

**Theoretische und experimentelle Untersuchung thermischer Effekte  
in diodengepumpten Hochleistungs-Nd:YAG-Stablasern**

Vom Fachbereich Physik  
der Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

**Dipl.-Phys. Wolfram Schöne**

geboren am 25.02.1967 in Vechta

1998

Referent: Prof. Dr. H. Welling  
Koreferent: Prof. Dr. K. Danzmann  
Tag der Promotion: 22.06.1998

## Zusammenfassung

Wolfram Schöne

Theoretische und experimentelle Untersuchung thermischer Effekte  
in diodengepumpten Hochleistungs-Nd:YAG-Stablasern

Schlagworte: Dioden-Pumpen, Hochleistungsfestkörperlaser, Thermooptische Effekte

Diodengepumpte Hochleistungsfestkörperlaser haben das Potential, neue Anwendungsfelder in Medizin, Meßtechnik und Materialbearbeitung zu erschließen. Die Realisierung der erforderlichen kompakten, effizienten, und zuverlässigen Lasersysteme mit exzellenter Strahlqualität wird jedoch durch thermooptische Effekte im Festkörperlasermedium behindert. Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, ein tiefgreifendes Verständnis dieser Effekte in diodengepumpten Hochleistungssystemen zu erarbeiten und darauf aufbauend das Potential dieser Laser experimentell aufzuzeigen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine numerische Beschreibung der Verhältnisse im Lasermedium bei hohen mittleren Pumpleistungsdichten entwickelt. Dieses dreidimensionale Modell ist in der Lage, die relevanten thermooptischen Effekte zutreffend vorherzusagen.

Basierend auf diesem Modell konnte durch Minimierung störender thermooptischer Effekte eine Ausgangsleistung im transversalen Grundmode von 80 W bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 \leq 1.1$  demonstriert werden. Dieser Wert liegt um einen Faktor 2 höher als jede bisher bekannte, mit einem einzigen Stab oder Slab erzeugte mittlere Grundmodeleistung. Im Multimodebetrieb wurde eine maximale Ausgangsleistung von 750 W cw mit einem optisch-elektrischen Wirkungsgrad von 13 % erzielt. Es wird damit eine dreifach höhere Effizienz erreicht als bei den besten lampengepumpten Systemen. Weiterhin wurden hervorragende Strahlqualitäten realisiert, z. B. eine Leistung von 300 W mit einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 10$ .

Auf der Basis des erarbeiteten Verständnisses der leistungslimitierenden thermischen Effekte wurden die Grenzen herkömmlicher transversaler Anregungsschemata aufgezeigt. Darüber hinaus wurde eine neuartige Geometrie für Nd:YAG-Stablasern diskutiert, die eine Vielzahl von immanenten Vorzügen hinsichtlich Kompaktheit, Wirtschaftlichkeit und Systemintegrationsfähigkeit aufweist.

## **Abstract**

Wolfram Schöne

### Investigation of Thermal Effects in Diode-Pumped High Power Nd:YAG Rod Lasers

Keywords: Diode-Pumping, High Power Solid-State Lasers, Thermo-optical Effects

Diode-pumped high power solid-state lasers have the potential to open up new applications in medicine, measuring technology, and materials processing. But the realization of the required compact, efficient and reliable laser systems with excellent beam quality is obstructed by thermo-optical effects inside the laser medium. Therefore the aim of this work is to acquire a profound understanding of these effects in diode-pumped high power systems and to demonstrate the potential of these lasers experimentally.

In the course of this work a numerical description of the situation inside the laser medium at high average pump power densities has been developed. This three-dimensional model accurately predicts the relevant thermo-optical effects.

By employing the model in order to minimize disturbing thermo-optical effects an output power of 80 W cw in transverse fundamental mode with a propagation constant of  $M^2 \leq 1.1$  has been demonstrated. This value is a factor of 2 higher than any previously known fundamental mode power from a single rod or slab. In multimode operation a maximum output power of 750 W cw has been generated with an optical/electrical efficiency of 13 %. Compared to the best lamp pumped systems this laser is three times more efficient. Furthermore excellent beam qualities at high output powers have been realized, e.g. a propagation constant of  $M^2 = 10$  at a power of 300 W.

Based on the developed understanding of restricting thermal effects the limits of conventional transverse pump schemes have been shown within this work. Additionally, a new geometry for Nd:YAG rod lasers has been discussed, which possesses a huge variety of advantages as far as compactness, economic efficiency and potential for system integration are concerned.

# Inhalt

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1 Das Lasermedium Nd:YAG	3
2.2 Gaußsche Optik	7
2.3 Passive Resonatoren	11
2.4 Aktiver Resonator	16
3. Thermische Effekte in Festkörperlasermedien	18
3.1 Thermomechanische Grundlagen	19
3.2 Thermooptische Effekte	23
4. Experimenteller Aufbau der Lasersysteme	34
4.1 Fasergekoppelte Diodenlaser	34
4.2 Laserköpfe	37
5. Thermooptische Modellierung	40
5.1 Der Absorptionskoeffizient	40
5.2 Modellierung der transversalen Pumpgeometrie	46
5.3 Temperaturverteilung	50
6. Verifikation des Modells	51
6.1 Dichteprofil der absorbierten Pumpleistung	51
6.2 Interferometrische Bestimmung des Temperaturprofils	53
6.3 Depolarisationsmessung	58
6.4 Verstärkungsmessung	60
6.5 Schlußfolgerungen	62
7. Einfluß der Aufbauparameter	63
7.1 Einfluß des Faserabstandes	63
7.2 Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit	65
7.3 Einfluß des Dotierungsgrades	70
7.4 Schlußfolgerungen	73

8. Grundmodebetrieb	75
8.1 Untersuchung des Grundmodebetriebs	75
8.2 Schlußfolgerungen	78
9. Hochleistungsbetrieb	79
9.1 Aufbau und Charakterisierung des Hochleistungssystems	79
9.2 Untersuchungen zur Strahlqualität	82
9.3 Schlußfolgerungen	86
10. Neue Anregungsgeometrien	87
10.1 Prinzipielle Beschreibung	88
10.2 Lasersysteme auf der Basis von Nd:YAG	90
10.3 Schlußfolgerungen	95
11. Zusammenfassung und Ausblick	97
Literaturverzeichnis	99

# 1. Einleitung

Eine Vielzahl von neuen Anwendungen in der Medizin, der Makro- und der Mikromaterialbearbeitung erfordert kompakte, effiziente, zuverlässige und leistungsstarke Lasersysteme mit exzellenter Strahlqualität und Modulierbarkeit. Die in den letzten Jahren stürmisch vorangeschrittene Entwicklung auf dem Gebiet der diodengepumpten Festkörperlaser hat gezeigt, daß diese Klasse von Lasern alle oben genannten Anforderungen prinzipiell in herausragender Weise erfüllen kann. Daher sind heute schon diodengepumpte Systeme mit mittleren Ausgangsleistungen von bis zu wenigen 10 Watt am Markt, wo sie einerseits Lasersysteme mit älterer Technologie wie z. B. Gaslaser verdrängen, andererseits aber auch neue Anwendungsfelder erschließen.

Das Vordringen dieser Lasersysteme in höhere Leistungsbereiche wurde bisher primär durch das Fehlen geeigneter Pumpquellen verhindert. Deren Technologie war noch nicht weit genug entwickelt, um Diodenlasersysteme mit der notwendigen Ausgangsleistung und Strahlqualität zu einem wirtschaftlich vertretbaren Preis bereitstellen zu können. Die Fortschritte der letzten Zeit lassen jedoch in naher Zukunft die Lösung der Problematik auf der Pumpseite erwarten.

Um so mehr rücken nun die Problemstellungen auf der Laserseite in den Vordergrund. Die Erzielung exzellenter Strahlqualitäten bei höchsten Ausgangsleistungen wird durch thermische und thermooptische Effekte im Festkörperlasermedium behindert. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit und der starken Absorption der schmalbandigen Diodenlaserstrahlung wird im laseraktiven Medium eine räumlich stark variierende Wärmeerzeugung hervorgerufen. Die thermischen Effekte sind daher von einer anderen Qualität als diejenigen, die von lampengepumpten Hochleistungslasern bekannt sind. Es können hochgradig aberrative thermische Linsenwirkungen, nichttolerante mechanische Spannungen und starke Doppelbrechungseffekte auftreten. Um die Vorteile der Anregung mit Diodenlasern voll zum Tragen zu bringen, ist daher ein tiefgreifendes Verständnis all dieser Effekte notwendig.

Ziel dieser Arbeit war daher die theoretische und experimentelle Untersuchung der in diodengepumpten Festkörperlasern bei hohen mittleren Pumpleistungsdichten auftretenden thermooptischen Effekte. Weiterhin sollten Wege aufgezeigt werden, diese durch geeignete Kristall- und Anregungsgeometrien weitestmöglich zu reduzieren. Zu diesem Zweck sollte ein numerisches Modell der relevanten Effekte im gepumpten Lasermedium entwickelt werden,

das eine zutreffende Leistungsskalierung realer Lasersysteme und die Angabe prinzipieller Leistungsgrenzen gestattet.

Die höchsten Effizienzen werden im niedrigen Leistungsbereich mit longitudinalen Pumpgeometrien erreicht, die einen optimalen Überlapp zwischen Inversionsvolumen und Lasermode erlauben. Die Ausgangsleistung derartiger Systeme ist jedoch durch die thermische Belastbarkeit der Endflächen auf einige 10 W beschränkt [Cou92]. Die vorliegende Arbeit behandelt daher auf experimenteller Seite transversale Pumpanordnungen, die eine Leistungsskalierung über die Länge des aktiven Mediums zulassen. Speziell werden Laserstäbe behandelt, die sich gegenüber anderen durch einfache Herstellung, Rotationssymmetrie und Effizienz auszeichnen. Als Lasermaterial wurde Nd:YAG gewählt, da die Realisierung des Hochleistungslaserbetriebs ein Medium mit hoher Wärmeleitfähigkeit erfordert und Nd:YAG diese Eigenschaft in einzigartiger Weise mit hoher Effizienz verbindet.

Da die Untersuchung unterschiedlicher Anregungsgeometrien zentraler Bestandteil der Aufgabe war, bestand der Bedarf nach einer möglichst flexiblen Pumpquelle, die dies ermöglicht. Es wurden daher fasergekoppelte Diodenlaser eingesetzt, mit denen die Pumplichtverteilung durch entsprechende Positionierung der Faserenden leicht beeinflusst werden kann und in gleicher Weise eine Anpassung an unterschiedliche Geometrien des Lasermediums möglich ist. Darüber hinaus bietet das Konzept der Faserkopplung weitere wesentliche Vorteile. So wird die Handhabung des Lasersystems durch die räumliche Trennung von Laserkopf und Pumpquelle vereinfacht. Wartungsarbeiten am Laserkopf selbst entfallen weitgehend, die Justierung der optischen Elemente des Lasers bleibt damit stets erhalten. Da zudem der Ausfall einzelner Diodenlaser von vielen das Gesamtsystem nicht wesentlich stört und diese prinzipiell im Betrieb ausgetauscht werden können, sind über lange Zeiten unterbrechungsfrei laufende Systeme möglich.



## 2. Grundlagen

In diesem Kapitel sind die im Rahmen dieser Arbeit benötigten laserphysikalischen Grundlagen kurz dargestellt. Abschnitt 2.1 stellt das Lasermedium Nd:YAG vor, während in Abschnitt 2.2 das Konzept der Gaußschen Strahlen sowie die Berechnung der Strahlausbreitung mit ABCD-Matrizen behandelt wird. Darauf aufbauend geht Abschnitt 2.3 auf die Eigenschaften passiver stabiler Laserresonatoren ein. Im abschließenden Abschnitt 2.4 ist kurz das Rigrod-Modell zur Ermittlung der Ausgangsleistung bei Vorliegen von Verstärkung im Resonator dargestellt.

### 2.1 Das Lasermedium Nd:YAG

Der mit  $\text{Nd}^{3+}$  dotierte Wirtskristall Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG) stellt heute, 30 Jahre nach seinem ersten Einsatz als Lasermedium [Geu64] das bei weitem wichtigste aktive Material für Festkörperlaser im wissenschaftlichen und industriellen Einsatz dar. Es läßt sich in guter optischer Qualität herstellen und weist eine vergleichsweise hohe thermische Leitfähigkeit auf. Durch seine große mechanische Härte ist es verschleißfest und läßt die für den Lasereinsatz erforderlichen Polituren hoher Oberflächengüte zu.

Der Wirtskristall YAG ( $\text{Y}_2\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) ist ein optisch isotroper kubischer Kristall der Raumgruppe Ia3d, dessen Kristallstruktur sich von sehr tiefen Temperaturen bis zum Schmelzpunkt nicht ändert. Er ist in einem Wellenlängenbereich von 300 nm bis 4  $\mu\text{m}$  transparent [Koe88]. YAG bzw. Nd:YAG wird üblicherweise nach dem Czochralski-Verfahren in [111]-Richtung aus der Schmelze gezogen. Die zylindrischen Blöcke („boule“) können bis etwa 25 cm Länge hergestellt werden. Der Bereich des Rohlings nahe der Achse ist von schlechter Qualität und nicht für den Einsatz als Lasermedium geeignet. Störungen des Kristallwachstums treten hier als Schlieren in Erscheinung, die als Ebenen unter  $45^\circ$  zur Achse des Zylinders sichtbar sind.

Bei einer Dotierung mit Neodym wird im YAG ein Teil der  $\text{Y}^{3+}$ -Ionen durch die etwa 3 % größeren  $\text{Nd}^{3+}$ -Ionen ersetzt. Der Unterschied der Ionenradien begrenzt die sinnvolle Dotierungskonzentration, da hohe Konzentrationen zu Spannungen im Kristall führen, die Fluoreszenz-Lebensdauer des oberen Laserniveaus verringern und unerwünschte Energie-Relaxationen zwischen benachbarten Ionen verursachen. Gebräuchlich sind Dotierungen von

1 % at., d.h. 1 % der  $Y^{3+}$ -Ionen sind durch  $Nd^{3+}$  substituiert, dies entspricht einer  $Nd^{3+}$ -Ionendichte von  $1.38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

Die Elektronenkonfiguration des  $Nd^{3+}$ -Ions lautet  $[Kr]4d^{10}4f^35s^25p^6$ , wobei sämtliche am Laserprozeß beteiligte Übergänge zwischen Niveaus der 4f-Schale erfolgen. Diese eigentlich verbotenen elektrischen Dipolübergänge sind aufgrund der Wechselwirkung mit den Kristallfeldern möglich, welche trotz der Abschirmung durch die abgeschlossenen 5s- und 5p-Orbitale zu einer Paritätsstörung führen. Die 4f-Niveaus der Lanthaniden folgen der Russell-Saunders-Kopplung, d.h. die Bahndrehimpulse der Elektronen koppeln zu einem Gesamtbahndrehimpuls  $L$  und die Spins zu einem Gesamtspin  $S$ . Die resultierenden Terme werden in der Form  $^{2S+1}L_J$  mit der Gesamtdrehimpulsquantenzahl  $J$  beschrieben. Die Wechselwirkung mit den Kristallfeldern zerstört die  $(2J+1)$ -fache Entartung der Terme und spaltet diese in  $(J+1/2)$  je zweifach entartete Starkniveaus auf, welche mit Z, Y, X und R bezeichnet werden [Kon64].

Das Termschema des  $Nd^{3+}$ -Ions im Wirtskristall YAG mit den für die Anregung durch GaAlAs-Diodenlaser im Wellenlängenbereich um 800 nm relevanten Energieniveaus ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Hierbei entsprechen  $10000 \text{ cm}^{-1}$  etwa 1.24 eV.

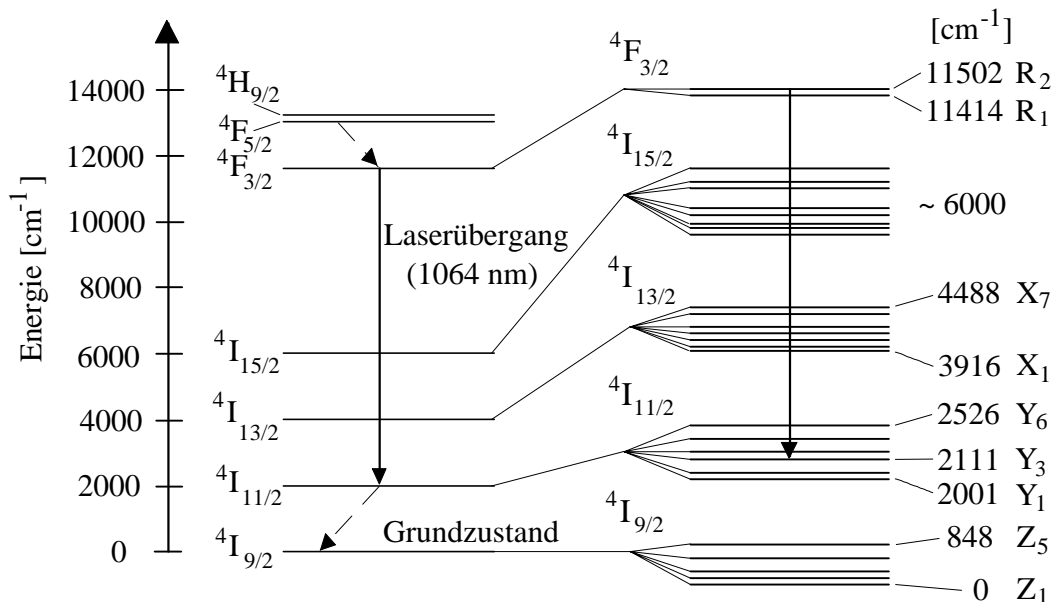


Abbildung 2.1: Laserrelevante Energieniveaus von  $Nd^{3+}$

Der bei Raumtemperatur dominierende Laserübergang erfolgt vom  $4F_{3/2}$  ( $R_2$ )-Niveau zum  $4I_{11/2}$  ( $Y_3$ )-Niveau mit einer Wellenlänge von 1064.2 nm. Es liegt ein typisches Vier-Niveau-System [Sie86] vor, da das untere Laserniveau  $4I_{11/2}$  ( $Y_3$ ), welches durch schnelle, strahlungslose Prozesse mit dem Grundzustand  $4I_{9/2}$  ( $Z_1$ ) gekoppelt ist, sich bei einer Energie von

2111 cm<sup>-1</sup> befindet und somit bei Temperaturen unter 100 °C keine nennenswerte Besetzung aufweist.

Die Absorption der Pumpstrahlung im Wellenlängenbereich um 800 nm (= 12500 cm<sup>-1</sup>) erfolgt in den <sup>4</sup>F<sub>5/2</sub>- und <sup>2</sup>H<sub>9/2</sub>-Niveaus, welche nach einer Relaxationszeit von wenigen Nanosekunden das ober Laserniveau <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>(R) bevölkern. Bei effizienter, schmalbandiger Anregung ( $\Delta\lambda \leq 2$  nm), wie sie mit abstimmbaren Diodenlasern auf GaAlAs-Basis möglich ist, können sehr hohe Absorptionskoeffizienten von einigen cm<sup>-1</sup> realisiert werden. Ein weiterer Vorteil gegenüber der Anregung durch Blitz- oder Bogenlampen ist die Tatsache, daß die Energiedifferenz zwischen Pumpstrahlung und Laserstrahlung („Quantendefekt“), welche zur Erwärmung des Kristalls führt, hier wesentlich geringer ist.

Neben dem Übergang <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>(R<sub>2</sub>) → <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub>(Y<sub>3</sub>) konnte Laseroszillation bei Raumtemperatur zwischen allen Unterniveaus der <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>(R)- und <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub>(Y)- bzw. <sup>4</sup>I<sub>13/2</sub>(X)-Multipletts erzeugt werden [Koe88], den höchsten Wirkungsgrad weist jedoch die Laserlinie bei 1064.2 nm auf, weshalb sich die Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf diese beschränken.

In den folgenden Tabellen 2.1 und 2.2 sind die für die in den folgenden Kapiteln erläuterten Untersuchungen relevanten physikalischen Eigenschaften von Nd:YAG sowie charakteristische Kenndaten des Laserübergangs bei 1064.2 nm zusammengefaßt [Koe88].

Chemische Formel		Nd:Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>
Gebräuchliche Dotierung	1 % at.	1.38·10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>
Schmelzpunkt	$T_S$	1970 °C
Dichte	$\rho$	4.56 g·cm <sup>-3</sup>
Bruchspannung	$\sigma_{max}$	130 - 260 MPa
Youngscher Elastizitätsmodul	$E$	0.277 Tpa
Poissonsches Verhältnis	$\nu$	0.3
Brechungsindex bei 1064 nm	$n_o$	1.82
Thermische Änderung von $n_o$ bei 1064 nm	$\partial n / \partial T$	8.9·10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	$\alpha_T$	7.8·10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>
Thermische Leitfähigkeit bei 300 K	$K$	11.7 W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>
Spezifische Wärmekapazität bei 300 K	$C$	0.59 J·g <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup>
Streuverlustkoeffizient	$\alpha$	~ 0.002 cm <sup>-1</sup>

Tabelle 2.1: Laserrelevante physikalische Eigenschaften von Nd:YAG

Photonenenergie bei 1064.2 nm	$h \cdot \nu_L$	$1.867 \cdot 10^{-19}$
Effektiver Wirkungsquerschnitt bei 300 K	$\sigma_{eff}$	$3.4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
Effektive Linienbreite bei 300 K	$\Delta \nu_{eff}$	$4.2 \text{ cm}^{-1}$
Fluoreszenz-Lebensdauer des ${}^4F_{3/2}$ -Niveaus	$\tau_{eff}$	240 $\mu\text{s}$
Relaxationszeit ${}^4F_{5/2}, {}^2H_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$	$\tau_p$	$\leq 20 \text{ ns}$
Relaxationszeit ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	$\tau_r$	$\leq 30 \text{ ns}$
Sättigungsintensität bei 300 K	$I_S$	$2300 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$

Tabelle 2.2: Kenndaten des Laserübergangs bei 1064.2 nm

Für die Wärmeleitfähigkeit von Nd:YAG und für deren Temperaturabhängigkeit werden in der Literatur verschiedene Werte angegeben. In Abbildung 2.2 sind Meßwerte von verschiedenen Autoren wiedergegeben, die teilweise für Nd:YAG und teilweise für undotiertes YAG ermittelt wurden. Die meisten Werte wurden bei Temperaturen unterhalb von 300 K gewonnen. Für die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit wurde eine hyperbolische Funktion in der Temperatur angenommen, die in Abb. 2.2 gezeigt ist und bis 400 K brauchbar sein sollte:

$$k(T) = \frac{a}{T}, \quad a = 3500 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \quad (2.1)$$

In Tabelle 2.1 ist der entsprechende Wert für 300 K angegeben.

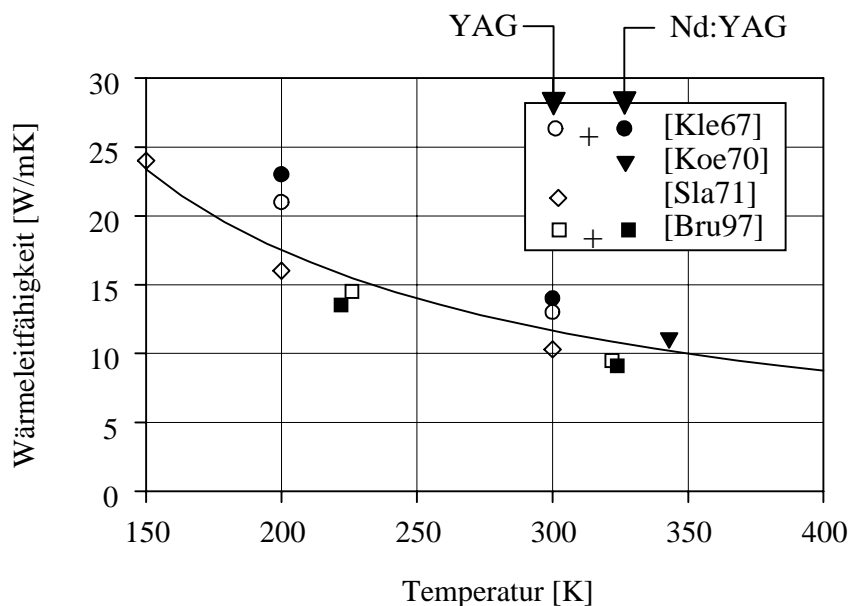


Abbildung 2.2: Wärmeleitfähigkeit von Nd:YAG: Meßwerte verschiedener Autoren und die in dieser Arbeit verwendete hyperbolische Funktion nach (2.1).

## 2.2 Gaußsche Optik

Um die Entstehung von Laserstrahlung in optischen Resonatoren und ihre Ausbreitung zu beschreiben, reicht die Strahlenoptik nicht aus. Daher wird in diesem Abschnitt das Konzept der Gaußschen Strahlen, deren Ausbreitung und die Anwendung auf Resonatoren dargestellt.

### 2.2.1 Gaußsche Strahlen

Die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung wird durch die Wellengleichung beschrieben, die direkt aus den Maxwell-Gleichungen folgt. Für die elektrische Feldstärke  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  lautet sie [Jac83]:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.2)$$

Zur Beschreibung von Laserstrahlung sind Lösungen gesucht, deren Intensität um eine Ausbreitungsachse herum konzentriert ist. Mit dem Ansatz (Ausbreitung in  $z$ -Richtung angenommen,  $\vec{E} = E(x, y, z, t) \vec{e}_z$ ):

$$E(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) \exp\{i(\omega t - k z)\} \quad (2.3)$$

und unter Vernachlässigung der zweiten Ableitung von  $\Psi$  nach  $z$  (*slowly varying envelope approximation*) erhält man folgende Differentialgleichung für  $\Psi$ :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

Die einfachste Lösung läßt sich schreiben als

$$\Psi(\rho, z) = \exp\{-iP(z)\} \exp\left\{-i \frac{k \rho^2}{2R(z)}\right\} \exp\left\{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}\right\}, \quad (2.5)$$

wobei die Phase  $P$  und die zum komplexen Strahlparameter  $q$  zusammengefaßten Größen  $R$  und  $w$  folgenden Bedingungen genügen müssen:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{i}{q}, \quad \frac{\partial q}{\partial z} = 1 \quad \Rightarrow \quad q(z) = q_0 + z \quad (2.6)$$

Der dritte Exponentialterm in (2.5) enthält eine Gaußförmige Abnahme der Feldamplitude mit dem Abstand  $\rho$  von der Ausbreitungsachse. Die Amplitude ist auf der Achse am größten und für  $\rho = w$  auf den e-ten Teil des Maximalwertes abgefallen. Daher bezeichnet man  $w$  als Strahlradius. Eine nähere Analyse zeigt, daß die Flächen gleicher Phase der elektrischen Feldstärke nahe der  $z$ -Achse Kugelflächen mit dem Krümmungsradius  $R(z)$  sind.

Es existiert immer ein  $z$ , für das  $R(z)$  unendlich wird, die Wellenfront also eben ist. An diesem Ort ist der Strahlradius  $w(z) = w_0$  minimal, er wird deshalb Strahltaile genannt. Legt man den Ursprung der  $z$ -Achse in die Strahltaile, so ergeben sich einfache Formeln für Strahlparameter, Strahlradius und Krümmungsradius:

$$q(z) = z + i z_R \quad , \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.7)$$

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}$$

Die Größe  $z_R$  bezeichnet man als Rayleighlänge. Die Ausbreitung der hier besprochenen Lösungen der Wellengleichung, die aufgrund ihres Gaußförmigen Amplitudenverlaufs senkrecht zur Ausbreitungsachse Gaußsche Strahlen genannt werden, ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

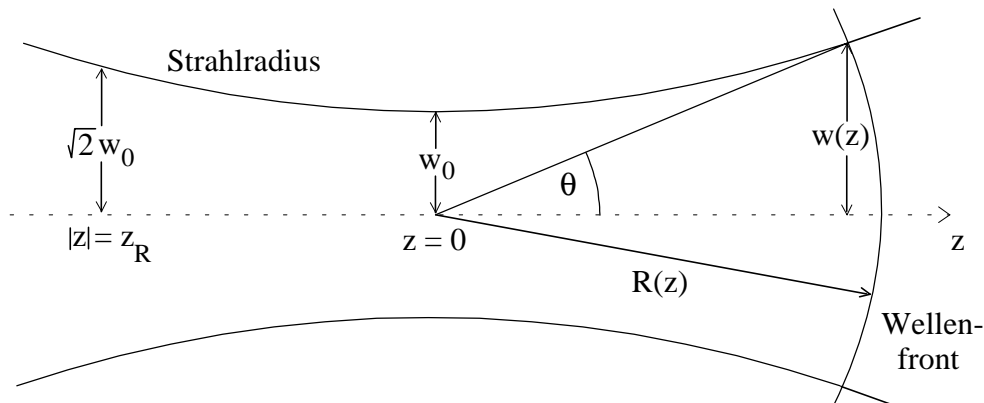


Abbildung 2.3: Ausbreitung eines Gaußschen Strahls

Der Krümmungsradius der Wellenfronten ist in der Strahltaile unendlich groß. Zu beiden Seiten hin nimmt er bis zur Rayleighlänge  $|z| = z_R$  ab, wo er sein Minimum durchläuft, um danach wieder anzuwachsen. Der Strahlradius, der sein Minimum  $w = w_0$  in der Strahltaile hat, nimmt beidseitig monoton zu. Für große  $|z|$  wächst er linear mit dem Winkel zur  $z$ -Achse

$$\theta = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right) \quad (2.8)$$

Stabile Laserresonatoren weisen Eigenmoden der elektromagnetischen Feldverteilung auf. Der Mode, dessen Intensität am stärksten um die optische Achse herum konzentriert ist, wird

Grundmode genannt und läßt sich im Falle sphärischer Spiegel gut durch einen Gaußschen Strahl beschreiben (Vgl. Abschnitt 2.3.2). Für Laserstrahlung gilt i. a.  $w_0 \gg \lambda$ , so daß für (2.8) in guter Näherung  $\theta = \lambda/\pi w_0$  geschrieben werden kann. Das Produkt aus halbem Divergenzwinkel und Radius  $w_0$  der Strahltaile eines Grundmodestrahles hängt demnach nur von der Wellenlänge der Strahlung ab. Es wird durch optische Abbildung nicht verändert, d.h. je schärfer ein Grundmodestrahler fokussiert wird, desto größer wird seine Divergenz.

Neben der bisher diskutierten einfachsten Lösung der Wellengleichung (2.4) existieren noch weitere. In kartesischen Koordinaten sind sie das Produkt der Lösung (2.5) und zweier Hermite-Polynome der Ordnungen  $n$  und  $m$ . Sie beschreiben die höheren transversalen elektromagnetischen Moden ( $TEM_{nm}$ ) eines optischen Resonators [Kog66]. Des weiteren ist auch jede Linearkombination von Moden beliebiger Ordnung wieder eine Lösung der Wellengleichung. Die Strahlung eines Lasers ist i. a. eine derartige Überlagerung vieler transversaler Moden verschiedener Ordnung (Multimode-Strahlung). Der Strahlradius  $W(z)$  wird dann so definiert, daß durch eine Blende mit dem Radius  $W$  am Ort  $z$  ein Anteil von 86,5 % ( $= 1 - 1/e^{-2}$ ) der einfallenden Leistung tritt. Zwischen  $W(z)$  und dem Grundmodenradius  $w(z)$  besteht die Beziehung [Kog66]

$$W(z) = M w(z). \quad (2.9)$$

$M$  ist für eine gegebene Linearkombination transversaler Moden konstant. Die Ausbreitung von Multimode-Strahlung kann daher auf diejenige von Grundmodestahlung zurückgeführt werden, indem die Wellenlänge  $\lambda$  durch  $M^2 \cdot \lambda$  ersetzt wird. Das Produkt aus Strahlradius und Divergenzwinkel einer Multimode-Strahlung ist demnach durch

$$W \cdot \theta = M^2 \lambda \quad (2.10)$$

gegeben. Dieses sogenannte Strahlparameterprodukt wird üblicherweise als Maß für die Qualität einer Strahlung verwendet. Die bestmögliche Strahlqualität bei gegebener Wellenlänge hat Grundmodestahlung mit  $M^2 = 1$  und einem Strahlparameterprodukt von  $\lambda/\pi$ . Für die Wellenlänge  $\lambda = 1064$  nm eines Nd:YAG-Lasers ist  $\lambda/\pi = 0.338$  mm·mrad.

### 2.2.2 Matrixformalismus

Lichtstrahlen werden in der Strahlenoptik durch ihren Abstand  $d$  von der optischen Achse und den Winkel  $\varphi$ , den sie mit dieser Achse einschließen, beschrieben (vgl. Abb. 2.4). In der paraxialen Näherung ( $d, \varphi$  klein) ist der Zusammenhang zwischen den Parametern  $d$  und  $\varphi$

vor und nach Durchlaufen eines optischen Systems linear und kann daher mittels einer systemspezifischen 2x2-Matrix einfach dargestellt werden:

$$\begin{pmatrix} d(z_2) \\ \vartheta(z_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d(z_1) \\ \vartheta(z_1) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

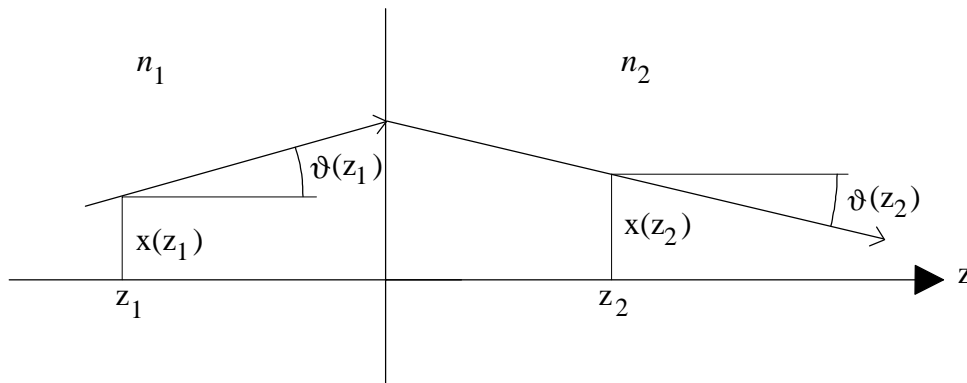


Abbildung 2.4: Beschreibung eines Lichtstrahls in der Strahlenoptik

Die Matrixelemente  $A$ ,  $B$ ,  $C$  und  $D$  sind reell. Die Determinante einer solchen Transfermatrix ist gleich Eins, sofern Ausgangspunkt  $z_1$  und Endpunkt  $z_2$  im gleichen Medium liegen. Einige grundlegende Transfermatrizen sind im folgenden aufgeführt:

$$\begin{aligned} \text{Propagation um Strecke } L: & \quad \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \text{Übergang von Medium mit } n_1 \text{ zu } n_2: & \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \\ \text{Dünne Linse der Brennweite } f: & \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Die Gesamtmatrix für ein System aus mehreren Komponenten erhält man durch Multiplikation der Einzelmatrizen. Die Lage der Hauptebenen und die Brennweite eines Systems ergeben sich aus den Matrixelementen wie folgt:

$$h_1 = \frac{D-1}{C}, \quad h_2 = \frac{A-1}{C}, \quad f = -\frac{1}{C} \quad (2.13)$$



Die Transfermatrizen der Strahlenoptik bleiben auch für die Abbildung Gaußscher Strahlen gültig. Der komplexe Strahlparameter  $q$  transformiert sich nach dem sogenannten ABCD-Gesetz [Kog66]:

$$q(z_2) = \frac{A q(z_1) + B}{C q(z_1) + D} \quad (2.14)$$

## 2.3 Passive Resonatoren

### 2.3.1 Gaußsche Moden und Stabilität eines Resonators

In einem idealen, stabilen Laserresonator mit unendlich ausgedehnten, sphärischen Spiegeln und homogenem Verstärkungsprofil ist der Grundmode, d. h. die am stärksten um die optische Achse herum konzentrierte Eigenlösung für die transversale Feldverteilung, näherungsweise ein Gaußscher Strahl. Diese Näherung bleibt auch für reale Resonatoren mit endlichen Spiegelradien und zusätzlichen Blenden im Inneren noch brauchbar. Für einen vorgegebenen Laserresonator läßt sich daher der Verlauf des Grundmodes mit den in Abschnitt 2.2 diskutierten Mitteln der Matrizenoptik bestimmen. Dazu stellt man die Gesamtmatrix für einen kompletten Umlauf im Resonator auf, indem man - ausgehend von einem Punkt  $z_0$  im Resonator - die Transfermatrizen der einzelnen Komponenten und der freien Wegstrecken dazwischen multipliziert. Für einen stabilen Gaußschen Mode muß sich der Strahlparameter  $q$  nach einem Umlauf reproduzieren. Sind  $A$ ,  $B$ ,  $C$  und  $D$  die Elemente der Umlaufmatrix, so erhält man aus dieser Überlegung mit (2.14) eine quadratische Gleichung für  $q$ , die folgende Lösung hat:

$$\frac{1}{q} = \frac{D - A}{2B} - \frac{i}{2|B|} \sqrt{4 - (A + D)^2} \quad (2.15)$$

Daraus erhält man mit (2.7) den Strahlradius  $w$  und den Krümmungsradius  $R$  der Wellenfront am Startpunkt  $z_0$ :

$$w^2(z_0) = \frac{\lambda |B|}{\pi} \sqrt{\left[ 1 - \left( \frac{A + D}{2} \right)^2 \right]^{-1}} \quad (2.16)$$

$$R(z_0) = \frac{2B}{D - A} \quad (2.17)$$

Ein Resonator wird als stabil bezeichnet, wenn in ihm ein sich bei jedem Umlauf reproduzierender Gaußscher Mode existiert. Dies ist der Fall, wenn der Strahlradius nach

(2.16) in jedem Punkt des Resonators reell, endlich und größer als Null ist. Aus (2.15) läßt sich dafür sofort eine Bedingung für die Spur der Ulaufmatrix angeben:

$$|A + D| < 2 \quad (2.18)$$

Um über die Stabilität eines Resonators zu entscheiden, ist die Bestimmung der Ulaufmatrix an einem beliebigen Startpunkt ausreichend, da ihre Spur unabhängig von der Wahl dieses Punktes ist [Yar89].

### 2.3.2 Grundlagen der Beschreibung linearer Resonatoren

Jeder lineare Resonator kann als ein zwischen zwei Planspiegeln befindliches optisches System dargestellt werden. Das optische System enthält alle Komponenten im Resonator, z. B. Linsen, Medien, Laufstrecken und im Falle eines gefalteten Resonators auch weitere Spiegel. Gekrümmte Endspiegel mit dem Krümmungsradius  $R$  sind in diesem Bild als Kombination aus einem Planspiegel und einer direkt davor befindlichen Linse der Brennweite  $f = R$  aufzufassen. Die Linse wird dann dem optischen System zugerechnet. Die Durchlaufmatrizen  $D_h$  und  $D_r$  für das Durchlaufen dieses Systems in Hin- bzw. Rückrichtung stehen wie folgt zueinander in Beziehung ( $ad - bc = 1$ ):

$$D_h = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \Rightarrow D_r = \begin{pmatrix} d & b \\ c & a \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Die Ulaufmatrix  $U$  bei Startpunkt auf einem Endspiegel ist das Produkt der beiden Durchlaufmatrizen:

$$U = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = D_r \cdot D_h = \begin{pmatrix} ad + bc & 2bd \\ 2ac & ad + bc \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Die Diagonalelemente der Durchlaufmatrix werden üblicherweise mit  $g_1$  und  $g_2$  bezeichnet und g-Parameter des Resonators genannt:

$$g_1 = a, \quad g_2 = d \quad (2.21)$$

Mit (2.20) und (2.21) läßt sich das Stabilitätskriterium (2.18) auch schreiben als

$$0 < g_1 g_2 < 1. \quad (2.22)$$

Ein einfacher Festkörperlaserresonator besteht nur aus zwei Spiegeln und dem Laserstab. Die thermische Belastung durch die meist optische Anregung führt zu Temperaturgradienten im laseraktiven Material, das dadurch ähnlich wie eine dicke Linse wirkt (s. Abschnitt 3.2). Wird die Resonatorlänge im Modell um den Abstand der Hauptebenen des Laserstabes verkürzt, so kann der Stab auch als dünne Linse der Brennweite  $f$  in den Ulauf- bzw.

Durchlaufmatrizen berücksichtigt werden. Außerhalb des Stabes ergibt diese Betrachtung den gleichen Modenverlauf. Die Durchlaufmatrix dieses Resonators ist:

$$D_h = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Nach Ausmultiplizieren erhält man die g-Parameter des Resonators:

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L_{eff}}{R_1}, \quad g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L_{eff}}{R_2} \quad (2.24)$$

$$\text{mit } L_{eff} = L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f}$$

Aus den Gleichungen für die g-Parameter läßt sich  $1/f$  eliminieren und man erhält für  $g_2$  in Abhängigkeit von  $g_1$  eine Geradengleichung.

### 2.3.3 Dynamisch stabile Grundmoderesonatoren

Die bestmögliche Strahlqualität bei vorgegebener Wellenlänge wird im Grundmodebetrieb erreicht. Dieser kann für jeden Resonator durch Einbringen einer zusätzlichen Apertur erzwungen werden. Höhere Moden erfahren dann größere Verluste und schwingen nicht mehr an, sofern der Durchmesser der Blende klein genug ist. Im allgemeinen wird dadurch jedoch die Effizienz des Systems stark vermindert, da der Grundmode nur einen kleinen Teil des aktiven Mediums ausfüllt und somit auch nur einen entsprechend geringen Teil der erzeugten Inversion nutzt.

Durch geeignete Wahl des Resonators kann prinzipiell ein großer Grundmodedurchmesser im Lasermaterial und folglich eine hohe TEM<sub>00</sub>-Ausgangsleistung erreicht werden. Derartige Resonatoren tendieren jedoch zu großer Empfindlichkeit gegenüber mechanischen Störungen, wie z. B. kleine Dejustierungen der Spiegel. Ein weiteres Problem stellt die thermisch induzierte Linsenwirkung dar, die in Festkörperlasern den Modenverlauf entscheidend beeinflusst. Gerade in Hochleistungssystemen unterliegt diese resonatorinterne Linse starken Schwankungen, die den Laserbetrieb stören oder völlig unterbinden können. Ein Grundmoderesonator sollte daher einen optimalen Kompromiß zwischen folgenden, teilweise widersprüchlichen Eigenschaften bieten:

- Großer Modenradius im Kristall
- Geringe Empfindlichkeit gegenüber Schwankungen der thermischen Linse
- Geringe Dejustierempfindlichkeit

V. Magni hat diese Anforderungen untersucht und Verfahren erarbeitet, um entsprechende lineare Resonatoren zu finden [Mag86]. Der Modenradius  $w_L$ , der sich im oben beschriebenen Modell am Ort der thermischen Linse ergibt, dient dabei als Maß für den realen Radius im Medium.

Für die Analyse der Abhängigkeit der Resonatorstabilität von der thermischen Brennweite  $f$  werden folgende Größen eingeführt:

$$\begin{aligned} u_1 &= L_1 \left( 1 - \frac{L_1}{R_1} \right) \\ u_2 &= L_2 \left( 1 - \frac{L_2}{R_2} \right) \\ x &= \frac{1}{f} - \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Werden die g-Parameter durch diese Größen ausgedrückt, so kann gezeigt werden, daß es jeweils zwei Bereiche der Brechkraft gibt, für die der Resonator stabil ist. Die Breite  $\Delta 1/f$  der beiden Stabilitätsbereiche bezüglich der Brechkraft ist gleich groß und beträgt

$$\left| \Delta \frac{1}{f} \right| = |\Delta x| = \min \left( \left| \frac{1}{u_1} \right|, \left| \frac{1}{u_2} \right| \right). \quad (2.26)$$

Der Modenradius  $w_L$  auf der thermischen Linse ist gegeben durch [Mag86]:

$$w_L^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{4u_1 u_2 g_1 g_2 + (u_1 - u_2)^2}{(1 - g_1 g_2) g_1 g_2}} \quad (2.27)$$

und in Abbildung 2.5 für den Fall  $u_1 < u_2 < 0$  als Funktion von  $x$  (also  $1/f$ ) dargestellt. Er verläuft symmetrisch zur Geraden  $x = (1/u_1 + 1/u_2)/2$  und wird an den Stabilitätsgrenzen unendlich groß.

In beiden Stabilitätsbereichen existiert ein Minimum  $w_{L0}$ , in dessen Umgebung der Modenradius nur schwach mit der Brechkraft variiert. Der Resonator ist dort folglich unempfindlich gegenüber Schwankungen der thermischen Linse und wird daher als für diese Brechkraft dynamisch stabil bezeichnet [Lör75]. Bei expliziter Berechnung des minimalen Modenradius durch Bestimmen der Nullstelle der ersten Ableitung ergibt sich eine einfache Beziehung zwischen  $w_{L0}$  und  $\Delta 1/f$ :

$$\left| \Delta \frac{1}{f} \right| = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{w_{L0}^2} \quad (2.28)$$

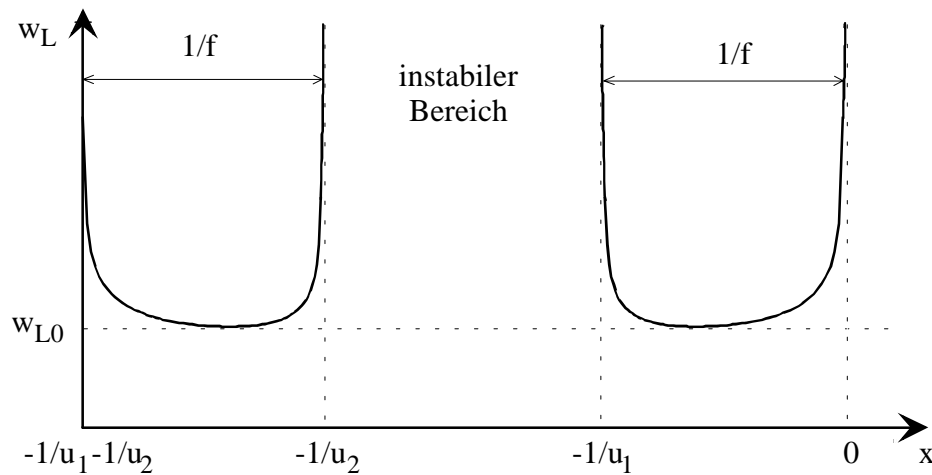


Abbildung 2.5: Modenradius  $w_L$  auf der thermischen Linse in Abhängigkeit von deren Brechkraft  $1/f$  (für den Fall  $u_1 < u_2 < 0$ )

Daraus läßt sich entnehmen, daß das vom Grundmode im aktiven Medium ausgefüllte Volumen näherungsweise umgekehrt proportional zur Breite des Stabilitätsbereiches ist, wenn die Bedingung der dynamischen Stabilität erfüllt bleibt.

Die beiden Stabilitätsbereiche sind hinsichtlich des Modenradius auf der thermischen Linse symmetrisch, unterscheiden sich aber in ihren sonstigen Eigenschaften, z.B. den Modenradien auf den Spiegeln und der Dejustierempfindlichkeit. Letztere beschreibt, wie stark die Beugungsverluste an resonatorinternen Aperturen (durch Lageänderung der Modenachse) bei leichtem Verkippen eines Endspiegels aus der optimalen Ausrichtung steigen. Magni leitet folgende Dejustierempfindlichkeit her [Mag86], wobei  $i$  sich jeweils auf einen Endspiegel bezieht:

$$S = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}, \quad S_i = \frac{1}{w_{L0}} \frac{L_i}{u_i} \frac{1}{\frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2} + x} \quad (2.29)$$

Am Rande eines der beiden Stabilitätsbereiche geht  $S$  gegen unendlich, in diesem ist die Dejustierempfindlichkeit generell höher als im anderen. Daher ist es bei der Auslegung dynamisch stabiler Resonatoren wichtig, den richtigen Stabilitätsbereich zu wählen.

Bei der Suche nach einem dynamisch stabilen Resonator für einen konkreten cw-Laserkopf sind zwei Parameter vorgegeben: Zum einen die Brennweite  $f_0$ , für die der Modenradius auf der Linse stationär sein soll; sie ist durch die Eigenschaften des Lasermaterials und die zur

Verfügung stehende Pumpleistung bestimmt und kann z.B. in einem Vorversuch experimentell ermittelt werden. Zum anderen der stationäre Modenradius  $w_{L0}$ : Ein optimaler Grundmodebetrieb wird erreicht, wenn der Modenradius etwa um einen Faktor 1.5 - 2 kleiner ist als die limitierende Apertur im Resonator [Koe88], [Mag86]. Zu diesen Vorgaben kommt noch die Forderung minimaler Dejustierempfindlichkeit  $S$  für die Brennweite  $f_0$  hinzu. Diesen drei Bedingungen stehen vier Freiheitsgrade gegenüber: Die Spiegelradien  $R_1, R_2$  und die Spiegelabstände  $L_1, L_2$  von der Linse. Es sollten also immer mehrere Lösungen existieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde jeweils noch die Gesamtresonatorlänge  $L$  vorgegeben. In der Praxis kann man in der Regel nicht den optimalen Resonator aufbauen, da nur bestimmte Spiegelradien zur Verfügung stehen. Daher wurde  $L_1$  in einem Computerprogramm von 0 bis  $L$  hochgezählt und jeweils die zugehörigen Spiegelradien sowie  $S$  berechnet. Aus diesen Konfigurationen wurde dann eine mit verfügbaren Radien und möglichst geringer Dejustierempfindlichkeit ausgewählt.

## 2.4 Aktiver Resonator

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die transversale Modenstruktur von Lichtfeldern behandelt, die sich in stabilen Resonatoren ausbilden können. Die Intensität dieser Moden und damit die nutzbare Ausgangsleistung hängt von den Verlusten und der Verstärkung im Resonator ab. Ein einfaches Modell nach Rigrod [Rig78] geht von zwei gegenläufigen Intensitäten  $I_+(z)$  und  $I_-(z)$  aus, die entsprechend den folgenden Differentialgleichungen verstärkt werden:

$$\frac{dI_{\pm}(z)}{dz} = \pm g(z) I_{\pm}(z) \quad , \quad g(z) = \frac{I_s g_0}{I_s + I_+(z) + I_-(z)} \quad (2.30)$$

Darin ist  $I_s$  die Sättigungsintensität des Lasermaterials und  $g_0$  der Koeffizient der Kleinsignalverstärkung. Durch Differentiation läßt sich leicht verifizieren, daß das Produkt  $I_+(z) I_-(z)$  konstant ist. Gleichung (2.30) kann daher unter Ausnutzung der Randbedingungen an den Spiegeln integriert werden. Für die ausgekoppelte Intensität ergibt sich nach einigen Umformungen [Sie86]:

$$I_{out} = T I_+ = \frac{T I_s}{\left(1 + \sqrt{\frac{1-T}{R_1}}\right) \left(1 - \sqrt{R_1} \sqrt{1-T}\right)} \ln\left(G_0 \sqrt{R_1} (1-T)\right) \quad (2.31)$$

Dabei ist  $T$  die Transmission des Auskoppelspiegels (Der zweite Spiegel wurde als hochreflektierend angenommen) und  $G_0$  der Gesamtverstärkungsfaktor für einen Durchlauf

durch das aktive Medium. Wird die Ausgangsleistung eines Lasers für verschiedene Transmissionen des Auskopplers aufgetragen und eine Kurve nach (2.31) angefügt, so lassen sich Aussagen über die Verstärkung und (falls nicht bekannt) die Sättigungsintensität gewinnen.

### 3. Thermische Effekte in Festkörperlasermedien

Bei der optischen Anregung des Lasermaterials geht ein Teil der Energie nicht in die erwünschte Besetzungsinversion zwischen den Laserniveaus, sondern fällt als Wärme an. Der Heizanteil  $\eta_H$ , welcher den Anteil der in Wärme umgewandelten Pumpleistung charakterisiert, wird im Wesentlichen durch drei Effekte beeinflusst:

Ein Teil der absorbierten Pumpstrahlung trägt nicht zur Besetzung des oberen Laserniveaus bei, sondern gelangt über sogenannte Bypass-Relaxationen direkt in den Grundzustand. Als Ursachen für dieses Verhalten werden ungleiche Kristallfelder („non-equivalent crystal field“, [Dev83]) sowie schnelle Kreuzrelaxationen zwischen benachbarten Ionen („nearest neighbour pairs“, [Lup91]) diskutiert. Die Stärke dieser Effekte hängt neben der spektralen Verteilung der Pumpstrahlung insbesondere von der Dotierungskonzentration der laseraktiven Ionen ab. Der Anregungswirkungsgrad  $\eta_{ex}$  ist damit immer kleiner als Eins.

Zur Entvölkerung des oberen Laserniveaus tragen neben der spontanen bzw. stimulierten Emission auch noch strahlungslose Übergänge bei, welche die Energie direkt an das Kristallgitter abgeben. Auch diese Prozesse hängen von der Dotierungsdichte der laseraktiven Ionen im Kristall sowie der Dichte der Kristallfehlstellen ab [Dan72]. Der Fluoreszenzwirkungsgrad  $\eta_f$  ist somit ebenfalls immer kleiner als Eins.

Aufgrund der Wellenlängendifferenz zwischen der Pumpstrahlung und der emittierten Laserstrahlung wird ein Teil der Energie ebenfalls als Wärme an das Kristallgitter abgegeben. Dieser Quanten- oder Stokes-Defekt ( $1 - \eta_q$ ) bildet auch bei vollständiger Konversion jedes Pumpphotons in ein Laserphoton die untere Grenze für die Wärmeeinbringung in das Lasermaterial.

Im Gegensatz zur Anregung durch Blitz- oder Bogenlampen mit ihrer großen spektralen Breite und dem nicht erwünschten UV-Anteil der Pumpstrahlung wirken sich die beiden erstgenannten Effekte im Falle von diodengepumpten Nd:YAG-Kristallen, welche Thema dieser Arbeit sind, nur geringfügig aus. Für den Quantendefekt erhält man bei der verwendeten Pumpwellenlänge von 808 nm und der Laserwellenlänge von 1064 nm ca. 24 %, so daß ein Heizanteil  $\eta_H$  zwischen 25 % und 45 % zu erwarten ist. Dieser Wert wird in Kapitel 6 durch experimentelle Befunde präzisiert. Unabhängig vom in den nächsten Abschnitten zu untersuchenden Einfluß des Temperaturprofils hat schon die Erwärmung des Lasermaterials an sich einen negativen Einfluß auf die Laserkenndaten. Sie führt einerseits zu



einer verstärkten thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus, was die aufzubringende Anregungsleistung für eine gewünschte Inversionsdichte erhöht und die Reabsorption begünstigt, und andererseits zu einer Linienverbreiterung, was wiederum den effektiven Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission herabsetzt. Beide Effekte resultieren schließlich in der Verringerung der erreichbaren Kleinsignalverstärkung. Eine genauere Untersuchung der einzelnen Effekte in Abhängigkeit von der Pumpleistungsdichte wurde in [Kum94], [Man89] durchgeführt.

### 3.1 Thermomechanische Grundlagen

#### 3.1.1 Temperaturverteilung

Das räumliche Temperaturprofil  $T(x,y,z)$  in einem Festkörperlasermedium ist durch die zeitunabhängige Form der Wärmeleitungsgleichung gegeben [Car59]:

$$\nabla(k(T) \cdot \nabla T(x,y,z)) = -Q(x,y,z) \quad (3.1)$$

Darin ist  $k$  die Wärmeleitfähigkeit des Lasermaterials und  $Q$  die pro Volumeneinheit eingebrachte Wärmeleistung. Im Falle einer temperaturunabhängigen Wärmeleitfähigkeit vereinfacht sich Gleichung (3.1) zu

$$\nabla^2 T(x,y,z) = -\frac{Q(x,y,z)}{k} \quad (3.2)$$

Die Newtonsche Wärmetransportgleichung [Bro89] liefert die Randbedingungen für die Oberflächen des Lasermediums:

$$k(T) \frac{dT}{dn} \Big|_O = \lambda_K (T_K - T|_O) \quad (3.3)$$

Hierbei ist  $\vec{n}$  der nach außen gerichtete Normalenvektor auf der Oberfläche  $O$ ,  $\lambda_K$  der Wärmeübergangskoeffizient zum umgebenden Medium und  $T_K$  die Temperatur dieses Mediums. Im folgenden soll die Diskussion auf die in dieser Arbeit behandelte Stabgeometrie des Lasermaterials beschränkt werden. Zur aktiven Kühlung ist die Mantelfläche des Laserstabes in einem Hochleistungslaser typischerweise von einer Flüssigkeit turbulent umströmt. In diesem Fall läßt sich der Wärmeübergangskoeffizient wie folgt abschätzen [Hsu63]:

$$\lambda_K = 0.01 \frac{k_K}{(r_K - r_S)} N_R^{0.8} N_P^{0.33} \left( \frac{r_K}{r_S} \right)^{0.53} \quad (3.4)$$

$k_K$  steht für die Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels,  $r_S$  für den Stabradius und  $r_K$  für den Außenradius des Kühlmittelkanals. Die dimensionslosen Größen  $N_R$  und  $N_P$  sind die Reynolds- bzw. die Prandtl-Zahl. Für Wasser ergeben sich typische Werte in der Größenordnung  $\lambda_K = 1 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . Demgegenüber ist der Wärmeübergangskoeffizient für die Stabendflächen, der durch Konvektion und Schwarzkörperstrahlung bestimmt ist, vernachlässigbar klein [Cou92]. Es ist daher zulässig, ihn gleich Null zu setzen, d.h. die Enden als thermisch isoliert zu betrachten.

Geht man von einer konstanten Wärmeleitfähigkeit  $k = \text{const}$  und einer homogenen Verteilung der absorbierten Pumpleistung über das Stabvolumen aus, so erhält man ein einfaches Modell, daß eine grobe, aber nützliche Näherung liefert und das sich durch die Existenz einer analytischen Lösung zur Kontrolle numerischer Modelle eignet. Zusammen mit der oben eingeführten Annahme thermisch isolierter Enden ist das zu behandelnde Problem äquivalent zum Fall eines unendlich langen, gleichförmig geheizten Stabes mit endlichem Radius. Die Lösung hängt dann nur noch von der Radialkoordinate ab und aus (3.2) ergibt sich:

$$\frac{d^2 T_{\text{hom}}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT_{\text{hom}}}{dr} + \frac{Q}{k} = 0 \quad (3.5)$$

Mit der Randbedingung (3.3) erhält man die aus der Literatur bekannte analytische Lösung [Koe88]:

$$T_{\text{hom}}(r) = T_K + \frac{Q r_S}{2\lambda_K} + \frac{Q}{4k} (r_S^2 - r^2) \quad (3.6)$$

Es bildet sich ein parabolisches Temperaturprofil mit dem Maximum auf der Stabachse aus. Zwischen dem Stabrand und dem Kühlmedium existiert ein Temperatursprung, dessen Größe von der Wärmeleistungsdichte  $Q$  und dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\lambda_K$  abhängt.

Im realen Laserstab führt die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit auch im Falle homogener Anregung zu Abweichungen vom Parabelprofil (3.6). Weitere Modifikationen ergeben sich, da diese ideal gleichförmige Anregung in der Praxis nicht zu realisieren ist.

### 3.1.2 Spannungen

Unter der Annahme, daß der Kristall ohne Wärmeeintrag frei von mechanischen Spannungen und äußeren Kräften ist, führt eine Temperaturveränderung zu einer Verschiebung von Massenelementen vom Ort  $\vec{r}$  zur Position  $\vec{r} + \vec{u}(\vec{r})$ . Die daraus resultierenden Verzerrungen werden durch einen Tensor zweiter Stufe repräsentiert [Tim70]:

$$\varepsilon_{ij}(\vec{r}) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i(\vec{r})}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j(\vec{r})}{\partial x_i} \right), \quad i, j = 1 \dots 3 \quad (3.7)$$

Wie sich durch Einsetzen in (3.7) leicht verifizieren läßt, erfüllt dieser die folgenden Kompatibilitätsrelationen:

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_i^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.8)$$

Mit den Komponenten des Spannungstensors  $\sigma_{ij}(\vec{r})$  ist der Verzerrungstensor  $\varepsilon_{ij}(\vec{r})$  über die allgemeine Form des Hookeschen Gesetzes gekoppelt [Tim70]:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{E} \left( (1+\nu) \sigma_{ij} - \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \delta_{ij} \right) + \alpha_T T \delta_{ij} \quad (3.9)$$

Darin ist  $E$  das Youngsche Elastizitätsmodul,  $\nu$  die Poisson-Zahl,  $\alpha_T$  der thermische Ausdehnungskoeffizient und  $\delta_{ij}$  das Kronecker-Symbol. Die Diagonalelemente ( $i=j$ ) des Spannungstensors entsprechen den Hauptspannungen, während die Nichtdiagonalelemente ( $i \neq j$ ) die Scherspannungen in der jeweiligen Ebene repräsentieren. Das Gleichgewicht der Kräfte im Kristall und die Randbedingung der freien Ausdehnung werden durch die folgenden Beziehungen gewährleistet:

$$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad \sum_j \sigma_{ij} n_j = 0 \quad (3.10)$$

Hierbei bezeichnet  $n_j$  die  $j$ -te Komponente des nach außen gerichteten Normalenvektors  $\vec{n}$ .

Zur Berechnung der dreidimensionalen Spannungsverteilung  $\sigma_{ij}(\vec{r})$  im Kristall könnten in der invertierten Gleichung (3.9)

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \left( \varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \delta_{ij} - \frac{1+\nu}{1-2\nu} \alpha_T T \delta_{ij} \right) \quad (3.11)$$

die Elemente des Verzerrungstensors  $\varepsilon_{ij}$  durch die partiellen Ableitungen von  $\vec{u}(\vec{r})$  aus (3.7) ersetzt werden. Die Lösung der resultierenden gekoppelten partiellen Differentialgleichung unter den Randbedingungen (3.10) ist allerdings analytisch meist nicht möglich. Zur Vereinfachung des Problems bietet sich für die hier betrachteten transversal angeregten Laserstäben die Näherung der ebenen Verzerrungen („plain strain approximation“ [Tim70]) an, welche das dreidimensionale Problem durch Vernachlässigung der axialen Verschiebungen zu einem zweidimensionalen reduziert.

Aufgrund der Linearität des Hookeschen Gesetzes (3.9) bzw. (3.11) läßt sich die Temperatur in einer transversalen Schnittebene  $F$  darstellen als

$$T(x, y) = T_m + T'(x, y) \quad \text{mit} \quad \int_F T'(x, y) dx dy = 0. \quad (3.12)$$

$T_m$  ist dabei die mittlere Temperatur über die Querschnittsfläche  $F$  und  $T'(x, y)$  die Abweichung von dieser. Die mittlere Temperatur führt zu konstanten Verschiebungen im gesamten Kristall und erzeugt keine Spannungen, weshalb nur der Einfluß von  $T'(x, y)$  berechnet werden muß.

Da der Mittelwert von  $T'(x, y)$  verschwindet, ist sowohl die mittlere axiale Ausdehnung als auch das Volumen des Kristalls unabhängig von  $T'(x, y)$  und es läßt sich zeigen, daß die Verschiebungen in axialer Richtung, abgesehen von einem kleinen Bereich in der Nähe der Stabendflächen, gleich Null sind. Die o.a. Näherung setzt nun die axialen Verschiebungen identisch gleich Null unter Vernachlässigung dieser Endeffekte. Nach (3.7) sind dann  $\varepsilon_{xx}$ ,  $\varepsilon_{yy}$ , und  $\varepsilon_{zz}$  ebenfalls gleich Null und das Hookesche Gesetz (3.9), (3.11) liefert die Relationen:

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0, \quad \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) - E \alpha_T T' \quad (3.13)$$

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{E} \left( (1-\nu^2)\sigma_{xx} - \nu(1+\nu)\sigma_{yy} \right) + (1+\nu)\alpha_T T' \quad (3.14)$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{E} \left( (1-\nu^2)\sigma_{yy} - \nu(1+\nu)\sigma_{xx} \right) + (1+\nu)\alpha_T T' \quad (3.15)$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{xy} \quad (3.16)$$

Durch Einsetzen in die Kompatibilitätsrelationen (3.8) und Eliminierung der Verzerrungen mit Hilfe der Gleichungen (3.10) - (3.16) erhält man nun eine gekoppelte partielle Differentialgleichung für die Spannungsfunktionen  $\sigma_{xx}(x, y)$  und  $\sigma_{yy}(x, y)$ ,

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( \sigma_{xx}(x, y) + \sigma_{yy}(x, y) + \frac{E \alpha_T T'(x, y)}{1-\nu} \right) = 0, \quad (3.17)$$

welche durch Einführung der sogenannten Airy-Potentialfunktion  $\phi(x, y)$  mit

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} \quad (3.18)$$

schließlich in eine partielle Differentialgleichung für nur noch eine Funktion umgewandelt werden kann, da die Temperatur aus den vorhergehenden Berechnungen bekannt ist:

$$\left( \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right) \phi(x, y) + \frac{E \alpha_T}{1-\nu} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) T(x, y) = 0 \quad (3.19)$$

Gleichung (3.19) wird als „biharmonische Gleichung“ bezeichnet. Geht man von der stark vereinfachenden Annahme eines parabolischen Temperaturprofils nach (3.6) aus, d.h.  $Q$  und  $k$  werden als konstant angenommen, so läßt sich (3.19) in Zylinderkoordinaten analytisch lösen mit den Spannungskomponenten [Egg83]:

$$\sigma_{rr}(r) = \frac{Q}{16M_s}(r^2 - r_s^2) \quad (3.20)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}(r) = \frac{Q}{16M_s}(3r^2 - r_s^2) \quad (3.21)$$

$$\sigma_{zz}(r) = \frac{Q}{8M_s}(2r^2 - r_s^2) \quad (3.22)$$

$$\sigma_{r\varphi}(r) = 0, \quad M_s = \frac{(1-\nu)k}{E\alpha_r} \quad (3.23)$$

Unter diesen Bedingungen ergeben sich also auch für die Spannungen parabolische Verläufe.

## 3.2 Thermooptische Effekte

Im unbelasteten Zustand kann YAG als optisch homogen und isotrop angenommen werden. Durch die im Anregungsprozeß generierte Wärmelast werden jedoch Temperaturprofile, Ausdehnungen und mechanische Spannungen hervorgerufen, welche die optischen Eigenschaften beeinflussen. Dies soll in den folgenden beiden Abschnitten behandelt werden.

### 3.2.1 Thermische Linsenwirkung

Durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex von YAG entspricht das Temperaturprofil direkt einem Brechungsindexprofil. Üblicherweise wird von einer linearen Abhängigkeit ausgegangen [Koe88]:

$$n(\vec{r}) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T}(T(\vec{r}) - T_0) \quad (3.24)$$

Aufgrund des Brechungsindexprofils hat der Stab für durchtretende Strahlung abhängig von ihrem genauen Weg unterschiedliche optische Weglängen. Diese optischen Weglängendifferenzen (OPD) entsprechen unterschiedlichen Phasenverzögerungen und führen daher zu einer Krümmung der Phasenfronten und damit zu einer Linsenwirkung.

Die Stabgeometrie wird geeignet durch Zylinderkoordinaten beschrieben, deren z-Achse mit der Stabachse zusammenfällt. Im folgenden wird davon ausgegangen, daß die

Laserstrahlung im wesentlichen in z-Richtung durch den Stab propagiert, was i. a. in guter Näherung zutrifft. Die OPD ergeben sich dann durch Integration über die Stablänge  $L_S$ :

$$OPD(r, \varphi) = \int_0^{L_S} [n(r, \varphi, z) - n_0] dz = \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^{L_S} [T(r, \varphi, z) - T_0] dz \quad (3.25)$$

$$\text{mit} \quad T_0 = \int_0^{L_S} T(0, 0, z) dz \quad \text{und} \quad n_0 = n(T_0)$$

Dabei wurde (3.24) ausgenutzt, und als Bezugsgrößen wurden die über die Stablänge gemittelten Werte  $n_0$  und  $T_0$  auf der Stabachse verwendet.

Bei homogener Anregung ergeben sich nach (3.6), (3.24) und (3.25) parabolische radiale Verläufe für Brechungsindex und OPD:

$$n_{\text{hom}}(r) = n_0 - \frac{Q}{4k} \frac{\partial n}{\partial T} r^2 \quad (3.26)$$

$$OPD_{\text{hom}}(r) = -\frac{QL_S}{4k} \frac{\partial n}{\partial T} r^2 \quad (3.27)$$

Ein Medium der Länge  $L_S$ , dessen Brechungsindex wie in (3.26) quadratisch mit dem Abstand von der optischen Achse abfällt, ist nach [Kog65] äquivalent zu einer Gradientenindexlinse mit der Brechkraft

$$D_{\text{hom}} = L_S \frac{Q}{2k} \frac{\partial n}{\partial T} = -\frac{d^2}{dr^2} OPD_{\text{hom}}(r), \quad (3.28)$$

die also gerade der negativen zweiten Ableitung der OPD entspricht. Im realen Laserstab wird das Brechungsindexprofil i. a. Abweichungen vom idealen Parabelfall und damit auch Abbildungsfehler aufweisen. Insbesondere ist dann streng genommen keine einheitliche Brechkraft mehr für den ganzen Stab definiert. Man kann jedoch die rechte Seite von (3.28) auch für nichtparabolische Profile verallgemeinern und für die Brechkraft in einer Schnittebene unter einem Winkel  $\varphi$  schreiben [Hod93]:

$$D^\varphi(r) = -\frac{d^2}{dr^2} OPD(r, \varphi) \quad (3.29)$$

Üblicherweise treten näherungsweise radialsymmetrische Temperatur- und Brechungsindexprofile auf, so daß der Index  $\varphi$  entfallen kann. Mit Hilfe dieser Definition können Multimode-Resonatoren mit aberrativen thermischen Linsen anschaulich behandelt werden. Die Lage eines Resonators mit radial variierender Brechkraft im Stabilitätsdiagramm ist nicht exakt definiert, vielmehr muß dann jedes Ringsegment einzeln analysiert werden. Für Grundmodestrahlung kann dieser Ansatz nicht mehr verwendet werden, wenn über den

Gaußschen Radius signifikante Phasenschiebungen gegenüber dem parabolischen Fall auftreten.

Die Anwendbarkeit der Definition (3.29) ist nicht auf die Fälle beschränkt, in denen die OPD durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex hervorgerufen werden. Im Laserstab trägt auch die thermische Ausdehnung dazu bei, da sich der Stab auf der Achse aufgrund der dort höheren Temperaturen stärker ausdehnt als am Rand. Da die Ausdehnung auf unübersichtliche Weise mit den auftretenden Spannungen gekoppelt ist (s. Abschnitt 3.1.2), läßt sich ihr Effekt schwer analytisch beschreiben. Bei transversal angeregten Systemen ist die Stablänge i. a. groß gegenüber dem Stabradius und genauere Untersuchungen zeigen, daß dann signifikante Ausdehnungen nur im Bereich der Stabenden auftreten und sie nicht mehr als 6 % zur Gesamtbrechkraft beitragen [Koe88]. Daher wird dieser Effekt hier vernachlässigt.

### 3.2.2 Spannungsdoppelbrechung

Bei Vorliegen von Spannungen wird die Isotropie des Wirtskristalls YAG gestört, es kommt zur Spannungsdoppelbrechung. Zur Beschreibung der optischen Eigenschaften des Mediums, die nun abhängig von der Polarisation (und der Ausbreitungsrichtung) des eingestrahnten Lichts sind, reicht der skalare Brechungsindex nicht mehr aus. Daher wird das Konzept der Indikatrix, auch Index-Ellipsoid genannt, eingeführt [Bor87]. Die folgende Gleichung beschreibt ein Schar von Vektoren  $\vec{x}$ , deren Endpunkte auf der Oberfläche eines Ellipsoids liegen:

$$\sum_{i,j} B_{ij} x_i x_j = 1, \quad i, j = 1,2,3 \quad (3.30)$$

In der Hauptachsendarstellung mit  $B_j = B_{ij}$  vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\sum_i B_i x_i^2 = \sum_i \frac{x_i^2}{n_i^2} = 1 \quad (3.31)$$

d.h. die Hauptelemente des diagonalisierten Tensors  $B_{ij}$  entsprechen den inversen Quadraten der Hauptbrechungsindizes  $n_{ij}$  in der entsprechenden Polarisationsrichtung. Da der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Wirtskristall YAG (vgl. Abschnitt 2.1) kubische Symmetrie aufweist und daher in Abwesenheit mechanischer Spannungen isotrop ist, reduziert sich Gleichung (3.31) für den ungepumpten Kristall auf die Gleichung einer Kugel:

$$B_0 \sum_i x_i^2 = \frac{1}{n_0^2} \sum_i x_i^2 = 1 \quad (3.32)$$

Unter dem Einfluß von Temperaturgradienten und mechanischen Spannungen kommt es zu einer Veränderung der Indikatrix in Form, Größe und Orientierung, deren Auswirkungen auf die Komponenten in der folgenden Form beschrieben werden können [Lü95]:

$$B_{ij} = B_{0,ij} + \sum_{k,l} p_{ijkl} \varepsilon_{kl} = B_{0,ij} + \sum_{k,l} \pi_{ijkl} \sigma_{kl} \quad , \quad i,j,k,l = 1,2,3 \quad (3.33)$$

$$B_{0,ij} = \left( n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} (T(r) - T(0)) \right)^{-2} \quad (3.34)$$

Hierbei bezeichnet  $p_{ijkl}$  den photo-elastischen Tensor,  $\varepsilon_{ij}$  den Verzerrungstensor,  $\pi_{ijkl}$  den piezo-optischen Tensor und  $\sigma_{kl}$  den Spannungstensor. Die im vorhergehenden Abschnitt analysierten direkten Einflüsse des Temperaturprofils auf den Brechungsindex sind somit in  $B_{0,ij}$  zusammengefaßt. Die beiden Beschreibungen in Gleichung (3.33) sind äquivalent, da der Spannungstensor mit dem Verzerrungstensor über das Hookesche Gesetz (3.9) und (3.11) und der photo-elastische Tensor  $p_{ijkl}$  mit dem piezo-optischen Tensor  $\pi_{ijkl}$  über den mechanischen Nachgiebigkeitstensor oder Komplianztensor  $s_{ijkl}$  gekoppelt sind [Nel79]:

$$p_{ijkl} = \sum_{m,n} \pi_{ijmn} s_{mnkl} \quad (3.35)$$

Die folgenden Untersuchungen beschränken sich daher auf den piezo-optischen Tensor  $\pi_{ijkl}$ , welcher an die im vorhergehenden Abschnitt berechneten Spannungen koppelt.

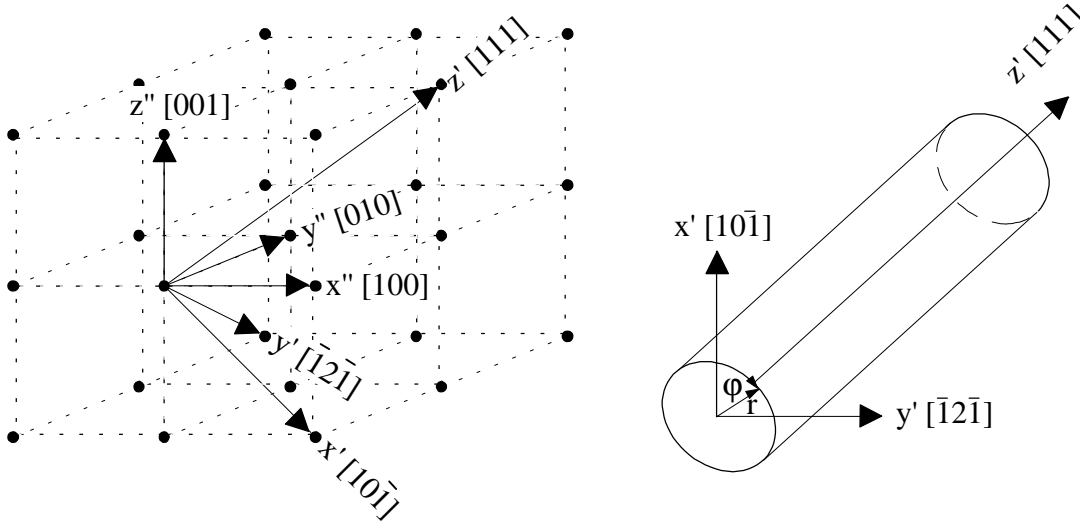


Abbildung 3.1: Orientierung der verwendeten Koordinatensysteme im Kristall



Um die in Gleichung (3.33) beschriebenen Tensormultiplikationen durchführen zu können, müssen beide Tensoren im selben Koordinatensystem vorliegen, was in den meisten Fällen nicht zutrifft. Der piezo-optische Tensor  $\pi''_{ijkl}$  hat im Falle von YAG drei unabhängige Komponenten und wird in der Literatur im fundamentalen Koordinatensystem des Kristallgitters ( $x''$ ,  $y''$ ,  $z''$ ) angegeben. Der Spannungstensor  $\sigma_{ij}$  liegt dagegen im Laborsystem ( $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ) vor, wobei die  $z$ -Achse in Richtung der [111]-Achse des Laserkristalls orientiert ist. Die für die eine Transformation benötigten Koordinatensysteme sind in Abbildung 3.1 verdeutlicht.

Da die Veränderungen der Indikatrix im Laborsystem ( $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ) analysiert werden sollen, empfiehlt es sich, den piezo-optischen Tensor  $\pi''_{ijkl}$  dorthin zu transformieren, da somit auf eine Rücktransformation wie in [Fos70], [Koe70] verzichtet werden kann. Der erste Schritt ist eine Transformation aus dem gegebenen Koordinatensystem ( $x''$ ,  $y''$ ,  $z''$ ) in das kartesische Koordinatensystem ( $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$ ) mit Hilfe der folgenden Matrix:

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} \sqrt{3} & 0 & -\sqrt{3} \\ -1 & 2 & -1 \\ \sqrt{2} & \sqrt{2} & \sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

Wie in Abbildung 3.1 zu sehen, weist die  $z'$ -Achse jetzt die richtige Orientierung [111] auf, so daß nur noch eine Drehung um diese Achse erforderlich ist, um das Laborsystem ( $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ) zu erhalten. Der Winkel  $\varphi$  wird dabei von der  $x'$ -Achse gemessen:

$$A_2 = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

Die vollständige Transformation für den piezo-optischen Tensors  $\pi''_{ijkl}$  lautet somit:

$$\pi_{ijkl} = \sum_{m,n,p,q} a_{im} a_{jn} a_{kp} a_{lq} \pi''_{mnpq}, \quad a_{ij} = (A_2 \cdot A_1)_{ij} \quad (3.38)$$

Diese Transformation wird in [Lü95] für den Wirtskristall YAG durchgeführt und ergibt acht unterschiedliche Komponenten im Laborsystem ( $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$ ). Da der piezo-optische Tensor  $\pi_{ijkl}$  eine Permutationssymmetrie in den Indizes  $ij$  und  $kl$  aufweist [Nel79], kann er nach einer Konvention von Nye [Nye67] als reduzierte  $6 \times 6$ -Matrix geschrieben werden, wodurch sich (3.33) vereinfachen läßt zu [Lü95]:

$$\begin{pmatrix} B_{rr} \\ B_{\varphi\varphi} \\ B_{zz} \\ B_{\varphi z} \\ B_{rz} \\ B_{r\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{0,rr} \\ B_{0,\varphi\varphi} \\ B_{0,zz} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} & \pi_{15} & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{13} & -\pi_{14} & -\pi_{15} & 0 \\ \pi_{13} & \pi_{13} & \pi_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{14} & -\pi_{14} & 0 & \pi_{44} & 0 & -\pi_{15} \\ \pi_{15} & -\pi_{15} & 0 & 0 & \pi_{44} & \pi_{14} \\ 0 & 0 & 0 & -\pi_{15} & \pi_{14} & \pi_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\varphi\varphi} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{\varphi z} \\ \sigma_{rz} \\ \sigma_{r\varphi} \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

Die acht von Null verschiedenen Tensorkomponenten lauten im Fall von YAG [Nel79]:

$$\begin{aligned} \pi_{11} &= -0.30285 \text{ TPa}^{-1} & \pi_{12} &= +0.11158 \text{ TPa}^{-1} \\ \pi_{13} &= +0.17187 \text{ TPa}^{-1} & \pi_{33} &= -0.36313 \text{ TPa}^{-1} \\ \pi_{44} &= -0.14693 \text{ TPa}^{-1} & \pi_{66} &= -0.20722 \text{ TPa}^{-1} \\ \pi_{14} &= -0.08525 \text{ TPa}^{-1} \cos 3\varphi & \pi_{15} &= -0.08525 \text{ TPa}^{-1} \sin 3\varphi \end{aligned} \quad (3.40)$$

Mit Hilfe von (3.39) und (3.40) lassen sich nun die Veränderungen des Index-Ellipsoids  $B_{ij}$  für jede beliebige vorgegebene Spannungs- und Temperaturverteilung im Laborsystem  $(r, \varphi, z)$  berechnen.

Aufgrund des transversalen Wellencharakters des Lichts ist für die Untersuchung polarisationsabhängiger und polarisationsverändernder Effekte im Kristall nur die Teilmatrix von  $B$  senkrecht zur Ausbreitungsrichtung von Interesse. Da hier von einer Propagation entlang der Längsachse ( $z$ -Richtung) durch den Stab ausgegangen wird, lautet diese:

$$B_{\perp} = \begin{pmatrix} B_{rr} & B_{r\varphi} \\ B_{r\varphi} & B_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

Diese symmetrische Matrix hat zwei Eigenwerte, welche nach Definition immer reell sind:

$$B_{\pm} = \frac{1}{2} \left( (B_{rr} + B_{\varphi\varphi}) \pm \sqrt{(B_{rr} - B_{\varphi\varphi})^2 + 4B_{r\varphi}^2} \right), \quad n_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{B_{\pm}}} \quad (3.42)$$

Die zugehörigen Eigenvektoren repräsentieren die Eigenzustände der Polarisation, die den Kristall unverändert durchlaufen und dabei den Brechungsindex  $n_{\pm}$  erfahren.

Können - wie im Fall der „plane strain approximation“ (vgl. Abschnitt 3.1.2) - die in  $B_{r,\varphi}$  eingehenden Scherspannungen  $\sigma_{i \neq j}$  vernachlässigt werden, so sind die radiale und die azimuthale Polarisation mit den zugehörigen Brechungsindizes  $n_r$  und  $n_{\varphi}$  die Eigenzustände des Kristalls. Unter diesen Voraussetzungen ergeben sich die folgenden Änderungen der Indikatrix und daraus resultierend die spannungsinduzierten Modifikationen der Brechungsindizes [Koe70]:

$$\Delta B_i = \Delta \left( \frac{1}{n_i^2} \right) = -\frac{2}{n_i^3} \approx -\frac{2}{n_0^3} \Delta n_i \Rightarrow \Delta n_i = -\frac{n_0^3}{2} \Delta B_i, \quad i = r, \varphi \quad (3.43)$$

Mit Hilfe von (3.39) lassen sich nun für jeden beliebigen Punkt auf der Querschnittsfläche des Stabes die polarisationsabhängigen Brechungsindizes berechnen:

$$n_r(r) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} (T(r) - T(0)) - \frac{n_0^3}{2} (\pi_{11} \sigma_{rr}(r) + \pi_{12} \sigma_{\varphi\varphi}(r) + \pi_{13} \sigma_{zz}(r)) \quad (3.44)$$

$$n_\varphi(r) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} (T(r) - T(0)) - \frac{n_0^3}{2} (\pi_{12} \sigma_{rr}(r) + \pi_{11} \sigma_{\varphi\varphi}(r) + \pi_{13} \sigma_{zz}(r)) \quad (3.45)$$

$$n_r(r) - n_\varphi(r) = -\frac{n_0^3}{2} (\pi_{11} - \pi_{12}) (\sigma_{rr}(r) - \sigma_{\varphi\varphi}(r)) \quad (3.46)$$

Aufgrund der Differenz in (3.46) spricht man von radial-azimuthaler Doppelbrechung.

### Bifokussierung

Zusätzlich zum in Abschnitt 3.2.1 diskutierten, direkt thermisch bedingten Weglängenunterschied  $OPD_T(r)$  erfährt ein paraxialer kohärenter Strahl beim einfachen Durchgang durch ein aktives Medium der Länge  $L_S$  nach (3.44) bzw. (3.45) eine polarisationsabhängige Weglängendifferenz  $OPD_r(r)$  bzw.  $OPD_\varphi(r)$ :

$$OPD_r(r) = -L_S \frac{n_0^3}{2} (\pi_{11} \sigma_{rr}(r) + \pi_{12} \sigma_{\varphi\varphi}(r) + \pi_{13} \sigma_{zz}(r)) \quad (3.47)$$

$$OPD_\varphi(r) = -L_S \frac{n_0^3}{2} (\pi_{12} \sigma_{rr}(r) + \pi_{11} \sigma_{\varphi\varphi}(r) + \pi_{13} \sigma_{zz}(r)) \quad (3.48)$$

Auch diese Weglängendifferenzen liefern einen Beitrag zur Brechkraft des gepumpten Stabes. Dieser ist jedoch i. a. deutlich kleiner als der direkt temperaturabhängige Anteil. Allerdings ist er durch herkömmliche Optiken nicht korrigierbar. Im Falle einer nichtparabolischen Spannungsverteilung ist auch hier die Brechkraft nach der Definition (3.29) nicht konstant über den Stabradius. Zur Abschätzung des Effekts werden die Brechkräfte auf der Stabachse betrachtet:

$$D_{r,\varphi} = -\frac{d^2}{dr^2} OPD_{r,\varphi}(r) \Big|_{r=0} \quad (3.49)$$

$$D_r - D_\varphi = L_S \frac{n_0^3}{2} (\pi_{11} - \pi_{12}) \frac{d^2}{dr^2} (\sigma_{rr}(r) - \sigma_{\varphi\varphi}(r)) \Big|_{r=0} \quad (3.50)$$

Bei homogener Anregung nach (3.6) und (3.20)- (3.23) ergeben sich die folgenden radialen und azimuthalen Brechkräfte (vgl. auch [Koe88], [Fos70]):

$$D_r = n_0^3 \alpha_T L_S \frac{Q}{k} \frac{E}{16(1-\nu)} (\pi_{11} + 3\pi_{12} + 4\pi_{13}) \quad (3.51)$$

$$D_\varphi = n_0^3 \alpha_T L_S \frac{Q}{k} \frac{E}{16(1-\nu)} (\pi_{12} + 3\pi_{11} + 4\pi_{13}) \quad (3.52)$$

Die so erhaltenen Werte sind betragsmäßig kleiner als die in der Realität auftretenden, da die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit nicht berücksichtigt wird.

### Depolarisation

Für kohärente Strahlung, die nicht vollständig radial oder azimuthal polarisiert ist, tritt nach (3.46) bei Durchlaufen des Stabes in  $z$ -Richtung ein Phasenunterschied zwischen den Polarisationskomponenten auf, welcher vom radialen Abstand von der Stabachse abhängig ist. Wie in Abbildung 3.2 dargestellt, ist nun für eintretende Strahlung in jedem Punkt  $(r, \varphi)$  der Querschnittsfläche des Stabes eine Zerlegung der Feldamplitude nach radialen und azimuthalen Polarisationskomponenten erforderlich. Da die Orientierung der Indikatrix von der azimuthalen Position abhängt, wird daher beim Durchgang durch den Stab der Polarisationszustand ortsabhängig geändert.

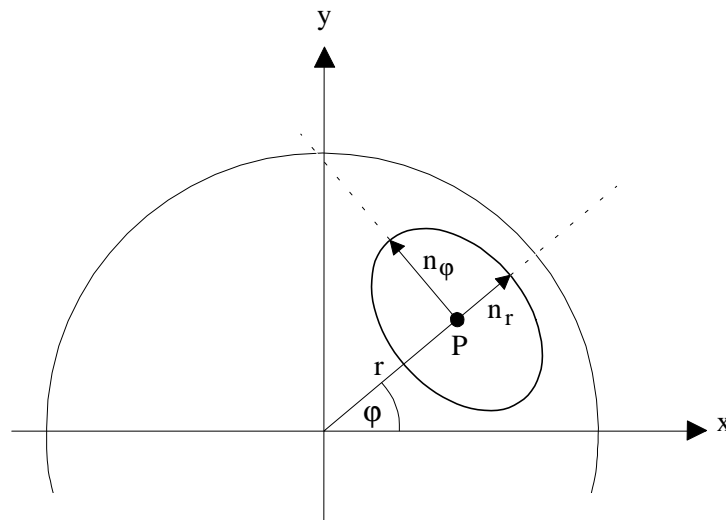


Abbildung 3.2: Orientierung der Indikatrix in der Querschnittsfläche des Stabes

Dies kann mathematisch durch Jones-Matrizen behandelt werden [Jon42]. Startet man z. B. mit einem parallel zur  $x$ -Achse polarisierten Strahl

$$\vec{E}_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.53)$$

so wird der doppelbrechende Laserstab im mitbewegten Koordinatensystem des Strahls durch das folgende Produkt dreier  $2 \times 2$ -Matrizen repräsentiert:

$$M_{Stab} = R(\varphi) \begin{pmatrix} e^{i\psi(r)} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} R(-\varphi) \quad (3.54)$$

$$R(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}, \quad \psi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} L_S (n_r(r) - n_\varphi(r)) \quad (3.55)$$

Die Funktion  $\psi(r)$  beschreibt die relative Phasenschiebung zwischen den beiden Polarisationskomponenten für einen einfachen Durchgang durch den Stab.

Den Polarisationszustand nach der Propagation durch den Kristall erhält man nun durch Multiplikation des Vektors der Eingangspolarisation  $\vec{E}_x$  mit der Jones-Matrix  $M_{Stab}$ :

$$\vec{E} = M_{Stab} \vec{E}_x = \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi e^{i\psi(r)} + \sin^2 \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi (e^{i\psi(r)} - 1) \end{pmatrix} \quad (3.56)$$

Mit Ausnahme der Punkte auf den Koordinatenachsen herrscht somit über die gesamte Querschnittsfläche des Stabes eine elliptische Polarisation vor, die stark vom Azimuthwinkel  $\varphi$  abhängt.

Als Depolarisationsverlust bezeichnet man den Anteil der Eingangsintensität, welcher durch zwei gekreuzte Polarisatoren vor und hinter dem gepumpten Laserkristall transmittiert wird, also senkrecht zum Eingangsstrahl polarisiert ist. Für den obigen Fall des parallel zur  $x$ -Achse polarisierten Eingangsstrahls  $\vec{E}_x$  ergibt sich dieser somit aus dem Betragsquadrat der  $y$ -Komponente des Vektors  $\vec{E}$  [Bor87]:

$$v(r, \varphi) = \left| \sin \varphi \cos \varphi (e^{i\psi(r)} - 1) \right|^2 = \sin^2(2\varphi) \sin^2\left(\frac{\psi(r)}{2}\right) \quad (3.57)$$

Dieser Depolarisations-Verlustfaktor ist in Abbildung 3.3 für den Modellfall der homogenen Anregung ((3.6), (3.20) - (3.23)) für zwei verschiedene Pumpleistungen über dem Stabquerschnitt dargestellt, wobei die Wellenlänge eines HeNe-Probelasers von 633 nm zugrunde gelegt wurde. Es ergibt sich eine kombinierte Kreuz- und Ringstruktur, wobei die Arme des Kreuzes parallel und senkrecht zur eingestrahnten Polarisationsrichtung orientiert sind. Sie entsprechen den Winkeln  $\varphi = 0$  und  $\varphi = \pi/2$  in (3.56), welche nur eine Phasenverzögerung, jedoch keine Polarisationsdrehung verursachen. Die schwarzen Ringe gehören jeweils zu einer ganzzahligen Anzahl von Wellenlängen Phasenverzögerung. Aufgrund der stärkeren Spannungen und der daraus resultierenden größeren Brechungsindex-Differenz nach (3.57) treten bei höherer Pumpleistung mehr dunkle Ringe auf.

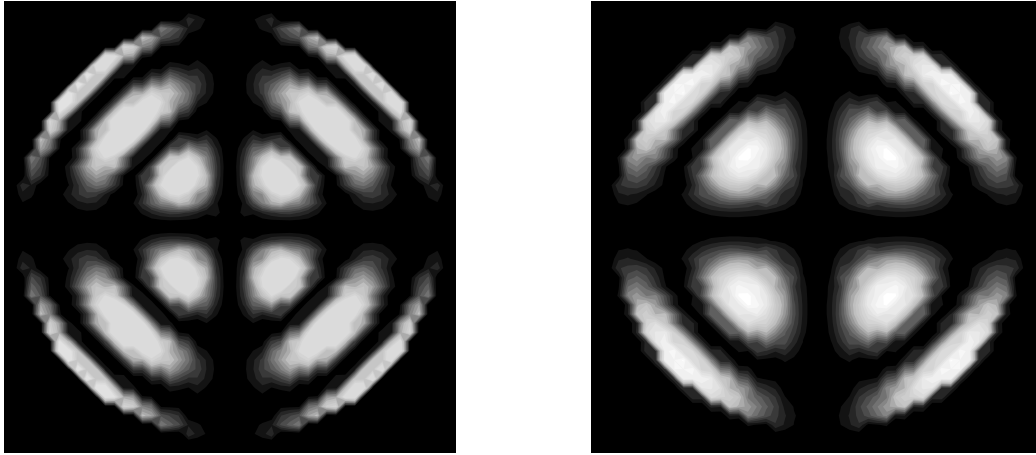


Abbildung 3.3: Depolarisations-Verlustfaktor über dem Stabquerschnitt für zwei verschiedene Pumpleistungen.

Wird durch Einbringen eines Polarisators in den Laserresonator linear polarisierter Betrieb erzwungen, so entsprechen die hellen Zonen in den beim einmaligen Durchgang durch den Polarisator entstehenden Verlusten. Die Folge des ortsabhängigen Verlustfaktors ist eine deutlich geringere Effizienz des Lasers. Den Gesamtverlust für eine ebene Welle erhält man durch normierte Integration des Verlustfaktors über die Querschnittsfläche des Stabes:

$$V = \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{2\pi r_s} \int_0^0 \sin^2(2\varphi) \sin^2\left(\frac{\psi(r)}{2}\right) r dr d\varphi \quad (3.58)$$

Besitzt die durch den Stab laufende Strahlung einen von einer ebenen Welle abweichenden transversalen Intensitätsverlauf, so ist der Faktor (3.57) noch mit dem entsprechenden normierten Profil zu multiplizieren. Dies ist z. B. im Grundmodebetrieb oder bei Verwendung der Gaußschen Mode eines HeNe-Prob lasers der Fall. Für einen Gaußschen Strahl mit dem über die Stablänge konstanten Radius  $\omega_G$  erhält man:

$$V_G = \frac{2}{\pi \omega_G^2} \frac{1}{1 - \exp\left(-2 \frac{r_s^2}{\omega_G^2}\right)} \int_0^{2\pi r_s} \int_0^0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{\omega_G^2}\right) \sin^2(2\varphi) \sin^2\left(\frac{\psi(r)}{2}\right) r dr d\varphi \quad (3.59)$$

Die Integrale (3.58) und (3.59) sind i. a. nur numerisch lösbar. Für parabolische Spannungsprofile, d. h. im homogen angeregten Fall, existiert jedoch die analytische Lösung:

$$V^{\text{hom}} = \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{1}{2A r_s^2} \sin(2A r_s^2) \right) \quad (3.60)$$

$$V_G^{\text{hom}} = \frac{1}{4} \left( \frac{1}{1 + \frac{1}{A^2 \omega_G^4}} - \frac{1}{1 + A^2 \omega_G^4} \frac{2 \sin^2(A r_s^2) + A \omega_G^2 \sin(2 A r_s^2)}{\exp\left(2 \frac{r_s^2}{\omega_G^4}\right) - 1} \right) \quad (3.61)$$

$$\text{mit } A = \frac{\pi L_s Q n_0^3}{16 M_s \lambda} (\pi_{11} - \pi_{12})$$

Abbildung 3.4 zeigt die Faktoren  $V^{\text{hom}}$  und  $V_G^{\text{hom}}$  als Funktionen der eingebrachten Wärmeleistung für eine Wellenlänge von  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . Für  $V_G^{\text{hom}}$  wurde ein Gaußscher Modenradius angenommen, der die Hälfte des Stabradius beträgt. Beide Faktoren nähern sich für große Wärmeleistungen einem Wert von 0.25 % an. Bei zunehmender Wärmeleistung treten in der Verteilung des Verlustfaktors (3.57) immer mehr helle und dunkle Ringe auf, die alternierend am Stabrand erscheinen und nach innen laufen (vgl. Abbildung 3.3). Dieses Verhalten prägt dem Gesamtverlustfaktor für die ebene Welle eine Oszillation auf. Da die Gaußsche Mode im wesentlichen die Region um die Stabachse abfragt, in der nur relativ geringe Variationen auftreten, wird die Oszillation in diesem Falle weitgehend unterdrückt.

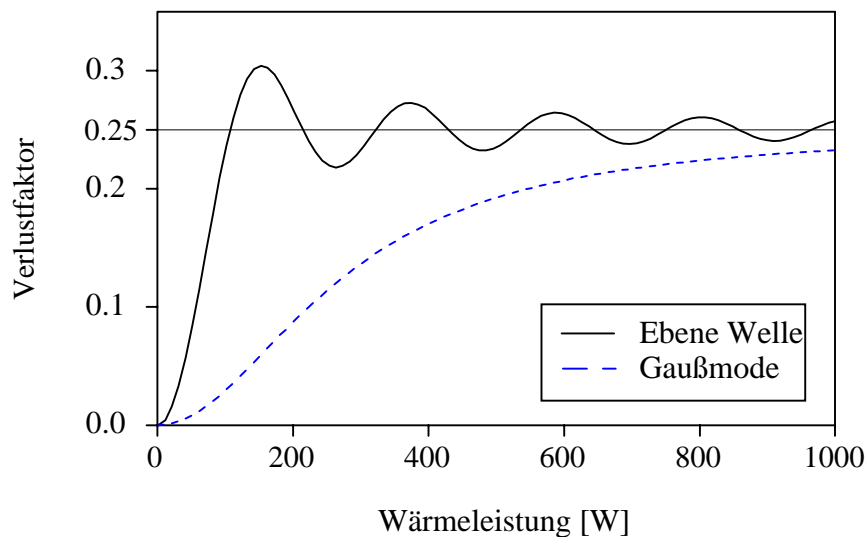


Abbildung 3.3: Gesamtverlustfaktoren  $V^{\text{hom}}$  für ebene Welle und  $V_G^{\text{hom}}$  für Gaußsche Mode im homogen angeregten Fall über der eingebrachten Wärmeleistung (für  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ).

## 4. Experimenteller Aufbau der Lasersysteme

Bei der optischen Anregung von Festkörperlasern fällt im Lasermedium Wärme an, die durch thermooptische Effekte die erzielbare Ausgangsleistung und Strahlqualität limitiert. Im Rahmen dieser Arbeit sollte durch die Untersuchung und Realisierung geeigneter Anregungsgeometrien eine weitestmögliche Reduktion störender thermisch induzierter Einflüsse erfolgen. Durch Untersuchung unterschiedlicher Anordnungen sollten für die Eingangsgrößen (Kristallgeometrie, Pumpleistung, Pumplichtverteilung) Parameterfelder identifiziert werden, für welche die geforderten Ausgangsspezifikationen (Leistung, Effizienz, Strahlqualität) erreicht werden.

Somit bestand der Bedarf nach einer möglichst flexiblen Pumpquelle. Es wurden daher fasergekoppelte Diodenlaser eingesetzt, mit denen die Pumplichtverteilung durch entsprechende Positionierung der Faserenden leicht beeinflusst werden kann und in gleicher Weise eine Anpassung an unterschiedliche Geometrien des Lasermediums möglich ist. Darüber hinaus bietet das Konzept der Faserkopplung weitere wesentliche Vorteile. So wird die Handhabung des Lasersystems durch die räumliche Trennung von Laserkopf und Pumpquelle vereinfacht. Wartungsarbeiten am Laserkopf selbst entfallen weitgehend, die Justierung der optischen Elemente des Lasers bleibt damit stets erhalten.

Weiterhin können mit fasergekoppelten Diodenlasern sehr hohe Pumpleistungsdichten erzielt werden, während diese bei direkter Verwendung herkömmlicher Diodenlaserbarren durch die Abmessungen der benötigten Kühlung und Koppeloptik begrenzt sind [Gol95]. Somit lassen sich durch Verwendung kleinerer laseraktiver Kristalle sowohl Baugrößen als auch Verluste durch Reabsorption und Streuung verringern.

### 4.1 Fasergekoppelte Diodenlaser

Als Pumpquelle wurden im Rahmen dieser Arbeit fasergekoppelte Diodenlaser der Fa. Jenoptik Laserdiode GmbH mit einer Ausgangsleistung von nominell 10 W cw am Faserende eingesetzt. Deren Realisierung erfolgte durch Einkopplung der Strahlung der 48 Einzelemitter eines Breitstreifenarrays (nominell 15 W bei 26 A Stromstärke) in ein Faserarray, welches dann zu einem Bündel mit kreisförmigem Umriß zusammengeführt und in eine einzelne Übertragungsfaser abgebildet wurde. Am Ende dieser drei Meter langen, Quarz-Quarz-Stufenindexfaser (Kerndurchmesser 800  $\mu\text{m}$ ,  $\text{NA} = 0.2$ ) befand sich ein SMA-905-



Faserstecker, beide Endflächen der Faser waren vom Hersteller mit einer dielektrischen Antireflex-Beschichtung für die Wellenlänge 808 nm versehen.

Die aktive Kühlung der Laserbarren erfolgte konventionell durch eine Wärmesenke aus Kupfer, die vom Kühlmittel (deionisiertes Wasser mit Korrosionsinhibitor Grünbeck KW0) durchflossen wurde. Die Durchflußmenge betrug ca. 40 Liter pro Stunde bei einem Druck von 2 bar. Die Temperatur der Diodenlaser wurde durch in der Nähe des aktiven Halbleiterchips angebrachte NTC-Temperaturfühler überwacht, die eine Stromabschaltung im Falle der Überhitzung ermöglichen. Der prinzipielle Aufbau der verwendeten fasergekoppelten Diodenlaser ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

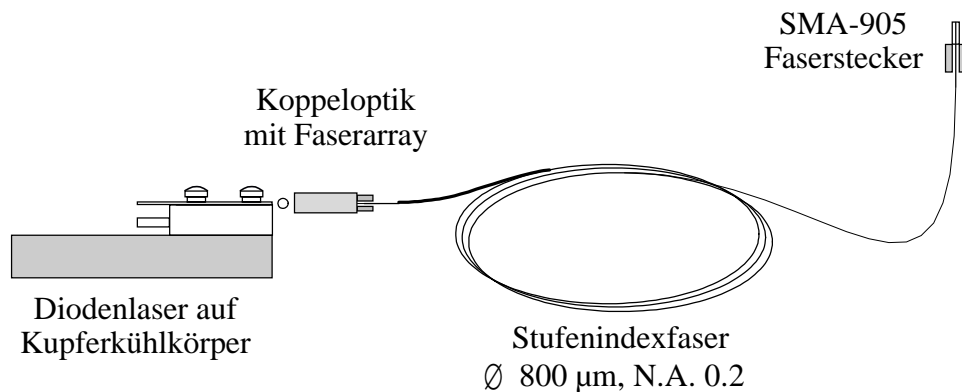


Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau der verwendeten fasergekoppelten Diodenlaser

Die Stromversorgung der aus jeweils 14 in Reihe geschalteten Diodenlasern bestehenden Baugruppen erfolgte mit speziellen Laserdiodentreibern (ebenfalls Jenoptik Laserdiode GmbH, Modell JO DD 30/180), die eine maximale Stromstärke von 30 A bei einer Spannung von bis zu 30 V lieferten und über Temperatur- und Spannungs-Sense-Leitungen mit den Diodenlasermodulen verbunden waren.

Die folgende Abbildung 4.2 zeigt exemplarisch die Kennlinie der Ausgangsleistung am Faserende und das Emissionsspektrum eines verwendeten fasergekoppelten Diodenlasers bei einem Kühlwasserdurchfluß von 40 Litern pro Stunde und einer Temperatur von 21 °C.

Für die dargestellten Messungen wurde ein Leistungsmeßgerät (Coherent, Modell Fieldmaster) mit großflächigem pyroelektrischem Detektorkopf sowie ein Gittermonochromator (Fa. Jobin Yvon, Modell HR 320) mit Photomultiplier verwendet. Der für Hochleistungsdiodenlaser vergleichsweise geringe differentielle Wirkungsgrad von unter

0.7 W/A erklärt sich durch die bei der Fasereinkopplung entstehenden Kopplungsverluste von 20 – 30 %. Zur Verhinderung von Kondensation wurden die Diodenlasergehäuse mit trockener Luft gespült, so daß eine Variation der Kühlmitteltemperatur von 25 °C bis hinab zu 10 °C möglich war, um die Emissionswellenlänge der Diodenlaser an das Absorptionsmaximum von Nd:YAG bei 808 nm anzupassen.

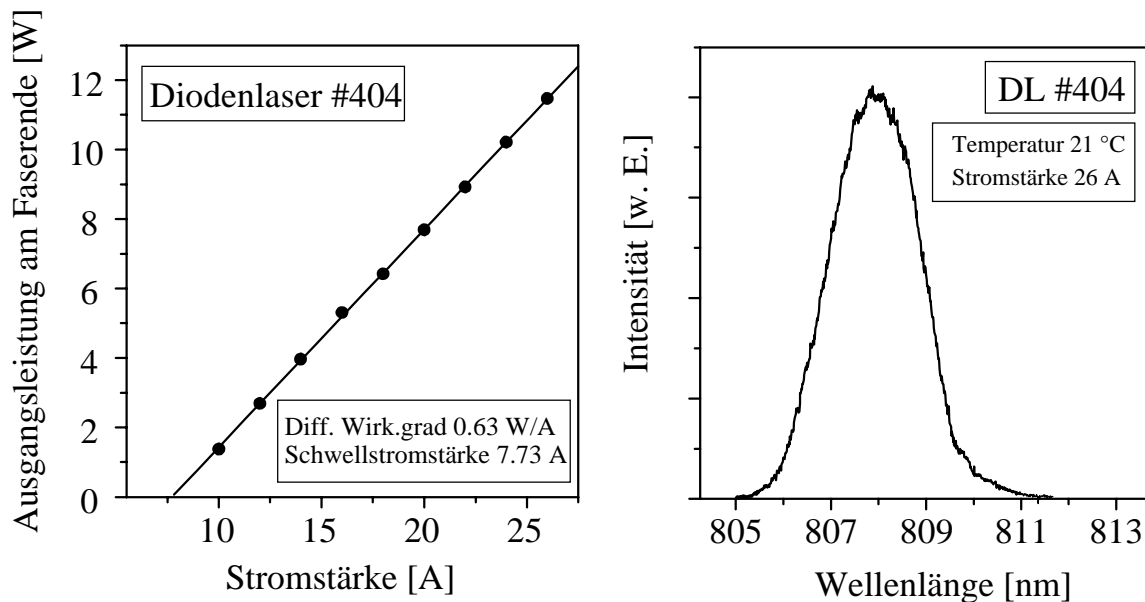


Abbildung 4.2: Leistungskennlinie und Emissionsspektrum eines exemplarisch ausgewählten fasergekoppelten Diodenlasers

Da die räumliche Abstrahlcharakteristik der Diodenlaser wichtig sowohl für die Auslegung der Laserköpfe als auch für die thermischen Simulationen ist, wurde sie mit einem speziellen Meßaufbau erfaßt. Dazu wurde eine Meßfaser mit 100 µm Kerndurchmesser so auf einem schwenkbaren Ausleger montiert, daß das Faserende um einen Punkt auf der Drehachse gedreht werden konnte, wobei es stets auf diesen Punkt ausgerichtet blieb, in den das Ende der Pumpfaser positioniert wurde. Durch Registrierung der durch die Meßfaser transmittierten Leistung mittels einer Photodiode konnte so das Winkelprofil der aus der Pumpfaser austretenden Strahlung aufgenommen werden. Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis für einen exemplarisch ausgewählten Diodenlaser zusammen mit einer angefitzten Gauß-Funktion. Abweichend von der Herstellerangabe für die numerische Apertur der Faser von 0.22 wies das austretende Pumplicht – gemessen an den  $1/e^2$ -Radien des Winkelprofils – eine Divergenz von etwa  $10^\circ$  entsprechend einer numerischen Apertur von 0.17 auf.

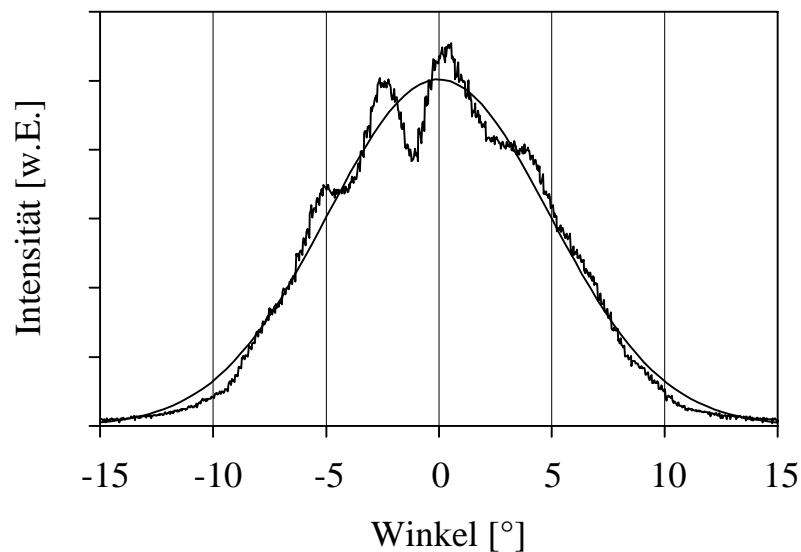


Abbildung 4.3: Gemessenes Winkelprofil der Abstrahlung eines exemplarisch ausgewählten fasergekoppelten Diodenlasers. Zusätzlich ist eine angefittete Gaußkurve gezeigt.

## 4.2 Laserköpfe

Die Laserköpfe wurden entsprechend den folgenden Anforderungen konzipiert:

- Symmetrische transversale Anregung des Laserkristalls zur Minimierung von sphärischen Aberrationen und Astigmatismus
- Einsatz von Reflektorsegmenten zur Ausnutzung der beim direkten Durchgang durch den Kristall nicht absorbierten Strahlung
- Modularer Aufbau der Stabhalterung zum Austausch und Vergleich verschiedener Laserstäbe ohne Demontage des Laserkopfs
- Während des Betriebes veränderbarer Faserabstand vom Laserkristall zur Beeinflussung der Pumplichtverteilung
- Ermöglichung des Austauschs von fasergekoppelten Diodenlasern ohne Dejustage des Laserkopfs

Zur Erfüllung der letztgenannten Anforderung wurde an das Ende der Übertragungsfaser der Diodenlaser mit Hilfe von Faserkupplungen (SMA 905) eine weitere Lichtleitfaser (Ceram Optec) mit identischen Parametern (s. Abschnitt 4.1) angeschlossen, deren anderes Ende, von der Schutzummantelung aus Silikon befreit, an den Laserkristall geführt wurde. Der Austausch eines Diodenlasers beschränkte sich somit auf das An- und Abschrauben eines Fasersteckers und war selbst während des Laserbetriebs möglich. Die eigentlichen Laserköpfe

bestanden aus Aluminium-Grundplatten, in denen sich Führungsschienen für die im folgenden erläuterten Pumpmodule und die Kristallhalterungen befanden. Die äußeren Abmessungen der Laserköpfe betragen ca. 40 cm × 30 cm × 6 cm (Höhe × Breite × Tiefe).

### Kristallkühlung

Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebauten Lasersysteme wurden Nd:YAG-Stäbe mit Durchmessern von 3 mm, 4 mm und 6 mm verwendet, die Dotierkonzentrationen von 0.5 % bis 0.9 % at. aufwiesen. Diese wurden konzentrisch in einem Strömungsrohr aus Duranglas gehalten, deren äußere Mantelfläche mit einer dielektrischen Antireflex-Beschichtung für die Pumpwellenlänge von 808 nm versehen war.

Der Durchmesser der Strömungsrohre wurde jeweils so gewählt, daß sich zwischen Stab und Duranrohr ein Kühlmittelkanal von ca. 1 mm ergab. Abbildung 4.4 zeigt einen transversalen Schnitt durch die Kristallhalterung am Beispiel eines von drei Seiten angeregten Stabes. Zur Verdeutlichung der Größenverhältnisse sind zusätzlich die im folgenden Abschnitt erläuterten Pumpmodule und Reflektorsegmente dargestellt.

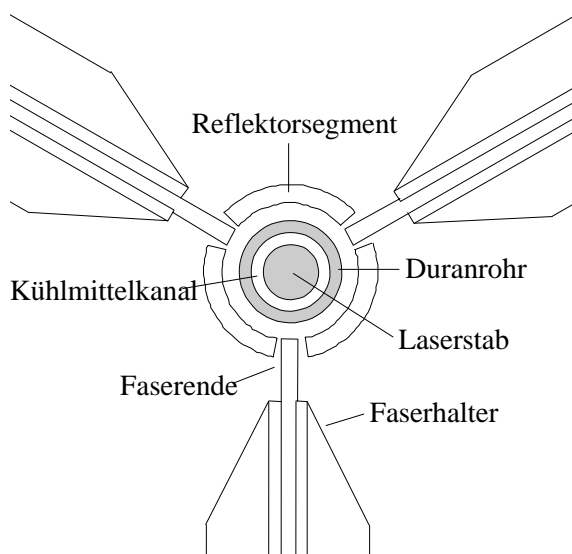


Abbildung 4.4: Prinzipielle Anordnung des Laserkopfes (nicht maßstabsgetreu).

Zur Vorbeugung von Ablagerungen an Kristall oder Duranrohr wurde deionisiertes Wasser als Kühlmittel verwendet, weshalb die zur Halterung des Strömungsrohrs eingesetzten Platten aus Aluminium zum Schutz vor Korrosion eloxiert waren. Die Abdichtung von Strömungsrohr und Laserkristall an den Enden erfolgte durch O-Ringe aus Kautschuk bzw. Teflon. Da aufgrund der angestrebten hohen Pumpleistungsdichten Wärmemengen von bis zu 80 W pro Zentimeter Stablänge abgeführt werden mußten, wurde die Kristallkühlung auf eine

maximale Durchflußmenge von 300 Litern pro Stunde ausgelegt, was einer turbulenten Strömung entspricht. Die Temperatur des Kühlmittels wurde wegen der Gefahr der Kondensation von Luftfeuchtigkeit auf den Stabendflächen nicht unter 15 °C gesenkt.

### Pumpgeometrien

Die Pumpmodule wurden durch die Gruppierung von jeweils 10, 16 oder 43 Fasern im Mittenabstand von 2 mm aufgebaut, womit eine lineare Pumpleistungsdichte pro Modul von 50 W/cm erreicht wurde. Bei Anregung von drei bzw. fünf Seiten aus wurde so eine maximale lineare Pumpleistungsdichte von 150 W/cm bzw. 250 W/cm erreicht. Den prinzipiellen Aufbau zeigt Abbildung 4.5.

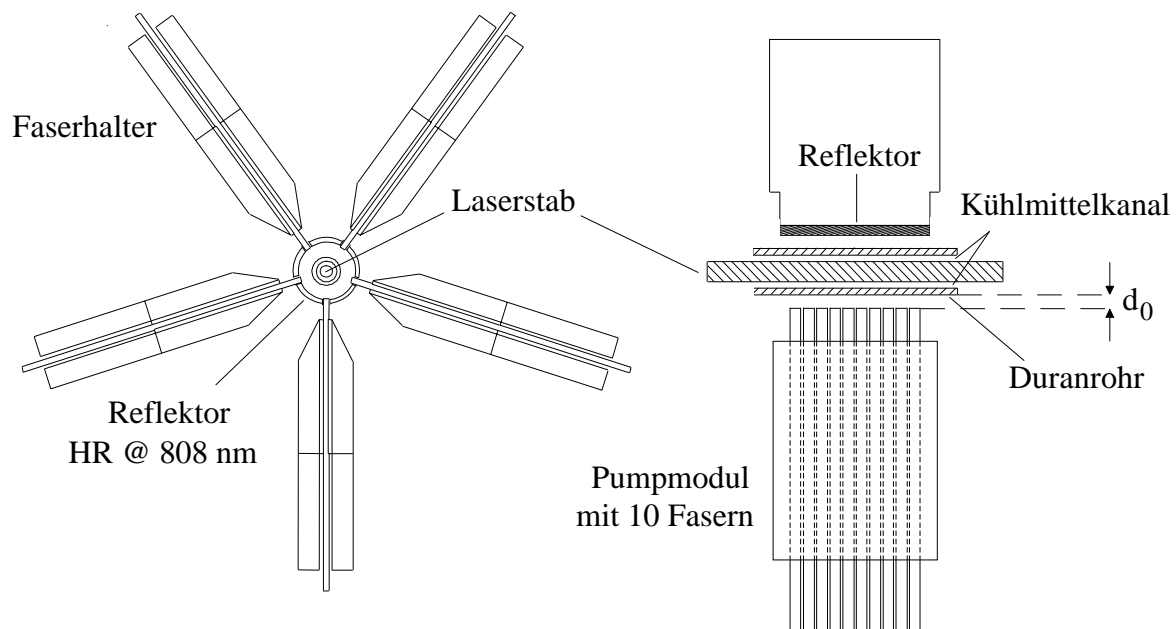


Abbildung 4.5: Pumpgeometrie bei Anregung von fünf Seiten.

Die Halterung der ausgerichteten Faserenden in den Pumpmodulen erfolgte in einer Klemmkonstruktion aus Aluminium und Teflon, die ein seitliches und längsseitiges Verrutschen der Fasern verhinderte. Die Faserhalter waren auf Verschiebetischen mit Mikrometerschrauben befestigt, welche eine genaue Einstellung des Abstandes der Faserendflächen vom Duranrohr ermöglichten. Dieser Abstand  $d_0$ , der entscheidend ist für die Pumplichtverteilung im Kristall und die daraus resultierenden thermischen Effekte, konnte auch während des Laserbetriebs in einem Bereich von 1 mm bis 25 mm variiert werden.

## 5. Thermooptische Modellierung

Für den Betrieb und die Optimierung diodengepumpter Festkörperlaser mit hoher Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb ist ein solides Verständnis der thermischen und thermooptischen Vorgänge im Laserkristall erforderlich. Diese unterscheiden sich aufgrund der effizienten, schmalbandigen Anregung erheblich von denen, welche in Festkörperlasern auftreten, die mit Blitz- oder Bogenlampen angeregt werden. Die Anregung mit Diodenlasern, welche auf die maximalen Absorptionsbanden des Laserkristalls abgestimmt sind, verringert zwar insgesamt die thermische Belastung des Kristalls, führt aber in den meisten Fällen zu einer inhomogenen Verteilung der absorbierten Pumpstrahlung im Lasermaterial. Dies gilt insbesondere für longitudinale, aber auch für transversale Pumpgeometrien, welche Thema der vorliegenden Arbeit sind.

Im Gegensatz zur homogenen Anregung durch Lampen, welche in zahlreichen Arbeiten [Koe88] behandelt wurden, entziehen sich im Fall einer inhomogenen Inversionsverteilung die Differentialgleichungen für die thermischen und thermooptischen Größen einer analytischen Lösung. Dies gilt insbesondere, wenn die Abhängigkeit dieser Größen von allen drei Koordinaten berücksichtigt werden soll. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb ein Computerprogramm entwickelt, das die thermischen und thermooptischen Effekte für die in Kapitel 4 beschriebenen Pumpgeometrien in einem dreidimensionalen Modell numerisch berechnet. Hierbei sollte insbesondere der Einfluß des Faserabstandes vom Laserkristall und damit der Homogenität der Pumplichtverteilung untersucht werden.

### 5.1 Der Absorptionskoeffizient

Bei Anregung mit Diodenlasern im Wellenlängenbereich um 800 nm werden in Nd:YAG die  ${}^4F_{5/2}$ - und  ${}^2H_{9/2}$ -Niveaus bevölkert, die dann sehr schnell in das ober Laserniveau  ${}^4F_{3/2}$  relaxieren (vgl. Abschnitt 2.1). Insbesondere bei kontinuierlicher Anregung sind in der Praxis die auftretenden Pumplichtintensitäten zu klein, um den Pumpübergang merklich auszubleichen. Die Absorption schmalbandiger Pumpstrahlung kann daher mit dem Lambert-Beerschen Gesetz durch einen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  beschrieben werden. Bei den üblichen Dotierungskonzentrationen von nicht mehr als 1,1 % at. Nd<sup>3+</sup> kann eine lineare Abhängigkeit dieses Koeffizienten vom Dotierungsgrad angenommen werden. Durch Transmissionsmessung an einer dünnen Nd:YAG-Scheibe in einem Spektrometer (Fa. Perkin-Elmer) wurde der spektrale Verlauf dieses Absorptionskoeffizienten im Bereich 800 – 820 nm

mit einer Auflösung von 0.1 nm bestimmt. Das auf 1 % at. Nd<sup>3+</sup> Dotierung (entsprechend  $1.38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  Ionen Nd<sup>3+</sup>) normierte Ergebnis ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Deutlich erkennbar ist das Absorptionsmaximum bei 808.6 nm.

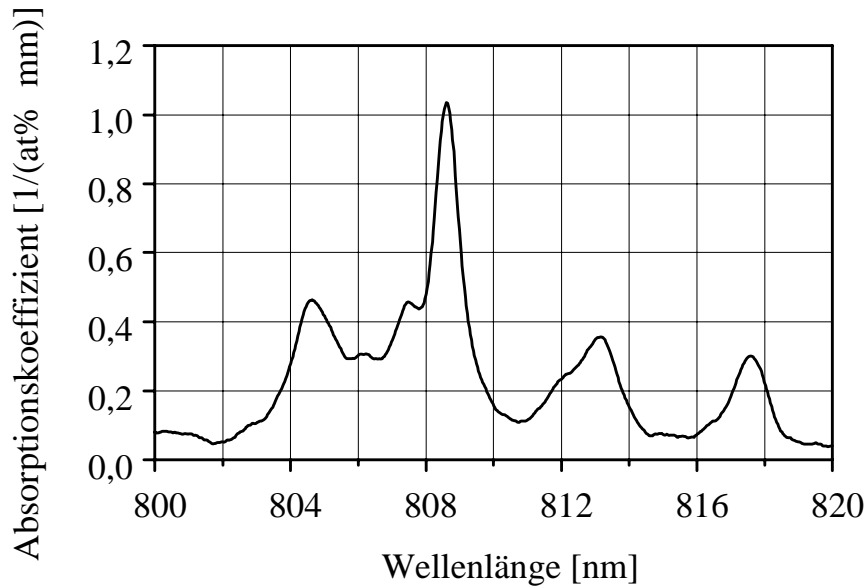


Abbildung 5.1: Gemessener spektraler Verlauf des Absorptionskoeffizienten in Nd:YAG für Pumpstrahlung im Bereich 800 – 820 nm.

Das Spektrum eines Hochleistungsdiodenlasers hat typischerweise eine spektrale Breite um 2 nm, bei Verwendung vieler Diodenlaser ergeben sich Gesamtspektren mit Breiten von mehreren nm. Innerhalb dieser Breite ändert sich der Absorptionskoeffizient signifikant. Um die Absorption mit dem Lambert-Beerschen Gesetz beschreiben zu können, muß daher ein effektiver Absorptionskoeffizient eingeführt werden, der vom spektralen Leistungsdichteprofil  $p(\lambda)$  der Pumpquelle abhängt:

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} \alpha(\lambda) p(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} p(\lambda) d\lambda} = \frac{1}{P} \int_0^{\infty} \alpha(\lambda) p(\lambda) d\lambda \quad (5.1)$$

Darin ist  $P$  die gesamte im Spektralprofil enthaltene Pumpleistung, die sich durch Integration über die Wellenlänge ergibt. Da die einzelnen Spektralkomponenten unterschiedlich stark absorbiert werden, ändert sich das Profil  $p(\lambda)$  und damit auch  $\alpha_{\text{eff}}$  mit der durchlaufenen Strecke  $x$  im absorbierenden Medium. Das Lambert-Beersche Gesetz lautet dann mit dem spektralen Leistungsdichteprofil  $p_0(\lambda)$  am Anfang des Mediums:

$$p(\lambda, x) = p_0(\lambda) \exp(-\alpha_{\text{eff}}(x)x) \quad (5.2)$$

Entsprechend gilt für die pro Länge absorbierte spektrale Pumpleistungsdichte  $p_{\text{abs}}(\lambda, x)$ :

$$p_{\text{abs}}(\lambda, x) = \alpha_{\text{eff}}(x) p(\lambda, x) = \alpha_{\text{eff}}(x) p_0(\lambda) \exp(-\alpha_{\text{eff}}(x)x) \quad (5.3)$$

Die pro Länge absorbierte Leistung ergibt sich dann durch Integration über die Wellenlänge:

$$P_{\text{abs}}(x) = \int_0^{\infty} p_{\text{abs}}(\lambda, x) d\lambda \quad (5.4)$$

Da  $\alpha(\lambda)$  nicht als analytische Funktion vorliegt, lassen sich die (Integral-)Gleichungen (5.2) und (5.3) nur numerisch durch Iteration in  $x$  auswerten.

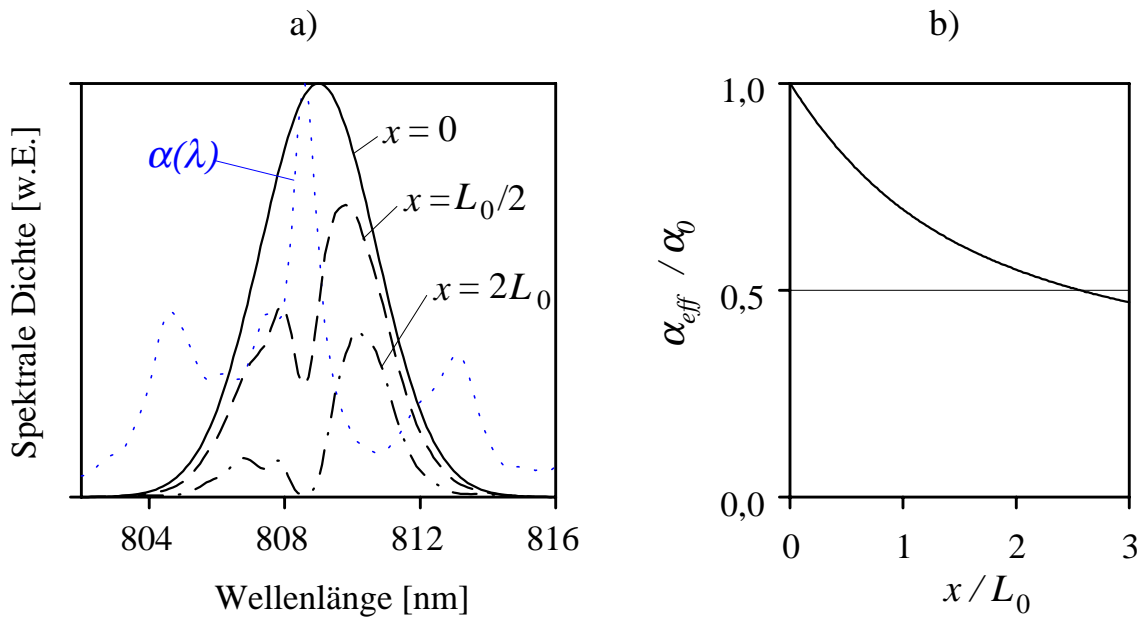


Abbildung 5.2: a) Änderung eines anfangs Gaußschen Pumplichtspektrums ( $\lambda_0 = 809 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda = 4 \text{ nm}$ ) bei Propagation in Nd:YAG. b) Entsprechender Verlauf des effektiven Absorptionskoeffizienten  $\alpha_{\text{eff}}(x)$ . Die Laufstrecke  $x$  ist skaliert in Einheiten der anfänglichen effektiven Absorptionslänge  $L_0 = \alpha_0^{-1} = \alpha_{\text{eff}}^{-1}(0)$ , die im gezeigten Beispiel für eine Dotierung von 0.5 % at.  $\text{Nd}^{3+}$   $L_0 = 4.97 \text{ mm}$  beträgt.

Abbildung 5.2a zeigt die Änderung des Spektralprofils bei Durchlaufen von Nd:YAG für das Beispiel eines Gaußschen Startprofils mit der Zentralwellenlänge 809 nm und der vollen Halbwertsbreite 4 nm. In Abbildung 5.2b ist die entsprechende Änderung des effektiven Absorptionskoeffizienten über die Laufstrecke im Medium dargestellt. Die Laufstrecke ist dabei in Einheiten der Absorptionslänge  $L_0$  angegeben, die dem effektiven Absorptionskoeffizienten des Startprofils nach Gleichung (5.1) entspricht:



$$L_0 = \frac{1}{\alpha_{eff}(x=0)} \quad (5.5)$$

Mit den oben für das spektrale Pumpleistungsprofil angenommenen Parametern beträgt sie in Nd:YAG bei einer Dotierung von 0.5 % at.  $L_0 = 4.97$  mm. Die pro Länge absorbierte Pumpleistung nach (5.4) ist für diese Parameter in Abbildung 5.3 gezeigt.

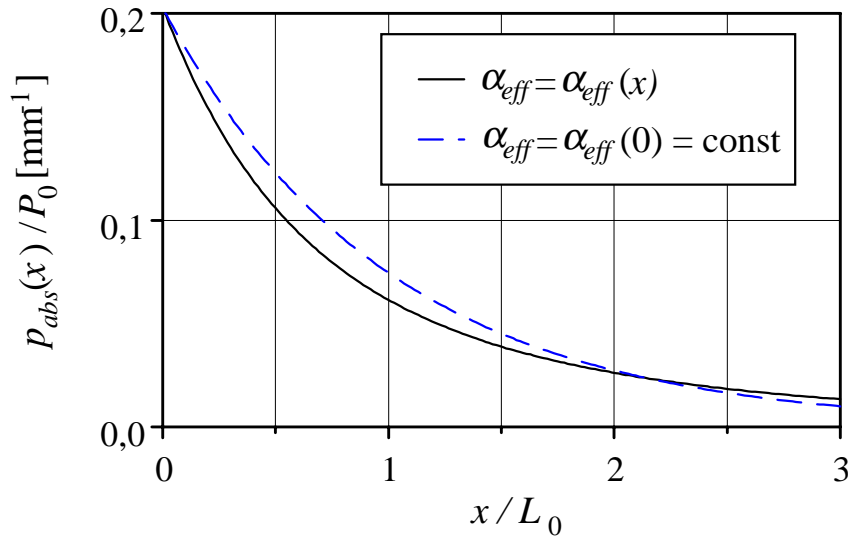


Abbildung 5.3: Absorbierte Pumpleistung pro Länge für die Parameter aus Abbildung 5.2, jeweils bei Berücksichtigung (durchgezogen) und bei Vernachlässigung (unterbrochene Linie) der Änderung des effektiven Absorptionskoeffizienten über die Laufstrecke.

Zum Vergleich ist auch der Verlauf dargestellt, der sich unter der Annahme ergibt, daß sich der Absorptionskoeffizient nicht über die Laufstrecke ändert, also konstant gleich dem Anfangswert  $\alpha_{eff}(0)$  bleibt. Diese Vereinfachung liefert zuerst höhere absorbierte Pumpleistungsdichten, da der Absorptionskoeffizient nicht wie im anderen Fall abnimmt, später jedoch geringere, da die noch zur Absorption verfügbare Restpumpleistung sich schneller verringert.

Zur allgemeineren Untersuchung der sich ergebenden Fehler bei Annahme eines konstanten Absorptionskoeffizienten wurden für unterschiedliche Gaußförmige Startprofile der spektralen Pumpleistungsverteilung die maximal auftretenden Abweichungen zwischen den linearen absorbierten Pumpleistungsdichten im konstanten und im (realen) variablen Fall ermittelt. Gerechnet wurde jeweils bis zu einer Strecke  $3 \cdot L_0$ , da die Pumpleistung dort i. a. so weit abgefallen ist, daß eventuell auftretende Effekte nicht mehr relevant sind. In Abbildung

5.4 sind die Ergebnisse über der Zentralwellenlänge der Startverteilung dargestellt. Kurvenparameter ist ihre volle Halbwertsbreite. Für realistische Parameter aus Bereichen ergeben sich also relative Abweichungen von nicht mehr als 30 %.

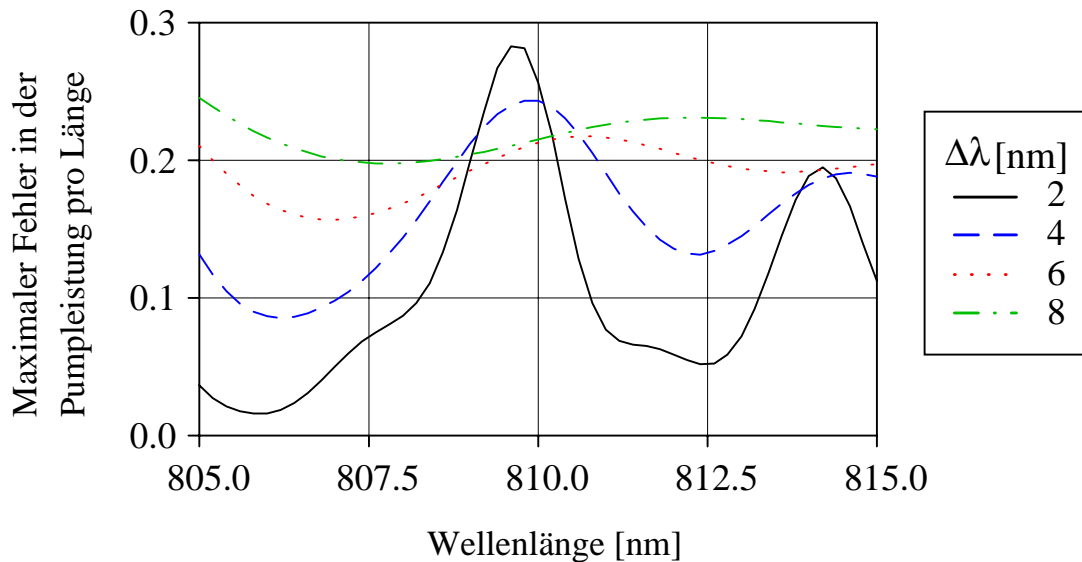


Abbildung 5.4: Maximal auftretende Abweichung der linearen absorbierten Pumpleistungsdichte bei Annahme des konstanten Absorptionskoeffizienten von derjenigen bei Berücksichtigung der Änderung.

Neben den auftretenden Pumpleistungsdichten wird auch die insgesamt im Lasermedium absorbierte Leistung durch den Absorptionskoeffizienten beeinflusst. Abbildung 5.5a zeigt – wiederum für das oben verwendete Beispiel - die nach Durchlaufen der Strecke  $x$  insgesamt absorbierte Pumpleistung  $P_{ges,abs}(x)$ :

$$P_{ges,abs}(x) = \int_0^{\infty} [p_0(\lambda) - p(\lambda, x)] d\lambda \quad (5.6)$$

Die Annahme eines konstanten Absorptionskoeffizienten ergibt wie erwartet für jede Kristalldicke eine höhere Gesamtabsorption. Der relative Fehler, der durch diese Vereinfachung gegenüber dem realistischeren Fall gemacht wird, ist in Abbildung 5.5b dargestellt. Bei  $x=0$  ist auch die Abweichung gleich null, da der Koeffizient noch übereinstimmt. Für große  $x$  verschwindet er ebenfalls, denn bei hinreichend großer Kristalldicke wird in beiden Fällen nahezu die gesamte eingestrahelte Leistung absorbiert. Dazwischen existiert ein Maximum. Dieses ist in Abbildung 5.6 als Funktion der Zentralwellenlänge des Gaußschen Startprofils für verschiedene spektrale Breiten gezeigt.

Daraus ist ersichtlich, daß für realistische Parameter der Fehler in der insgesamt absorbierten Pumpleistung nicht größer ist als 20 %.

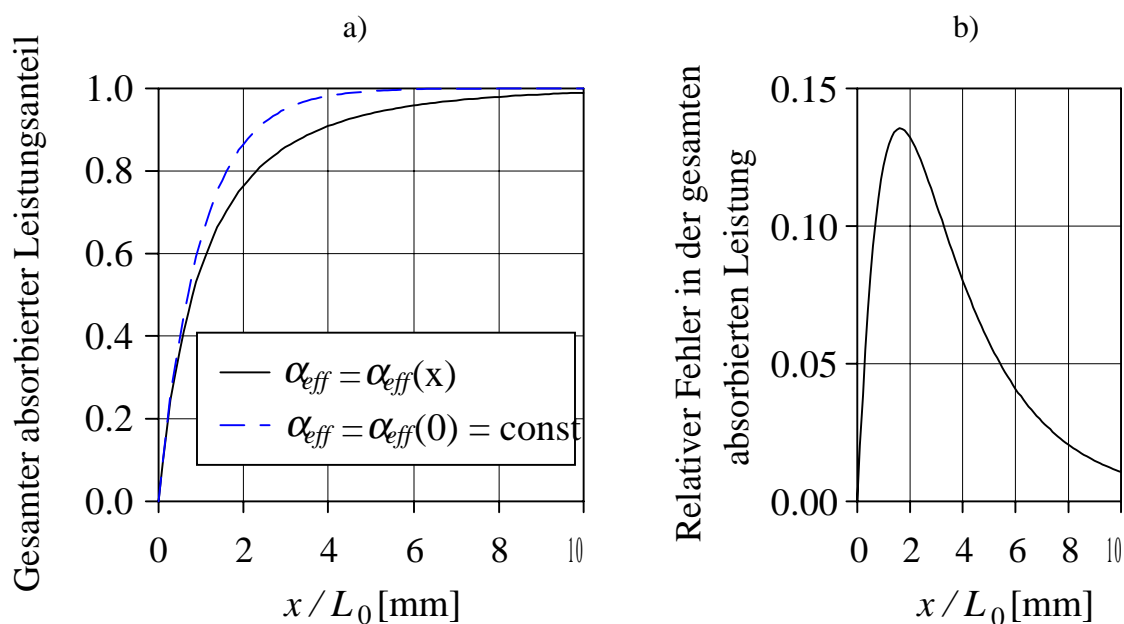


Abbildung 5.5: a) Gesamte absorbierte Pumpleistung als Funktion der im Fall des (realen) variablen bzw. des konstanten Absorptionskoeffizienten.

b) Relative Abweichung des konstanten vom variablen Fall

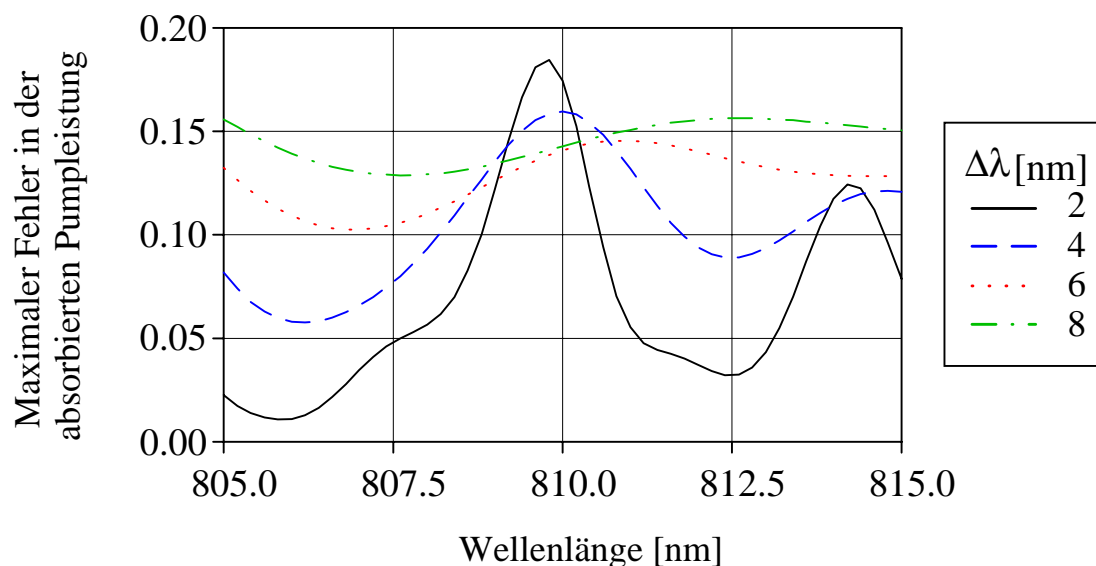


Abbildung 5.6: Maximale Abweichung der absorbierten Pumpleistung von der realen durch Annahme eines konstanten Absorptionskoeffizienten als Funktion der Zentralwellenlänge des Gaußschen Spektralprofils des einfallenden Pumplichts für verschiedene spektrale Breiten.

Die Fehler in der absorbierten Pumpleistung durch Annahme des anfänglichen effektiven Absorptionskoeffizienten als konstant über den Absorptionsweg liegen unterhalb von 20 %. Abschätzungen für die in dieser Arbeit verwendeten Stabdurchmesser und -dotierungen ergaben Abweichungen von unter 10 %. Fehler in dieser Größenordnung sind bei den Simulationen ebenfalls zu erwarten, da bei der im Rahmen dieser Arbeit vorliegenden Anzahl von einzelnen Pumpquellen das genaue Spektralprofil der Pumpleistung nur geschätzt werden kann. Der hohe Aufwand der Berücksichtigung des veränderlichen Absorptionskoeffizienten führt daher nicht zu real verbesserten Genauigkeit der thermischen Modellierung und ist damit nicht gerechtfertigt. Für die thermischen Simulationen wird daher wie im folgenden Abschnitt beschrieben die Pumplichtverteilung mit einem konstanten Absorptionskoeffizienten modelliert.

## 5.2 Modellierung der transversalen Pumpgeometrie

Wie in Kapitel 4 dargestellt, wird die Pumpstrahlung der Diodenlaser durch Quarzglasfasern direkt an das vom Kühlmittel durchflossene Strömungsrohr geführt, in dem sich der Laserkristall befindet. Auf abbildende Optiken zur Fokussierung in den Laserstab wird bewußt verzichtet, es soll im Gegenteil die große Divergenz der austretenden Strahlung ausgenutzt werden, um eine möglichst homogenen Pumplichtverteilung im Laserstab zu erreichen. Von den sowohl im Computerprogramm als auch im Experiment veränderbaren Parametern hat neben dem Faserabstand vom Duranrohr auch der Radius des Laserstabes hierauf entscheidenden Einfluß.

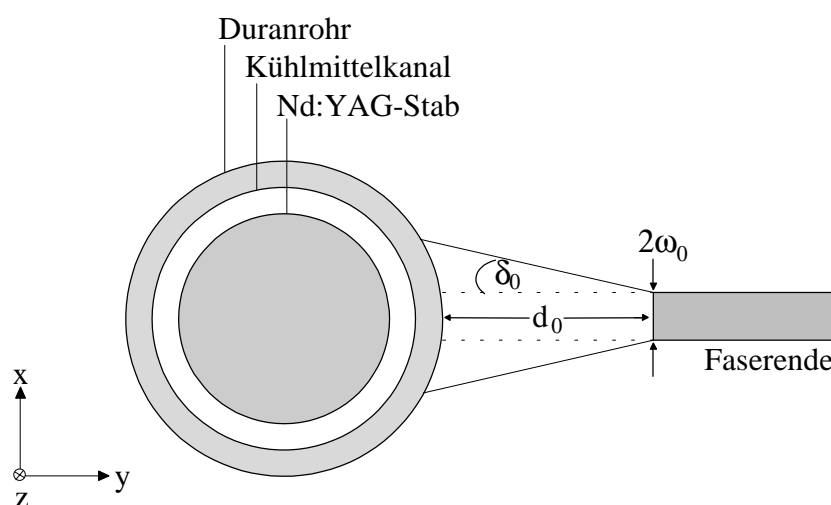


Abbildung 5.7: Pumpgeometrie und verwendetes Koordinatensystem

Die Koordinatenachsen für die Simulation werden im Laborsystem durch das erste Pumpmodul festgelegt, wobei die  $y$ -Achse der optischen Achse der Pumpstrahlung entspricht und die  $z$ -Achse in Richtung der [111]-Kristallachse zeigt, in der die Laserstäbe gezogen werden. Die geometrischen Verhältnisse sind in der nicht maßstabsgetreuen Abbildung 5.7 verdeutlicht.

Ausgangspunkt für das Computerprogramm ist eine in zwei Dimensionen gaußförmig verteilte Pumplichtintensität an der Faserendfläche, die für eine nahezu beliebige Anzahl von Fasern und Pumpmodulen dreidimensional modelliert werden kann und mit der experimentell gemessenen Intensitätsverteilung gut übereinstimmt:

$$I_0(x, y, z) = \frac{2}{\pi} \frac{P}{\omega(y)^2} \exp\left(-2 \frac{x^2 + z^2}{\omega(y)^2}\right) \quad (5.7)$$

$$\omega(y) = \omega_0 + (d_0 + r_d - y) \cdot \tan(\delta_0) \quad (5.8)$$

$$\int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int I_0(x, y, z) dx dz = P \quad (5.9)$$

Hierbei bezeichnet  $\omega(y)$  den radialen Abstand von der optischen Achse, bei dem die Intensität auf den  $1/e^2$ ten Teil der maximalen Intensität abgefallen ist. Dieser Abstand vergrößert sich in Luft entsprechend dem durch die numerische Apertur vorgegebenen Divergenzwinkel  $\delta_0$ . Die Konstante  $\omega_0$  steht für den durch die Geometrie festgelegten Strahlradius am Faserende (im Experiment  $400 \mu\text{m}$ ),  $d_0$  für den Abstand des Faserendes vom Duranrohr,  $r_d$  für den Außenradius dieses Rohrs,  $P$  bezeichnet die Ausgangsleistung am Faserende. Die Normierung bis zum Eintritt in das Strömungsrohr ist durch Gleichung (5.9) gewährleistet.

Um die Verteilung der Pumpstrahlung im Laserkristall möglichst realistisch zu simulieren, wird nun die Brechung an den einzelnen Oberflächen des Systems Duranrohr – Kühlmittelkanal - Laserkristall mit Hilfe des Brechungsgesetzes nach Snellius berechnet. Entsprechend den experimentellen Verhältnissen wird für die Dicke von Kühlmittelkanal und Duranrohr jeweils  $1 \text{ mm}$  angesetzt. Aufgrund der Stabgeometrie ergeben sich nun während der Ausbreitung unterschiedliche Divergenzwinkel  $\delta_x$ ,  $\delta_z$  und Strahlradien  $\omega_x$ ,  $\omega_z$  in  $x$ - bzw.  $z$ -Richtung. Diese hängen in komplexer Weise von den auftretenden Winkeln, Längen und Brechungsindizes ab. Unter der Voraussetzung, daß Sättigungseffekte vernachlässigt werden können, erhält man die im Laserkristall absorbierte Pumplichtintensität nach dem Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz:

$$I_{abs}(x, y, z) = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha P}{\omega_x(y) \omega_z(y)} \exp\left[-2\left(\frac{x^2}{\omega_x^2(y)} + \frac{z^2}{\omega_z^2(y)}\right)\right] \exp[-\alpha(r_s - y)] \quad (5.10)$$

Die Konstante  $\alpha$  steht für den effektiven Absorptionskoeffizienten nach (5.1),  $r_s$  bezeichnet den Radius des Laserstabes. Durch die Beschränkung des „ray-tracing“ auf die Divergenzwinkel und die Gaußschen Strahlradien wurde ein sinnvoller Kompromiß zwischen möglichst realistischer Simulation und steigender Berechnungsdauer gefunden, welcher die Aussagekraft der Ergebnisse in keiner Weise einschränkt.

Entsprechend der Streuung der Zentralwellenlängen der Laserdioden wurde eine spektrale Breite der Pumpstrahlung von 5 nm und eine Mittenwellenlänge von 808 nm angenommen. Damit liegt der Absorptionskoeffizient bei 1.1 % Dotierung nach (5.1) bei  $0.44 \text{ mm}^{-1}$ . Die folgende Abbildung 5.8 zeigt exemplarisch die Pumplichtverteilung in der  $x$ - $y$ -Ebene in einem Nd:YAG-Stab mit 4 mm Durchmesser, wobei nur mit einem Modul in Richtung der  $y$ -Achse gepumpt wird. Der Faserabstand vom Duranrohr  $d_0$  beträgt 5 mm. Die Fasergeometrie entspricht den experimentellen Gegebenheiten aus Kapitel 4 ( $\omega_0 = 400 \mu\text{m}$ ,  $\text{NA} = 0.17$ ).

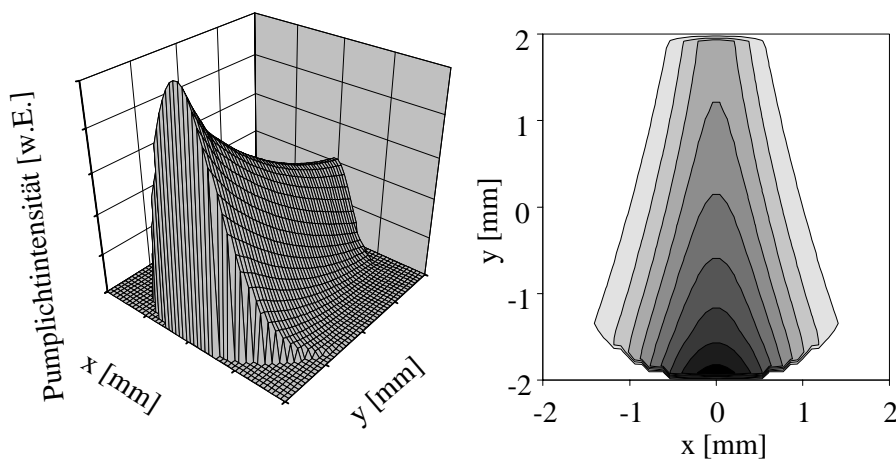


Abbildung 5.8: Pumplichtverteilung eines Pumpmoduls in der transversalen Schnittebene des Laserstabes bei 5 mm Faserabstand.

Für eine möglichst effiziente Anregung ist es insbesondere bei kleinen Stabradien notwendig, die nicht im Laserstab absorbierte Pumpleistung durch einen Reflektor noch einmal durch den Kristall zu schicken. Im Experiment geschieht dies durch dielektrisch beschichtete Glasrohrsegmente, das Computerprogramm simuliert dies durch Spiegelung der transmittierten Intensitätsverteilung. Um die in Kapitel 4 beschriebenen Pumpgeometrien mit ungerader Symmetrie zu erhalten, wird nun das Koordinatensystem für die anderen

Pumpmodule entsprechend um die  $z$ -Achse gedreht und die Intensitätsverteilungen im Kristall überlagert.

Der Einfluß des Faserabstandes  $d_0$  vom Strömungsrohr auf die Homogenität der Pumplichtverteilung soll nun am Beispiel der 3er-Symmetrie aufgezeigt werden. Das Computerprogramm simuliert die dreidimensionale Intensitätsverteilung in einem Nd:YAG-Stab mit der Länge 56 mm und dem Durchmesser 4 mm, der von drei 30 mm breiten Modulen angeregt wird, die jeweils aus 15 Fasern bestehen und 120 W Pumpleistung am Stab liefern. Die folgende Abbildung 5.9 zeigt Schnitte durch die  $xy$ -Ebene des Stabes bei 5 mm bzw. 11 mm Faserabstand vom Duranrohr. Abbildung 5.10 zeigt  $xz$ -Schnitte bei identischen Parametern.

Während im Fall des geringeren Faserabstandes ein deutliches Maximum der absorbierten Pumpstrahlung im Bereich der Stabachse auftritt und damit für ein sehr inhomogenes Profil sorgt, ergibt sich für den größeren Faserabstand eine nahezu homogene Verteilung. In der axialen Darstellung in Abbildung 5.9 zeichnen sich noch deutlich die Pumpkanäle der einzelnen Fasern ab, was zu einem sehr inhomogenen Verstärkungsprofil führt. Die starke Überhöhung der absorbierten Leistung im zentralen Bereich senkt dort zwar die nötige Schwellpumpleistung, verschlechtert aber aufgrund der daraus resultierenden thermischen Effekte die Strahlqualität und die Bedingungen für einen transversalen Grundmode-Betrieb extrem.

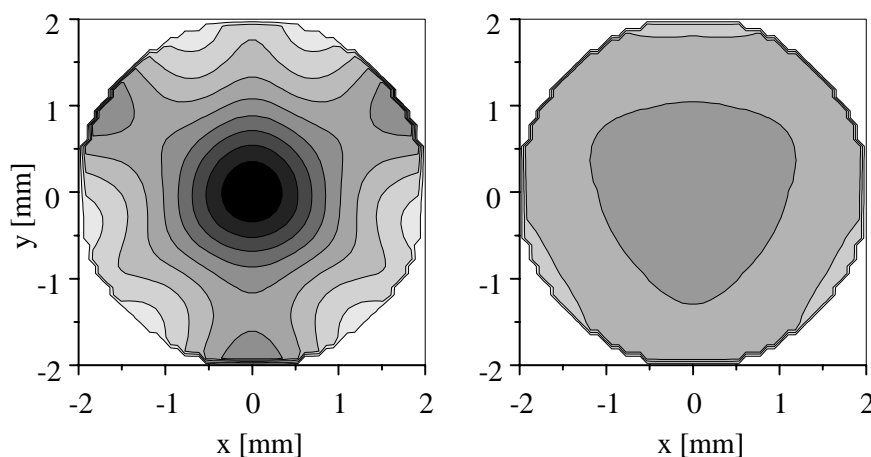


Abbildung 5.9: Pumplichtverteilung bei Anregung von 3 Seiten für 5 mm (links) und 11 mm (rechts) Faserabstand vom Strömungsrohr:  $xy$ -Schnitt.

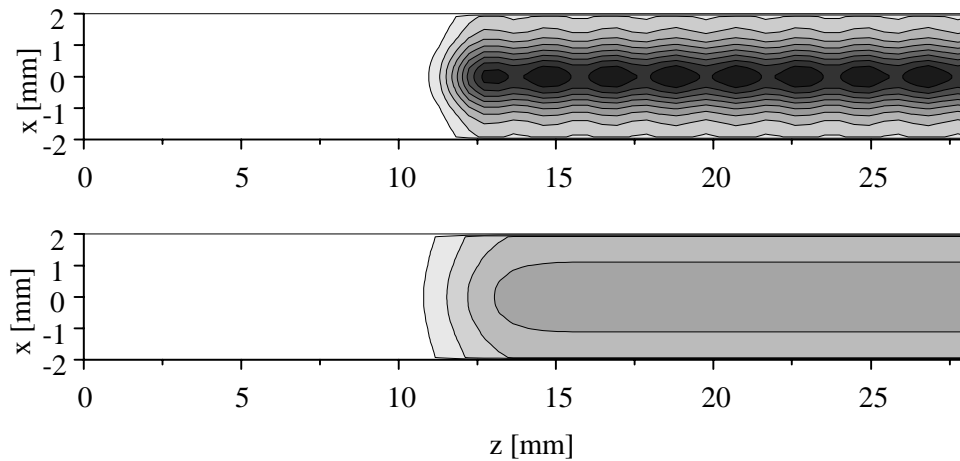


Abbildung 5.10: Pumplichtverteilung bei Anregung von 3 Seiten für 5 mm (links) und 11 mm (rechts) Faserabstand vom Strömungsrohr:  $xz$ -Schnitt.

Die Auflösung des dreidimensionalen Gitters, welches durch den Laserkristall gelegt wird, ist nur durch den vorhandenen Arbeitsspeicher des verwendeten Computers begrenzt. Es empfiehlt sich jedoch, das Gitter in Richtung der Stabachse deutlich gröber zu wählen, da die interessierenden Effekte aufgrund der transversalen Wellenstruktur des Lichts in erster Linie eine radiale und tangentielle Abhängigkeit zeigen. Die in dieser Arbeit dargestellten Berechnungen wurden mit einem  $50 \times 50 \times 120$  Punkte umfassenden Gitter berechnet.

### 5.3 Temperaturverteilung

Die zeitunabhängige Wärmeleitungsgleichung (3.1) mit der Randbedingung (3.3) ist für beliebige Pumplichtverteilungen nicht analytisch lösbar. Daher wurde ein Computerprogramm entwickelt, welches das Problem auf einem dreidimensionalen Raster diskretisiert und die Temperaturverteilung numerisch ermittelt. Zur Berechnung wird eine Finite-Differenzen-Methode verwendet [Rut90], welche die in den Gleichungen (3.1) und (3.3) auftretenden Differentiale durch endliche Differenzen - gebildet zwischen diskreten Gitterpunkten - ersetzt.

Die numerische Lösung des so erhaltenen dreidimensionalen, linearen Gleichungssystems wird iterativ mit einem modifizierten Überrelaxationsverfahren durchgeführt [Rut90], welches den Überrelaxationsfaktor dynamisch anpaßt. Als Abbruchbedingung für die Iteration dient eine vorgegebene Grenze für die Summe der quadratischen Fehler aller Gitterpunkte oder eine maximale Anzahl von Iterationen.



## 6. Verifikation des Modells

In diesem Kapitel wird das oben vorgestellte thermische Modell durch Vergleich mit Messungen an experimentell realisierten Lasersystemen kritisch geprüft. Dabei werden sukzessive die drei Teile des Modells verifiziert (Simulation der Pumplichtverteilung, Bestimmung des Temperaturprofils, Bestimmung der Spannungsverteilung). Zusätzlich wird dabei der Heizanteil für Nd:YAG bestimmt und durch eine unabhängige Messung überprüft. Dieser stellt die entscheidende Größe für thermische Modellierungen dar, kann aber als einziger Systemparameter nicht in einfacher Weise aus Materialkonstanten oder Geometriefaktoren abgeleitet werden.

### 6.1 Dichteprofil der absorbierten Pumpleistung

Bei Anregung mit Licht der Wellenlänge 808 nm fluoresziert der Laserkristall Nd:YAG auf verschiedenen Linien im nahinfraroten Spektralbereich. Die abgestrahlte Fluoreszenzleistung pro Volumenelement ist ein Maß für die in diesem Element absorbierte Pumpleistung. Die ortsaufgelöste Fluoreszenzverteilung gibt daher Aufschluß über das Profil der absorbierten Pumpleistungsdichte im Lasermedium, welches im folgenden kurz „Pumplichtverteilung“ genannt wird.

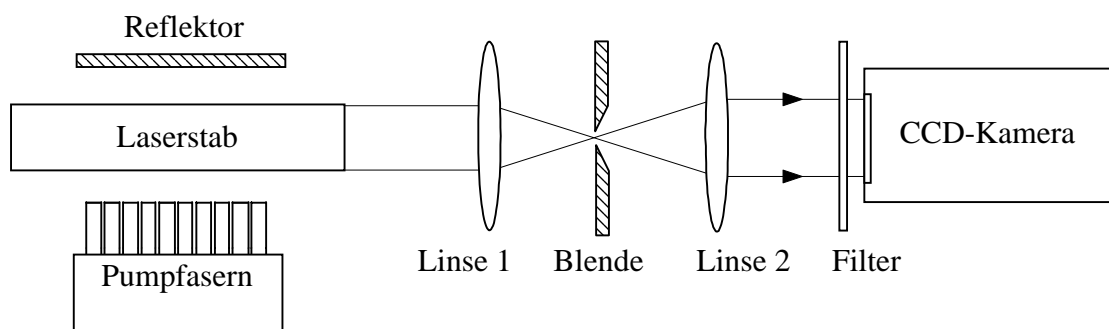


Abbildung 6.1: Meßprinzip zur Bestimmung der Pumplichtverteilung

Diese Tatsache wird ausgenutzt, um die simulierten Pumplichtverteilungen mit den im Experiment vorliegenden zu vergleichen. Das entsprechende Meßprinzip ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Fluoreszenz des gepumpten Laserstabes wird entlang der Stabachse durch ein Teleskop auf den Chip einer CCD-Kamera abgebildet. Ein Raumfilter zwischen den Teleskoplinsen sorgt dafür, daß nur die Strahlen detektiert werden, die den Stab parallel zur Achse durchlaufen. Die Kamera liefert somit ein über die Länge des Stabes integriertes

transversales Fluoreszenzprofil des Stabes. Zu Vergleichszwecken integriert das Computerprogramm ebenfalls die simulierte Pumplichtverteilung über die Stablänge. Mit dem hier beschriebenen Verfahren lassen sich die relativen Verteilungen des absorbierten Pumplichts über den Stabquerschnitt vergleichen, nicht aber die Absolutwerte. Die tatsächlich erzeugte Inversionsdichte läßt sich also hier nicht überprüfen, sie kann nur über eine Verstärkungsmessung erschlossen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde jeweils eine CCD-Kamera der Fa. Pulnix (Modell TM-765) verwendet, die an ein Strahlanalysesystem der Fa. Spiricon (Modell LBA-100) angeschlossen war. Da die Detektorfläche der Kamera etwa  $5 \times 6 \text{ mm}^2$  groß ist, bietet sich für Stäbe mit 4 mm Durchmesser eine 1:1-Abbildung an, die mit zwei Linsen der Brennweite 100 mm realisiert wurde. Gestreutes Pumplicht wurde durch ein Glassubstrat abgeblockt, dessen dielektrische Beschichtung als HR 808 nm ausgelegt war. Da die spektrale Empfindlichkeit des CCD-Chips ab einer Wellenlänge von 1100 nm stark abnimmt, wurde somit nur Fluoreszenz auf der Hauptlaserlinie bei 1064 nm detektiert.

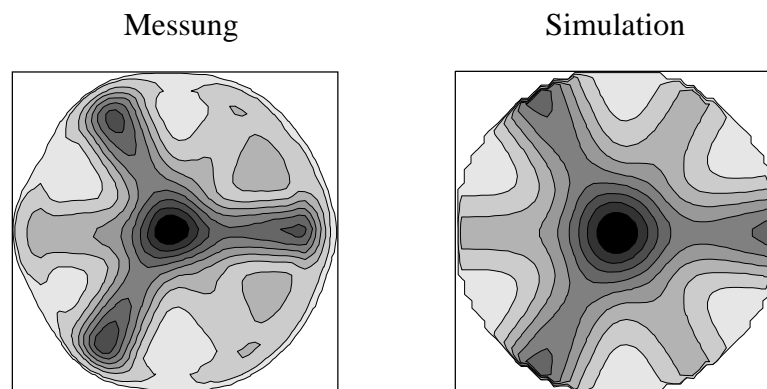


Abbildung 6.2: Vergleich der simulierten (links) mit der im Experiment beobachteten (rechts) Pumplichtverteilung für einen Abstand der Faserenden vom Strömungsrohr von 5 mm bei Anregung von 3 Seiten (Nd:YAG-Stab:  $\varnothing 4 \text{ mm}$ , Dotierung 1.1 %).

Abbildung 6.2 zeigt einen Vergleich zwischen der simulierten und der experimentell beobachteten Pumplichtverteilung im Falle eines Nd:YAG-Stabes mit 4 mm Durchmesser und einer Dotierung von 1.1 %, der von 3 Seiten aus angeregt wird. Der Abstand der Faserenden zum Strömungsrohr betrug 5 mm. Zwischen den beiden Profilen läßt sich eine gute Übereinstimmung feststellen. Auf der Stabachse liegt eine starke Überhöhung der Pumpleistungsdichte vor.

Bei einem größeren Faserabstand ergibt sich erwartungsgemäß eine deutlich homogenere Pumplichtverteilung im Stab. In Abbildung 6.3 sind die simulierten und beobachteten Profile für einen Faserabstand von 11 mm gezeigt, die sonstigen Parameter sind identisch mit denen aus Abbildung 6.2. Auch hier ist die Übereinstimmung gut.

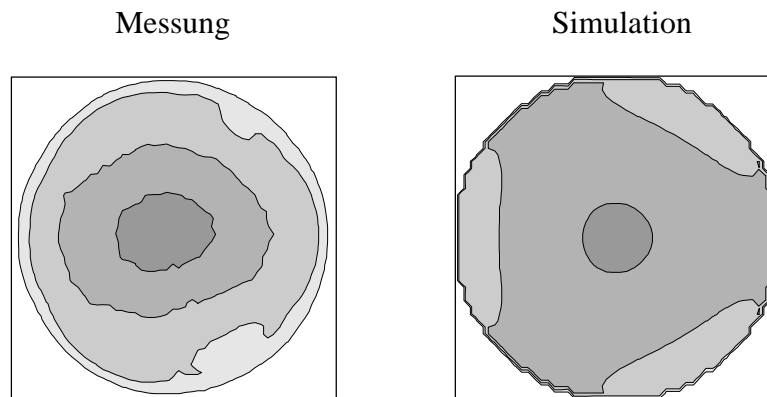


Abbildung 6.3: Simulierte und beobachtete Pumplichtverteilung für einen Abstand der Fasern vom Strömungsrohr von 11 mm, die sonstigen Parameter entsprechen denen aus Abb. 6.2.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die Simulation der Pumplichtverteilung die Realität gut beschreibt und die darin enthaltenen Vereinfachungen (vor allem hinsichtlich der Propagation der Pumpstrahlung) gerechtfertigt sind.

## 6.2 Interferometrische Bestimmung des Temperaturprofils

Das sich im Lasermedium ausbildende Temperaturprofil bewirkt nach Kapitel 3 optische Weglängendifferenzen (OPD) für Strahlen, die an unterschiedlichen Positionen auf dem Querschnitt in axialer Richtung durch den Stab laufen. Diese OPD lassen sich interferometrisch beobachten und mit den numerischen Simulationen vergleichen. Auf diese Weise wird das in  $z$ -Richtung (Stabachse) gemittelte Temperaturprofil experimentell überprüft. Da Anregung und Kühlung über den gepumpten Bereich der Stablänge im wesentlichen konstant erfolgen, ist auch die Temperatur in diesem Bereich nicht von der axialen Position  $z$  abhängig und es kann von der mittleren auf die absolute Temperatur geschlossen werden.

Die auftretenden Temperaturen hängen entscheidend vom Heizanteil  $\eta_H$  ab, der den Anteil der absorbierten Pumpleistung bezeichnet, der in Wärme umgesetzt wird. Da dieser nicht genau bekannt ist (vgl. Kapitel 3), sollen die interferometrischen Messungen zu seiner

Bestimmung benutzt werden. Der Heizanteil ist somit der einzige Fitparameter, der in das numerische Modell eingeht. Seine Korrektheit wird in den folgenden beiden Abschnitten durch weitere unabhängige Tests bestätigt.

### 6.2.1 Aufbau des Interferometers

Die im gepumpten Laserstab auftretenden Weglängendifferenzen zwischen Stabachse und Stabrand liegen in der Größenordnung mehrerer Mikrometer. Daher wurde für die interferometrischen Messungen ein *Mach-Zehnder*-Aufbau gewählt, bei dem der Probestrahl den Kristall nur einmal durchläuft [Kle88]. Das Interferometer ist in Abbildung 6.4 skizziert.

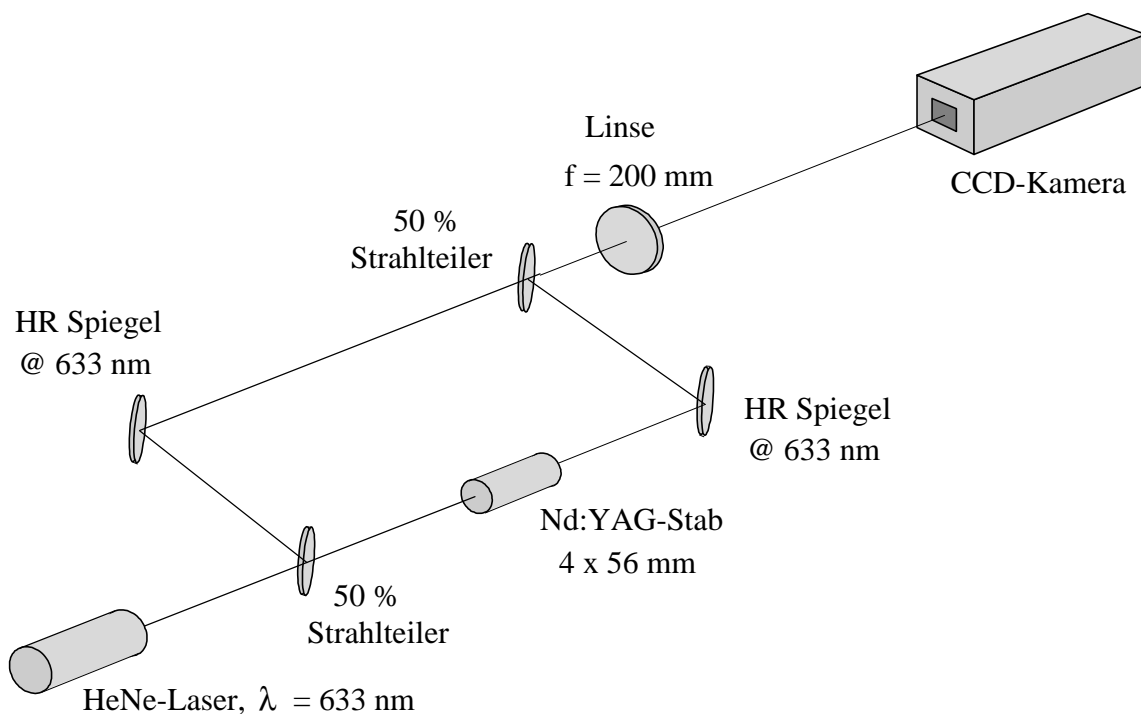


Abbildung 6.4: Aufbau des verwendeten Mach-Zehnder-Interferometers

Um Verstärkungseffekte im gepumpten Laserstab zu vermeiden, wurde als Probestrahlquelle ein kollimierter, linear polarisierter HeNe-Laser eingesetzt, der eine Wellenlänge von  $633 \text{ nm}$  emittiert. Der Gaußsche Strahlradius dieses Lasers wurde mittels eines Teleskops so eingestellt, daß der Stab möglichst gut ausgeleuchtet wurde, die Beugungseffekte an der durch den Stab gebildeten Apertur aber noch nicht signifikant wurden. Die Oberflächen der verwendeten Umlenkspiegel und Strahlteiler wiesen für die Probestrahl-Wellenlänge hochreflektierende bzw. entspiegelnde dielektrische Beschichtungen auf, ihre Ebenheit war vom Hersteller mit besser als  $\lambda/20$  angegeben.

Die thermische Linsenwirkung führt wie in Kapitel 3 diskutiert zu einer pumpleistungsabhängigen Fokussierung des durch den Kristall laufenden Probestrahls. Die beiden Teilstrahlen haben damit auf der detektierenden CCD-Kamera stark unterschiedliche Fleckgrößen, wodurch kein verwertbares Interferogramm zustande kommt. Daher wurde hinter dem zweiten Strahlteiler eine weitere Linse in den Strahlengang derart eingefügt [Mez87], daß die Mittelebene des Stabes (und eine entsprechende Ebene des Referenzarmes) auf die Kamera abgebildet wurde. Da in diesen Ebenen die Fleckgrößen der beiden Teilstrahlen noch übereinstimmen, trifft dies auch auf der Kamera zu. Dort liegt dann unabhängig von der Pumpleistung ein kontrastreiches Interferenzbild vor, welches mit dem angeschlossenen Strahlanalyse-System (Fa. Spiricon, Modell LBA-100) erfaßt werden konnte.

### 6.2.2 Auswertung der Interferogramme

Für den Abgleich des numerischen Modells mit dem Experiment durch Anpassung des Heizanteils wurde ein 56 mm langer Nd:YAG Stab mit 4 mm Durchmesser und einer Dotierung von 0.9 % von drei Seiten aus mit je sieben Fasern gepumpt, wobei die Gesamtpumpleistung 180 W betrug. Der gepumpte Bereich des Stabes war somit etwa 14 mm lang. Der Kühlmitteldurchfluß durch das Strömungsrohr war auf ca. 80 Liter pro Stunde eingestellt, die Temperatur des Kühlwassers war 15°C. Die erhaltenen Interferogramme für verschiedene Abstände der Faserendflächen vom Strömungsrohr (1 mm, 5 mm, 11 mm, 15 mm) sind in Abbildung 6.5 und 6.6 gezeigt.

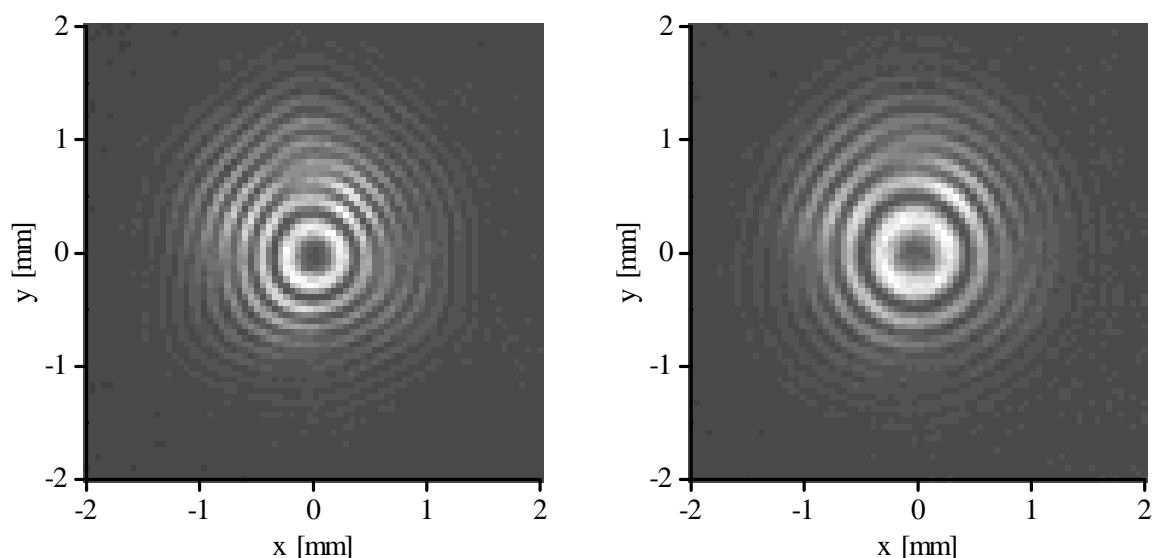


Abbildung 6.5: Interferogramme für 1 mm (links) und 5 mm (rechts) Abstand der Fasern vom Strömungsrohr (Pumpleistung: 180 W).

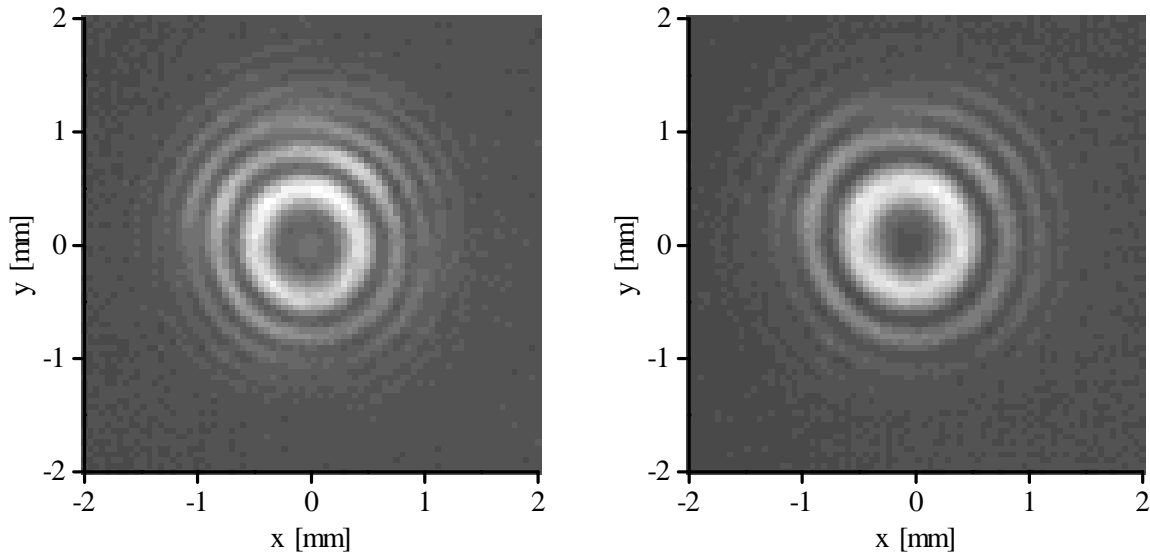


Abbildung 6.6: Interferogramme für 11 mm (links) und 15 mm (rechts) Abstand der Fasern vom Strömungsrohr (Pumpleistung: 180 W).

Bei dem kleinsten Faserabstand von 1 mm zeigen sich erwartungsgemäß die größten Abweichungen von der Rotationssymmetrie der Temperaturverteilung. Deutlich ist eine Struktur mit einer Sechsfach-Symmetrie zu erkennen, welche die Pumpanordnung mit drei Pumpmodulen und drei Reflektoren widerspiegelt. Diese sphärischen Aberrationen verringern sich mit zunehmendem Faserabstand, bis sie schließlich im Falle der 15 mm nicht mehr nachweisbar sind. Zudem verringert sich die Temperaturdifferenz zwischen Stabachse und Stabrand, sichtbar durch die verkleinerte Anzahl von Interferenzringen, und somit auch die absolute Temperatur auf der Stabachse.

Für die annähernd rotationssymmetrischen Interferogramme (Faserabstand  $\geq 5$  mm) wurden die radialen Profile der optischen Weglängendifferenzen durch Ablesen der Maxima und Minima der Interferenzringe ausgewertet. Diese sind in den Abbildungen 6.7 und 6.8 als Kreise eingetragen.

Die drei Fälle wurden mit dem in Kapitel 5 beschriebenen numerischen Modell simuliert, jeweils für Heizanteile  $\eta_H$  zwischen 25 % und 40 %. Multiplikation der über  $z$  gemittelten Temperaturen auf dem Stabquerschnitt mit der Stablänge und der Temperaturdispersion  $\partial n / \partial T$  (Tab. 2.1) ergab direkt die OPD (Ausdehnungseffekte wurden vernachlässigt, s. Abschnitt 3.2.1) Der Vergleich der berechneten OPD mit den Meßpunkten ergab in allen drei Fällen die beste Übereinstimmung bei Annahme eines Heizanteils von  $\eta_H = 39$  %. Die entsprechenden OPD für sind als durchgezogene Linie in den Abbildungen 6.7 und 6.8 eingetragen. Dieser Wert stimmt hervorragend mit den Ergebnissen aus [Fan93] überein.

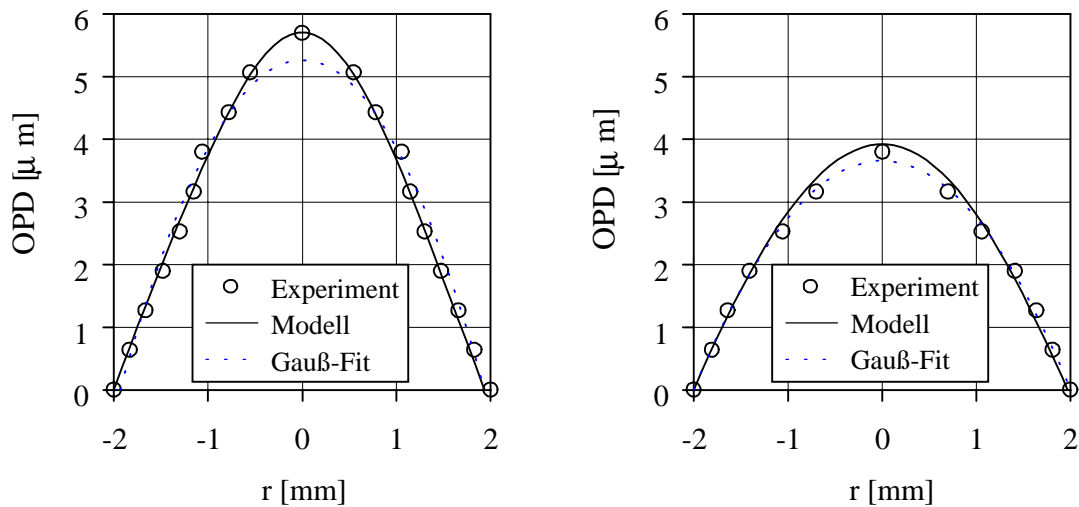


Abbildung 6.7: Gemessene und mit  $\eta_H = 39\%$  numerisch bestimmte OPD für 5 mm (links) und 11 mm (rechts) Faserabstand vom Strömungsrohr (Pumpleistung: 180 W).

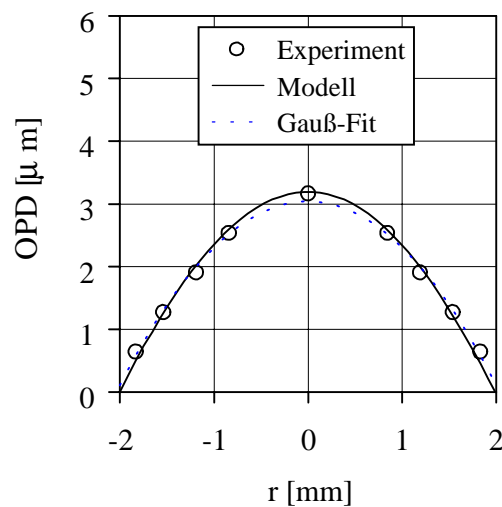


Abbildung 6.8: Gemessene und mit  $\eta_H = 39\%$  numerisch bestimmte OPD für 15 mm Faserabstand vom Strömungsrohr (Pumpleistung: 180 W).

In den vorangegangenen Abbildungen ist zusätzlich (unterbrochene Linie) jeweils ein parabolischer „least-squares-fit“ an die Meßpunkte gezeigt. Dieser verdeutlicht die auftretenden Abweichungen vom idealen Parabelprofil und damit die entstehenden Abbildungsfehler der thermischen Linse. Während diese Abweichung im Fall des Faserabstands von 15 mm noch sehr klein ist, wächst sie mit abnehmendem Abstand. Dieses Verhalten wird durch die wachsende Überhöhung der absorbierten Pumpleistung auf der Stabachse hervorgerufen, die zu einer Abweichung vom parabelförmigen Temperaturprofil

mit einer Temperaturerhöhung auf der Stabachse führt. Dieser Effekt wird noch verstärkt durch die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des Lasermediums.

Insgesamt stimmen die Voraussagen des numerischen Modells bezüglich der OPD, wie in Abbildung 6.7 und Abbildung 6.8 zu sehen, hervorragend mit den Messungen überein.

### 6.3 Depolarisationsmessung

Das durch den Anregungsprozeß verursachte Temperaturprofil ruft im Laserstab mechanische Spannungen hervor, die wiederum zu einer radial-azimuthalen Doppelbrechung führen (vgl. Kapitel 3) Diese wirkt sich auf durchtretende Strahlung durch eine Änderung des Polarisationszustandes aus, die sich experimentell leicht messen läßt. Wie in Kapitel 5 beschrieben, kann das erstellte numerische Modell diesen Effekt für einen linear polarisierten Teststrahl berechnen. Dieser Depolarisationseffekt kann daher als weiterer Test für das Modell herangezogen werden.

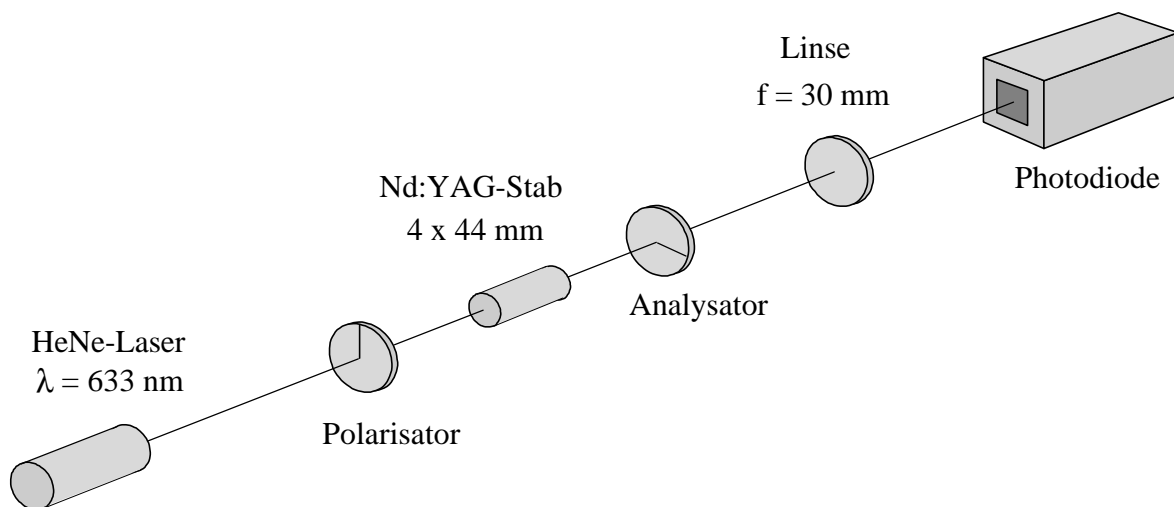


Abbildung 6.9: Prinzipieller Aufbau zur Messung des Depolarisationsanteils.

Der Meßaufbau ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Für die Messung in diesem Abschnitt wurde ein 44 mm langer Nd:YAG-Stab mit 4 mm Durchmesser und einer Dotierung von 0.9 % verwendet. Er wurde von fünf Seiten aus mit einem Faserabstand vom Strömungsrohr von 13 mm angeregt. Die Gesamtpumpleistung am Stab wurde im Bereich 0 – 250 W variiert.

Als Probestrahl wurde der kollimierte Grundmode eines linear polarisierten HeNe-Lasers mit einer Wellenlänge von 633 nm verwendet. Der Gaußsche Strahlradius im Laserstab wurde mit Hilfe eines Teleskops so eingestellt, daß etwa 70 % des Stabradius ausgeleuchtet wurden.



Die durch parallele bzw. gekreuzte Polarisatoren transmittierte Leistung wurde mittels einer Linse ( $f = 30 \text{ mm}$ ) auf eine Photodiode abgebildet, vor der sich ein Interferenzfilter für die Probestrahlwellenlänge von  $633 \text{ nm}$  befand. Der oben genannte Faserabstand von  $13 \text{ mm}$  garantiert eine weitgehend homogene Pumplichtverteilung im Laserstab und dadurch eine minimale thermische Linsenwirkung. Die Position der für  $633 \text{ nm}$  antireflex-beschichteten Fokussierlinse wurde so gewählt, daß sie sich für alle untersuchten Pumpleistungen innerhalb der Brennweite der thermischen Linse befand.

Abbildung 6.10 zeigt den gemessenen Depolarisationsanteil in Abhängigkeit von der eingestrahlten Pumpleistung. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der numerischen Simulationen bei der ein Heizanteil von  $39 \%$  angesetzt wurde. Sie sind in hervorragender Übereinstimmung mit den Meßwerten.

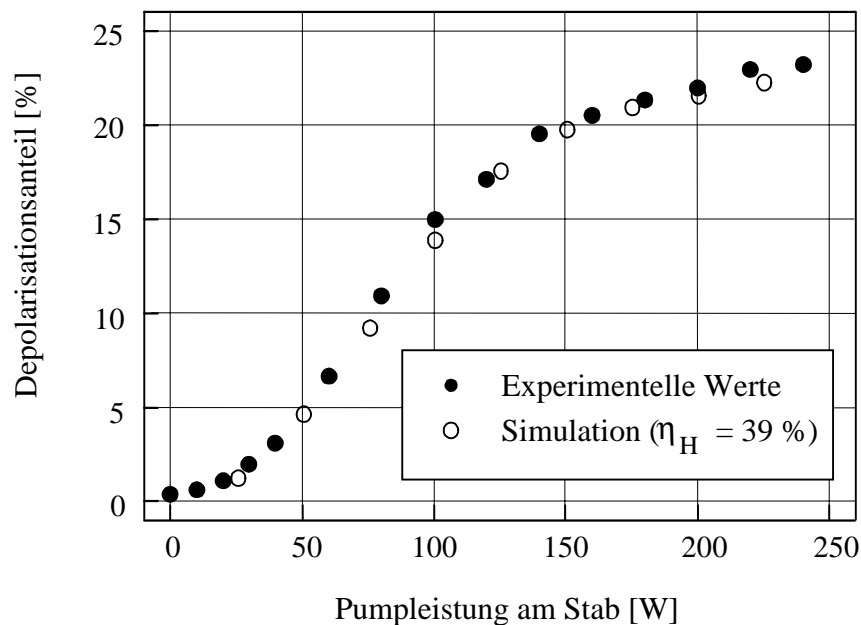


Abbildung 6.10: Vergleich des berechneten und des experimentell bestimmten Depolarisationsanteils für einen  $44 \text{ mm}$  langen Nd:YAG-Stab mit  $4 \text{ mm}$  Durchmesser bei einem Faserabstand vom Strömungsrohr von  $13 \text{ mm}$ .

## 6.4 Verstärkungsmessung

In den vorangegangenen Abschnitten sind die Aussagen des erstellten Modells mit experimentellen Daten verglichen und bestätigt worden. Der Heizanteil, der nur ungenau bekannt war und daher als einziger Fitparameter in den numerischen Simulationen auftrat, wurde durch zwei unabhängige Meßmethoden zu  $\eta_H = 39\%$  bestimmt. Da in die Rechnung jedoch jeweils eine große Anzahl Parameter eingeht, deren Bestätigung im einzelnen den Rahmen dieser Arbeit übersteigen würde, sollten die Aussagen des Modells hier einem weiteren Test unterzogen werden. Dabei wurde ausgenutzt, daß das Maximum der Verstärkungskurve des Lasermaterials Nd:YAG temperaturabhängig ist.

Experimentell wurde die Gesamtverstärkung eines Probesignals bei Einfachdurchgang durch den Stab experimentell bestimmt. Als Probelaser diente ein monolithischer Ringlaser [Fre94], der im Einfrequenzbetrieb maximal 80 mW Ausgangsleistung lieferte. Die Temperatur des Laserkristalls wurde über einen NTC-Widerstand überwacht und pendelte sich im Betrieb auf etwa 30°C ein. Der Probestrahl hatte im Stab einen Durchmesser von etwa 400  $\mu\text{m}$  und durchlief diesen auf der Mittelachse. Der verwendete Laserstab hatte eine Länge von 56 mm, einen Durchmesser von 4 mm und eine Dotierung von 0.9 %. Er wurde von fünf Seiten aus mit einem Faserabstand vom Strömungsrrohr von 11 mm angeregt. Die gemessenen Verstärkungen sind in Abbildung 6.11 als offene Kreise über der Pumpleistung aufgetragen.

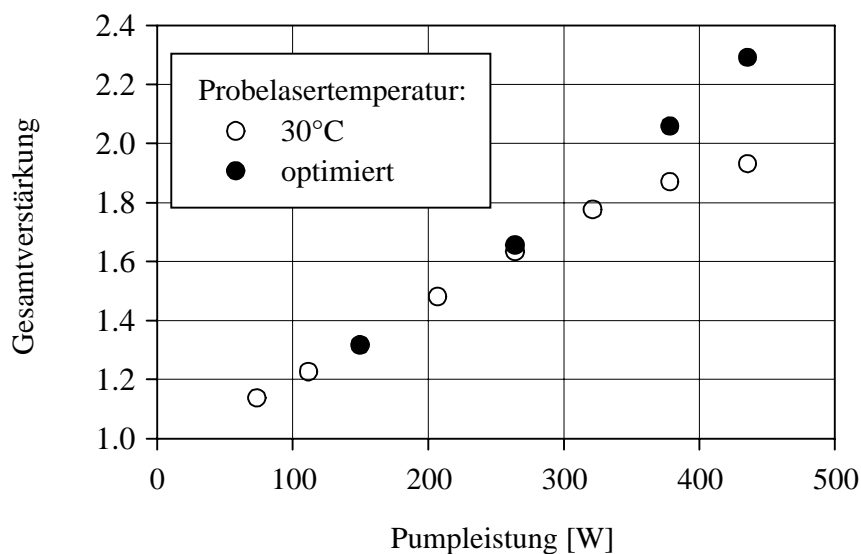


Abbildung 6.11: Verstärkung im Einfachdurchgang über Pumpleistung bei konstanter bzw. jeweils optimierter Temperatur des Probelasers.

Bei Abschwächung der Probestrahllleistung durch geeignete Filter auf 2 mW bzw. 0.1 mW ergaben sich im Rahmen der Meßgenauigkeit die gleichen Verstärkungswerte, folglich liegt auch bei 80 mW Eingangsleistung noch ungesättigte Kleinsignalverstärkung vor.

Bis etwa 300 W zeigt sich der erwartete lineare Anstieg der Kleinsignalverstärkung mit der Pumpleistung. Oberhalb dieses Wertes bleiben die Meßwerte jedoch hinter der Geraden zurück. Dieses Verhalten kann durch die Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsprofils in Nd:YAG erklärt werden. Bei einer Gesamtbreite von etwa 150 GHz verschiebt sich das Maximum der Verstärkung um ca. 1 GHz/K. Da sich der Laserstab wesentlich stärker aufheizt als der monolithische Ringlaserkristall, entfernt sich das Probesignal bei hohen Pumpleistungen zunehmend vom Maximum des Verstärkungsprofils, die beobachtete Verstärkung steigt nicht mehr linear.

Zur Demonstration dieses Effektes wurde der monolithische Ringlaser mit einer Heizplatte versehen, um die Temperatur des Probelasers an die des Stabes anpassen zu können. Die gefüllten Kreise in zeigen die Verstärkungen, die beobachtet wurden, wenn die Probelasertemperatur jeweils für die Pumpleistung optimiert wurde. Offensichtlich steigt die Verstärkung linear an, wenn jeweils im Maximum der Verstärkungskurve geprobt wird.

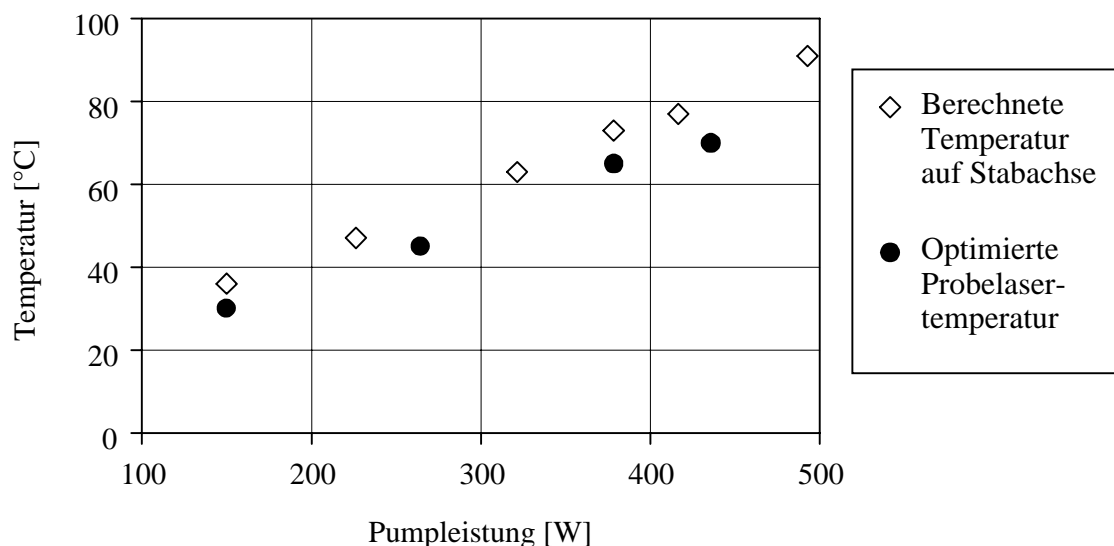


Abbildung 6.12: Optimierte Probelasertemperaturen im Vergleich mit den numerisch berechneten Temperaturen auf der Stabachse.

Die optimierten Temperaturen des Probelasers sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Zum Vergleich werden dort auch die numerisch berechneten Temperaturen auf der Stabachse gezeigt. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Die optimierten Probelasertemperaturen sind etwas geringer als die berechneten Temperaturen auf der Stabachse, da diese Maximaltemperaturen darstellen, der Probestrahl aufgrund seines Durchmessers jedoch einen Bereich von etwa 400  $\mu\text{m}$  mit niedrigerer mittlerer Temperatur abfragt.

## 6.5 Schlußfolgerungen

Der Vergleich der Aussagen des erstellten Modells mit experimentellen Daten lieferte eine hervorragende Übereinstimmung. Der im Voraus nur ungenau bekannte Heizanteil, also der Bruchteil der absorbierten Pumpleistung, der im Laserkristall als Wärme anfällt, wurde als einziger Fitparameter in das Modell eingebracht. Die interferometrische Messung führte zu einem Wert von 39 %, der durch die Messung des Depolarisationsanteils bestätigt wurde. Zusätzlich wurde die Aussagekraft des Modells durch die temperaturkompensierte Verstärkungsmessung weiter bestätigt. Es kann also als zuverlässiges Werkzeug zur Beschreibung und Auslegung von Hochleistungslasersystemen verwendet werden.

## 7. Einfluß der Aufbauparameter

In diesem Kapitel sollen die Einflüsse der wichtigsten Aufbauparameter auf den Laserbetrieb untersucht werden. Die Kenntnis und Beherrschung aller relevanten Einflußgrößen ermöglicht dann die optimale Auslegung von Nd:YAG-Lasersystemen für unterschiedliche Betriebsarten und Anwendungen. Neben der Form der Pumplichtverteilung, die im hier vorliegenden Fall durch den Abstand der Pumpfasern vom Laserstab variiert werden konnte, sind auch Stabradius, Dotierungsgrad und Beschaffenheit der Stabmantelfläche als wichtige Parameter zu betrachten.

### 7.1 Einfluß des Faserabstandes

Wie schon in Kapitel 6 gezeigt, beeinflußt der Abstand der Pumpfasern vom Stab die Pumplichtverteilung im Lasermedium und damit auch entscheidend die auftretenden thermooptischen Effekte. Ein geringer Faserabstand führt zu einer starken Überhöhung des absorbierten Pumplichts und damit zu einer unerwünschten Zunahme von Temperaturen, optischen Weglängendifferenzen und Aberrationen der thermischen Linse.

Neben einer Minimierung thermooptischer Effekte ist jedoch im allgemeinen auch eine hohe Effizienz des Systems erwünscht. Der schon in Kapitel 6 verwendete Laserkopf wurde daher in einem kurzen plan-plan-Resonator untersucht. Es handelte sich um einen Nd:YAG-Stab mit 0.9 % Dotierung, 56 mm Länge und 4 mm Durchmesser, der mit einer Pumpleistung 180 W angeregt wurde. Zur Demonstration des Effektes des Durchmessers stand auch ein Stab mit 3 mm und 1.1 % zur Verfügung. Um die Auswirkungen beider Parameter zu separieren, wurde ebenfalls ein Stab mit 4 mm Durchmesser und 1.1 % Dotierung eingesetzt.

In Abbildung 7.1 ist für diese drei Stäbe die maximale Ausgangsleistung bei fester Pumpleistung über dem Faserabstand vom Strömungsrohr aufgetragen. Der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels betrug 5 %. Auffällig ist die deutlich geringere Effizienz des 3 mm-Stabes sowie deren erheblich höhere Empfindlichkeit gegenüber dem Faserabstand. Da er einen kürzeren Absorptionsweg bietet und ein höherer Anteil der Pumpstrahlung am Stab vorbei läuft, ist dieses Verhalten verständlich.

Im Vergleich der 4 mm-Stäbe zeigt derjenige mit höherer Dotierung aufgrund seiner größeren Gesamtabsorption auch eine etwas höhere Ausgangsleistung. Insgesamt ist die Abhängigkeit der Effizienz vom Faserabstand bei diesen Stäben sehr gering. Da der Lasermode im kurzen Resonator den Stab vollständig ausfüllt, ist diese Effizienz in erster

Näherung ein direktes Maß für die insgesamt absorbierte Pumpleistung. Dies zeigt deutlich, daß die in Kapitel 6 interferometrisch festgestellte Abhängigkeit der thermischen Effekte vom Faserabstand primär nicht auf einer Änderung der Gesamtabsorption beruhen, sondern auf der unterschiedlichen Verteilung der Pumpleistung über den Stabquerschnitt.

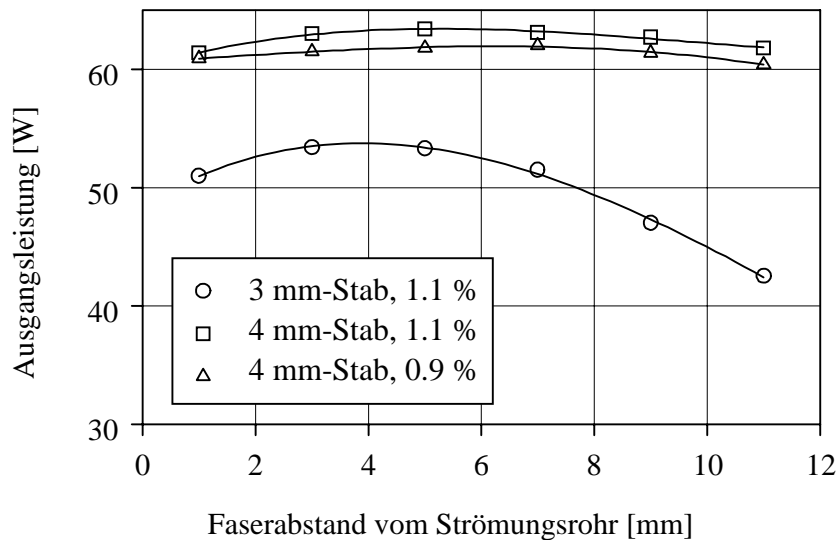


Abbildung 7.1: Maximale Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Faserabstand vom Strömungsrohr für drei unterschiedliche Nd:YAG-Stäbe.

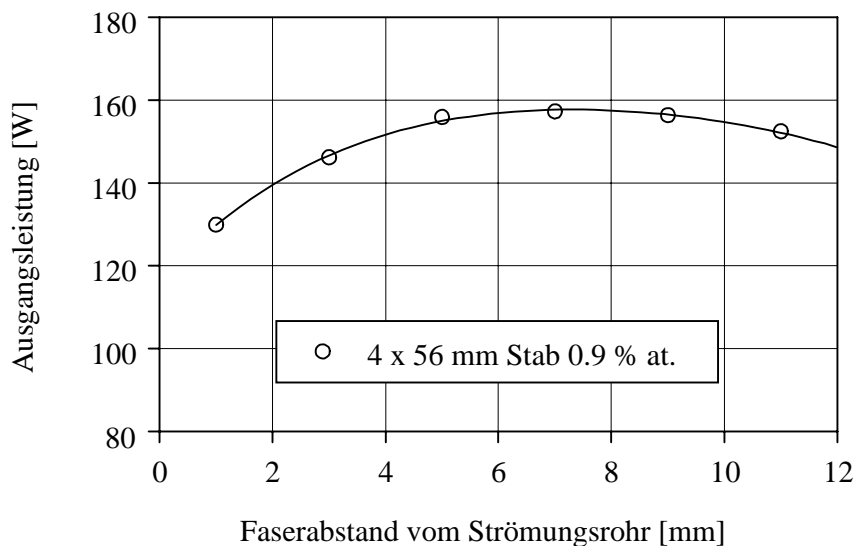


Abbildung 7.2: Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Faserabstand vom Strömungsrohr für den 0.9 %-dotierten 4 mm-Stab bei 375 W Pumpleistung.

Bei kleinen Faserabständen konnte eine Abweichung vom linearen Zusammenhang zwischen Ausgangsleistung und absorbiertes Pumplleistung beobachtet werden. Die Gesamtabsorption nimmt dort nicht ab, wohl aber die Ausgangsleistung. Dies kann nur durch zunehmende Abbildungsfehler der thermischen Linse erklärt werden, die den Lasermode verzerren und zu erhöhten Verlusten führen. Bei den 4 mm-Stäben ist dieser Effekt bei der vorliegenden Pumplleistung nur schwach ausgeprägt. Bei höheren Pumplleistungen und entsprechend höheren Temperaturen tritt er jedoch deutlicher hervor, wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist. Dort ist die Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom Faserabstand für den 4 mm-Stab mit 0.9 % Dotierung bei einer Pumplleistung von 375 W dargestellt.

## 7.2 Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit

Die Oberflächenbeschaffenheit kann sich durch Streuung des Pumplichts beim Eintritt in den Laserstab auf die Pumpllichtverteilung und die insgesamt absorbierte Pumplleistung auswirken. Entscheidend bestimmt sie jedoch die thermische Belastbarkeit des Laserstabes. Die Fa. Litton bietet mit dem sogenannten „strength enhancement“ eine spezielle Oberflächenbearbeitung an, welche die Bruchgrenze des Stabes deutlich erhöht. Dabei werden Mikrorisse in der Oberfläche, die durch Ausbohren und Polieren des Lasermaterials entstehen, ausgeätzt und verrundet. Das Wachstum dieser Mikrorisse bei Vorliegen von mechanischen Spannungen in das Innere des Mediums hinein, das den primären Mechanismus für Spannungsbruch darstellt, wird so verhindert. Dadurch kann die Bruchgrenze des Materials um einen Faktor bis zu 15 erhöht werden [Mar85].

Ein derartig behandelter Nd:YAG-Stab wurde mit einem polierten und einem mit unbehandeltem, rauher Oberfläche verglichen. Die drei Stäbe hatten alle einen Durchmesser von 4 mm, eine Länge von 56 mm und eine Dotierung von 0.9 % at. Nd<sup>3</sup>.

Die Laserstäbe wurden von fünf Seiten aus mit je 16 Fasern gepumpt, die maximal verfügbare Pumplleistung betrug etwa 650 W. Der Faserabstand vom Strömungsrohr war als guter Kompromiß zwischen homogener Anregung und effizienter Einkopplung auf 11 mm eingestellt (vgl. voriger Abschnitt). Die Stäbe wurden zuerst in einem kurzen plan-plan-Resonator untersucht, um die maximal mögliche Effizienz zu erzielen. Apparativ bedingt betrug die kürzest mögliche Resonatorlänge 96 mm.

Für jeden der drei genannten Laserstäbe wurden Leistungskennlinien für unterschiedliche Auskoppelgrade aufgenommen. Für alle Kennlinien wurden die Pumplleistung an der Schwelle und der differentielle Wirkungsgrad bestimmt. Bei einer festen Pumplleistung wurde

zudem der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels variiert und aus den Ergebnissen dann mit Hilfe des in Abschnitt 2.4 erläuterten Rigrod-Modells die Kleinsignalgesamtverstärkung  $G_0$  bestimmt.

Für alle Stäbe ergab sich die optimale Auskopplung zu 7.5 %. In Abbildung 7.3 sind die Kennlinien für diese optimale Auskopplung dargestellt. Der Stab mit polierter Mantelfläche zeigte den höchsten differentiellen Wirkungsgrad (45.1 %) und die höchste Ausgangsleistung (258 W). Bei dem Stab mit matter Oberfläche führen offenbar Streuverluste der Pumpstrahlung an dieser Oberfläche zu einem geringeren differentiellen Wirkungsgrad (42.0 %). Der „strength enhanced“-Stab weist demnach Streuverluste auf, die zwischen denen der polierten und der matten Mantelfläche liegen. Dieses Verhalten findet sich auch in der Kleinsignalverstärkung wieder, die - bei einer gegebenen Pumpleistung - für den polierten Stab am höchsten und für den matten am niedrigsten ist.

Die mit den einzelnen Stäben bei einer festen Pumpleistung von 340 W erzielten Ausgangsleistungen sind in Abbildung 7.4 über der Transmission des Auskopplers aufgetragen. Die wichtigsten Kenndaten der untersuchten Lasersysteme sind im nächsten Abschnitt in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

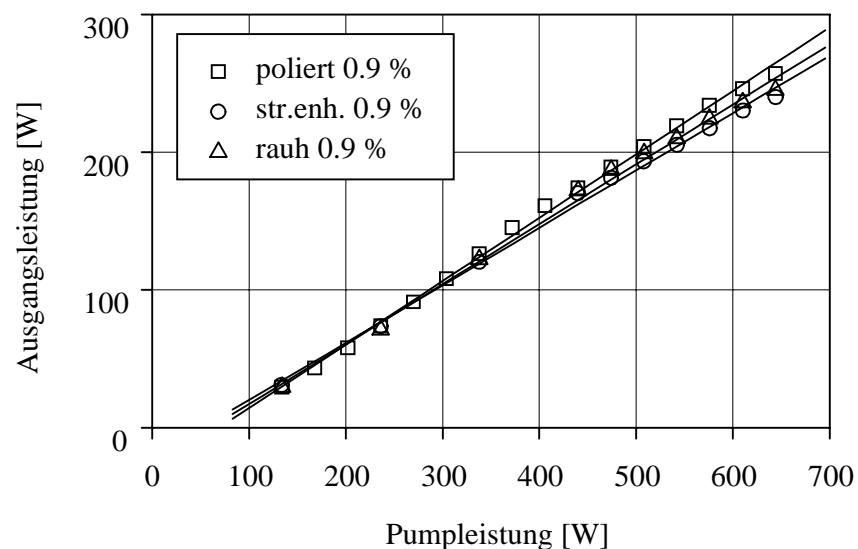


Abbildung 7.3: Leistungskennlinien für Laserstäbe mit 0.9 % Dotierung und unterschiedlichen Oberflächenbeschaffenheiten bei optimaler Auskopplung.



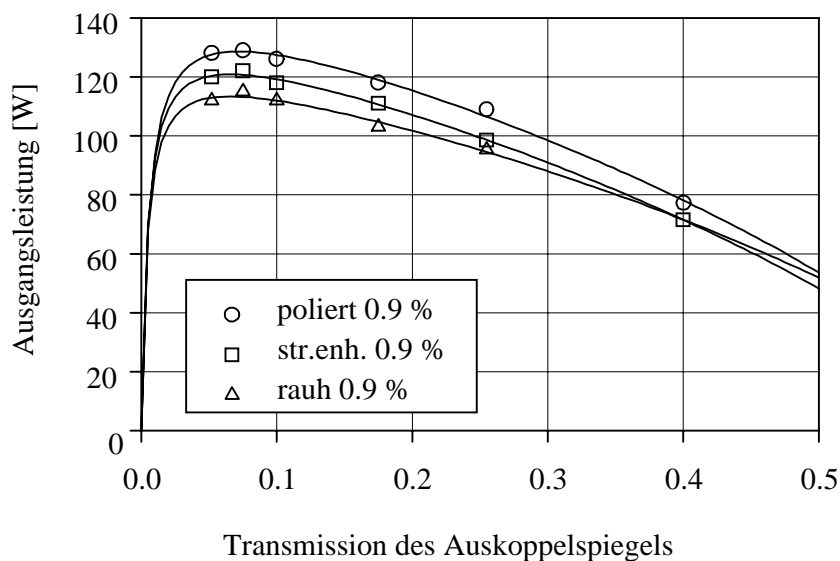


Abbildung 7.4: Ausgangsleistungen bei fester Pumpleistung von 340 W über der Transmission des Auskoppelspiegels und Rigrod-Fit: Laserstäbe mit 0.9 % at.  $Nd^{3+}$  Dotierung und unterschiedlicher Mantelfläche

Um Aussagen über die sich ausbildenden Temperaturverteilungen und die entsprechenden Brechkräfte zu erhalten, wurden die Laserstäbe wie in Abschnitt 6.2 beschrieben im Mach-Zehnder-Interferometer untersucht. Die Anzahl der Interferenzringe, die beim Hochfahren der Pumpleistung im Zentrum des Stabes entstehen und nach außen laufen, geben dabei Auskunft über die Temperatur auf der Stabachse (relativ zur Kühlwassertemperatur). Bei fester Pumpleistung kann durch Auszählen der Ringe vom Stabzentrum bis zum Rand die entsprechende Temperaturdifferenz Achse-Rand festgestellt werden.

In Abbildung 7.5 ist exemplarisch das aus dem Interferogramm erhaltene OPD-Profil über dem Stabradius für den mit 340 W gepumpten Stab mit polierter Mantelfläche und 0.9 % Dotierung dargestellt. Zum Stabrand hin rücken die Interferenzringe so nahe zusammen, daß die Auflösung der CCD-Kamera keine genaue Zählung und Positionsermittlung mehr gestattet. Die Meßpunkte liegen jedoch fast perfekt auf einer Parabel, so daß eine Extrapolation der Parabel bis zum Stabrand vertretbar ist. Die Ausleuchtung des Stabes ist also sehr homogen, die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit spielt noch keine signifikante Rolle. Die Parabelform des OPD-Profiles erlaubt es, eine konstante Brechkraft für den gesamten Stabquerschnitt nach (3.29) anzugeben.

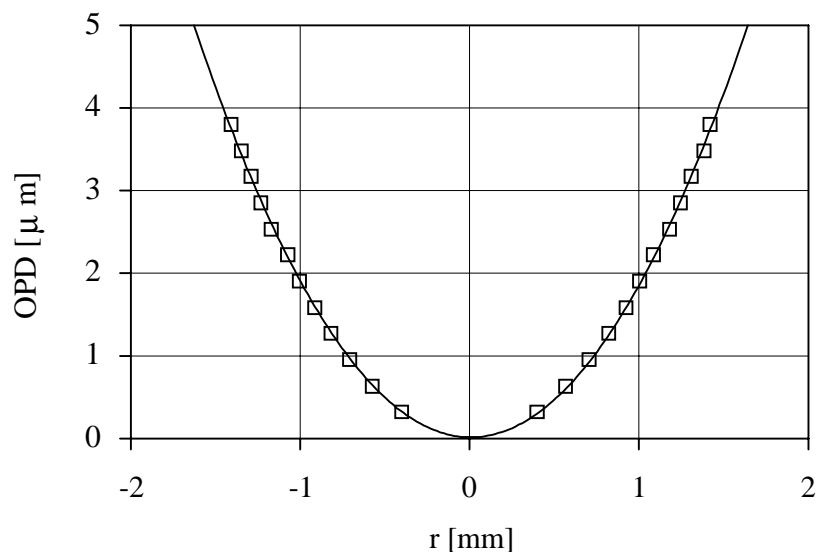


Abbildung 7.5: OPD-Profil für den mit 340 W gepumpten Stab mit polierter Mantelfläche und 0.9 % Dotierung.

Die ermittelten Brechkräfte, Stabrand- und Stabzentrumstemperaturen bei 340 W Pumpleistung sind in Tabelle 7.2 im nächsten Abschnitt zusammengefaßt. Zudem zeigt Abbildung 7.6 die Abhängigkeit der Brechkräfte und Abbildung 7.7 die der Stabzentrumstemperaturen der unterschiedlichen Stäbe von der Pumpleistung.

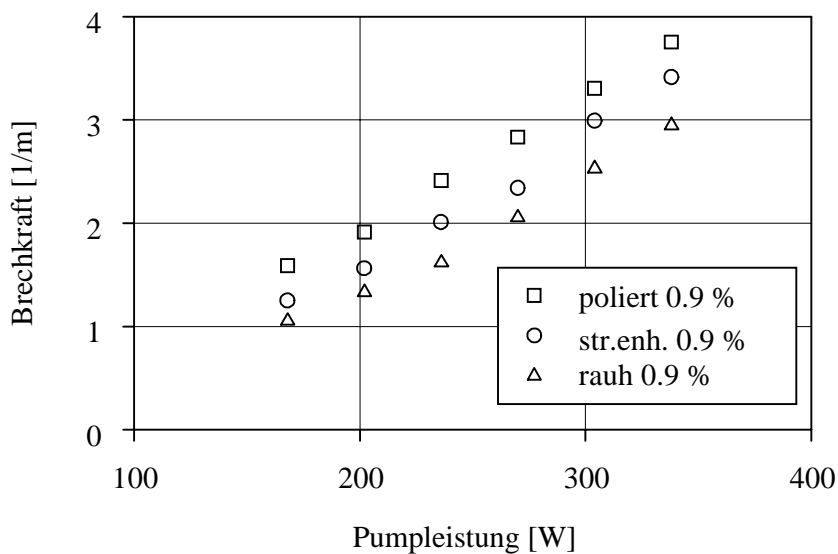


Abbildung 7.6: Interferometrisch bestimmte Brechkräfte als Funktion der Pumpleistung: Laserstäbe mit 0.9 % at.  $\text{Nd}^{3+}$  Dotierung und unterschiedlicher Mantelfläche

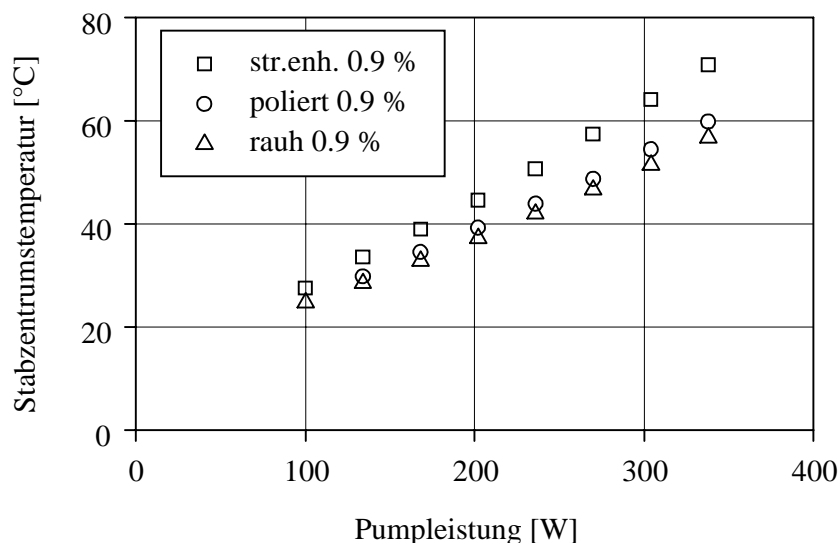


Abbildung 7.7: Stabmittentemperaturen als Funktion der Pumpleistung: Laserstäbe mit 0.9 % at.  $Nd^{3+}$  Dotierung und unterschiedlicher Mantelfläche

Der polierte Stab zeigte die höchste Brechkraft, der matte die niedrigste. Dieses Verhalten kann wie im vorangegangenen Kapitel auf die unterschiedliche Absorptionseffizienz zurückgeführt werden. Bei Betrachtung der Temperaturen fällt der hohe Werte des „strength enhanced“-Stabes auf. Trotz etwas kleinerer Brechkraft, also kleinerer Temperaturdifferenz zwischen Rand und Zentrum, hat der 0.9 % dotierte Stab mit dieser Mantelfläche eine deutlich höhere Temperatur im Stabzentrum als das polierte Exemplar. Dies kann nur auf eine höhere Temperatur am Stabrand, also einen größeren Temperatursprung zum Kühlwasser zurückgeführt werden. Das „Strength Enhancement“ der Staboberfläche führt demnach zu einer Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten zum Kühlmedium. Unter dem Mikroskop zeigen die so behandelten Oberflächen eine recht regelmäßige „Berg und Tal“-Struktur mit Senkendurchmessern in der Größenordnung von  $100\ \mu\text{m}$ . Ein möglicher Erklärungsansatz ist, daß sich in diesen Senken kleine Wasserreservoirs bilden, die durch die Strömung nicht vollständig ausgetauscht werden. Dies hemmt den Wärmeabtransport von der Oberfläche.

Um den Effekt der Oberflächen auf den Wärmeübergangskoeffizienten zu quantifizieren, wurden die mit 0.9 %  $Nd^{3+}$  dotierten Stäbe mit polierter bzw. mit „strength enhanced“-Mantelfläche numerisch simuliert. Es wurde von der gleichen absorbierten Pumpleistung ausgegangen, da die beiden Stäbe fast identische differentielle Wirkungsgrade aufweisen. Der Wärmeübergangskoeffizient diente als Fitparameter, um die Messungen zu reproduzieren. Dabei ergab sich für die „strength-enhanced“-Oberfläche ein um etwa 70 % geringerer Wert.

### 7.3 Einfluß des Dotierungsgrades

Neben dem Faserabstand hat auch der Dotierungsgrad einen großen Einfluß auf die insgesamt absorbierte Pumpleistung und deren Verteilung über den Stabquerschnitt. Untersucht wurden Nd:YAG-Stäbe mit „strength enhanced“-Oberfläche und einem Durchmesser von 4 mm sowie einer Länge von 56 mm. Es wurden Stäbe mit Dotierungen von 0.5 %, 0.7 %, sowie 0.9 % eingesetzt. Der Stab mit 0.9 % Dotierung ist identisch mit dem im vorigen Abschnitt schon eingesetzten.

Analog zum dortigen Vorgehen wurde zuerst das Verhalten im kurzen plan-plan-Resonator untersucht. In Abbildung 7.8 sind die Kennlinien für die optimale Auskopplung dargestellt, die wie im vorigen Abschnitt 7.5 % betrug. Die mit den einzelnen Stäben bei einer festen Pumpleistung von 340 W erzielten Ausgangsleistungen sind in Abbildung 7.9 über der Transmission des Auskopplers aufgetragen. Die wichtigsten Kenndaten der untersuchten Lasersysteme sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Aufgrund der stärkeren Absorption steigen mit der Dotierung auch Kleinsignalverstärkung, differentieller Wirkungsgrad und maximal erzielbare Ausgangsleistung an.

Stab	Pumpleistung an der Schwelle	Maximale Ausgangsleistung	Differentieller Wirkungsgrad	Verstärkung bei 340 W Pumpl.
Poliert 0.9 %	55.1 W	258 W	45 %	1.782
Matt 0.9 %	51.8 W	240 W	42 %	1.702
Str.enh. 0.9 %	60.4 W	245 W	44 %	1.729
Str.enh. 0.7 %	64.4 W	231 W	41 %	1.692
Str.enh. 0.5 %	70.8 W	226 W	40 %	1.651

*Tabelle 7.1: Wichtigste Kenndaten der Lasersysteme mit den unterschiedlichen Laserstäben.*

Auch der Satz Stäbe mit unterschiedlicher Dotierung wurde wie im vorigen Abschnitt erläutert im Interferometer vermessen. Die ermittelten Brechkräfte und Stabzentrumstemperaturen sind in Abbildung 7.10 bzw. 7.11 dargestellt. Einige wichtige Ergebnisse sind zur Übersicht in Tabelle 7.2 zusammengestellt.

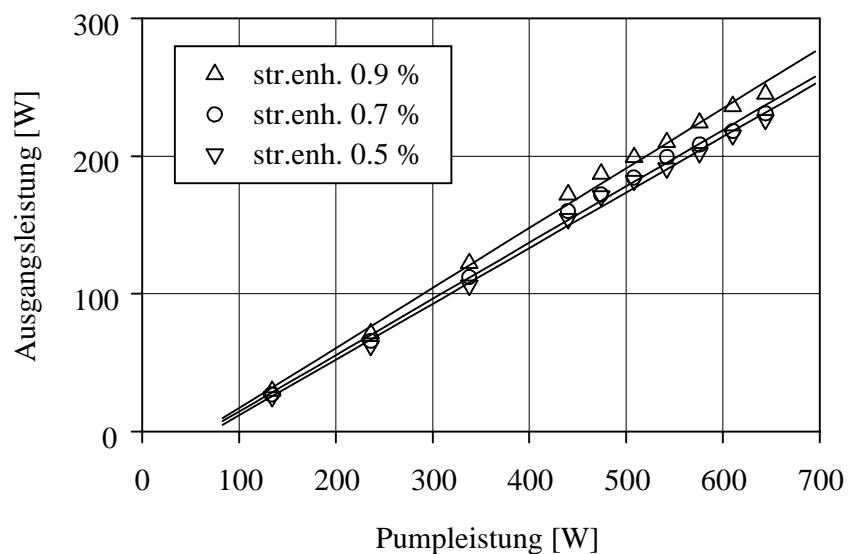


Abbildung 7.8: Leistungskennlinien für Laserstäbe mit „strength enhanced“-Oberfläche und unterschiedlichen Dotierungen bei optimaler Auskopplung.

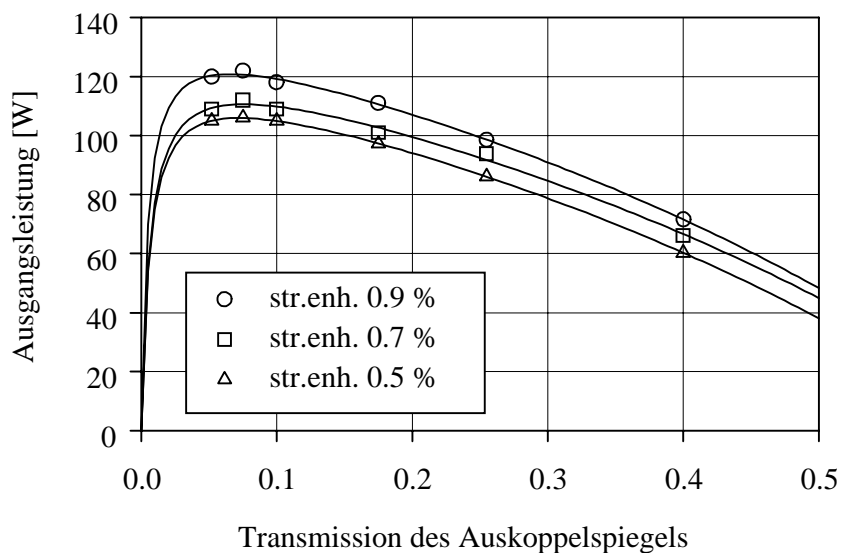


Abbildung 7.9: Ausgangsleistungen bei fester Pumpleistung von 340 W über der Transmission des Auskoppelspiegels und Rigrod-Fit: Laserstäbe mit „strength enhanced“-Mantelfläche und unterschiedlichem Dotierungsgrad

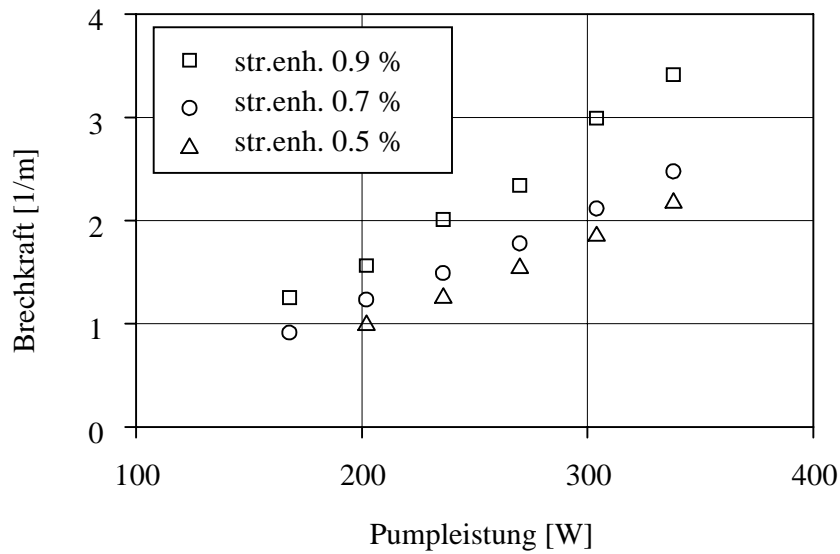


Abbildung 7.10: Interferometrisch bestimmte Brechkräfte als Funktion der Pumpleistung: Laserstäbe mit „strength enhanced“-Mantelfläche und unterschiedlichem Dotierungsgrad

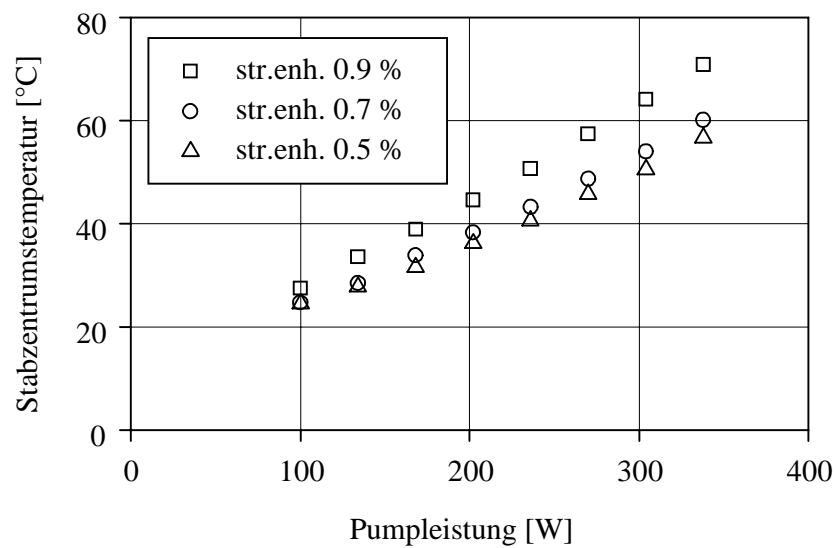


Abbildung 7.11: Stabmittentemperaturen als Funktion der Pumpleistung: Laserstäbe mit „strength enhanced“-Mantelfläche und unterschiedlichem Dotierungsgrad

Stab	Brechkraft-Konstante	Brechkraft bei 340 W Pumpl.	Temperatur im Stabzentrum bei 340 W Pumpl.
Poliert 0.9 %	12.9 dpt/kW	3.74 dpt	14.6 °C
Matt 0.9 %	11.4 dpt/kW	2.94 dpt	13.4 °C
Str.enh. 0.9 %	13.0 dpt/kW	3.38 dpt	18.6 °C
Str.enh. 0.7 %	8.9 dpt/kW	2.46 dpt	14.9 °C
Str.enh. 0.5 %	8.7 dpt/kW	2.18 dpt	13.3 °C

*Tabelle 7.2: Zusammenfassung einiger Ergebnisse der interferometrischen Messungen.*

Beim Vergleich der unterschiedlichen Dotierungsgrade bei gleicher Stabmantelfläche zeigte sich wie erwartet eine Zunahme der Temperaturen und Brechkräfte mit steigender Dotierung. Die Stäbe mit nominell 0.7 % und 0.5 % lagen mit ihren Werten sehr nahe beieinander, dies läßt darauf schließen, daß die tatsächlichen Dotierungen sich weniger stark unterscheiden als die mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.1$  % angegebenen Nominalwerte.

Die Sichtung der erhaltenen Daten bringt das Ergebnis, daß der mit 0.5 %  $\text{Nd}^{3+}$  dotierte Stab gegenüber dem 0.9 % dotierten aufgrund der homogeneren Ausleuchtung eine um 30 % reduzierte thermische Brechkraft aufweist. Die durch eine etwas geringere Absorptionseffizienz verursachte Leistungseinbuße lag demgegenüber nur bei 8 %. Die Verwendung niedrig dotierter Kristalle kann damit einen profitablen Kompromiß darstellen, um thermooptische Effekte zu reduzieren.

## 7.4 Schlußfolgerungen

Die Untersuchungen dieses Kapitels zeigten, daß die realisierte Pumplichtverteilung ein zentraler Aspekt bei der Auslegung von diodengepumpten Hochleistungsfestkörperlasern ist. Weiterhin wurde der signifikante Einfluß der Parameter Dotierungsgrad und Oberflächenbeschaffenheit auf die thermischen und thermooptischen Eigenschaften eines Laserstabes aufgezeigt.

Für lampengepumpte Nd:YAG-Laser sind Dotierungskonzentrationen um 1 % üblich, um eine ausreichende Absorption der breitbandigen Pumpstrahlung zu erzielen. Im hier vorliegenden Fall der Anregung mit Diodenlasern kann jedoch die Verwendung niedriger dotierter Kristalle ein profitabler Kompromiß sein, um thermooptische Effekte zu reduzieren.

So zeigte im direkten Vergleich der mit 0.5 % Nd<sup>3+</sup> dotierte Stab gegenüber dem 0.9 % dotierten aufgrund der homogeneren Ausleuchtung eine um 30 % reduzierte thermische Brechkraft. Die durch eine etwas geringere Absorptionseffizienz verursachte Leistungseinbuße lag demgegenüber nur bei 8 %.

Die als „Strength Enhancement“ bezeichnete Oberflächenbehandlung erlaubt es, die Widerstandsfähigkeit von Nd:YAG-Stäben gegenüber Spannungsbruch um ein Vielfaches zu erhöhen [Mar85]. Die obigen Untersuchungen zeigen allerdings, daß dafür höhere Temperaturen in Kauf genommen werden müssen, da die so präparierten Oberflächen gegenüber einer polierten einen um etwa 30 % geringeren Wärmeübergangskoeffizient zum Kühlwasser besitzen.



## 8. Grundmodebetrieb

Für viele Anwendungen von Festkörperlasern, wie z. B. in der nichtlinearen Optik, ist eine gute Strahlqualität notwendig. In diesem Kapitel sollen daher der transversale Grundmode- oder  $TEM_{00}$ -Betrieb untersucht werden, da bei dieser Betriebsart die bestmögliche Strahlqualität erreicht wird (Vgl. Abschnitt 2.2). Die Erkenntnisse der vorangegangenen Kapitel und das numerische Modell zur Simulation thermooptischer Effekte werden dabei als wichtige Hilfsmittel eingesetzt.

Prinzipiell kann jeder stabile Resonator zur Erzeugung von Grundmodestrahlung eingesetzt werden, wenn mit Hilfe geeigneter Aperturen das Anschwingen höherer Moden verhindert wird. Dadurch wird jedoch im allgemeinen die Effizienz des Systems in einem nicht tolerablen Ausmaß verringert, da nur ein kleiner Teil des invertierten Volumens im aktiven Medium ausgenutzt werden kann. Es sind daher geeignete Resonatoren zu verwenden, die einen großen  $TEM_{00}$ -Modenradius im Lasermedium aufweisen. Darüber hinaus müssen sie eine geringe Empfindlichkeit gegenüber kleinen Dejustierungen der Spiegel und gegenüber den unvermeidlichen Schwankungen der thermisch induzierten Brechkraft besitzen. Daher wurden mit Hilfe der Theorie von Magni [Mag86] dynamisch stabile Resonatoren berechnet und eingesetzt, die diesen Anforderungen genügen (vgl. Abschnitt 2.3).

### 8.1 Untersuchung des Grundmodebetriebs

Die realisierbare Grundmodeleistung von Festkörperlasern wird häufig durch Abbildungsfehler der thermischen Linse beeinflusst. Zur Erzielung einer aberrationsarmen thermische Linse ist die Anregung des Laserstabes von möglichst vielen Seiten aus wünschenswert, da so die Rotationssymmetrie der Pumplichtverteilung und entsprechend auch die des Temperaturprofils gefördert wird. Simulationen verschiedener Anregungsschemata zeigen, daß sich mit fasergekoppelten Diodenlasern bei einer Anregung von fünf Seiten aus schon annähernd rotationssymmetrische Temperaturverteilungen ergeben. Um den Effekt der Anregungsgeometrie auf die erzielbare Grundmodeleistung experimentell zu erfassen, wurden zwei verschiedene Laserköpfe realisiert.

In beiden Köpfen wurden Nd:YAG-Stäbe mit 4 mm Durchmesser und 0.9 % Dotierung von jeweils 45 Fasern angeregt. In einem der beiden Aufbauten wurde ein 56 mm langer Stab von 3 Seiten aus mit je 15 Fasern gepumpt, im anderen ein 44 mm langer Stab von 5 Seiten aus mit je 9 Fasern. Der Faserabstand vom Strömungsrohr wurde jeweils zu 13 mm gewählt,

um bei akzeptabler Absorptionseffizienz Aberrationen in radialer Richtung zu minimieren. Für verschiedene Pumpleistungen wurden jeweils dynamisch stabile Resonatoren berechnet und aufgebaut, wobei ausschließlich Planspiegel zum Einsatz kamen. Obwohl die realisierten Grundmoderadien im Laserstab deutlich kleiner waren als dessen Radius, traten keine höheren transversalen Moden auf. Dies ist auf die in Abschnitt 3.2 diskutierte thermisch induzierte Doppelbrechung zurückzuführen. Sie verursacht auch im unpolarisierten Betrieb eine zum Stabrand hin zunehmende Verzerrung der Phasenfronten mit entsprechenden Beugungsverlusten und begünstigt daher Moden, die um die Stabachse herum konzentriert sind. Die Doppelbrechung wirkt somit wie eine „weiche“ Blende.

Um linear polarisierte Strahlung zu erzeugen, wie es z. B. zur effizienten Frequenzvervielfachung notwendig ist, wurde zusätzlich eine Brewster-Platte in den kurzen Arm des Resonators eingebaut. Das Polarisationsverhältnis der ausgekoppelten Strahlung wurde für beide Systeme zu besser als 100:1 bestimmt.

Tabelle 8.1 zeigt die Resonator- und Leistungsdaten für den Aufbau mit der höchsten Grundmode-Ausgangsleistung, die mit der Dreifach-Symmetrie erzielt werden konnte. Die angegebenen Spiegelabstände sind bezüglich der Stabenden angegeben. Die experimentell optimierte Transmission des Auskoppelspiegels betrug 10 %. Bei 375 W Pumpleistung wurden 62 W Ausgangsleistung im Grundmode erzielt, dies entspricht einer optisch-optischen Effizienz von 16.5 %. Bei Einbau der Brewster-Platte führten thermisch bedingte Depolarisationsverluste zu einem Absinken der Leistung auf etwa die Hälfte.

Abstand des HR-Spiegels	78.5 cm
Abstand des Auskoppelspiegels	22.0 cm
Theor. Modenradius im Stab	730 $\mu\text{m}$
Brennweite im Arbeitspunkt des Resonators	21 cm
Ausgangsleistung im Grundmode	62 W
Linearer polarisierter Betrieb	32 W

*Tabelle 8.1: Resonator- und Leistungsdaten des von drei Seiten aus mit 375 W gepumpten Stabes ( $\varnothing 4 \text{ mm} \times 44 \text{ mm}$ ).*

Bei Anregung von fünf Seiten aus ließ sich durch verringerte Aberrationen der thermischen Linse die gleiche Grundmode-Ausgangsleistung mit weniger Pumpleistung erzielen, nämlich mit 250 W. Tabelle 8.2 zeigt die Daten eines entsprechenden Aufbaus. Es wurden 64 W

Grundmode-Ausgangsleistung mit über 25 % optisch-optischem Wirkungsgrad erreicht. Die Verringerung der Aberrationen durch die Anregungsgeometrie wirkt sich sehr stark aus, da die kleinere notwendige Pumpleistung wiederum einen geringeren Wärmeeintrag und folglich weiter verminderte Aberrationen und Doppelbrechungseffekte mit sich bringt. Daher konnte in diesem Aufbau ein größerer Modenradius realisiert werden und die Ausgangsleistung nahm bei Einfügen der Brewster-Platte nur um etwa 30 % ab.

Abstand des HR-Spiegels	102.5 cm
Abstand des Auskoppelspiegels	34.0 cm
Theor. Modenradius im Stab	830 $\mu\text{m}$
Brennweite im Arbeitspunkt des Resonators	31 cm
Ausgangsleistung im Grundmode	64 W
Linearer polarisierter Betrieb	45 W

*Tabelle 8.2: Resonator- und Leistungsdaten des von fünf Seiten aus mit 250 W gepumpten Stabes ( $\varnothing 4 \text{ mm} \times 56 \text{ mm}$ ).*

Bei Erhöhung der Pumpleistung und entsprechender Anpassung des Resonators machen sich auch in der Fünffach-Symmetrie zunehmend Abbildungsfehler der thermischen Linse bemerkbar. Sie führen zu einer Abnahme der Effizienz. Maximal konnte eine Grundmode-Leistung von 80 W bei einer Pumpleistung von 380 W erzielt werden, entsprechend einer optisch-optischen Effizienz von 21 %. Die Systemdaten sind in Tabelle 8.3 zusammengestellt.

Abstand des HR-Spiegels	94.5 cm
Abstand des Auskoppelspiegels	24.5 cm
Theor. Modenradius im Stab	800 $\mu\text{m}$
Brennweite im Arbeitspunkt des Resonators	23 cm
Ausgangsleistung im Grundmode	64 W
Linearer polarisierter Betrieb	45 W

*Tabelle 8.3: Resonator- und Leistungsdaten des von fünf Seiten aus mit 380 W gepumpten Stabes ( $\varnothing 4 \text{ mm} \times 56 \text{ mm}$ ).*

Die Strahlqualität dieses Lasersystems wurde durch Vermessung des Strahlverlaufs in der Umgebung einer durch eine Linse erzeugten Strahltaile überprüft. Dazu wurde ein Meßkopf mit Datenauswertung eingesetzt, der eine Klinge durch den Strahl fährt und aus dem zeitlichen Verlauf des Signals hinter der Klinge auf das transversale Intensitätsprofil zurückschließt (Fa. Melles-Griot, Modell BeamAlyzer). Der Verlauf der aus dem Profil ermittelten  $1/e^2$ -Radien ist in Abbildung 8.1 für zwei zueinander senkrechte Ebenen (horizontal und vertikal) dargestellt. An die Meßdaten sind theoretische Strahlverläufe nach Gleichung (2.7) angefitet, wobei die Beugungsmaßzahl  $M^2$  als Fitparameter diente. In beiden Richtungen ergaben sich Beugungsmaßzahlen von  $M^2 \leq 1.1$ .

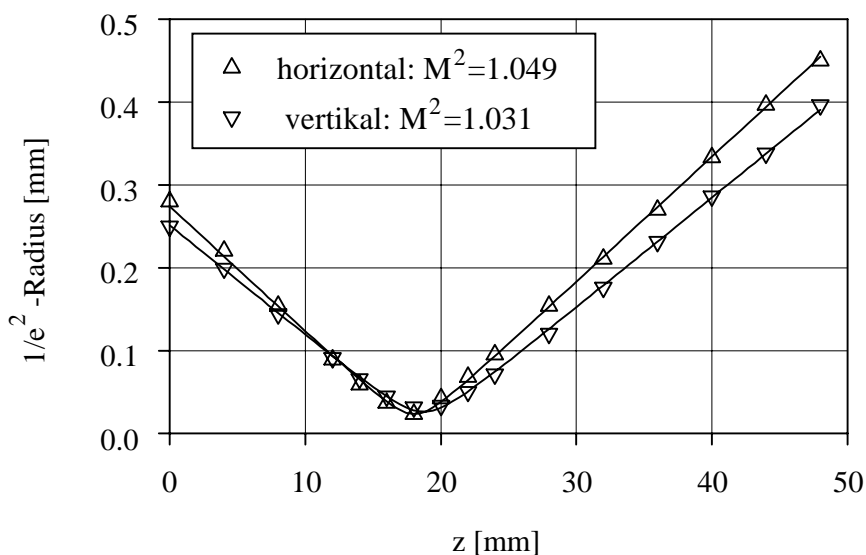


Abbildung 8.1: Verlauf der Strahlradien der Grundmodestrahlung in der horizontalen und vertikalen Ebene hinter einer Linse (Melles-Griot BeamAlyzer).

## 8.2 Schlußfolgerungen

In den vorgestellten Untersuchungen zum Grundmodebetrieb wurde die zentrale Rolle thermooptischer Effekte für die Erzielung hoher Strahlqualitäten deutlich. Das in Kapitel 5 beschriebene numerische Modell hat sich als wertvolles Werkzeug für das Verständnis und die Auslegung von Lasersystemen hoher Strahlqualität erwiesen. Mit seiner Hilfe konnte eine Ausgangsleistung von 80 W im transversalen Grundmode demonstriert werden. Dieser Wert liegt um einen Faktor 2 höher als jede bisher bekannte, aus einem einzigen Stab erzielte kontinuierliche Grundmodeleistung [Cer93][Shi95].

## 9. Hochleistungsbetrieb

Im vorigen Kapitel wurden die Leistungsgrenzen diodengepumpter Stablaser unter der Bedingung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ausgelotet. Für viele Anwendungen, insbesondere in der Materialbearbeitung, ist jedoch eine weniger gute Strahlqualität ausreichend. Daher soll diese strenge Bedingung nun fallengelassen werden, um zu untersuchen, welche Parametersätze aus Ausgangsleistung, Effizienz und Strahlqualität erzielt werden können. Hierzu wurde ein Hochleistungslasersystem für eine Pumpleistung von 2 kW konzipiert, aufgebaut und untersucht. In Abschnitt 9.1 werden die Aufbauparameter des Systems festgelegt und der entsprechend realisierte Laserkopf grundlegend charakterisiert. Die erzielbaren Strahlqualitäten und Ausgangsleistungen werden dann in Abschnitt 9.2 untersucht.

### 9.1 Aufbau und Charakterisierung des Hochleistungssystems

Zur Auslegung des Hochleistungssystems wurde das entwickelte numerische Modell verwendet. Um sicher unter der Bruchgrenze des Stabes zu bleiben, wurde die maximale Pumpleistung pro Stablänge auf 250 W/cm festgelegt. Als zusätzlicher Sicherheitsfaktor wurde eine Stab mit „strength enhanced“-Oberfläche eingesetzt. Eine Anregung von fünf Seiten aus wurde gewählt, um eine annähernd radialsymmetrische Temperaturverteilung zu gewährleisten. 40 Pumpfasern sind dann pro Seite notwendig, um die 2 kW Pumpleistung zu erreichen. Diese mußten auf 80 mm Stablänge verteilt werden, um die 250 W/cm nicht zu überschreiten. Unter Berücksichtigung der für Halterung und Dichtung zusätzlich benötigten Stablänge wurde eine Gesamtlänge von 110 mm gewählt. Der realisierte Laserkopf ließ dann eine Anregung durch bis zu 43 Fasern pro Pumpmodul zu.

Zur Erzielung guter Strahlqualitäten ist ein möglichst kleiner Stabdurchmesser vorteilhaft, eine untere Grenze wird jedoch durch die thermische Linsenwirkung gesetzt. Um auch bei maximaler Pumpleistung Brennweiten von nicht weniger als die Stablänge zu erhalten, wurde ein Durchmesser von 6 mm gewählt. Mit Hilfe modellierter Pumplichtverteilungen wurde ein niedriger Dotierungsgrad von 0.5 % at.  $\text{Nd}^{3+}$  als günstig ermittelt, um eine in radialer Richtung annähernd homogene Pumplichtverteilung zu erhalten. Als guter Kompromiß zwischen homogener Ausleuchtung und effizienter Anregung erwies sich dann ein Abstand zwischen Faserenden und Strömungsrohr von 17 mm.

Alle Diodenlaser wurden mit Kühlwasser einer Temperatur versorgt. Abbildung 9.1 zeigt Leistungskennlinien des Hochleistungssystems in einem kurzen Plan-plan-Resonator mit 17.5 % Auskopplung bei 3 verschiedenen Kühlwassertemperaturen. Maximal wurde bei einer Pumpleistung von 1.9 kW eine Ausgangsleistung von 758 W erzielt. Durch die Temperaturabhängigkeit der Diodenlaserwellenlängen und die resultierende Variation des Anregungswirkungsgrades treten Unterschiede in der erzielten Ausgangsleistung von maximal etwa 18 % bei Änderung der Kühlwassertemperatur um 10° C auf. Im oberen Bereich der Kurven sind die Unterschiede allerdings gering. Hier zeigt sich ein leichter Rückgang des differentiellen Wirkungsgrades auch bei der noch praktikablen niedrigsten Temperatur von 10° C, die bei hohen Stromstärken nicht mehr ausreicht, um die Wellenlänge der Diodenlaser in den optimalen Bereich zu schieben. Im weiteren wurde die Kühlwassertemperatur auf 15 °C eingestellt, um Kondensation von Luftfeuchtigkeit sicher zu vermeiden.

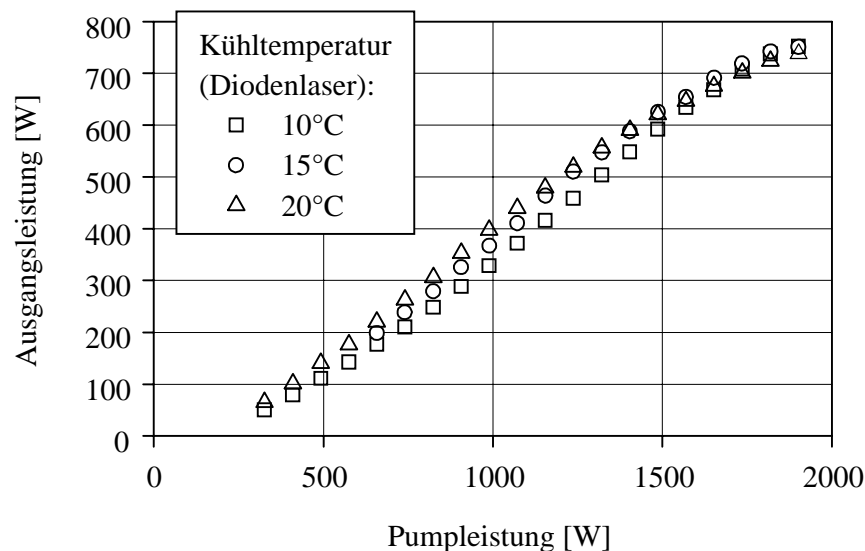


Abbildung 9.1: Ausgangsleistung des Hochleistungssystems im kurzen Resonator bei verschiedenen Temperaturen des Kühlwassers für die Diodenlaser.

Zur weiteren Charakterisierung des Laserkopfes wurde für verschiedene Pumpleistungen der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels zwischen 2.3 % und 51 % variiert. Die erhaltenen Ausgangsleistungen sind in Abbildung 9.2 dargestellt. Ebenso gezeigt sind Fitkurven nach dem Rigrod-Modell. Um die Meßwerte theoretisch rekonstruieren zu können, mußte eine pumpleistungsabhängige Sättigungsintensität angenommen werden. Die Abbildungen 9.3 und 9.4 zeigen die aus den Fits gewonnenen Verstärkungsfaktoren und

Sättigungsintensitäten über der Pumpleistung. Beide Größen steigen in guter Näherung linear mit der Pumpleistung an. Der Grund für dieses Verhalten der Sättigungsintensität ist ihre Temperaturabhängigkeit.

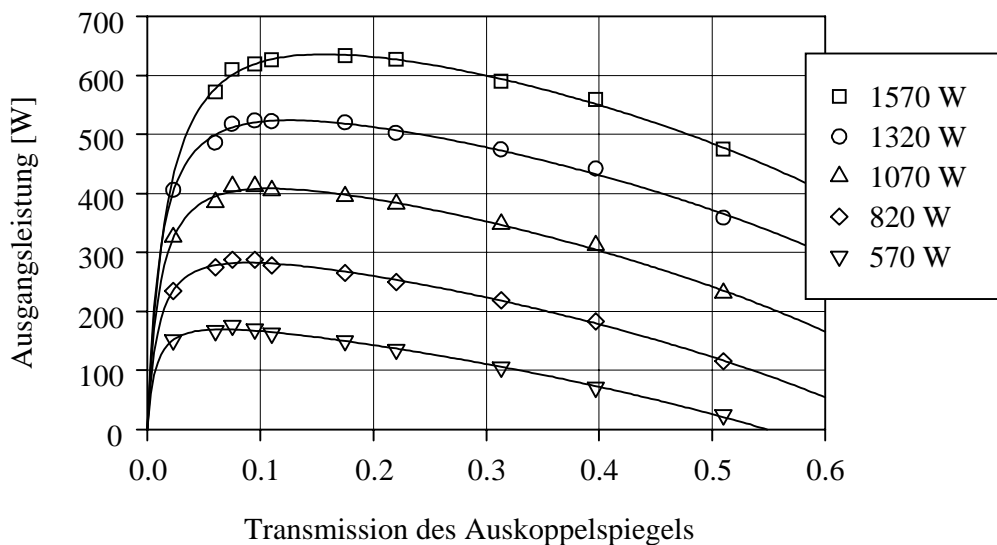


Abbildung 9.2: Rigrod-Analyse der Ausgangsleistungsdaten des Hochleistungssystems.

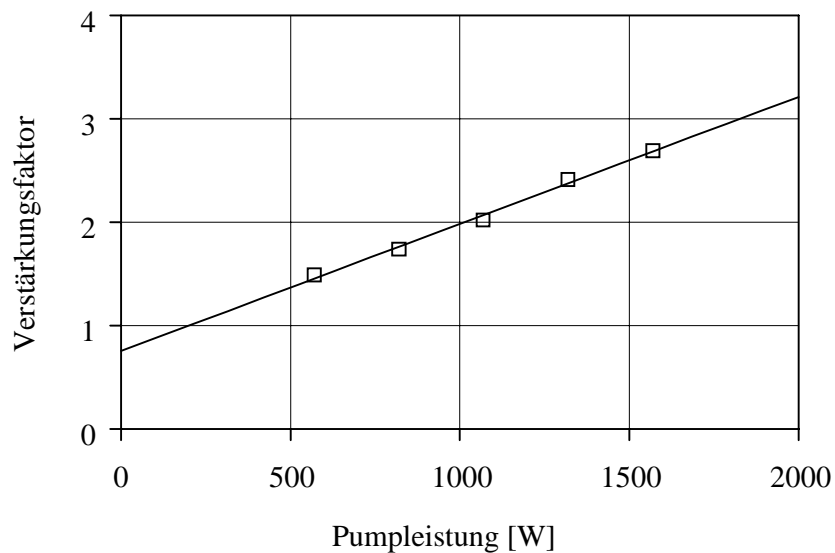


Abbildung 9.3: Aus der Rigrod-Analyse erhaltene Verstärkungsfaktoren für das Hochleistungssystem.

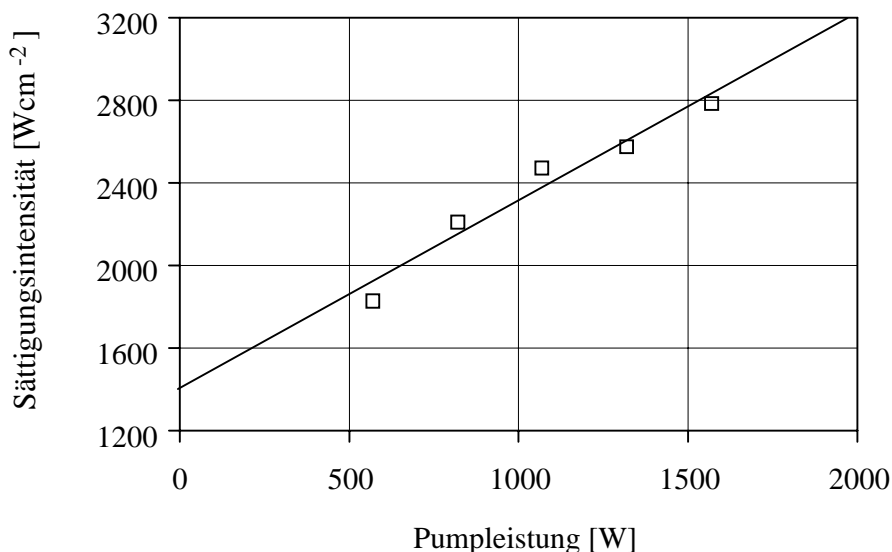


Abbildung 9.4: Aus der Rigrod-Analyse erhaltene Sättigungsintensitäten für das Hochleistungssystem

.

## 9.2 Untersuchungen zur Strahlqualität

Die in diesem Abschnitt angegebenen Strahlqualitäten des Hochleistungssystems wurden durch Vermessen des Verlaufes der  $1/e^2$ -Radien des fokussierten Laserstrahles mit dem BeamAnalyzer der Fa. Melles-Griot ermittelt.

Bei der maximalen Ausgangsleistung von etwa 750 W wurde das Strahlparameterprodukt zu ca. 50 mm·mrad entsprechend einer Beugungsmaßzahl von etwa  $M^2 = 150$  bestimmt. Zur Verbesserung der Strahlqualität können längere Resonatoren eingesetzt werden, die zu einer gegebenen Modenordnung größere Modenradien im Laserstab aufweisen. In Abbildung 9.5 ist die Ausgangsleistung eines 80 cm langen symmetrischen Plan-plan-Resonators für zwei verschiedene Auskopplungen über der Pumpleistung aufgetragen. Im unteren Leistungsbereich liefert die geringere Auskopplung von 17.5 % die größere Ausgangsleistung. Mit der höheren Auskopplung ist jedoch der Leistungseinbruch am konfokalen Punkt des Resonators geringer, so daß dahinter die größere Maximalleistung erreicht wird.



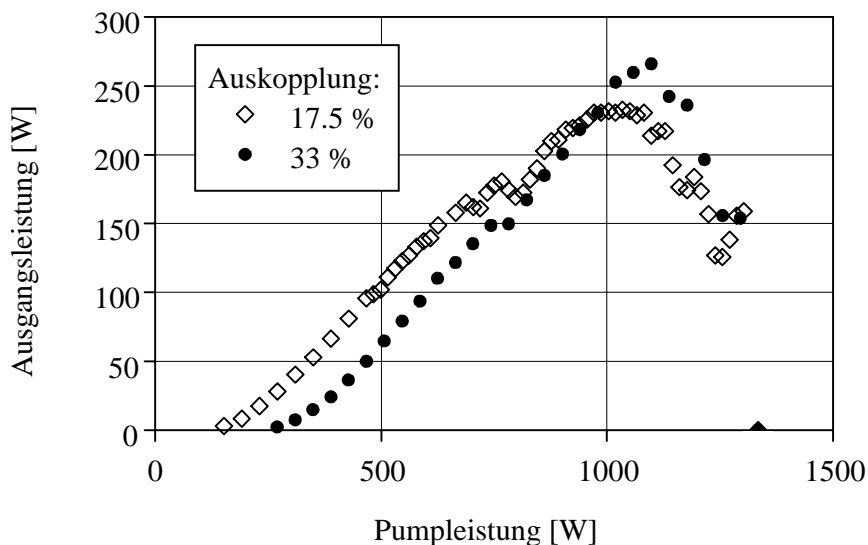


Abbildung 9.5: Ausgangsleistung im 80 cm langen plan-plan-Resonator über der Pumpleistung für verschiedene Transmissionen  $T$  des Auskopplers

In Abbildung 9.6 ist die bei verschiedenen Pumpleistungen ermittelte Strahlqualität des Systems mit dem 80 cm langen Resonator bei 33 % Auskopplung dargestellt. Bis zum konfokalen Punkt steigt die Beugungsmaßzahl wie erwartet mit der Pumpleistung an, da auch die Brechkraft der thermischen Linse zunimmt. Hinter dem konfokalen Punkt führen dann offensichtlich Aberrationen und Doppelbrechungseffekte zu erhöhten Verlusten im Randbereich des Stabes, so daß höhere Moden unterdrückt werden. Der Stab wird also nicht mehr vollständig ausgefüllt. Folglich verbessert sich die Strahlqualität, die Ausgangsleistung schwenkt allerdings aufgrund des verringerten Füllfaktors nicht mehr auf die Gerade ein, die durch den Verlauf vor dem konfokalen Punkt festgelegt ist: Es „fehlt“ Ausgangsleistung. Trotzdem steigt die Ausgangsleistung noch mit der Pumpleistung an, bis der Resonator für die radiale Brechkraft instabil wird (oberhalb von 1100 W). Dann nimmt die Ausgangsleistung ab, da nur noch ringförmige Moden oszillieren, wie sich im Experiment klar beobachten läßt. Dies hat zwei Ursachen. Einerseits ist der Resonator nur noch für azimuthal polarisierte Moden stabil, die gerade ringförmig sind. Andererseits wird der Resonator durch die auf der Stabachse höheren Brechkraft dort eher instabil als im Außenbereich des Stabes.

Dieses Verhalten wurde auch für andere Resonatorlängen beobachtet. Die Abbildungen und zeigen die Ausgangsleistungen in 60 cm bzw. 120 cm langen symmetrischen plan-plan-Resonatoren mit 33 % Auskopplung. Bei ausgewählten Pumpleistungen wurde die Beugungsmaßzahl bestimmt, die Meßergebnisse sind in den Abbildungen angegeben.

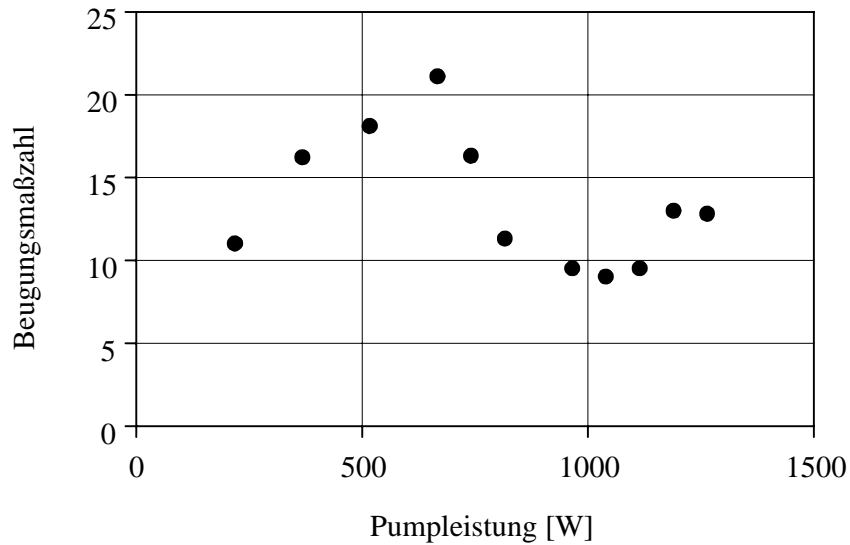


Abbildung 9.6: Strahlqualität im 80 cm langen Resonator mit 33 % Auskopplung

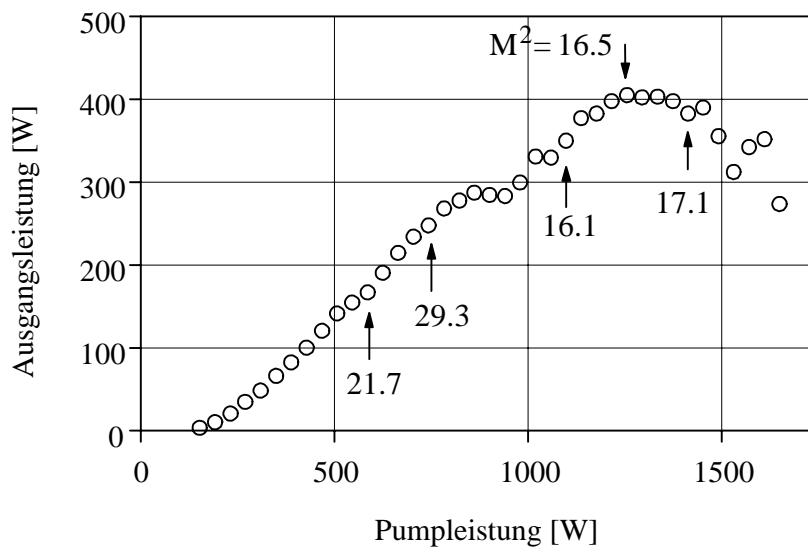


Abbildung 9.7: Ausgangsleistung und Beugungsmaßzahlen im 60 cm langen Resonator.

Bei hohen Pumpleistungen gibt es für jeden Resonator einen Bereich hoher Ausgangsleistung bei niedriger Beugungsmaßzahl, folglich ist dort die Brillanz sehr hoch. Durch Variation der Resonatorlänge und Ansteuern dieses Bereiches hoher Brillanz fährt man die maximal mit diesem System erreichbaren Werte ab. In Abbildung 9.9 ist dies durchgeführt worden, dort sind die erreichten Beugungsmaßzahlen über den erzielten Ausgangsleistungen

aufgetragen. Die durch diese Punkte gebildete Kurve markiert die Grenze des zugänglichen Parameterbereiches. Im 40 cm-Resonator wurde das Maximum der Brillanz aufgrund der verfügbaren Pumpleistung nicht ganz erreicht, der optimale Punkt sollte also etwas besser liegen.

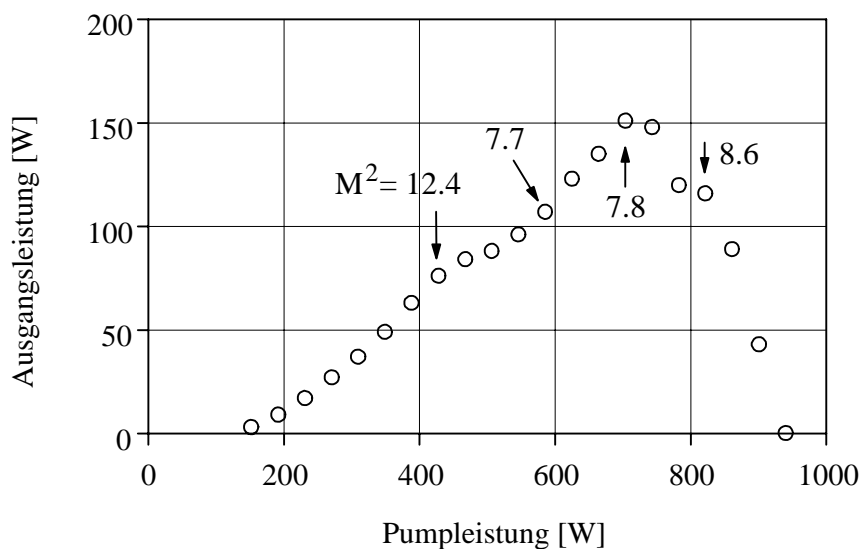


Abbildung 9.8: Ausgangsleistung und Beugungsmaßzahlen im 120 cm langen Resonator.

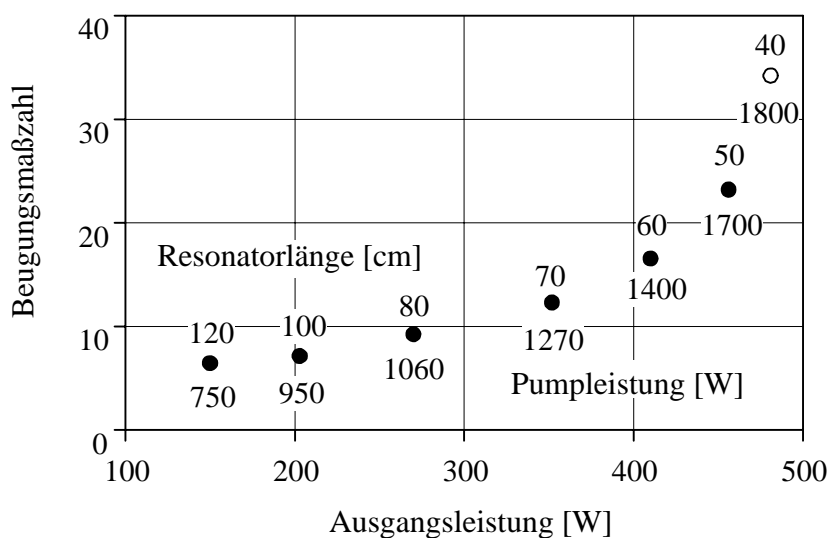


Abbildung 9.9: Mit verschiedenen Resonatorlängen im Bereich der höchsten Brillanz erreichte Beugungsmaßzahlen und Ausgangsleistungen. Zu jedem Punkt ist die Resonatorlänge und die eingebrachte Pumpleistung angegeben.

### 9.3 Schlußfolgerungen

Mit dem realisierten Hochleistungslasersystem konnte eine Ausgangsleistung von 750 W cw bei einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 40 % entsprechend einer optisch-elektrischen Effizienz von etwa 13 % demonstriert werden. Damit liegt die Effizienz um einen Faktor 3 höher als bei den besten lampengepumpten Systemen. Durch Untersuchung verschiedener Resonatoren konnte der zugängliche Bereich des Parameterpaares Ausgangsleistung und Strahlqualität abgesteckt werden. Die erreichten Werte zeigen das hervorragende Potential diodengepumpter Festkörperlaser. So konnten z. B. Ausgangsleistungen von 300 W bei Beugungsmaßzahlen um  $M^2 = 10$  bzw. bei Strahlparameterprodukten von 10 mm·mrad demonstriert werden.

## 10. Neue Anregungsgeometrien

Im Rahmen dieser Arbeit konnte das Potential diodengepumpter Festkörperlaser gezeigt werden, exzellente Strahlqualitäten mit höchsten Ausgangsleistungen bei gleichzeitig hervorragenden Effizienzen zu kombinieren. Zur Untersuchung thermischer Effekte und zur Demonstration der möglichen Ausgangsparameter wurden transversal angeregte Systeme verwendet. Diese zeichnen sich durch eine einfache Skalierungsmöglichkeit der Leistung über die gepumpte Länge des Lasermediums aus, haben jedoch einige Nachteile, die eine kommerzielle Fertigung erschweren. So stellen sie prinzipbedingt nur relativ geringe Absorptionswege zur Verfügung, innerhalb derer eine möglichst vollständige Absorption realisiert werden muß. Der Absorptionsweg kann zwar durch Einsatz von abbildenden oder diffus reflektierenden Pumpkavitäten effektiv verlängert werden, jedoch nur in begrenztem Ausmaß und in Verbindung mit justieraufwendigen Komponenten oder Effizienzverlusten. In jedem Fall hängen absorbierte Pumpleistung und Pumplichtverteilung entscheidend von den spektralen Charakteristiken der Pumpquellen ab, und damit auch die erzielten Ausgangsleistungen und Strahlqualitäten. Zudem machen die zur Erzeugung guter Strahlqualitäten vorteilhaften kleinen lateralen Abmessungen der Laserkristalle eine präzise Anpassung des räumlichen Verlaufs der Pumpstrahlung notwendig, was wiederum einen hohen Justageaufwand nach sich zieht.

Bei transversal angeregten Systemen hängen also die Ausgangsparameter Leistung, Effizienz und Strahlqualität kritisch ab von den Eigenschaften der Pumpquelle, insbesondere von der räumlichen und spektralen Charakteristik der Pumpstrahlung. Eine präzise Kenntnis und Kontrolle dieser Eigenschaften ist notwendig, um über viele Lasersysteme identischen Aufbaus eine gute Reproduzierbarkeit der oben genannten Ausgangsparameter zu gewährleisten. Dies gilt auch für herkömmliche endgepumpte Systeme mit modenselektiver Anregung aufgrund des kritischen Überlapps zwischen angeregtem Kristallvolumen und Lasermodenvolumen. Eine Entwicklung der jüngsten Zeit, der Scheibenlaser [Gie94], löst einige dieser Probleme. Gleichzeitig wird jedoch das Problem der Kontrolle der Pumpwellenlänge weiter verschärft, da nur extrem kleine Absorptionswege zur Verfügung stehen. Zudem ist das Skalierungsverhalten dieses Lasers zu höchsten Leistungen noch nicht ausreichend untersucht. Daher sollen hier neuartige Anregungs- und Lasergeometrien diskutiert werden, die ebenfalls auf dem Prinzip des Endpumpens beruhen und nahezu beliebig große Wechselwirkungslängen zur Absorption der Pumpstrahlung bereitstellen.

## 10.1 Prinzipielle Beschreibung

Die behandelten Geometrien kombinieren zwei Elemente (s. Abbildung 10.1): Anregung über die Kristallendfläche und Führung des Pumplichts im Kristall durch interne Totalreflexion (TIR). Derartige Geometrien wurden schon erfolgreich zur Anregung von Lasermaterialien eingesetzt, für die keine zuverlässigen Diodenlaser mit Emissionswellenlängen im Bereich der Hauptabsorptionsbanden zur Verfügung stehen, wie z. B. Tm:YAG.[Bea96] Durch die verfügbaren großen Absorptionslängen können hier auch Pumplichtquellen weit abseits der Hauptabsorption effizient eingesetzt werden („wing-pumping“).

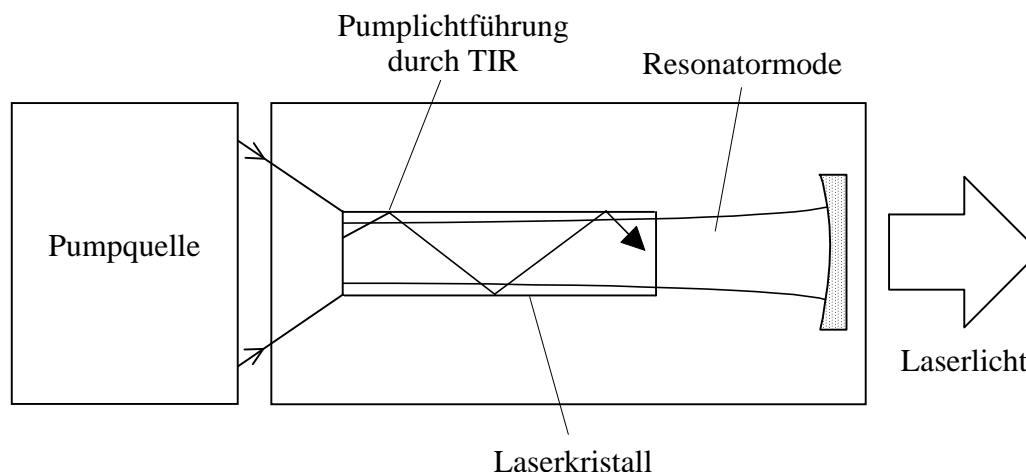


Abbildung 10.1: Prinzipielle Geometrie der diskutierten Laserschemata

Im Hochleistungsbereich erfordern diese Systeme ein spezielles Wärmemanagement, da einerseits am pumpseitigen Ende des Mediums die höchsten Wärmeleistungsdichten auftreten. Andererseits ist bei hohen Leistungen eine Wasserkühlung des Mediums notwendig, bei dieser tritt aber bei der praktischen Realisierung aufgrund der Dichtung gerade am Ende ein nicht aktiv gekühlter Bereich auf. Daher werden zusammengesetzte Kristalle verwendet, die am Ende einen undotierten und damit nicht absorbierenden Bereich besitzen. Der Anfang des absorbierenden Bereiches ist dadurch auf jeden Fall aktiv gekühlt. Die auch unter thermischer Belastung mechanisch stabile Verbindung der Kristallsegmente wird durch die Technik des „diffusion-bonding“ erzielt.

Im Hinblick auf die oben dargestellte Problematik bieten diese Anregungsgeometrien eine Vielzahl von Vorteilen auch für Lasermedien, für die Diodenlaser mit optimaler Wellenlänge standardmäßig in guter Qualität verfügbar sind (z. B. Nd:YAG):

- Reproduzierbar hohe Effizienz unabhängig von der spektralen Charakteristik der Pumpstrahlung, d. h. vom exakten Wert des effektiven Absorptionskoeffizienten, da große Absorptionswege zur realisierbar sind. Das Spektralprofil bestimmt nur die Verteilung des absorbierten Pumplichts über die Länge des Stabes, welche sich jedoch in Lasern mit 4-Niveau-Schema in erster Näherung nicht auf den Laserbetrieb auswirkt.

- Homogene Anregung über den Kristallquerschnitt bei vollständiger Absorption. Das Pumplicht wird durch Führung im undotierten Kristallabschnitt räumlich homogenisiert, die Länge dieses Bereiches kann dahingehend optimiert werden. Dadurch spielt die Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung beim Eintritt in das Lasermedium keine zentrale Rolle mehr. Die transversale Gleichförmigkeit der Anregung ist unabhängig von den genauen spektralen und räumlichen Eigenschaften der Pumpstrahlung.

- Deutlich reduzierter Aufwand für Produktion und Betrieb der Pumpquelle, da im allgemeinen sowohl auf eine Vorabselektion der Diodenlaserbarren hinsichtlich ihrer exakten Emissionswellenlänge als auch auf eine absolute Temperaturstabilisierung der Pumpquelle verzichtet werden kann.

Die diskutierten Anregungsschemata weisen also insgesamt eine hohe Reproduzierbarkeit der Ausgangsparameter Effizienz, Leistung und Strahlqualität auf, da diese sehr unempfindlich gegenüber den Eigenschaften der Pumpquelle sind. Weiterhin stellen sie sehr große Akzeptanzwinkel für die Pumpstrahlung zur Verfügung, wodurch auch Hochleistungs-Diodenlasersysteme mit schlechter Strahlqualität eingekoppelt werden können. Der maximale Eintrittswinkel  $\alpha_{max}$ , den ein einfallender Strahl aufweisen kann, der im Medium noch durch Totalreflexion geführt wird, ist gegeben durch

$$\sin \alpha_{max} = n_{Med} \sin \left( \frac{\pi}{2} - \alpha_{TIR} \right), \quad \sin \alpha_{TIR} = \frac{n_{Coat}}{n_{Med}} \quad (10.1)$$

Darin ist  $\alpha_{TIR}$  der Grenzwinkel für Totalreflexion an der Grenzfläche des Lasermediums zum umgebenden Coating,  $n_{Med}$  und  $n_{Coat}$  sind die Brechungsindices des Lasermediums und des Coatings. Es wurde vorausgesetzt, daß das Pumplicht durch Luft auf die Endfläche fällt. Für YAG-Kristalle mit Quarzbeschichtung ( $n_{Med} = 1.82$ ,  $n_{Coat} = 1.54$ ) ergibt sich ein Grenzwinkel von  $\alpha_{max} = 75.9^\circ = 1324$  mrad. Folglich kann z. B. zur Anregung eines Stabes mit 3 mm Durchmesser theoretisch eine Pumpquelle mit einem Strahlparameterprodukt von  $> 1900$  mm·mrad eingesetzt werden.

Die höchsten Dichten der absorbierten Pumpleistung und daher die größten Spannungen treten an der Eintrittsseite des Laserkristalls auf. Ist das Lasermaterial wie im Falle von Nd:YAG stark absorbtiv für das Pumplicht, so muß der Dotierungsgrad am Beginn des dotierten Bereiches gering genug gewählt werden, um unterhalb der Bruchgrenze zu bleiben. Die zur effizienten Absorption benötigte Länge des Kristalls kann dann deutlich reduziert werden, wenn eine über die Länge zunehmende Dotierungskonzentration realisiert wird. Dies kann z. B. durch Aneinanderreihung von Stücken unterschiedlicher Dotierung durch „diffusion-bonding“ geschehen. Im folgenden Abschnitt wird für Nd:YAG ein entsprechendes Kristalldesign ermittelt.

## 10.2 Lasersysteme auf der Basis von Nd:YAG

Prinzipiell ist die hier diskutierte Anregungsgeometrie für Lasermedien mit beliebig geformten Querschnittsflächen (Stab, Slab) anwendbar. Hier sollen jedoch nur Systeme mit Laserstäben betrachtet werden, die einfacher herzustellen sind und eine oft vorteilhafte Rotationssymmetrie aufweisen.

Realistische Hochleistungspumpquellen für Nd:YAG haben spektrale Breiten von einigen nm, so daß der korrespondierende effektive Absorptionskoeffizient vom genauen Spektralprofil abhängt. Ein gegenüber dieser Charakteristik unempfindliches System muß derart ausgelegt werden, daß bei der größtmöglichen Absorption die absorbierte Pumpleistung pro Länge an keiner Stelle des Stabes den kritischen Wert überschreitet. Gleichzeitig muß bei der niedrigsten möglichen Absorption eine hohe Absorptionseffizienz gewährleistet sein.

Für Nd:YAG mit polierter Oberfläche, die zur Aufrechterhaltung der internen Totalreflexion notwendig ist, sind Bruchspannungen von 130 - 260 MPa veröffentlicht. Als Obergrenze für sicheren Betrieb werden hier 100 MPa angenommen. Thermische Simulationen ergeben, daß dieser Wert bei der demonstrierten homogenen Anregung bei einer absorbierten Pumpleistung pro Stablänge von 350 W/cm erreicht wird. Zusammen mit der gewünschten Pumpleistung ergibt dies eine Obergrenze für die maximal zulässige Dotierungskonzentration am Beginn des dotierten Bereiches.



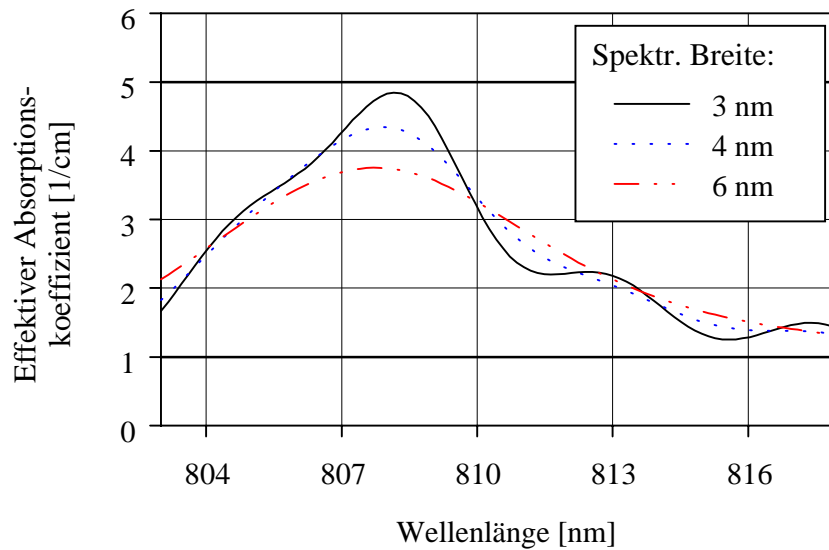


Abbildung 10.2: Effektiver Absorptionskoeffizient in Nd:YAG für ein Gaußsches Spektralprofil in Abhängigkeit von der Zentralwellenlänge für unterschiedliche spektrale Breiten (FWHM). Als Dotierkonzentration wurden 1 % at.  $\text{Nd}^{3+}$  zugrunde gelegt.

Wird ein Gaußsches Spektralprofil angenommen, so ergeben sich für realistische Zentralwellenlänge und spektralen Breiten in Nd:YAG mit 1 % at.  $\text{Nd}^{3+}$  Dotierung die in Abbildung 10.2 gezeigten effektiven Absorptionskoeffizienten. Für Breiten von mindestens 3 nm liegen sie in einem Bereich von 15 nm zwischen  $1 \text{ cm}^{-1}$  und  $5 \text{ cm}^{-1}$ . Die im folgenden betrachteten Beispiele basieren auf diesen Werten als den maximal bzw. minimal auftretenden.

### 10.2.1 Dotierungsverlauf durch „diffusion-bonding“

Das „diffusion-bonding“ ist eine mittlerweile gut beherrschte Technik, um unterschiedlich dotierte YAG-Kristalle mechanisch stabil zu verbinden. Sie ist für die hier vorgestellten Lasergeometrien notwendig, um die aus thermischen Gründen erforderlichen undotierten Endstücke des Laserkristalls zu realisieren. Sie stellt jedoch auch eine Möglichkeit dar, einen effektiven Dotierungsverlauf herzustellen. In Abbildung 10.3 ist eine entsprechende, für 1 kW Pumpleistung ausgelegte Kristallstruktur dargestellt.

Die drei unterschiedlich stark dotierten Abschnitte haben eine Gesamtlänge von nur 8 cm. Über einen Bereich der Zentralwellenlänge der Pumpstrahlung von 15 nm ist stets eine absorbierte Pumpleistung pro Länge von unter  $350 \text{ W/cm}$  sowie eine Gesamtabsorption von  $> 96 \%$  gewährleistet. Abbildung 10.3 zeigt diese beiden Größen für die maximale und die

minimale auftretende Absorption. Es wurde dabei eine dielektrische Beschichtung auf der Stabendfläche angenommen, die hochreflektierend für die Pumpwellenlänge und antireflektierend für die Laserwellenlänge ist.

Die höchsten Pumpleistungsdichten treten an den Dotierungswechseln auf. Die entsprechenden Werte sind in Abbildung 10.4 für den Bereich der möglichen Absorptionskoeffizienten dargestellt. Für keinen der Werte wird im diskutierten Beispiel die kritische absorbierte Pumpleistung von 350 W/cm überschritten.

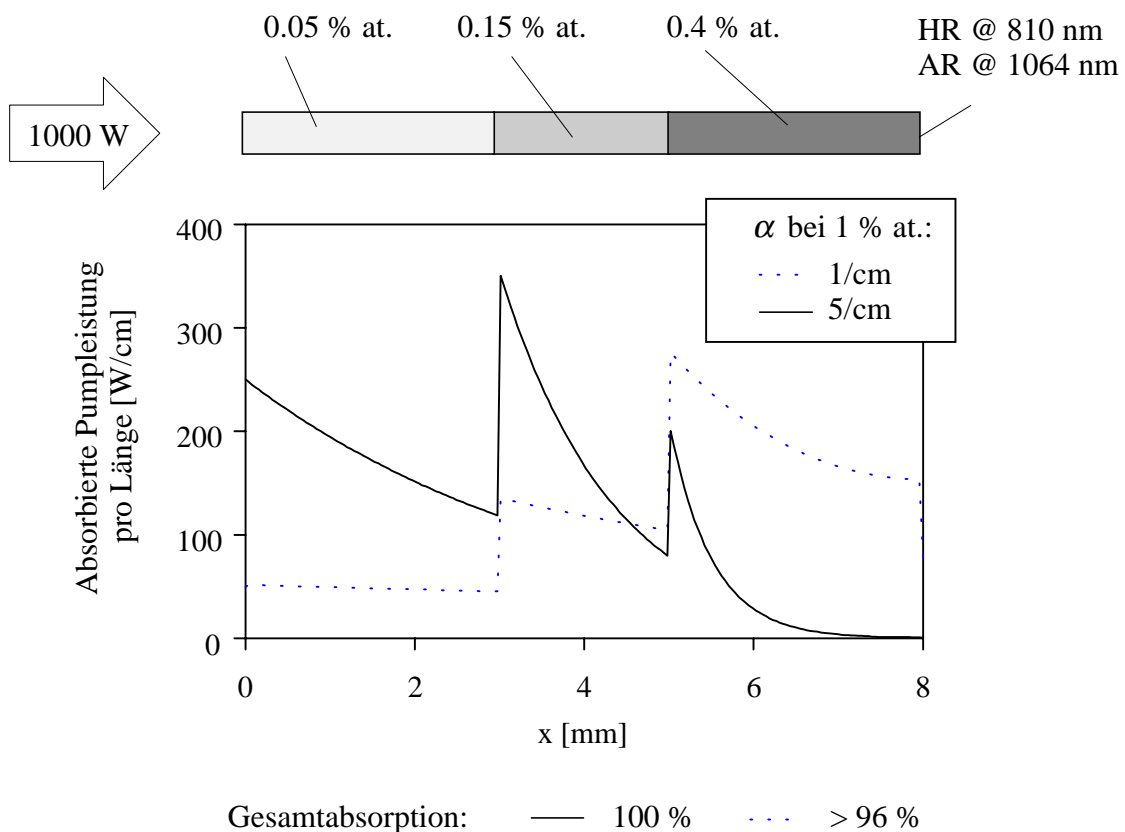


Abbildung 10.3: Design-Beispiel für ein System mit variabler Dotierung durch Diffusion-Bonding.

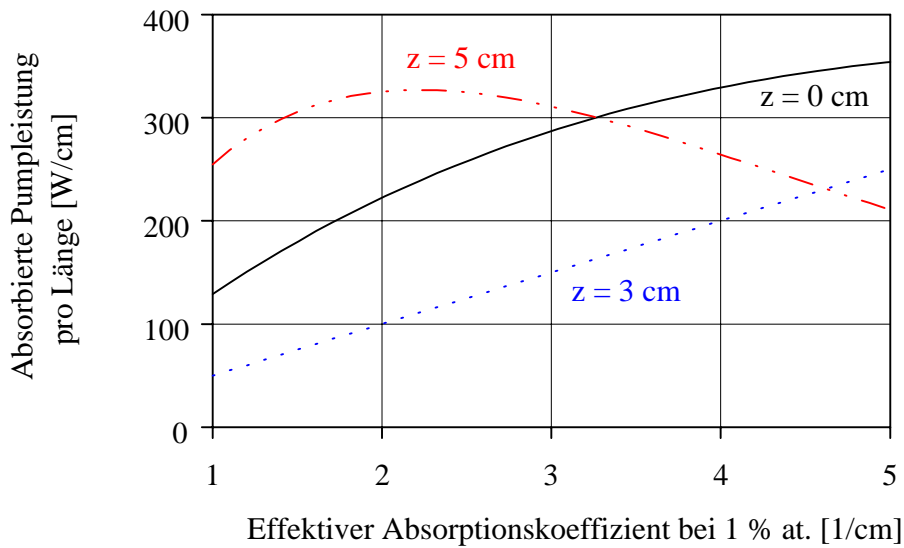


Abbildung 10.4: An den Stellen des Dotierungswechsels auftretende absorbierte Pumpleistungen pro Länge in Abhängigkeit vom effektiven Absorptionskoeffizienten (welcher auf 1 % at. normiert angegeben ist).

### 10.2.2 Linearer Dotierungsverlauf

Ein Dotierungsverlauf läßt sich auch direkt während des Ziehens des Boules verwirklichen [Ack97]. Basierend auf der Annahme eines linearen Dotierungsverlaufes soll hier ein Systemdesign entworfen werden.

Um große Pumpleistungen tolerieren zu können, muß die Dotierungskonzentration am Beginn des dotierten Bereiches relativ gering gewählt werden. Zur Vereinfachung wird im folgenden von einer Startkonzentration von Null ausgegangen. Dies ermöglicht es eventuell sogar, auf das Anbringen eines undotierten Endstückes zu verzichten. Der entsprechende lineare Verlauf des Absorptionskoeffizienten kann dann sehr einfach dargestellt werden:

$$\alpha(z) = A \cdot z \quad (10.2)$$

Die durch den Kristall laufende Pumpleistung ergibt sich wie folgt:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha(z)P(z) \quad \Rightarrow \quad P(z) = P_0 \exp\left(-\int_0^z \alpha(z') dz'\right) \quad (10.3)$$

Die absorbierte Pumpleistung pro Länge ist dann

$$p_{abs}(z) = -\frac{dP}{dz} = A P_0 z \exp\left(-\frac{1}{2} A z^2\right) \quad (10.4)$$

Diese Funktion hat ein Maximum bei  $z = \sqrt{A^{-1}}$  mit dem Wert

$$p_{\max} = P_0 \sqrt{\frac{A}{e}} \quad (10.5)$$

Bei bekannter Pumpleistung  $P_0$  und der maximalen tolerablen Pumpleistungsdichte pro Länge  $p_{\max}$  läßt sich daraus die Konstante  $A$  bestimmen, also der maximal erlaubte Anstieg des Absorptionskoeffizienten:

$$A = \left( \frac{p_{\max}}{P_0} \right)^2 e \quad (10.6)$$

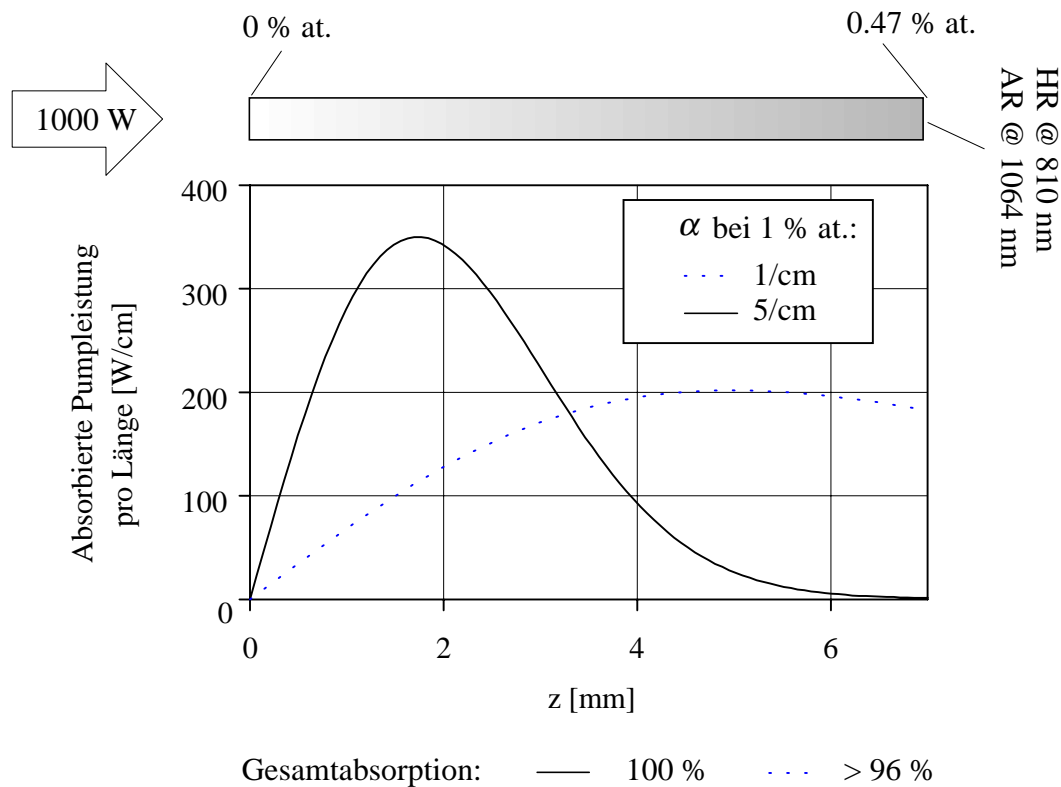


Abbildung 10.5: Design-Beispiel für einen Kristall mit linearem Dotierungsverlauf.

Mit einer Pumpleistung von 1 kW und  $p_{\max} = 350 \text{ W/cm}$  erhält man  $A = 0.333 \text{ cm}^{-2}$ . Ausgehend von einem effektiven Absorptionskoeffizienten von  $5 \text{ cm}^{-1}$  bei einer Dotierung von 1 % at. entspricht dies einem Dotierungsgradienten von  $0.067 \text{ \% at.} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Für einen derartigen Kristall ist in Abbildung 10.5 der Verlauf der absorbierten Pumpleistung pro Länge gezeigt.

Dabei wurde wiederum von einer Reflexion des verbliebenen Pumplichts am ungepumpten Stabende ausgegangen. Die Länge des Kristalls ist mit 7 cm so gewählt, daß auch im schwach

absorptiven Fall (Koeffizient  $1 \text{ cm}^{-1}$  bei 1 % at. Dotierung) eine Gesamtabsorption von  $> 96 \%$  gewährleistet ist. Im stark absorptiven Fall hat die zurücklaufende Pumpleistung keinen Einfluß auf das Maximum der Pumpleistungsdichte pro Länge, da sie verschwindend klein ist. Gemäß dem oben genannten Gradienten der Dotierung beträgt diese am Ende des Kristalls ( $z = 7 \text{ cm}$ ) etwa  $0.47 \%$ .

### 10.2.3 Wahl des Stabdurchmessers

Da die auftretenden Spannungen in erster Näherung nicht vom Stabradius abhängen, ist dieser in den betrachteten Beispielen durch die bisherigen Überlegungen noch nicht festgelegt. Einerseits definiert er eine Obergrenze für die Strahlqualität der Pumpquelle, deren Strahlung ja in den Stabquerschnitt eingekoppelt werden muß. Andererseits bestimmt er die Brechkraft der thermischen Linse, deren Brennweite für einen stabilen Laserbetrieb größer sein sollte als der Abstand der Hauptebenen des Stabes von seinen Enden. Bei einer Stablänge von  $8 \text{ cm}$  beträgt dieser Abstand etwa  $2.2 \text{ cm}$ . Rechnet man zur Sicherheit mit einer Untergrenze für die thermische Brennweite von  $3 \text{ cm}$ , so muß der Radius bei einer absorbierten Pumpleistung von  $1 \text{ kW}$  mindestens  $1.5 \text{ mm}$  betragen.

Mit diesem Stabradius und dem Akzeptanzwinkel nach (10.1) kann, wie oben schon erwähnt, eine Pumpquelle eingesetzt werden, wenn ihr Strahlparameterprodukt einen Wert von etwa  $1900 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$  nicht überschreitet. Diodenlasersysteme mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich und deutlich kleineren Strahlparameterprodukten sind kommerziell erhältlich (z. B. [Las97]).

## 10.3 Schlußfolgerungen

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Eignung diodengepumpter Festkörperlaser gezeigt werden, exzellente Strahlqualitäten mit höchsten Ausgangsleistungen bei gleichzeitig hervorragenden Effizienzen zu kombinieren. Mit den realisierten transversal angeregten Systemen sind hervorragende Werte erzielt worden.

Konventionelle Designs für diodengepumpte Festkörperlaser, sowohl end- als auch transversal gepumpte, weisen jedoch einige Probleme hinsichtlich der Fertigung von Lasersystemen mit reproduzierbaren Ausgangsparametern auf. Um diese Probleme zu lösen, sind neue Konzepte erforderlich. Eines dieser neuen Geometrien ist der Scheibenlaser [Gie94], der jedoch nicht alle Schwierigkeiten beseitigt.

In diesem Kapitel wurden daher neuartige Lasergeometrien diskutiert, die auf einer Anregung durch das Kristallende und Führung des Pumplichts durch interne Totalreflexion basieren. Ein wesentlicher Aspekt der Systeme ist auch die Verwendung von Kristallen, die einen Dotierungsverlauf aufweisen, der z. B. direkt bei der Kristallzucht oder durch die Technik des „diffusion-bonding“ realisiert werden kann. Theoretische Überlegungen haben gezeigt, daß sich derartige Systeme durch eine hohe Reproduzierbarkeit der Ausgangsparameter (Effizienz, Leistung, Strahlqualität) auf hohem Niveau auszeichnen, da diese Größen nur schwach von der spektralen und räumlichen Charakteristik der Pumpstrahlung abhängen. Die Anforderungen an die Pumpquelle hinsichtlich Vorabselektion von Diodenlasern und Kontrolle der Betriebsparameter werden somit deutlich reduziert.

Das diskutierte Konzept ist damit in hervorragender Weise geeignet, um die Basis für eine neue Generation von zuverlässigen und reproduzierbaren Hochleistungs-Lasersystemen mit exzellenten Strahleigenschaften zu bilden.

## 11. Zusammenfassung und Ausblick

Diodengepumpte Hochleistungsfestkörperlaser haben das Potential, einerseits existierende Anwendungen in der Medizin, der Makro- und der Mikromaterialbearbeitung wirtschaftlicher zu machen und andererseits neue Anwendungsfelder zu erschließen. Erforderlich sind dazu kompakte, effiziente, zuverlässige und leistungsstarke Lasersysteme mit exzellenter Strahlqualität.

Nach den technologischen Fortschritten der letzten Jahre auf dem Gebiet der Diodenlaser zur Anregung wird die Erzielung exzellenter Strahlqualitäten bei höchsten Ausgangsleistungen nun hauptsächlich durch thermische und thermooptische Effekte im Festkörperlasermedium behindert. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit und der starken Absorption der schmalbandigen Diodenlaserstrahlung wird im laseraktiven Medium eine räumlich stark variierende Wärmeerzeugung hervorgerufen. Die thermischen Effekte sind daher von einer anderen Qualität als diejenigen, die von lampengepumpten Hochleistungslasern bekannt sind. Es können hochgradig aberrative thermische Linsenwirkungen, nichttolerante mechanische Spannungen und starke Doppelbrechungseffekte auftreten. Um die Vorteile der Anregung mit Diodenlasern voll zum Tragen zu bringen, war deshalb ein tiefgreifendes Verständnis all dieser Effekte notwendig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine numerische Beschreibung der Verhältnisse im Lasermedium bei hohen mittleren Pumplleistungsdichten entwickelt. Dieses dreidimensionale Modell ist in der Lage, für eine gegebene Anregungsgeometrie die entstehenden Temperatur- und Spannungsverteilungen zu berechnen. Es kann diese Daten analysieren und die relevanten thermooptischen Effekte wie Phasenverzögerungen und Depolarisation zutreffend vorhersagen. Die im Experiment realisierte Anregung durch fasergekoppelte Diodenlaser wurde zur Reduzierung von Komplexität und Zeitaufwand mit vereinfachenden Annahmen simuliert. Die beobachtete Übereinstimmung zwischen Modell und experimentellen Daten bestätigte die Korrektheit dieser Annahmen.

Das erstellte Modell erwies sich als hervorragendes Werkzeug zum Verständnis und für die Auslegung von Lasersystemen. So konnte durch Minimierung störender thermooptischer Effekte eine Ausgangsleistung im transversalen Grundmode von 80 W bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 \leq 1.1$  demonstriert werden. Dieser Wert liegt um einen Faktor 2 höher als jede bisher bekannte, mit einem einzigen Stab oder Slab erzeugte mittlere Grundmodeleistung.

Im Multimodebetrieb konnte eine maximale Ausgangsleistung von 750 W cw mit einer optisch-optischen Effizienz von 40 % erzielt werden. Das System erreicht somit mit etwa 13 % einen dreimal höheren optisch-elektrischen Wirkungsgrad als die besten lampengepumpten Festkörperlaser. So wurde z. B. mit einem entsprechend angepaßten Resonator eine Leistung von 300 W mit einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 10$  realisiert. Das Potential diodengepumpter Hochleistungsfestkörperlaser wurde somit eindrucksvoll aufgezeigt.

Auf der Basis des erarbeiteten Verständnisses der leistungslimitierenden thermischen Effekte wurde gezeigt, daß mit den herkömmlichen transversalen Pumpgeometrien Ausgangsleistungen im kW-Bereich aus einem Stab möglich sind, wobei die Aufrechterhaltung der guten Strahlqualität bei diesen Leistungen schwierig ist. Daher wurde eine neuartige Geometrie für Nd:YAG-Stablaser vorgeschlagen und diskutiert, die eine Vielzahl von immanenten Vorzügen aufweist. Kernpunkte dieser Laserstruktur sind die Anregung durch die Endfläche und die Führung des Pumplichts im laseraktiven Medium durch interne Totalreflexion. Derartige Geometrien zeichnen sich durch eine hohe Reproduzierbarkeit der Ausgangsparameter (Ausgangsleistung, Strahlqualität) und deren Unempfindlichkeit gegenüber den Parametern der Pumpquelle (Strahlqualität, spektrale Charakteristik) aus.



## Literaturverzeichnis

- [Ack97] L. Ackermann, Forschungsinstitut für mineralische und metallische Werkstoffe, Edelsteine/Edelmetalle GmbH (FEE), private Mitteilung
- [Bea96] R.J. Beach, S.B. Sutton, E.C. Honea, J.A. Skidmore, M.A. Emanuel, „High power 2  $\mu\text{m}$  wing-pumped  $\text{Tm}^{3+}$ :YAG laser“, in *Trends in Optics and Photonics TOPS, vol. I: Advanced Solid State Lasers*, Optical Society of America, 213 (1996)
- [Bor95] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, Pergamon Press, Oxford (1987)
- [Bro89] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main, 24. Aufl. (1989)
- [Car59] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press, Oxford (1959)
- [Cer93] G. Cerullo, S. De Silvestri, V. Magni, O. Svelto, „Output power limitations in CW single transverse mode Nd:YAG lasers with a rod of large cross-section“, *Opt. Quant. Electron.* **25** 489 (1993)
- [Cou92] A.K. Cousins, „Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods“, *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 1057 (1992)
- [Dan72] H.G. Danielmeyer, M. Blätte, P. Balmer, „Fluorescence quenching in Nd:YAG“, *Appl. Phys.* **1**, 269 (1972)
- [Dan76] H.G. Danielmeyer, *Progress in Nd:YAG-Lasers*, vol. 4 of *Lasers: A Series of Advances*, Marcel Dekker, 1976
- [Dev83] D.P. Devor, L.G. DeShazer, „Evidence of Nd:YAG quantum dependence on nonequivalent crystal field effects“, *Opt. Commun.* **46**, 97 (1983)
- [Egg83] J.M. Eggleston, T.J. Kane, K. Kuhn, J. Unternahrer, and R.L. Byer, „The Slab Geometry Laser - Part I: Theory“, *IEEE J. Quantum Electronics*, **3**, 289 (1983)
- [Egg85] T.J. Kane, J.M. Eggleston, and R.L. Byer, „The Slab Geometry Laser - Part II: Thermal Effects in a Finite Slab“, *IEEE J. Quantum Electronics*, **8**, 1195 (1985)
- [Fan93] T.Y. Fan, „Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG“, *IEEE J. Quant. Electron.* **29**, 1457 (1993)
- [Fos70] J.D. Foster, L.M. Osterink, „Thermal effects in a Nd:YAG laser“, *J. Appl. Phys.* **41**, 3656 (1970)

- [Fre94] I. Freitag, *Entwicklung und Charakterisierung einer Laserstrahlquelle für den interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen*, Dissertation, Universität Hannover (1994)
- [Geu64] J.E. Geusic, H. M. Marcos, and L.G. van Uitert, „Laser oscillation in Nd-doped Yttrium Aluminum, Yttrium Gallium and Gadolinium Garnets“, *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 182ff (1964)
- [Gie94] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, „Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers“, *Appl. Phys. B* **58**, 365 (1994)
- [Gol95] D. Golla, S. Knoke, W. Schöne, G. Ernst, M. Bode, A. Tünnermann, H. Welling, „A 300-W cw diode-laser side-pumped Nd:YAG rod laser“, *Opt. Lett.* **20**, 1148 (1995)
- [Hod93] N. Hodgson, H. Weber, „Influence of spherical aberration of the active medium on the performance of Nd:YAG lasers“, *IEEE J. Quant. Electron.* **29**, 2497 (1993)
- [Hsu63] S.T. Hsu, *Engineering Heat Transfer*, Van Nostrand, Princeton (1963)
- [Jac83] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, Berlin (1983)
- [Jon42] R.C. Jones, „A new calculus for the treatment of optical systems“, *J. Opt. Soc. Am.* **32**, 486 (1942)
- [Kle67] P.H. Klein, W.J. Croft, „Thermal Conductivity, Diffusivity, and Expansion of  $Y_2O_3$ ,  $Y_3Al_5O_{12}$ , and  $LaF_3$  in the Range  $77^\circ$ - $300^\circ K$ “, *J. Appl. Phys.* **38**, 1603 (1967)
- [Kle88] M.V. Klein, T.E. Furtak, *Optik*, Springer Verlag, Berlin, 1988
- [Koe70] W. Koechner, D.K. Rice, „Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers“, *IEEE J. Quant. Electron.* **9**, 557 (1970)
- [Koe88] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, vol. 1 of *Springer Series in Optical Sciences*, Springer Verlag, Berlin, second edition, 1988
- [Kog65] H. Kogelnik, „On the propagation of gaussian beams of light through lenslike media including those with a loss or gain variation“, *Appl. Opt.* **4**, 1562 (1965)
- [Kog66] H. Kogelnik, T. Li, „Laser Beams and Resonators“, *Proc. IEEE*, **54**, 1312 (1966)
- [Kon64] J.A. Koningstein, and J.E. Geusic, „Energy levels and crystal field calculations of Neodymium in Yttrium Aluminum Garnet“, *Phys. Rev. A*, **136**, 711ff (1964)
- [Kru86] W.F. Krupke, M.D. Shinn, J.E. Marion, J.A. Caird, and S.E. Stokowski, „Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of Neodymium- and

- Chromium-doped Gadolinium Scandium Gallium Garnet“, *J. Opt. Soc. Amer. B*, **3**, 102ff (1986)
- [Kum94] M. Kumkar, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen von Nd:YAG-Lasern und deren Skalierung in den kW-Bereich durch Multistab-Systeme*, Berichte aus der Lasertechnik, Verlag Shaker, Aachen, 1994
- [Las97] Produktkatalog, Laserline GmbH, Koblenz
- [Lör75] J.P. Lörtscher et al., „Dynamic Stable Resonators: a Design Procedure“, *Opt. Quant. Electron.*, **7**, 505 (1975)
- [Lü95] Q. Lü, W. Wittrock, S. Dong, „Photoelastic effects in Nd:YAG rod and slab lasers“, *Opt. & Laser Techn.* **27**, 95 (1995)
- [Lup91] V. Lupei, A. Lupei, S. Georgescu, I. Ursu, „Effect of nearest neighbour pairs on energy transfer in Nd:YAG“, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 905 (1991)
- [Mag86] V. Magni, „Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability“, *Appl. Opt.*, **25**, 107 (1986)
- [Man89] K. Mann, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit laserrelevanter Parameter in Alexandrit und Nd:YAG Lasern*, Dissertation, Universität Kaiserslautern (1989)
- [Mar85] J. Marion, „Strengthened solid-state laser materials“, *Appl. Phys. Lett.* **47** (7), 694 (1985)
- [Mez87] A.V. Mezenov, L.N. Soms, A.I. Stepanov, *Thermo-optics of solid-state lasers*, Plenum Publishing Corporation, New York, 1987
- [Nel79] D.F. Nelson, „Piezo-optic and electro-optic constants of crystals“, in Landolt and Bornstein (ed.), *Elastic, piezoelectric, pyroelectric, piezo-optic, electro-optic, constants and nonlinear dielectric susceptibilities of crystals*, vol. III/11, Springer-Verlag, Berlin (1979)
- [Nye67] J.F. Nye, *Photoelastic properties of crystals*, Clarendon Press, Oxford (1967)
- [Rig78] W.W. Rigrod, „Homogeneously broadened cw lasers with uniform distributed loss“, *IEEE J. Quant. Electron.* **14**, 377 (1978)
- [Rut90] H. Rutishauser, *Lectures on Numerical Mathematics*, Birkhäuser, Boston (1990)
- [Shi95] R.J. Shine, A.J. Alfrey, R.L. Byer, „A 40 W cw, TEM<sub>00</sub> mode, diode-laser-pumped, Nd:YAG zig-zag miniature-slab laser“, *ASSL 95*, paper MD1 (1995)
- [Sie86] A.E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986

- [Sla71] G.A. Slack, D.W. Oliver, „Thermal Conductivity of Garnets and Phonon Scattering by Rare-Earth Ions“, *Phys. Rev. B* **4**, 592 (1971)
- [Tim70] S.P. Timoshenko, J.N. Goodier, *Theory of elasticity*, McGraw-Hill, New York, 3<sup>rd</sup> ed. (1970)
- [Yar89] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Verlag John Wiley, 1989

**Teilergebnisse dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen vorveröffentlicht:**

W. Schöne, D. Golla, S. Knoke, G. Ernst, M. Bode, A. Tünnermann und H. Welling, „Diode-Pumped High-Power cw Nd:YAG Lasers“, Proceedings of LASER 95, 383

D. Golla, M. Bode, S. Knoke, W. Schöne and A. Tünnermann, „62-W cw TEM<sub>00</sub> Nd:YAG Laser Side-Pumped by Fiber-Coupled Diode Lasers“, Opt. Lett. **21**, (1996) 210

Schöne, S. Knoke, S. Schirmer and A. Tünnermann, „Diode-Pumped CW Nd:YAG Lasers with Output Powers up to 750 W“, OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers **10** (1997) 292

W. Schöne, S. Knoke, A. Tünnermann and H. Welling, „Efficient Diode-Pumped CW Solid-State Lasers with Output Powers in the kW-range“, Conference on Lasers and Electrooptics (CLEO 97), paper CFE2, Baltimore, Maryland, USA 1997

W. Schöne, S. Knoke, A. Tünnermann und H. Welling, „Grundlagen zu fasergepumpten Stab- und Slablasern hoher Strahlqualität“, Abschlußbericht des BMBF-Projektes im Leitprojekt „Hochleistungsdiodenlaser und diodengepumpte Festkörperlaser“, FKZ 13 N 6361/2, Dezember 1997

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich meinen Eltern danken, die mir das Studium ermöglicht haben.

Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. H. Welling für die interessanten Aufgabenstellungen und hervorragenden Arbeitsbedingungen am Laser Zentrum Hannover e. V., an dessen Entstehung und Ausformung er maßgeblich beteiligt ist.

Besonders möchte ich Prof. Dr. Andreas Tünnermann danken für viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen, für stetige Hilfsbereitschaft, für sein Wirken im Hintergrund im Management-Bereich, und nicht zuletzt für die Motivation, die er vermittelt.

Ebenso gilt mein Dank Dr. Dirk Golla für seine Unterstützung, seine Anleitung am Anfang und sein Interesse bis zum Schluß.

Weiterhin möchte ich mich für tatkräftige und umfangreiche Unterstützung bedanken bei Stefan Knoke, Markus Bode, Steffen Schirmer und Ralph Depke.

Schließlich bedanke ich mich bei allen Kollegen aus der Abteilung Entwicklung für das gute Arbeitsklima, bei den Mitarbeitern der Abteilung Laserkomponenten - insbesondere bei Ingar Pauli - für die präzise Herstellung von dielektrischen Beschichtungen aller Art, und bei den Mitarbeitern der hauseigenen Werkstatt für die schnelle und exakte Anfertigung der benötigten mechanischen Komponenten.

Teile dieser Untersuchungen wurden gefördert durch das BMBF (FKZ 13 N 6361/2).

# Lebenslauf

Wolfram Schöne

- 25.02.1967      geboren in Vechta  
Eltern: Otto Schöne  
Gertrud Schöne, geb. Tapke
- 1973-1977      Grundschule: Alexanderschule, Vechta
- 1977-1986      Gymnasium: Kolleg St. Thomas, Vechta  
Abschluß mit dem Abitur
- 1986-1987      Grundwehrdienst, Oldenburg
- 1987-1993      Studium der Physik an der Universität Hannover  
Diplomarbeit am Laser Zentrum Hannover e.V.  
Abschluß mit dem Diplom in Physik
- Seit 1994      Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e.V.