverarbeitung und die Medizintechnik, vor allem aber Anwendungen, bei denen es in erster Linie auf hohe optische Leistungen, aber nicht auf hohe Intensitäten und gute räumliche Kohärenzeigenschaften der Laser ankommt, denn die Verbreiterung der Ausgangsapertur führt zu einer Verschlechterung der Strahlqualität. Die wesentliche Ursache ist, daß die Verbreiterung des aktiven Wellenleiters mehrere horizontale Moden erlaubt. Wegen der hohen Verstärkung im Halbleiterlasern² und den geringen Unterschieden in den Umlaufverlusten horizontaler Moden unterschiedlicher Ordnung durch die große Fresnel-Zahl der Resonatoren³ ist der Laserbetrieb extrem multimodig; z.B. beträgt der Divergenzwinkel eines typischen $200 \mu\text{m}$ breiten Emitters 10° . Dies entspricht dem 50fachen Diver-

¹Der Querschnitt eines typischen transversal monomodigen Streifenwellenleiterlasers ist etwa $1 \mu\text{m} \cdot 3 \mu\text{m}$.

²Größe des Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient $g \approx 100 \dots 1000 \text{ cm}^{-1}$.

³Die Definition folgt im nächsten Abschnitt.

genzwinkel eines homogen beleuchteten Spaltes gleicher Breite. Weiterhin kommt es ab einem Schwellwert der Verstärkung zur Filamentierung der Modenstruktur: Durch Selbstfokussierung entstehen voneinander unabhängige Bereiche sehr hoher Intensität, deren Auftreten räumlich und zeitlich chaotisch ist und die zur Facettenzerstörung führen können [50, 51, 52]. Die wesentlichen Ursachen dafür sind die stark nichtlineare Abhängigkeit des lokalen Brechungsindex von der Intensität, die thermische Linsenwirkung und die Konkurrenz horizontaler Moden. In [53] wurde gezeigt, daß jeder einzelne Faktor allein Filamentierung hervorrufen kann, aber durch die gleichzeitige Wirkung aller drei Effekte die Schwelle der Filamentierung deutlich gesenkt wird. Im folgenden soll ein Überblick darüber gegeben werden, welche Ansätze zur Verbesserung optischer Eigenschaften von Halbleiterlasern verfolgt wurden.

Halbleiterlaser mit externem Resonator

Die zusätzlichen Freiheitsgrade eines externen Resonators werden zur Erhöhung der Modenselektion ausgenutzt. Das Halbleitermaterial wird meist nur als Verstärker verwendet, und die Modenselektion erfolgt im externen Resonator durch verschiedene Methoden, beispielsweise durch modenselektierende Aperturen in einem stabilen [54, 55, 56] und instabilen [54] externen Resonator oder durch ein Bragg-Gitter [57]. Modenselektion durch aktive Phasenkonjugation wurde in [58] erstmals demonstriert. Auch das Prinzip der statischen Phasenkonjugation ist im externen Resonator mit einem modenselektierenden, diffraktiven Rückkoppelspiegel angewendet worden [8]. Der diffraktive Spiegel bewirkt dabei eine möglichst homogene, horizontal monomodige Ausleuchtung der Stirnfläche des Verstärkers, da durch lokale Intensitätsschwankungen Filamentierung entstehen kann. Die Ausgangsleistung kann weiter durch die Verwendung eines Oszillators hoher Strahlqualität und eine anschließende Verstärkung des Laserlichts in mehreren hintereinandergeschalteten Halbleiterverstärkern gesteigert werden. Mit solchen MOPAs⁴ wurden bisher einige Watt Ausgangsleistung bei einer annähernd beugungsbegrenzten ausgekoppelten Feldverteilung erzeugt.

Halbleiterlaserarrays

Da die Ausgangsleistung von Streifenwellenleiterlasern wegen der Zerstörung der Stirnfläche auf unter 1 W und die Ausgangsleistung von Breitstreifenlaser auf unter 10 W begrenzt ist, können höhere Ausgangsleistungen nur durch die Kopplung mehrerer Einzelmittler erzielt werden. Es können zwei wesentliche Fälle unterschieden werden. Im

⁴Englisch: Master Oscillator Power Amplifier.

inkohärenten Fall ist es theoretisch möglich, durch die Kopplung von \mathcal{N} Lasern der Ausgangsleistung \mathcal{P}_o die gesamte Ausgangsleistung von $\mathcal{N}\mathcal{P}_o$, im Falle kohärenter Kopplung die Ausgangsleistung von $\mathcal{N}^2\mathcal{P}_o$ zu erreichen. Im inkohärenten Fall wurden durch die monolithische Integration mehrerer Breitstreifenlaser nebeneinander in einem Chip zu sogenannten Laser-Barren schon Ausgangsleistungen von 250 W und durch die Erweiterung der Barren in der vertikalen Richtung zu sogenannten Laserdioden-“Stacks“ Ausgangsleistungen von 1 kW erreicht [59]. Im Falle einer kohärenten Kopplung wird versucht, eine definierte, feste Phasenbeziehung der emittierten Strahlung benachbarter Einzelemitter zu erzeugen [60]. Wird diese Kopplung erreicht, dann strahlen die Einzelemitter nicht mehr unabhängig voneinander, sondern emittieren alle in einer einzigen „Supermode“. Das Problem besteht jedoch darin, die extrem störungsempfindliche Phasenbeziehung zwischen den Einzelemittern zu erhalten [49]. Auch ein externer Resonator mit einem diffraktiven Endspiegel wurde bereits erfolgreich für die Kopplung der Einzelemitter eines Laserdiodenarrays verwendet [7].

Monolithisch integrierte Modenselektion

Es existieren mehrere Möglichkeiten, die Abstrahlung der Breitstreifenlaser zu stabilisieren und die Schwelle der Filamentierung zu erhöhen. So kann durch Ätzprozesse die Form der Stirnfläche geändert werden, um z.B. instabile Breitstreifenlaser (siehe Abbildung 4.1a) zu erhalten [50, 61]. In [62] wurde gezeigt, daß durch einen Keilwinkel der Facetten von 15° die horizontale Modenstruktur bis zu hohen Verstärkungen stabilisiert werden kann. Ein sehr aussichtsreiches Konzept besteht in der Kopplung eines einmodigen Streifenwellenleiterlaser mit einem anschließenden Taper [63] (siehe Abbildung 4.1b). Bisher wurden mit solchen Lasern annähernd beugungsbegrenzte Feldverteilungen bei einer Ausgangsleistung von 6,7 W erreicht [64]. Eine sehr effektive Methode einer sowohl longitudinalen als auch horizontalen Modenunterdrückung erlaubt die Strukturierung des Breitstreifenlasers mit einem Bragg-Gitter, das um einen

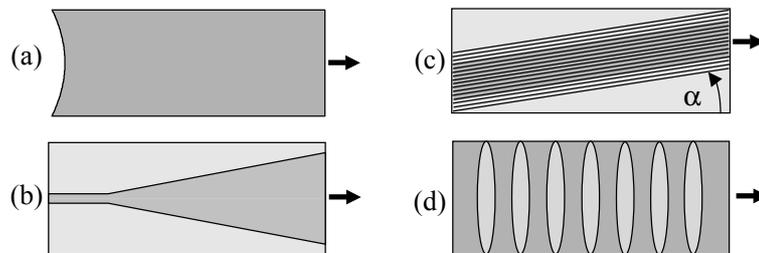


Abbildung 4.1: Schematische Ansicht ausgewählter Konzepte zur Verbesserung der Strahlqualität durch monolithisch integrierte Modenselektion. (a) Instabiler Breitstreifenlaser, (b) Taper-Laser, (c) α -DFB-Laser und (d) instabiler „Regrown-Lens-Train“-Resonator.

Winkel α zur Normalen der Facette geneigt ist (siehe Abbildung 4.1c) [65]. Mit solchen α -DFB⁵-Lasern wurden bisher 1,8 W beugungsbegrenzte Ausgangsleistung erzielt [66]. Weiterhin wurde mit monolithischen MOPAs bisher eine Ausgangsleistung von 2 W erreicht [67, 68]. Interessant, aber bisher unbedeutend sind Versuche, die Modenverteilung der Laser durch verteilte Elektroden [69], ein zusätzliches transparentes Fenster vor und nach dem aktiven Medium [70] oder durch eine horizontal variierende Spiegelreflektivität [71] zu steuern. Auch mit integrierten Linsen wurde bereits versucht, die Qualität von Breitstreifenlasern zu verbessern [72]. Abbildung 4.1d zeigt z.B. den sogenannten „Regrown-lens-train“-Resonator, bei dem mehrere Linsen mit negativer Brennweite hintereinander strukturiert sind. Mit diesem instabilen Resonator wurden bisher 1,5 W Ausgangsleistung erreicht [73, 74].

Die Übertragung der resonatorinternen Strahlformung mit diffraktiven Phasenelementen auf das Gebiet der Wellenleiteroptik wurde von Zeitner und Güther vorgeschlagen [75]. In diesem Kapitel soll erstmals untersucht werden, ob und auf welche Art sich die im Falle von Freiraumresonatoren bereits bewährten Methoden auf Breitstreifenlaser anwenden lassen. Ziel dieser Untersuchungen ist eine Verbesserung der Strahlqualität durch eine effektive Unterdrückung höherer horizontaler Moden zu erreichen. In Abschnitt 4.2 wird auf das Design von diffraktiven Breitstreifenlasern hoher Strahlqualität eingegangen. Im Abschnitt 4.3 soll ein Designvorschlag in Form eines strukturierten Farbstoff-Wellenleiterlasers experimentell realisiert werden.

4.2 Design

4.2.1 Prinzip

In diesem Abschnitt soll diskutiert werden, unter welchen Umständen es möglich ist, einen diffraktiven Breitstreifenresonator mit einer gaußförmigen Grundmode und einer starken Unterdrückung höherer horizontaler Moden zu erhalten. Der Inhalt dieses Abschnittes wird in den eigenen Arbeiten [76, 77] veröffentlicht. Es soll auf ein Konzept zurückgegriffen werden, das von Leger et al. in [41] sehr erfolgreich auf Festkörperresonatoren angewandt wurde und in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Ziel ist, einen supergaußförmigen Grundmoden-Betrieb bei sehr hohen Verstärkungen zu ermöglichen. Supergaußförmige Grundmoden besitzen gegenüber gaußförmigen Grundmoden den Vorteil einer erhöhten Modendiskriminierung und einer verbesserten Ausnutzung des

⁵Englisch: Distributed Feedback.

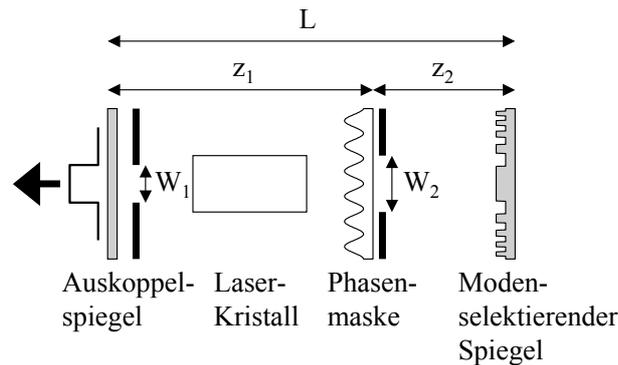


Abbildung 4.2: Konzept zur monomodigen Erzeugung einer supergaußförmigen Grundmode im Festkörperresonator [41]. Die Phasenmaske ermöglicht eine hohe Modendiskriminierung bei einer verkürzten Resonatorlänge.

Pumpvolumens. Leger greift dabei auf das Prinzip der statischen Phasenkonjugation der gewünschten Grundmode am Rückkoppelspiegel zurück [78]. Eine besonders hohe Modendiskriminierung bei einer hohen Qualität der Grundmode wird erreicht, wenn die Resonatorlänge der Rayleigh-Länge der Grundmode entspricht. Beim Übergang zu großen Strahldurchmessern entspricht dies jedoch sehr langen Resonatoren. Mit der zusätzlichen Phasenstruktur (z.B. einem sinusförmigen Gitter) im Resonator kann die Resonatorlänge verkürzt und die Diskriminierung zusätzlich erhöht werden. Soll allerdings die Qualität der gewünschten Grundmode erhalten bleiben, so ist eine an die Resonatorgeometrie angepasste Wahl der Parameter, wie z.B. der in Abbildung 4.2 eingezeichneten Blendendurchmesser (W_1, W_2) und Abstände (z_1, z_2, L), unerlässlich. Im Fall von Freiraumresonatoren ist die Wahl der verschiedenen Parameter allerdings kaum eingeschränkt. Demgegenüber ist die Zahl der geometrischen Freiheitsgrade im Breitstreifenlaser gering (siehe Abbildung 4.3). Breitstreifenresonatoren entsprechen Fabry-Pérot-Resonatoren mit ebenen Spiegeln, deren Aperturdurchmesser $W_o = W_b = W$ übereinstimmen und deren Resonatorlänge L durch die Länge des aktiven Mediums

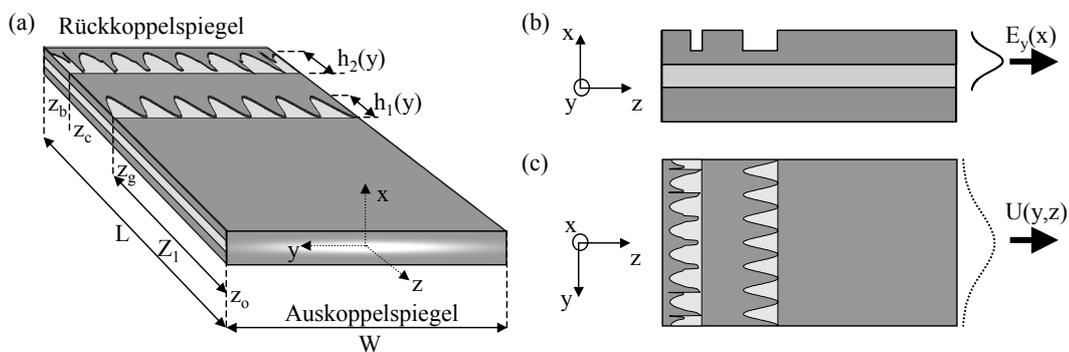


Abbildung 4.3: (a) Schematische Darstellung eines Breitstreifenlasers mit diffraktiven Phasenelementen. In (b) ist die Seitenansicht, in (c) die Draufsicht gezeigt.

definiert ist. In der vertikalen Richtung sind Breitstreifenlaser als Schichtwellenleiter aufgebaut. Die Parameter des Schichtwellenleiters werden so gewählt, daß der Laser nur die TE-Grundmode mit der Amplitudenverteilung $E_y(x)$ emittiert. Die Breite der Spiegelaperturen W in der horizontalen Richtung wird hingegen aus den in Abschnitt 4.1 genannten Gründen möglichst groß gewählt ($W > 100 \mu\text{m}$).

Eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung von Resonatoren ist deren Fresnel-Zahl

$$N = \frac{W^2}{4\lambda L}, \quad (4.1)$$

wobei $\lambda = \lambda_0/n_{eff}$ die effektive Wellenlänge, λ_0 die Vakuum-Wellenlänge der Laseremission und n_{eff} die effektive Brechzahl der Grundmode $E_y(x)$ des Schichtwellenleiters ist. Laser unterschiedlicher Geometrie und Emissionswellenlänge, aber gleicher Fresnel-Zahl, zeigen ein identisches Modenverhalten, identische Strahlqualität und Umlaufverluste. Deshalb sind die im Folgenden berechneten Resonatorgeometrien unter der Voraussetzung $N = const.$ auf beliebige Materialsysteme, insbesondere Polymer-Laser, übertragbar. Fresnel-Zahlen von Breitstreifenlasern sind mit Werten von 10 bis einige 100 deutlich größer als die typischer Festkörperlaser. Die Frage, welche Fresnel-Zahlen im Falle des untersuchten Konzeptes die besten Resultate ermöglichen, soll unter anderem im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

Da in der x -Richtung eine monomodige Emission gewährleistet ist und die Feldverteilung in dieser Dimension eine hohe Strahlqualität besitzt (siehe z.B. die TE_0 -Mode in Abbildung 2.2, Seite 9), kann sich die Designaufgabe auf die Manipulation der horizontalen Eigenmoden $U_i(y, z)$ ($i = 0, 1, \dots$) beschränken. Die theoretische Beschreibung der Feldausbreitung im strukturierten Schichtwellenleiter wurde in Kapitel 2 ausführlich diskutiert. In dieser Arbeit soll dabei nicht auf die Wechselwirkung des optischen Feldes mit dem aktiven Medium eingegangen werden, die stark von der Art des aktiven Mediums abhängt.

Im folgenden soll das von Leger vorgestellte Konzept (siehe Abbildung 4.2) erstmals auf diffraktive Breitstreifenlaser übertragen werden. Wegen ihrer idealen Strahleigenschaften soll die gaußförmige Feldverteilung

$$U_0(y; z_o) = \exp[-(y/w_0)^2] \quad (4.2)$$

in der Ebene des Auskoppelspiegels ($z = z_o$) als Grundmode etabliert werden (siehe Abbildung 4.3). Um Beugungsverluste der Grundmode an der Spiegelapertur zu vermeiden, wird die Strahltaile w_0 wesentlich kleiner als der Spiegeldurchmesser zu $w_0 = 0,25 W$ gewählt. Durch eine geeignete Wahl der Transmissionsfunktion

$$T_1(y; z_g) = \exp\{j 2\pi[1 + \cos(2\pi P y)]\} \quad (4.3)$$

und der Position $z = z_g$ des Gitters sollen die Umlaufverluste der höheren Moden $U_i(y; z)$ maximiert werden. Der Parameter P gibt die Anzahl der Gitterperioden innerhalb der Resonatorbreite W an⁶. Unter Anwendung des ASPW-Operators für die Propagation des Feldes $U_0(y; z_o)$ über die Strecken im Resonator vor und nach dem Gitter und einer geeigneten Berücksichtigung der Transmissionsfunktion des Gitters ergibt sich die Feldverteilung vor dem Rückkoppelspiegel zu

$$U_0(y; z_c) = A(y) \exp[j \varphi(y, z_c)], \quad (4.4)$$

wobei $A(y)$ der Betrag und $\varphi(y)$ die Phase des komplexwertigen Feldes ist. Im Vergleich zur Situation im Freiraum-Resonator, dessen Rückkoppelspiegel oberflächenstrukturiert wird, um die Phasenkonjugation des Feldes $U_0(y; z_b)$ zu realisieren, bleibt der Rückkoppelspiegel des Breitstreifenlasers aus technologischen Gründen plan. Deswegen muß eine zweite Phasenstruktur mit der Transmissionsfunktion

$$T_2(y; z_c) = \exp\{-j \varphi(y, z_c)\} \quad (4.5)$$

direkt vor den Rückkoppelspiegel strukturiert werden, welche die Phase des einfallenden Feldes dem ebenen Rückkoppelspiegel bei $z = z_b$ angleicht. Wird die Phasenkonjugation am Rückkoppelspiegel realisiert, dann wird $U_0(y; z)$ zur Eigenmode des Resonators⁷.

Unter Verwendung der Approximation dünner Elemente in (2.17), läßt sich der Phasenunterschied $\text{Arg}\{T_{1,2}(y)\}$ direkt in eine Strukturdicke

$$h_{1,2}(y) = \frac{\lambda_0}{2\pi|\Delta n|} [\text{Arg}\{T_{1,2}(x)\} + \Phi_{1,2}] \quad (4.6)$$

übertragen (siehe Abbildung 4.3). Der Unterschied im effektiven Brechungsindex $\Delta n_{eff} = n_{eff} - n'_{eff}$ kann z.B. durch ein Abdünnen des aktiven Mediums an den Positionen $z = z_g$ und $z = z_c$ über die Strecken $\Delta z = h_{1,2}(y)$ ⁸ mittels Ätzprozessen erreicht werden [73]. Die in der Literatur erwähnten typischen Indextdifferenzen $|\Delta n_{eff}| \leq 0,03$ sind viel kleiner als im Falle von Freiraumresonatoren. Dementsprechend muß die Ausdehnung der Strukturen in Propagationsrichtung stark zunehmen, um vergleichbare Phasenunterschiede zu erhalten. Der konstante Phasenwert $\Phi_{1,2}$ dient der Reduzierung von Beugungsverlusten der Grundmode beim Durchgang durch die Struktur.

⁶Der Ursprung der y -Achse befindet sich im Zentrum des Resonators.

⁷Gleichung (4.5) ist gültig, solange das Feld $U(y; z_c)$ nur schwache Änderungen bei der Propagation durch die Struktur erfährt.

⁸Im Falle einer negativen Brechzahldifferenz muß die Phase der Transmissionsfunktion in (4.3) und (4.5) konjugiert werden.

4.2.2 Generelles Modenverhalten

Das vorgestellte Designkonzept erlaubt eine große Anzahl möglicher Resonatorkonfigurationen. Dieser Abschnitt soll einer Vorauswahl von Konfigurationen dienen, welche die gewünschten Designkriterien erfüllen. In der Vorauswahl wurden für die Fresnel-Zahlen $N = 10,7$, $21,3$ und $42,7$ der Abstand Z_1 des Gitters zum Auskoppelspiegel ($Z_1 \in [0; 1/8L; \dots; 7/8L]$) und die Anzahl P der Gitterperioden innerhalb der Resonatorbreite W , variiert ($P \in [1; 1,25; \dots; 20]$). Für jede dieser Konfigurationen erfolgte die numerische Berechnung des Resonatorverhaltens mittels einer Fox-Li-Analyse. Mit den gewählten Fresnel-Zahlen wird ein großer Bereich typischer Breitstreifenlasergeometrien berücksichtigt. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurden die Phasenstrukturen zunächst als „unendlich dünn“ angenommen, Beugungseffekte innerhalb der strukturierten Bereiche vernachlässigt und (2.16) vereinfachend verwendet, um die Transmission durch die Strukturen zu beschreiben. Als Maß für die Strahlqualität der Grundmode wurde wie in Abschnitt 3.4 der Strahlausbreitungsparameter bzw. die Beugungsmaßzahl M^2 benutzt (Definition siehe (2.52), Seite 15).

Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abbildung 4.4 dargestellt. In der linken Spalte ist die Modendiskriminierung \mathcal{D} für Konfigurationen dargestellt, deren Grundmode eine Strahlqualität von $M^2 \leq 1,6$ besitzt, wobei Beugung der Felder innerhalb der Strukturen vernachlässigt wurde ($\Delta n_{eff} = \infty$). Konfigurationen in den weißen Bereichen besitzen entweder eine schlechtere Strahlqualität oder eine Modendiskriminierung von weniger als 2%. Dies ist ein Wert, der bereits in konventionellen Breitstreifenlasern der Fresnel-Zahl $N = 10,7$ ohne Strukturierung erreicht wird. Es ist zu erkennen, daß die Möglichkeit, eine hohe Modendiskriminierung und gleichzeitig eine gute Strahlqualität zu erzielen, mit zunehmender Fresnel-Zahl stark abnimmt, weil in diesem Fall der Einfluß von Beugung im Resonator geringer wird und weniger Energie höherer Moden in absorbierende Bereiche außerhalb des Resonators gelangt. Das Verhalten geeigneter Resonatorkonfigurationen mit einer Strahlqualität von $M^2 \leq 1,6$ wurde anschließend unter Annahme realer Breitstreifenlaserparameter und Berücksichtigung von Beugungseffekten innerhalb der strukturierten Bereiche erneut berechnet. Die Parameter des Breitstreifenlaser sind $\lambda_0 = 808 \text{ nm}$, $n_{eff} = 3,45$, $n'_{eff} = 3,42$, $\Delta n_{eff} = -0,03$, $W = 200 \mu\text{m}$ und $w_0 = 50 \mu\text{m}$. In diesem Fall muß der effektive Brechungsindex über eine Strecke von $\Delta z = 26,9 \mu\text{m}$ geändert werden, um eine Phasendifferenz von $\Delta\varphi = 2\pi$ zu erzielen. Um die Fresnel-Zahlen $N = 10,7$; $21,3$ und $42,7$ zu erhalten, wurden Resonatorlänge von $L = 4 \text{ mm}$, 2 mm und 1 mm gewählt. In der rechten Spalte von Abbildung 4.4 sind die jeweils niedrigsten Umlaufverluste der

Grundmode für die in der linken Spalte ausgewählten Konfigurationen dargestellt. Die Transmissionsfunktion der Strukturen wurde dabei nach Gleichung (4.6) in eine physikalische Ausdehnung der Phasenstrukturen übertragen. Der konstante Phasenwert Φ_2 der Struktur direkt vor dem Rückkoppelspiegel ist ein wichtiger Optimierungsparameter, um die Umlaufverluste der Grundmode zu minimieren. Für jede Konfiguration wurde dieser Wert entsprechend $\Phi_2 \in [0; 0, 1\pi; \dots; 1, 9\pi]$ variiert und die Konfiguration mit dem jeweils kleinsten Umlaufverlust angegeben. In Tabelle 4.1 sind die wesentlichen

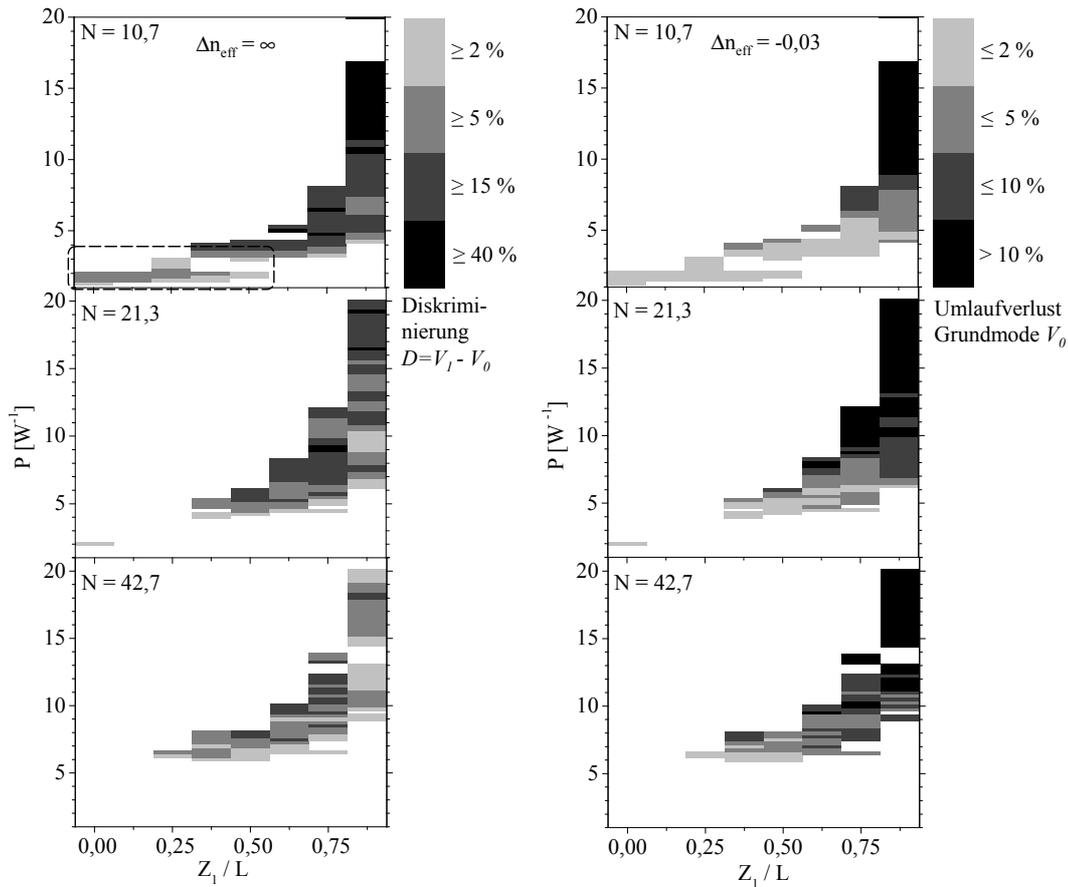


Abbildung 4.4: Berechnetes Modenverhalten diffraktiver Breitstreifenlaser dreier Fresnel-Zahlen N . Variiert wurde die Position des Gitters innerhalb des Resonators Z_1/L und die Anzahl der Gitterperioden P innerhalb der Resonatorbreite W . In der linken Spalte ist die Modendiskriminierung D für Konfigurationen dargestellt, deren Grundmode einen Strahlausbreitungsparameter von $M^2 < 1,6$ besitzen und deren Diskriminierung $D > 2\%$ ist, wobei die Phasenstrukturen als unendlich dünn angenommen wurden ($\Delta n_{\text{eff}} = \infty$). In der rechten Spalte wurde Beugung der Felder innerhalb der Strukturen berücksichtigt ($\Delta n_{\text{eff}} = -0,03$) und die Parameter eines Breitstreifenlasers $\lambda_0 = 808 \text{ nm}$, $n_{\text{eff}} = 3,45$, $n'_{\text{eff}} = 3,42$, $W = 200 \mu\text{m}$ und $L = 4 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 1 \text{ mm}$ verwendet. Dargestellt sind die jeweils niedrigsten Umlaufverluste der Grundmode V_0 . Das umrandete Gebiet in der linken Spalte weist auf Konfigurationen hin, die eine hohe Diskriminierung bei hoher Strahlqualität erlauben.

Ergebnisse der Konfigurationen, die zu den höchsten Modendiskriminierungen führen, für den Fall dünner und dicker Strukturen gegenübergestellt. Im Falle von $N = 10,7$ wird ein Umlaufverlust der zweiten Mode von $V_1 = 77\%$ bei einer sehr guten Strahl-

qualität der Grundmode von $M^2 = 1,32$ erreicht. Dieser sehr hohe Verlust reduziert sich auf einen Wert von $V_1 = 28,4\%$ im Falle von $N = 42,7$. Wie nach [41] zu erwarten ist, werden die gestellten Bedingungen am besten erfüllt, wenn für den Abstand der ersten Phasenstruktur zum Auskoppelspiegel $Z_1 \geq 0,25L$ gilt und die Struktur als Gitter wirkt. Im Falle von $N = 10,7$ (siehe Abbildung 4.4, gestrichelter Bereich) gibt es jedoch eine Region, in der die gestellten Bedingungen ebenfalls erfüllt werden. In dieser Region wirkt die erste Struktur auf das Feld nicht als Gitter, sondern als eine einzige fokussierende Linse (siehe Beispiel 2, Abschnitt 4.2.3). Diese Region wird besonders interessant im Falle stark in longitudinaler Richtung ausgedehnter Strukturen. In der letzten Spalte der Tabelle 4.1 sind die berechneten Werte für die geringsten Verluste der Grundmoden unter Berücksichtigung der Strukturausdehnung dargestellt. Für die im Falle dünner Strukturen vielversprechendsten Konfigurationen ergeben sich jedoch ernüchternd hohe Umlaufverluste der Grundmoden, für $N = 10,7$ und $N = 42,7$ sogar Werte bis $V_0 = 50\%$, und entsprechend schlechte Strahlqualitäten. Der wesentliche Grund dafür ist, daß infolge der stark ausgedehnten diffraktiven Phasenstrukturen in Propagationsrichtung vor allem an den „ 2π “-Phasensprüngen der Struktur die Phase und die Amplitude des durch die Struktur propagierenden Feldes gestört wird [77]. Die Strahlqualität verschlechtert sich dabei mit abnehmender Brechzahldifferenz und zunehmender Anzahl von Phasensprüngen.

Eine Schlußfolgerung aus der bisherigen Analyse ist deshalb, daß für die meisten Konfigurationen eine zusätzliche Optimierung der Struktur vor dem Rückkoppelspiegel unerlässlich ist, um die Phase des Feldes direkt vor dem ebenen Rückkoppelspiegel zu glätten und dadurch die Strahlqualität der Grundmode zu verbessern. Dabei könnte auf die Ansätze zur Verbesserung der Abbildungseigenschaften von diffraktiven Wellenleiterlinsen hoher numerischer Apertur zurückgegriffen werden, die von Huttunen et

Tabelle 4.1: Vergleich der Resonatorkonfigurationen mit den höchsten Modendiskriminierungen und einer Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,6$ im Falle dünner Strukturen ($\Delta n_{eff} = \infty$) mit den jeweiligen niedrigsten Umlaufverlusten der Grundmode im Falle dicker Strukturen ($\Delta n_{eff} = -0,03$) für die Parameter des Breitstreifenlaserbeispiels. (N ...Fresnel-Zahl, Z_1 ...Abstand Auskoppelspiegel/Struktur 1, P ...Anzahl Gitterperioden pro Resonatorbreite W , $V_{0/1}$...Umlaufverluste)

N	Z_1 [mm]	P [W^{-1}]	$\Delta n_{eff} = \infty$			$\Delta n_{eff} = -0,03$
			Verlust 1.Mode V_0	Verlust 2.Mode V_1	M^2 1.Mode	Verlust 1.Mode V_0
10,7	$7/8L$	15,25	0,18%	77,0%	1,32	33,9%
16,4	$7/8L$	19,75	0,09%	63,1%	1,38	34,8%
21,3	$7/8L$	19,25	0,04%	44,0%	1,32	50,1%
32,2	$6/8L$	11,25	0,02%	35,1%	1,26	13,7%
42,7	$6/8L$	12,25	0,02%	28,4%	1,53	6,8%

al. vorgeschlagen wurden [79].

4.2.3 Designbeispiele

Aus Abbildung 4.4 folgt ebenfalls, daß es Konfigurationen gibt, die bereits ohne eine zusätzliche Strukturoptimierung im Falle von $\Delta n_{eff} = -0,03$ geringe Umlaufverluste der Grundmode besitzen und trotzdem eine relativ hohe Modendiskriminierung versprechen. Die in diesem Abschnitt diskutierten Designbeispiele wurden nach diesem Kriterium ausgesucht. Die Parameter des Modellsystems wurden identisch zum letzten Abschnitt $\lambda_0 = 808 \text{ nm}$, $n_{eff} = 3,45$, $n'_{eff} = 3,42$, $\Delta n_{eff} = -0,03$, $W = 200 \mu\text{m}$, $w_0 = 50 \mu\text{m}$, $L = 4 \text{ mm}$ und $N = 10,7$ gewählt.

Beispiel 1

In diesem Beispiel wirkt die erste Struktur als Gitter mit den Parametern $P = 5/W$ und $Z_1 = 2,5 \text{ mm}$. Aus Abbildung 4.5, in der die Amplitudenverteilung der Grundmode im Resonator dargestellt ist, wird das physikalische Prinzip klar. Das Gitter zerlegt die einfallende Feldverteilung in mehrere Gitterordnungen, die in der Ebene des Rückkoppelspiegels ein Vielfach-Interferenzmuster ausbilden, dessen Amplitude und

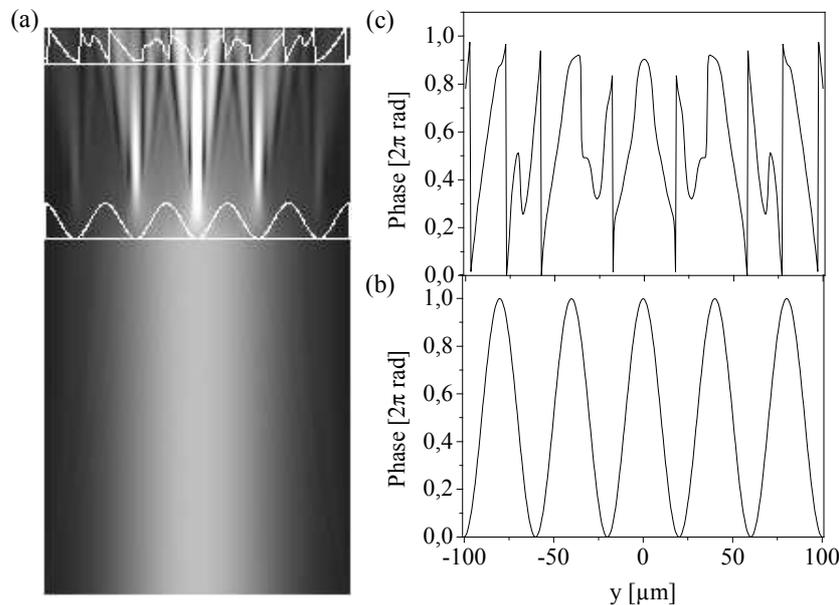


Abbildung 4.5: (a) Berechnete Amplitudenverteilung im Resonator für Beispiel 1 (siehe Text). Die Verteilung der Phase des Gitters ($P = 25 \text{ mm}^{-1}$, $Z_1 = 2,5 \text{ mm}$) und der zweiten Struktur sind in (b) und (c) dargestellt.

Phase stark abhängig von der einfallenden Feldverteilung abhängt. Die Struktur am Rückkoppelspiegel wird so gewählt, daß die gewünschte Grundmode am ebenen Rückkoppelspiegel phasenkonjugiert wird. Andere Feldverteilungen erzeugen eine andere

Interferenzstruktur, besitzen direkt vor dem Rückkoppelspiegel keine ebene Phase und erfahren deshalb hohe Beugungsverluste. Dieses Prinzip der Vielfach-Interferenz wurde ursprünglich in [41] verwendet, um hohe Modendiskriminierungen in Festkörperlasern zu erreichen. Abbildung 4.6 zeigt die berechneten Amplituden- und Phasenverteilungen der Grundmode in der Ebene des Auskoppelspiegels. In der oberen Reihe wurde

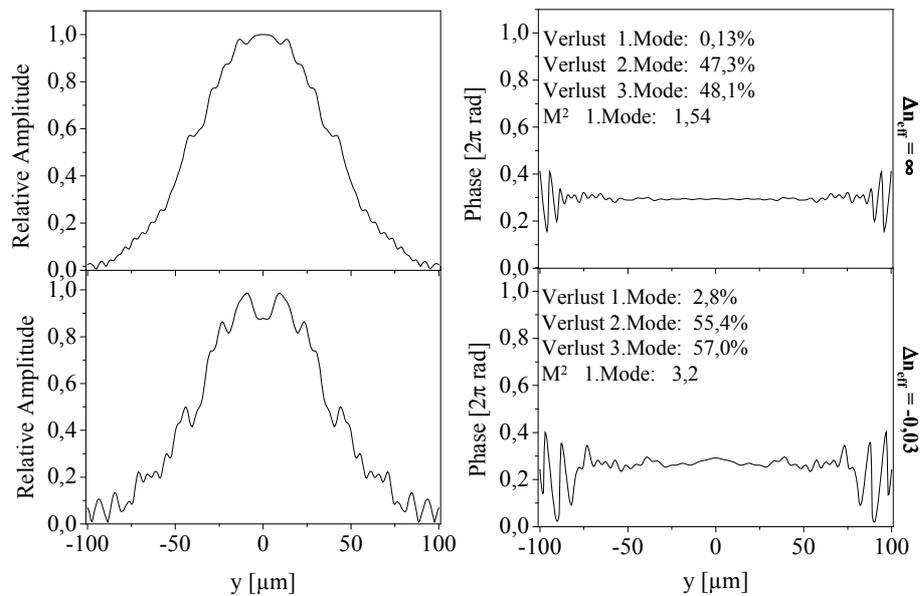


Abbildung 4.6: Vergleich der berechneten Grundmoden für Beispiel 1 ohne ($\Delta n_{eff} = \infty$, obere Reihe) und mit Berücksichtigung von Beugung der Felder innerhalb der strukturierten Bereiche ($\Delta n_{eff} = -0,03$, untere Reihe).

die Beugung der Felder innerhalb der Strukturen bei der Berechnung vernachlässigt. Die Umlaufverluste der drei Moden niedrigster Ordnung und die Beugungsmaßzahl der Grundmode sind innerhalb der Phasendiagramme dargestellt. Die hohe Komplexität und die vielen Phasensprünge der Struktur vor dem Rückkoppelspiegel führen zu relativ großen Unterschieden im Resonatorverhalten. Allerdings verschlechtern sich nicht nur der Umlaufverlust und die Strahlqualität der Grundmode, sondern in verstärktem Maße auch die Umlaufverluste der höheren Moden. Im Falle großer Strukturausdehnungen kann also die Komplexität der Strukturen auch vorteilhaft zur Erhöhung der Modendiskriminierung im Vergleich zum Freiraum-Resonator genutzt werden.

Beispiel 2

Der Mechanismus, der im zweiten Beispiel zur Modendiskriminierung genutzt wird, beruht nicht auf einer durch die Gitterwirkung hervorgerufenen Vielfach-Interferenz in der Ebene des Rückkoppelspiegels. Wie in Abbildung 4.7 zu erkennen ist, wirkt die erste Struktur auf die Grundmode als einzelne fokussierende Linse. In den Regio-

nen, in denen die gaußförmige Verteilung nur noch wenig Energie führt, befindet sich ein geblaztes Gitter. Im Gegensatz zur Grundmode führen die höheren Moden auch

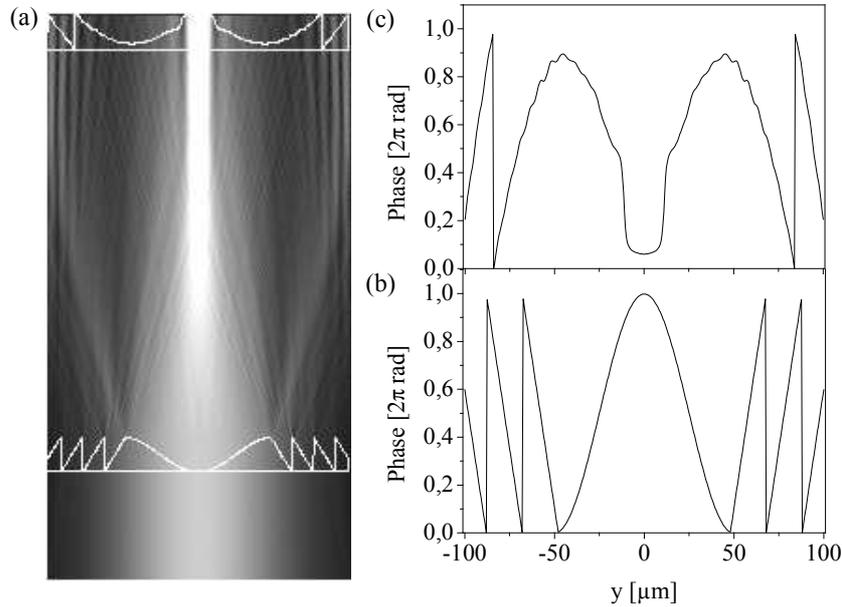


Abbildung 4.7: (a) Berechnete Amplitudenverteilung im Resonator für Beispiel 2 (siehe Text). Die Verteilung der Phase des Gitters ($P = 10 \text{ mm}^{-1}$, $Z_1 = 1,0 \text{ mm}$, $p = 20 \mu\text{m}$) und der zweiten Struktur sind in (b) und (c) dargestellt.

Energie in den Randbereichen. Die Modendiskriminierung wird dadurch verstärkt, daß diese Energieanteile durch die Gitterwirkung in absorbierende Bereiche außerhalb des Resonators gelenkt werden. Die Transmissionsfunktion der ersten Struktur ergibt sich zu

$$T_1(x; z_g) = \begin{cases} \exp\{2\pi j[1 + \cos(2\pi Px)]\} & : |x| \leq 0,24W \\ \exp[2\pi j\Phi_1 + 2\pi j(\pm x) \sin \beta_A/\lambda] & : 0,24W < |\pm x| \leq 0,5W \end{cases}, \quad (4.7)$$

wobei $\sin \beta_A = \lambda/p_A$ mit dem Ablenkwinkel β_A und der Periode p_A des Gitters ist. Der konstante Phasenwert Φ_1 wird so gewählt, daß ein kontinuierlicher Übergang zwischen dem Bereich der fokussierenden Linse und des Gitters gewährleistet ist. Im gezeigten Beispiel wurden die Werte $P = 10 \text{ mm}^{-1}$ und $Z_1 = 1 \text{ mm}$ verwendet.

Die Modendiskriminierung wurde mittels des Abstandes Z_1 maximiert. Die Gitterperiode wurde zu $p_A = 20 \mu\text{m}$ ($\beta_A = 0,67^\circ$) gewählt. In Abbildung 4.8 ist die berechnete Amplituden- und Phasenverteilung der Grundmode sowohl für dünne, als auch in Ausbreitungsrichtung ausgedehnte Strukturen dargestellt. Ein Nachteil der Verwendung eines Gitters ist, daß eine Erhöhung der Umlaufverluste und dadurch auch der Strahlqualität der Grundmode praktisch unvermeidbar ist. In Abbildung 4.9 ist die berechnete Abhängigkeit der Verluste der ersten drei Moden von der Gitterperiode dargestellt. Ohne Gitter beträgt die Modendiskriminierung nur etwa $\mathcal{D} = 3\%$. Die

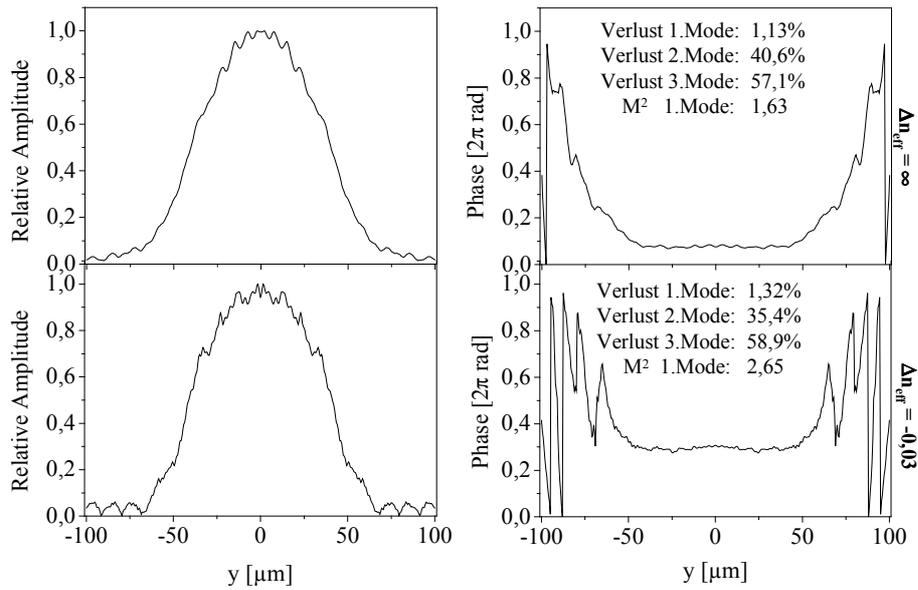


Abbildung 4.8: Vergleich der berechneten Grundmoden für Beispiel 2 ohne ($\Delta n_{eff} = \infty$, obere Reihe) und mit Berücksichtigung von Beugung der Felder innerhalb der strukturierten Bereiche ($\Delta n_{eff} = -0,03$, untere Reihe).

Diskriminierung nimmt mit abnehmender Gitterperiode bis auf etwa $\mathcal{D} = 40\%$ zu und erreicht ein Maximum bei einer Periode von etwa $p_A = 18 \mu\text{m}$. Die Diskriminierung wurde also durch die Gitterwirkung stark verbessert.

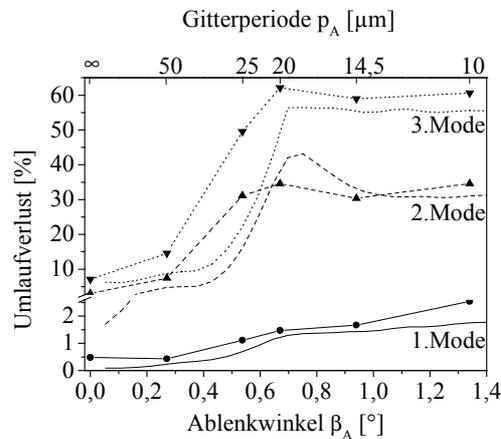


Abbildung 4.9: Abhängigkeit der Umlaufverluste des Designbeispiels 2 von der Gitterperiode in den Außenbereichen der ersten Struktur. Die durchgezogenen Kurven ergeben sich im Falle dünner, die Kurven in Punktlinienstil unter Annahme dicker Strukturen.

4.2.4 Diskussion

Die Vorteile der strukturierten Resonatoren können am besten anhand eines direkten Vergleiches des Modenverhaltens von unstrukturierten und strukturierten Resonatoren gleicher Fresnel-Zahl demonstriert werden. In Abbildung 4.10 sind die Schwel-

lenverstärkungen und die Umlaufverluste über der Ordnung der Mode für die beiden Designbeispiele und den unstrukturierten Resonator gleicher Fresnel-Zahl $N = 10,7$ aufgetragen. Die Schwellenverstärkungen wurden nach (2.43) berechnet, unter der Annahme idealer Spiegelreflektivitäten ($\mathcal{R}_o = \mathcal{R}_b = 1$). Im strukturierten Fall wurden die

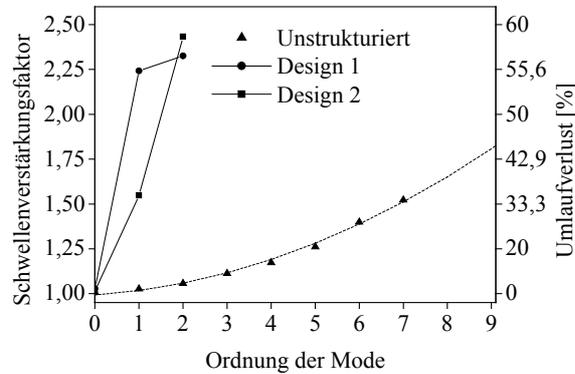


Abbildung 4.10: Vergleich der Umlaufverluste und der Schwellenverstärkungen der horizontalen Moden verschiedener Ordnungen zwischen strukturierten und unstrukturiertem Breitstreifenlaser identischer Fresnel-Zahl $N = 10,7$. Die gestrichelte Kurve entspricht dem Ergebnis einer Regression der Umlaufverluste im unstrukturierten Resonator.

drei niedrigsten Moden unter Berücksichtigung von Beugung innerhalb der Strukturen berechnet, im unstrukturierten Fall wurden die Moden bis zur Ordnung 8 ermittelt und die Abhängigkeit des Umlaufverlustes von der Modenordnung für höhere Ordnungen extrapoliert (gestrichelte Kurve in Abbildung 4.10). Die Umlaufverluste folgen in sehr guter Näherung einer parabolischen Abhängigkeit bei anwachsender Modenordnung. Der Vorteil der Strukturierung ist eindeutig zu erkennen, denn im Design 2 kann bis zu einer Schwellenverstärkungsfaktor $G = 1,5$ horizontal monomodige Laseremission aufrechterhalten werden, im Design 1 sogar bis zu $G = 2,2$. Im unstrukturierten Fall schwingen dagegen bei gleicher Verstärkung bis zu acht bzw. 12 horizontale Moden an. In beiden strukturierten Fällen läßt sich also ein horizontal stark multimodiger Laserbetrieb verhindern. Bei diesem Vergleich wurden die zusätzlichen Verluste der verschiedenen Moden durch den unterschiedlichen Modenüberlapp mit dem gepumpten Bereich nicht berücksichtigt. Es ist zu erwarten, daß bei Berücksichtigung des unterschiedlichen Modenüberlapps die Modendiskriminierung deutlich höher ausfällt.

Die Strahlqualität der Grundmoden für das Design 1 und 2 sind mit $M^2 = 3,2$ und $M^2 = 2,6$ nicht wesentlich schlechter als im unstrukturierten Fall mit $M^2 = 2,3$. Wegen der guten räumlichen Kohärenz des horizontal monomodigen Feldes läßt sich die Strahlqualität im Prinzip durch geeignete resonatorexterne Strahlformungselemente im Vergleich zum unstrukturierten Breitstreifenlaser (siehe [80]) effizient verbessern.

Bei der Herstellung der strukturierten Laser kann je nach Herstellungstechnologie

eine Verkippung der Strukturen gegenüber den Facetten entstehen. Um die erforderliche Präzision abzuschätzen, wurde deshalb das Modenverhalten der beiden diskutierten Resonatoren für den Fall dünner und dicker Strukturen abhängig vom Verkippungswinkel $\Delta\alpha$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Es ist zu er-

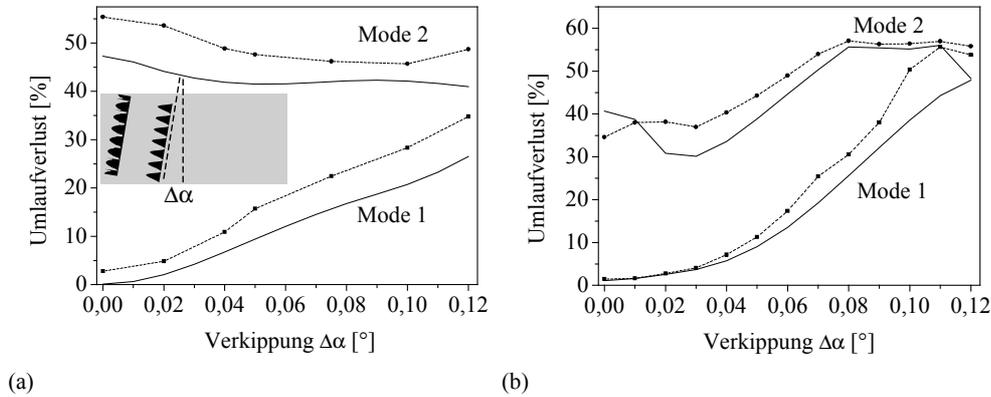


Abbildung 4.11: Abhängigkeit der Umlaufverluste von der Verkippung der Strukturen gegenüber den Facetten für das Beispiel 1 (a) und das Beispiel 2 (b). Die durchgezogenen Kurven ergeben sich im Falle dünner Elemente ($\Delta n_{eff} = \infty$), die gestrichelten Kurven unter Annahme dicker Elemente ($\Delta n_{eff} = -0,03$).

kennen, daß das prinzipielle Modenverhalten im Fall dünner und dicker Strukturen gut übereinstimmt. In beiden Beispielen beträgt der Verkippungswinkel, bei dem der Umlaufverlust der Grundmode um $\Delta V_0 = 10\%$ zunimmt etwa $\pm 0,05^\circ$. Im Gegensatz zum Beispiel 2 nimmt die Diskriminierung bei Beispiel 1 bereits für Winkel $|\Delta\alpha| < 0,05^\circ$ ab.

Die nächsten Schritte sollten in der Analyse des Modenverhaltens und der Strukturoptimierung der Resonatoren unter Einbeziehung der realen physikalischen Verhältnisse im Breitstreifenlaser (nichtlineare Abhängigkeit des lokalen Brechungsindex von der Intensität und die thermische Linsenwirkung) bestehen, wie es z.B. im Falle von [50, 51, 52, 53] bereits für unstrukturierte Laser geschehen ist. Weiterhin fehlt bisher ein experimenteller Nachweis der modenselektierenden Wirkung der Phasenstrukturen im Breitstreifenlaser. Auf die experimentelle Umsetzung der strukturierten Breitstreifenlaser und den experimentellen Nachweis des Prinzips wird im Abschnitt 4.3 eingegangen.

4.3 Experimente

4.3.1 Herstellung der Wellenleiterlaser

Aus Gründen der technologischen Verfügbarkeit werden im Rahmen dieser Arbeit für den experimentellen Nachweis des im letzten Abschnitt vorgestellten Designkonzeptes strukturierte, farbstoffdotierte Polymer-Schichtwellenleiterlaser verwendet. Um

möglichst definierte Ausgangsbedingungen zu schaffen, wurden Bragg-Gitter zur Erzeugung der für eine Laseremission nötigen Rückkopplung eingesetzt. Die Herstellung von DFB- und DBR⁹-Polymerwellenleiterlasern erfolgt meist holographisch [81, 82, 83, 84]. Diffraktive DBR-Laser stellen jedoch extreme Anforderungen an die Strukturierungstechnologie. Zum einen müssen für die DBR-Spiegel Bragg-Gitter erster Ordnung mit einer Periode von 200 nm und einigen Hundert Mikrometern Spiegellänge erzeugt werden, zum anderen aber auch diffraktive Strukturen mit Gitterperioden im Bereich von 10 Mikrometern und einer Ausdehnung von 100 Mikrometern in Propagationsrichtung. Außerdem müssen die Spiegel präzise zu den diffraktiven Elementen positioniert werden. Diese Anforderungen können momentan nur mit der Elektronenstrahl-Lithographie erfüllt werden. Die Verwendung elektronenstrahl-lithographisch strukturierter Rhodamin 6G:PMMA¹⁰-Wellenleiterlaser mit Bragg-Gittern ist die Folge umfangreicher technologischer Untersuchungen, auf die im Rahmen dieser Arbeit nicht detailliert eingegangen wird. In einer eigenen Veröffentlichung [85] wurde z.B. Laseremission in Rhodamin 6G:PMMA- und DCM:PVK^{11,12}-Schichtwellenleitern mit durch Brechen hergestellten und vergoldeten Facetten nachgewiesen und strukturierte DCM:PVK Schichtwellenleiter demonstriert. Allerdings war die Qualität der verwendeten Technologie zu schlecht, um die im letzten Abschnitt berechneten Beispiele strukturierter Resonatoren experimentell demonstrieren zu können.

Die wesentlichen Schritte der Herstellung der Laser sind in Abbildung 4.12 zusammengefaßt. Als Wirtsmaterial für das aktive Medium wird PMMA benutzt, denn dieses kann direkt als Elektronenstrahl-Resist benutzt werden. Für das Elektronenstrahlbelichten muß ein spezielles PMMA (Firma Allresist, mittlere Molmasse $5 \cdot 10^5$ g/Mol, Uneinheitlichkeit 1,7...2,0) verwendet werden, um die notwendige Strukturauflösung zu erreichen. Als laseraktiver Farbstoff wurde Rhodamin 6G (R6G) benutzt.

PMMA und R6G werden zunächst im gleichen Lösungsmittel MAA¹³, getrennt voneinander gelöst. Die richtige Farbstoffkonzentration wird durch Zugabe einer definierten Menge R6G:MAA zum gelösten Polymer PMMA:MAA festgelegt. Das Gemisch R6G:PMMA:MAA wird anschließend mit $0,2 \mu\text{m}$ Porengröße filtriert und auf den thermisch oxidierten Silizium-Wafer aufgeschleudert. Bei der anschließenden Temperung auf einer Heizplatte wird das Lösungsmittel MAA verdampft. Die Strukturierung erfolgte mit der Elektronenstrahl-Lithographie-Anlage *LION-LV1* (Leica). Bei dieser

⁹Englisch: Distributed Bragg Reflection.

¹⁰PMMA: Poly-(Methyl Methacrylate).

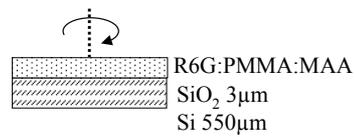
¹¹PVK: Poly-N-Vinylcarbazole.

¹²DCM: 4-Dicyanomethylene-2-Methyl-6-p-Dimethylaminostyryl-4H-Pyran.

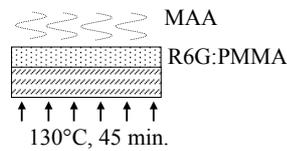
¹³MAA: Methyl Aceto-Acetate.

1. Herstellung der Wellenleiter

a) Aufschleudern

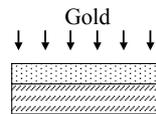


b) Tempern

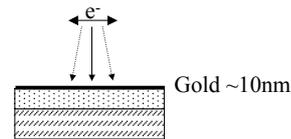


2. Strukturierung der Wellenleiter

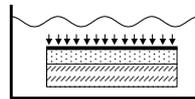
a) Gold sputtern



b) Elektronenstrahlbelichten



c) Gold entfernen



d) Entwicklung

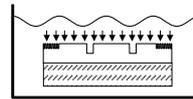


Abbildung 4.12: Wesentliche Schritte bei der Herstellung strukturierter, farbstoffdotierter Polymer-Schichtwellenleiterlaser.

Anlage wird ein Elektronenstrahl auf die Probe fokussiert (Durchmesser einige Nanometer) und die Probe schrittweise belichtet. Die Belichtungs-dosis kann lokal variiert werden, um Strukturen unterschiedlicher Tiefe auf einem Substrat zu realisieren. Vor dem Belichten muß die Probe mit einer elektrisch leitenden, dünnen Goldschicht versehen werden. Nach der Belichtung wird das Gold durch naßchemisches Ätzen entfernt. Beim anschließenden Entwicklungsvorgang wird das belichtete Polymer entfernt, wobei die Struktur-tiefe von der Belichtungs-dosis und der Entwicklungszeit abhängt. Nach der Entwicklung wird der Wafer durch Anritzen und Brechen in geeignete Teilstücke zerteilt und diese stehen danach direkt für Experimente zur Verfügung.

4.3.2 Anforderungen an den Pumplaser

Abbildung 4.13 zeigt schematisch das Termschema des verwendeten Farbstoffmoleküls Rhodamin 6G [86]. Angeregt wird durch optisches Pumpen aus dem Grundzustand S_0 in den Zustand S_1 . Von dort aus geht das angeregte Molekül sehr schnell in das Grund-niveau des S_1 -Zustandes über. Der eigentliche Laserübergang von S_1 zurück nach S_0 hat eine Lebensdauer von etwa 3 Nanosekunden. Der Übergang von höheren Niveaus zum untersten Niveau von S_0 erfolgt wie beim S_1 -Zustand ebenfalls sehr schnell. Farbstoffmoleküle sind demnach Vier-Niveau-Systeme. Mit geringerer Wahrscheinlichkeit ist auch ein Wechsel vom Singulett- in das Triplett-Termschema möglich. Moleküle,

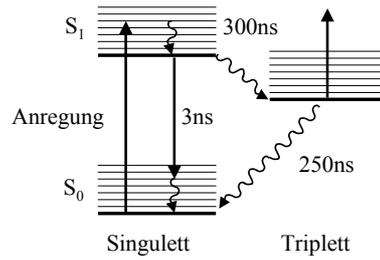


Abbildung 4.13: Termschema des Farbstoffmoleküls Rhodamin 6G.

die sich im Triplet-Zustand befinden, stehen allerdings nicht mehr für die stimulierte Emission zur Verfügung und verringern die Quantenausbeute. Deswegen ist es in der Regel nicht möglich, Farbstofflaser kontinuierlich und ohne Farbstoffzirkulation zu betreiben [87, 86, 88]. Die Anregung des verwendeten Farbstoffs R6G muß demnach mit einem Impulslaser erfolgen, dessen Impulsdauer wesentlich kürzer ist als die Halbwertszeit für den Übergang vom Singulett- zum Triplet-Termschema von etwa 300 ns. Die für die Anregung von R6G im Schichtwellenleiter notwendigen Eigenschaften der Pumpquelle (Impulsenergie bei gegebener Anregungswellenlänge) sollen im folgenden diskutiert werden.

Die Intensität der Pumpquelle ist gegeben durch

$$I_P = \frac{\mathcal{E}_P}{\mathcal{A}_P \tau_P}, \quad (4.8)$$

wobei \mathcal{E}_P die Impulsenergie, \mathcal{A}_P die (homogen) gepumpte Fläche und τ_P die Pulsdauer ist. Eine Abschätzung, wieviel Pumpenergie \mathcal{E}_P für eine Besetzungsinversion im farbstoffdotierten Wellenleiter nötig ist, gibt die Sättigungsintensität des Farbstoffs. Dieser Wert ist die notwendige Pumpintensität, bei der die Hälfte aller Farbstoffmoleküle gleichzeitig angeregt wird. Für ein Vier-Niveau-System ist sie definiert als [2]

$$I_S = \frac{\Delta \mathcal{E}_0}{\sigma_{abs} \tau_{eff}}. \quad (4.9)$$

Hierbei ist $\Delta \mathcal{E}_0 = hc_0/\lambda_0$ die Energiedifferenz des Laserübergangs (Planck-Konstante $h = 6,6261 \cdot 10^{-34}$ Js, Emissionswellenlänge des Farbstofflasers λ_0), σ_{abs} der Wirkungsquerschnitt für Absorption des Farbstoffs bei der Pumpwellenlänge λ_P und τ_{eff} die Lebensdauer der spontanen Emission des Laserübergangs. Aus Gleichung (4.8) und (4.9) folgt die Sättigungspumpenergie

$$\mathcal{E}_S = \frac{\mathcal{A}_P \tau_P \mathcal{E}_0}{\sigma_{abs} \tau_{eff}}. \quad (4.10)$$

In dieser Arbeit wurde ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser der Wellenlänge $\lambda_P = 532$ nm mit einer Impulsdauer von $\tau_P = 7$ ns und einer Repetitionsrate von 10 Hz

verwendet. Mit den Daten des Farbstoffes R6G ($\tau_{eff} = 3 \text{ ns}$, $\sigma_{abs} = 3,9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ bei $\lambda_P = 532 \text{ nm}$ [88]) und einer gepumpten Fläche von $\mathcal{A}_P = 0,04 \text{ cm}^2$ ergibt sich die Sättigungsintensität zu $I_S \approx 0,6 \text{ MW/cm}^2$ und die Sättigungsimpulsenergie zu $\mathcal{E}_S = 68 \mu\text{J}$. Dabei wurde der Pumpwirkungsgrad nicht berücksichtigt. Erfolgt nämlich die Anregung senkrecht zur Wellenleiteroberfläche, werden bei einer Farbstoffkonzentration der Größenordnung 1 mMol/l bei einer Wellenleiterdicke von $d = 1,0 \mu\text{m}$ nur etwa 5% der Pumpintensität vom Farbstoff absorbiert. Ein in dieser Geometrie gepumpter R6G-dotierter Farbstofflaser muß also mit einer Impulsenergie der Größenordnung $100 \mu\text{J}$ gepumpt werden, um die Hälfte aller Farbstoffmoleküle gleichzeitig zu invertieren. Der verwendete frequenzverdoppelte Nd:YAG-Impuls laser *Quanta Ray LAB 130 (Spectra Physics)* liefert eine Pulsenergie von maximal $\mathcal{E}_P = 200 \text{ mJ}$ und reicht aus, um die Farbstoff-Wellenleiterlaser zu pumpen.

4.3.3 Charakterisierung farbstoffdotierter Schichtwellenleiter

Der Meßaufbau zur Beobachtung der Spektren und Nahfeldverteilungen von Wellenleitern ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Der aus dem Impuls laser (siehe letzter Abschnitt) ausgekoppelte, kollimierte Strahl wurde mit einer Konkavlinse aufgeweitet, um einen Rechteckspalt mit variabler Öffnung möglichst homogen zu beleuchten. Die Abbildung der Spaltebene in die Ebene des Wellenleiters erfolgte mit achromatischen Linsen. Auf diese Weise wurde eine transversale Anregung des Farbstoffes im Wellenleiter durch das Superstrat hindurch erreicht. Eine Stirnfläche des Wellenleiters wurde mit einem Mikroskopobjektiv (Numerische Apertur 0,25) auf die CCD-Kamera abgebildet. Für die Messung des Spektrums wurde ein Faserspektrometer *Tristan (M.U.T.)*, für die Messung der orts aufgelösten Intensitätsverteilungen eine CCD-Kamera mit einem Auswertecomputer *Laser Beam Analyzer (SPIRICON)* benutzt. Die Meßgeräte sind durch

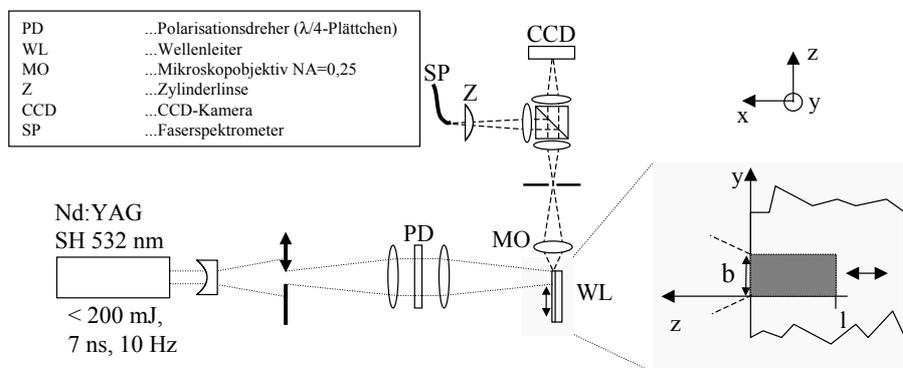


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung des verwendeten Meßaufbaus zur Charakterisierung der optischen Eigenschaften von farbstoffdotierten Schichtwellenleitern.

den Impulslaser triggerbar. Der Polarisationsdreher zwischen den Achromaten wurde verwendet, um die Polarisationsrichtung des linear polarisierten Bündels parallel zur y -Achse zu drehen. Auf diese Weise wird eine maximale Verstärkung ermöglicht, denn es werden Farbstoffmoleküle angeregt, die parallel zur optischen Achse des Wellenleiterlasers (z -Achse) abstrahlen.

Die Laserbedingung ist erfüllt, wenn die Verstärkung im aktiven Medium die Verluste pro Resonatorumlauf überwiegt [16]. Um die Eignung eines farbstoffdotierten Wellenleiter für eine Laseremission festzustellen, ist es im Falle von Wellenleitern üblich, den Netto-Kleinsignal-Verstärkungskoeffizienten $g_{net} = g - \mathcal{V}$ abhängig von der Pumpintensität zu bestimmen. Dabei entspricht g dem Kleinsignal-Verstärkungskoeffizienten und \mathcal{V} berücksichtigt Verluste im farbstoffdotierten Wellenleiter (z.B. durch Absorption und Streuung). Dafür wird bei konstanter Pumpintensität I_p ein Streifen konstanter Breite, aber variabler Länge z angeregt und für jede Länge die aus der Stirnfläche emittierte Fluoreszenzintensität $I(z)$ gemessen [89, 90]. Unter der Voraussetzung einer homogenen Pumpverteilung beschreibt die Differentialgleichung

$$\frac{dI(z)}{dz} = CI_P + g_{net}I \quad (4.11)$$

die Änderung der gemessenen Fluoreszenzintensität $I(z)$ mit der Pumplänge z . Der Term CI_P beschreibt die spontane Emission, die sich proportional zur Pumpintensität I_P verhält. C ist eine von der experimentellen Situation (z.B. Wellenleitergeometrie, Farbstoffkonzentration) abhängige Konstante. Die Lösung von (4.11) ist

$$I(z) = \frac{CI_P}{g_{net}} [\exp(g_{net} z) - 1]. \quad (4.12)$$

Negative g_{net} führen zu einer Sättigung der Kurve $I(z)$ mit wachsender Pumplänge, positive Werte führen zu einer exponentiell ansteigenden Kurve. Die Verstärkung gleicht die Verluste aus, wenn die Intensität proportional zur Pumplänge wächst ($g = \mathcal{V}$). Der exponentielle Anstieg der Fluoreszenz-Intensität entsteht durch verstärkte spontane Emission (ASE)¹⁴. Von jeder Stelle des angeregten Streifens wird spontan Licht in alle Richtungen der Wellenleiterebene abgestrahlt. Gleichzeitig wird jede geführte Welle, die sich in Richtung des angeregten Streifens bewegt, durch stimulierte Emission je nach Wellenlänge unterschiedlich stark verstärkt. In Richtung der gepumpten Streifenlänge ist ASE besonders gut in Form eines hellen, im Falle von R6G orangefarbenen Schweifes zu erkennen (siehe Abbildung 4.15). Die Verstärkung im Wellenleiter hängt stark von der Wellenleiterdicke, von der Farbstoffkonzentration und der Form

¹⁴Englisch: Amplified Spontaneous Emission.

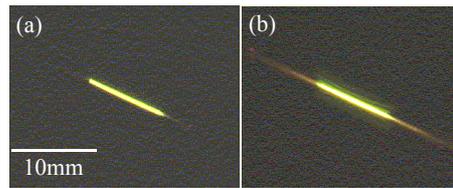


Abbildung 4.15: Verstärkte spontane Emission (ASE) gemessen im Rhodamin 6G:PMMA-Wellenleiter (Farbstoffkonzentration 6 mMol/l). Dargestellt ist eine Abbildung der Oberfläche des Wellenleiters. Zu erkennen ist die ASE am orangefarbenen Schweif, der aus beiden Seiten des (grün) gepumpten Streifens austritt. (a) Geringe Pumpintensität, (b) hohe Pumpintensität.

der gepumpten Fläche ab. Die Wellenleiterdicke liegt im monomodigen Bereich nahe dem „Cut-Off“ der zweiten, TE_1 -Mode, damit ein großer Modenüberlapp der geführten TE_0 Mode mit dem aktiven Medium erreicht wird.

Um die unter diesen Bedingungen für eine Laseremission optimale Farbstoffkonzentration zu ermitteln, wurden R6G:PMMA-Wellenleiter mit in der Literatur üblichen Farbstoffkonzentrationen im Bereich von 0,1 mMol/l bis 10 mMol/l hergestellt und zunächst die Fluoreszenzintensität bei gleichen Anregungsverhältnissen bestimmt. Bei einer Konzentration von 6 mMol/l wurde die maximale Fluoreszenzintensität erreicht. Um eine quantitative Aussage darüber zu erhalten, ob und unter welchen Bedingungen der R6G:PMMA-Wellenleiter mit einer Farbstoffkonzentration von 6 mMol/l als aktives Medium geeignet ist, wurde der Verstärkungskoeffizient g_{net} abhängig von der Pumpintensität bei der gewünschten Emissionswellenlänge des Lasers $\lambda_0 = 600$ nm ermittelt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.16a dargestellt. Die Messung wurde an einem Stück eines R6G:PMMA-Wafers, auf dem anschließend die strukturierten DBR-Laser hergestellt wurden, durchgeführt. Es wurde eine Fläche der Breite $b = 260 \mu\text{m}$ und der maximalen Länge $l = 3,5$ mm angeregt. Der Verstärkungskoeffizient g_{net} wurde nach (4.12) mittels einer nichtlinearen Regression aus den gemessenen Intensitätswerten in Abbildung 4.16b bestimmt. Wie nach der Theorie zu erwarten, wächst g_{net} in guter Näherung proportional zur Anregungsintensität an [90]. Ab einem Wert $I_P \approx 0,7 \text{ MW/cm}^2$ gilt $g > \mathcal{V}$, und der Wellenleiter wirkt als Verstärker.

Ein systematischer Fehler bei der Bestimmung der Verstärkungskoeffizienten entsteht durch die endliche, relativ geringe Lebensdauer der Farbstoffmoleküle im Wellenleiter. Um Aussagen über die Lebensdauer zu erhalten, wurden die Wellenleiter mit einer relativ hohen Pumpintensität von $I_p \approx 1,4 \text{ MW/cm}^2$ angeregt und die Ausgangsintensität abhängig von der Anzahl der Pulse gemessen. Nach etwa 4000 Pulsen sank die Ausgangsintensität im Vergleich zum Anfangswert auf die Hälfte. Weiterhin wurde nach 6000 Pulsen bei maximaler Pumpintensität an der gleichen Position die Netto-Verstärkung erneut gemessen. Der Verstärkungskoeffizient nahm von

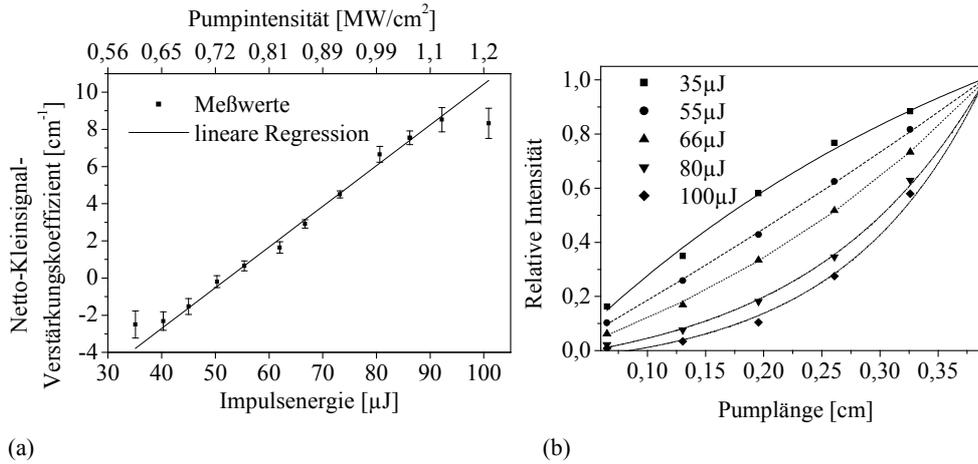


Abbildung 4.16: Gemessener Netto-Kleinsignal-Verstärungskoeffizient als Funktion der Anregungsintensität in 6 mMol/l R6G:PMMA-Schichtwellenleitern bei der Wellenlänge $\lambda = 600 \text{ nm}$. Die Koeffizienten in (a) und deren Meßunsicherheit wurden jeweils über eine nichtlineare Regression der Meßkurven in (b) nach Gleichung (4.12) bestimmt.

$g_{net} = (8,5 \pm 0,7) \text{ cm}^{-1}$ auf $g_{net} = (5,9 \pm 0,3) \text{ cm}^{-1}$ ab.

Erste Literaturwerte zur Kleinsignalverstärkung im R6G:PMMA-Schichtwellenleiter stammen von Ulrich und Weber [91]. In einem R6G:PMMA-Wellenleiter der Dicke $d = 1 \mu\text{m}$ und einer Farbstoffkonzentration von 6 mMol/l wurde bei einer Anregung im ultravioletten Spektralbereich (Stickstoff-Laser, Pumpintensität $I_P = 1,5 \text{ MW}/\text{cm}^2$, senkrechter Einfall) bei der Wellenlänge $\lambda_0 = 605 \text{ nm}$ der Wert $g_{net} = 7 \text{ cm}^{-1}$ gemessen. Wenn man bedenkt, daß der Absorptionsquerschnitt für Absorption von R6G im ultravioletten Spektralbereich kleiner als im grünen Spektralbereich ist und damit die Verstärkung bei gleicher Anregungsintensität sinkt, stimmt der Literaturwert sehr gut mit den im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Werten überein.

Die wesentliche Ursache für das Bleichen der Farbstoffe sind Verluste durch die Anregung höherer Niveaus und der Zusammenschluß mehrerer Farbstoffmoleküle zu sogenannten Dimeren, die nicht mehr zur Fluoreszenz beitragen [92]. Es wurde gezeigt, daß durch den Zusatz geeigneter Verbindungen, die eine Bildung von Radikalen verhindern, die Lebensdauer der Wellenleiterlaser stark erhöht werden kann [93].

Wegen der endlichen Lebensdauer der Farbstoffmoleküle wurde versucht, die Meßkurven mit möglichst wenig Anregungspulsen zu ermitteln. Für jeden Meßwert in Abbildung 4.16b wurden etwa 75 Anregungspulse verwendet. Nach der Strukturierung der Wellenleiter wurde unter ähnlichen Bedingungen der Verstärungskoeffizient bei einer Pumpintensität von $I_P = 1,3 \text{ MW}/\text{cm}^2$ zu $g_{net} = (6,0 \pm 0,7) \text{ cm}^{-1}$ bestimmt. Die Ursache der Abnahme von g_{net} könnte durch eine Erhöhung der Oberflächenrauigkeit des Wellenleiters bei der Strukturierung, und damit einer Zunahme von \mathcal{V} , hervorgerufen

sein.

Die Fluoreszenzspektren des farbstoffdotierten Wellenleiters sind in Abbildung 4.17 für verschiedene Pumpintensitäten dargestellt. Mit zunehmender Pumpintensität ver-

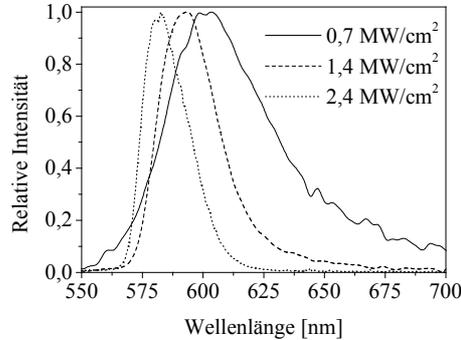


Abbildung 4.17: Gemessene Fluoreszenz-Spektren des Rhodamin 6G:PMMA-Schichtwellenleiters (Farbstoffkonzentration 6 mMol/l, Wellenleiterdicke $d = 990$ nm) für verschiedene Pumpintensitäten.

ringert sich die Halbwertsbreite des Spektrums und verschiebt sich die Wellenlänge maximaler Intensität zu kleineren Wellenlängen. Dies ist auf die Wellenlängenabhängigkeit des Kleinsignal-Verstärkungskoeffizienten g und die Wellenleiterverluste \mathcal{V} zurückzuführen. Bei einer Pumpintensität $I_P \approx 0,7$ MW/cm², bei der eine geringe Verstärkung zu erwarten ist, beträgt die Wellenlänge maximaler Intensität $\lambda_0 \approx 600$ nm. Die Gitterperiode der DBR-Laser wurde entsprechend dieser Wellenlänge gewählt.

4.3.4 Design

Die modenselektierende Wirkung der resonatorinternen Phasenstrukturen soll anhand des zweiten Designbeispiels aus dem Abschnitt 4.2.3 experimentell in einem DBR-Wellenleiterlaser gezeigt werden. Die schematische Ansicht des strukturierten Laserresonators ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Parameter des Lasers können nicht

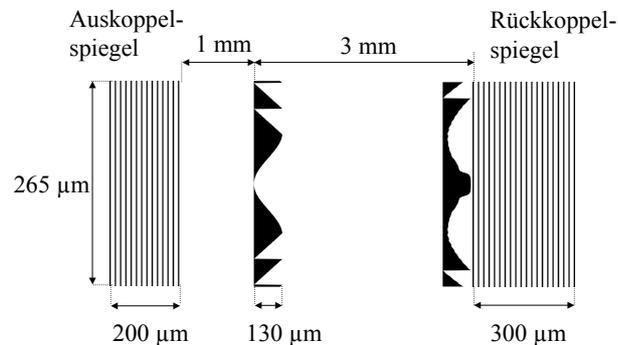


Abbildung 4.18: Schematische Ansicht des strukturierten DBR-Wellenleiterresonators. In den schwarzen Bereichen wird der Wafer belichtet.

vollständig aus dem Beispiel 2 übernommen werden, weil sich das Wellenleiterte-

Tabelle 4.2: Parameter des strukturierten DBR-Wellenleiterlasers. Das Symbol σ bezeichnet die Standardabweichung.

Parameter	Wert
Emissionswellenlänge	$\lambda_0 = 600 \text{ nm}$
Brechzahl Substrat (SiO_2) bei $\lambda_0 = 600 \text{ nm}$	$n_1 = 1,458$
Brechzahl Wellenleiter (6mM R6G:PMMA)	$n_2 = 1,491$
Brechzahl Superstrat (Luft)	$n_3 = 1,000$
Wellenleiterdicke	$d = (1038 \pm 18) \text{ nm}$ (3σ)
Effektive Brechzahl TE_0	$n_{eff} = 1,4768 \pm 0,0003$ (3σ)
Effektive Wellenlänge im Wellenleiter	$\lambda = 406,3 \text{ nm}$
Brechzahldifferenz	$\Delta n_{eff} = -4,5 \cdot 10^{-3}$
Strukturtiefe	$\Delta d = 197 \text{ nm}$
Maximale Strukturausdehnung	$\Delta z = 133,33 \mu\text{m}$
Resonatorlänge	$L = 4 \text{ mm}$
Breite der Spiegel	$W = 265,2 \mu\text{m}$
Periode der Bragg-Gitter 1./2. Ordnung	$\Lambda_1 = 203,1 \text{ nm}, \Lambda_2 = 406,2 \text{ nm}$
Strahlradius der Grundmode	$w_0 = 0,25W = 66,3 \mu\text{m}$
Berechnete Strahlqualität der Grundmode	$M^2 = 2,85$
Berechnete Umlaufverluste	$V_0 = 1,87\%, V_1 = 23,98\%$

rial und die Emissionswellenlänge ändern. Die neuen Parameter des DBR-Lasers sind in Tabelle 4.2 aufgelistet, wobei die Fresnel-Zahl $N = 10,7$ und die Resonatorlänge $L = 4 \text{ mm}$ beibehalten wurden. Die stark zunehmende Oberflächenrauigkeit des Wellenleiters mit zunehmender Tiefe der entwickelten Strukturen legt die maximale Brechzahldifferenz Δn_{eff} und die kleinste Strukturausdehnung Δz eines diffraktiven Elementes fest und begrenzt somit die Strahlqualität der Grundmode. Die maximale Strukturtiefe sollte im vorliegenden Fall $\Delta d \approx 200 \text{ nm}$ nicht überschreiten. Bei der folglich geringen Brechzahldifferenz $\Delta n_{eff} = -4,5 \cdot 10^{-3}$ ist die Herstellung eines Resonators wie im Beispiel 1 in Abschnitt 4.2.3, Seite 66 vorgestellt nicht sinnvoll, weil sonst die Beugungsverluste an den Kanten der Strukturen zu hoch ausfallen würden. Die DBR-Spiegel wurden nach Abschnitt C, (C.1) berechnet. Dabei wurde ein rechteckförmiges Bragg-Gitter der Ordnung $\tilde{m} = 1$ für den Rückkoppelspiegel und der Ordnung $\tilde{m} = 1$ oder $\tilde{m} = 2$ für den Auskoppelspiegel angenommen. Beim Gitter der Ordnung $\tilde{m} = 2$ wird zusätzlich Energie senkrecht zur Wellenleiteroberfläche ausgekoppelt, um die Modenverteilung direkt im Auskoppelbereich zu beobachten. Mit dem verwendeten Polymer können die Bragg-Gitter der gewünschten Gitterperiode maximal bis zu einer Gittertiefe von etwa $\tilde{d} = 100 \text{ nm}$ mit ausreichender Qualität hergestellt werden. Bei einer Spiegellänge des Rückkoppelbereichs $\Delta z = 300 \mu\text{m}$ und des Auskoppelbereichs $\Delta z = 200 \mu\text{m}$ werden im Idealfall die Reflektivitäten $\mathcal{R}_b = 97\%$ und $\mathcal{R}_o = 82\%$ er-

reicht. Im Falle $\tilde{m} = 1$ muß die Stegbreite zu $\tilde{w} = \Lambda/2$, im Falle $\tilde{m} = 2$ zu $\tilde{w} = \Lambda/4$ gewählt werden. Bei der gleichen Gittertiefe und Länge wird im Falle eines Gitters zweiter Ordnung eine Spiegelreflektivität von $\mathcal{R}_o = 70\%$ erreicht.

Die wesentliche Unsicherheit bei der Herstellung der strukturierten Resonatoren im vorliegenden Fall besteht darin, die gewünschte Strukturtiefe zu erreichen. Um die Toleranzen abzuschätzen, wurde das Modenverhalten mit einer Fox-Li-Analyse unter Einbeziehung dicker Strukturen abhängig von der Strukturtiefe berechnet und in Abbildung 4.19 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß zu tief entwickelte Strukturen viel

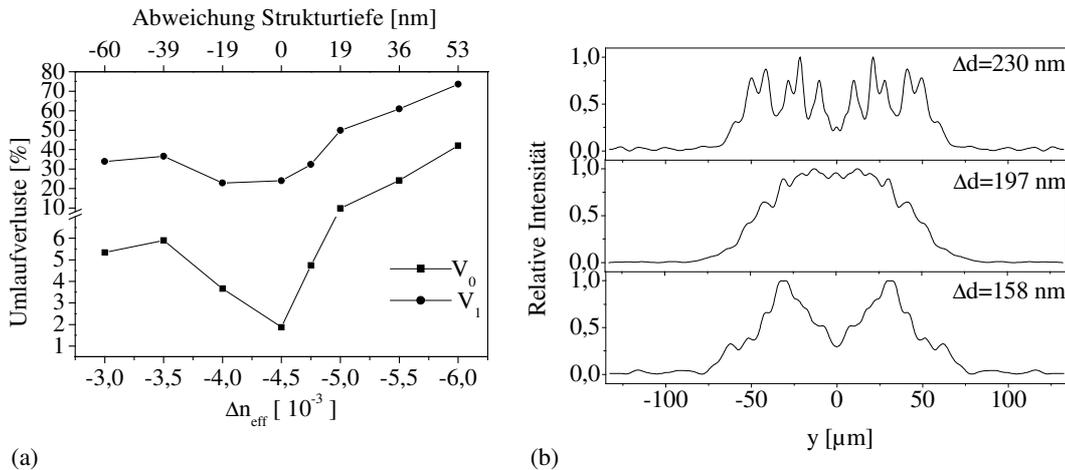


Abbildung 4.19: (a) Berechnete Umlaufverluste der Grundmode und der 2. Mode abhängig von der Strukturtiefe. (b) Berechnete Intensitätsverteilungen der Grundmode in der Ebene des Auskoppelspiegels abhängig von der Strukturtiefe. Der (ideale) Soll-Wert der Strukturtiefe ist 197 nm.

stärkere Auswirkungen auf die Umlaufverluste haben als zu flache Strukturen. In jedem Fall sollte die vorgegebene Strukturtiefe mit einer Genauigkeit von $\delta(\Delta d) = \pm 20 \text{ nm}$ erreicht werden.

4.3.5 Meßergebnisse

Abbildung 4.20 zeigt verschiedene Aufnahmen hergestellter DBR-Breitstreifenlaser. Bei der Herstellung werden mehrere Resonatoren auf einem Substrat abwechselnd ohne und mit Phasenstrukturen nebeneinander belichtet. Auf diese Weise kann das Verhalten benachbarter Laser direkt miteinander verglichen werden. Das Modenverhalten der Laser soll über das Nahfeld der Laser charakterisiert werden. Zunächst wurde versucht, das Nahfeld über die Stirnfläche des Wellenleiters vor dem Auskoppelbereich, einige hundert Mikrometer vom Auskoppelbereich entfernt, zu charakterisieren. Es stellte sich heraus, daß sich das Modenverhalten auf diese Weise nur schlecht analysieren läßt. Gründe dafür sind die schlechte Qualität der Stirnfläche und der Einfluß von inkohärentem Störlicht. Trotz sorgfältiger Herstellung ist es in der Regel nicht möglich,

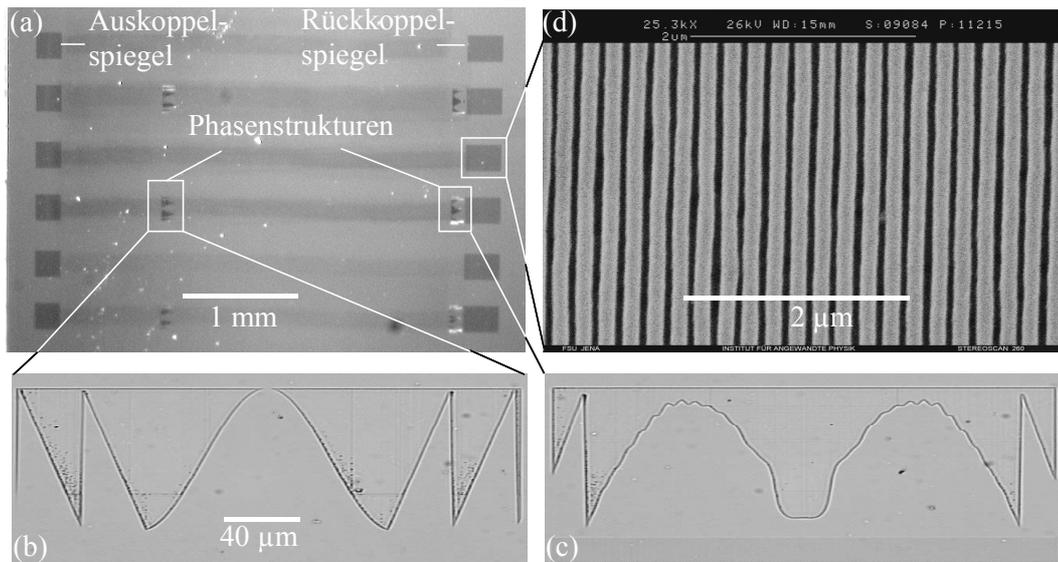


Abbildung 4.20: Aufnahmen hergestellter DBR-Laser. (a) Übersichtsaufnahme des Wellenleiters. (b) Mikroskop-Aufnahme der fokussierenden Phasenstruktur und (c) der Phasenstruktur vor dem Rückkoppelspiegel. (d) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines DBR-Rückkoppelspiegels.

die Stirnfläche in ausreichender Qualität zu realisieren, da das Polymer im Gegensatz zum oxidierten Silizium-Wafer nicht definiert entlang der Kristallachse bricht, sondern zerreißt. Die Folge ist, daß sich das Polymer am Rand ablöst bzw. den Rand überlappt und somit die Messung der Modenverteilung stört. Weiterhin läßt sich die Anregung des aktiven Mediums nicht exakt auf ein vorgegebenes Gebiet begrenzen, weil Pumplicht auch in den Wellenleiter eingekoppelt wird und damit auch außerhalb der Spiegelaperturen Farbstoffmoleküle anregt. Auf diese Weise kann Störlicht außerhalb der Spiegelaperturen den CCD-Chip der Kamera übersteuern.

Um die durch das Störlicht entstehenden Fehlerquellen zu beseitigen, wurde als Auskoppelspiegel ein Bragg-Gitter zweiter Ordnung verwendet. Dadurch kann das Nahfeld direkt im Auskoppelbereich über die senkrecht zur Wellenleiterebene ausgekoppelte Beugungsordnung beobachtet werden [94]. Dies erfordert eine Modifikation des Meßaufbaus in Abbildung 4.14 derart, daß die Anregung nicht mehr senkrecht zur Wellenleiterebene, sondern wie in Abbildung 4.21 dargestellt um einen Winkel von etwa 45° geneigt zur Wellenleiterebene erfolgt. In Abbildung 4.22 wird das prinzipielle Modenverhalten benachbarter unstrukturierter und strukturierter DBR-Laser unter identischen Anregungsverhältnissen gegenübergestellt. Gepumpt wurde mit einer Intensität $I_P \approx 1,4I_{thr.}$, mit der Schwellen-Pumpintensität des strukturierten Lasers $I_{thr.} = 0,8 \text{ MW/cm}^2$. Die Breite des Pumpstreifens wurde größer als die Breite der Spiegelaperturen gewählt; die Anregungslänge war etwa 3 mm. Der Effekt der resonatorinternen Strukturen ist an den Nahfeldverteilungen in Abbildung 4.22a und b

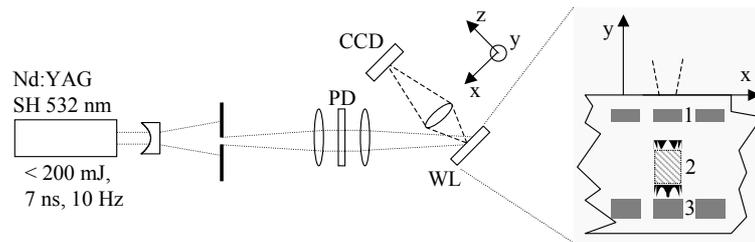


Abbildung 4.21: Meßaufbau zur Charakterisierung der DBR-Farbstoff-Wellenleiterlaser über senkrechte Auskoppelung (1–Auskoppelspiegel, 2–gepumpter Bereich, 3–Rückkoppelspiegel, CCD–Kamera, PD–Polarisationsdreher, WL–Wellenleiter).

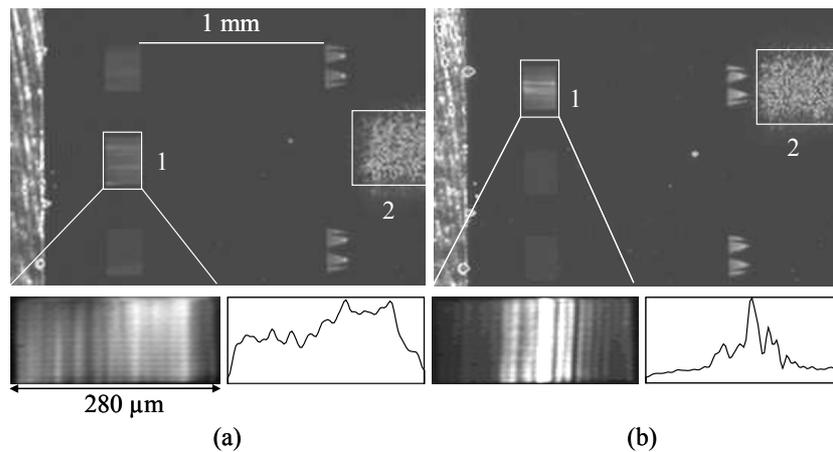


Abbildung 4.22: Vergleich des gemessenen Nahfeldes zwischen einem unstrukturierten (a) und einem strukturierten DBR-Wellenleiterlaser (b) bei identischen Anregungsverhältnissen. Oben ist jeweils die Draufsicht auf den Wellenleiter (1–Auskoppelbereich, 2–Gepumpter Bereich) gezeigt, darunter jeweils das gemessene Nahfeld im Auskoppelbereich und ein Querschnitt der Nahfeldverteilung.

deutlich zu erkennen. Im unstrukturierten Fall dehnt sich die Feldverteilung über die gesamte Breite des Auskoppelbereiches aus, im strukturierten Fall ist deutlich eine gaußähnliche Verteilung, deren Intensität an den Rändern stark abnimmt, obwohl die gesamte Breite des Resonators gepumpt wurde, zu erkennen. Die beobachtbaren lokalen Intensitätsmodulationen sind auf Imperfektionen zurückzuführen, die weiter unten ausführlicher diskutiert werden. Abbildung 4.23 illustriert die Abhängigkeit des Modenverhaltens in einem unstrukturierten Laser abhängig von der Breite der gepumpten Fläche. In 4.23a wurde die Breite entsprechend etwa einem Viertel der Resonatorbreite gewählt und es schwingt eine gaußförmige Grundmode an. Demgegenüber wurde in Abbildung 4.23b die Breite der gepumpten Fläche bei konstanter Pumpintensität über die Resonatorbreite hinaus vergrößert und die Verteilung erstreckt sich über die gesamte Breite. Die Form dieser Verteilung bleibt bis zu hohen Pumpintensitäten erhalten.

Abbildung 4.24 zeigt das Modenverhalten dreier verschiedener strukturierter Laser, die aus unterschiedlichen Chargen stammen, im Vergleich zur berechneten Intensitätsverteilung der Grundmode. Die gemessenen Verteilungen in den Abbildungen 4.24a,b

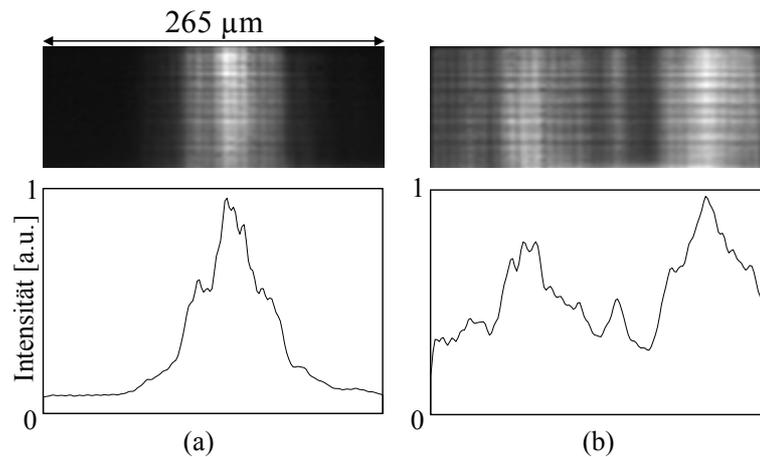


Abbildung 4.23: Gemessene Nahfeldverteilungen im Auskoppelbereich eines unstrukturierten DBR-Lasers, gepumpt bei konstanter Intensität. In (a) wurde die Breite des Pumpstreifens so schmal gewählt, daß nur die Grundmode anschwingen kann. In (b) wurde die Streifenbreite bei konstanter Pumpintensität über die Breite der Spiegelapertur ausgedehnt.

wurden mit der berechneten Intensitätsverteilung der Grundmode, die sich bei der vorgegebenen Strukturtiefe ergibt, verglichen. Das charakteristische Abklingen des Nahfeldes am Rand ist deutlich zu erkennen. Im Vergleich zur Simulation wird die Intensität in den Randgebieten der gemessenen Verteilung jedoch nicht vollständig unterdrückt. Dies kann an zusätzlich auftretender ASE, an der Sättigung der Verstärkung in Gebieten hoher Intensität im Vergleich zu Gebieten niedriger Intensität, aber auch an Streulicht im Wellenleiter liegen. Wie bereits in dieser Abbildung zu erkennen ist, unterscheiden sich die Verteilungen verschiedener, auch benachbarter strukturierter Laser der gleichen Charge beträchtlich. Dies ist auf statistisch entstehende Rauigkeiten bei der Entwicklung des Resists und auf die lokal variierende Oberflächenqualität des Wellenleiters z.B. durch Staub, Kratzer, etc. zurückzuführen. Da im vorliegenden Fall aus technologischen Gründen kein Cladding zum Schutz des Wellenleiters verwendet wurde, ist der Einfluß dieser Verunreinigungen besonders groß.

In Abbildung 4.24c und d wird die gemessene Nahfeldverteilung eines Lasers, dessen Strukturen etwa 40 nm zu flach entwickelt wurden, mit der für diesen Fall berechneten Grundmodenverteilung bei unterschiedlichen Pumpintensitäten verglichen. Der in der Simulation vorhergesagte charakteristische Abfall der Intensität im Zentrum wurde eindeutig durch die Messung bestätigt. Die Form der Verteilung bleibt auch bei hohen Pumpintensitäten erhalten, die Unterdrückung höherer Moden wurde deshalb experimentell nachgewiesen.

Die spektralen Verteilungen aller hergestellten DBR-Laser sind im Rahmen der Meßgenauigkeit des verwendeten Faser-Spektrometers identisch. In Abbildung 4.25 ist ein typisches Spektrum mit dem Fluoreszenzspektrum des farbstoffdotierten Wellen-

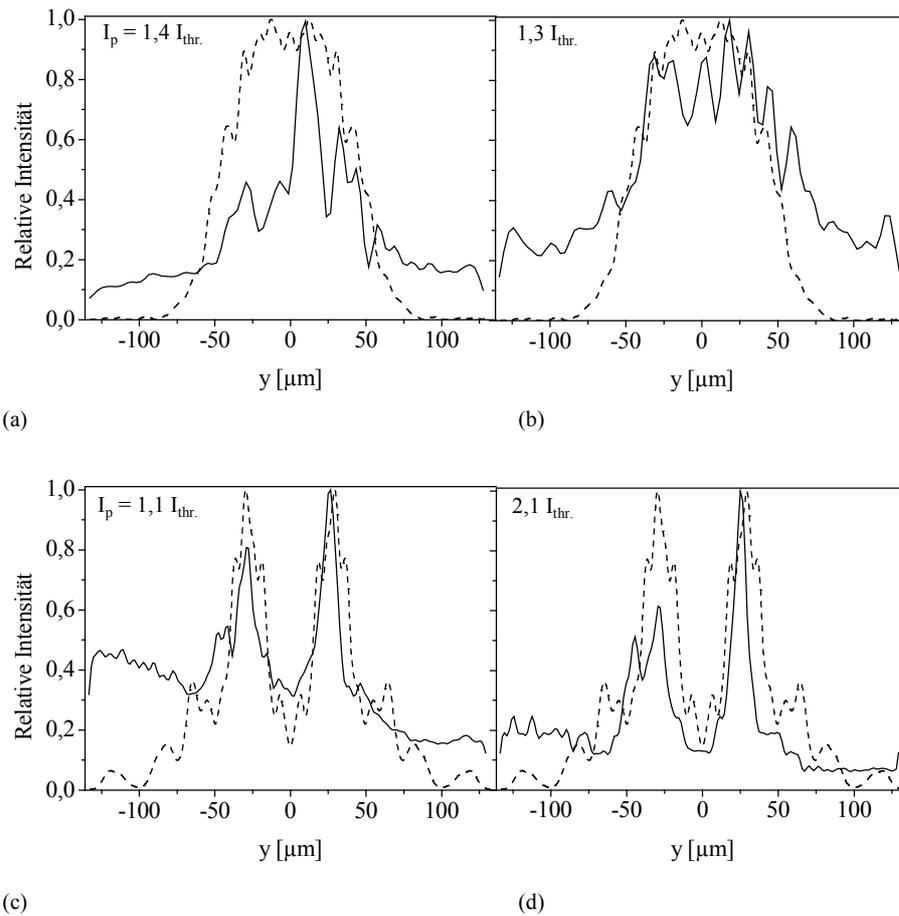


Abbildung 4.24: Vergleich der gemessenen (durchgezogene Kurven) mit den berechneten Intensitätsverteilungen (gestrichelte Kurven) für verschiedene strukturierte DBR-Laser. Die berechnete Verteilung in (a) und (b) entspricht der sich unter idealen Bedingungen ergebenden Intensitätsverteilung der Grundmode, die berechnete Verteilung in (c) und (d) folgt bei einem Laser mit 40 nm zu flach entwickelten Strukturen. Die Meßkurven in (a) und (b) stammen von verschiedenen Lasern, die Meßkurven in (c) und (d) von einem Laser bei unterschiedlichen Anregungsintensitäten.

leiters bei geringer Pumpintensität dargestellt. Die spektrale Verteilung der Laser ist über der Schwelle unabhängig von der Pumpintensität. Die gewünschte Emissionswellenlänge von $\lambda_0 = 600 \text{ nm}$ wurde bei allen Chargen mit $\lambda_0 = (600,0 \pm 1,0) \text{ nm}$ sehr genau erreicht. Die Ausgangsenergie der DBR-Laser wurde mit einem Energie-Meßgerät ermittelt. Die Empfindlichkeit des Meßgerätes reicht nicht aus, die Kennlinien der Laser zu messen. Für hohe Pumpintensitäten konnte jedoch die Pulsenergie der DBR-Laser, d.h. die aus der Stirnfläche ausgekoppelte Energie, zu $E \approx 0,1 \mu\text{J}$ bestimmt werden. Die Moden der DBR-Laser sind wie erwartet transversal-elektrisch (TE) polarisiert. Die Schwellen der strukturierten Laser sind unter identischen Anregungsverhältnissen bis zu 30% höher als im unstrukturierten Fall.

Im Gegensatz zum Halbleiterlaser gibt es im Bereich der farbstoffdotierten Polymer-

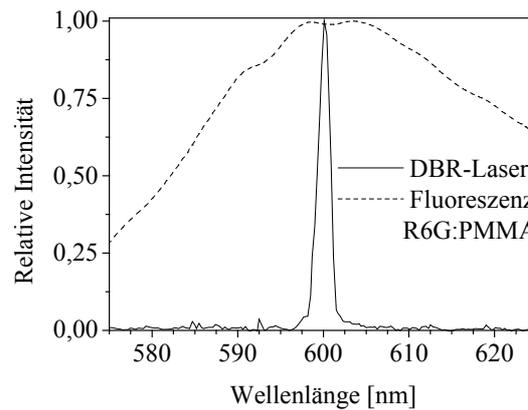


Abbildung 4.25: Vergleich des Spektrums eines typischen DBR-Lasers mit dem Fluoreszenz-Spektrum des R6G:PMMA-Wellenleiters bei geringer Pumpintensität (Farbstoffkonzentration 6 mMol/l). Die Spektren verschiedener DBR-Laser unterscheiden sich im Rahmen der Meßgenauigkeit des verwendeten Spektrometers nicht.

Wellenleiterlaser kaum Literatur über die Charakterisierung des horizontalen Modenverhaltens der Laser bzw. deren Beeinflussung. Meist beschränkt sich die Forschung darauf, geeignete Materialkombinationen zu finden, um damit die Lebensdauer der Laser und die Verfügbarkeit an Emissionswellenlängen zu verbessern, folglich gilt das Interesse vor allem der spektralen Verteilung und der Ausgangsenergie [88, 83].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig die horizontale Modenverteilung in farbstoffdotierten DBR-Polymerlasern mit monolithisch integrierten Phasenstrukturen gezielt verändert. Aus den in diesem Abschnitt diskutierten Experimenten folgt, daß sich das Modenverhalten eines gepulsten, farbstoffdotierten und strukturierten Polymer-DBR-Wellenleiterlasers mit der verwendeten Theorie in guter Näherung beschreiben läßt.

Kapitel 5

Zusammenfassung

5.1 Ergebnisse der Arbeit

Die Designmethoden der resonatorinternen Strahlformung bieten die Möglichkeit, stabile und instabile Laser hinsichtlich bestimmter Eigenschaften zu optimieren. Dies geschieht über die gezielte Manipulation der transversalen Modenstruktur des Resonators durch die Verwendung allgemeiner, asphärischer Spiegelprofile und zusätzlicher resonatorinterner Phasengitter. In der Regel wird dazu ein Fabry-Pérot-Resonator mit einem ebenen Auskoppelspiegel und einem asphärischen, meist diffraktiven Rückkopplungsspiegel benötigt. Trotz der beeindruckenden Demonstration der resonatorinternen Strahlformung, sowohl im Bereich der Freiraumresonatoren, als auch im Bereich integriert-optischer Resonatoren sind diese Konzepte bisher nur im Labor verwirklicht. Ein wesentlicher Grund dafür ist die Herstellbarkeit solcher Resonatoren, denn die Verwendung von asphärischen Spiegeln erhöht im allgemeinen den Justageaufwand, und eine Dejustage verschlechtert die Strahlqualität.

Das Ziel dieser Arbeit war es, Konzepte zu entwickeln, welche die Anwendbarkeit von Lasern mit resonatorinterner Strahlformung sowohl im Freiraum als auch im Wellenleiterbereich stark erleichtern, und diese sowohl theoretisch zu untersuchen als auch experimentell nachzuweisen.

Im Kapitel 3 wurde die Anwendung solcher Konzepte im Bereich der Freiraumresonatoren diskutiert. Zunächst wurde erstmals ein auf diffraktiver Optik basierendes Justagekonzept vorgestellt, das die gleichzeitige Justage aller Freiheitsgrade (Resonatorlänge, Spiegelverkipfung, lateraler Versatz, Rotation) von Fabry-Pérot-Resonatoren mit beliebig strukturierten Spiegeln erlaubt. Eine Analyse der Empfindlichkeit des Konzeptes ergab jedoch, daß sich das Konzept nur bedingt für die Justage beliebiger Resonatoren bis zur Laseremission eignet.

Neben der Idee, die Justage der Resonatoren zu verbessern, gibt es die Möglichkeit, durch die Änderung der Resonatorgeometrie die Anzahl der zu justierenden Freiheitsgrade zu reduzieren. Dies wird durch eine leichte Verkipfung der optischen Achse gegenüber der mechanischen Achse eines Fabry-Pérot-Resonators und einer anschließenden Faltung durch einen zusätzlichen Planspiegel ermöglicht. Dadurch können beide oberflächenstrukturierten Endspiegel auf dem selben Substrat mit lithographischer

Präzision hergestellt werden und die Justage der Spiegel in den lateralen Richtungen und der Rotation kann entfallen.

Die für die herkömmliche Resonatorgeometrie entwickelten Designkonzepte können direkt auf die gefaltete Geometrie übertragen werden. Allerdings führt die notwendige Verkippung der optischen Achse relativ zu den Spiegelnormalen dazu, daß kleinere Gitterperioden der diffraktiven Spiegel benötigt werden als im konventionellen Fall und die Anforderungen an die Herstellungstechnologie wachsen. Eine Simulation des Modenverhaltens ergab jedoch, daß sich im Gegensatz zum unverkippten Fall die Form der Intensitätsverteilung der Grundmode im gekippten Fall selbst bei sehr geringen Beugungseffizienzen der Spiegel nur unwesentlich verändert.

Es wurde erstmals die Verwendung von Zerstreungsgittern anstatt einer Aperturblende zur Erhöhung der Modendiskriminierung in der Ebene des Auskoppelspiegels diskutiert. Es wurde theoretisch gezeigt, daß bei geeigneter Wahl der Gitterperiode die gleiche Diskriminierung höherer Moden erreicht werden kann wie im Falle einer absorbierenden Blende. Die Verwendung von Gittern anstatt von Blenden ist besonders dann sinnvoll, wenn eine Oberflächenstrukturierung sowohl des Auskoppel- als auch des Rückkoppelbereiches, wie beim gefalteten Resonator, auf jeden Fall erforderlich ist. Im Gegensatz zur Aperturblende kann das Zerstreungsgitter ohne zusätzlichen technologischen Aufwand direkt bei der Strukturierung integriert werden. Das Konzept des gefalteten diffraktiven Resonators wurde erstmals in Form eines Nd:YAG-Lasers mit supergaußförmiger Grundmode demonstriert.

Die Vorteile des gefalteten diffraktiven Resonatorkonzeptes können besonders bei diffraktiven instabilen Resonatoren, die im Gegensatz zu stabilen Resonatoren eine Strukturierung beider Endspiegel erforderlich machen, genutzt werden, denn die aufwendige Justage der beiden strukturierten Endspiegel dieses Resonators ist ein wesentlicher Grund für den bisher fehlenden experimentellen Nachweis. Unter Anwendung des gefalteten Resonatorkonzeptes wurde erstmals ein instabiler diffraktiver Nd:YAG-Laser mit einer gaußförmigen ausgekoppelten Feldverteilung experimentell realisiert. Eine Fox-Li-Analyse des Resonatorverhaltens ergab eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität der Grundmode bei einer Modendiskriminierung, die unter vergleichbaren Umständen im stabilen Fall nur durch Verwendung zusätzlicher resonatorinterner Phasengitter erzielt werden kann. Der wählbare Auskoppelgrad des Lasers erlaubt zudem eine grundlegende Erweiterung des Anwendungsgebietes instabiler Resonatoren auf Laser mit aktiven Medien geringer Kleinsignalverstärkung.

Im Kapitel 4 wurde erstmals die direkte Anwendung der resonatorinternen Strahlformung auf Wellenleiterresonatoren unter Verwendung von monolithisch integrierten

Phasenelementen untersucht. Speziell wurde die Möglichkeit der Erzeugung von Breitstreifenlasern mit gaußförmiger Grundmode und hoher Diskriminierung, einem wesentlichen Ziel der Halbleiterlaser-Entwicklung, diskutiert. Durch die direkte Integration der Phasenstrukturen in das Cladding des aktiven Mediums wird die Verwendung und die aufwendige Justage von externen Optiken zur Verbesserung der Strahlqualität unnötig und somit bleibt ein wesentlicher Vorteil von Breitstreifenlasern – deren geringe Größe – erhalten.

Mittels Fox-Li-Analysen verschieden strukturierter, passiver Wellenleiterresonatoren wurde gezeigt, daß sich die Methoden der resonatorinternen Strahlformung mit einem zusätzlichen Phasengitter prinzipiell auf Breitstreifenlaser übertragen lassen. Durch die starken Einschränkungen in der Resonatorgeometrie und die geringen Brechzahlunterschiede nimmt jedoch die Anzahl möglicher Konfigurationen, die eine hohe Strahlqualität bei gleichzeitig hoher Diskriminierung ermöglichen, stark ab. Wesentlich dafür verantwortlich ist die Beugung der Felder während der Propagation durch die in Propagationsrichtung stark ausgedehnten Phasenstrukturen und vor allem die Störung der Feldamplituden an den „ 2π “-Phasensprüngen der diffraktiven Strukturen. Die Erkenntnis, daß die Strahlqualität mit zunehmender Anzahl dieser Phasensprünge stark abnimmt, macht die Verwendung eines Phasengitters im Falle von Breitstreifenlasern unzweckmäßig. Deswegen wurde erstmals ein neues Konzept vorgestellt, das eine hohe Strahlqualität der Grundmode und eine hohe Diskriminierung auch im Falle geringer Brechzahldifferenzen erlaubt. Dies geschieht durch die Verwendung einer einzelnen Linse anstatt eines Gitters, in deren Außenbereichen sich ein Zerstreuungsgitter befindet, welches die Energie der höheren Moden in die absorbierenden Bereiche lenkt.

Aus Gründen der technologischen Verfügbarkeit wurde das Prinzip nicht im Halbleiterlaser, sondern erstmals in einem strukturierten, farbstoffdotierten Polymer-Wellenleiterlaser experimentell nachgewiesen. Dafür wurden Rhodamin 6G:PMMA-Wellenleiterlaser verwendet, deren Spiegel aus Bragg-Gittern bestehen und mittels Elektronenstrahl-Lithographie strukturiert werden. Über die Beobachtung des Nahfeldes im Auskoppelbereich und einen Vergleich mit unstrukturierten Lasern wurde die Wirkung der theoretisch diskutierten Konzepte in guter Übereinstimmung mit Simulationen des Modenverhaltens bestätigt. Es wurde gezeigt, daß sich das Modenverhalten in Breitstreifenlasern mittels der monolithisch integrierten Phasenstrukturen gezielt verändern läßt. Weiterhin wurde damit die Anwendbarkeit der verwendeten physikalischen Theorie auf gepulst angeregte Farbstoff-Wellenleiterlaser mit DBR-Spiegeln, deren longitudinale Ausdehnung mehrere Hundert Mikrometer beträgt, bestätigt.

5.2 Ausblick

Die in dieser Arbeit vorgestellten, theoretisch diskutierten und vor allem demonstrierten Konzepte zeigen Möglichkeiten auf, welche die Anwendungsgebiete der resonatorinternen Strahlformung stark erweitern können.

Der instabile Resonator mit einer gaußförmigen Austrittsverteilung sollte hinsichtlich einer Anwendbarkeit unter realen, industrienahen Bedingungen untersucht werden. Dafür müssen zunächst die Ursachen für die im Experiment aufgetretenen starken Schwankungen der Modenverteilung gefunden werden. Dies kann z.B. durch die Verwendung modifizierter Fox-Li-Algorithmen unter Einbeziehung hin- und rücklaufender Felder erfolgen, oder durch eine experimentelle Analyse.

Der nächste Schritt auf dem Gebiet der monolithisch integrierten resonatorinternen Strahlformung im Wellenleiterlaser sollte darin bestehen, die modenselektierende Wirkung der Phasenstrukturen im Halbleiterlaser experimentell nachzuweisen. Weiterhin sollte das Modenverhalten der strukturierten Breitstreifenlaser unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der optischen Felder mit dem aktiven Halbleiterlasermaterial untersucht werden. Die mittels geeigneter Simulationsverfahren gewonnenen Erkenntnisse könnten zur Auswahl und Optimierung der vorgeschlagenen Methoden hinsichtlich einer maximalen Unterdrückung höherer horizontaler Moden genutzt werden. Eine Optimierung der Phasenstrukturen unter Berücksichtigung der Beugung innerhalb der Strukturen ist zur Verbesserung der Strahlqualität der Grundmode unbedingt erforderlich.

Auf dem Gebiet der Polymer-Wellenleiterlaser besteht generell ein Bedarf, die Strahlqualität zu verbessern bzw. das horizontale Modenverhalten zu untersuchen, wenn Polymerwellenleiterlaser in integriert-optischen Schaltkreisen z.B. als Pumpquellen eingesetzt werden sollen.

Literaturverzeichnis

- [1] MAIMAN, T.H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Nature* 187 (1960), S. 493
- [2] SIEGMAN, A.E.: *Lasers*. University Science Books, 1986
- [3] BÉLANGER, P.A.; PARÉ, C.: Optical resonators using graded-phase mirrors. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), S. 1057–1059
- [4] ZEITNER, U.D.; WYROWSKI, F.: Design of unstable laser resonators with user-defined mode shape. In: *IEEE J. Qu. El.* 37 (2001), S. 1594–1599
- [5] BÉLANGER, P.A.; LACHANCE, R.; PARÉ, C.: Super-gaussian output from a CO₂ laser by using a graded-phase mirror resonator. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), S. 739–741
- [6] LEGER, J.R.; CHEN, D.; DAI, K.: High modal discrimination in a Nd:YAG laser resonator using internal phase gratings. In: *Opt. Lett.* 19 (1994), S. 1976–1978
- [7] MOWRY, G.; LEGER, J.R.: External diode-laser-array cavity with mode-selecting mirror. In: *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993), S. 2884–2886
- [8] MOWRY, G.; LEGER, J.R.: Large-area, single-transverse-mode semiconductor laser with diffraction-limited super-gaussian output. In: *Appl. Phys. Lett.* 66 (1995), S. 1614–1616
- [9] GOODMAN, J.W.: *Introduction to Fourier Optics*. New York: McGraw-Hill, 1968
- [10] TOTZECK, M.: *Gültigkeitsbereich der skalaren Beugungstheorien nach Kirchhoff und Rayleigh-Sommerfeld im Nahfeld kleiner Phasenobjekte*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 1989
- [11] MUELLER, R.; KARTHE, W.: *Integrierte Optik*. 1. Akademische Verlagsgesellschaft Geest u. Portig, 1991
- [12] MÄRZ, R.: *Integrated optics: design and modeling*. Norwood: Artech House, 1994

-
- [13] BUUS, J.: The effective index method and its application to semiconductor lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* (1982), S. 1083–1089
- [14] FEIT, M.D.; J.A. FLECK JR.: Light propagation in graded-index optical fibers. In: *Appl. Opt.* 17 (1978), S. 3990–3998
- [15] SINGER, W.; BRENNER, K.H.: Light propagation through microlenses: a new simulation method. In: *Appl. Opt.* 28 (1993), S. 4984–4988
- [16] SCHAWLOW, A.L.; TOWNES, C.H.: Infrared and optical masers. In: *Physical Review* 112 (1958), Nr. 6, S. 1940–1949
- [17] KOGELNIK, H.; LI, T.: Laser beams and resonators. In: *Proc. IEEE* 54 (1966), S. 1312–1329
- [18] ZEITNER, U.D.: *Optimierung von Lasereigenschaften durch generalisierte Konzepte im Resonatordesign*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Dissertation, 1999
- [19] HODGSON, N.; WEBER, H.: *Optische Resonatoren*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1992
- [20] LI, T.; FOX, A.: Effect of Gain Saturation on the Oscillating Modes of Optical Masers. In: *IEEE J. Qu. El.* QE-2 (1966), S. 774–783
- [21] LI, T.; FOX, A.: Resonant modes in a maser interferometer. In: *Bell Syst. Tech. J.* 40 (1961), S. 453–488
- [22] BÉLANGER, P.A.: Beam propagation and the ABCD ray matrices. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), S. 196–198
- [23] HOFSTRA, R.M.: *On the optical performance of the long pulse XeCl* excimer laser*. Den Haag: Koninklijke Bibliotheek, 1999
- [24] SIEGMAN, A.E.; ARRATHOON, R.: Modes in unstable optical resonators and lens waveguides. In: *IEEE J. Qu. El.* QE-3 (1967), S. 156–163
- [25] MAKKI, S.; LEGER, J.: Mode shaping of a graded-reflectivity-mirror unstable resonator with an intra-cavity phase element. In: *IEEE J. Qu. El.* 37 (2001), S. 80–86
- [26] ANGELOW, G.; LAERI, F.; TSCHUDI, T.: Designing resonators with large mode volume and high mode discrimination. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), S. 1324–1326

-
- [27] GERCHBERG, R.; SAXTON, W.: A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures. In: *Optik Stuttgart* 35 (1972), S. 237–246
- [28] TURUNEN, J.; WYROWSKI, F.: *Diffraction Optics for Industrial and Commercial Applications*. Berlin: Akademie Verlag, 1997
- [29] BÜTTNER, A.; ZEITNER, U.D.: Calculation of the average lenslet shape and aberrations of microlens arrays from their far-field intensity distribution. In: *Appl. Opt.* 41 (2002), S. 6841–6848
- [30] PICHÉ, M.; CANTIN, D.: Enhancement of modal feedback in unstable resonators using mirrors with a phase step. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), S. 1135–1137
- [31] KOECHNER, W.: *Solid-state laser engineering*. Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 1996
- [32] KUGLER, N.: *Doppelbrechungskompensierte und doppelbrechungsfreie Hochleistungslaser*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2000
- [33] MALACARA, D.: *Optical Shop Testing*. New York: Wiley, 1992
- [34] WANG, J.Y.; SILVA, D.E.: Wave-front interpretation with Zernike polynomials. In: *Appl. Opt.* 19 (1980), S. 1510–1518
- [35] MARTINEZ, A.V.: *Measurement and analysis of aberrations in high power Nd:YAG lasers*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2001
- [36] GALE, M.T.; KNOP, K.: The fabrication of fine lens arrays by laser beam writing. In: *Proc. SPIE* 398 (1983), S. 347–353
- [37] HERZIG, H.P.: *Micro-optics*. London: Taylor and Francis, 1997
- [38] FABRY, C.; PÉROT, A.: Théorie et applications d’une nouvelle méthode de spectroscopie interférentielle. In: *Ann. Chim. Phys.* 16 (1899), S. 115–144
- [39] BALLÜDER, K.; TAGHIZADEH, M.R.: Regenerative ring-laser design by use of an intracavity diffractive mode-selecting element. In: *Appl. Opt.* 38 (1999), S. 5768–5774
- [40] ALFORD, W.J.; RAYMOND, T.D.; ALLERMAN, A.A.: High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 19 (2002), S. 663–666

-
- [41] LEGER, J.R.; CHEN, D.; MOWRY, G.: Design and performance of diffractive optics for custom laser resonators. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), S. 2498–2508
- [42] SWANSON, G.J.: *Binary optics technology: theoretical limits on the diffraction efficiency of multilevel diffractive optical elements*. Massachusetts Institute of Technology: Lexington, 1991
- [43] BARTON, I.M.; TAGHIZADEH, M.R.: Application of optimization algorithms to the design of diffractive optical elements for custom laser resonators. In: *Opt. Lett.* 23 (1998), S. 198–200
- [44] GRÄSSLER, C.: *Laserlithographie auf gekrümmten Oberflächen für mikrooptische Anwendungen*, Fachhochschule Jena, Diplomarbeit, November 2004
- [45] HALL, R.N.; FENNER, G.E.; CARLSON, R.O.: Coherent light emission from GaAs junctions. In: *Appl. Phys. Lett.* 9 (1962), S. 366–368
- [46] EBELING, K.J.: *Integrated Optoelectronics*. Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 1992
- [47] HUNSPERGER, R.G.: *Integrated Optics: Theory and Technology*. Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 1991
- [48] DYMENT, J.C.: Hermite-Gaussian mode patterns in GaAs junction lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 10 (1967), S. 84–86
- [49] DIEHL, R.: *High-power diode lasers*. Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 2000
- [50] ADACHIHARA, H.; HESS, O.; MOLONEY, J.V.: Spatiotemporal chaos in broad-area semiconductor lasers. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 10 (1993), S. 658–665
- [51] HESS, O.; KOCH, S.W.; MOLONEY, J.V.: Filamentation and beam propagation in broad-area semiconductor lasers. In: *IEEE J. Qu. El.* 31 (1995), S. 35–44
- [52] LANG, R.J.; MEHUYS, D.; WELCH, D.F.: Spatial evolution of filaments in broad area diode laser amplifiers. In: *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993), S. 1209–1211
- [53] DAI, Z.; MICHALZIK, R.; UNGER, P.; EBELING, K.J.: Numerical simulation of broad-area high-power semiconductor laser amplifiers. In: *IEEE J. Qu. El.* 33 (1997), S. 2240–2254

-
- [54] SHARFIN, W.F.; SEPPALA, J.; BYSTROM, K.J.: High-power, diffraction-limited, narrow-band, external-cavity diode laser. In: *Appl. Phys. Lett.* 54 (1989), S. 1731–1733
- [55] RAAB, V.; MENZEL, R.: External resonator design for high-power laser diodes that yields 400 mW of TEM₀₀ power. In: *Optics Letters* 27 (2002), S. 167–169
- [56] WOLFF, S.; MESSERSCHMIDT, D.; FOUCKHARDT, H.: Fourier-optical selection of higher order transverse modes in broad area lasers. In: *Optics Express* 32 5, No. 3 (1999)
- [57] YIOU, S.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: Improvement of the spatial beam quality of laser sources with an intracavity Bragg grating. In: *Optics Letters* 28 (2003), S. 242–244
- [58] LAWRENCE, J.S.; KANE, D.M.: Broad-area lasers with plane-mirror and phase-conjugate feedback. In: *Journal of Lightwave Technology* 20 (2002), S. 100–104
- [59] TOMM, J.W.; BIMBERG, D.: Analysis of heat flows and their impact on the reliability of high-power diode lasers. In: *Proc. SPIE* 4993 (2003)
- [60] PHILLIP-RUTZ, E.M.: Spatially coherent radiation from an array of GaAs lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975), S. 475–477
- [61] TILTON, M.L.; DENTE, G.C.; DEPATIE, D.: High-power, nearly diffraction-limited output from a semiconductor laser with an unstable resonator. In: *IEEE J. Qu. El.* 27 (1991), S. 2098–2108
- [62] SALZMAN, J.; LANG, R.; MARGALIT, S.; YARIV, A.: Tilted-mirror semiconductor lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 47 (1985), S. 9–11
- [63] WALPOLE, J.N.: Tutorial Review: Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions. In: *Optical and Quantum Electronics* 28 (1996), S. 623–645
- [64] PASCHKE, K.; SUMPFF, B.; TRÄNKLE, G.: Nearly-diffraction limited 980 nm tapered diode lasers with an output power of 6,7 W. In: *Conference Digest ISLC IEEE* (2004), S. 43–44
- [65] LANG, R.J.; WELCH, D.F.: Theory of grating-confined broad-area lasers. In: *IEEE J. Qu. El.* 34 (1998), S. 2196–2210

- [66] PASCHKE, K.; TRÄNKLE, G.: Properties of ion-implanted high-power angled-grating distributed-feedback lasers. In: *IEEE J. Sel. Topics. in Qu. El.*
- [67] O'BRIEN, S.; WELCH, D.F.; SCIFRES, D.: Operating characteristics of a high-power monolithically-integrated flared amplifier master oscillator power amplifier. In: *IEEE J. Qu. El.* 29 (1993), S. 2052–2057
- [68] O'BRIEN, S.; LANG, R.J.; MEHUYS, D.: 2.2-W continuous-wave, diffraction-limited monolithically integrated master oscillator power amplifier at 854 nm. In: *IEEE Photon. Techn. Lett.* 9 (1997), S. 440–442
- [69] SALET, P.; DOUSSIÉRE, F. Gérard P.: 1.1-W continuous-wave 1480-nm semiconductor lasers with distributed electrodes for mode shaping. In: *IEEE Phot. Technol. Lett.* 10 (1998), S. 1706–1708
- [70] LANG, R.J.; FOROUHAR, S.; CHIN, A.: Narrow far fields from extended-window broad-area lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 53 (1988), S. 1372–1374
- [71] SHIGIHARA, K.; NAGAI, Y.; KAKIMOTO, S.; IKEDA, K.: Achieving broad-area laser diodes with high output power and single-lobed far-field patterns in the lateral direction by loading a modal reflector. In: *IEEE J. Qu. El.* 30 (1994), S. 1683–1690
- [72] RASHED, A.M.; WILLIAMS, K.A.; WHITE, I.H.: Intracavity lens for low-divergence high-power laser diode operation. In: *Appl. Phys. Lett.* 76 (2000), S. 279–281
- [73] NAKATSUKA, S.; TATSUNO, K.: Fundamental lateral-mode operation in broad-area lasers having built-in lenslike refractive index distributions. In: *Japanese Journal of Applied Optics* 28 (1989), S. L1003–L1005
- [74] WANG, X.; PAXTON, A.H.; HERSEE, S.D.: 1.5W cw spatially coherent power from regrown-lens-train (RLT) unstable semiconductor lasers. In: *Electr. Lett.* 31 (1995), S. 1571–1573
- [75] ZEITNER, U.D.; GÜTHER, R.: Laserresonatoren mit modenselektierenden Phasestrukturen. In: *Internationale Patentanmeldung* PCT/EP01/06806 (2001)
- [76] BÜTTNER, A.; KOWARSCHIK, R.; ZEITNER, U.D.: Design considerations on monolithic high-brightness diffractive broad area lasers. In: *Proc. MOC 04* 10 (2004), S. L–43

- [77] BÜTTNER, A.; ZEITNER, U.D.; KOWARSCHIK, R.: Design considerations for high-brightness diffractive broad-area lasers. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 22 (2005), S. 796–806
- [78] PARÉ, C.; BÉLANGER, P.A.: Custom laser resonators using graded-phase mirrors. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 28 (1992), S. 355–362
- [79] HUTTUNEN, J.; TURUNEN, J.; SAARINEN, J.: High-efficiency diffractive waveguide lenses by parametric optimization. In: *Appl. Opt.* 33 (1994), S. 1715–1725
- [80] SCHILLING, A.; HERZIG, H.P.; STAUFFER, L.; VOKINGER, U.; ROSSI, M.: Efficient beam shaping of linear, high-power diode lasers by use of micro-optics. In: *Appl. Opt.* 40 (2001), S. 5852–5859
- [81] KAMINOW, I.P.; H.P.WEBER; CHANDROSS, E.A.: Poly(methyl methacrylate) dye laser with internal diffraction grating resonator. In: *Appl. Phys. Lett.* 18 (1971), S. 497–499
- [82] MUKHERJEE, N.; MUKHERJEE, A.: Distributed Bragg reflection in integrated waveguides of polymethylmethacrylate. In: *Appl. Phys. Lett.* 25 (1995), S. 3715–3717
- [83] OKI, Y.; MAEDA, M.: Long lifetime and high repetition rate operation from distributed feedback plastic waveguided dye lasers. In: *Optics Com.* 214 (2002), S. 277–283
- [84] OKI, Y.; MAEDA, M.: Fabrication of a distributed-feedback dye laser with a grating structure in its plastic waveguide. In: *Applied Optics* 41 (2002), Nr. 24, S. 5030–5035
- [85] BÜTTNER, A.; ZEITNER, U.D.: Intracavity beamshaping in waveguide lasers. In: *Proc. SPIE* 5182 (2003), S. 168–172
- [86] KNEUBÜHL, F.K.; SIGRIST, M.W.: *Laser*. Teubner Studienbücher, 1999
- [87] DUMARCHER, V.; GINDRE, D.: Polymer thin-film distributed feedback tunable lasers. In: *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2 (2000), S. 279–283
- [88] DUARTE, F.J.: *Selected papers on dye lasers*. Bd. MS 45. SPIE milestone series, 1992

-
- [89] SHANK, C.V.; DIENES, A.; SILFVAST, W.T.: Single pass gain of exciplex 4-mu and rhodamine 6G dye laser amplifiers. In: *Applied Physics Letters* 17 (1970), Nr. 7, S. 307–309
- [90] KRETSCH, K.P.: *Polymeric Waveguides for use as Solid State Laser Materials*, University of Dublin, Trinity College, Dissertation, November 1999
- [91] ULRICH, R.; WEBER, H.P.: Solution-deposited thin films as passive and active light-guides. In: *Applied Optics* 11 (1972), Nr. 2, S. 428–434
- [92] POPOV, S.: Dye photodestruction in a solid-state dye laser with a polymeric gain medium. In: *Appl. Opt.* 37 (1998), S. 6449–6455
- [93] DYUMAEV, K.M.; PROKHOROV, A.M.: Dyes in modified polymers: problems of photostability and conversion efficiency at high intensities. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 9 (1992), S. 143–150
- [94] HOLZER, W.; HÖRHOLD, H.H.: Corrugated neat thin-film conjugated polymer distributed-feedback lasers. In: *Appl. Phys. B* 74 (2002), S. 333–342
- [95] AAGEDAL, H.: *Simulation und Design paraxialer diffraktiver Systeme*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 1998
- [96] KOGELNIK, H.; SHANK, C.V.: Stimulated emission in a periodic structure. In: *Appl. Phys. Lett.* 18 (1971), S. 152–155
- [97] KOGELNIK, H.; SHANK, C.V.: Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. In: *J. Appl. Phys.* 43 (1972), S. 2327–2335
- [98] YARIV, A.: Coupled-mode theory for guided-wave optics. In: *IEEE J. Quantum Electron.* (1973), S. 919–933
- [99] CHUANG, S.L.: *Physics of optoelectronic devices*. New York: John Wiley, 1995
- [100] STREIFER, W.; SCIFRES, D.R.; BURNHAM, R.D.: Coupling Coefficients for Distributed Feedback Single- and Double-Heterostructure Diode Lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* (1975), S. 867–873

Anhang A

Design instabiler Resonatoren

In diesem Abschnitt soll der Algorithmus zum Design instabiler Resonatoren mit vorgegebener Grundmode, der in [4] erstmalig vorgestellt wurde, diskutiert werden. Eine schematische Ansicht der Resonatorgeometrie und der verwendeten Symbolik ist in Abbildung A.1 dargestellt.

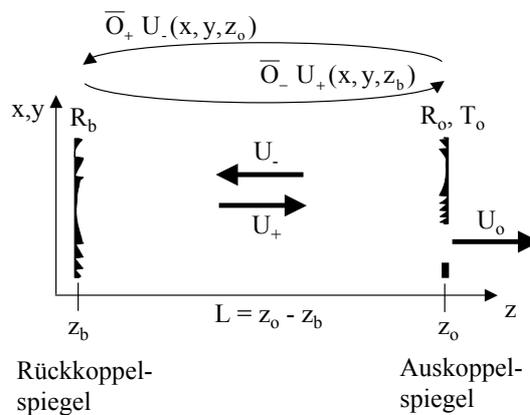


Abbildung A.1: Schematische Darstellung der Geometrie des diffraktiven instabilen Resonators. R_o, R_b sind die Reflexionsfunktionen des Auskoppel- und Rückkoppelspiegels, T_o die Transmissions des Auskoppelspiegels. Der Operator $\bar{O}_{+/-}$ beschreibt die Propagation der Felder $U_{+/-}$ zwischen den Spiegelebenen.

Gegeben:

- Die Amplitude $|U_o(x, y, z_o)|$ des ausgekoppelten Feldes.
- Der Operator $\bar{O}_{+/-}$ für die Propagation von der einen zur anderen Spiegelebene.
- Die Amplituden der Reflexionsfunktionen des Auskoppelspiegels $A_o(x, y)$ bzw. des Rückkoppelspiegels $A_b(x, y)$ ¹ sowie die Transmissionsfunktion des Auskoppelspiegels $|T_o(x, y)|$.

Gesucht:

Die Phasen $\varphi_{o/b}(x, y)$ der Reflexionsfunktionen der beiden Spiegel

$$R_{o/b} = A_{o/b}(x, y) \exp [j\varphi_{o/b}(x, y)] . \quad (\text{A.1})$$

¹Es gilt allgemein $A_{o/b}(x, y) \in [0; 1]$.

Für die Berechnung der Phasen muß die komplexe Amplitudenverteilung des hin- und rücklaufenden Feldes in einer Ebene des Resonators bekannt sein.

Generelle Zusammenhänge:

Unter der Voraussetzung nicht-absorbierender Spiegel gilt in der Ebene des Auskoppelspiegels der Zusammenhang

$$|U_+(x, y, z_o)| = |U_-(x, y, z_o)| + |U_o(x, y, z_o)| . \quad (\text{A.2})$$

Weiterhin sind die drei Felder über die Transmissionsfunktion und die Reflexionsfunktion des Auskoppelspiegels

$$U_-(x, y, z_o) = R_o(x, y)U_+(x, y, z_o) \quad \text{und} \quad (\text{A.3})$$

$$U_o(x, y, z_o) = T_o(x, y)U_+(x, y, z_o) \quad (\text{A.4})$$

miteinander verknüpft. Für die Ebene des Rückkoppelspiegels folgt

$$U_+(x, y, z_b) = R_b(x, y)U_-(x, y, z_b) \quad \text{und} \quad (\text{A.5})$$

$$|U_+(x, y, z_b)| = A_b(x, y)|U_-(x, y, z_b)| . \quad (\text{A.6})$$

Die Propagation der Felder von der Ebene des Auskoppelspiegels zur Ebene des Rückkoppelspiegels ergibt sich nach

$$U_-(x, y, z_b) = \bar{O}_+ U_-(x, y, z_o) \quad \text{und} \quad (\text{A.7})$$

$$U_+(x, y, z_b) = \bar{O}_- U_+(x, y, z_o) , \quad (\text{A.8})$$

wobei der Operator \bar{O}_+ den Transfer vom Rückkoppel- zum Auskoppelspiegel (in „+z“-Richtung) und \bar{O}_- den Transfer vom Auskoppel- zum Rückkoppelspiegel (in „-z“-Richtung) beschreibt. Der Algorithmus besteht aus zwei Teilen.

Teil 1:

Der Algorithmus wird mit der Verteilung

$$\tilde{U}_-^{(0)}(x, y, z_o) = A_o(x, y) \quad (\text{A.9})$$

in der Auskoppellebene initialisiert. Die Amplitude des Feldes $\tilde{U}_+^{(0)}(x, y, z_o)$ wird nach (A.2) berechnet, die Startphase des Feldes $\tilde{\varphi}_+^{(0)}(x, y, z_o)$ kann beliebig gewählt werden, z.B. als konstanter Wert. Anschließend werden beide Felder nach (A.7,A.8) in die Ebene des Rückkoppelspiegels propagiert. Dort werden die Amplituden nach der Vorschrift

$$Q^{(0)}(x, y) = \frac{1}{2} \left[\left| \tilde{U}_+^{(0)}(x, y, z_b) \right| + A_b(x, y) \left| \tilde{U}_-^{(0)}(x, y, z_b) \right| \right] \quad (\text{A.10})$$

gemittelt, um eine homogene Ausleuchtung der Spiegelapertur hervorzurufen. Anschließend werden die Amplituden der Felder nach der Vorschrift

$$\tilde{U}_+^{(1)}(x, y, z_b) = \mathcal{Q}^{(0)}(x, y) \exp \left[j\tilde{\varphi}_+^{(0)}(x, y, z_b) \right] \quad \text{und} \quad (\text{A.11})$$

$$\tilde{U}_-^{(1)}(x, y, z_b) = \begin{cases} \frac{\mathcal{Q}^{(0)}(x, y)}{A_b(x, y)} \exp \left[j\tilde{\varphi}_-^{(0)}(x, y, z_b) \right] & : A_b(x, y) \neq 0 \\ 0 & : A_b(x, y) = 0 \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

ersetzt, die Phasen aber beibehalten. Die neuen Felder in der Auskoppellebene ergeben sich nach der Vorschrift

$$\tilde{U}_-^{(1)}(x, y, z_o) = \bar{O}_- U_-(x, y, z_b) \quad \text{und} \quad (\text{A.13})$$

$$\tilde{U}_+^{(1)}(x, y, z_o) = \bar{O}_+ U_+(x, y, z_b) . \quad (\text{A.14})$$

Schließlich werden die Amplituden dieser Felder durch die Start-Amplituden ersetzt und die neu berechneten Phasen beibehalten. Mit den Feldern

$$\tilde{U}_{+/-}^{(2)}(x, y, z_o) = \left| \tilde{U}_{+/-}^{(0)}(x, y, z_o) \right| \exp \left[j\tilde{\varphi}_{+/-}^{(1)}(x, y, z_o) \right] \quad (\text{A.15})$$

beginnt der zweite Durchgang des ersten Teils des Algorithmus. Es folgt die erneute Propagation beider Felder in die Ebene des Rückkoppelspiegels nach (A.7,A.8). Als quantitatives Maß für die Übereinstimmung der nach (A.4) berechneten Verteilung $\tilde{U}_o^{(2p)}(x, y, z_o)$ mit der Zielverteilung $U_o(x, y, z_o)$ wird bei jedem Iterationsschritt p das Signal-Rausch-Verhältnis (SRV) nach [95] berechnet. Bei der Verwendung von Linsen im Resonator konvergiert der Algorithmus in der Regel nicht und das SRV nimmt nicht monoton mit wachsender Anzahl der Umläufe zu. Die Schleife wird deshalb nach einigen Durchläufen abgebrochen und die Verteilungen der Iteration \hat{p} mit dem höchsten SRV als Startverteilung für den zweiten Teil des Algorithmus übernommen.

Teil 2:

Die aus dem ersten Teil resultierenden Reflexionsfunktionen führen zu hohen Beugungsverlusten und im allgemeinen nicht zur vorgegebenen Verteilung der Grundmode. Ein zweiter Designschritt ist deshalb unbedingt notwendig. Der Algorithmus startet in der Ebene des Rückkoppelspiegels, die Startverteilung wird zu

$$U_+^{(0)}(x, y, z_b) = \left| \tilde{U}_-^{(2\hat{p})}(x, y, z_b) \right| \exp \left[j\tilde{\varphi}_+^{(2\hat{p})}(x, y, z_b) \right] \quad (\text{A.16})$$

gewählt, wobei aus dem ersten Teil die Feldverteilungen genau jenes Umlaufes \hat{p} übernommen wurden, der zum höchsten SRV führte. Wie bereits in Glg. (A.16) zu erkennen ist, beruht das Prinzip von diesem Teil des Algorithmus darauf, das neue Feld

$U_+^{(0)}(x, y, z_b)$ aus Amplitude und Phase der hin- und rücklaufenden Felder zu kombinieren. Anschliessend wird das Feld nach (A.13,A.14) in die Ebene des Auskoppelspiegels propagiert, um $U_+^{(0)}(x, y, z_o)$ zu erhalten. Dort wird das neue Feld zunächst reduziert auf die Bereiche, in denen sowohl $A_o(x, y) \neq 0$ als auch $T_o(x, y) \neq 0$ gilt. Weiterhin wird in den Gebieten, in denen $T_o(x, y) \neq 0$ gilt, die Amplitude des Feldes nach der Vorschrift

$$U_+^{(1)}(x, y, z_o) = \left[|U_-^{(0)}(x, y, z_o)| + \tilde{\rho} |U_o(x, y, z_o)| \right] \exp \left[j\varphi_+^{(0)}(x, y, z_o) \right] \quad (\text{A.17})$$

ersetzt, wobei $\tilde{\rho}$ derart gewählt wird, daß genau der Anteil der Gesamtenergie ausgekoppelt wird, der dem vorgegebenen Auskoppelgrad $|\gamma_0|^2$ entspricht. Die Phase wird wie bereits im ersten Teil übernommen. Das Feld $U_+^{(1)}(x, y, z_o)$ wird über (A.8) zur Ebene des Rückkoppelspiegels propagiert. Daraus folgt

$$U_-^{(0)}(x, y, z_b) = \frac{|U_+^{(1)}(x, y, z_b)|}{A_b(x, y)} \exp \left[j\varphi_-^{(-1)}(x, y, z_b) \right], \quad (\text{A.18})$$

wobei für die Phase $\varphi_-^{(-1)}(x, y, z_b) = \tilde{\varphi}_-^{(2\tilde{p})}(x, y, z_b)$ gilt. Es wird also die Amplitude des in „+z“-Richtung laufenden Feldes mit der Phase des in „-z“-Richtung laufenden Feldes verknüpft. Das Feld $U_-^{(0)}(x, y, z_b)$ wird nun zur Ebene des Auskoppelspiegels nach (A.13) propagiert. Die Phase wird wieder beibehalten, jedoch die Amplitude (A.17) in den Bereichen $A_o(x, y) \neq 0$ ersetzt. Es ergibt sich somit das Feld

$$U_-^{(1)}(x, y, z_o) = A_o(x, y) |U_+^{(1)}(x, y, z_o)| \exp \left[j\varphi_-^{(0)}(x, y, z_b) \right]. \quad (\text{A.19})$$

Dieses Feld wird über (A.13) zum Rückkoppelspiegel propagiert, um das neue Startfeld für die nächste Iteration

$$U_+^{(2)}(x, y, z_b) = A_b(x, y) |U_-^{(1)}(x, y, z_b)| \exp \left[j\varphi_+^{(1)}(x, y, z_b) \right] \quad (\text{A.20})$$

zu erhalten. Wie beim ersten Teil wird auch im zweiten Teil das SRV als quantitatives Maß zur Beurteilung der Übereinstimmung der berechneten Verteilung $\tilde{U}_o^{(2q)}(x, y, z_o)$ mit der Zielverteilung $U_o(x, y, z_o)$ verwendet. Da auch in diesem Teil des Algorithmus das SRV mit steigender Anzahl Iterationen q in der Regel nicht monoton zunimmt, wird die Schleife ebenfalls nach einer vorgegebenen Anzahl Durchläufen abgebrochen und die Felder der Iteration \hat{q} mit dem höchsten SRV zur Berechnung der Reflexionsfunktionen verwendet. Eine sinnvolle Anzahl der Iterationsschritte ist stark abhängig von der Resonatorgeometrie und muß für jedes Design neu ermittelt werden. Die Reflexionsfunktionen der Spiegel ergeben sich schließlich über die Gleichungen (A.3) und

(A.6) zu

$$R_b(x, y, z_b) = \frac{U_+^{(2\hat{q})}(x, y, z_b)}{U_-^{(2\hat{q})}(x, y, z_b)} \text{ und} \quad (\text{A.21})$$

$$R_o(x, y, z_o) = \frac{U_-^{(2\hat{q})}(x, y, z_o)}{U_+^{(2\hat{q})}(x, y, z_o)}. \quad (\text{A.22})$$

Anhang B

Berechnung der Transfer-Matrix

Das in Abbildung 3.9b auf Seite 30 gezeigte Justagekonzept soll in paraxialer, strahlenoptischer Näherung mittels der sogenannten „Drei-mal-Drei“ Matrix-Methode untersucht werden, die z.B. in [2] Anwendung findet. Für den Fall 2 ergibt sich der Zusammenhang zwischen einfallendem und austretendem Strahl

$$\begin{pmatrix} x' \\ \alpha' \\ 1 \end{pmatrix} = \mathcal{M}_{3L} \begin{pmatrix} x \\ \alpha + \epsilon_x \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.1})$$

wobei ein aus dem DOE austretender Strahl durch einen Ortskoordinate x und den zugehörigen Einfallswinkel α beschrieben wird. Aus Gründen der Übersichtlichkeit soll hier nur ein Strahl und eine Justiermarke berücksichtigt und nur auf eine Dimension eingegangen werden. Die Ergebnisse sind problemlos auf die y -Dimension erweiterbar. Die Strahlen in der Ebene der Justiermarken werden beschrieben durch den Ortsvektor x' und die Winkel α' . Der zusätzlich eingeführte Winkel ϵ_x berücksichtigt eine mögliche Abweichung des einfallenden Pilotlaserstrahls von der optischen Achse des DOEs. Die Startebene ist der Spiegel 1, auf dem sich das DOE befindet, die Justagemarken befinden sich auf dem Spiegel 2. Unter Berücksichtigung möglicher Justagefehler ergibt sich für den Fall 2 die Transfer-Matrix

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{3L} &= \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \tilde{L} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Spiegel 1} \rightarrow \text{2}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Spiegel 1}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & -\tilde{L} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Spiegel 2} \rightarrow \text{1}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & \Delta x \\ 0 & -1 & -2\Delta\alpha \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Spiegel 2}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \tilde{L} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Spiegel 1} \rightarrow \text{2}} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 3\tilde{L} & \Delta x + 4\tilde{L}\Delta\alpha \\ 0 & 1 & 2\Delta\alpha \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Eine mögliche Abweichung Δz von der idealen Resonatorlänge L wird in dieser Gleichung durch die reale Resonatorlänge $\tilde{L} = L + \Delta z$, eine Verkippung des Spiegels 2 relativ zum Spiegel 1 durch $\Delta\alpha$ und ein lateraler Versatz des Spiegels 2 relativ zum Spiegel 1 durch Δx berücksichtigt.

Durch die Rotation $\Delta\varpi$ des Spiegels 2 relativ zum Spiegel 1 um die z -Achse ändern sich die Koordinaten der Justiermarken bezüglich des durch den Spiegel 1 vorgegebenen Koordinatensystems. Aus den alten Koordinaten x_m, y_m ergeben sich die neuen Koordinaten

$$\begin{pmatrix} x'_m \\ y'_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Delta\varpi) & \sin(\Delta\varpi) \\ -\sin(\Delta\varpi) & \cos(\Delta\varpi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_m \\ y_m \end{pmatrix}. \quad (\text{B.3})$$

Anhang C

Berechnung der Kopplungskonstante von DBR-Strukturen

Aus technologischen Gründen können für die im Kapitel 4 hergestellten Wellenleiterlaser nicht die Facetten als Spiegel verwendet werden. Vielmehr müssen sogenannte DBR-Spiegel für die Erzeugung einer Rückkopplung verwendet werden. Die Erzeugung von Laseremission durch verteilte Rückkopplung anstatt von Spiegeln wurde erstmals 1971 in einem optisch gepumpten Farbstofflaser nachgewiesen [96]. Das Prinzip der Bragg-Spiegel im Wellenleiter ist in Abbildung C.1 schematisch dargestellt. Damit eine

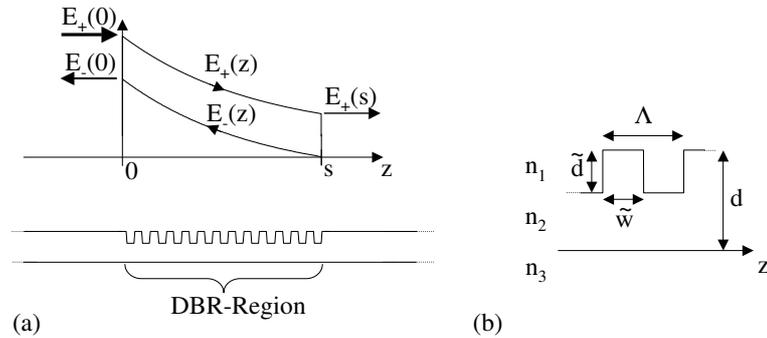


Abbildung C.1: Prinzip der verteilten Rückkopplung am Auskoppelspiegel. (a) Wegen der periodischen Störung des Wellenleiters wird Energie des in „+z“-Richtung propagierenden Feldes $E_+(z)$ in das in „-z“-Richtung propagierende Feld $E_-(z)$ gekoppelt. (b) Vergrößerte Darstellung einer Periode des gestörten Wellenleiters.

effiziente Kopplung zwischen den Feldern möglich wird, muß die Bragg-Bedingung

$$\Lambda_{\tilde{m}} = \frac{\pi \tilde{m}}{\kappa_B} = \frac{\lambda_0 \tilde{m}}{2n_{eff}} \quad (C.1)$$

erfüllt sein, wobei $\Lambda_{\tilde{m}}$ der Gitterperiode und $\tilde{m} = 1, 2, 3, \dots$ der Bragg-Ordnung entspricht. Von wesentlichem Interesse ist die Abhängigkeit der Spiegelreflektivität \mathcal{R} von der Länge s und der Geometrie des Rechteckgitters mit der Gittertiefe \tilde{d} und der Gitterperiode Λ . Ausgangspunkt für die Beschreibung der Kopplung im korrigierten Bereich ist die charakteristische Wellengleichung [97]

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + k^2(z)E(z) = 0 \quad (C.2)$$

für die elektrische Feldstärkeverteilung einer TE-Mode $E(z) = \vec{E}_y(z)$ mit der Ausbreitungskonstante k . Im Unterschied zu Kapitel 2 und 4 wird nun für die Wellenzahl

allgemein eine räumlich periodische Abhängigkeit

$$k(z) = k_0 n_{eff}(z) + jG(z) = k(z + \Lambda) \quad (C.3)$$

angenommen, d.h. die Wellenzahl ist über die effektive Brechzahl $n_{eff}(z)$ oder über die Verstärkung $G(z)$ mit der räumlichen Periode Λ moduliert. Für die Lösung der charakteristischen Wellengleichung wird angenommen, daß sich das Gesamtfeld $E(z)$ aus zwei in entgegengesetzte Richtung propagierende Felder $E_{+/-}(z)$ mit der Propagationskonstante κ_B nach (C.1) entsprechend zu

$$E(z) = E_-(z) \exp(+j\kappa_B z) + E_+(z) \exp(-j\kappa_B z) \quad (C.4)$$

zusammensetzt. Die Gleichungen (C.4) und (C.2) liefern bei Vernachlässigung von Termen zweiter Ordnung ($d^2/dz^2 \approx 0$) das gekoppelte Differentialgleichungssystem

$$\frac{dE_-(z)}{dz} = \vartheta E_+(z) \exp(-j\Delta\kappa z) \quad (C.5)$$

$$\frac{dE_+(z)}{dz} = \vartheta E_-(z) \exp(j\Delta\kappa z) . \quad (C.6)$$

Dabei beschreibt ϑ die Koppelstärke zwischen den Feldern E_+ und E_- ; $\Delta\kappa$ berücksichtigt Abweichungen von der Bragg-Bedingung in Glg. (C.1) hervorgerufen durch Brechzahl- oder Wellenlängenänderung [98, 99]. Für die Randbedingungen $E_+(0) = E_0$ und $E_-(s) = 0$ des in Abbildung C.1 dargestellten Falles mit der Gitterlänge s ergeben sich bei idealer Erfüllung der Kopplungsbedingungen (d.h. $\Delta\kappa = 0$) die Lösungen

$$E_-(z) = E_0 \frac{\sinh[\vartheta(z-s)]}{\cosh(\vartheta s)} \quad (C.7)$$

$$E_+(z) = E_0 \frac{\cosh[\vartheta(z-s)]}{\cosh(\vartheta s)} . \quad (C.8)$$

Im allgemeinen Fall ist die Reflektivität $R(s)$ eines Spiegels der Länge s gegeben durch

$$\mathcal{R}(s, \Delta\kappa) = \left| \frac{-\vartheta^* \sinh(Ss)}{\Delta\kappa \sinh(Ss) + jS \cosh(Ss)} \right|^2 . \quad (C.9)$$

Die wesentliche Schwierigkeit besteht darin, die Koppelkonstante ϑ abhängig von der Wellenleitergeometrie und der Gitterform zu bestimmen. Im Falle eines Schichtwellenleiters mit stufenförmigem Brechzahlprofil, reiner Brechzahlmodulation und beliebiger Form der Gitterperiode ergibt sich nach Streifer et al. [100] die Kopplungskonstante zu

$$\vartheta = \frac{k_0^2}{2\kappa \tilde{N}^2} \int_{\text{Störung}} \Delta[n^2(x, z)] E^2(x) dx , \quad (C.10)$$

wobei κ die Propagationskonstante der betrachteten ungestörten TE-Mode $E(x)$ und

$$\tilde{N}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} E^2(x) dx \quad (\text{C.11})$$

einer Normierungskonstante entspricht. Für eine rechteckförmige Modulation des Gitters (siehe Abbildung C.1b) folgt der einfache Zusammenhang

$$\vartheta = \mathcal{G} \frac{\sin(\pi \tilde{m} w / \Lambda)}{\tilde{m}}, \quad (\text{C.12})$$

wobei \tilde{m} die Bragg-Ordnung und \tilde{w} die Stegbreite ist. Die Konstante \mathcal{G} ist nur abhängig von Parametern des ungestörten Wellenleiters und ist in [100] definiert. Das prinzipielle Verhalten der Koppelkonstante läßt sich demnach alleine durch die Bragg-Ordnung \tilde{m} des Gitters und das Verhältnis \tilde{w}/Λ beschreiben. Die maximale Koppelstärke wird erreicht falls gilt

$$\tilde{w}/\Lambda = \begin{cases} 0,5 & \Leftrightarrow \tilde{m} = 1, 3, 5, \dots \\ 0,25; 0,75 & \Leftrightarrow \tilde{m} = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (\text{C.13})$$

In Abbildung C.2a ist für den in Abschnitt 4.3.4 diskutierten Fall das Verhalten der Spiegelreflektivität für unterschiedliche Spiegellängen s , Gittertiefen \tilde{d} für die Ordnung $\tilde{m} = 1$ dargestellt. Abbildung C.2b zeigt die Spiegelreflektivität in Abhängigkeit von einer Abweichung $\Delta\kappa = 2\pi\Delta\lambda/\lambda_0^2$ von der idealen Wellenlänge $\lambda_0 = 600 \text{ nm}$ für verschiedene Spiegellängen bei einer Gittertiefe $\tilde{d} = 100 \text{ nm}$. Die für die Berechnungen verwendeten Parameter entstammen der Tabelle 4.2, , Seite 80. In diesem Fall ergibt sich die Koppelkonstante $\vartheta = 7,6 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$.

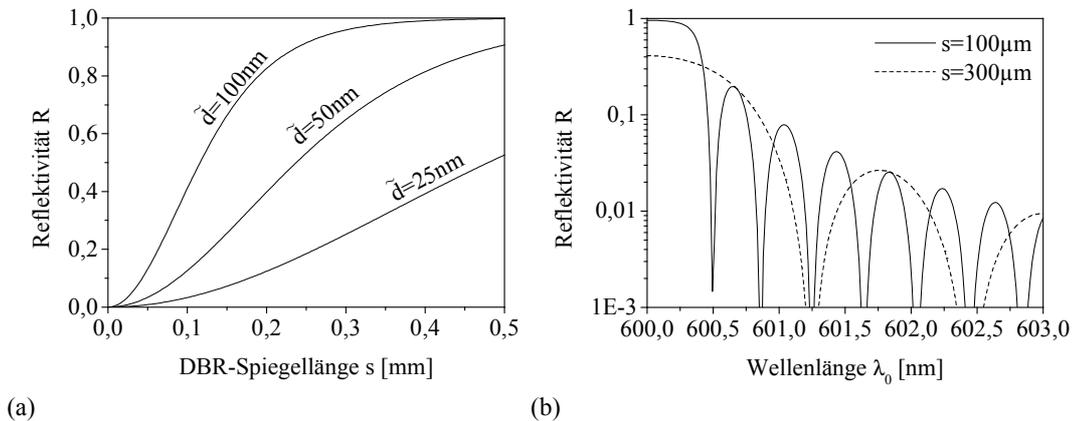


Abbildung C.2: Berechnete Spiegelreflektivitäten für die in Tabelle 4.2, Seite 80 dargestellten Parameter. (a) Abhängigkeit der Spiegelreflektivität von der Gittertiefe und der Spiegellänge. (b) Abhängigkeit der Spiegelreflektivität von der Wellenlänge und der Spiegellänge für die Gittertiefe $\tilde{d} = 100 \text{ nm}$.

Verzeichnis der verwendeten Zeichen und Symbole

Symbole

$\operatorname{Re}\{L\}$	Realteil der Größe L
$\operatorname{Arg}\{L\}$	Argument der komplexen Größe L
L^*	Konjugiert komplexer Wert von L
\dot{L}	Erste zeitliche Ableitung der Größe L
∇	Nabla-Operator
$\nabla \times \vec{A}$	Rotation des Vektors \vec{A}
$ \vec{A} $	Betrag des Vektors \vec{A}
\overline{A}	„Spektrum ebener Wellen“-Operator
\overline{O}	Operator für die Propagation im Resonator
\overline{Z}	Umlauf-Operator eines Resonators
$\mathcal{F}\{U\}$	Fourier-Transformation der Größe U
$\mathcal{F}^{-1}\{U\}$	Inverse Fourier-Transformation der Größe U

Lateinische Buchstaben

a_1, a_2, a_3, a_4	Konstanten
A_1, A_2, A_3, A_4	Konstante Amplituden
\mathcal{A}_P	Gepumpte Fläche
A_o	Amplitude des Auskoppelspiegels des instabilen Resonators
A_b	Amplitude des Rückkoppelspiegels des instabilen Resonators
\vec{B}	Magnetische Induktion
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
\vec{D}	Dielektrische Verschiebung
d	Wellenleiterdicke
\tilde{d}	Gittertiefe Bragg-Gitter
\mathcal{D}	Diskriminierung
$\tilde{\mathcal{D}}$	Modale Diskriminierung (instabiler Fall)
\vec{E}	Elektrisches Feld
\mathcal{E}	Energie
\mathcal{E}_S	Sättigungs-Pumpenergie
\mathcal{E}_P	Pumpenergie

$\Delta\mathcal{E}_0$	Energiedifferenz Laserübergang
f	Brennweite
F_{th}	Brechkraft thermische Linse
f_{th}	Brennweite thermische Linse
f_d	Brennweite diffraktives Element
g	Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient
\tilde{g}	Verstärkungskoeffizient
G_i	Modaler (Kleinsignal-) Verstärkungsfaktor der i ten Mode
\tilde{G}_i	Verstärkungsfaktor der i ten Mode
\vec{H}	Magnetisches Feld
h	Strukturdicke
h_{max}	Maximale Dicke Phasenstruktur
I	Intensität
$I_{thr.}$	Schwellenpumpintensität
I_P	Pumpintensität
I_S	Sättigungsintensität
j	Imaginäre Einheit, $j^2 = -1$
\vec{J}	Stromdichte
k, k_0	Wellenzahl, \sim des Vakuums
\vec{k}	Wellenvektor
L	Resonatorlänge
\tilde{L}	Dejustierte Resonatorlänge
l	Kristalllänge, Länge gepumpter Bereich
\mathcal{M}	Transfer-Matrix
M^2	Strahlausbreitungsparameter, Beugungsmaßzahl
m	Ordnung Supergauß
\tilde{m}	Ordnung Bragg-Gitter
n	Brechzahl
n_0	Brechzahl Freiraum
n_K	Brechzahl des Laserkristalls
n_1, n_2, n_3	Brechzahl des Substrates, \sim des Wellenleiters, \sim des Superstrates
n_{eff}	Effektive Brechzahl im unstrukturierten Bereich
n'_{eff}	\sim im strukturierten Bereich
\mathcal{N}	Anzahl
N	Fresnel-Zahl
p	Gitterperiode
p_A	Gitterperiode Zerstreuungsgitter
P	Raumfrequenz Gitter
\mathcal{P}	Leistung
\mathcal{P}_o	Ausgangsleistung Breitstreifenlaser
$\mathcal{P}_{thr.}$	Schwellenpumpleistung
Q	Anzahl Quantisierungsstufen
\bar{Q}	Gemittelte Amplitude

\vec{r}	Ortsvektor
R	Komplexwertige Reflexionsfunktion
\mathcal{R}	Spiegelreflektivität
$\mathcal{R}_o, \mathcal{R}_b$	\sim des Auskoppelspiegels, des \sim Rückkoppelspiegels
t	Zeitkoordinate
T	Komplexwertige Transmissionsfunktion
U	Skalare, komplexwertige Feldverteilung
\mathcal{U}	Fourier-Transformierte der Größe U
u	Reelle, skalare Feldgröße
V_i	Energie-Umlaufverlust der i ten Mode
\mathcal{V}	Verlust-Koeffizient im Wellenleiter
w_0	Radius der Strahltaile
W	Breite bzw. Durchmesser Spiegelapertur
W_o, W_b	\sim des Auskoppelspiegels, \sim des Rückkoppelspiegels
\widetilde{W}	Relativer Aperturdurchmesser
\tilde{w}	Stegbreite Bragg-Gitter
x, y, z	Orstkoordinaten
Z_i	i ter Zernike-Koeffizient
Z_1	Abstand zwischen Auskoppelspiegel und erster Phasenstruktur

Griechische Buchstaben

α, β	Austrittswinkel Justierstrahlen
$\Delta\alpha, \Delta\beta$	Verkippungswinkel
ϵ	Einfallswinkel Justierlaserstrahl
ϵ, ϵ_0	Dielektrizitätskonstante, \sim des Vakuums
φ	Phase
ϕ	Durchmesser
ϕ_s	Durchmesser Spot bei DOE-Justagekonzept
γ_i	Reellwertiger Eigenwert der i ten Mode der Resonator-Eigenwertgleichung
$\tilde{\gamma}$	komplexwertiger Eigenwert der Resonator-Eigenwertgleichung
η	Auskoppel-Effizienz instabiler Resonator
η_Q	Beugungseffizienz im Falle Q Höhenquantisierungsstufen
κ	Propagationskonstante der Moden im Schichtwellenleiter
λ, λ_0	Wellenlänge, \sim des Vakuums
λ_P	Vakuum-Wellenlänge Pumplaser
Λ	Gitterperiode Bragg-Gitter
μ_0	Magnetische Permeabilität
ϖ	Rotationswinkel
θ	Fernfeld-Divergenzwinkel
ϑ	Kopplungskonstante Bragg-Gitter
ρ	Ladungsdichte
$\tilde{\rho}$	Konstante zur Anpassung Auskoppelgrad
σ_{abs}	Wirkungsquerschnitt für Absorption
τ_{eff}	Effektive Lebensdauer
τ_P	Pulsdauer des Pumplasers
ω	Kreisfrequenz
Ω	Vorgegebener Auskoppelgrad der Grundmode im instabilen Resonator
$\tilde{\Omega}$	Berechneter Auskoppelgrad
ξ	Konstante
ζ_o, ζ_b	Krümmungsradius des Auskoppelspiegels und Rückkoppelspiegels

Abkürzungen

ASPW	Spektrum ebener Wellen
DBR	Distributed-Bragg-Reflection
DFB	Distributed-Feedback
DCM	4-Dicyanomethylene-2-Methyl-6-p-Dimethylaminostyryl-4H-Pyran
DOE	Diffraction-Optical Element
GSA	Gerchberg-Saxton-Algorithmus
HeNe	Helium-Neon
Nd:YAG	Neodymium:Yttrium-Aluminium-Granat
MAA	Methyl-Aceto-Acetate
NA	Numerische Apertur
PMMA	Poly-(Methyl Methacrylate)
PVK	Poly-N-Vinylcarbazole
R6G	Rhodamin 6G
SRV	Signal-Rausch-Verhältnis
VECSEL	Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei der Institutsleitung, stellvertreteten durch Professor Tünnermann und ehemals Professor Karthe für die Möglichkeit bedanken, dieses spannende Thema am Fraunhofer Institut für Angewandte Optik untersuchen zu können. Der Abteilung „mikrooptische Systeme“, stellvertreteten durch A. Bräuer, danke ich für die finanzielle und materielle Unterstützung. Ein herzliches Dankeschön den Mitarbeitern für die familiäre, lockere Arbeitsatmosphäre, die wesentlich zum Gedeihen dieser Arbeit beigetragen hat.

C. Gräßler danke ich für die Herstellung der diffraktiven Spiegel und P. Dannberg dafür, daß er mir auch „ohne Projektnummer“ trotz vieler anderer anstehender Arbeiten hervorragende Replikat der diffraktiven Strukturen hergestellt hat. Antje Oelschläger und G. Leibelng danke ich für Unterstützung bei der Herstellung der Laser, D. Radtke für die Durchführung von Grundlagenuntersuchungen. Bernd Höfer und R. Rosenberger standen mir stets mit Rat und Tat bei mechanischen Problemen zur Seite.

Ein ganz besonderer Dank gebührt meinem betreuenden Hochschullehrer Professor Kowarschik für die erstklassige Betreuung seitens der FSU. U.D. Zeitner danke ich für die Betreuung der Arbeit im IOF. Er fand auch als frischer Papa² stets Zeit für die eher nebensächlichen Probleme seines Doktoranden.

E.B. Kley und vor allem D. Schelle danke ich für die Strukturierung der Wellenleiterlaser, S. Nolte für die Möglichkeit, ein Laserlabor am IAP über Jahre hinweg nutzen zu dürfen. In diesem Zusammenhang möchte ich auch M. Will für die stets spontane und schnelle Hilfe bei der Lösung auftretender technischer Probleme danken.

Dr. R. Güther vom Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik Berlin danke ich für die Insider-Informationen zum neuesten Stand auf dem Gebiet der Hochleistungshalbleiterlaser.

Schließlich danke ich meinem „dritten“ Betreuer N. Danz. Die vielen hilfreichen Diskussionen über auftretende physikalische und technologische Problemen haben entscheidend zum Gelingen der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente beigetragen.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für die Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 27. April 2005

Alexander Büttner

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Alexander Büttner
Geburtsdatum: 20. Januar 1975
Geburtsort: Kronach

Ausbildung

1985 – 1994 Kaspar-Zeuß-Gymnasium in Kronach mit Abschluß
Allgemeine Hochschulreife

1994 – 1995 Grundwehrdienst beim Heeresmusikkorps 12 als stellv. Solotenorhornist
1995 – 2000 Studium der Physik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena
Abschluß: Diplomphysiker
Thema der Diplomarbeit:
“Strahlhomogenisierung von LEDs mit Linsenarrays”

2001 – 2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Fraunhofer-Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik, Jena

seit 9/2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Institut für Angewandte Physik, FSU Jena

Jena, den 27. April 2005

Alexander Büttner