

**Neue Prinzipien zur Realisierung von gepulsten,  
frequenzstabilisierten Lasern mit hoher mittlerer Leistung  
und exzellenter Strahlqualität**

**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der Naturwissenschaften**

**- Dr. rer. nat. -**

in der Wissenschaftsdisziplin Experimentalphysik

eingereicht an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Universität Potsdam

**von**

**Dipl.-Phys. Alexander Sträßer**

Potsdam, im Dezember 2007

Dieses Werk ist unter einem Creative Commons Lizenzvertrag lizenziert:  
Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Weitergabe unter gleichen  
Bedingungen 2.0 Deutschland

Um die Lizenz anzusehen, gehen Sie bitte zu:

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.0/de/>

Elektronisch veröffentlicht auf dem  
Publikationsserver der Universität Potsdam:  
<http://opus.kobv.de/ubp/volltexte/2008/1749/>

urn:nbn:de:kobv:517-opus-17496

[<http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:kobv:517-opus-17496>]

**Inhaltsverzeichnis:**

**1 Einleitung ..... 3**

**2 Grundlagen ..... 5**

2.1 Optische Anregungen in Lasermaterialien ..... 5

2.2 Thermooptische Eigenschaften von Festkörperlasermaterialien ..... 9

2.3 Eigenschaften von stabilen Grundmodelaserszillatoren ..... 14

2.4 Pound-Drever-Hall Laser Frequenzstabilisierung ..... 19

2.5 Verstärkung von Laserpulsen ..... 24

2.5.1 Beschreibung der Verstärkungsrechnung ..... 27

2.5.2 Ergebnisse und Diskussion der Verstärkungsrechnung ..... 28

2.6 Phasenkonjugierender Spiegel auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung ..... 32

**3 Konzeptionierung, Design und Realisierung des Lasersystems ..... 37**

3.1 Auswahl des Lasermaterials ..... 40

3.1.1 Yb:YAG-Kristall ..... 40

3.1.2 Kerndotierte Nd:YAG-Keramik ..... 47

3.1.3 Nd:YAG-Kristall ..... 54

3.2 Konzeptionierung des Lasersystems ..... 54

3.3 Charakterisierung der Laserköpfe ..... 58

3.4 Aufbau des MOPA-Systems ..... 62

3.4.1 Master Oszillatoren ..... 62

3.4.1.1 Linearszillatoren ..... 63

3.4.1.2 Ringszillatoren ..... 70

3.4.2 Frequenzstabilisierung des Master Oszillators nach Pound-Drever-Hall ..... 73

3.4.3 Verstärkung der Laserstrahlung – Aufbau I ..... 82

3.4.3.1 Vorverstärkung mit einem Laserkopf ..... 82

3.4.3.2 Hauptverstärkung im Doppeldurchgang mit PCM ..... 84

3.4.4 Verstärkung der Laserstrahlung – Aufbau II ..... 89

3.4.4.1 Vorverstärkung mit zwei Laserköpfen ..... 89

3.4.4.2 Hauptverstärkung im Einfachdurchgang ..... 90

3.5 Ausblick ..... 93

**4 Zusammenfassung ..... 94**

**5 Literaturverzeichnis ..... 96**

**Publikationsliste ..... 102**

**Danksagung ..... 104**

# 1 Einleitung

Wasserdampf in der Stratosphäre und Troposphäre ist eines der wichtigsten atmosphärischen Treibhausgase. Neben seiner Bedeutung für das Klima (z.B. Wolken in der Troposphäre) hat er großen Einfluss auf die Bildung von polaren stratosphärischen Wolken sowie auf die atmosphärische Chemie [1]. Weltweit erstmalig ist innerhalb eines Forscherverbundes in Deutschland ein leistungsstarkes, mobiles, abtastendes Wasserdampf-DIAL<sup>1</sup> zur dreidimensional hochaufgelösten Messung des atmosphärischen Wasserdampfs entwickelt worden. Mit dem DIAL-Verfahren können Gaskonzentrationen in der Atmosphäre, insbesondere die des Wasserdampfs, mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung gemessen werden. Auf diese Weise können dynamische, atmosphärische Prozesse, wie Grenzschichtentwicklung und turbulenter Transport, im Detail untersucht werden, um so deren Bedeutung für das Klima zu verstehen [2].

Das DIAL basiert auf einem von dem Institut für Physik und Meteorologie der Universität Hohenheim sowie dem Institut für Atmosphärenphysik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt entwickelten Titan-Saphir-Laser oder einem dazu alternativem optisch parametrischen Oszillator (OPO). Mit dem Titan-Saphir-Laser soll eine Ausgangsleistung von 20 W mit einer Wiederholfrequenz von 400 Hz im erforderlichen Wellenlängenbereich von 810-820 nm und 920-940 nm erreicht werden. Der Titan-Saphir-Laser kann bei einer Wellenlänge im Bereich von 500 nm optisch gepumpt werden. Der OPO hingegen kann bei einer Wellenlänge von 1  $\mu\text{m}$  gepumpt werden. Für beide Quellen wird ein effizienter Pumplaser benötigt, welcher in der Arbeitsgruppe Nichtlineare Optik des Instituts für Physik der Universität Potsdam entwickelt wird.

Ein hochauflösendes, mobiles DIAL erfordert einen Pumplaser mit großen Pulsenergien, guter Strahlqualität und einer hohen Effizienz. Um eine ausreichende Pumpleistung für DIAL-Messungen mit entweder einem Titan-Saphir-Laser oder OPO bereitzustellen, soll der Pumplaser bei einer Wiederholrate von 400 Hz eine Ausgangsleistung von 200 W bei einer Wellenlänge von 500 nm oder eine Ausgangsleistung von 400 W bei einer Wellenlänge von 1  $\mu\text{m}$  emittieren. Außerdem soll der Pumplaser Pulsdauern zwischen 10-100 ns, eine hohe Frequenzstabilität und exzellente Strahlqualität ( $M^2 < 2$ )<sup>2</sup> aufweisen.

---

<sup>1</sup> Differentielles Absorptions LIDAR: Mit diesem Verfahren kann direkt die Anzahlkonzentration der Gasmoleküle berechnet werden.

LIDAR: light detection and ranging. Methode zur Fernmessung atmosphärischer Parameter.

<sup>2</sup> Beugungsmaßzahl =  $M^2 = \frac{w\Theta\pi}{\lambda}$  mit  $w$  = Strahltaillradius,  $\Theta$  = Strahldivergenzwinkel,  $\lambda$  = Wellenlänge



Es gibt zurzeit kein diodengepumptes Lasersystem, weder kommerzieller noch wissenschaftlicher Natur, welches die hier geforderten Eigenschaften in der Summe erfüllt. Die grundlegenden physikalisch-optischen Prinzipien, um solch ein System zu realisieren, werden in der vorliegenden Arbeit entwickelt und untersucht. Die Kriterien für die Auswahl des Lasermaterials, welche sich für die Generation von Nanosekundenpulsen eignen, werden diskutiert. In diesem Rahmen wird untersucht, ob eine Erhöhung der Extraktionseffizienz von transversal gepumpten Festkörperlasern durch den Einsatz von kerndotierten Keramiken möglich ist. Weiterhin wird geprüft, inwieweit Phasenstörungen in den keramischen Lasermaterialien durch die Verwendung von phasenkonjugierenden Spiegeln, basierend auf der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS), kompensiert werden können. Hochauflösende DIAL-Messungen erfordern typischerweise eine Frequenzstabilität von 10 MHz. Es wird untersucht, inwieweit sich die konzeptionellen Vorteile der Pound-Drever-Hall-Methode [3] zur Frequenzstabilisierung gewinnbringend für ein gepulstes Lasersystem einsetzen lassen. Als Ergebnis der Untersuchung und konzeptionellen Überlegungen wird ein frequenzstabilisiertes Nd:YAG MOPA-System mit phasenkonjugierendem SBS-Spiegel realisiert.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der in dieser Arbeit behandelten Sachverhalte beschrieben. Über alternative Realisierungsmöglichkeiten des MOPA-Systems wird in Kapitel 3 berichtet. Innerhalb dieses Kapitels werden verschiedene Festkörperlasermaterialien vorgestellt und hinsichtlich ihrer Eignung für dieses MOPA-System untersucht (Kapitel 3.1). Darauf aufbauend wird die Konzeptionierung des Lasersystems auf der Basis von Verstärkungsrechnungen vorgenommen (Kapitel 3.2), bevor der Aufbau des Lasers und die experimentellen Ergebnisse präsentiert werden (Kapitel 3.4).

## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen vorgestellt, die nötig sind, um die Laserstrahlerzeugung mit einem frequenzstabilisiertem MOPA<sup>1</sup>-System mit phasenkonjugierendem Spiegel zu beschreiben. Das heißt im Einzelnen, dass erst die optische Anregung und dann die thermooptischen Eigenschaften von Festkörperlasermaterialien beschrieben werden. Im Weiteren wird auf die Laserpulsenerzeugung mit einem stabilen Grundmodelaseroszillator und die Frequenzstabilisierung dieses Oszillators mittels des Pound-Drever-Hall Verfahrens eingegangen. Anschließend wird die Verstärkung von Laserpulsen und die entwickelte Verstärkungsrechnung vorgestellt. Abschließend werden die theoretischen Grundlagen eines phasenkonjugierenden Spiegels auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung dargelegt.

### 2.1 Optische Anregungen in Lasermaterialien

Die Erzeugung von Besetzungsinversion in Festkörperlasermaterialien erfolgt über den Prozess des optischen Pumpens. Im Rahmen dieser Arbeit werden Materialien mit 4-Niveau-Systemen und quasi 2-Niveau-Systemen betrachtet. Zunächst wird die Speicherung von Energie in einem 4-Niveau-System erörtert.

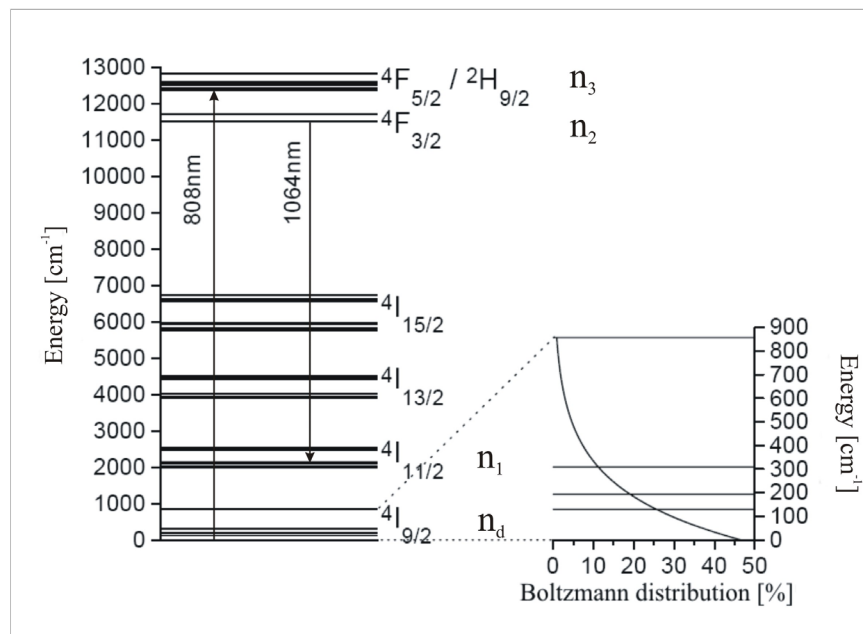


Abb. 2.1: Energieniveaus von Nd:YAG<sup>2</sup> und Boltzmannverteilung bei 300 K [4].

<sup>1</sup> Master Oscillator Power Amplifier.

<sup>2</sup> Mit Neodym dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat. Neodym nimmt die Plätze des Yttriums ein: Nd<sup>3+</sup>:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>.

Die Ratengleichung für die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus  $n_2$  durch optisches Pumpen eines Idealen 4-Niveau-Systems lautet:

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\frac{n_2}{\tau_f} + W(n_d - n_2) \quad \text{Gl. 2.1}$$

Dabei ist  $\tau_f$  die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus,  $n_d$  die Anzahl der laseraktiven Ione pro Volumen genannte Dotierungsgrad. Die Besetzung des oberen Laserniveaus  $n_2$  ist in diesem Fall gleich der Inversionsdichte  $\Delta n = n_2 - n_1$ . Diese Näherung ist nur möglich wenn die Besetzung des unteren Laserniveaus  $n_1$  und des Pumpniveaus  $n_3$  vernachlässigbar sind. Dies ist der Fall, wenn die Lebensdauer des unteren Laserniveaus und des Pumpniveaus sehr kurz gegen die Lebensdauer des oberen Laserniveaus ist und es so gut wie keine thermische Besetzung gibt. Die Pumprate  $W$  gibt an, wie viele Mal pro Sekunde jedes einzelne aktive Atom aus dem Grundniveau mit Besetzungsdichte  $n_d$  in das obere Laserniveau mit Besetzungsdichte  $n_2$  gelangen. Diese ist definiert als:

$$W = \frac{P_{\text{pump}} \eta_{\text{excit}} \lambda_L}{h c n_d V} \quad \text{Gl. 2.2}$$

$P_{\text{pump}}$  ist die optische Pumpleistung,  $\lambda_L$  die Laserwellenlänge,  $V$  das Volumen des aktiven Lasermaterials,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $h$  die Planck-Konstante und  $\eta_{\text{excit}}$  die Anregungseffizienz. Die Anregungseffizienz gibt an, welcher Anteil der Pumpleistung zur Besetzung des oberen Laserniveaus beiträgt. Gl. 2.1 kann mit  $t_{\text{pump}}$  als Pumpdauer analytisch gelöst werden:

$$\Delta n(t_{\text{pump}}) = n_2(t_{\text{pump}}) = \frac{n_d W}{W + \frac{1}{\tau_f}} \left( 1 - e^{-\left(W + \frac{1}{\tau_f}\right) t_{\text{pump}}} \right) \quad \text{Gl. 2.3}$$

Für viele gebräuchliche Lasermaterialien, wie zum Beispiel Nd:YAG, kann die oben beschriebene Näherung gemacht werden. Für Nd:YAG ist die Lebensdauer des unteren Laserniveaus 3 ns [5]. Der energetische Abstand vom Grundniveau zum unteren Laserniveau beträgt  $2111 \text{ cm}^{-1}$ , sodass sich nach der Boltzmann Verteilung praktisch keine thermische Besetzung bei Raumtemperatur ergibt (siehe Abb. 2.1). Für den Fall von Nd:YAG ist außerdem der Emissionswirkungsquerschnitt für die Pumpwellenlänge von 808 nm vernachlässigbar klein [4].

Für andere Lasermaterialien ist diese Näherung nicht möglich, da zum Beispiel das Grundniveau und das untere Laserniveau energetisch nah beieinander liegen und damit das

untere Laserniveau gemäß der Boltzmann Verteilung thermisch besetzt ist. Dies ist für Yb:YAG der Fall, worauf im Folgenden näher eingegangen wird. In Abb. 2.2 ist das Energie-Niveau-Schema von Yb:YAG zu sehen.

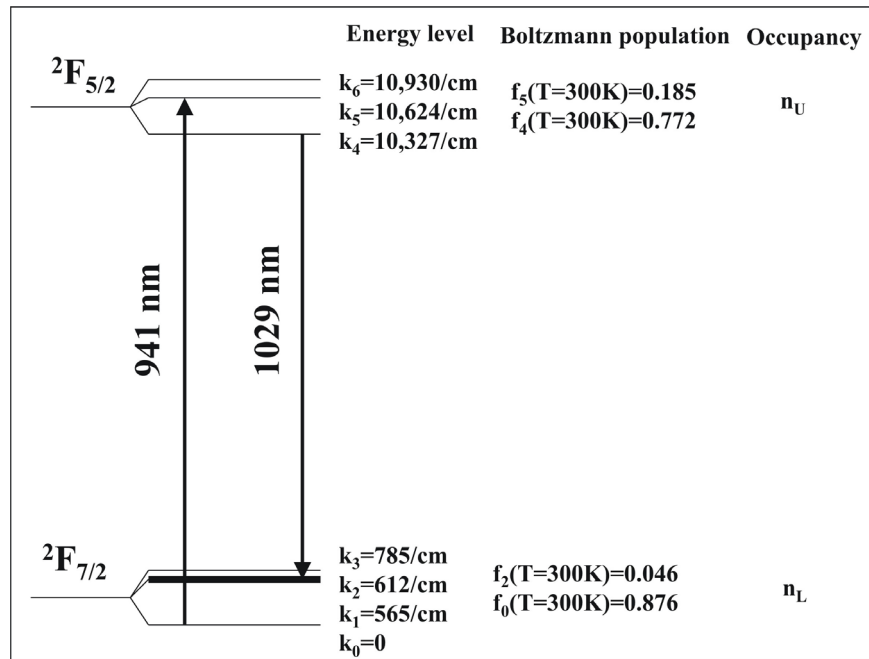


Abb. 2.2: Energie-Niveau-Schema von Yb:YAG mit Boltzmann Besetzung bei 300 K [6].

Yb:YAG stellt sich als quasi Zwei-Niveau-Lasermaterial dar. Dies gilt unter der Annahme, dass die Relaxationszeit zwischen den Niveaus innerhalb von  $n_L$  und  $n_U$  schnell gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer des Laserübergangs  $\tau_f$  ist. Die Ratengleichung für das optische Pumpen hat dann folgende Form:

$$\frac{\partial n_U}{\partial t} = -\frac{n_U}{\tau_f} + W(n_d - n_U) - W \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} n_U \quad \text{Gl. 2.4}$$

$$\frac{\partial n_L}{\partial t} = \frac{n_d - n_L}{\tau_f} - W n_L + W \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} (n_d - n_L) \quad \text{Gl. 2.5}$$

$n_U$  ist die Besetzung der oberen Mannigfaltigkeit,  $n_L$  die der unteren.  $\sigma_{e-\lambda_{pump}}$  und  $\sigma_{a-\lambda_{pump}}$  geben die Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitte der Pumpwellenlänge an. Diese Ratengleichungen können analytisch gelöst werden. Die Besetzung der beiden Niveaus sieht folgendermaßen aus:

$$n_U(t_{pump}) = \frac{n_d W \left( 1 + \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} \right)}{W \left( 1 + \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} \right) + \frac{1}{\tau_f}} \left( 1 - e^{-\left( W \left( 1 + \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} \right) + \frac{1}{\tau_f} \right) t_{pump}} \right) \quad \text{Gl. 2.6}$$

$$n_L(t_{pump}) = \frac{\frac{1}{\tau_f} + W \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}}}{W \left( 1 + \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} \right) + \frac{1}{\tau_f}} + \frac{n_d W \left( 1 + \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} \right) e^{-\left( W \left( 1 + \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} \right) + \frac{1}{\tau_f} \right) t_{pump}}}{W \left( 1 + \frac{\sigma_{e-\lambda_{pump}}}{\sigma_{a-\lambda_{pump}}} \right) + \frac{1}{\tau_f}} \quad \text{Gl. 2.7}$$

Die temperaturabhängige Inversionsdichte ergibt sich zu:

$$\Delta n(t_{pump}, T) = f_4(T) n_U(t_{pump}) - f_2(T) n_L(t_{pump}) \quad \text{Gl. 2.8}$$

$f_4(T)$  und  $f_2(T)$  sind die temperaturabhängigen Besetzungsdichten des oberen und des unteren Laserniveaus, welche sich nach Boltzmann berechnen lassen [6]. Auch der Emissionswirkungsquerschnitt für die Pumpwellenlänge  $\sigma_{e-\lambda_{pump}}$  kann nicht mehr vernachlässigt werden. Der Quotient vom materialabhängigen Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt der Pumpwellenlänge  $\lambda_{pump} = 941 \text{ nm}$  von Yb:YAG beträgt  $\sigma_{e-\lambda_{pump}} / \sigma_{a-\lambda_{pump}} = 0,2$ . Dies bedeutet, dass Yb:YAG auch bei der bevorzugten Pumpwellenlänge von 941 nm einen strahlenden Übergang besitzt [7]. Die im Lasermaterial speicherbaren Energien lassen sich nun mit Gl. 2.6, Gl. 2.7, Gl. 2.8 in Abhängigkeit von Pumprate und Pumpdauer berechnen.

Die Pumprate (Gl. 2.2) wird auf der einen Seite determiniert durch Eigenschaften des Lasermediums, auf der anderen Seite durch die optische Pumpleistung und die Anregungseffizienz  $\eta_{excit}$ . Wenn der Kleinsignal-Verstärkungsfaktor  $G_0$  eines optisch gepumpten laseraktiven Mediums bekannt ist, kann darüber auf die Anregungseffizienz  $\eta_{excit}$  geschlossen werden, da diese in  $\Delta n$  enthalten ist (siehe Gl. 2.2 und Gl. 2.3) [8]:

$$G_0 = e^{\Delta n \sigma_{e-\lambda_L} l} \quad \text{Gl. 2.9}$$

Hierbei ist  $l$  Länge des aktiven Lasermaterials,  $\Delta n$  die Inversionsdichte und  $\sigma_{e-\lambda_L}$  ist der Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission.

Die Anregungseffizienz  $\eta_{excit}$  lässt sich für Lasermaterialien mit 4-Niveau-Systemen auch durch die Spikeinsatzzeit-Methode bestimmen [9]. Die Bedingung für Lasertätigkeit in einem linearen Resonator lautet [8]:

$$G_0^2 R_1 R_2 V^2 = 1 \quad \text{Gl. 2.10}$$

$R_1$  und  $R_2$  sind die Reflexionsgrade der verwendeten Spiegel. Aus den Gleichungen für die Inversionsdichte eines idealen 4-Niveau-Systems (Gl. 2.3), ergibt sich für kleine Lebensdauern des oberen Laserniveaus  $\tau_f$  und nicht zu große konstante Pumpraten  $W$  ( $W\tau_f \ll 1$ ):

$$\Delta n(t_{\text{pump}}) = W\tau_f n_d \left( 1 - e^{-\frac{t_{\text{pump}}}{\tau_f}} \right) \quad \text{Gl. 2.11}$$

Setzt man in diese Gleichung in die Gleichungen Gl. 2.10, Gl. 2.9 und Gl. 2.2 ein, so erhält man:

$$e^{-\frac{t_s}{\tau_f}} - 1 = \frac{hcA}{\lambda_L \eta_{\text{excit}} P_{\text{pump}} \sigma_{e-\lambda_L} \tau_f} \left( \ln((R_1 R_2)^{0.5}) + \ln(V) \right) \quad \text{Gl. 2.12}$$

Die Querschnittsfläche des Lasermaterials ist mit  $A$  bezeichnet. Die Pumpdauer  $t_{\text{pump}}$  ist in diesem Fall gleich der Spikeeinsatzzeit  $t_s$ . Unter der Verwendung der Gl. 2.12 können bei konstanter Pumprate durch Variation des Reflexionsgrades eines Resonatorspiegels und Messung der Spikeeinsatzzeit der Anregungswirkungsgrad  $\eta_{\text{excit}}$  und der Verlustfaktor  $V$  des Resonators bestimmt werden.

Die Erzeugung von Inversion kann auf diese Weise beschrieben werden. Durch das optische Pumpen entsteht im laseraktiven Medium nicht nur Inversion, sondern auch Wärme.

## 2.2 Thermooptische Eigenschaften von Festkörperlasermaterialien

Selbst bei einem Laser mit einer optimalen Anregung und Extraktion entsteht Wärme im aktiven Lasermaterial. Dies liegt an der Stokes-effizienz  $\eta_{St}$  des Lasermaterials. Die Stokes-effizienz ist definiert als:

$$\eta_{St} = \frac{\lambda_{\text{pump}}}{\lambda_L} \quad \text{Gl. 2.13}$$

Das heißt, dass zum Beispiel bei Nd:YAG mindestens 24 % der absorbierten Pumpleistung in Wärme umgewandelt wird, wenn es wie gewöhnlich mit  $\lambda_{\text{pump}} = 808$  nm optisch gepumpt wird und es bei  $\lambda_L = 1064$  nm emittiert. Für Yb:YAG sind es 9 % mit  $\lambda_{\text{pump}} = 941$  nm und  $\lambda_L = 1030$  nm. Die anfallende Wärme muss durch Wärmeleitung an die Oberfläche des Materials transportiert und dort abgegeben werden. Die Wärmeleitfähigkeit ist also eine entscheidende Größe für ein Lasermaterial für Hochleistungslaser.

Durch die optische Anregung des aktiven Lasermaterials einerseits und der Kühlung des Materials an der Außenseite andererseits stellt sich innerhalb des Materials eine Temperaturverteilung ein. Diese ist von der eingebrachten Leistung des Pumplichtes, den Dimensionen des Lasermaterials, seiner Wärmeleitfähigkeit und der Kühlung als äußerer Randbedingung abhängig. Aufgrund der eingebrachten Wärme und der Wärmeabführung an der Oberfläche entsteht ein Temperaturgradient  $T(r)$  innerhalb des Lasermaterials. Da der Brechungsindex von Feststoffen im Allgemeinen von der Temperatur abhängig ist, entsteht eine so genannte thermische Linse. Die Brechkraft dieser Linse auf der z-Achse eines Zylinders der Länge  $L$  ist gegeben durch [10]:

$$D(r) = -\int_0^L \frac{dn}{dT} \frac{d^2T(r)}{dr^2} dz = -L \frac{dn}{dT} \frac{d^2T(r)}{dr^2} \quad \text{Gl. 2.14}$$

Als erstes wird eine aberrationsfreie Herleitung der Entstehung einer thermischen Linse in einem zylindrischen, laseraktiven Material mit temperaturunabhängiger Wärmeleitfähigkeit  $K$  vorgenommen. In einem zylindrischen Stab wird die Wärme durch die Heizleistung pro Volumen  $Q$  gleichmäßig generiert. Die radiale Temperaturverteilung in dem Stab mit der thermischen Leitfähigkeit  $K$  ist durch die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung gegeben. Die Annahme einer eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung kann gemacht werden, wenn entlang der Zylinderachse die Temperatur konstant ist [11]:

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{Q}{K} = 0 \quad \text{Gl. 2.15}$$

Die Lösung ist gegeben durch:

$$T(r) = T(r_0) + \left( \frac{Q}{4K} \right) (r_0^2 - r^2) \quad \text{Gl. 2.16}$$

$r_0$  ist der Stabradius. Der Temperaturverlauf ist parabolisch mit der höchsten Temperatur in der Mitte. Daher ergibt sich aus der Temperaturverteilung eine Brechungsindexverteilung innerhalb des aktiven Mediums. Der Temperaturunterschied zwischen Oberfläche und Mitte des Kristalls führt zu unterschiedlich starken thermischen Längenausdehnung. Aufgrund dieser unterschiedlichen Längenausdehnung entstehen lokale mechanische Spannungen im Laserkristall, die über den photoelastischen Effekt den Brechungsindex modifizieren.

Aus diesen Effekten lässt sich die Brennweite der thermisch induzierten Linse des Materials berechnen. Im vorliegenden Fall kann die radiale Abhängigkeit des Brechungsindex  $n(r)$  beschrieben werden durch:

$$n(r) = n_c + \Delta n(r)_T + \Delta n(r, \phi)_\varepsilon \quad \text{Gl. 2.17}$$

Hier ist  $n_c$  der Brechungsindex in der Mitte des Stabes und  $\Delta n(r)_T$ ,  $\Delta n(r, \phi)_\varepsilon$  sind die Anteile der Änderung des Brechungsindex aufgrund der Temperaturverteilung und den daraus resultierenden Spannungen. Sie sind gegeben durch:

$$\Delta n(r)_T = -\frac{Q}{4K} \frac{dn}{dT} r^2 \quad \text{Gl. 2.18}$$

$$\Delta n(r, \phi)_\varepsilon = \frac{Q}{2K} n_c^3 \alpha C_{r, \phi} r^2 \quad \text{Gl. 2.19}$$

$C_{r, \phi}$  ist der photoelastische Koeffizient.  $C_r$  steht für die radiale,  $C_\phi$  für die tangentielle Komponente (Hauptachsen im zylindrischen Koordinatensystem) des photoelastischen Koeffizienten des Lasermaterials.  $\alpha$  ist der thermische Expansionskoeffizient. Daraus ergibt sich für die thermisch induzierte Brechungsindexverteilung:

$$n(r, \phi) = n_c + \left( -\frac{Q}{4K} \frac{dn}{dT} + \frac{Q}{2K} n_c^3 \alpha C_{r, \phi} \right) r^2 \quad \text{Gl. 2.20}$$

Aus Gl. 2.20 ist zu erkennen, dass die radiale Polarisation eines Laserstrahls einen anderen Brechungsindex erfährt als die tangentielle Polarisation, wenn der photoelastische Koeffizient der beiden Polarisationen ( $C_r \neq C_\phi$ ) unterschiedlich ist. Dies wird als thermisch induzierte Doppelbrechung bezeichnet. Unter der Annahme, dass die Brennweite der thermisch induzierte Linse deutlich größer als die Länge des Lasermediums ist, lässt sich als Kehrwert der Brechkraft  $D$  die Brennweite  $f$  der thermischen Linse berechnen:

$$f_{r, \phi} = \frac{K}{QL} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r, \phi} n_c^3 \right)^{-1} \quad \text{Gl. 2.21}$$

Die an dieser Stelle hergeleitete thermische Linse mit der Brennweite  $f$  stellt eine perfekte Linse dar, da ihre Brennweite nicht transversal vom Ort abhängig ist.

Der transversale Phasenterm eines Gaußschen Strahles ist gegeben durch [12]:

$$\Phi(r, z) = \frac{\pi}{\lambda_L R(z)} r^2 \quad \text{Gl. 2.22}$$

$R(z)$  stellt den Krümmungsradius der Phasenfront dar. Propagiert eine ebene Phasenfront durch eine wie in Gl. 2.21 gezeigte Linse mit Brennweite  $f$  und damit einer Brechkraft  $D = 1/f$ , so erhält man für die Phasenfront  $\Phi(r)$  direkt hinter dieser Linse:

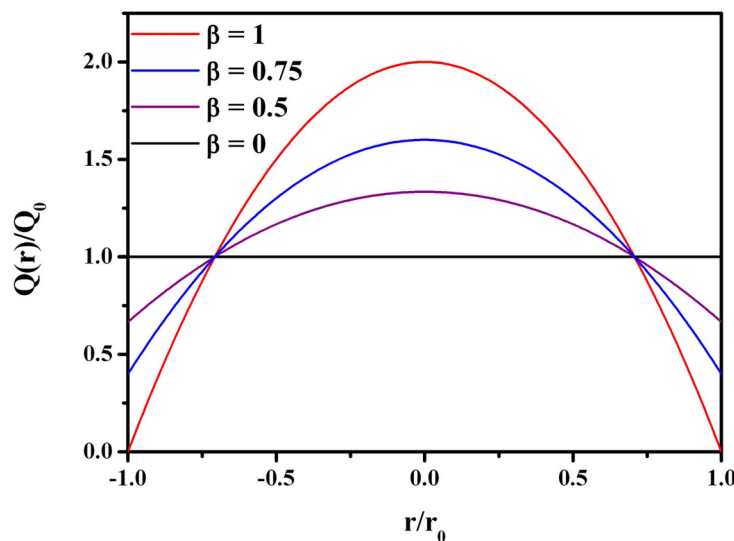


$$\Phi(r) = \frac{\pi D}{\lambda_L} r^2 \quad \text{Gl. 2.23}$$

Die oben durchgeführte Herleitung der thermischen Linse für zylindrische Festkörpermaterialien kann für kleine Heizleistungen genutzt werden. Für größere Pumpleistungen und damit größere Heizleistungen, dürfen zwei der oben gemachten Näherungen nicht gemacht werden. Zum einen ist in der Regel die Verteilung der eingebrachten Wärme  $Q$  im Stab nicht homogen, zum anderen ist die Wärmeleitung  $K$  von der Temperatur abhängig. Allgemeiner gilt, dass die Heizleistung pro Volumen vom Radius  $Q(r)$  abhängig ist [13]:

$$Q(r) = \frac{Q_0}{1 - \frac{\beta}{2}} \left( 1 - \frac{\beta}{r_0^2} r^2 \right) \quad \text{Gl. 2.24}$$

Die gesamte Heizleistung im Laserstab ist dann  $Q_0 \pi r_0^2 L$ . Mit dem Faktor  $\beta$  kann die radiale Abhängigkeit der Wärmeverteilung eingestellt werden. Für  $\beta = 0$  ist die Heizleistung homogen verteilt ( $Q = Q_0$ ). Für  $\beta = 1$  ist an der Stelle  $r = 0$ ,  $Q = 2Q_0$  und bei  $r = r_0$  ist  $Q = 0$ ,  $Q$  ist also in der Mitte des Stabes stark überhöht (siehe Abb. 2.3).



**Abb. 2.3:** Die berechnete radiale Abhängigkeit der Heizleistung pro Volumen  $Q(r)$  ist für die Fälle  $\beta = 0$  (homogene Verteilung),  $\beta = 0,5$ ,  $\beta = 0,75$  und  $\beta = 1$  (mittenüberhöhte Verteilung) dargestellt.

Die temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit  $K(T)$  wird angenommen als [10]:

$$K(T) = \frac{a}{T} \text{ mit } a_{Nd:YAG} = 36 \frac{W}{cm} \quad \text{Gl. 2.25}$$

Damit ergibt die Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \frac{a}{T} r \frac{dT}{dr} \right) = -Q(r) \quad \text{Gl. 2.26}$$

ein radiales Temperaturprofil:

$$T(r) = -T_0 e^{\chi - \chi \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 - \frac{\chi\beta}{4} + \frac{\chi\beta}{4} \left(\frac{r}{r_0}\right)^4} \quad \text{Gl. 2.27}$$

Mit:

$$\chi = \frac{Q_0 r_0^2}{4a - 2a\beta} \quad \text{Gl. 2.28}$$

$$T_0 = T_w + \frac{Q_0 r_0}{2h} \quad \text{Gl. 2.29}$$

Wobei  $T_0$  die Temperatur an der Oberfläche des zylindrischen Lasermaterials darstellt. Diese ist gegeben durch die Temperatur  $T_w$  die den Stab umgibt plus der Gesamtheizleistung dividiert durch die Mantelfläche des Zylinders und durch den Wärmetransferkoeffizienten  $h$ . Das radiale Temperaturprofil aus Gl. 2.27 wird nun bis zur vierten Ordnung entwickelt, höhere Ordnungen werden vernachlässigt:

$$T(r) = T_C \left( 1 - \chi \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 + \frac{\chi^2}{2} \left(\frac{r}{r_0}\right)^4 + \frac{\chi\beta}{4} \left(\frac{r}{r_0}\right)^4 \right) \quad \text{Gl. 2.30}$$

$T_C$  ist die Temperatur in der Mitte des Stabes und damit die größte im Stab vorkommende Temperatur:

$$T_C = T_0 e^{\chi \left(1 - \frac{\beta}{4}\right)} \quad \text{Gl. 2.31}$$

Setzt man nun Gl. 2.30 in Gl. 2.14 ein, so erhält man eine radial abhängige Brechkraft  $D(r)$ :

$$D(r) = D_C \left( 1 - \gamma \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \right) \quad \text{Gl. 2.32}$$

$D_C$  gibt die Brechkraft in der Mitte des Stabes an:

$$D_C = \frac{2L\chi}{r_0^2} T_C \frac{dn}{dT} \quad \text{Gl. 2.33}$$

$\gamma$  wird als Abberationsfaktor bezeichnet und ist gegeben durch:

$$\gamma = 3\chi + \frac{3}{2}\beta \quad \text{Gl. 2.34}$$

Aus der in Gl. 2.32 angegebenen Brechkraft lässt sich nun die Phasenfront direkt hinter der thermischen Linse angeben, die sich ergibt wenn eine ebene Phasenfront durch einen laseraktiven Stab propagiert:

$$\Phi(r) = \frac{\pi}{\lambda_L} D_C \left( 1 - \gamma \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right) r^2 \quad \text{Gl. 2.35}$$

Die Phasenfront weist  $r^4$ -Terme auf. Die thermische Linse stellt keine perfekte Linse mehr dar. Die  $r^4$ -Terme stellen Aberrationen der Phasenfront von einem parabolischen Profil dar. Die Phasenfront des durch den Laserstab propagierenden Laserstrahls weist Störung auf, die zu einer Verschlechterung der Strahlqualität führen.

Laseraktive, optisch gepumpte Festkörpermateriale können neben der Inversion auch eine thermische induzierte Brechkraft ausbilden. Solch eine thermischen Linse führt zu Aberrationen der Phasenfront des Laserstrahls. Für einen transversal gekühlten Laserstab ist die Stärke der Aberration in guter Näherung proportional zur eingebrachten Heizleistung und damit zur Pumpleistung. Um eine große Inversion im Material zu erreichen, also eine große Verstärkung des Laserlichts herbeizuführen, muss optisch stark gepumpt werden. Die damit verbundenen Brechkräfte müssen bei der Auslegung eines Hochleistungslasersystems auf der Basis von Festkörpermateriale beachtet werden.

### 2.3 Eigenschaften von stabilen Grundmodelaseroszillatoren

Der Laser ist ein selbsterregter Oszillator. Damit der Laserbetrieb einsetzen kann, muss die Schwelle für Selbsterregung (Gl. 2.10) erreicht werden. Der Laserresonator ist die für die Rückkopplung verantwortliche Laserkomponente. Im einfachsten Fall besteht er aus zwei Spiegeln, wobei ein Spiegel teilweise transparent ist. Im Inneren des Resonators befindet sich das laseraktive Medium. Im Allgemeinen unterscheidet man instabile und stabile Resonatoren. Ein stabiler Resonatoren zeichnet sich dadurch aus, dass sich Phasenfrontkrümmung und Strahlradius innerhalb des Resonators nach jedem Umlauf reproduzieren. Oder man unterscheidet stabile und instabile Resonatoren mittels der g-Parameter der Resonatorspiegel [8]:

$$g_i = 1 - \frac{L}{\rho_i}, i = 1,2 \quad \text{Gl. 2.36}$$

$L$  ist die optische Länge des Resonators und  $\rho_i$  der Krümmungsradius des  $i$ -ten Resonatorspiegels. Im Folgenden wird nur auf stabile Resonatoren eingegangen. Die Bedingung für stabile Resonatoren lautet:

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad \text{Gl. 2.37}$$

Die Eigenlösung des elektrischen Feldes am  $i$ -ten Spiegel innerhalb eines stabilen Resonators kann durch ein Kirchhoff-Integral beschrieben werden. Eine mögliche Lösung in Zylinderkoordinaten für endlich große und runde Spiegel stellen die Gauß-Laguerre-Moden dar [14]:

$$TEM_{lp} = E_{lp}^i(r, \phi) = E_0 \left( \frac{\sqrt{2}r}{w_i} \right)^l L_p^l \left( \frac{2r^2}{w_i^2} \right) e^{-\frac{r^2}{w_i^2}} \sin(l\phi) \quad \text{Gl. 2.38}$$

Mit:  $L_p^l$ : Laguerre Polynome der Ordnung  $l, p$

$r, \phi$ : radial und azimuthal Koordinate

$l, p$ : 0, 1, 2 ...

$w_i$ : Strahlradius auf  $i$ -tem Spiegel

TEM: Transversal Elektro-Magnetisch

Die Ordnung der Moden wird radial durch  $p$  und azimuthal durch  $l$  angegeben. Die Intensitätsverteilung des  $TEM_{00}$ -Modus ist Gaußförmig. Diese Mode wird auch Grundmode oder Gaußscher Strahl genannt. Die  $TEM_{00}$ -Mode ist die Mode mit dem geringsten Durchmesser, die in einem stabilen Resonator oszillieren kann, daher kann das Anschwingen höherer Moden ( $TEM_{lp}$  mit  $l, p > 0$ ) durch eine Lochblende im Resonator unterdrückt werden. Ist dies der Fall, spricht man von einem Grundmodeoszillator.

Es ist üblich, den sich in  $z$ -Richtung ausbreitenden Gaußstrahl durch den komplexen Strahlparameter  $q$  zu charakterisieren, wobei dieser definiert wird als [15]:

$$q(z) = z + iz_r, \quad \text{Gl. 2.39}$$

mit der Rayleigh-Länge  $z_r$ :

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad \text{Gl. 2.40}$$

In der Strahltaile bei  $z = 0$  hat der Gaußstrahl den Strahlradius  $w_0$ , an der Position  $z$  den Radius  $w(z)$ :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad \text{Gl. 2.41}$$

Der Strahlradius  $w(z)$  ist definiert als Abfall der Maximalintensität des Zentrums auf den Faktor  $e^{-2}$ . Damit sind 86,5 % der Intensität des Gaußstrahls in einen Kreis mit dem Radius  $w(z)$  eingeschlossen. Die Ausbreitung Gaußscher Strahlen und ihre Transformation durch optische Elemente kann mit Hilfe des ABCD-Gesetzes und den entsprechenden Strahltransfermatrizen beschrieben werden:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad \text{Gl. 2.42}$$

$q_1$  und  $q_2$  sind die komplexen Strahlparametern vor bzw. nach der Transformation und der Strahltransfermatrix:

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 2.43}$$

Auf diese Weise lassen sich unter anderem die Strahlparameter in Resonatoren und deren Stabilität berechnen [16, 17].

Eine weitere Einteilung kann durch die Unterscheidung von kontinuierlichen (cw<sup>1</sup>) und gepulsten Laseroszillatoren gemacht werden. Bei cw-Laseroszillatoren wird nach dem Einschwingvorgang ein kontinuierlicher Laserstrahl emittiert, dessen Intensität konstant ist. Bei gepulsten, gütegeschalteten<sup>2</sup> Laseroszillatoren, auf die im Weiteren näher eingegangen wird, wird ein Element in den Resonator eingebracht, welches die Güte des Resonators schaltet. Die Resonatorgüte ist definiert als Quotient der gespeicherten Energie im Resonator und des Energieverlustes pro Resonatorumlauf [11]. Je höher die Güte ist, desto geringer sind die Verluste im Resonator. Das erwähnte schaltbare optische Element kann passiv (z.B. ein sättigbarer Absorber aus Cr<sup>+4</sup>:YAG) oder aktiv (z.B. Pockelszelle) geschaltet sein. Bei gepulsten Laseroszillatoren wird während des optischen Anregens des laseraktiven Mediums die Güte durch den optischen Schalter so niedrig gehalten, dass der Resonator trotz der anwachsenden gespeicherten Energie (Inversion) nicht anschwingen kann. Um einen effizienten Betrieb zu gewährleisten liegt die Pumpdauer  $t_{\text{pump}}$  typischerweise im Bereich der Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau_f$  oder kürzer. Die Wiederherstellung der Güte des Resonators erfolgt direkt nach dem Pumpvorgang, um zu große Fluoreszenzverluste zu vermeiden. Wird die Güte des

---

<sup>1</sup> Continuous wave.

<sup>2</sup> In Englisch: Q-switch

Resonators wieder hergestellt, wird die gespeicherte Energie in der Regel innerhalb weniger Nanosekunden in Form eines kurzen Laserpulses frei.

Üblicherweise wird für die aktive Güteschaltung eine sogenannte Pockelszelle aus unterschiedlichsten Materialien (KDP-,  $\text{KD}^*\text{P}^1$ -, ADP-,  $\text{LiNbO}_3$ - oder  $\text{RTP}^2$ -Kristalle) benutzt. Der Pockelseffekt, auch linearer elektrooptischer Effekt, der sich in einer induzierten Doppelbrechung äußert, bewirkt eine Phasenverschiebung zwischen den Polarisationskomponenten des hindurchtretenden Lichts. Diese ist linear abhängig von der von außen an den Kristall angelegten Spannung. Aus Symmetriegründen wird der lineare elektrooptische Effekt nur in Materialien beobachtet, die keine Inversionssymmetrie besitzen. Die Halbwellenspannung  $U_{p,\pi}$  gibt für eine gegebene Pockelszelle an, bei welcher Spannung eine Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  entsprechend einer halben Wellenlänge ( $\Delta\varphi = \pi$ ) erzeugt wird.  $\Delta z$  gibt die vom Licht,  $d$  die von der angelegten Spannung  $U$  zu durchdringende Materiallänge an [18]:

$$\Delta\varphi = \pi \frac{\Delta z}{d} \frac{U}{U_{p,\pi}} \quad \text{Gl. 2.44}$$

Damit lassen sich Phasenplatten herstellen, die eine Phasenverschiebung zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl aktiv schalten lassen. Im Unterschied zu passiven Verzögerungsplatten ist jedoch der Betrag der Phasenverschiebung durch die angelegte äußere elektrische Spannung einstellbar. Bei gegebener Wellenlänge  $\lambda$  kann somit insbesondere eine  $\lambda/4$ - bzw.  $\lambda/2$ -Phasenverzögerung erreicht werden.

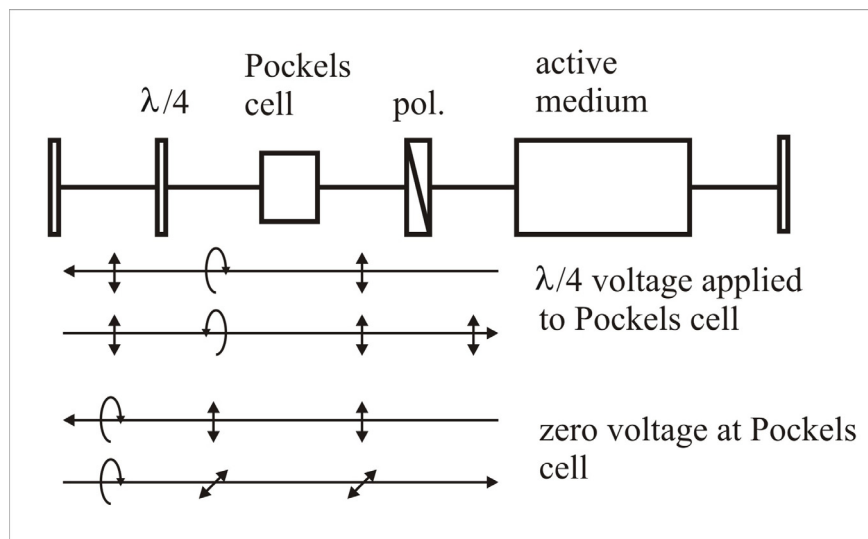


Abb. 2.4: Funktionsprinzip der Güteschaltung im linearen Resonator [19].

<sup>1</sup>  $\text{KD}_2\text{PO}_4$

<sup>2</sup>  $\text{RbTiOPO}_4$

Ein stabiler gepulster Grundmodelaseroszillator kann linear oder ringförmig realisiert werden. Linearresonatoren bestehen aus zwei Spiegeln von denen einer teilweise transparent ist. Innerhalb des Resonators entsteht eine stehende Welle. Nur diejenigen longitudinalen Moden mit den Frequenzen  $\nu_q$ , die die Phasenbedingung (Knotenpunkte des elektrischen Feldes der stehenden Welle an den Siegeloberflächen) für einen Resonatorumlauf erfüllen, können anschwingen:

$$\nu_q = q \frac{c_0}{2L_R} \text{ mit } q = 1, 2, 3, \dots \quad \text{Gl. 2.45}$$

$L_R$  gibt die optische Resonatorlänge an,  $c_0$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Der freie Spektralbereich bezeichnet den Abstand zwischen den Resonanzfrequenzen der longitudinalen Moden und ist damit:

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \frac{c_0}{2L_R} \quad \text{Gl. 2.46}$$

In einem Resonator können somit unendlich viele longitudinale Moden anschwingen. Mit dem Hinzufügen eines homogen verbreiterten verstärkenden Mediums<sup>1</sup> mit einem Verstärkungmaximum für eine Frequenz wird im idealen Fall nur eine Frequenz anschwingen. Im realen System gibt es allerdings Prozesse, die das Anschwingen mehrerer Frequenzen innerhalb der Verstärkungsbreite ermöglichen. Als wichtigste Prozesse sind hier das räumliche Lochbrennen<sup>2</sup> sowie die thermischen und mechanischen Fluktuationen zu nennen. Das durch die stehende Welle und die damit verbundenen räumlich festen Knoten und Bäuche des elektromagnetischen Feldes hervorgerufene Lochbrennen im verstärkenden laseraktiven Material kann in Linearresonatoren verhindert werden, indem durch Phasenplatten die zwei gegenläufige Wellen im aktiven Medium zirkular polarisiert und mit zueinander orthogonalen Polarisation realisiert werden. Um trotz der unvermeidbaren thermischen und mechanischen Fluktuation einen longitudinalen Grundmode zu erreichen, können in den Resonator frequenzselektive Elemente wie Etalons eingeführt werden. Ein weiterer Weg zum Erreichen des Einfrequenzbetriebes stellt das Einstrahlen in den Resonator von außen mit einem Laser fester Frequenz dar<sup>3</sup>. Diese Methode reicht im Falle von gepulsten Resonatoren mit großen thermischen Fluktuationen nicht aus, um longitudinalen Einmodenbetrieb zu erreichen, weshalb hier eine aktive Frequenzstabilisierung vorgenommen werden muss. Dieser Seedinglaser ist im

---

<sup>1</sup> Homogen verbreitertes aktives Medium. Im Gegensatz zu inhomogen verbreiterten verstärkenden Medien, welche mehrere Frequenzen ähnlich stark verstärken können.

<sup>2</sup> In Englisch: Spatial hole burning.

<sup>3</sup> Dies wird injection seeding genannt.

Allgemeinen ein thermisch stabilisierter cw-Laser mit geringer Leistung, welcher aus einem Laserdioden-gepumpten, monolithischen, nichtplanaren Nd:YAG-Ringoszillator (NPRO) [20] besteht.

In Ringlaseroszillatoren können longitudinale Moden folgenden Frequenzen anschwingen:

$$\nu_q = q \frac{c_0}{L_R} \text{ mit } q = 1, 2, 3, \dots \quad \text{Gl. 2.47}$$

Ringresonatoren bestehen aus drei oder mehr Spiegeln, von denen einer teilweise transparent ist. Um in einem Ringresonator einen longitudinalen Grundmodebetrieb zu erreichen, können dieselben Maßnahmen ergriffen werden wie für einen linearen Resonator. Im Vergleich zu einem linearen Resonator ist der Abstand der Frequenzen, die in einem Ringresonator anschwingen können, doppelt so groß bei gleicher Resonatorlänge. Daher ist die Frequenzselektion technisch einfacher zu realisieren. In einem ringartigen Resonator entstehen zwei entgegengesetzt laufende Wellen, die eine stehende Welle bilden. Wird eine Laufrichtung unterdrückt, so ergibt sich eine laufende Welle im Resonator und das räumliche Lochbrennen kann ohne den Einsatz von Phasenplatten vermieden werden. Der unidirektionale Betrieb kann mittels unterschiedlicher Methoden erreicht werden. Diese sind unter anderem das Einbringen einer optischen Diode in den Resonator, das Zurückkoppeln einer der beiden ausgekoppelten Umlaufrichtungen durch einen Spiegel oder das injection seeding.

Mit den in diesem Kapitel beschriebenen Modellen kann ein stabiler Grundmoderesonator beschrieben werden. Im Folgenden wird die oben erwähnte aktive Frequenzstabilisierung nach der Methode von Pound-Drever-Hall beschrieben.

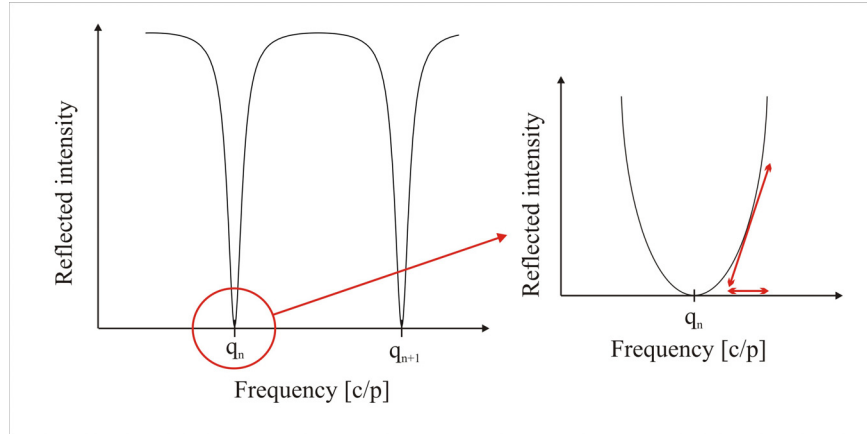
## 2.4 Pound-Drever-Hall Laser Frequenzstabilisierung

Bei Resonatoren mit großer Verstärkung sowie großen thermischen und mechanischen Fluktuationen reicht das einfache Einstrahlen mit einem Seedinglaser mit einer festen Frequenz nicht aus, um einen Einfrequenzbetrieb zu erreichen. Soll zudem bei einer stabilen Frequenz im Einfrequenzbetrieb gearbeitet werden, so ist eine aktive Regelung der Länge des Resonators notwendig. Eine Möglichkeit der aktiven Frequenzstabilisierung stellt das Pound-Drever-Hall Verfahren dar.

Das Konzept nach Pound-Drever-Hall (PDH) [21, 3] besteht darin, eine Frequenzabweichung von einer Resonanz des Laserresonators und einen in diesen Resonator einstrahlenden Seedinglasers zu messen und die Länge des Laserresonators zu regeln, um das Einstrahlen auf der Resonanz wieder herzustellen. Dafür wird mit einem Seedinglaser in den Laseroszillator so



eingestrahlt, dass Strahlradius und Krümmung der Phasenfront des Seedinglasers mit dem des Laseroszillators übereinstimmen (Modenanpassung<sup>1</sup>). Der Laserresonator wird als Fabry-Perot-Interferometer (FPI) genutzt. Die Reflexion oder Transmission des Seedinglasers an dem FPI wird als Messsignal verwendet.



**Abb. 2.5: Links: Reflexion an einer Fabry-Perot-Kavität, Rechts: Reflexion in der Nähe der Resonanz (Intensität ist dort Null). Modulation in der Frequenz führt zur Modulation in der Intensität (linearer Resonator:  $p = 2L_R$ , Ringresonator:  $p = L_R$ ) [3].**

Das Reflexions- oder Transmissionssignal an einer Kavität ist jedoch symmetrisch bezüglich der Resonanz (Abb. 2.5). Das heißt, man erhält bei Abweichung von der Resonanzfrequenz keine Information ob die Resonanzfrequenz kleiner oder größer als die eingestrahlte Frequenz ist. Um die Information zu erhalten, ob der Resonator des Laseroszillators zu lang oder zu kurz ist, wird die Phase des Seedinglasers sinusförmig moduliert. Dies lässt sich mit einem elektrooptischen Modulator (EOM) realisieren. Nach dem Durchgang eines monochromatischen Feldes der Frequenz  $\omega$  durch den EOM mit der Modulationsfrequenz  $\Omega$  ergibt sich für das elektrische Feld das modulierte Lasersignal:

$$E_{inc} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)} \quad \text{Gl. 2.48}$$

Unter Zuhilfenahme der Besselfunktion ergibt sich aus Gl. 2.48:

$$\begin{aligned} E_{inc} &\approx (J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin(\Omega t)) e^{i\omega t} \\ &= E_0 (J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t}) \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.49}$$

$\beta$  bezeichnet die Modulationstiefe des EOM. Die Laserfrequenz des Seedinglasers besteht nach dem Durchgang durch den EOM aus drei Anteilen: Der Trägerwelle mit der Trägerfrequenz  $\omega$ , sowie den zwei Seitenbändern mit den Frequenzen  $\omega \pm \Omega$ . Detektoren, wie zum Beispiel

<sup>1</sup> In Englisch: mode-matching

Photodioden, messen im Allgemeinen die Leistung von Signalen. Die Leistungen vom Trägersignal  $P_c$  und die Leistung in jedem Seitenband  $P_s$  ergeben sich aus  $P \sim |E|^2$  wie folgt:

$$P_c = J_0^2(\beta)P_0 \quad \text{Gl. 2.50}$$

$$P_s = J_1^2(\beta)P_0 \quad \text{Gl. 2.51}$$

Mit:

$$P_c + 2P_s \approx P_0 \quad \text{Gl. 2.52}$$

Die Reflexion an einem FPI wird verursacht durch Vielstrahlinterferenz zwischen den Spiegeln. Dazu gehören zum einen die sofort am Auskoppelspiegel reflektierte Komponente, die nicht in die Kavität eindringt, und zum anderen die Komponente, welche als stehende Welle in der Kavität oszilliert und immer wieder aus dieser austritt. Der Quotient aus der Feldstärke des einfallenden Laserstrahls und diesem am FPI reflektierten Laserstrahl wird Reflexionskoeffizient  $F(\omega)$  genannt und ist gegeben durch [12]:

$$F(\omega) = r_1 - \frac{t_1^2 r_2 (r_3 \dots) e^{-i\frac{\omega}{\Delta\nu}}}{1 - r_1 r_2 (r_3 \dots) e^{-i\frac{\omega}{\Delta\nu}}} \quad \text{Gl. 2.53}$$

$r_i$  bezeichnet die Reflektivität des  $i$ -ten Resonatorspiegels,  $t_i$  die Transmittivität des  $i$ -ten Resonatorspiegels und  $\Delta\nu = c/p$  den freien Spektralbereich des Resonators. Verluste werden vernachlässigt. Um das elektrische Feld des reflektierten Laserstrahls zu berechnen, kann jede Frequenz unabhängig behandelt werden und mit dem jeweiligen frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten multipliziert werden. Für das elektrische Feld  $E_{\text{inc}}$ , welches am FPI reflektiert wird, ergibt sich ein Feld  $E_{\text{ref}}$ :

$$E_{\text{ref}} = E_0 \left( F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - F(\omega - \Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t} \right) \quad \text{Gl. 2.54}$$

Die sich aus diesem Feld ergebende Leistung ist:

$$\begin{aligned} P_{\text{ref}} = & P_c |F(\omega)|^2 + P_s \left\{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \right\} \\ & + 2\sqrt{P_c P_s} \operatorname{Re} \left( F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) \right) \cos(\Omega t) \\ & + 2\sqrt{P_c P_s} \operatorname{Im} \left( F(\omega) F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega) F(\omega - \Omega) \right) \sin(\Omega t) \\ & + (2\Omega \text{ Terme}) \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.55}$$

Es ergibt sich eine Welle aus der Frequenz  $\omega$  und den Oszillationen, die zwei Frequenzanteile aufweisen. Einerseits gibt es in Gl. 2.55 mit  $\Omega$  oszillierenden Terme, welche sich aus der Interferenz von Trägerwelle und Seitenbändern ergeben, und andererseits die  $2\Omega$ -Terme, die

sich aus der Interferenz der Seitenbänder untereinander berechnen lassen. Interessant sind die Anteile, die mit der Modulationsfrequenz  $\Omega$  oszillieren. Aus dem Faktor  $F(\omega)F^*(\omega+\Omega)-F^*(\omega)F(\omega-\Omega)$  kann entschieden werden, ob  $\omega$  kleiner oder größer ist als die Resonanzfrequenz des FPI. Die Differenz der Reflexionskoeffizienten  $F(\omega+\Omega)$  und  $F(\omega-\Omega)$  ist unterschiedlich im Vorzeichen für den Fall, dass die Trägerfrequenz  $\omega$  kleiner oder größer ist als die Resonanzfrequenz. Ein Detektor misst die ganze Leistung des am FPI reflektierten Signals  $P_{\text{ref}}$ . Um nur den interessanten Teil, welcher mit  $\sin(\Omega t)$  und  $\cos(\Omega t)$  oszilliert, isolieren zu können, wird ein Mixer in den Signalweg eingesetzt. Mittels des Mixers wird das Signal  $P_{\text{ref}}$  mit dem Signal des EOM multipliziert. Die relative Phasenlage dieses Signals kann durch einen Phasenschieber eingestellt werden. Der anschließende Proportionalintegrator kann nur Signale mit einer Frequenz bis maximal 10 kHz verarbeiten. Auf diese Weise erhält man ein Treibersignal, welches den Realteil, den Imaginärteil oder eine Mischung aus beiden von  $F(\omega)F^*(\omega+\Omega)-F^*(\omega)F(\omega-\Omega)$  enthält, da:

$$\begin{aligned}\sin(\Omega t)\sin(\Omega t) &= \frac{1}{2}(1 - \cos(2\Omega t)) \\ \sin(\Omega t)\cos(\Omega t) &= \frac{1}{2}(\sin(2\Omega t)) \\ \cos(\Omega t)\cos(\Omega t) &= \frac{1}{2}(1 + \cos(2\Omega t))\end{aligned}\tag{Gl. 2.56}$$

Welcher Anteil in dem Signal vorhanden ist, hängt von der Wahl der Phase am Phasenschieber ab, also ob  $P_{\text{ref}}$  mit einem  $\cos(\Omega t)$ ,  $\sin(\Omega t)$  oder einer Mischfunktion multipliziert wird. Ein Beispiel für eine Multiplikation des Signals  $P_{\text{ref}}$  mit  $\sin(\Omega t)$  ist in Gl. 2.57 zu sehen:

$$\begin{aligned}P_{\text{ref}} \sin(\Omega t) &= P_c |F(\omega)|^2 \sin(\Omega t) + P_s \left\{ |F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2 \right\} \sin(\Omega t) \\ &\quad - \sqrt{P_c P_s} \operatorname{Re}(F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)) \sin(2\Omega t) \\ &\quad - \sqrt{P_c P_s} \operatorname{Im}(F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)) \cos(2\Omega t) \\ &\quad + \sqrt{P_c P_s} \operatorname{Im}(F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)) \\ &\quad + (2\Omega \text{ Terme}) \sin(\Omega t)\end{aligned}\tag{Gl. 2.57}$$

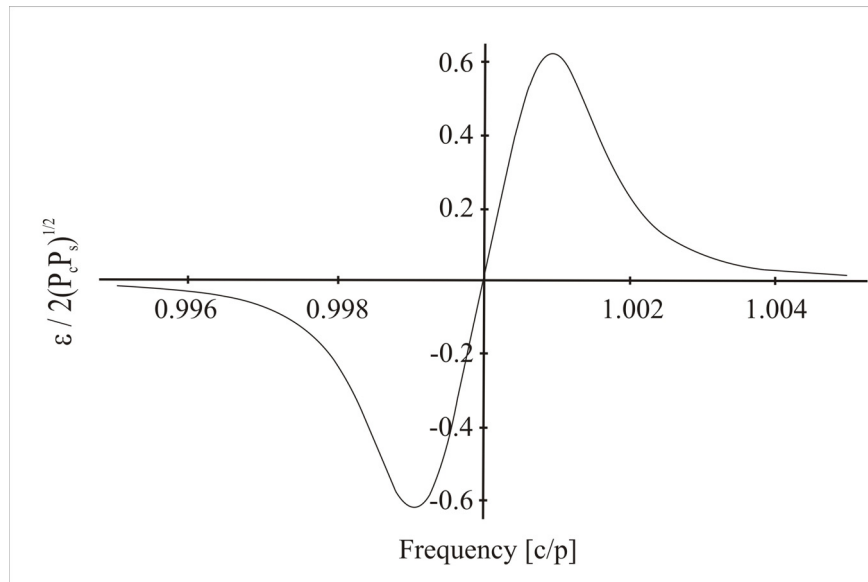
Das Signal, welches nicht von der Zeit  $t$  abhängig ist, wird Fehlersignal  $\varepsilon$  genannt. Für den Fall, dass man den Realterm betrachtet, können folgende Vereinfachungen gemacht werden:

$$\begin{aligned}\operatorname{Re}\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\} &\approx 2 \operatorname{Re}\left\{F(\omega) \frac{d}{d\omega} F^*(\omega)\right\} \Omega \\ &\approx \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega\end{aligned}\tag{Gl. 2.58}$$

Damit ist das gemessene Fehlersignal  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon \approx 2\sqrt{P_c P_s} \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega \quad \text{Gl. 2.59}$$

Trägt man dieses Fehlersignal gegen die Frequenz auf, so erhält man:



**Abb. 2.6: Pound-Drever-Hall-Fehlersignal aus dem Realteil des Gesamtsignals als Funktion der Frequenz in der Einheit des freien Spektralbereichs (linearer Resonator:  $p = 2L_R$ , Ringresonator:  $p = L_R$ ) [3].**

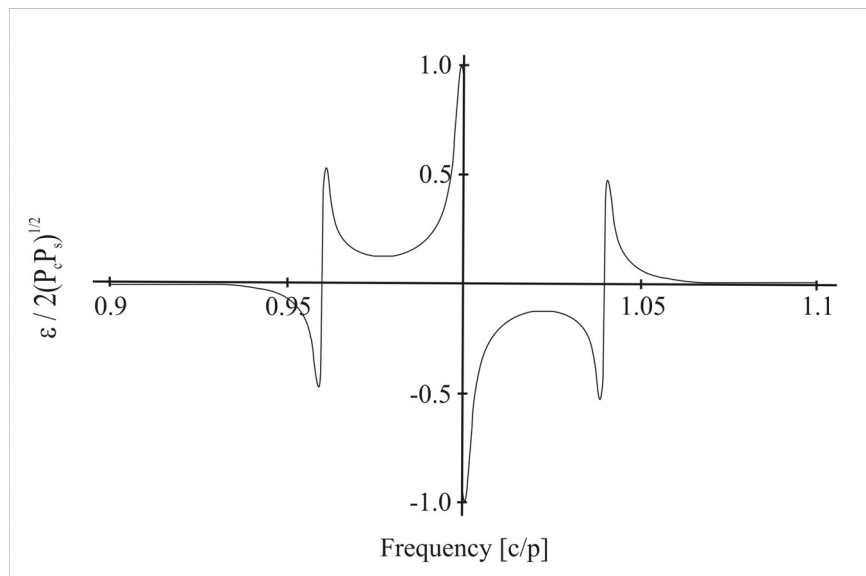
Betrachtet man nun den Imaginärteil des Gesamtsignals  $F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)$  (siehe Beispiel in Gl. 2.57), können folgende Vereinfachungen gemacht werden:

$$\text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\} \approx -i2 \text{Im}\{F(\omega)\} \quad \text{Gl. 2.60}$$

Das sich daraus ergebene Fehlersignal ist:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= -2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\} \\ &\approx 4\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)\} \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.61}$$

Trägt man dieses Fehlersignal gegen die Frequenz auf, erhält man folgende Abbildung:



**Abb. 2.7: Pound-Drever-Hall-Fehlersignal aus dem Imaginärteil des Gesamtsignals als Funktion der Frequenz in des freien Spektralbereichs ((linearer Resonator:  $p = 2L_R$ , Ringresonator:  $p = L_R$ ) [3].**

In beiden Abbildungen (Abb. 2.6 und Abb. 2.7) ist zu erkennen, dass das Fehlersignal für Frequenzen, die kleiner sind als die Resonanzfrequenz (Ursprung des Koordinatensystems), ein anderes Vorzeichen trägt als für Frequenzen die größer sind als die Resonanzfrequenz des FPI. Aufgrund dieses Fehlersignals kann der Laseroszillator durch eine Elektronik auf die Frequenz des Seedinglasers stabilisiert werden. Dies geschieht durch eine eindeutige Resonatorlängenänderung des Laseroszillators, zum Beispiel mit einem auf einen Piezokristall aufbrachten Resonatorspiegel. Auf diese Weise wird dem Laseroszillator die Frequenz des Seedinglasers  $\omega$  aufgeprägt. Der Laseroszillator ist damit frequenzstabilisiert.

## 2.5 Verstärkung von Laserpulsen

Die Energie eines Laserpulses, welcher außerhalb eines Laseroszillators propagiert, kann durch Propagation durch einen Laserverstärker erhöht werden. Ein Laserverstärker besteht aus optisch gepumptem, laseraktivem Material, dessen Inversion abgeräumt wird, indem der Laserpuls durch ihn hindurch propagiert. Da die Frequenz des Laserpulses und die Frequenz der spontanen Emission des Verstärkers weitgehend übereinstimmen sollten, wird im Allgemeinen dasselbe laseraktive Material in Verstärker und Laseroszillator verwendet.

Die Verstärkung des Laserpulses erfolgt direkt zum Abschluss des Aufbaus der Erzeugung der Inversion im laseraktiven Material. Die Pulslänge (im Bereich einiger Nanosekunden) ist kurz gegenüber der Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus (einige hundert Nanosekunden). Daher können die Effekte durch Fluoreszenzverluste und das optische Pumpen

während der Laserpulsverstärkung vernachlässigt werden. Der Verstärkungsprozess wird dann durch die folgenden Ratengleichungen beschrieben:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\Delta n c \sigma_{e_{-\lambda_L}} \phi \quad \text{Gl. 2.62}$$

Die Änderung der Inversionsdichte  $\Delta n$  im verstärkenden Medium ist also proportional zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{e_{-\lambda_L}}$  der stimulierten Emission und der Photonendichte  $\phi$ .

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \Delta n c \sigma_{e_{-\lambda_L}} \phi - \frac{\partial \phi}{\partial z} c \quad \text{Gl. 2.63}$$

Die Änderung der Photonendichte  $\phi$  mit der Zeit in einem kleinen Volumen ist gleich der Photonenanzahl, die durch stimulierte Emission in diesem Volumen generiert werden, minus dem Fluss von Photonen aus diesem Volumen heraus. Diese beiden gekoppelten Differentialgleichungen Gl. 2.62 und Gl. 2.63 können nach Frantz und Nodvik unter der Annahme gelöst werden, dass das verstärkende Medium zum Zeitpunkt  $t=0$  eine gleichmäßige Inversionsdichte besitzt und an der Stelle  $z=0$  beginnt sowie an der Stelle  $z=l$  endet [22]. Das verstärkende Medium mit einem 4-Niveau-System wird mit einer Pumprate  $W$  gepumpt und zeichnet sich unter anderem durch eine Fluoreszenzlebensdauer  $\tau_f$ , einen Dotierungsgrad von  $n_d$  und einen Emissionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{e_{-\lambda_L}}$  aus. Für die Ausgangsenergiedichte  $E_1$  nach einem Einfachdurchgang eines Laserpulses mit der Energiedichte  $E_0$  durch das verstärkende Medium ergibt sich:

$$E_1 = E_0 G \quad \text{Gl. 2.64}$$

Mit:

$$G = \frac{E_s}{E_0} \ln \left[ 1 + \left( e^{\frac{E_0}{E_s}} - 1 \right) e^{g_0 l} \right] \quad \text{Gl. 2.65}$$

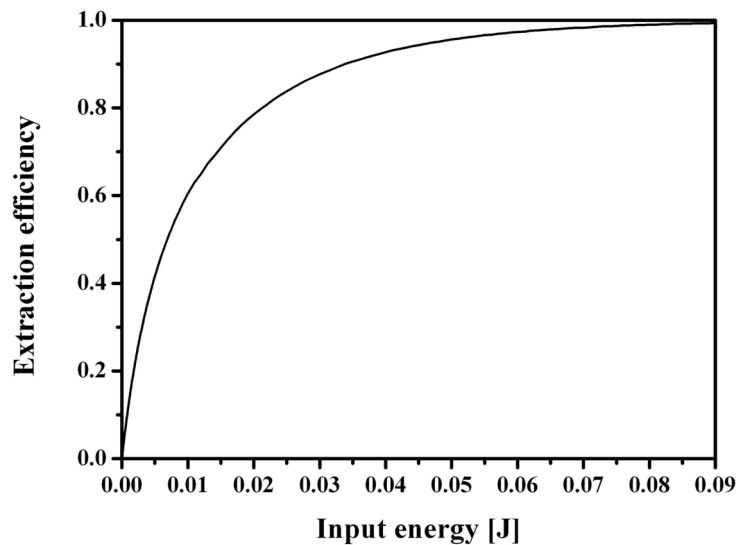
$$g_0 = \sigma_{e_{-\lambda_L}} \Delta n = \frac{W n_d \sigma_{e_{-\lambda_L}}}{W + \frac{1}{\tau_f}} \left( 1 - e^{-\left(W + \frac{1}{\tau_f}\right)t} \right) \quad \text{Gl. 2.66}$$

$$E_s = \frac{hc}{\sigma_{e_{-\lambda_L}} \lambda_L} \quad \text{Gl. 2.67}$$

Die Sättigungsenergiedichte wird mit  $E_s$  bezeichnet und  $l$  gibt die Länge des Laserstabes an. Mittels der Extraktionseffizienz  $\eta_{extr1}$  kann angegeben werden, wie gut der Eingangslaserpuls  $E_0$  die im Verstärker gespeicherte Energie  $E_{store}$  extrahieren konnte:

$$\eta_{extr1} = \frac{E_{out} - E_{in}}{E_{store}} = \frac{E_1 - E_0}{g_0 l E_s} \quad \text{Gl. 2.68}$$

Trägt man die Extraktionseffizienz über der Eingangsenergie auf, so erhält man für eine gegebene gespeicherte Energie  $E_{st} = 40$  mJ den in Abb. 2.8 dargestellten Zusammenhang:



**Abb. 2.8:** Berechnete Extraktionseffizienz bei Variation der Eingangsenergie mit einer gespeicherten Energie:  $E_{st} = g_0 V E_s = 40$  mJ, mit einem Stabvolumen:  $V = \pi r_{rod}^2 l = 50$  mm<sup>3</sup> und mit Stab- und Strahlradius von:  $r_{rod} = r_{Beam} = 1$  mm.

Die in dem Volumen  $V$  gespeicherte Energie  $E_{st}$  ist definiert als:

$$E_{st} = g_0 V E_s \quad \text{Gl. 2.69}$$

Ein verbreitetes Verfahren zur Erhöhung der Extraktionseffizienz ist, den Laserpuls ein zweites Mal durch den Verstärker propagieren zu lassen (Doppeldurchgang). Hierbei muss beachtet werden, dass die beim ersten Durchgang extrahierte Energie nicht mehr im Verstärker vorhanden ist. Daher ergibt sich ein neuer Kleinsignal-Koeffizient  $g_0'$  zu:

$$g_0' = (1 - \eta_{extr1}) g_0 \quad \text{Gl. 2.70}$$

Damit ist die Energiedichte des Laserpulses nach dem Doppeldurchgang:

$$E_2 = E_s \ln \left[ 1 + \left( e^{\frac{E_1}{E_s}} - 1 \right) e^{g_0 l} \right] \quad \text{Gl. 2.71}$$

Mit einer Doppeldurchgangs-Extraktionseffizienz von:

$$\eta_{extr2} = \frac{E_2 - E_0}{g_0 l E_s} \quad \text{Gl. 2.72}$$

Auf diese Weise kann die Verstärkung eines Laserpulses, welcher durch ein laseraktives Medium mit dem Kleinsignal-Koeffizienten  $g_0$  propagiert, berechnet werden.

### 2.5.1 Beschreibung der Verstärkungsrechnung

In realen Systemen stimmt die Annahme einer longitudinalen (z-Richtung in einem Stab) homogenen Inversionsdichte mit der Realität oft gut überein, da optische Pumpquellen, wie Laserdioden oder Blitzlampen, gleichmäßig entlang des Stabes angeordnet sind. Die radiale Inversionsdichte ist allerdings in realen Systemen nicht homogen und unter anderem stark abhängig von der Anordnung der Pumpquellen um den Stab, der Rauigkeit der Stabmantelfläche und ob und in welcher Weise nicht absorbiertes Pumplicht wieder in den Stab zurückreflektiert wird. Auf der anderen Seite werden Laserpulse verstärkt, die vom Radius abhängige Intensitäten besitzen, wie zum Beispiel ein in einem TEM<sub>00</sub> Laseroszillator erzeugtes Gaußprofil. In dem entwickelten Modell für die Verstärkungsrechnung wird diesem Tatbestand Rechnung getragen, indem die Stabgrundfläche radial in  $i$  Ringe unterteilt wird. Innerhalb eines Rings sind die Inversionsdichte und die Intensität des Laserprofils im Modell konstant. Von Ring zu Ring sind sie variabel und können so radiale Profile abbilden. Obwohl die Inversionsdichte entlang der z-Richtung als homogen angenommen wird, wird der Stab entlang der z-Richtung in  $n$  Segmente unterteilt. Dies ist für die Visualisierung interessant und ist bei homogener Inversionsdichte in z-Richtung physikalisch nicht notwendig.

In der folgenden Verstärkungsrechnung wird die Beugung des Gaußstrahles an der Apertur des Laserstabes nicht berücksichtigt. Allerdings wird im folgenden Kapitel der Laserstrahlradius so gewählt [23], dass nur wenig Beugung bei einer realen Propagation mit diesen Parametern zu erwarten ist. Außerdem wird von einem komplett radialsymmetrischen Problem ausgegangen. Der Laserstrahl propagiert in der Rechnung perfekt mittig und gerade durch den Laserstab, wobei keinerlei Divergenz auftritt. Die Propagation des Laserpulses durch den Laserstab ist als ebene Welle programmiert. Der zeitliche Verlauf der Laserpulse wird nicht berücksichtigt, daher können keine Aussagen über Änderung der Pulslänge durch die Verstärkung gemacht werden. Der Laserstab ist in dieser Rechnung nur Träger der Inversionsdichte. Deshalb gehen nur



Materialeigenschaften ein, die direkt für diese Berechnung erforderlich sind (Dotierung, Geometrie, Fluoreszenzlebensdauer und Emissionswirkungsquerschnitt). Andere Materialparameter wie Brechungsindex oder thermische Eigenschaften werden vernachlässigt, so dass zum Beispiel die thermisch Linse des Laserstabes nicht berücksichtigt wird.

## 2.5.2 Ergebnisse und Diskussion der Verstärkungsrechnung

Die Verstärkungsrechnungen werden mit dem Programm Matlab<sup>1</sup> durchgeführt. Alle in diesen Rechnungen angewendeten Gleichungen und Annahmen werden in 2.5 und 2.5.1 beschrieben. An dieser Stelle werden ausgewählte Beispielrechnungen für einen Doppeldurchgang durch einen Laserstab gezeigt und diskutiert. Die in die Rechnung einfließenden Parameter sind in Tab. 1 zu sehen.

<b>Pumpleistung [W]</b>	5000
<b>Pumpdauer [<math>\mu</math>s]</b>	200
<b>Eingangspulsenergie [J]</b>	0,01
<b>Anregungseffizienz</b>	0,5
<b>Stablänge [mm]</b>	100
<b>Stabradius [mm]</b>	2,5
<b>Dotierungsgrad [<math>m^{-3}</math>]</b>	$0,5 \times 1,38 \times 10^{26}$
<b>Emissionswirkungsquerschnitt [<math>m^2</math>]</b>	$2,8 \times 10^{-23}$
<b>Fluoreszenzlebensdauer [<math>\mu</math>s]</b>	230
<b>Anzahl der Ringe i</b>	2491
<b>Anzahl der Segmente n</b>	200
<b>Strahlradius des Eingangslaserpulses [mm] mit:</b>	<b>Strahlprofil Tophat<sup>2</sup></b>
	2,5
	<b>Strahlprofil Gauß</b>
	1,5

**Tab. 1: In Rechnung einfließende Parameter. Die materialabhängigen Parameter entsprechen denen von Nd:YAG [11].**

---

<sup>1</sup> Matlab 7.1 language of technical computing der Firma MathWorks, Inc.

<sup>2</sup> Tophat: Intensitätsprofil des Laserpulses hat die Form eines Zylinderhutes. Ist im Querschnitt also rechteckig.

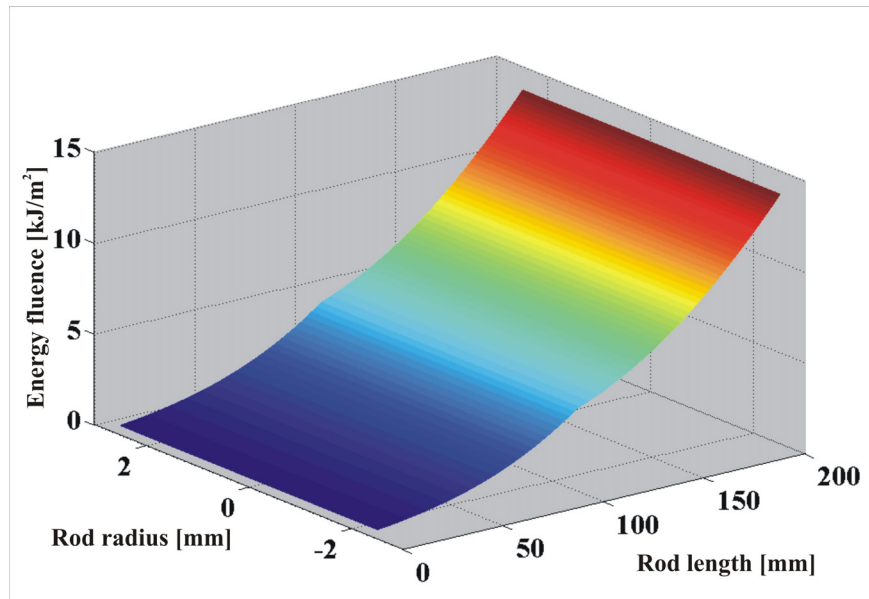


Abb. 2.9: Verstärkung eines Laserpulses mit Tophatstrahlprofil in einem Laserstab mit homogenem Verstärkungsprofil im Doppeldurchgang.

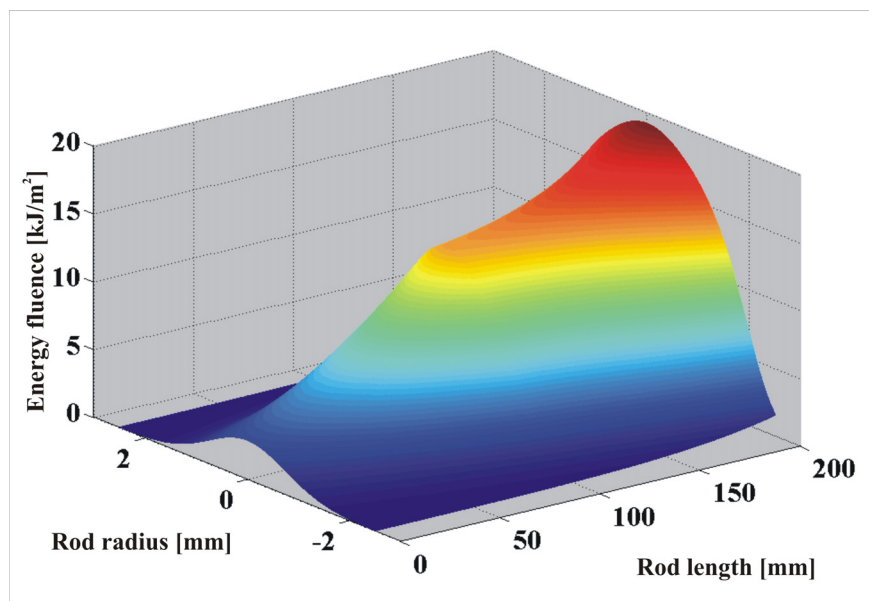
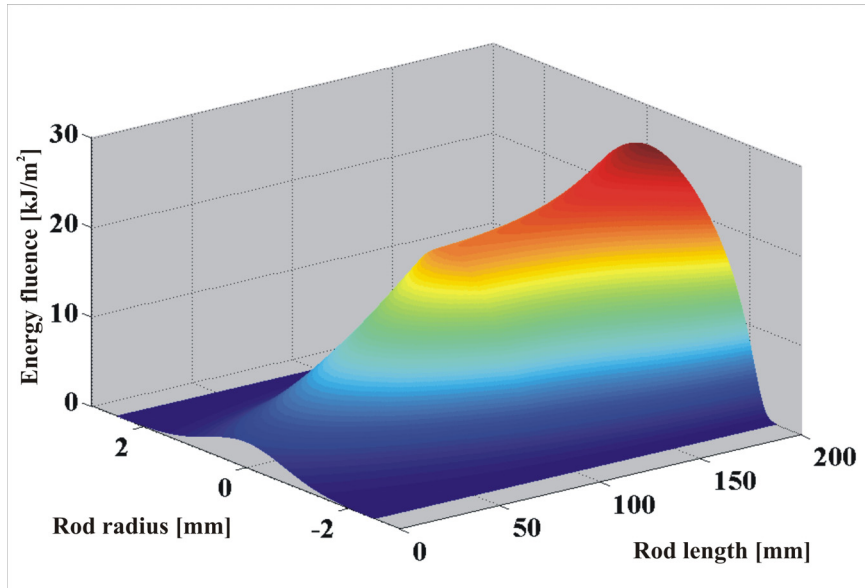


Abb. 2.10: Verstärkung eines Laserpulses mit Gaußstrahlprofil in einem Laserstab mit homogenem Verstärkungsprofil im Doppeldurchgang.



**Abb. 2.11: Verstärkung eines Laserpulses mit Gaußstrahlprofil in einem Laserstab mit realem Verstärkungsprofil im Doppeldurchgang.**

In der in Abb. 2.11 zu sehenden Verstärkungsrechnung geht ein gemessenes Verstärkungsprofil ein, welches mit einer polynomialen Funktion angenähert wird, um bei der Messung entstandene Störstellen und Rauschen bei der Verstärkungsrechnung nicht zu berücksichtigen. Das Verstärkungsprofil wurde mittels einer Fluoreszenzlichtmessung aufgenommen. Diese Messung wurde an einem Stab mit einem Durchmesser von 5 mm und mit ähnlichen, in der Rechnung verwendeten Parametern aufgenommen. Die berechneten Energien  $E_{\text{out}}$  und Extraktionseffizienzen  $\eta_{\text{extr}}$  der drei Beispielrechnungen sind in Tab. 2 zu sehen.

	<b>Tophatstrahlprofil durch homogenes Verstärkungsprofil</b>	<b>Gaußstrahlprofil durch homogenes Verstärkungsprofil</b>	<b>Gaußstrahlprofil durch gemessenes Verstärkungsprofil</b>
<b><math>E_{in}</math> [J]</b>	0,01	0,01	0,01
<b><math>E_{out}</math> [J] Einfachdurchgang</b>	0,091	0,07	0,098
<b><math>E_{out}</math> [J] Doppeldurchgang</b>	0,268	0,191	0,234
<b><math>\eta_{extr.}</math> [%] Einfachdurchgang</b>	24,3	18,3	26,4
<b><math>\eta_{extr.}</math> [%] Doppeldurchgang</b>	78	54,7	67,6

**Tab. 2:** Ergebnisse der in Abb. 2.9 bis Abb. 2.11 gezeigten Verstärkungsrechnungen.

Die Abb. 2.9 zeigt die Verstärkung eines Laserpulses mit einem Tophatstrahlprofil durch eine im Laserstab homogen verteilte Inversionsdichte. Für solch einen Fall ist eine radiale Auflösung nicht notwendig. Das Ergebnis entspricht einer exakten analytischen Rechnung nach den Gleichungen Gl. 2.64 bis Gl. 2.72. Das Strahlprofil bleibt bei der Verstärkung vollständig erhalten.

Die Abb. 2.10 zeigt die Verstärkung eines Laserpulses mit einem Gaußstrahlprofil durch eine im Laserstab homogen verteilte Inversionsdichte. Die radiale Abhängigkeit des verstärkten Intensitätsprofils ist hier durch die radiale Abhängigkeit der Intensität des Gaußstrahlprofils bedingt. Die Extraktionseffizienz ist geringer als für das Tophatstrahlprofil, da die Inversionsdichte am Rand des Stabes vom Laserpuls weniger stark abgeräumt werden kann. Das Gaußstrahlprofil bleibt nicht erhalten. Der Laserpuls sättigt in der Mitte, sodass die Intensität des Laserpulses in den Flanken im Verhältnis zur Mitte größer wird.

In Abb. 2.11 ist die Verstärkung eines Laserpulses mit Gaußprofil durch eine gemessene Inversionsdichte zu sehen. Die radiale Abhängigkeit des verstärkten Intensitätsprofils wird durch die radiale Abhängigkeit der Intensität des Gaußstrahlprofils und durch die radialen Abhängigkeit der Inversionsdichte begründet. Durch die mittenüberhöhte Inversionsdichte des gemessenen Verstärkungsprofils ist die Extraktionseffizienz höher als bei dem Fall des homogenen Verstärkungsprofils. Das Strahlprofil wird durch die mittenüberhöhte Inversionsdichte stark verformt. Die Flanken erfahren fast keine Verstärkung.

Aus diesen Rechnungen ist sehr gut der Einfluss der Verstärkungsprofile abzulesen. Einerseits ändert sich sehr stark die extrahierbare Energie, andererseits erfährt das radiale Intensitätsprofil des Eingangslaserpulses eine starke Verformung. Ein vor der Verstärkung

beugungsbegrenzter<sup>1</sup> Laserstrahl kann nach der Verstärkung eine schlechtere Strahlqualität ( $M^2 > 1$ ) aufweisen.

## 2.6 Phasenkonjugierender Spiegel auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung

Phasenkonjugierende Spiegel werden eingesetzt, um Phasenstörungen der Wellenfront eines Laserstrahls zu kompensieren. Diese treten zum Beispiel bei der Propagation des Laserstrahles durch thermisch belastetes Material, wie optisch gepumpte, verstärkende Medien, auf. Im Weiteren wird auf phasenkonjugierende Spiegel (PCM<sup>2</sup>) auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) eingegangen. Die Brillouin-Streuung beschreibt die Streuung von Licht an einer Schallwelle [24]. Diese Schallwelle ist eine sich ausbreitende Dichtemodulation und stellt damit eine Brechungsindexgitter dar. Die Dichtemodulation entsteht durch thermische Fluktuationen und die Streuung an ihr ist spontan und ungerichtet. Die Frequenz des gestreuten Lichtes ist um die Schallwellenfrequenz  $\omega_B$  verschoben. Die Überlagerung von einfallendem und gestreutem Licht führt zu einem Schwebungssignal, welches eine Frequenz  $\omega_B$  aufweist und sich mit Schallgeschwindigkeit bewegt. Damit kann es optimal an die Schallwelle ankoppeln und verstärken. Man spricht von der stimulierten Brillouin-Streuung. Die Kopplung zwischen elektrischem Feld und Materie erfolgt über Elektrostriktion<sup>3</sup> [25]. Da diese Frequenzverschiebung zu tieferen Frequenzen stattfindet wird das rückgestreute Licht als Stokeswelle bezeichnet. Aufgrund von Energie und Impulserhaltung sind die Kreisfrequenzen  $\omega_p$  und  $\omega_s$  und die Wellenzahlen  $k_p$  und  $k_s$  des Pumplichtes und des Stokeslichtes mit der Kreisfrequenz  $\omega_B$  und der Wellenzahl  $k_B$  der Schallwelle verbunden:

$$\begin{aligned}\omega_B &= \omega_p - \omega_s \\ \vec{k}_B &= \vec{k}_p - \vec{k}_s\end{aligned}\tag{Gl. 2.73}$$

Die Kopplung zwischen dem gesamten elektrischen Feld  $\vec{E}$  mit der Schallwelle kann durch die nichtlineare Polarisation  $\vec{P}_{NL}$  des Mediums beschrieben werden [26]:

$$\vec{P}_{NL} = \frac{\vec{E}}{4\pi} \left[ \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \bar{\rho} + \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \bar{T} \right]\tag{Gl. 2.74}$$

<sup>1</sup> Beugungsmaßzahl =  $M^2 = \frac{w \Theta \pi}{\lambda} = 1$  mit  $w$  = Tailenradius,  $\Theta$  = Divergenzwinkel,  $\lambda$  = Wellenlänge

<sup>2</sup> In Englisch: phaseconjugating mirror.

<sup>3</sup> Deformation eines dielektrischen Mediums in Abhängigkeit eines angelegten elektrischen Feldes.

Die nichtlineare Polarisation entsteht durch die materialbedingte Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  von Druck und Temperatur.  $\bar{\rho}$  und  $\bar{T}$  stellen kleine Änderungen in Druck und Temperatur dar. Bei vielen SBS-Materialien ist die Absorption des einfallenden und reflektierten Lichtes sehr gering. Für diese kann die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante vernachlässigt werden. Mit dem Elektrostriktionskoeffizienten  $\gamma_e$ :

$$\gamma_e = \rho_0 \left( \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T \quad \text{Gl. 2.75}$$

gilt dann mit  $\rho_0$  als durchschnittlicher Druck:

$$\vec{P}_{NL} = \frac{\vec{E} \gamma_e \bar{\rho}}{4\pi \rho_0} \quad \text{Gl. 2.76}$$

Um die SBS vollständig zu beschreiben, muss die Propagation des elektrischen Feldes sowie der akustischen Welle beschrieben werden. Die Propagation des elektrischen Feldes in nicht absorbierendem Material wird durch die verlustfreie Wellengleichung beschrieben [27]:

$$\Delta \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad \text{Gl. 2.77}$$

Die Lichtgeschwindigkeit im Material beträgt  $c/n$ . Das gesamte elektrische Feld  $\vec{E}$  setzt sich aus dem Pumpfeld  $\vec{E}_p$  und dem Stokesfeld  $\vec{E}_s$  zusammen, welche entgegengesetzt auf der z-Achse propagieren:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_p(\vec{r}, t) + \vec{E}_s(\vec{r}, t) \\ \vec{E}_p &= \left( \frac{1}{2} E_p(\vec{r}, t) e^{i(k_p z - \omega_p t)} + c.c. \right) \vec{e}_p \\ \vec{E}_s &= \left( \frac{1}{2} E_s(\vec{r}, t) e^{i(-k_s z - \omega_s t)} + c.c. \right) \vec{e}_s \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.78}$$

Setzt man Gl. 2.77 in Gl. 2.78 ein und vernachlässigt Terme höherer Ordnung (c.c.), so erhält man in der Slowly-Variing-Envelope (SVE) Näherung:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \Delta_T \right) E_p(\vec{r}, t) &= i \frac{\omega_p \gamma_e}{4cn\rho_0} \bar{\rho}(\vec{r}, t) E_s(\vec{r}, t) \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \Delta_T \right) E_s(\vec{r}, t) &= -i \frac{\omega_p \gamma_e}{4cn\rho_0} \bar{\rho}^*(\vec{r}, t) E_p(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.79}$$

Mit den transversalen Komponenten des Laplace Operators:  $\Delta_T = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

Die Beschreibung der Propagation der Schallwelle:

$$\bar{\rho} = \frac{1}{2} \rho(\vec{r}, t) e^{i(k_B z - \omega_B t)} + c.c. \quad \text{Gl. 2.80}$$

im Medium ohne Absorption baut auf der Navier-Stokes-Gleichung und der Energie-Transport-Gleichung auf [28]:

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{\rho} + \frac{\omega_B^2}{4\pi^2} \Delta \bar{\rho} + \frac{1}{\tau_B k_B^2} \frac{\partial}{\partial t} \Delta \bar{\rho} = \frac{\gamma_e}{8\pi} \Delta E^2 \quad \text{Gl. 2.81}$$

Die Phononenlebensdauer  $\tau_B$  des Mediums geht in die Dämpfung der Welle ein. Die Gesamtfeldstärke im Medium geht in die treibende elektrostriktive Kraft ein.

Die Gleichung **Gl. 2.81** kann vereinfacht werden, unter der Annahme, dass die Periode der Schallwelle  $T_B = 2\pi/\omega_B$  kurz gegenüber der Phononenlebensdauer  $\tau_B$  und der inversen Bandbreite des Pumplichtes  $\Delta\nu_p^{-1}$  ist, und dass die Dämpfung der Phononen stark ist [29]. Die SVE-Näherung wird auf die Schallwelle ausgeweitet. Dies bedeutet, dass die Änderung von  $E_p$ ,  $E_s$  und  $\bar{\rho}$  langsam gegenüber der Brillouin-Frequenz  $\omega_B$  sein muss. Aus **Gl. 2.81** ergibt sich dann [30]:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_B} \right) \bar{\rho} = i \frac{\omega_p^2 \gamma_e n}{8\pi \omega_B^2} \vec{E}_p \vec{E}_s^* \quad \text{Gl. 2.82}$$

Die SBS-Reflexion kann mit den Differentialgleichungen aus **Gl. 2.79** und **Gl. 2.82** zeitlich und räumlich beschrieben werden. Diese sind aber nur in Spezialfällen analytisch lösbar. Mit unterschiedlichen Näherungen lassen sich in der Literatur [31, 32, 33, 34] numerische Lösungen finden.

Phasenkonjugation bedeutet, dass die reflektierte Phasenfront in Bezug zur Ausbreitungsrichtung invertiert ist. Im Gegensatz dazu bleibt bei einer Reflexion an einem planen, konventionellen Spiegel die Orientierung der Wellenfront in Bezug auf die Ausbreitungsrichtung erhalten. Eine Konsequenz daraus ist, dass ein Laserstrahl, der an einem PCM reflektiert wird, wieder in sich zurückgeworfen wird (Abb. 2.12).

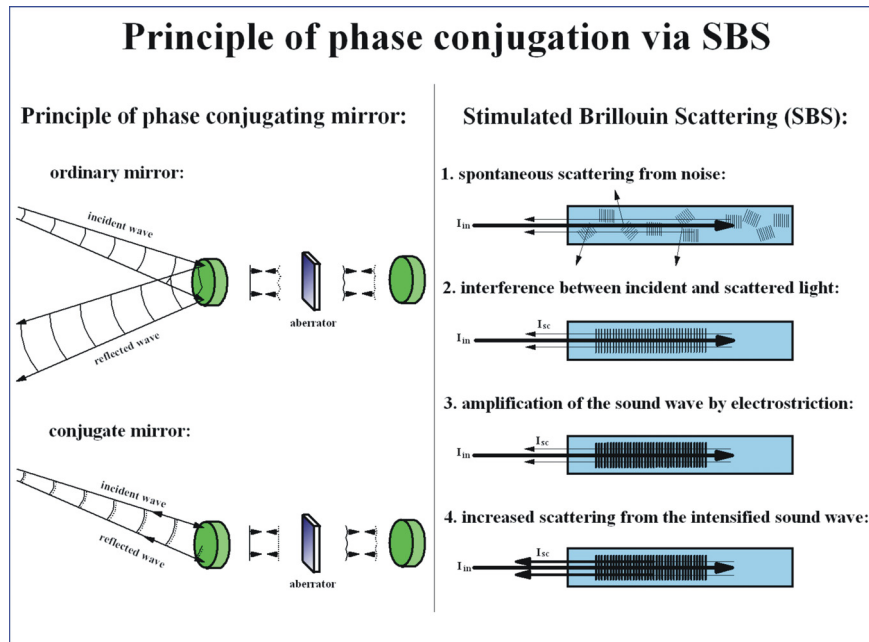


Abb. 2.12: Prinzipskizze der Phasenkonjugation durch stimulierte Brillouin-Streuung [35].

Das elektrische Feld einer ebenen Welle, die sich in Richtung der z-Achse bewegt, wird beschrieben durch:

$$E_p = E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t} \quad \text{Gl. 2.83}$$

Propagiert diese Welle nun durch einen Aberrator, wie zum Beispiel thermisch belastetes Lasermaterial, so wird die Phasenfront verzerrt:

$$E_p = E_0 e^{i(kz + \phi(\vec{r}))} e^{-i\omega t} \quad \text{Gl. 2.84}$$

Wobei  $\phi(\vec{r})$  die Abweichung von einer ebenen Phasenfront beschreibt. Wird diese Welle nun an einem konventionellen Spiegel (**ordinary mirror**) mit dem Reflexionsgrad  $R_1$  reflektiert, so erhält man unter Berücksichtigung der neuen Ausbreitungsrichtung:

$$E_{OM} = R_1 E_0 e^{i(-kz + \phi(\vec{r}))} e^{-i\omega t} \quad \text{Gl. 2.85}$$

Passiert nun die Welle ein zweites Mal denselben Aberrator (Doppeldurchgang), so erfährt er noch einmal die selbe Phasenfrontverzerrung:

$$\begin{aligned} E_{OM} &= R_1 E_0 e^{i(-kz + \phi(\vec{r}))} e^{-i\omega t} e^{i\phi(\vec{r})} \\ &= R_1 E_0 e^{i(-kz + 2\phi(\vec{r}))} e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.86}$$

Anders sieht die Reflexion an einem PCM mit einem Reflexionsgrad  $R_2$  aus:

$$E_s = R_2 E_0 e^{-i(kz + \phi(\vec{r}))} e^{-i\omega t} \quad \text{Gl. 2.87}$$



Bei der phasenkonjugierten Reflexion ändert der Phasenterm sein Vorzeichen, sodass bei einem zweiten Durchgang durch den Aberrator die Phasenstörung  $\phi(\vec{r})$  kompensiert wird:

$$\begin{aligned} E_s &= R_2 E_0 e^{-i(kz + \phi(\vec{r}))} e^{-i\omega t} e^{i\phi(\vec{r})} \\ &= R_2 E_0 e^{-ikz} e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad \text{Gl. 2.88}$$

Eine Strahlradiusanpassung für den zweiten Durchgang durch den Aberrator mit Brechkraft, wie es bei thermisch belastetem Lasermaterial der Fall ist, muss im Gegensatz zu einer Reflexion mit einem OM bei der Reflexion mit einem PCM nicht vorgenommen werden. Außerdem wird die Welle beim Einsatz eines PCM wieder in sich zurückgeworfen, sodass eine Justage des Spiegels für den Doppeldurchgang entfällt.

### 3 Konzeptionierung, Design und Realisierung des Lasersystems

Ein mobiles DIAL fordert ein Lasersystem mit großen Pulsenergien, guter Strahlqualität und einer hohen Effizienz. Das gepulste Lasersystem soll bei einer Wiederholrate von 400 Hz, Pulsdauern zwischen 10-100 ns, mit einer hohen Frequenzstabilität, einer guten Strahlqualität ( $M^2 < 2$ ) und bei einer Wellenlänge um 1  $\mu\text{m}$  arbeiten. Der zu entwickelnde Laser dient dem optischen Pumpen eines Titan-Saphir-Lasers oder eines optisch parametrischen Oszillators.

In der Vergangenheit wurden einige Systeme realisiert, die ähnlich dem zu entwickelnden Lasersystem sind. 1996 stellten Kasinski et al. [36] ein diodengepumptes Nd:YAG MOPA vor, welches bei 60 Hz arbeitet und eine Pulsenergie von 0,76 J liefert. Durch asphärische Optiken wurde eine Strahlqualität von  $M^2 = 1,3$  erreicht. Im gleichen Jahr entwickelten Offerhaus et al. einen MOPA-System mit injection seeding und Phasenkonjugation, welches bei 400 Hz eine Pulsenergie von 50 mJ bei guter Strahlqualität erreicht [37]. Pierre et al. [38] entwickelten einen Laser mit Nd:Glas Verstärkern in der Slab<sup>1</sup> Geometrie und phasenkonjugierenden Spiegeln auf der Basis der SBS. Damit wird eine Pulsenergie von 10 J bei einer Wiederholrate von 50 Hz und eine Strahlqualität von  $M^2 = 1,5$  erreicht. Seidel et al. [39] veröffentlichten einen lampengepumpten doppelbrechungskompensierten Laser, welcher auf der Basis von Nd:YAG Laserstäben eine Pulsenergie von 2,15 J bei 100 Hz erreicht. Auch hier werden phasenkonjugierende Spiegel auf der Basis der SBS verwendet. 1998 berichteten Tei et al. [40] von einem diodengepumpten Slab Nd:YAG-Oszillator Verstärker-System mit welchem eine Ausgangsenergie von 1,26 J bei 200 Hz erreicht wird. Zwei Jahre später veröffentlichten sie [41] ein MOPA-System mit einer Ausgangsenergie von 360 mJ bei einer Wiederholrate von 100 Hz mit einem phasenkonjugierenden Spiegel aus einem BaTiO<sub>3</sub> Kristall. Einen durch injection locking<sup>2</sup> frequenzstabilisierten Laser stellten Teehan et al. [42] vor. Der Laser hat bei transversalem Grundmode eine kontinuierliche Ausgangsleistung von 24 W. Über einen weiteren transversalen grundmoden cw-Laser ohne Frequenzstabilisierung schreiben Konno et al. [43]. Dieser Laser auf der Basis von diodengepumpten Nd:YAG-Stäben erreicht eine Ausgangsleistung von 206 W bei einem  $M^2 = 1,34$ . Furuta et al. [44] berichteten von einem auf Nd:YAG-Laserstäben basierendem MOPA-System mit einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 1 kW bei einer Wiederholrate von 6-10 kHz. Die Strahlqualität liegt bei  $M^2 = 9$ . Die Lasersysteme welche in [45, 46, 47, 48] beschrieben werden, weisen eine Nd:YAG

---

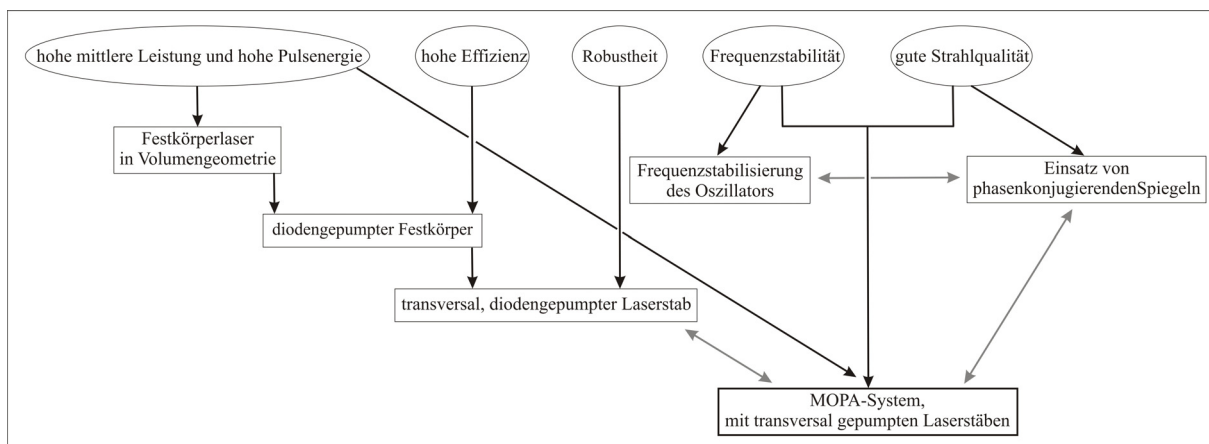
<sup>1</sup> In Deutsch: Platte, Scheibe. Laserkristall hat die Form eines Quaders welcher im Allgemeinen von zwei Seiten gekühlt wird.

<sup>2</sup> Aktive Regelung eines Laseroszillators auf eine in den Laseroszillator eingestrahlte Frequenz. Methode, um longitudinalen Einmodenbetrieb bei einem cw-Laser zu erreichen.

MOPA-System Bauweise auf. Es werden phasenkonjugierende Spiegel basierend auf SBS verwendet, mit welchen der Doppeldurchgang durch die Verstärker realisiert wird.

Das Lasersystem welches von Pierre et al. 2006 [48] veröffentlicht wurde, ist eines der wenigen Beispiele von diodengepumpten Lasersystemen welche ns-Pulse, mit Pulsenergien im Joulebereich und mit einer Ausgangsleistung von über 400 W aufweisen. Allerdings ist dies ein sehr großes und komplexes System. Die Kombination der angestrebten Frequenzstabilität, Strahlqualität und Leistung sind für ein mobiles Lasersystem in dieser Kombination in der Literatur bisher nicht dokumentiert.

Im Folgenden wird auf die Entscheidungsfindung für ein bestimmtes Laserdesign eingegangen. Die Eigenschaften die das Lasersystem erfüllen muss, wurden zu Beginn des Kapitels beschrieben. Die entsprechenden Kriterien sind in dem in Abb. 3.1 gezeigtem Diagramm eingekreist dargestellt. Aus den Kriterien gehen direkte Konsequenzen für die Konzeptionierung des Systems hervor (schwarze Pfeile). Eine gute Kombinierbarkeit verschiedener Designentscheidungen wird im Diagramm durch graue Pfeile symbolisiert.



**Abb. 3.1: Entscheidungsverlauf für das Laserdesign.**

Die Realisierung eines Lasersystems mit den aufgeführten Parametern erfordert einen komplexen Entscheidungsprozess in Bezug auf das Gesamtdesign sowie die Auswahl von Methoden und Materialien im Detail des Systems. Dieser Entscheidungsprozess kann nicht rein sequentiell durchgeführt werden, da viele der zu treffenden Designentscheidungen zusammenhängen oder sich bedingen. Das Geflecht von Erfordernissen und Designentscheidungen ist in Abb. 3.1 dargestellt und wird im Folgenden erläutert. Die Anforderung an das Lasersystem, gleichzeitig eine hohe mittlere Leistung und hohe Pulsenergie für Nanosekundenpulse erzeugen zu können, lässt sich gut mit Festkörperlaser erfüllen. Nimmt man die Forderung nach einer hohen Effizienz des Lasersystems für einen mobilen Einsatz

hinzu, so ist ein diodengepumptes Festkörperlasersystem die optimale Wahl. Die Anforderung an Leistung und Pulsenergie erfordern gleichzeitig ein gutes Energiespeichervermögen des Lasermaterials und eine hohe Verstärkung. Berücksichtigt man zusätzlich die Problematik der Zerstörung des Lasermaterials durch die zu erzeugenden ns-Pulse im Joulebereich, so kommt eine Volumengeometrie des Lasermaterials wie Stab oder Slab in Frage. Da hier mit kreissymmetrischen Strahlen als Ausgangsprodukt des Lasers gearbeitet werden soll, fällt die Entscheidung in der Geometrie für den Stab. Die Robustheit des Lasersystems ist für den mobilen Einsatz sehr wichtig. Eine anerkannte robuste Pumpgeometrie ist die des seitengepumpten Stabs, für die auch hier entschieden wurde. Das Ziel einer guten Strahlqualität kann für den Laserstab durch eine Kompensation der Doppelbrechung von jeweils identisch aufgebauten Laserköpfen verwirklicht werden. Durch die Kombination von Doppelbrechungskompensation mit einer optischen Phasenkonjugation der am stärksten thermisch belasteten Komponenten des Lasersystems wird das Erreichen einer guten Strahlqualität weiter begünstigt. Die erforderliche Stabilität in Frequenz und Pulsenergie kann bei den gleichzeitig geforderten hohen mittleren Leistungen in einem MOPA-System besser als in einem einzigen Hochleistungsoszillator erzielt werden. In einem MOPA kann die Stabilität in Bezug auf Frequenz und Pulsenergie in einem Oszillator mit geringer Leistung erzeugt werden, die dann bei der Verstärkung der Pulse weitestgehend erhalten bleibt. In einem MOPA-System lässt sich zudem ein phasenkonjugierender Spiegel auf Basis der SBS elegant mit einem die Extraktionseffizienz steigerndem Doppelpass kombinieren. Insgesamt bedeuten diese Punkte dann die Entscheidung für ein MOPA-System auf der Basis von transversal diodengepumpten Laserstäben unter Einsatz von phasenkonjugierenden Spiegeln und eines frequenzstabilisierten Oszillators.

Im Folgenden werden die Entwicklungsschritte des MOPA-Systems beschrieben. Zunächst wird mit der Auswahl des Lasermaterials begonnen. Anschließend wird eine Konzeptionierung des Lasersystems auf der Basis des gewählten Lasermaterials und unter zur Hilfenahme des in Kapitel 2.5 vorgestellten Rechenmodells vorgenommen. Nach der Charakterisierung der Laserverstärker wird mit der Beschreibung des Aufbaus des MOPA-Systems begonnen. Hierzu werden verschiedene Laseroszillatoren aufgebaut und miteinander verglichen. Dann folgt eine Darstellung der Frequenzstabilisierung nach Pound-Drever-Hall. In den abschließenden Kapiteln wird zunächst die Verstärkung der Laserpulse in den Vorverstärkern und anschließend die Verstärkung der Laserpulse in den Hauptverstärkern unter Zuhilfenahme eines phasenkonjugierenden Spiegels auf der Basis von SBS beschrieben.

### 3.1 Auswahl des Lasermaterials

Ein transversal diodengepumptes MOPA-System kann mit verschiedenen Lasermaterialien realisiert werden. Dieses Lasermaterial muss den hohen Anforderungen an das Gesamtlasersystem gerecht werden. Das heißt, es muss sehr hohen thermischen Belastungen standhalten. Dies wiederum erfordert unter anderem eine hohe thermische Leitfähigkeit. Außerdem muss das Lasermaterial eine große Verstärkung bereitstellen. Diese wird erreicht, wenn das Lasermaterial eine lange Lebensdauer des oberen Laserniveaus  $\tau_f$  besitzt, der Emissionswirkungsquerschnitt  $\sigma_{e_{\lambda_L}}$  groß ist (zu beachten ist, dass bei sehr großen Werten die Gefahr besteht, dass die Gesamtverstärkung durch amplified-spontaneous-emission (ASE) verringert wird) sowie eine hohe Dichte an laseraktivem Material bereitstellt, um viel Energie speichern zu können. Diese Anforderungen lassen sich von laseraktiven Festkörpern erfüllen. Nach einer umfangreichen Literaturrecherche wurde die Anzahl der möglichen Kandidaten für dieses System auf zwei Materialien eingegrenzt, welche die oben angeführten Anforderungen erfüllen und kommerziell preisgünstig in guter Qualität erhältlich sind. Es handelt sich hierbei um Yb:YAG und Nd:YAG als herkömmlicher Kristall sowie als kerndotiertes keramisches Material. Alle drei Materialien werden in Stabform untersucht.

#### 3.1.1 Yb:YAG-Kristall

Aufgrund der langen Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus ( $\tau_f = 0,95$  ms [6]) und einer hohen Stokesseffizienz ( $\eta_{St} = 0,91$  bei  $\lambda_{pump} = 941$  nm und  $\lambda_L = 1030$  nm [6]) in Kombination mit den guten thermooptischen Eigenschaften von YAG erscheint Yb:YAG als ein attraktives Material für die Realisierung von effizienten Lasersystemen mit großen Pulsenergien.

In der Vergangenheit sind einige Yb:YAG-Laser entwickelt worden. Die Wichtigsten werden im Folgenden erwähnt. Der erste blitzlampengepumpte Yb:YAG-Laser wurde Mitte der siebziger Jahre realisiert [49]. Mit dem Aufkommen der InGaAs-Dioden Mitte der Neunziger, die ein effizienteres optisches Pumpen erlauben, beginnt die Entwicklung vieler Lasersysteme mit Yb:YAG [50-53]. Eine theoretische Arbeit über Scheibenlaser kann in [54] gefunden werden. Experimente mit einem TEM<sub>00</sub>-Scheibenlaser welcher eine Ausgangsleistung von 100 W aufweist sind in [55] dargestellt. Bibeau et al. [56] demonstrieren den Betrieb eines Oszillators mit einem endgepumpten Yb:YAG-Stab mit einer Ausgangsleistung von 340 W mit einer Strahlqualität von  $M^2 = 21$ . Goodno et al. [57] stellen einen gepulsten Slaboszillator mit guter Strahlqualität ( $M^2 = 1,5$ ), linearer Polarisation und Pulsenergien von 20 mJ vor. Im quasi

cw-Betrieb<sup>1</sup> können MOPA-Systeme aus Yb:YAG eine Durchschnittsleistung im Kilowattbereich erreichen [6, 51]. Ein gepulstes, endgepumptes gepulstes Lasersystem wird von Beach theoretisch beschrieben [58] und von Fan et al. aufgebaut [59]. Mit einem endgepumpten Stab erreicht Fan bei kryogenischen Temperaturen ( $< 4 \text{ °K}$ ) eine cw-Leistung von 40 W [60]. Transversal gepumpte Yb:YAG-Laser wurden von Bruesselbach und Sumida entwickelt [6, 51, 52, 53]. Die dabei maximal erreichte cw-Ausgangsleistung liegt bei 950 W. In der Literatur ist kein Beispiel zu finden, welches sich mit der Tauglichkeit von Yb:YAG als Lasermaterial zur Herstellung von Nanosekundenpulsen mit Energien im Joulebereich beschäftigt. Im Folgenden werden theoretische Überlegungen über die Verstärkung von Nanosekundenpulsen im Joulebereich aus Yb:YAG-Laserstäben auf der Grundlage der Ratengleichungen durchgeführt.

Die hohe Stokes-effizienz entsteht durch den kleinen spektralen Abstand zwischen dem oberen Laserniveau und dem Pumpband sowie zwischen dem unteren Laserniveau und dem Grundniveau. Dies führt jedoch auch zu einer thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus bei Raumtemperatur. Aus den in Kapitel 2.1 beschriebenen Ratengleichungen für Yb:YAG lässt sich die speicherbare Energie in Abhängigkeit von Stabdurchmesser und Temperatur berechnen. Die in einem Laserstab speicherbare Energie kann aus der Inversionsdichte berechnet werden [11]:

$$E_{st}(T) = \frac{\Delta n(T) \pi r_{rod}^2 l h c}{\lambda_L} \quad \text{Gl. 3.1}$$

Die Laserwellenlänge ist  $\lambda_L$  und die temperaturabhängige Inversion ist  $\Delta n(T)$ . Die in einem Laserstab mit gegebener Länge  $l$  und Radius  $r_{rod}$  gespeicherte, nutzbare Energie ist von der Temperatur und dem Stabradius abhängig.

---

<sup>1</sup> Der Oszillator enthält kein Element für die Güteschaltung. Die Pumpdioden werden gepulst betrieben.

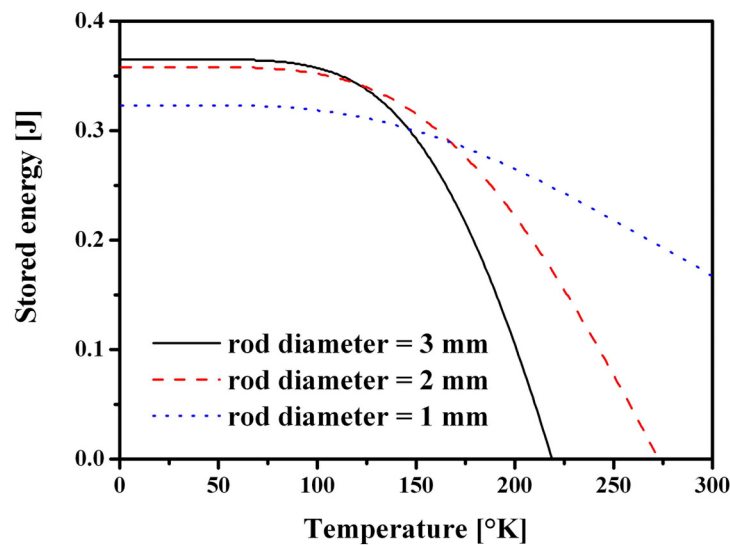


Abb. 3.2: Gespeicherte Energie in Laserstäben mit drei verschiedenen Radien als Funktion der Temperatur. Verwendete Werte:  $P_{\text{pump}} = 1 \text{ kW}$ ,  $t_{\text{pump}} = 1 \text{ ms}$ ,  $l = 10 \text{ cm}$ ,  $n_d = 1 \text{ at\%}^1$ ,  $n_{\text{excit.}} = 60 \%$  [7].

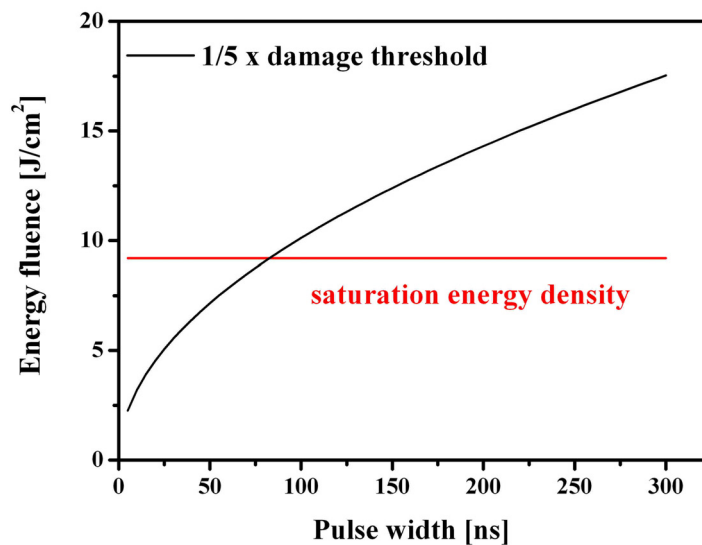
Wie in Abb. 3.2 zu erkennen ist, führen eine geringe Temperatur und kleine Stabradien dazu, die Konsequenzen der thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus zu überwinden. Eine kleine Temperatur vermeidet thermische Besetzung. Für kleine Volumina ist die Energie, die nötig ist, die thermische Besetzung zu überwinden, kleiner (siehe Kapitel 2.1). Gerade bei höheren Temperaturen muss auf eine möglichst kompakte Bauweise geachtet werden, um Energie speichern zu können. Die Verringerung des Stabradius bei gleichbleibender Ausgangsleistung wird allerdings durch die Zerstörschwelle der optischen Schichten auf den Stabendflächen begrenzt.

Der relativ kleine Emissionswirkungsquerschnitt der stimulierten Emission der Laserwellenlänge von Yb:YAG ( $\sigma_{e_{\lambda_L}} = 2,1 \times 10^{-24} \text{ m}^2$  [6]) erschwert die Extraktion der gespeicherten Energie. Für eine effiziente gepulste Energieextraktion in einem Verstärker sollte die Energiedichte des Laserpulses ähnlich der Sättigungsenergie ( $E_s = 9,2 \text{ J/cm}^2$ ) sein (vergleiche mit Abb. 2.8). Diese ist in der selben Größenordnung wie typische Zerstörschwellen von optischen Beschichtungen für Nanosekundenpulse ( $E_{\text{dam}_0} = 16 \text{ J/cm}^2$  bei  $t_0 = 10 \text{ ns}$  langen Gaußpulsen [61]). Ein sicheres Arbeiten ohne Zerstörung kann durch die Verwendung von größeren Pulsdauern  $t_1$  erreicht werden, da gilt [61]:

<sup>1</sup> 1 at% entspricht einer aktiven Ionendichte von  $1,38 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ .

$$E_{dam\_1} = E_{dam\_0} \sqrt{t_1/t_0} \quad \text{Gl. 3.2}$$

In Abb. 3.3 ist dieser Zusammenhang im Vergleich zur Sättigungsenergie grafisch aufgetragen. Hier wird ein Arbeiten 5-mal unter der Zerstörschwelle als notwendig angenommen. Es ist zu erkennen, dass für  $t_p = 80$  ns die Sättigungsenergie gerade 1/5 der Zerstörschwelle entspricht. Das heißt in diesem Szenario, dass nur Laserpulse mit Pulslängen  $t > 80$  ns dauerhaft zerstörungsfrei und gleichzeitig im Sättigungsbereich von Yb:YAG verstärkt werden können.

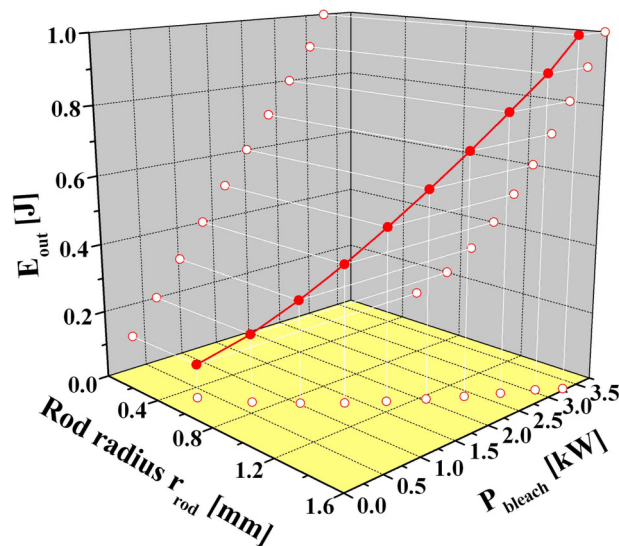


**Abb. 3.3: Energiedichte 5-mal unter der Zerstörschwelle ist als Funktion der Pulsdauer aufgetragen. Im Vergleich dazu die Sättigungsenergie[7].**

Für eine bestimmte Energiedichte kann eine Pulsdauer gefunden werden, die ein zerstörungsfreies Arbeiten erlaubt. Die Energiedichte setzt sich zusammen aus der maximal aus dem System extrahierbaren Energie  $E_{out}$  und dem Strahlradius. Der maximal wählbare Strahlradius ist für den Fall eines zylindrischen Verstärkermediums der Stabradius. Der Stabradius  $r_{rod}$  ist verbunden mit der minimalen Pumpleistung  $P_{bleach}$ , die benötigt wird, um gleiche Besetzung vom oberen und unteren Laserniveau ( $\Delta n = 0$ ) zu erreichen. Erst eine Pumpleistung  $P > P_{bleach}$  erzeugt Inversion und damit gespeicherte Energie. Der Zusammenhang zwischen den drei Größen  $r_{rod}$ ,  $E_{out}$  und  $P_{bleach}$  wird für die Pumpdauer von 1 ms, einer Pulsdauer von 100 ns, einem Stab mit 10 cm Länge und einer Dotierung von 1 at% berechnet. Der Stabradius  $r_{rod}$  wird so gewählt, dass immer 5-fach unter der Zerstörschwelle verblieben wird. Das Ergebnis der Rechnung wird in Abb. 3.4 dargestellt. Aus einem Stab mit einem Durchmesser von 3 mm kann zerstörungsfrei eine Energie von 0,9 J extrahiert werden. Allerdings muss eine Pumpenergie von 3 J (3 kW für 1 ms) investiert



werden, um eine gleiche Population von oberem und unterem Laserniveau zu erreichen. Für einen Stab mit 1 mm Durchmesser wird für die Gleichbesetzung nur 0,35 J benötigt, allerdings kann ohne Zerstörung der Beschichtungen nur eine Ausgangsenergie von 0,1 J extrahiert werden (siehe Abb. 3.4).



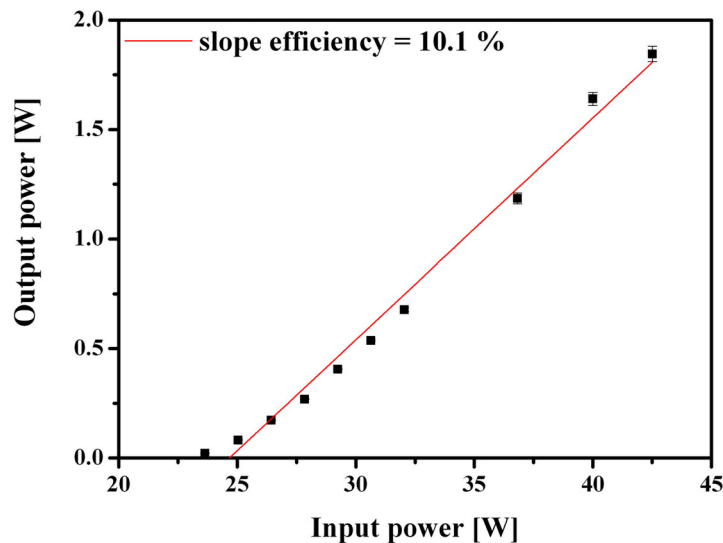
**Abb. 3.4: Extrahierbare Pulsenergien mit 100 ns Pulsdauer als Funktion des Stabradius  $r_{rod}$  und der nötigen Pumpleistung  $P_{bleach}$ , um gleiche Population von oberen und unteren Laserlevel zu erreichen für einen Stab mit der Länge 10 cm und einer Pumpdauer von 1 ms [7].**

Bei dem Design eines transversal gepumpten MOPA-Systems mit Pulsenergien im Joulebereich mit Yb:YAG Stäben bei Raumtemperatur muss, wie aus Abb. 3.4 zu erkennen ist, besonders auf das Zusammenspiel der Größen  $r_{rod}$ ,  $P_{bleach}$  und  $E_{out}$  geachtet werden.

Im Folgenden werden die mit Yb:YAG-Stäben durchgeführten Experimente beschrieben. Mit diesen Experimenten wird zunächst der Laserkopf<sup>1</sup>, in dem das Yb:YAG integriert ist, charakterisiert. So wird festgestellt ob dieser grundsätzlich für die Verstärkung von Laserpulsen geeignet ist. Für die Experimente stehen zwei Yb:YAG-Stäbe zur Verfügung. Beide Stäbe haben einen Durchmesser von 3 mm und sind 50 mm lang. Sie unterscheiden sich im Grad der Dotierung. Ein Stab ist mit 1 at% dotiert, der andere mit 0,4 at%. Der dotierte Bereich ist 26 mm lang und an beiden Enden befindet sich ein jeweils 12 mm langer nicht laseraktiver Bereich aus

<sup>1</sup> Ein Laserkopf besteht aus optischen Dioden die transversal um den Laserstab angeordnet sind. Der Laserstab wird entlang seines Mantels mit Wasser gekühlt und an den Enden des Mantels gefasst. Die Dioden werden mit dem selben Wasserkreislauf gekühlt. Stromführung zu den einzelnen Dioden ist integriert. Wasser und Strom müssen gemäß der Spezifikation angeschlossen werden. Laserköpfe können in Laseroszillatoren und als Verstärker verwendet werden.

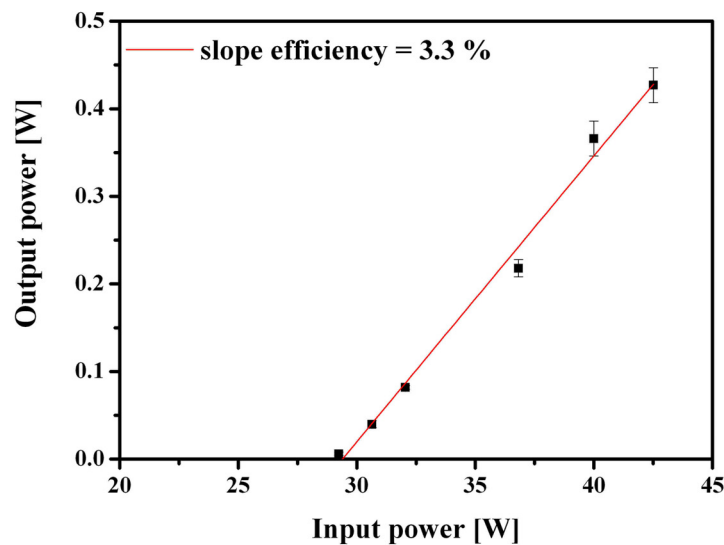
undotiertem YAG. Die Stäbe können in einen Laserkopf eingebaut werden, welcher sechs Laserdioden zum optischen Pumpen besitzt. Diese sind sternförmig transversal um den Stab montiert und strahlen in den dotierten Bereich. Der undotierte Bereich dient zur Verringerung der Absorption des Laserlichtes an den Stabhalterungen, da der Stab an den Enden gehalten wird und dort kein Pumplicht absorbiert werden kann. Die Dioden emittieren bei einer Wellenlänge von  $941 \pm 3,5 \text{ nm}^1$  und die Pumpspitzenleistung kann zwischen 0 W und 780 W eingestellt werden. Dioden und Stab werden mit  $20 \text{ °C}$  kaltem Wasser gekühlt. Der Laserkopf wird in einen kurzen Resonator mit einer Länge von 165 mm eingebaut. Der kurze Resonator besteht aus einem hochreflektierenden und einem teilreflektierenden Spiegel. Durch Variation des Stroms, der an den Pumpdioden anliegt, kann die Pumpleistung verändert werden. Die Ausgangleistung wird in Abhängigkeit von der mittleren Pumpleistung gemessen. So kann eine Aussage über die differentielle Effizienz<sup>2</sup> der beiden Yb:YAG Laserstäbe gemacht werden. Die Pumpdioden werden gepulst betrieben bei einer Frequenz von  $f_{\text{rep}} = 20 \text{ Hz}$  und einer Pumpdauer von  $t_{\text{pump}} = 2,7 \text{ ms}$ . In den folgenden Abbildungen (Abb. 3.5 und Abb. 3.6) sind die Ergebnisse der Messung der differentiellen Effizienz dargestellt.



**Abb. 3.5: Extraktionseffizienz des Yb:YAG Stabes mit  $n_d = 1,0 \text{ at\%}$  im kurzen Resonator bei einem Reflexionsgrad von  $R = 98 \text{ \%}$  des Auskoppelspiegels und bei  $T = 20,0 \pm 0,5 \text{ °C}$ ,  $f_{\text{rep}} = 20 \text{ Hz}$ ,  $t_{\text{pump}} = 2,7 \text{ ms}$  [62].**

<sup>1</sup> Die emittierten Wellenlängen der Dioden sind von Temperatur und Strom abhängig. Bei konstanter Temperatur und einer Stromänderung  $\Delta I = 0\text{-}125 \text{ A}$  erhält man eine Wellenlängenänderung von  $\Delta\lambda = 7 \text{ nm}$ . Dies sind experimentell ermittelte Daten.

<sup>2</sup> In Englisch: slope efficiency. Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsleistung.



**Abb. 3.6:** Extraktionseffizienz des Yb:YAG Stabes mit  $n_d = 0,4 \text{ at\%}$  im kurzen Resonator bei einem Reflexionsgrad von  $R = 98 \text{ \%}$  des Auskoppelspiegels und bei  $T = 20,0 \pm 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $f_{\text{rep}} = 20 \text{ Hz}$ ,  $t_{\text{pump}} = 2,7 \text{ ms}$  [62].

Die differentielle Effizienz des mit  $1,0 \text{ at\%}$  dotierten Stabes beträgt  $10,1 \text{ \%}$ , die des  $0,4 \text{ at\%}$  dotierten Stabes  $3,3 \text{ \%}$ . Die differentiellen Effizienzen der beiden Stäbe sind sehr gering (handelsübliche transversal diodengepumpte Nd:YAG Laserköpfe erreichen im kurzen Resonator eine differentielle Effizienz von  $30\text{-}50 \text{ \%}$ ). Eine mögliche Erklärung für diese kleine differentielle Effizienz ist eine geringe Anregungseffizienz. Die geringe Anregungseffizienz kann durch Verlust der Pumpstrahlung bei der Vielfachreflexion in der flowtube<sup>1</sup> erklärt werden. Je geringer die Dotierung ist, desto weniger Pumpstrahlung kann beim ersten Durchgang der Pumpstrahlung durch den Stab absorbiert werden und desto mehr Verluste treten durch Vielfachreflexion auf. Dies erklärt auch den Unterschied der differentiellen Effizienz der beiden Stäbe, da diese sich nur im Grad der Dotierung unterscheiden. Eine Messung der Anregungseffizienz kann nicht durchgeführt werden. Der Grund ist, dass eine Variation des Auskoppelgrades nicht möglich ist, da nur bei sehr hohen Reflexionsgraden des Auskoppelspiegels ( $> 98 \text{ \%}$ ) Lasertätigkeit zu beobachten ist.

Trotz der langen Fluoreszenzlebensdauer von  $\tau_f = 1 \text{ ms}$  ist Yb:YAG kein geeignetes Material, um Nanosekundenpulse mit Pulsenergien im Joulebereich zu erzeugen. Die Überlegungen auf der Grundlage der Ratengleichungen zeigen, dass die thermische Besetzung und die große Sättigungsenergie von Yb:YAG sehr große Hindernisse zur Realisierung von

<sup>1</sup> Zwischen flowtube und Laserstab fließt das Wasser zur Kühlung des Stabes. Außerhalb der flowtube befinden sich die Pumpdioden.

Nanosekundenpulsen in Laserstäben darstellen. Die Stabgeometrie wird benötigt, um eine große Verstärkung bereitzustellen, sowie ein entsprechender Querschnitt, um die Zerstörung des Materials zu verhindern. Wie in der Literatur beschrieben, kann Yb:YAG für Pulsdauern größer 100 ns und in einem kompaktem Design durchaus auch bei Raumtemperatur effizient eingesetzt werden. Diese Pulslänge ist jedoch außerhalb der hier angestrebten Parameterbereichs.

### **3.1.2 Kerndotierte Nd:YAG-Keramik**

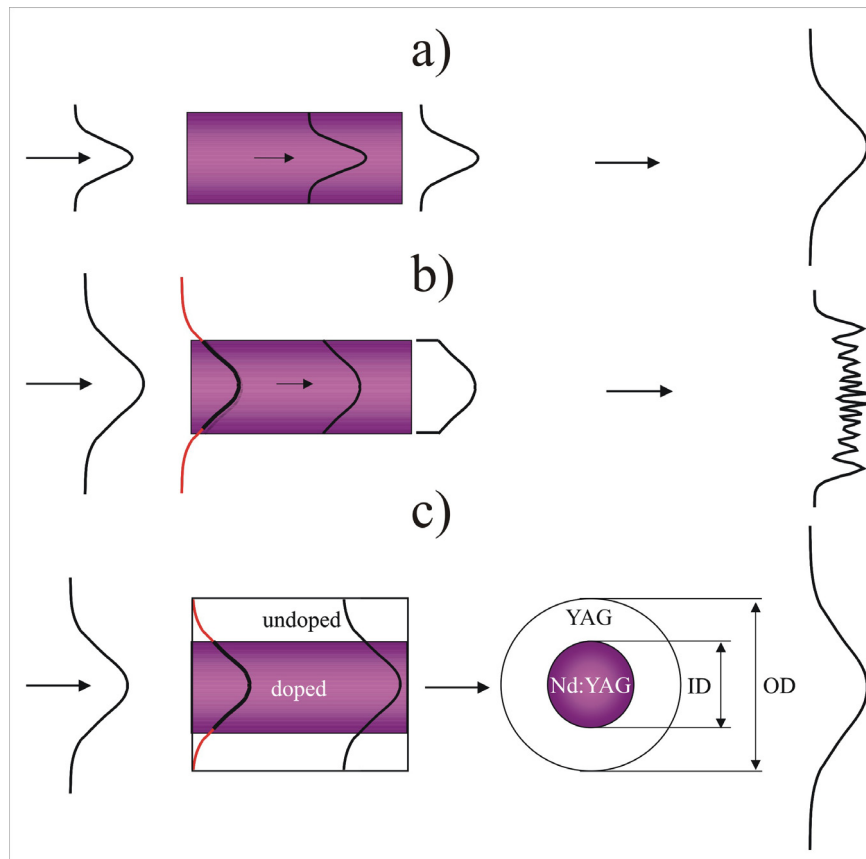
Nd:YAG-Keramiken reichen seit einiger Zeit an die optischen und thermischen Eigenschaften von Nd:YAG-Kristallen heran [63]. Ihr Vorteil liegt darin, dass sich die Keramiken im Gegensatz zu Kristallen in fast beliebiger Form, hohen Dotierungsgraden ( $> 1$  at%) und nahezu beliebigen Dotierungsgradienten herstellen lassen [64].

Shoji et al. demonstrieren im Jahr 2000 die Lasertätigkeit von Nd:YAG-Keramik und vergleichen diese mit Nd:YAG-Kristall [65]. Im gleichen Jahr erreichen Lu et al. eine cw-Ausgangsleistung von 31 W mit einem diodengepumpten Nd:YAG-Keramikstab in einem kurzen Resonator [66] und vier Jahre später 110 W [67]. Li et al. demonstrieren einen cw-Laser mit einer Ausgangsleistung von 511 W, wobei ein Nd:YAG-Keramikstab mit undotierten Enden in einem kurzen Resonator zum Einsatz kommt [68]. Kerndotierte Nd:YAG-Keramikstäbe werden erstmals Anfang 2006 in kurzen Resonatoren eingesetzt. Der Keramikstab wird in [69] transversal und in [70] longitudinal gepumpt. Im Folgenden wird eine neue Überlegung zur Erhöhung der Extraktionseffizienz von transversal gepumpten Verstärkern durch den Einsatz von kerndotierten Keramikstäben vorgestellt.

Die Energieextraktion von Laserstrahlung mit Gaußstrahlprofil aus transversal gepumpten Laserstäben in MOPA-Konfiguration ist an den Rändern der Stäbe gering, wenn der Strahlradius so gewählt wird, dass Beugung vermieden wird. Die Inversion ist in transversal gepumpten Laserstäben in der Regel relativ gleichmäßig über den Stabquerschnitt verteilt. Die Intensität des Gaußstrahlprofils in den Flanken ist kleiner als im Zentrum, daher ist die Verstärkung der Flanken im Laserstab geringer und die gespeicherte Energie kann nicht vollständig abgeräumt werden (siehe Abb. 3.7 a). Wird ein größerer Strahlradius gewählt, so steigt die Extraktion am Rand des Stabes, allerdings sinkt die Strahlqualität durch die Beugung an der Apertur des Stabes (siehe Abb. 3.7 b). Kerndotierte Keramiklaserstäbe haben einen dotierten Kern und einen undotierten Mantel. Dieser Mantel kann die Flanken des Gaußstrahls mit geringerer Intensität aufnehmen, ohne diese zu beschneiden.

Propagiert Laserlicht mit Gaußförmigem Strahlprofil durch einen kerndotierten Nd:YAG-Stab und wird der Strahlradius so gewählt, dass seine Flanken nicht an der Apertur des Stabes

abgeschnitten werden, propagieren die Flanken des Gaußprofils im undotierten Mantel. Nur der zentrale Teil des Gaußprofils propagiert durch dotiertes Material, in welchem die Energie gespeichert ist, und wird dort effizient verstärkt. So kann eine effiziente Verstärkung ohne das Abschneiden der Flanken des Gaußprofils mit der entsprechenden Beugung als Konsequenz erzielt werden (siehe Abb. 3.7 c).



**Abb. 3.7: Propagation eines Laserstrahls mit Gaußprofil durch a) vollständig dotierten Stab mit kleinem Strahldurchmesser b) mit großem Strahldurchmesser c) kerndotierten Stab mit großem Strahldurchmesser [71].**

Der Brechungsindex des mit Neodym dotierten YAG beträgt  $n_1 = 1,8169$ , der des undotierten YAG ist 0,005 % geringer ( $n_2 = 1,8168$ ) [72]. Propagiert eine ebene Welle mit  $\lambda_0 = 1064$  nm durch einen 10 mm langen kerndotierten Laserstab, so entsteht ein Phasenunterschied von 0,85 Wellenlängen zwischen dem Anteil der Welle, der im Kern propagiert, und dem Anteil der Welle, der im Mantel propagiert. Dies führt zu einer Phasenstörung und damit zu einer Strahlqualitätsverschlechterung [73]. Die Phasenstörung kann im Gegensatz zum Abschneiden von Intensität an einer harten Apertur jedoch durch den Einsatz eines phasenkonjugierenden Spiegels kompensiert werden. Eine Strahlprofilverformung aufgrund von nicht gleichmäßiger Verstärkung des Laserprofils kann nicht kompensiert werden (siehe Kapitel 2.5.2). Dies ist bei

der Verstärkung eines Laserstrahls mit Gaußprofil durch einen kerndotierten Keramikstab der Fall, da dort, wie oben beschrieben, nur der zentrale Teil des Profils verstärkt wird.

Für die experimentellen Untersuchungen zur Erhöhung der Extraktionseffizienz von Verstärkern durch den Einsatz von kerndotierten Keramikstäben, stehen drei verschiedene Laserstäbe zur Verfügung. Alle haben einen Außendurchmesser (OD) von 5 mm und eine Länge von 120 mm und können in den selben Laserkopf integriert werden. Dieser Laserkopf besitzt 18 Dioden, die in drei Sternen à sechs Dioden transversal um den Stab angeordnet sind. Die Pulsspitzenleistung beträgt 2 kW. Zwei der drei Stäbe sind kerndotierte Nd:YAG-Keramikstäbe mit einem Dotierungsgrad von 0,8 at%. Diese bei der Firma Baikowski [72] gekauften Stäbe haben einen Kerndurchmesser (ID) von 3 mm und 4 mm. Diese Stäbe werden mit einem Nd:YAG-Kristallstab mit einem Dotierungsgrad von 0,9 at% verglichen.

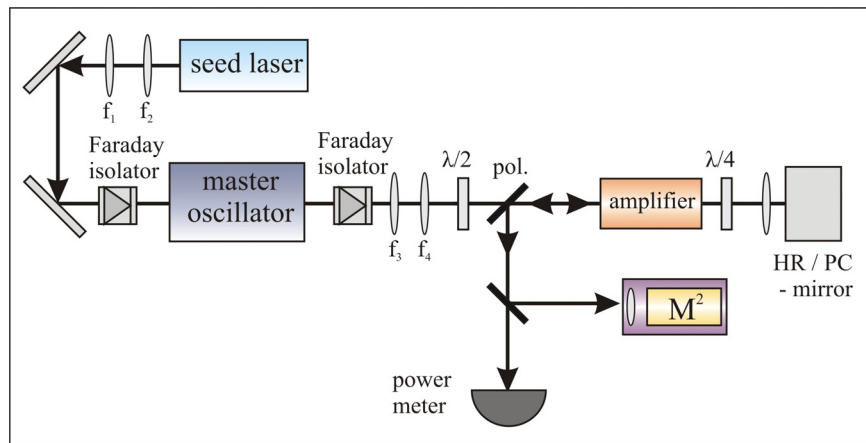
Zunächst werden die Anregungseffizienz und die thermische Linse der Stäbe in dem oben beschriebenen Laserkopf gemessen. Die Anregungseffizienzen werden mit der Spikeinsatzzeit-Methode bestimmt (Gl. 2.12). Für den Kristallstab ergibt sich eine Anregungseffizienz von 70 %, für den Keramikstab mit einem Kerndurchmesser von 4 mm ist sie 56 % und für den Keramikstab mit einem Kerndurchmesser von 3 mm ist sie 42 %. Der Laserkopf ist für Stäbe mit einem aktiven Durchmesser von 5 mm entworfen worden, daher ist die Anregungseffizienz für kleinere Kerndurchmesser bei diesem speziellen Laserkopf geringer. Die gemessenen thermisch induzierten Brechkräfte pro mittlere Pumpleistung sind 5,6 dpt/kW für den Kristallstab, 8,4 dpt/kW für den Stab mit 4 mm großem Kerndurchmesser und 8,3 dpt/kW für den Stab mit 3 mm großem Kerndurchmesser. Die thermisch induzierte Linse skaliert mit der Fläche des dotierten Bereiches, trotzdem ist die Brechkraft des Keramikstabes mit einem Kerndurchmesser von 3 mm leicht geringer als die Brechkraft des Stabes mit einem 4 mm großen Kerndurchmesser. Dies liegt hauptsächlich an der geringeren Anregungseffizienz des Keramikstabes mit einem Kerndurchmesser von 3 mm.

Der für diese Untersuchung verwendete Nd:YAG-Oszillator mit injection seeding emittiert Laserpulse mit einer Dauer von  $t_p = 30$  ns und einer Wiederholrate von 100 Hz. Der Oszillator wird bis zu einer Ausgangspulsenergie von  $E_{out} = 4$  mJ betrieben. Die Ausgangsenergie kann verringert werden, indem die Zeit zwischen dem Schalten der Pockelszelle und dem Pumpimpuls verlängert wird. Die Strahlqualität des Oszillators beträgt  $M^2 = 1,2^1$ . Der oben beschriebene Laserkopf wird als Verstärker (amplifier) verwendet. Der Strahlradius wird so eingestellt, dass das Gaußprofil genau vor dem Verstärker einen Durchmesser von 3 mm aufweist. Die Stäbe

---

<sup>1</sup> Alle Strahlqualitätsmessungen werden mit dem M<sup>2</sup>-200-Meter der Firma Spiricon durchgeführt. Entweder werden Werte der X- und Y-Achse angegeben:  $M^2 = X / Y$ , oder der Mittelwert aus diesen Beiden:  $M^2 = Z$  mit  $Z = (X+Y)/2$ .

werden miteinander verglichen, indem die Strahlqualität und Pulsenergie nach Einfach- und Doppeldurchgang durch den Verstärker gemessen werden. In den Verstärker ist jeweils einer der drei verschiedenen Stäbe integriert. Bei allen Experimenten wird der Verstärker mit einer Pumpspitzenleistung von 2 kW und einer Pumpdauer von 200  $\mu\text{s}$  betrieben. Eine  $\lambda/4$ -Platte zwischen Verstärker und Spiegel für den Doppeldurchgang bewirkt eine Teilkompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung des Laserstabs [74]. Der vollständige Versuchsaufbau ist in Abb. 3.8 zu sehen.



**Abb. 3.8: MOPA-Anordnung zur Untersuchung von kerndotierten Keramikstäben im Doppeldurchgang Verstärkerbetrieb.**

In Abb. 3.9 sind die aus dem Verstärker extrahierten Pulsenergien der drei verschiedenen Stäbe im Einfachdurchgang gegen die Eingangspulsenergien aufgetragen. Abb. 3.10 zeigt die extrahierte Pulsenergie aus den drei verschiedenen Stäben im Doppeldurchgang, realisiert mit einem konventionellen, hochreflektierenden Spiegel. Wie in beiden Abbildungen klar zu sehen ist, geht eine Erhöhung der Extraktion mit einer Verkleinerung des Kerndurchmessers einher, obwohl die Anregungseffizienz für kleiner werdende Kerndurchmesser sinkt [75]. Diese verbesserte Extraktion hat zwei wesentliche Gründe. Erstens ist trotz der geringeren Anregungseffizienz in den kerndotierten Stäben die Inversionsdichte in diesen höher, da das Volumen des aktiven Materials kleiner ist. Zweitens ist die durchschnittliche Intensität des Strahlprofils höher je kleiner der Kerndurchmesser ist. Ersteres führt zu einer größeren Kleinsignalverstärkung und letzteres führt zu einer durchschnittlich besseren Sättigung der Verstärkung im Stab. Die Abb. 3.10 zeigt zusätzlich die nach der in Kapitel 2.5.1 vorgestellten Methode berechneten Pulsenergien. Gemessene Verstärkungsprofile und ein Gaußförmiges Eingangsprofil, welcher denselben Durchmesser besitzt wie im Experiment, gehen in die Rechnungen ein. Rechnung und Messung stimmen recht gut überein. Die Abweichung für kleine Pulsenergien wird zum einen auf einen Messfehler des Leistungsmesskopfes (power meter)

aufgrund seiner schlechteren Auflösung bei kleineren Energien zurückgeführt. Zum anderen wird in der Rechnung die thermische Linse nicht berücksichtigt. Die stärkere thermische Linse der kerndotierten Stäbe kann ein zusätzlicher Grund für die Abweichung von Rechnung und Messung sein.

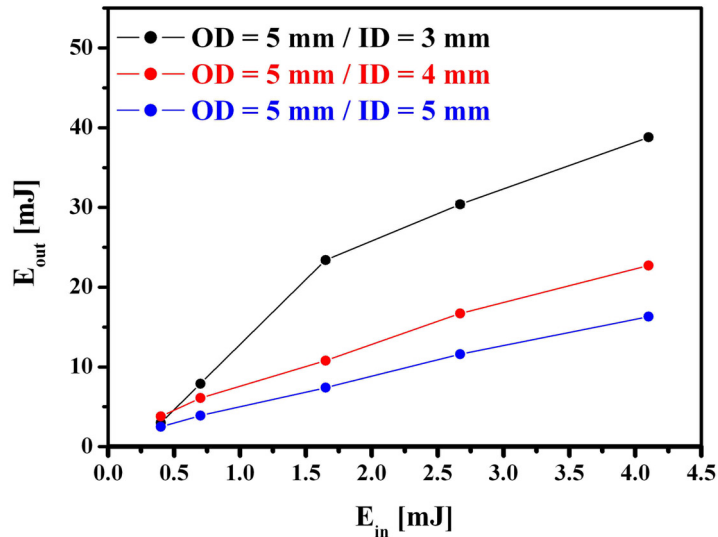


Abb. 3.9: Vergleich der extrahierten Pulsenergien aus Kristall und kerndotierten Keramikstäben im Einfachdurchgang.

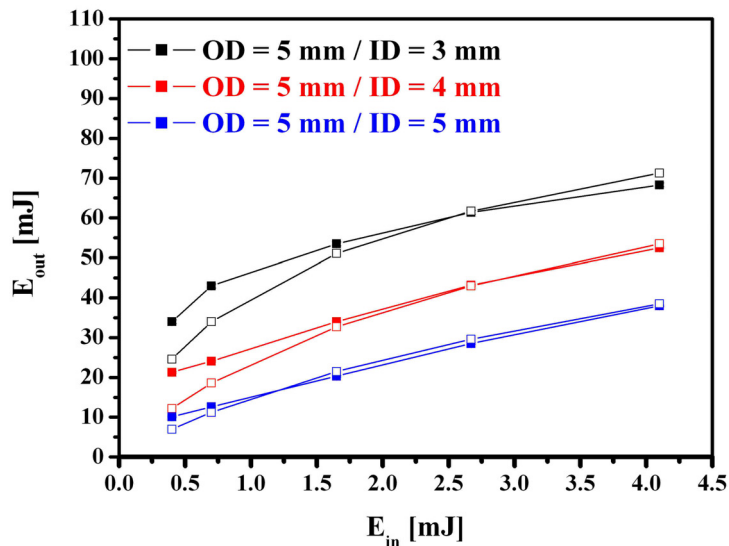


Abb. 3.10: Vergleich der extrahierten Pulsenergien aus Kristall und kerndotierten Keramikstäben mit einem konventionellen HR-Spiegel im Doppeldurchgang. Die ausgefüllten Datenpunkte zeigen die gemessenen, die nicht ausgefüllten Punkte zeigen die mit dem oben beschriebenen Frantz & Nodvik-Model berechneten Pulsenergien.



Außer den Pulsenergien wird auch die Strahlqualität gemessen. Aus den  $M^2$ -Werten ist eine Verschlechterung der Strahlqualität für die mit den kerndotierten Stäben verstärkten Pulse zu erkennen (siehe Tab. 3). Der Grund dafür ist, wie oben beschrieben, die Phasenstörung, welche durch den Brechungsindexsprung zwischen Kern und Mantel verursacht wird. Für einen ungepumpte Verstärker (Laserpulse propagieren ohne verstärkt zu werden durch die Laserstäbe) werden ähnliche  $M^2$ -Werte gemessen, was den Einfluss des Brechungsindexsprungs untermauert. Der Einfluss des Brechungsindexsprungs wächst beim Doppeldurchgang mit HR-Spiegel durch den Verstärker. Die Phasenstörung kann durch einen phasenkonjugierenden Spiegel kompensiert werden. Deshalb wird das MOPA-System mit Doppeldurchgang durch den Verstärker modifiziert. Der konventionelle, hochreflektierende Spiegel mit dem der Doppeldurchgang realisiert ist, wird durch einen phasenkonjugierenden Spiegel (PCM) auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) ersetzt. Der Spiegel besteht aus einer Glasszelle, welche mit flüssigem  $CS_2$  gefüllt ist. Die SBS-Schwelle für die Reflexion in  $CS_2$  beträgt für 10 ns lange Pulse 0,4 mJ [27]. Für einen hohen Reflexionsgrad mit geringer Schwankung und für eine hohe Güte der Phasenkonjugation wird eine möglichst große Kohärenzlänge benötigt, was durch den Oszillator mit injection seeding gegeben ist [27].

	OD = 5 mm / ID = 5 mm	OD = 5 mm / ID = 4 mm	OD = 5 mm / ID = 3 mm
$M^2$ Einfachdurchgang	1,2	1,4	3
$M^2$ Doppeldurchgang HR-Spiegel	1,3	2,1	3,6
$M^2$ Doppeldurchgang PCM	1,2	1,3	1,5

**Tab. 3: Gemessene  $M^2$ -Werte für drei unterschiedliche Nd:YAG-Stäbe. ID = Durchmesser des dotierten Bereichs. OD = Außendurchmesser.**

Durch den Einsatz des PCM kann die Strahlqualität fast vollständig wiederhergestellt werden (siehe Tab. 3). Jedoch kann eine perfekte Wiederherstellung wegen der ungleichmäßigen Verstärkung des Intensitätsprofils innerhalb der kerndotierten Keramikstäbe nicht erwartet werden. Dies kann von einem PCM nicht kompensiert werden. Trotzdem ist der  $M^2$ -Wert des Laserstrahls nach Verstärkung im Doppeldurchgang durch den kerndotierten Keramikstab mit 3 mm Kerndurchmesser  $M^2 = 1,5$ . Dies bedeutet einen nahezu beugungsbegrenzten Strahl für die verstärkten Laserpulse. Durch die geringe Schwelle des PCM kann für Pulsenergien, die nach dem Einfachdurchgang 20-fach über der SBS-Schwelle liegen, eine Reflektivität von über 80 %

erreicht werden [27]. Diese Pulsenergien werden in den vorgestellten Experimenten erreicht. Wie in Abb. 3.11 zu sehen ist, kann mit einem PCM noch 80 % der Energie erreicht werden, die unter Einsatz eines HR-Spiegels aus dem Keramikstab mit einem Kerndurchmesser von 4 mm extrahiert werden kann. Die Energieextraktion ist dann gleich gegenüber der Energieextraktion aus dem Doppeldurchgang mit HR-Spiegel mit dem konventionellen Stab (vgl. Abb. 3.10). Im Fall des 3 mm kerndotierten Stabes ist die extrahierte Pulsenergie im Doppeldurchgang mit dem PCM vergleichbar mit der Extraktion mit dem konventionellen HR-Spiegel (siehe Abb. 3.11). Dies kann durch einen geringeren Anteil an Verlusten von divergenter Strahlung aufgrund der phasenkonjugierten Rückreflexion und Kompensationsprozess im Stab erklärt werden. Vergleicht man die Strahldichte<sup>1</sup> der im Doppeldurchgang verstärkten Pulse bei gleicher absorbierter Pumpleistung des 3 mm kerndotierten Stabes mit PCM ( $E = 68 \text{ mJ}$ ,  $M^2 = 1,5$ ) mit dem des konventionellen Stabes mit HR-Spiegel ( $E = 22 \text{ mJ}$ ,  $M^2 = 1,3$ ), so steigt diese um einen Faktor von zwei.

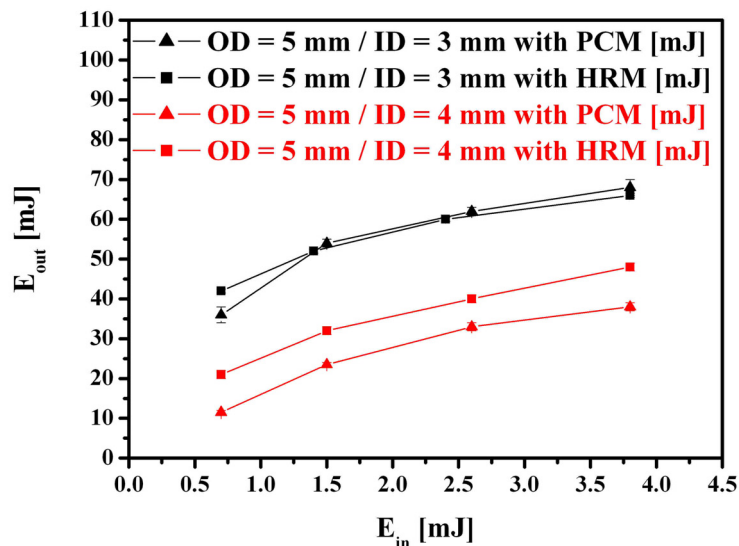


Abb. 3.11: Extrahierte Pulsenergien mit und ohne PCM im Doppeldurchgang für Stab mit 4 mm Kern (rot) und 3 mm Kern (schwarz).

Kerndotierte Keramikstäbe erhöhen unter der Verwendung von Gaußförmigen Profilen in transversal gepumpten Verstärkern die Extraktion der gespeicherten Energie. Die aufgrund des Brechungsindexsprungs zwischen Kern und Mantel entstehende Phasenstörung kann im Doppeldurchgang durch den Einsatz eines phasenkonjugierenden Spiegels kompensiert werden.

<sup>1</sup>  $Strahldichte = \frac{E}{(M^2)^2}$ .

So wird eine Erhöhung der Energieextraktion bei nahezu gleichbleibender Strahlqualität durch den Einsatz von kerndotierten Keramikstäben erreicht.

### 3.1.3 Nd:YAG-Kristall

Kerndotierte Nd:YAG-Keramiken stellen eine vielversprechende Alternative zu herkömmlichen Nd:YAG-Kristallen dar. Allerdings konnte der Effekt der ungleichmäßigen Verstärkung noch nicht genügend untersucht werden. Für das Lasersystem, das zu einem bestimmten Termin fertig gestellt werden muss, wird daher auf die sichere Option ohne Kerndotierung zurückgegriffen. Deshalb beruht die weitere Entwicklung des transversal gepumpten MOPA-Systems auf Nd:YAG-Kristallen. Nd:YAG-Kristalle weisen eine hohe thermische Leitfähigkeit und optische Qualität auf. Das Material bietet ein gutes Kompromiss in allen an das Lasermaterial gestellten Anforderungen. Wegen ihrer hohen Verstärkung und geringen Laserschwelle werden Nd:YAG-Kristalle im Bereich der transversal gepumpten MOPA-Systeme häufig eingesetzt. So wird auch in den einleitend vorgestellten Lasersystemen [39-48] ausschließlich Nd:YAG als laseraktives Material verwendet.

## 3.2 Konzeptionierung des Lasersystems

In diesem Kapitel wird die Konzeptionierung eines Lasersystems mit einer Ausgangsenergie von 1 J bei 400 Hz betrachtet. Es basiert auf einem MOPA-System mit transversal diodengepumpten Nd:YAG-Stäben. Ein effizienter, zerstörungsfreier Langzeitbetrieb soll gewährleistet werden. Hierfür wird zum einen die Dimensionierung der Stabendflächen unter dem Gesichtspunkt der Zerstörschwelle betrachtet, zum anderen werden Verstärkungsrechnungen durchgeführt, um durch Variation von Pumpleistung und Eingangsenergie einen effizienten Arbeitspunkt zu ermitteln. Das MOPA-System besteht aus einem Oszillator und einer oder mehreren Verstärkerstufen. Eine Verstärkerstufe stellt jeweils ein baugleiches Paar an Laserköpfen dar, um Doppelbrechungskompensation mit einem 90°-Quarzrotator<sup>1</sup> vornehmen zu können [76]. Außerdem wird durch die Verstärker im Doppeldurchgang propagiert, weil dadurch die Laserköpfe mit geringerer Eingangsenergiedichte in Sättigung betrieben werden können (siehe Kapitel 2.5). Die Reflexion für den zweiten Durchgang durch den Verstärker wird in der Rechnung ein HR-Spiegel mit 100 % Reflexionsgrad angenommen.

---

<sup>1</sup> Bewirkt eine 90° Polarisationsdrehung, sodass tangential und radial polarisierte Komponenten der Polarisation des Laserstrahls vertauscht werden.

Die Länge des verstärkenden Mediums geht bei konstanter Pumpleistung nicht in die Verstärkung ein. Daher wird sie in den Rechnungen nicht als freier zu optimierender Parameter betrachtet. Der Stabdurchmesser sollte auf der einen Seite so klein wie möglich sein, um durch Sättigung der Verstärkung hohe Effizienzen erzielen zu können, auf der anderen Seite sollte er so groß wie nötig sein, um ein Überschreiten der Zerstörschwelle zu vermeiden. Die minimale Größe ergibt sich daher aus der Zerstörschwelle der Beschichtung auf den Stabendflächen. Die Oberfläche mit der höchsten energetischen Belastung ist die Endfläche des Nd:YAG-Stabes des letzten Verstärkers. Als Zerstörschwelle der Antireflexbeschichtung des Nd:YAG-Stabes wird für gepulste Lasersysteme mit 10 ns Pulsen mit Gaußstrahlprofil  $16 \text{ J/cm}^2$  [61] angenommen. Die Energiedichte eines Laserpulses mit einer Energie von 1 J und einem Strahldurchmesser von 6 mm liegt 4,5-mal unter der Zerstörschwelle der Beschichtung des Laserstabes. Dieser Abstand von der Zerstörschwelle ist nötig, um auch bei einem nicht perfekten Gaußförmigen Strahlprofil oder Energiefluktuationen einen zerstörungsfreien Betrieb gewährleisten zu können. Um einen Strahldurchmesser von 6 mm realisieren zu können, wird ein Stab mit einem Durchmesser von 9 mm verwendet, um Beugung an den Rändern des Stabes zu vermeiden.

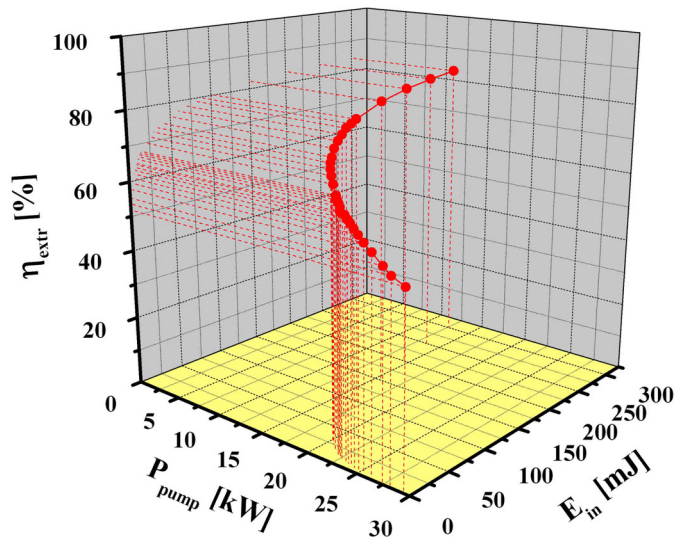
Auf der Basis der am Anfang von Kapitel 3 dargestellten Entscheidungen für das Lasersystemdesign wird nun eine Betrachtung zu einer Effizienzmaximierung der Verstärkung von Laserpuls vorgestellt. Um den effizientesten Arbeitspunkt einer oben beschriebenen Verstärkerstufe zu finden, welche die Pulsenergie  $E_{in}$  verstärkt, wird die Gesamtpumpenergie:

$$E_{pump} = P_{pump} t_{pump} + E_{in} \frac{1}{\eta_{opt}} \quad \text{Gl. 3.3}$$

minimiert.

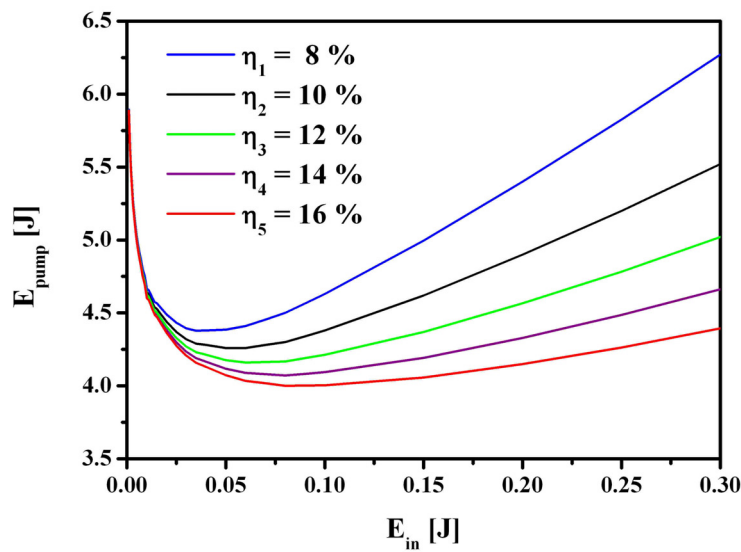
$\eta_{opt}$  ist die Effizienz mit der ein Laserpuls mit der Energie  $E_{in}$  erzeugt werden kann (optisch-optische Effizienz). Diese Effizienz  $\eta_{opt}$  ist abhängig von dem System, welches den Eingangslaserpuls erzeugt. Als Ausgangspunkt für die Optimierung der Verstärkerstufe, in welche aus den oben genannten Gründen Laserstäbe mit einem Durchmesser von 9 mm integriert sind, wird eine Ausgangsenergie von 1 J angenommen. Mittels der in Kapitel 2.5 vorgestellten Verstärkungsrechnung wird für verschiedene Eingangsenergien die hierfür benötigte Pumpleistung bestimmt. Außerdem wird die Extraktionseffizienz für jede Eingangsenergie berechnet. In die Verstärkungsrechnung fließen unter anderem die materialabhängigen Parameter von Nd:YAG ein. Für den Emissionswirkungsquerschnitt der stimulierten Emission der Laserwellenlänge wird  $\sigma_{e_{\lambda_L}} = 2,8 \times 10^{-23} \text{ m}^2$  und für die Fluoreszenzlebensdauer wird

$\tau_f = 230 \mu\text{s}$  angenommen [11]. Die Pumpdauer beträgt  $t_{\text{pump}} = 200 \mu\text{s}$ , der Dotierungsgrad  $n_d = 0,6 \text{ at\%}$ . Das Ergebnis ist in Abb. 3.12 zu sehen.



**Abb. 3.12: Berechnete Extraktionseffizienz im Doppeldurchgang bei homogenem Verstärkungsprofil für  $E_{\text{out}} = 1 \text{ J}$  aus zwei 100 mm langen Laserstäben mit einem Durchmesser von 9 mm und  $n_d = 0,6 \text{ at\%}$ . Die Anregungseffizienz beträgt  $\eta_{\text{excit}} = 50 \%$ . Der Durchmesser des Gaußschen Laserstrahls ist 6 mm. Die Pumpdauer beträgt  $t_{\text{pump}} = 200 \mu\text{s}$ .**

Die Extraktionseffizienz steigt mit der Eingangsenergie an. Die Gesamtpumpenergie zeigt jedoch ein Minimum, wenn sie gegen die Eingangsenergie aufgetragen wird (siehe Abb. 3.13).



**Abb. 3.13:** Berechnete Gesamtpumpenergie bei homogenem Verstärkungsprofil für  $E_{out} = 1$  J aus zwei 100 mm langen Laserstäben mit einem Durchmesser von 9 mm und  $n_d = 0,6$  at%. Die Anregungseffizienz beträgt  $\eta_{excit.} = 50$  %. Der Durchmesser des Gaußschen Laserstrahls ist 6 mm. Die Pumpdauer beträgt  $t_{pump} = 200$   $\mu$ s.

Die Position und Höhe des Minimums werden von der Effizienz des Systems, welches  $E_{in}$  erzeugt, beeinflusst. Erreicht dieses System eine Effizienz, die die der Verstärkerstufe übersteigt, kann mit diesem Kriterium kein Minimum für die Gesamtpumpenergie gefunden werden. Liegt die optisch-optische Effizienz des  $E_{in}$  erzeugenden Systems bei  $\eta_{opt} = 10$  %, so erhält man eine benötigte Gesamtpumpenergie von 4,26 J und eine Extraktionseffizienz in der Verstärkerstufe von  $\eta_{extr} = 77$  % bei einer Eingangsenergie von  $E_{in} = 60$  mJ.

Diese Eingangsenergie kann von einem Oszillator oder von einer Vorverstärkerstufe in Verbindung mit einem Oszillator erzeugt werden. Weitere Einzelheiten zur Auslegung von Oszillatoren werden in Kapitel 3.4.1 beschrieben. Aufgrund der Anforderungen des zu entwickelnden Systems an Frequenz- und Pulsstabilität wird eine Konfiguration aus Vorverstärker und Oszillator favorisiert. Für diese Konfiguration ist nicht die Effizienz entscheidend, sondern in erster Linie die Erzeugung eines Laserstrahls stabil in Frequenz und Pulsenergie mit hervorragender Strahlqualität. Dies kann unter anderem durch nicht zu große Ausgangsenergien des Oszillators sichergestellt werden. Angesichts der SBS-Schwelle ist es sehr schwierig hohe Reflexionsgrade für den SBS-Spiegel bei der Vorverstärkerstufe zu erzielen. Deshalb wird ein gewöhnlicher HR-Spiegel zur Realisierung des Doppelpass eingesetzt und ein Vorverstärker mit möglichst geringe thermischer Belastung der Laserstäbe verwendet. Infolge dessen wird für das System zur Erzeugung der in den Hauptverstärker einzukoppelnden Energie

wird eine optisch-optische Effizienz von  $\eta_{\text{opt}} = 10\%$  festgelegt. Um eine zerstörungsfreie Erzeugung dieser Energie gewährleisten zu können, sind in die Vorverstärkerstufe Laserstäbe mit einem Stabdurchmesser von 3 mm integriert, mit denen Laserpulse mit einem Strahlradius von 1 mm verstärkt werden. Mit einem System aus einer Hauptverstärkerstufe im Doppeldurchgang, einer Vorverstärkerstufe und einem Oszillator kann ein MOPA-System mit 1 J Ausgangsenergie aus transversal gepumpten Laserstäben aufgebaut werden. Die Laserköpfe enthalten Laserstäbe, deren Radien so ausgelegt sind, dass sie die minimale Größe, die ohne Zerstörung der Beschichtungen möglich ist, aufweisen.

### 3.3 Charakterisierung der Laserköpfe

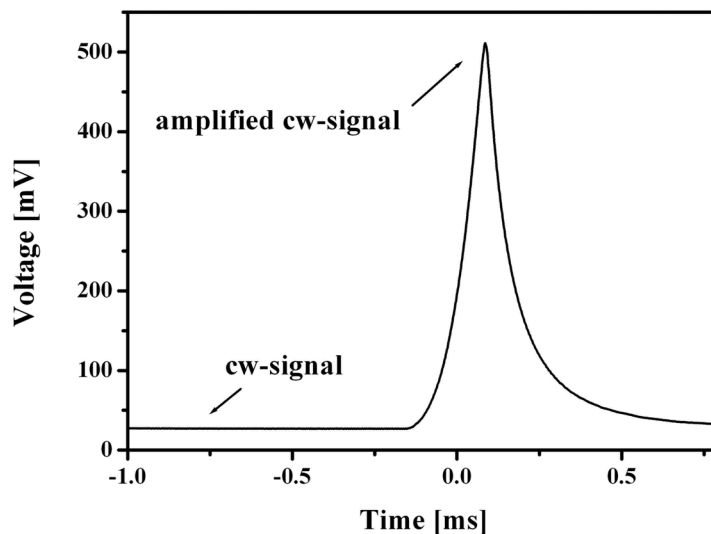
Für den Aufbau des MOPA-Systems stehen zwei verschiedene Laserköpfe zur Verfügung. Bevor diese im Oszillator oder als Verstärker eingesetzt werden können, werden im Folgenden ihre relevanten optischen und thermo-optischen Eigenschaften präsentiert. Die Messung der thermischen Linse, des Kleinsignal-Verstärkungsfaktor  $G_0$  und des Fluoreszenzlichtes<sup>1</sup> des Laserstabes geben wichtige Auskünfte über die Verstärkungseigenschaften der Laserköpfe. Fließen diese Messungen in das Verstärkungsmodell ein, so lassen sich bessere Voraussagen über Extraktionseffizienz und benötigte Pumpleistung des Verstärkers machen. Die Messung der thermischen Linse ist wichtig, um in der Propagationsrechnung die Brechkraft der Stäbe mit einfließen lassen zu können. Die Brechkraft wird sowohl bei der Auslegung des Oszillators berücksichtigt als auch bei der Berechnung der Strahlradien des Laserstrahls beim Durchgang durch die Verstärker.

Der Laserkopf mit der geringeren Pumpleistung (im Folgenden PK6 genannt) pumpt einem 50 mm langen,  $n_d = 0,6 \text{ at\%}$  dotierten Nd:YAG-Laserstab mit einem Radius von 1,5 mm. Um diesen Stab herum sind sternförmig sechs InGa(Al)As / GaAs Laserdioden positioniert. Die bei einer Wellenlänge von 808 nm emittierenden Dioden haben eine maximale Ausgangsleistung im Puls von je 100 W. Die Dioden des Laserkopfes werden im MOPA-System bei einem Tastverhältnis von 8 % (Frequenz = 400 Hz, Pumpdauer = 200  $\mu\text{s}$ ) betrieben. Die Kühlwassertemperatur von Laserstab und Laserdioden beträgt 25 °C. Diese Temperatur wird auch in allen weiteren Experimenten eingestellt. Die thermische Brechkraft wird mittels eines asymmetrischen Plan / Plan-Resonators vermessen [8]. Es wird eine thermische Brechkraft von  $13 \text{ m}^{-1}\text{kW}^{-1}$  bestimmt.

---

<sup>1</sup> Abbildung des Verstärkungsprofils.

Der Kleinsignal-Verstärkungsfaktor  $G_0$  (siehe Kapitel 2.1) wird ermittelt, indem ein cw-Lasersignal mit geringer Leistung (der Kleinsignalfall muss gewährleistet sein) durch zwei PK6 im Doppeldurchgang gepulst verstärkt wird (siehe Abb. 3.14). Der Durchmesser des Gaußschen Laserstrahls beträgt bei dieser Messung 1 mm. Dieser Durchmesser wird auch in den folgenden Verstärkungsmessungen verwendet. Der Quotient aus dem nicht verstärktem cw-Signal und dem Verstärktem Signal ergibt  $G_0$ .

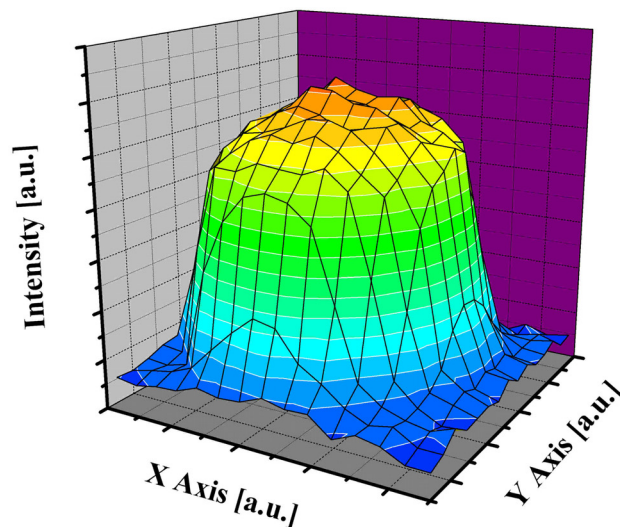


**Abb. 3.14:** Gepulst verstärktes cw-Lasersignal durch zweifachen Durchgang durch zwei Laserköpfe PK6.

Mit dieser Messung wird ein  $G_0$  von 18,9 bestimmt. Damit ist der Kleinsignal-Verstärkungsfaktor einer einzelnen PK6 im Einfachdurchgang 2,1.

Die Verteilung der Pumplichtanregung des Stabes durch die Dioden wird mittels einer Fluoreszenzlichtaufnahme gemessen. Dies geschieht durch die Abbildung der Stabmitte und Herausfilterung des nicht zum Stab parallel verlaufenden Lichtes durch einen Raumfilter. Die Verteilung der Intensität des Fluoreszenzlichtes über den Stabquerschnitt ist in Abb. 3.15 dargestellt.





**Abb. 3.15: Fluoreszenzlichtmessung der PK6 bei einer mittleren Pumpleistung von  $P_{\text{pump}} = 5 \text{ W}$ .**

Das laseraktive Material des Laserkopfes mit der höheren Pumpleistung (im Folgenden PK32 genannt) ist ein 93 mm langer,  $n_d = 0,6 \text{ at\%}$  dotierter Nd:YAG-Stab mit einem Durchmesser von 9 mm. Die Stabendflächen sind zueinander trapezförmig geschnitten ( $0,3^\circ / 0,3^\circ$ ), um Lasertätigkeit zwischen den Antireflexbeschichtungen auf den Stabendflächen zu verhindern. Um diesen Stab herum sind sternförmig 32 Laserdioden positioniert. Die Dioden haben insgesamt eine maximale Pumpspitzenleistung von 7,8 kW. Der Laserkopf wird im MOPA-System bei einem Tastverhältnis von 8 % (Frequenz = 400 Hz, Pumpdauer = 200  $\mu\text{s}$ ) betrieben. Thermische Linse, Kleinsignal-Verstärkungsfaktor  $G_0$  und Ausleuchtung des Stabes werden mit den selben Verfahren bestimmt wie bei dem Laserkopf PK6. Die thermische Brechkraft der PK32 ist  $1,5 \text{ m}^{-1}\text{kW}^{-1}$ .

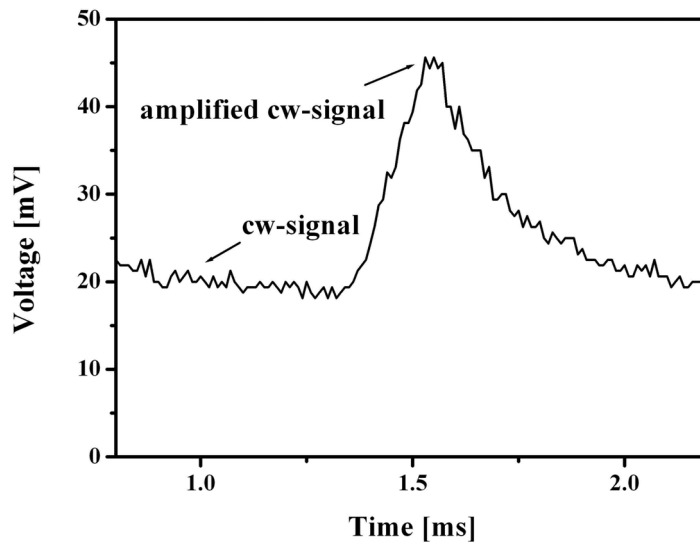


Abb. 3.16: Gepulst verstärktes cw-Lasersignal durch einfachen Durchgang durch den Laserkopf PK32.

Die Messung des Kleinsignal-Verstärkungsfaktors ergibt ein  $G_0$  von 2,4 (siehe Abb. 3.16). Die Intensität des Fluoreszenzlichtes der PK32 ist in Abb. 3.17 dargestellt.

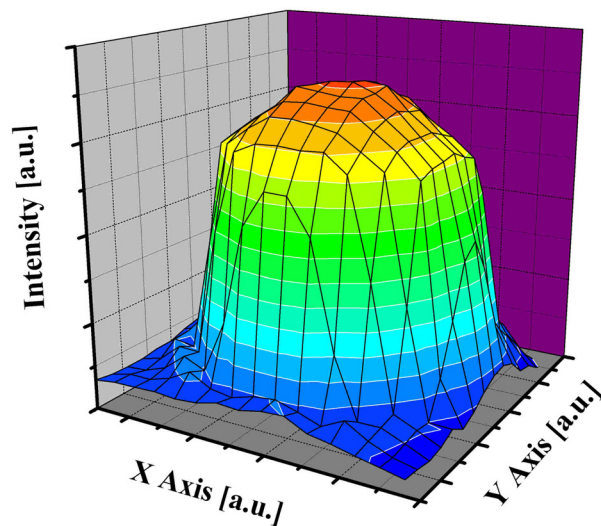


Abb. 3.17: Fluoreszenzlichtmessung der PK32 bei einer mittleren Pumpleistung von  $P_{\text{pump}} = 62 \text{ W}$ .

Die in diesem Kapitel charakterisierten Laserköpfe werden in das MOPA-System integriert, dessen Aufbau und Ausgangsdaten im folgenden Kapitel beschrieben werden.

## 3.4 Aufbau des MOPA-Systems

### 3.4.1 Master Oszillatoren

Der Master Oszillator ist ein wichtiges Element des Gesamt-MOPA-Systems. Er bestimmt maßgeblich grundsätzliche Eigenschaften des Gesamtsystems wie longitudinale und transversale Moden, Pulslänge und Wiederholrate. Im anschließenden Verstärkersystem können diese Eigenschaften entweder nicht mehr oder nur begrenzt verändert werden. Zum Beispiel verkürzen Verstärkung und SBS die Pulslänge oder die Strahlqualität verschlechtert sich durch Aberrationen. Um die gespeicherte Energie in den Verstärkern möglichst effizient extrahieren zu können, benötigt der Oszillator eine hohe Ausgangsenergie.

Die Frequenzstabilisierung soll durch die Methode nach Pound-Drever-Hall (PDH) erreicht werden. Ein weiteres Verfahren zur Frequenzstabilisierung von gepulsten Laseroszillatoren ist die sogenannte puls build up time-Methode [78]. Diese Technik kann nur jeden zweiten emittierten Laserpuls stabilisieren. Vor kurzem erreichten Schröder et. al [79] mit ihrem Nd:YAG-Oszillator, welcher eine Wiederholrate von 50 Hz und eine Pulsenergie von 10 mJ aufwies, eine Frequenzstabilität jedes zweiten Pulses von 1,3 MHz (rms<sup>1</sup>). Im Gegensatz hierzu wird mit der PDH-Methode ein kontinuierliches und eindeutiges Fehlersignal zur Längenkorrektur des Master-Oszillators erzeugt. Im Unterschied zu der ramp and fire-Technik [80] führt die PDH-Methode nicht zur einer Frequenzmodulation des Laserpuls. Die Methode nach Hänsch-Couillaud (HC) [81] ist ähnlich der nach PDH. Allerdings ist um die Resonanz des Resonators herum die Steigung des Fehlersignals der HC-Technik weniger steil. Aus diesen Gründen wurde sich für eine Frequenzstabilisierung nach PDH entschieden.

Der stabile Grundmodelaseroszillator kann linear oder ringförmig realisiert werden. Die grundlegenden Unterschiede dieser beiden Konzepte wurden in Kapitel 2.3 beschrieben. Im Folgenden werden die Auslegung und die experimentellen Ergebnisse für verschiedene Ring und Linearoszillatoren beschrieben. In allen Experimenten arbeiten die Laserköpfe (PK6) bei einer Frequenz von 400 Hz, einer Diodenpumpdauer von 200  $\mu$ s (Tastverhältnis von 8 %) und einer Kühlwassertemperatur von 25 °C. Die Pockelszelle wird ebenfalls bei einer Frequenz von 400 Hz betrieben und ihre Sperr- und Öffnungszeiten sind, im Verhältnis zu den Pumpzeiten der Laserköpfe, so eingestellt, dass im gepulsten Betrieb die maximale Energie aus den Oszillatoren

---

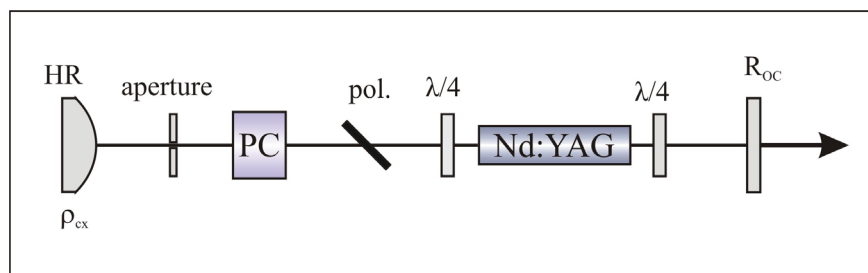
<sup>1</sup> root mean square: Standardabweichung vom Quadratischer Mittelwert.

emittiert wird. Die Charakterisierung der emittierten Laserstrahlung erfolgt über die Messung der Strahlqualität<sup>1</sup> und der Pulsenergie.

### 3.4.1.1 Linearoszillatoren

Zu Beginn der Konzeption eines stabilen Grundmodelaseroszillators steht die Berechnung des transversalen Grundmodes innerhalb des Resonators und dessen Stabilitätsbereiche. Für die Simulation des Resonatorgrundmodes (und der Strahlpropagation durch die Verstärker) wird das Programm Paraxia-Plus<sup>2</sup> verwendet. Anschließend erfolgt der Aufbau des Resonators mit den in der Simulation verwendeten Parametern (Abstände, thermische Linsen, Spiegelkrümmungen und Linsen). Nach einer ersten Charakterisierung des Laseroszillators wird eine Optimierung durch Variation des Reflektionsgrades des Auskoppelspiegels  $R_{OC}$ , der Modenblende und der oben genannten Parameter vorgenommen. Diese werden gegebenenfalls durch weitere Simulationen begleitet.

Zunächst wird ein Linearoszillator mit einem Laserkopf (PK6) aufgebaut. Eine Prinzipskizze des Aufbaus mit allen in dem Oszillator verwendeten optischen Komponenten ist in Abb. 3.18 zu sehen. Hier ist  $\rho_{ex}$  die Krümmung des hochreflektierenden Spiegels (HR), aperture bezeichnet die Modenblende, pol. den Polarisator, PC die Pockelszelle und der Stab mit der Beschriftung Nd:YAG den transversal gepumpten Laserstab. Die Pockelszelle, welche in den Linearoszillatoren eingesetzt wird, besteht aus  $KD^*P$  und wird bei einer  $\lambda/4$ -Spannung von 3,2 kV betrieben. Durch die  $\lambda/4$ -Platten werden innerhalb des Laserstabes zirkularpolarisierte Wellen mit zueinander orthogonalen Polarisationen für die Hin- und Rückrichtung realisiert. So kann durch die Phasenplatten das räumliche Lochbrennen im laseraktiven Medium verhindert werden.



**Abb. 3.18: Prinzipskizze des Aufbaus eines stabilen Linearoszillators im Pulsbetrieb mit einem Laserkopf (blau).**

<sup>1</sup> Strahlqualität wird durch die Beugungsmaßzahl  $M^2$  beschrieben, dessen Messung erfolgt durch das M<sup>2</sup>-200-meter der Firma Spiricon.

<sup>2</sup> Laser resonator & beam propagation software der Firma Sciopt Enterprises

Dieser Linearoszillator wird nun mit verschiedenen Längen und Krümmungsradien  $\rho_{cx}$  des HR-Spiegels realisiert und der jeweils optimale Auskoppelgrad und der Durchmesser der Modenblende werden ermittelt. Wie in den Abbildungen Abb. 3.19 bis Abb. 3.24 zu sehen ist, können durch die Variation der Länge des Oszillators und des Krümmungsradius unterschiedliche Grundmoderadien im laseraktiven Material eingestellt werden. So kann ein Optimum gefunden werden zwischen einem einerseits möglichst großen transversalen Grundmoderadius zur effizienten Ausnutzung des gepumpten Volumens des Laserkristalls und einer andererseits geringen Beugung am Rand des Stabes durch einen nicht zu großen transversalen Grundmoderadius. Nun werden die berechneten Grundmodeverläufe, Stabilitätsbereiche und experimentell bestimmten, optimalen Ausgangsdaten (hohe Pulsenergie bei einem  $M^2 < 1,3$ ) für drei verschiedene Oszillatoren mit unterschiedlichen Resonatorlängen vorgestellt.

Die geometrische Länge des ersten Resonators beträgt 800 mm und die Krümmung der HR-Spiegels beträgt  $\rho_{cx} = -2000$  mm. In Abb. 3.19 ist dessen berechneter transversaler Grundmoderadius (rote Kurve) bei einer mittleren Pumpleistung von 48 W (mittlere Pumpleistung bei der PK6 in allen weiteren Experimenten betrieben wird) zu sehen. In Abb. 3.20 ist der dazugehörige Stabilitätsbereich im Laserstab dargestellt. Der berechnete Strahlradius beträgt im Stab  $r_{\text{Beam}} = 0,88$  mm. Die experimentell bestimmte maximale Pulsenergie beträgt  $E_{\text{out}} = 6,5$  mJ bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,30 / 1,26^1$ . Dies wird mit einem Auskoppelgrad von  $R = 70\%$  und einem Modenblendenradius von  $r_M = 0,65$  mm erreicht.

Der berechnete Grundmoderadius des 580 mm langen Linearoszillators ist in Abb. 3.21 dargestellt. Die Krümmung der HR-Spiegels ist  $\rho_{cx} = -2000$  mm. Der Grundmodestrahlradius im Stab  $r_{\text{Beam}}$  beträgt bei einer mittleren Pumpleistung von 48 W 0,79 mm. Der Stabilitätsbereich im Laserstab dieses Oszillators ist in Abb. 3.22 zu sehen. Hervorgehoben ist die mittlere Pumpleistung, für die der Grundmoderadius berechnet wurde. Pulsenergie des Oszillators mit einer geometrischen Länge von 580 mm, einem Auskoppelgrad von  $R = 70\%$  und einem Modenblendenradius von  $r_M = 0,65$  mm beträgt  $E_{\text{out}} = 5,5$  mJ bei einem  $M^2 = 1,25 / 1,19$ .

Der Grundmoderadius des letzten Linearoszillators ist in Abb. 3.23 dargestellt. Die geometrische Länge beträgt 430 mm. Die Krümmung der HR-Spiegels ist  $\rho_{cx} = -5000$  mm. Der berechnete Grundmodestrahlradius im Stab misst bei einer mittleren Pumpleistung von 48 W  $r_{\text{Beam}} = 0,6$  mm.

---

<sup>1</sup> Der erste Wert gibt die Strahlqualität des Laserstrahls parallel zum optischen Tisch an, der zweite die zum Tisch senkrechte.

Der berechnete Stabilitätsbereich im Laserstab des 430 mm langen Oszillators ist in Abb. 3.24 zu sehen. Markiert ist die mittlere Pumpleistung, bei der gearbeitet wird. Die experimentell bestimmte maximale Pulsenergie bei möglichst geringem  $M^2$  wird mit einem Auskoppelgrad von  $R = 70\%$  und einem Modenblendenradius von  $r_M = 0,8\text{ mm}$  erreicht und beträgt  $E_{\text{out}} = 6,2\text{ mJ}$  bei  $M^2 = 1,20 / 1,14$ .

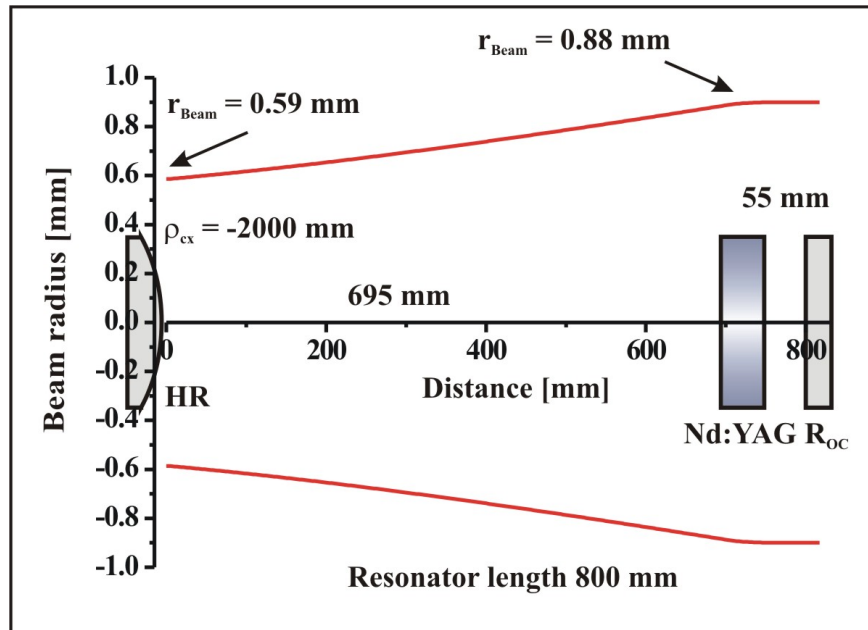


Abb. 3.19: Transversaler Grundmoderadius eines 800 mm langen Linearoszillators, in den eine PK6 (blau) bei einer mittleren Pumpleistung von 48 W integriert ist.

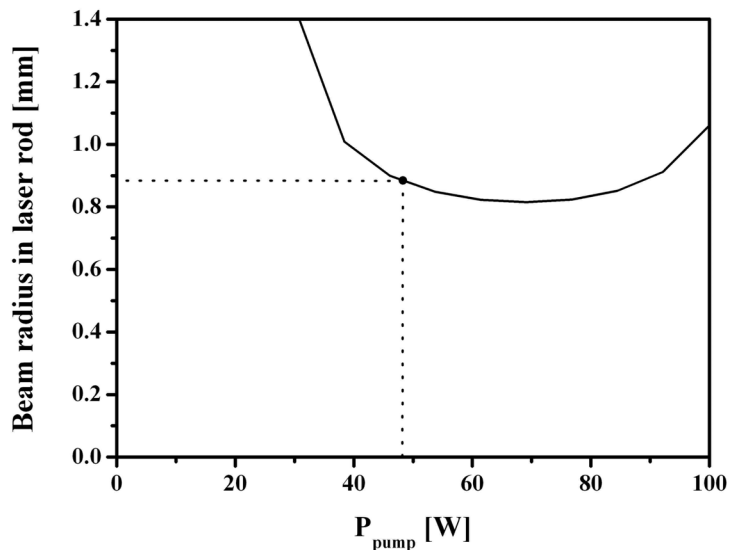


Abb. 3.20: Stabilitätsbereich des Linearoszillators im Laserstab bei einer geometrischen Länge von 800 mm und einem Krümmungsradius des HR-Spiegels von  $\rho_{\text{cx}} = -2000\text{ mm}$ .

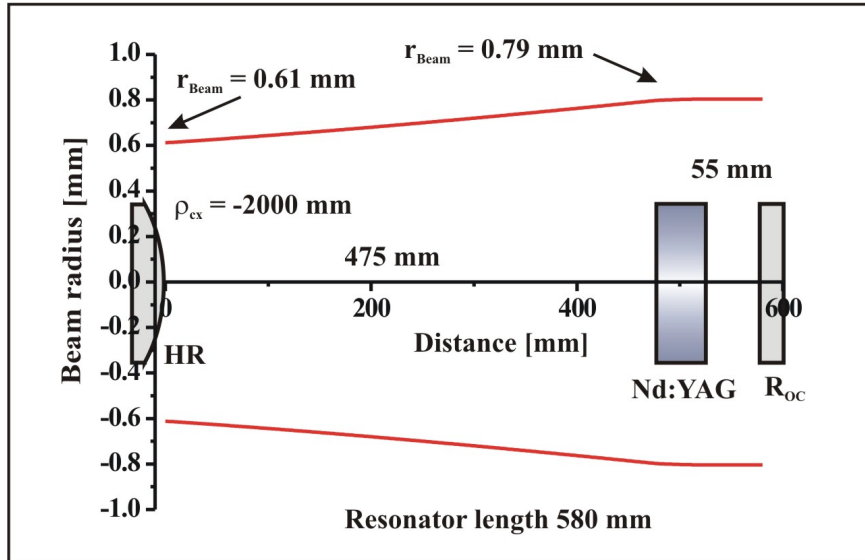


Abb. 3.21: Transversaler Grundmoderadius eines 580 mm langen Linearoszillators, in den eine PK6 (blau) bei einer mittleren Pumpleistung von 48 W integriert ist.

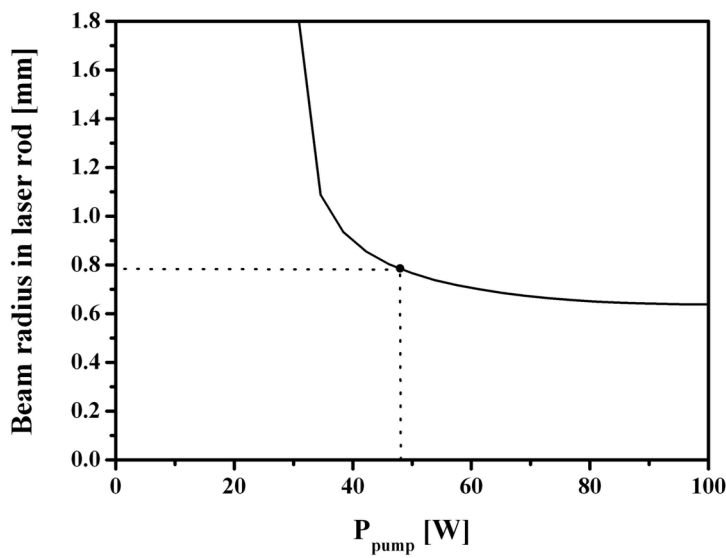


Abb. 3.22: Stabilitätsbereich des Linearoszillators im Laserstab bei einer geometrischen Länge von 580 mm und einem Krümmungsradius des HR-Spiegels von  $\rho_{ex} = -2000$  mm.

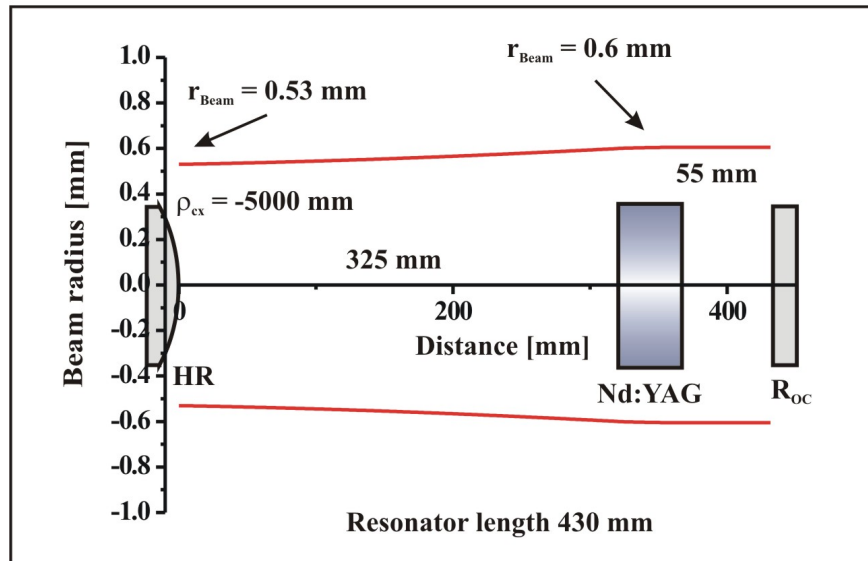


Abb. 3.23: Transversaler Grundmoderadius eines 430 mm langen Linearoszillators, in den eine PK6 (blau) bei einer mittleren Pumpleistung von 48 W integriert ist.

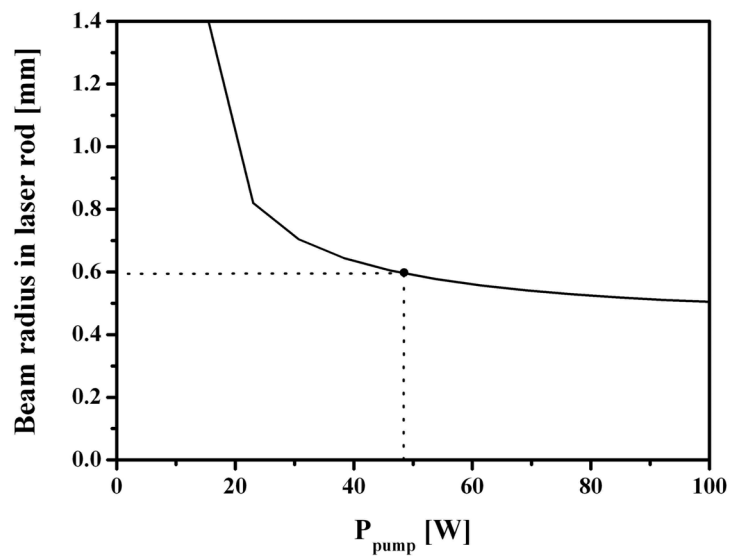


Abb. 3.24: Stabilitätsbereich des Linearoszillators im Laserstab bei einer geometrischen Länge von 430 mm und einem Krümmungsradius des HR-Spiegels von  $\rho_{cx} = -5000$  mm.



Resonatorlängen [mm]	Krümmungsradius des HR-Spiegels [mm]	Grundmodestrahlradius im Stab [mm]	$E_{out}$ [mJ]	$M^2$
800	-2000	0,88	6,5	1,30 / 1,26
580	-2000	0,79	5,5	1,25 / 1,19
430	-5000	0,6	6,2	1,20 / 1,14

Tab. 4: Experimentell bestimmte Leistungsdaten der aufgebauten Linearoszillatoren mit einem Laserkopf & der berechnete Grundmodestrahlradius im Stab bei einer mittleren Pumpleistung von 48 W.

Zusätzlich zu der Optimierung der Ausgangsenergien der Linearoszillatoren mit einem Laserkopf werden nun Linearoszillatoren mit zwei Laserköpfen untersucht. Ein Doppelkopflinioszillator besteht aus einem Paar von baugleichen Laserköpfen, um technisch einfach eine Kompensation der Doppelbrechung mit einem 90°-Quarzrotator vorzunehmen. Wichtig ist hierbei in beiden Laserköpfen die selben Strahlradien zu realisieren, damit der Laserstrahl in beiden Köpfen durch das gleiche thermisch belastete Gebiet popagiert. Auf diese Weise werden höhere Pulsenergien im transversalen Grundmodebetrieb erwartet als bei Linearoszillatoren mit einem Laserkopf. In einem doppelbrechungskompensierten Oszillator kann der Strahlradius im aktiven Material größer gewählt werden ohne Strahlqualität einzubüßen [77], weshalb eine höhere Effizienz als bei Linearoszillatoren mit einem Laserkopf zu erwarten ist. Analog zum linearen Oszillator mit einem Kopf wurde eine Optimierung des transversalen Grundmodenradius im Stab vorgenommen. Auf diese Optimierung wird nun nicht mehr im Einzelnen eingegangen, sondern nur das optimal gefundene Ergebnis präsentiert.

Die Prinzipskizze des Aufbaus des Doppelkopfoszillators mit allen in dem Oszillator befindlichen Komponenten ist in Abb. 3.25 zu sehen. Im Unterschied zu dem in Abb. 3.18 gezeigten Linearoszillator mit einem Laserkopf ist in diesem Oszillator eine Doppelbrechungskompensation mittels 90°-Quarzrotator integriert.

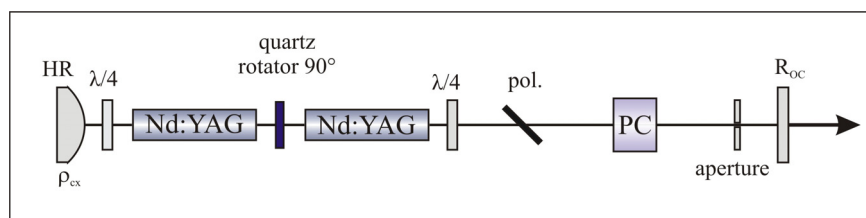
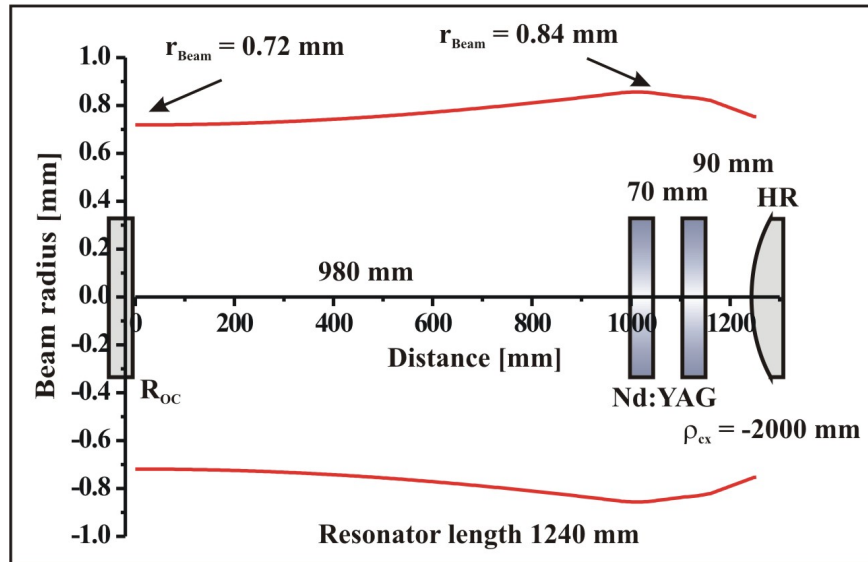


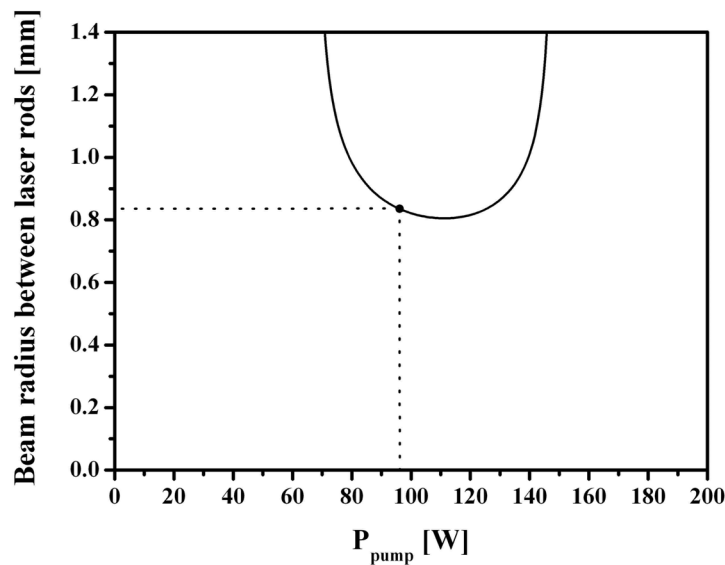
Abb. 3.25: Prinzipskizze des Aufbaus eines stabilen, linearen, 1240 mm langen Doppelkopfoszillators im Pulsbetrieb mit einem 90°-Quarzrotator zur Doppelbrechungskompensation.

Die beiden baugleichen Laserköpfe stehen möglichst nah beieinander, um möglichst gleiche Strahlradien in den beiden Stäben zu erhalten und damit eine möglichst gute Kompensation der Doppelbrechung zu erreichen [76]. Abb. 3.26 veranschaulicht den berechnete Strahlradius des transversalen Grundmodes, welcher bei einer mittleren Pumpleistung von 96 W zwischen beiden Laserköpfen  $r_{\text{Beam}} = 0,84 \text{ mm}$  beträgt.



**Abb. 3.26: Transversaler Grundmoderadius eines 1240 mm langen, linearen Doppelkopfoszillators, in den zwei PK6 (blau) mit jeweils einer mittleren Pumpleistung von 48 W integriert sind.**

Die Krümmung des HR-Spiegels ist  $\rho_{\text{cx}} = -2000 \text{ mm}$ . Der berechnete Stabilitätsbereich genau zwischen den beiden Laserköpfen des 1240 mm langen Oszillators ist in Abb. 3.27 zu sehen. Hervorgehoben ist die mittlere Pumpleistung von  $P_{\text{pump}} = 96 \text{ W}$ , welches die in den Experimenten verwendete mittlere Pumpleistung ist.



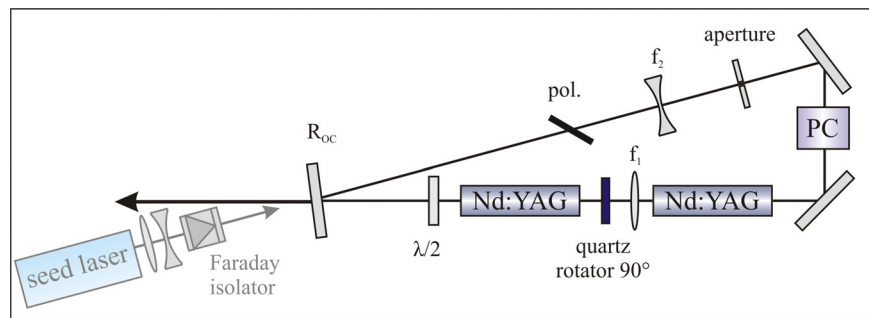
**Abb. 3.27: Stabilitätsbereich des Linearoszillators zwischen den Laserköpfen. Die geometrische Länge ist 1240 mm und der Krümmungsradius des HR-Spiegels beträgt  $\rho_{\text{ex}} = -2000$  mm.**

Die experimentell bestimmte maximale Pulsenergie bei möglichst geringem  $M^2$  wird mit einem Auskoppelgrad von  $R = 40\%$  und einem Modenblendenradius von  $r_M = 0,7$  mm erreicht und beträgt  $E_{\text{out}} = 25$  mJ bei einem  $M^2 = 1,22 / 1,14$ . Im Vergleich zu den Linearoszillatoren mit einem Laserkopf kann mit diesem Oszillator bei gleich guter Strahlqualität deutlich mehr als die doppelte Energie des Einzelkopfoszillators extrahiert werden. Daher ist dieses Konzept dem Linearoszillator mit einem Laserkopf vorzuziehen.

### 3.4.1.2 Ringoszillatoren

Wie in Kapitel 2.3 beschrieben gibt es neben den stabilen Linearoszillatoren stabile Ringoszillatoren. Diese weisen einige Vorteile gegenüber linearen Resonatoren auf: Ringoszillatoren benötigen bei unidirektionalem Betrieb keine Phasenplatten um räumliches Lochbrennen zu verhindern und deren freier Spektralbereich ist bei gleicher Resonatorlänge doppelt so groß. Dies ist für den longitudinalen Monomodebetrieb von Vorteil (siehe Kapitel 2.4). Außerdem weisen Ringresonatoren einen doppelt so breiten Stabilitätsbereich auf. Daher werden im Folgenden stabile Ringoszillatoren mit einem und zwei baugleichen Laserköpfen untersucht. Alle hier vorgestellten Ringoszillatoren bestehen aus drei Spiegeln, um möglichst wenige optische Komponenten benutzen zu müssen. In den Ringresonatoren wird eine RTP-Pockelszelle (PC) mit einer  $\lambda/2$ -Spannung von 1,5 kV eingesetzt.

Ein doppelbrechungskompensierter Ringoszillator mit zwei Laserköpfen PK6 wird realisiert. Wie bei dem linearen Doppelkopfoszillator stehen die Laserköpfe möglichst nah beieinander und die Kompensation der Doppelbrechung wird mit einem  $90^\circ$ -Quarzrotator zwischen den Laserköpfen vorgenommen. Außerdem enthält er zwei Linsen mit den Brennweiten  $f_1 = 514 \text{ mm}$  und  $f_2 = -206 \text{ mm}$ . Der gesamte Aufbau des gepulsten Doppelkopfringoszillators ist in Abb. 3.28 zu sehen.



**Abb. 3.28: Prinzipskizze des Aufbaus eines stabilen, ringförmigen, 1010 mm langen Doppelkopfoszillators im Pulsbetrieb mit einem  $90^\circ$ -Quarzrotator zur Doppelbrechungskompensation und Linsen mit den Brennweiten:  $f_1 = 514 \text{ mm}$ ,  $f_2 = -206 \text{ mm}$ .**

Der Einrichtungsbetrieb des Ringoszillators mit einer geometrischen Länge von 1010 mm wird mittels injection seeding mit einem Seedinglaser gewährleistet. Der Seedinglaser strahlt in die eine Richtung des Ringoszillators ein, nachdem sein Strahlradius und seine Divergenz an die des Oszillators mit einem Teleskop angepasst wurden (mode-matching), sodass diese Umlaufrichtung bevorzugt wird und der Ringoszillator nur in diese Richtung emittiert. So kann eine Emissionsunterdrückung der einen Umlaufrichtung von 1:1000 erreicht werden ( $E_{\text{CW}}/E_{\text{Q}} > 1000:1$ ). Zur Vermeidung einer Rückkopplung in den Seedinglaser wird ein Faraday-Isolator<sup>1</sup> zwischen diesem und dem Oszillator eingesetzt. Der transversale Grundmoderadius bei einer mittleren Pumpleistung von 96 W ist in einer linearen Darstellung von Auskoppelspiegel bis Auskoppelspiegel in Abb. 3.29 zu sehen. Die beiden HR-Spiegel sind nicht dargestellt. Der Strahlradius zwischen den beiden Laserköpfen beträgt  $r_{\text{Beam}} = 0,78 \text{ mm}$ .

<sup>1</sup> Optisches Bauelement, welches Licht nur in einer Ausbreitungsrichtung polarisiert transmittieren lässt. Die Wirkungsweise beruht auf dem nicht-linearen Faraday-Effekt (Magnetorotation) [15]. Der Isolator besteht aus drei Elementen: Eintrittspolarisator, Faraday-Rotator, Austrittspolarisator. Der Faraday-Rotator besteht aus einem Terbium-Gallium-Granat (TGG)-Kristall, der sich in einem starken, homogenen Magnetfeld befindet. Kristall und Magnetfeldstärke sind so abgestimmt, dass nach Verlassen des Kristalls die Polarisation des Lichts um  $45^\circ$  gedreht ist.

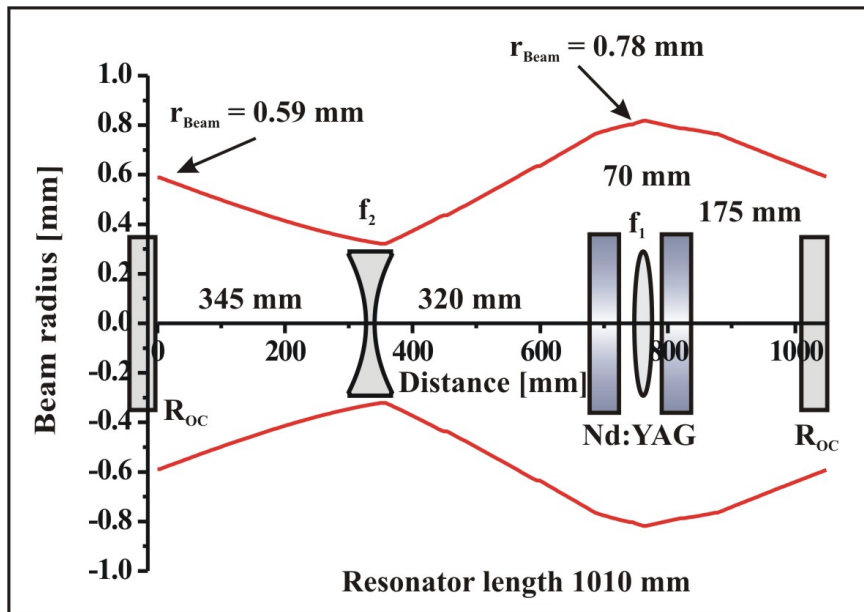


Abb. 3.29: Transversaler Grundmoderadius in einer linearen Darstellung von Auskoppelspiegel bis Auskoppelspiegel eines 1010 mm langen Doppelkopfringoszillators, in den zwei PK6 (blau) mit jeweils einer mittleren Pumpleistung von 48 W integriert ist. Die Brennweiten sind:  $f_1 = 514$  mm,  $f_2 = -206$  mm.

Der Stabilitätsbereich dieses Oszillators ist in Abb. 3.30 abgebildet. Hervorgehoben ist die mittlere Pumpleistung, für die der transversale Grundmoderadius berechnet worden ist.

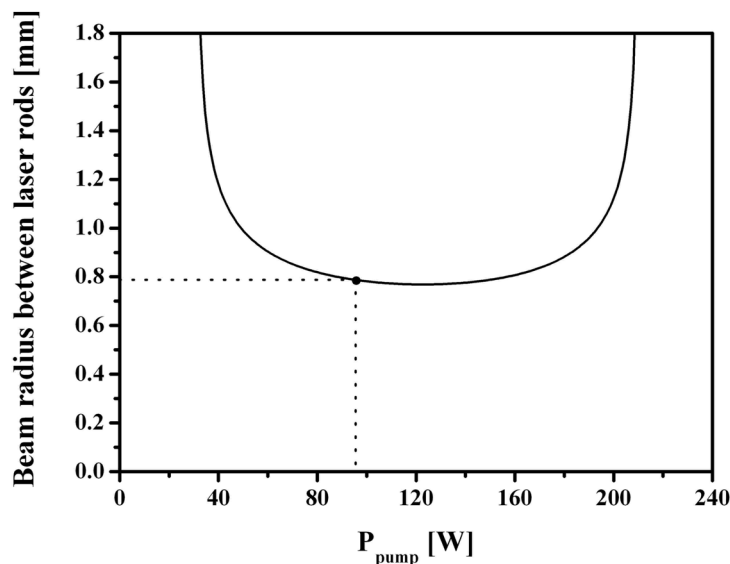


Abb. 3.30: Stabilitätsbereich des Ringoszillators zwischen den Laserköpfen. Die geometrische Länge ist 1010 mm.

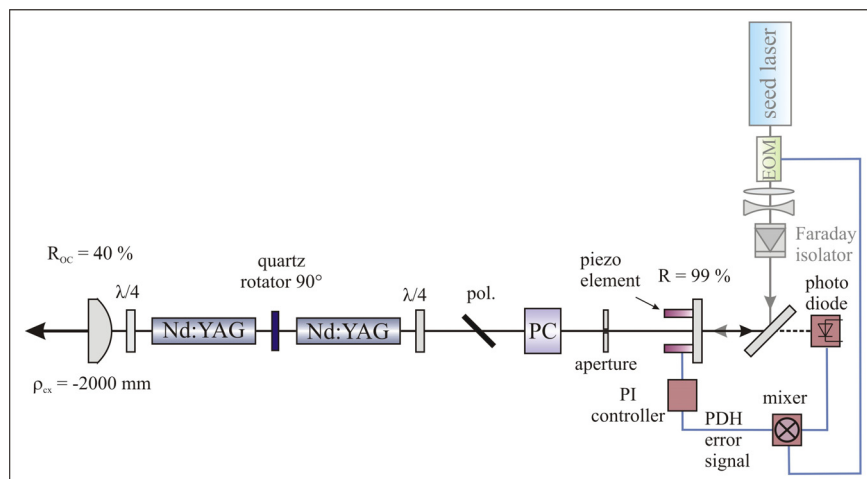
Dieser Doppelkopfringoszillator kann eine Pulsenergie von  $E_{\text{out}} = 21 \text{ mJ}$  bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 1,19 / 1,13$  emittieren. Dabei beträgt der optimale Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels  $R_{\text{OC}} = 60 \%$  und der Modenblendenradius  $r_M = 0,5 \text{ mm}$ .

In dem Kapitel 3.4.1 wurden verschiedene stabile Oszillatoren vorgestellt und charakterisiert. Es wurden jeweils ein oder zwei Laserköpfe (PK6) der selben Bauart in die Oszillatoren integriert. Am Beispiel der Linearoszillatoren mit einem Laserkopf wurde in Kapitel 3.4.1.1 der Einfluss des transversalen Grundmoderadius auf Ausgangspulsenergie und Strahlqualität an drei Beispielen deutlich gemacht. Außerdem wurde ein vollständig optimierter doppelbrechungskompensierter Doppelkopfoszillator vorgestellt. In Kapitel 3.4.1.2 wurde ein stabiler Doppelkopfringoszillator mit Kompensation der Doppelbrechung beschrieben. Insgesamt ist der Vorteil der Doppelkopfoszillatoren deutlich zu erkennen, da aus diesen bei gleichbleibender Strahlqualität mehr als das doppelte an Pulsenergie extrahierbar ist. Mit diesen beiden Oszillatoren (Doppelkopfring- und Doppelkopflinearoszillator) werden die weiteren Experimente durchgeführt. Für diese Oszillatoren soll auch eine Frequenzstabilisierung erreicht werden.

### **3.4.2 Frequenzstabilisierung des Master Oszillators nach Pound-Drever-Hall**

Die hochauflösenden DIAL-Messungen, welche mit Hilfe eines OPO und diesem Lasersystem als Pumplaser durchgeführt werden sollen, erfordern eine Frequenzstabilität von 10 MHz. Außerdem ist eine lange Kohärenzlänge für eine stabile Phasenkonjugation auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung wünschenswert, da die Liniensbreite des Lasers schmaler sein sollte als die reziproke Schallwellenlebensdauer des phasenkonjugierenden Materials [29]. Um dies zu erreichen, wird eine Frequenzstabilisierung des Master-Oszillators vorgenommen. Die Frequenzstabilisierung der in Kapitel 3.4.1 vorgestellten stabilen Doppelkopfoszillatoren wird mittels der Methode nach Pound-Drever-Hall (PDH) realisiert. Die theoretischen Grundlagen wurden in Kapitel 2.4 beschrieben. Die Frequenz des Oszillators wurde hierbei durch aktive Regelung der Resonatorlänge auf die Frequenz des Seedinglasers angepasst. Typischerweise wird injection locking (Oszillator folgt perfekt dem Seedinglaser) mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren an cw-Lasern vorgenommen und so Frequenzstabilitäten von einigen 100 Hz erreicht (typische Stabilität des verwendeten NPRO beträgt einige 100 Hz) [21]. Allerdings stellten im Jahr 2000 Wulfmeyer et al. einen gepulsten Tu:YAG-Laser mit injection seeding vor, welcher bei einer Wiederholfrequenz von 10 Hz eine Pulsenergie von 2 mJ emittierte und mittels der Pound-Drever-Hall-Methode auf 0,2 MHz frequenzstabilisiert wurde [82]. In diesem Kapitel werden gepulste Laseroszillatoren auf diese Weise frequenzstabilisiert, welche wesentlich höhere Pulsenergien bei größerer Wiederholrate aufweisen.

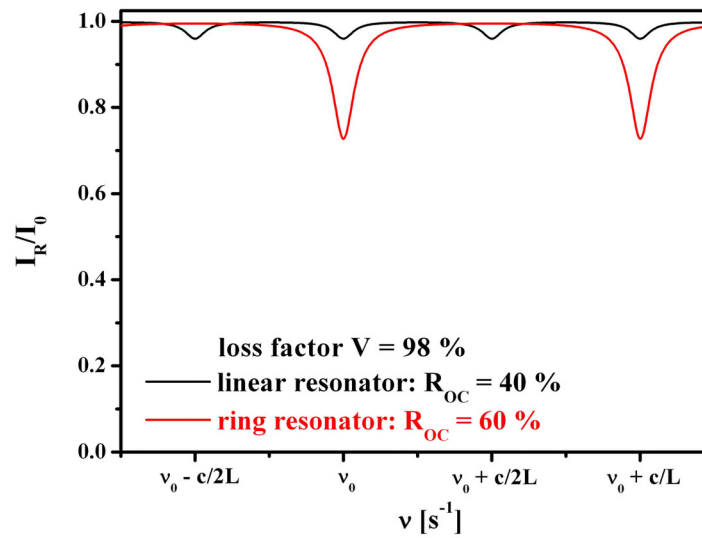
Zunächst soll der lineare Doppelkopfoszillator frequenzstabilisiert werden. Hierfür wird der hochreflektierende Spiegel des Oszillators durch einen Spiegel mit der selben Krümmung mit einem Reflexionsgrad von  $R = 40\%$  ersetzt und der Spiegel mit einem Reflexionsgrad von  $40\%$  durch einen Spiegel mit  $R = 99\%$ . Durch diesen planen Spiegel kann einerseits der Seedinglaser in den Oszillator eingekoppelt werden, andererseits wird das am Laseroszillator (Resonator wird als Fabry-Perot-Interferometer (FPI) genutzt) reflektierte Licht zur Generation des Fehlersignals und damit zur Stabilisierung des Lasers genutzt. Strahlradius und Phasenfront des eingekoppelten Seedinglasers wurden auf die Strahlparameter des Resonatorgrundmodes angepasst. In Abb. 3.31 ist der lineare Doppelkopfoszillator mit Frequenzstabilisierung zu sehen. Der Großteil des Laserlichtes wird nun über den gekrümmten Spiegel ausgekoppelt. In grün ist der elektrooptische Modulator (EOM) zu sehen, welcher die Phase des Seedinglasers sinusförmig mit der Frequenz  $\Omega = 45\text{ MHz}$  moduliert. Der Spiegel mit  $R = 99\%$  ist an einem Piezoelement angebracht, um die Länge des Resonators variieren zu können. Mittels dieses Spiegels wird die Reflektion des Seedinglasers an dem als FPI dienenden Resonator realisiert. In rosa ist die Elektronik zur Frequenzstabilisierung dargestellt. Sie besteht aus dem Piezoelement, einer Photodiode, einem Mixer und einem Proportionalintegrator (PI-controller). Die blauen Linien stellen elektrische Verbindungen dar. Eine detaillierte Darstellung der Regelkomponenten wird in Abb. 3.35 gezeigt.



**Abb. 3.31: Experimenteller Aufbau eines stabilen, linearen, 1240 mm langen doppelbrechungskompensierten Doppelkopfoszillators im Pulsbetrieb mit Frequenzstabilisierung nach PDH.**

Allerdings ließ sich die Frequenzstabilisierung nicht realisieren. Die Generation eines Fehlersignals ist nicht möglich. Dies hat zwei Gründe. Erstens ist der Kontrast des an dem FPI reflektierten Signals durch den geringen Reflexionsgrad ( $R = 40\%$ ) gering und zweitens liegen die Resonanzen des FPI durch die große Länge des linearen Resonators eng beieinander. Abb.

3.32 zeigt die berechnete normierte, reflektierte Intensität an FPIs gleicher geometrischer Längen. Die schwarze Kurve ist die des oben vorgestellten Linearresonators. Die rote Kurve ist die des in Abb. 3.34 gezeigten Ringresonators. Der höhere Kontrast und der größere Abstand der Resonanzen des Ringresonators ist deutlich zu erkennen. Daher ist in diesem Fall die Voraussetzungen für die Generation eines Fehlersignals und einen Einfrequenzbetrieb günstiger.

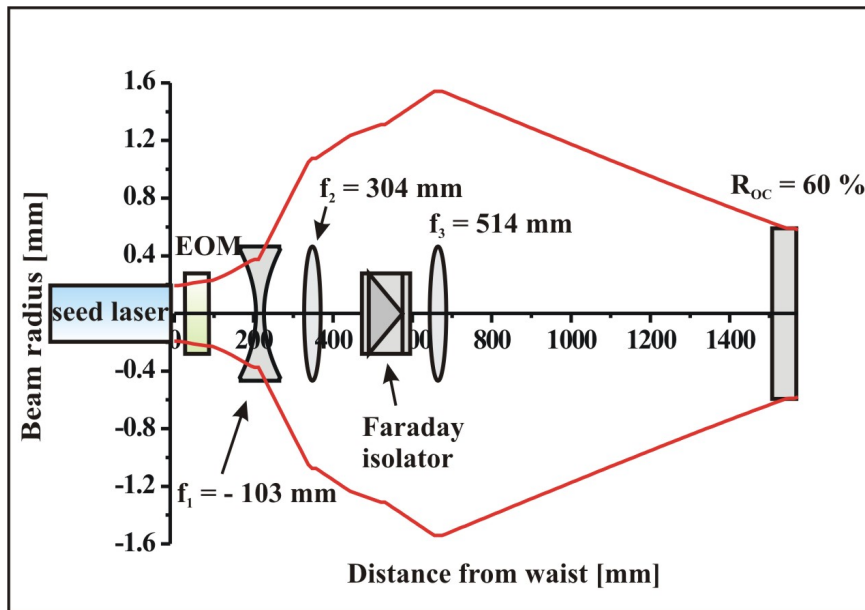


**Abb. 3.32: Berechnete normierte, reflektierte Intensität an FPIs gleicher geometrischer Längen. Die schwarze Kurve ist die eines Linearresonators mit  $R_1 = 99 \%$  und  $R_{OC} = 40 \%$ .**

**Die rote Kurve ist die eines Ringresonators mit  $R_{OC} = 60 \%$  und  $R_{2,3} = 100 \%$ . Der Einfachdurchgang-Verlustfaktor ist  $V = 98 \%$ .**

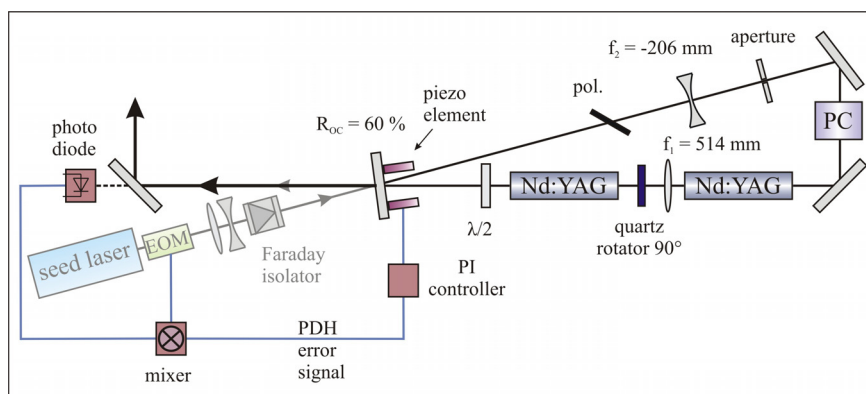
Nachfolgend wird die Frequenzstabilisierung des Doppelkopfringoszillator beschrieben. Strahlradius und Divergenz des Seedinglasers werden mittels eines Teleskops mit dem des Laseroszillators in Übereinstimmung gebracht. Der Realisierung der Modenanpassung erfolgt über drei Linsen, wie in Abb. 3.33 zu sehen ist.





**Abb. 3.33: Modenanpassung des Seedinglasers an den Ringoszillator. Der Ringoszillator beginnt bei seinem Ausgekoppelspiegel  $R_{oc}$ .**

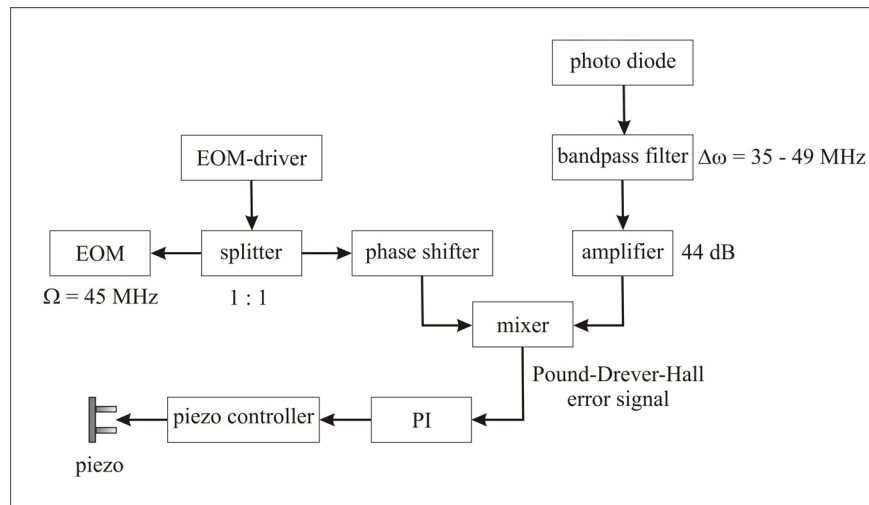
Der Seedinglaser wird über den Ausgekoppelspiegel des Oszillators eingekoppelt. Eine Prinzipskizze des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 3.34 zu sehen.



**Abb. 3.34: Experimenteller Aufbau eines stabilen, ringförmigen, 1010 mm langen doppelbrechungskompensierten Doppelkopfoszillators im Pulsbetrieb mit Frequenzstabilisierung nach PDH.**

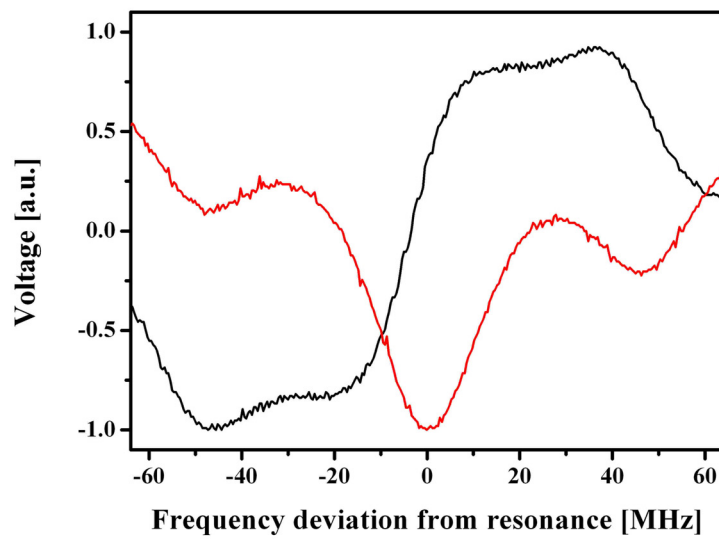
Eine detaillierte Skizze der elektronischen Regelkomponenten ist in Abb. 3.35 abgebildet. Zur Erzeugung des PDH-Fehlersignal werden das Signal des EOM-Treibers und das der Photodiode mit Hilfe eines Mixers multipliziert. Dazu muss ein Teil des Signals des EOM-Treibers mit Hilfe eines Splitters entnommen werden. Über einen Phasenschieber gelangt das Signal zum Mixer. Das Signal der Photodiode wird mittels des Bandpassfilters, der Signale zwischen 35 MHz und 49 MHz (Dämpfung < 1 dB) passieren lässt, gefiltert, verstärkt und zum Mixer weitergeleitet.

Das Fehlersignal wird zu einem Proportionalintegrator (PI) weitergeleitet, welcher dann wiederum die Steuerung des Piezoelementes übernimmt.



**Abb. 3.35: Schematische Abbildung der Elektronik zur Erzeugung des PDH-Fehlersignals.**

Der Oszillator hat auch im frequenzstabilisierten Betrieb die in Kapitel 3.4.1.2 beschriebenen Leistungsdaten. Das Fehlersignal und die reflektierte Intensität wurden aufgenommen, während der Piezo mit einem Rampensignal angesteuert wurde. Das mit dem oben beschriebenen Aufbau experimentell erzeugte PDH-Fehlersignal ist in Abb. 3.36 als schwarze Kurve dargestellt. Dieses zeigt einen typischen Verlauf (vergleiche mit Abb. 2.7). Die rote Kurve ist die gemessene reflektierte Intensität an dem als FPI genutzten Ringresonator. Abb. 3.36 zeigt eine minimale Intensität (minimale Reflexion an FPI bei Resonanz zwischen Ringresonator und Seedinglaser) zu dem Zeitpunkt, an welchem das Fehlersignal Null ist und daher in diesem Moment keine Justage des Resonators durch das Piezoelemente nötig ist. Außerdem ist die Frequenzmodulation von 45 MHz des EOM zu sehen.



**Abb. 3.36:** Das gemessene PDH-Fehlersignal des beschriebenen Ringoszillators (schwarze Kurve). Die rote Kurve zeigt die gemessene reflektierte Intensität des Seedinglaser an dem als FPI genutzten Ringresonator.

In der folgenden Abbildung (Abb. 3.37) ist ein mit einer Photodiode aufgenommener frequenzstabilisierter Laserpuls des Ringoszillators mit einer Pulslänge von 23,7 ns (FWHM<sup>1</sup>) zu sehen. Aus der Form und der Fouriertransformation (siehe Abb. 3.38) des Laserpulses ist zu erkennen, dass es sich nahezu um longitudinalen Einmodebetrieb handelt.

---

<sup>1</sup> Full width at half maximum.

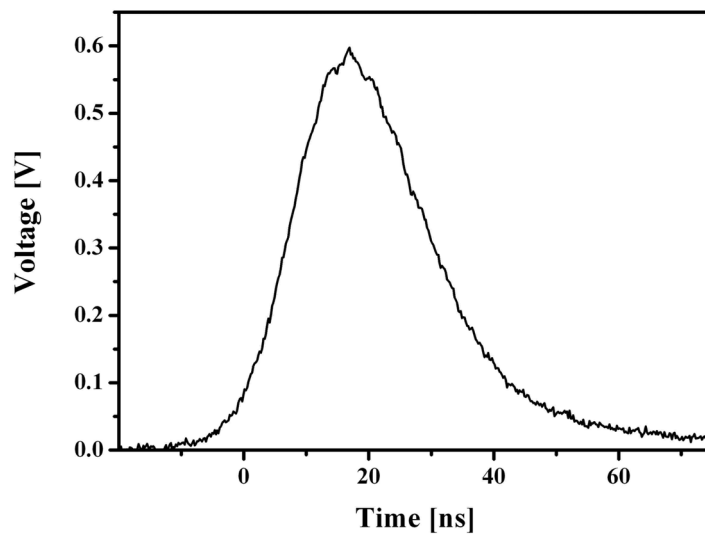


Abb. 3.37: Mit einer Photodiode aufgenommener, aus frequenzstabilisiertem Ringoszillator emittierter Laserpuls mit einer Pulsdauer von  $t_p = 23,7$  ns. Die Pulsenergie beträgt  $E_{out} = 21$  mJ.

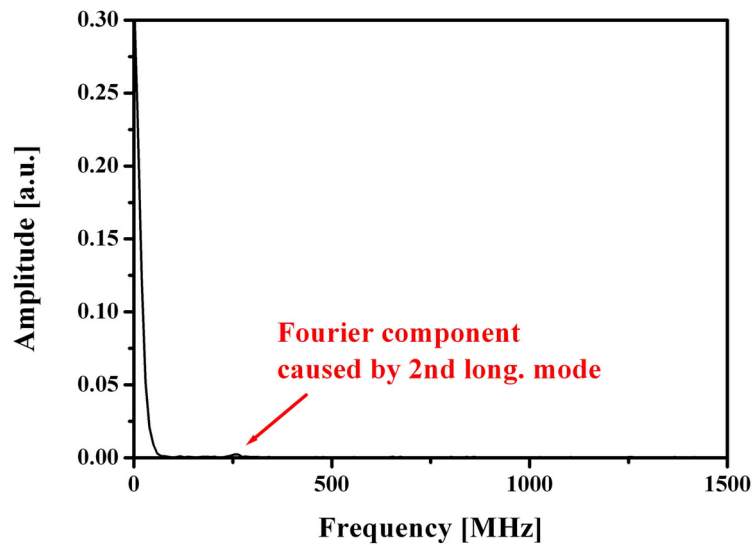
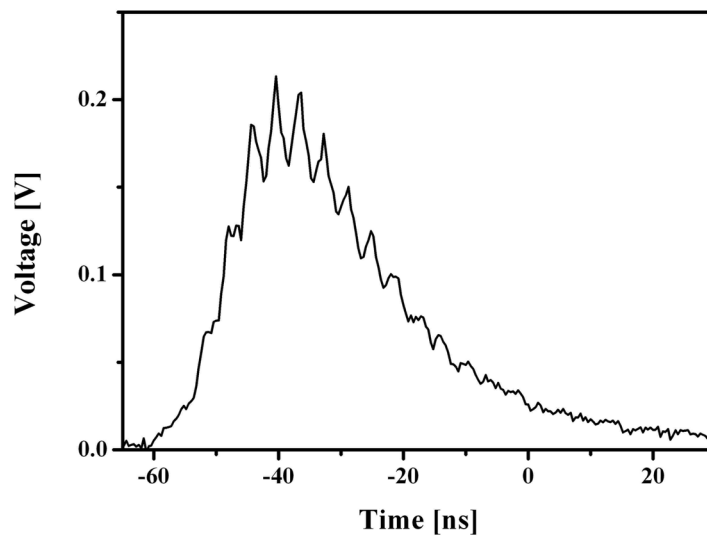


Abb. 3.38: Schnelle Fouiiertransformation (FFT<sup>1</sup>) des vom Ringoszillator emittierter Laserpuls.

Im Gegensatz hierzu ist in Abb. 3.39 der zeitliche Verlauf eines nicht frequenzstabilisierter Laserpulses aus dem selben Ringoszillator zu sehen.

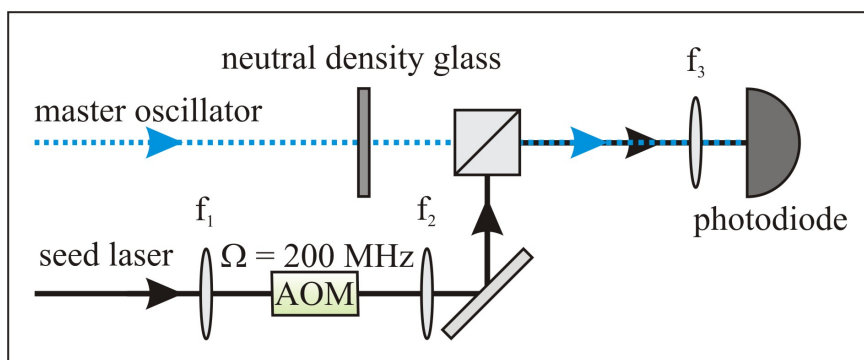
---

<sup>1</sup> Fast Fourier Transformation.



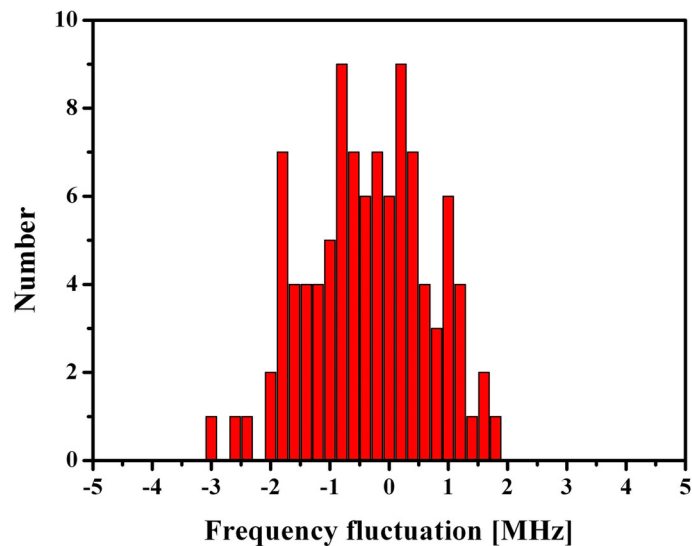
**Abb. 3.39:** Mit einer Photodiode aufgenommener, aus Ringoszillator emittierter Laserpuls ohne Frequenzstabilisierung. Die Pulsenergie beträgt  $E_{\text{out}} = 21 \text{ mJ}$ .

Mit der Heterodynmethode wird die Frequenzstabilität des in Abb. 3.34 gezeigten Aufbaus gemessen. Eine solche Methode ist notwendig um die erwartete Abweichung von kHz – MHz zwischen Seedinglaser und Resonator bei einer Laserfrequenz von ungefähr  $10^{14} \text{ Hz}$  innerhalb eines Laserpulsdauer von einigen Nanosekunden beobachten zu können. Hierfür wird ein Teil des Signals des Seedinglasers verwendet und mit einem akustooptischen Modulator (AOM) mit einer Frequenz  $\Omega = 200 \text{ MHz}$  frequenzverschoben. Dieses Signal wird mit dem aus dem frequenzstabilisierten Ringoszillator stammenden Laserpuls überlagert. Die Signalstärke des Laserpulses wird auf das Niveau des Seedinglasersignals abgeschwächt, um einen guten Modulationskontrast zu erhalten. Eine Prinzipskizze des Messaufbaus ist in Abb. 3.40 zu sehen.



**Abb. 3.40:** Prinzipskizze der Heterodynmessmethode. Die Brennweiten der Linsen sind:  
 $f_1 = 83 \text{ mm}$ ,  $f_2 = 83 \text{ mm}$ ,  $f_3 = 41 \text{ mm}$ .

Für die Heterodynemethode ist es sehr wichtig, parallele Strahlen auf dem Detektor zu haben. Idealerweise sollten beide Strahlen im selben transversalen Mode vorliegen. Ist dies der Fall, kann der Frequenzunterschied zwischen Seedinglaser und Ringoszillator als Abweichung von der Modulationsfrequenz von  $\Omega = 200$  MHz gemessen werden. Die Frequenz des Gesamtsignals wird mit einer Photodiode und einem Oszilloskop durch eine FFT als einzelne Ereignisse gemessen (siehe Abb. 3.41). Die Standardabweichung von der Modulationsfrequenz stellt die Frequenzstabilität dar. Auf diese Weise wird die Frequenzstabilität des Ringoszillators nach über 100 Messungen in einem Zeitraum von 5 Minuten auf  $\pm 1$  MHz bestimmt [83]. Diese Frequenzstabilität ist für gepulste Oszillatoren mit dieser Pulsenergie und Wiederholrate bisher unerreicht (vergleiche mit [79]).



**Abb. 3.41: Ermittlung der Frequenzstabilität. 100 Ereignisse wurden in 5 Minuten ausgewertet.**

In diesem Kapitel wurde gezeigt, wie eine Optimierung von Linearoszillatoren und Ringoszillatoren mit einem und zwei Laserköpfen erreicht werden kann, indem der Reflektionsgrad des Auskoppelspiegels  $R_{OC}$ , die Modenblende und der transversale Grundmoderadius variiert werden. Eine Frequenzstabilisierung des Doppelkopfringoszillators wurde mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren realisiert und eine Frequenzstabilität von 1 MHz (rms) erreicht. Die aus dem Ringoszillator emittierten Laserpulse sollen nun unter möglichst geringer Strahlqualitätsdegradation verstärkt werden.

### 3.4.3 Verstärkung der Laserstrahlung – Aufbau I

Das MOPA-Konzept sieht eine Verstärkung des vom Oszillator (Master Oscillator) emittierten Laserlichtes durch Verstärker (Power Amplifier) vor. Auf diese Weise kann ein Laser realisiert werden, welcher zum einen durch die geringe thermische Belastung des Oszillators transversalen Grundmode sowie Frequenzstabilität aufweist. Zum anderen können hohe Pulsenergien durch die Verstärkung des Laserlichtes in den Verstärkern erreicht werden. Ein wichtiges Element ist hierbei die Isolation zwischen Oszillator und Verstärkern, um eine Rückkopplung in den Oszillator zu verhindern. Diese wird mit einem Faraday-Isolator vorgenommen. Die Isolation ist bei diesem Bauteil größer 30 dB und die Transmission beträgt 90 %<sup>1</sup>. Eine Rückkopplung von Laserlicht in den Oszillator verursacht Frequenzinstabilitäten und Intensitätsfluktuationen bis hin zur Zerstörung optischer Komponenten. Um eine möglichst effiziente Verstärkung zu erreichen, werden die Laserpulse in mehreren Stufen verstärkt (siehe Kapitel 3.2). Eine Strahlanpassung von Strahlradius und Divergenz wird vor jeder Verstärkerstufe vorgenommen. Dies ist wichtig, damit der Laserstrahl auf dem gesamten Propagationsweg durch die Verstärker den optimalen Strahlradius aufweist. Außerdem kann nur durch eine symmetrische Propagation des Laserstrahls durch die beiden Laserstäbe eine gute Kompensation der Doppelbrechung erreicht werden, da der Laserstrahl auf die Weise in beiden Köpfen durch das selbe thermisch belastete Material propagiert [76].

#### 3.4.3.1 Vorverstärkung mit einem Laserkopf

Für die Vorverstärkung steht zunächst ein Laserkopf PK6 zur Verfügung. Dieser wird im Doppeldurchgang betrieben. Eine  $\lambda/4$ -Platte zwischen Verstärker und Spiegel bewirkt eine Teilkompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung [74]. Der schematische Aufbau der Vorverstärkung mittels einer PK6 ist in Abb. 3.42 zu sehen.

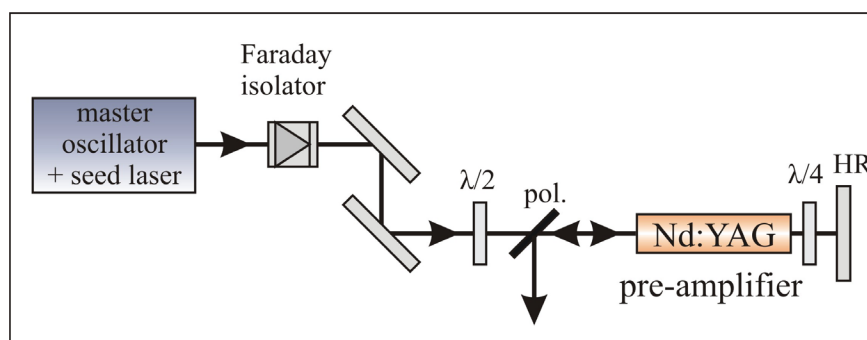


Abb. 3.42: Schematischer Aufbau der Vorverstärkung mit einem Laserkopf PK6 (orange).

<sup>1</sup> Quelle: LINOS AG.

Das vom Oszillator emittierte Licht propagiert zunächst durch den Faraday-Isolator. Die  $\lambda/2$ -Platte ( $\lambda/2$ ) dreht nach dem Faraday-Isolator die Polarisation wieder parallel zur Tischebene zurück und ermöglicht somit, dass der Laserstrahl nach dem Doppeldurchgang und anschließender Auskopplung am Polarisator (pol.) weiterhin parallel zur Tischebene verläuft. Der Stab mit der Beschriftung Nd:YAG bezeichnet den transversal gepumpten Laserstab des Laserkopfes PK6. Durch das doppelte Passieren des Laserstrahls durch die  $\lambda/4$ -Platte ( $\lambda/4$ ) wird eine Drehung der Polarisation von  $90^\circ$  bewirkt, wodurch eine Auskopplung des Laserstrahls nach dem Doppeldurchgang am Polarisator erfolgt. Der Doppeldurchgang wird mit einem hochreflektierenden Spiegel (HR) realisiert. Eine Strahlformung mittels Linsen vor der Vorverstärkung ist nicht nötig, da sich Divergenz und Strahlradius des vom Oszillator emittierten Laserstrahls für eine optimale Propagation durch den Verstärker eignen. Durch Variation des Abstandes des Laserkopfes von der Strahltaile kann der Strahlradius im Vorverstärker eingestellt werden (siehe Abb. 3.43). Die Strahltaile befinden sich zwischen Oszillator und Vorverstärker. Der berechnete Strahlradiusverlauf des Doppeldurchganges durch die Vorverstärkerstufe ab der Strahltaile ( $r_{\text{Beam}} = 0.3 \text{ mm}$ ) ist in Abb. 3.43 dargestellt. Die thermische Brechkraft des Verstärkers fließt in die Rechnung ein. Die dargestellte Geometrie hat sich nach Optimierung als bester Mittelweg zwischen maximaler Extraktion und geringer Degradation der Strahlqualität herausgestellt. Die hier gezeigten Abstände sind in den Experimenten verwendet worden.

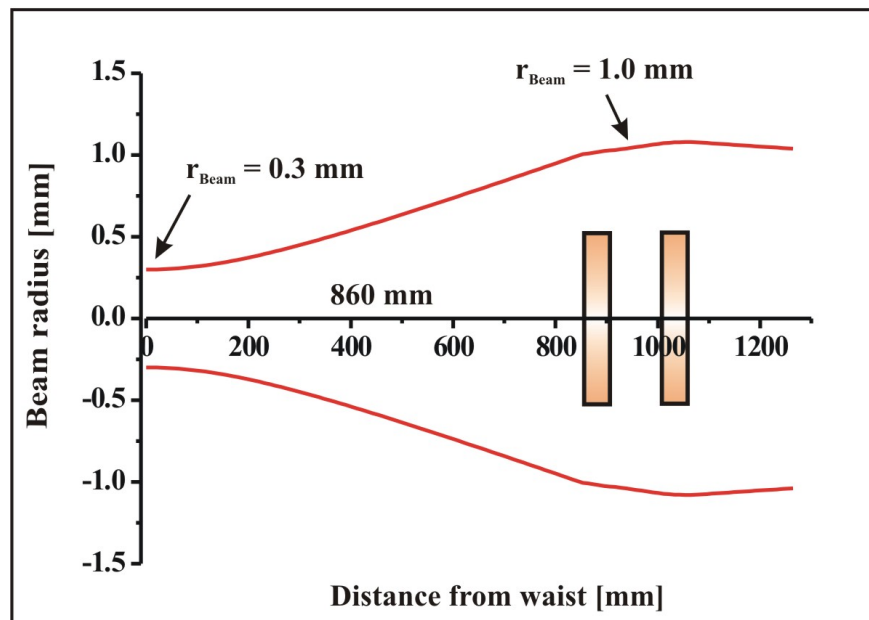


Abb. 3.43: Berechneter Strahlradiusverlauf (rot) innerhalb der Vorverstärkerstufe. Hin- und Rückpropagation durch den Laserkopf PK6 (orange).



Mit der oben beschriebenen Verstärkungsrechnung (Kapitel 2.5.2) kann eine Voraussage über die zu erwartende Pulsenergie hinter dem Vorverstärker gemacht werden. Es fließen die Parameter des Laserkopfes PK6 mit dessen realem Verstärkungsprofil in die Rechnung ein. Weiterhin beträgt die in der Rechnung verwendete Eingangspulsenergie  $E_{in} = 17,5$  mJ bei einem Strahlradius von 1,0 mm. Die Rechnung sagt eine Ausgangspulsenergie von  $E_{out} = 33$  mJ voraus.

Die Charakterisierung der verstärkten Laserpulse erfolgt über die Messung der Strahlqualität und der Pulsenergie. Die in die Vorverstärkerstufe eingekoppelte Pulsenergie beträgt  $E_{in} = 17,5$  mJ, da Verluste an Faraday-Isolator sowie an  $\lambda/2$ -Platte und Polarisator auftreten. Die im Doppeldurchgang in der Vorverstärkerstufe verstärkte Pulsenergie beträgt  $E_{out} = 30,5$  mJ. Der depolarisierte Anteil beträgt  $E_{depol} = 0,3$  mJ, was einer Depolarisation von 1,0 % im Doppelpass entspricht. Die Strahlqualität wird auf  $M^2 = 1,19 / 1,14$  bestimmt. Somit sagt die Rechnung eine 9 % höhere Ausgangsenergie voraus. Mögliche Ursachen hierfür sind Verluste am Polarisator und dass in dem Modell die thermische Linse und der zeitlich Pulsverlauf nicht berücksichtigt werden. Der vorverstärkte Laserstrahl wird nun in den Hauptverstärker eingekoppelt.

### 3.4.3.2 Hauptverstärkung im Doppeldurchgang mit PCM

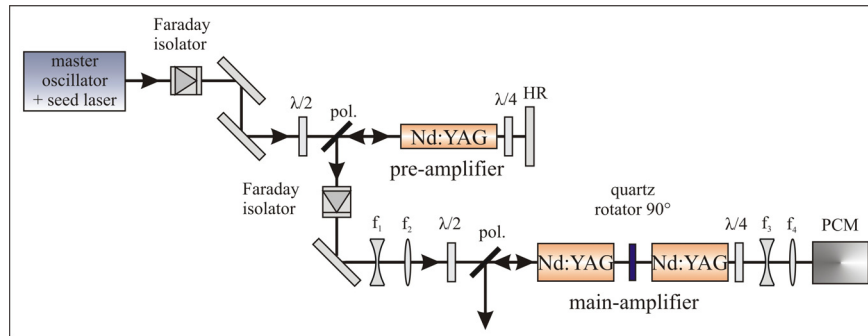
In diesem Kapitel wird die Realisierung des Doppeldurchgangs durch die Hauptverstärker unter Zuhilfenahme eines phasenkonjugierenden Spiegels (PCM) beschrieben. Die zunächst ebene Phasenfront des Laserlichtes propagiert durch einen Aberrator, wie etwa einen thermisch belasteten Laserkopf (siehe Kapitel 2.2). Propagiert das Laserlicht nach der Phasenkonjugation ein zweites Mal durch denselben Aberrator, ist die ursprünglich ebene Phasenfront wieder hergestellt. Die Wirkungsweise des PCM wurde bereits in Kapitel 2.6 genauer beschrieben. Als phasenkonjugierender Spiegel auf der Basis der SBS steht das gasförmige Schwefelhexafluorid<sup>1</sup> zur Verfügung. Über die phasenkonjugierenden Eigenschaften dieses Stoffes kann in [27] nachgelesen werden. Das SF<sub>6</sub> wird mit 21 bar in eine 200 mm lange Gaszelle gefüllt. Die Front- und Rückscheibe der Zelle haben eine Apertur mit einem Radius von 5 mm und sind für eine Wellenlänge von 1064 nm antireflektierend beschichtet.

Die Hauptverstärkerstufe besteht aus zwei doppelbrechungskompensierten Laserköpfen PK32. In Abb. 3.44 ist eine Prinzipskizze des experimentellen Aufbaus zu sehen. Mit den Linsen  $f_1 = -51$  mm und  $f_2 = 305$  mm werden Strahlradius und Divergenz angepasst. Der daraus folgende berechnete Strahlverlauf durch die Laserköpfe ist in Abb. 3.45 dargestellt. Dieser Strahlverlauf stellte sich als bester Kompromiss zwischen maximaler Extraktion und minimaler Beugung an den Stabaperturen heraus. Dann folgt eine  $\lambda/2$ -Platte ( $\lambda/2$ ) zur Drehung der

---

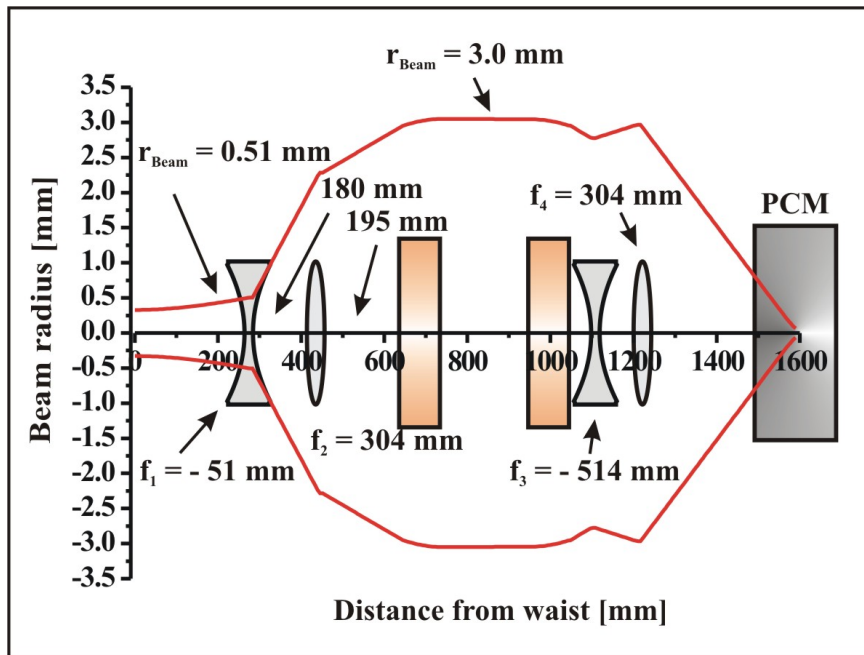
<sup>1</sup> SF<sub>6</sub>

Polarisation. Über den Polarisator (pol.) wird das Laserlicht nach dem zweiten Durchgang durch die Hauptverstärkerstufe ausgekoppelt. Damit dies möglich ist, wird die Polarisation mit dem zweimaligen Durchgang durch die  $\lambda/4$ -Platte um  $90^\circ$  gegenüber dem einfallenden Laserlicht gedreht. Die Doppelbrechungskompensation der Hauptverstärker erfolgt mit einem  $90^\circ$ -Quarzrotator zwischen den Laserköpfen (quartz rotator  $90^\circ$ ).



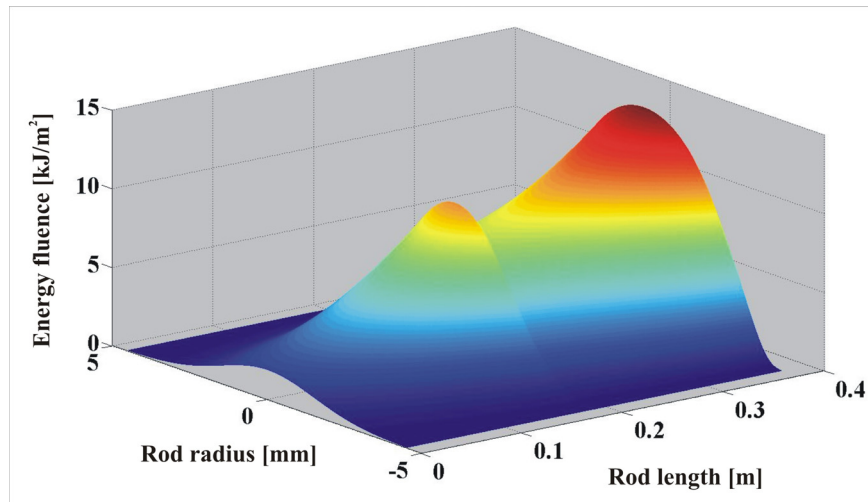
**Abb. 3.44: Schematischer Aufbau der Vorverstärkerstufe und des Doppeldurchgangs mit Phasenkonjugation durch die Hauptverstärker.**

Mit den Linsen  $f_3$  und  $f_4$  wird in die Gaszelle fokussiert. Um eine stabile Reflexion erreichen zu können, müssen Strahlradius und Divergenz des Laserstrahls durch ein Linsensystem angepasst werden. Einerseits darf die Energiedichte im Fokus nicht zu hoch sein, da es sonst zur Plasmabildung im  $\text{SF}_6$  kommen kann. Die Schwelle zur Plasmabildung ist materialabhängig und variiert mit der Reinheit des Gases [27]. Andererseits darf die Energiedichte die Zerstörschwelle der Frontfacette ( $\sim 24 \text{ J/cm}^2$  für  $t_p = 23 \text{ ns}$ ) der Gaszelle nicht überschreiten. Die Strahlanpassung für den phasenkonjugierenden Spiegel wird mit den Linsen  $f_3 = -512 \text{ mm}$  und  $f_4 = 304 \text{ mm}$  vorgenommen. Es ergibt sich eine Strahldichte von  $6,6 \text{ J/cm}^2$  an der Frontfacette der Gaszelle.



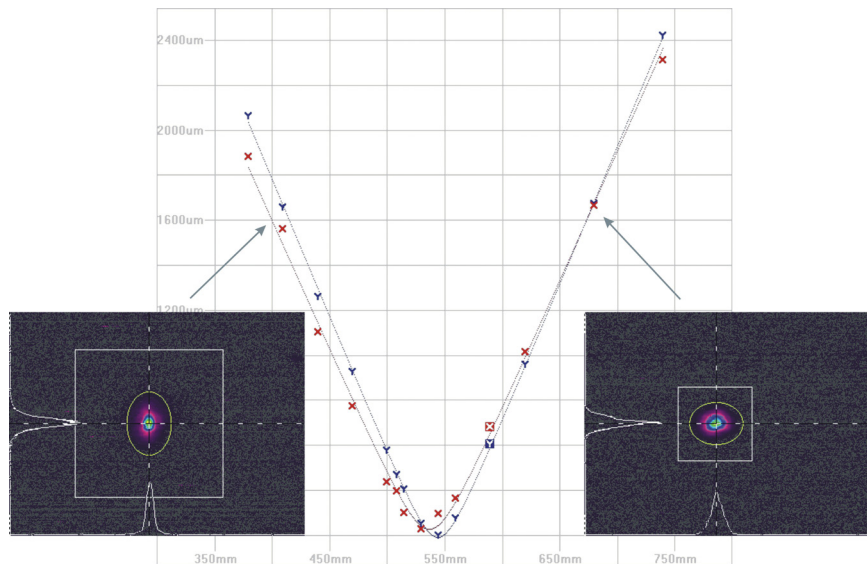
**Abb. 3.45: Berechneter Strahlradiusverlauf des Doppeldurchgangs mit Phasenkonjugation durch die Hauptverstärkerstufe mit den Laserköpfen PK32.**

Mit der Verstärkungsrechnung wird eine Voraussage über die Verstärkung der Pulsenergie im Doppeldurchgang durch die Hauptverstärkerstufe gemacht (siehe Abb. 3.46). In die Rechnung fließt zusätzlich zum Strahldurchmesser, den Verstärkungseigenschaften der PK32 (siehe Kapitel 3.3) und einer Eingangspulsenergie von  $E_{in} = 26,5 \text{ mJ}$  der Reflexionsgrad des PCM mit ein. Im Doppeldurchgang mit dem experimentell bestimmten Reflexionsgrad des PCM von 76 % wird laut der Rechnung eine Pulsenergie des Gesamtsystems von  $E_{out} = 343 \text{ mJ}$  erwartet. Damit wird eine Extraktionseffizienz  $\eta_{extr}$  der Hauptverstärkerstufe von 42,3 % berechnet.



**Abb. 3.46: Berechnete Verstärkung eines Laserpulses mit Gaußstrahlprofil in Laserstäben mit realem Verstärkungsprofil und einem Reflexionsgrad von  $R = 76\%$  für den Spiegel, welcher den Doppeldurchgang realisiert. Die Eingangsenergie beträgt  $E_{in} = 26,5$  mJ, die Ausgangsenergie  $E_{out} = 343$  mJ.**

Bei der experimentellen Untersuchung werden Ausgangsenergie und Strahlqualität bestimmt. Die in die Hauptverstärkerstufe eingekoppelte Pulsenergie beträgt  $E_{in} = 26,5$  mJ, da Verluste an  $\lambda/2$ -Platte und Polarisator auftreten. Wichtig für eine effiziente Extraktion und geringe Beugung ist eine perfekte Justage der Laserköpfe zueinander. Die Kriterien hierfür sind eine minimale Depolarisation und ein symmetrisches Strahlprofil des depolarisierten Laserstrahls nach dem Einfachdurchgang der Laserstrahlung durch die thermisch belasteten Hauptverstärker. Die Depolarisation ist nur dann minimal, wenn das Laserlicht durch dasselbe Volumen an thermisch belasteten Nd:YAG in jedem baugleichen Hauptverstärker propagiert. Die gemessene Ausgangsenergie nach dem Einfachdurchgang durch die Hauptverstärker beträgt  $E_{out\ Ed} = 128,8$  mJ bei einer Strahlqualität von  $M^2 = 4,47 / 3,84$ . Die Verschlechterung der Strahlqualität im Laufe der Propagation durch die Hauptverstärkerstufe wird auf eine Phasenfrontverzerrung in dem laseraktiven Material zurückgeführt, da die Laserstäbe durch die hohe Pumpleistung starken thermischen Belastungen ausgesetzt sind. Da diese innerhalb des Strahlprofils Intensitätsspitzen verursachen können, wird von einem Doppeldurchgang mit einem gewöhnlichen Spiegel abgesehen, um möglicher Zerstörung von optischen Komponenten vorzubeugen. Der Doppeldurchgang wird daher mit einem PCM auf der Basis von stimulierter Brillouin-Streuung (SBS) vorgenommen. Die Pulsenergie nach dem Doppeldurchgang mit PCM beträgt  $E_{out} = 250$  mJ mit dem Reflexionsgrad des PCM von  $R = 76\%$ . Diese Ausgangsenergie wurde konstant über einen Zeitraum von 30 Minuten gemessen. Die Strahlqualität wird auf  $M^2 = 1,85 / 1,66$  bestimmt. Die  $M^2$ -Messung nach Doppeldurchgang durch die Hauptverstärkerstufe ist in Abb. 3.47 dargestellt.



**Abb. 3.47: Kaustik und Strahlprofile des vom Gesamtsystem emittierten Laserstrahls mit einer Energie von  $E_{\text{out}} = 250 \text{ mJ}$  und einem  $M^2 = 1,85 / 1,66$ . Die Strahlqualitätsmessung erfolgte durch das M<sup>2</sup>-200-meter der Firma Spiricon.**

Bei dem Vergleich der in der Rechnung vorhergesagten und der im Experiment extrahierten Pulsenergie ist eine große Abweichung zu erkennen. Dies liegt an einem Leistungsabfall der Pumpdioden im ersten Hauptverstärker. Die Pumpleistung fiel vor dem Experiment um 20 %. Während des Experiments könnte kein weiterer Abfall der Pumpleistung beobachtet werden. Fließt dies in die Rechnung ein, kann nur noch eine Ausgangspulsenergie von  $E_{\text{out}} = 284 \text{ mJ}$  erwartet werden. Durch den Rückgang der Pumpleistung in einem Verstärkerkopf gibt es eine Verringerung der Doppelbrechungskompensation, da beide Laserköpfe nicht mehr gleichen thermischen Belastungen ausgesetzt sind. Die Polarisation von Laserstrahlung wird aber in der vorgestellten Verstärkungsrechnung nicht berücksichtigt. Dies führt zu einer weiteren Verringerung der polarisierten Ausgangsenergie.

Das bisher vorgestellte MOPA-System emittiert eine Pulsenergie von  $E_{\text{out}} = 250 \text{ mJ}$  bei einer Wiederholfrequenz von 400 Hz. Die mittlere Strahlqualität des frequenzstabilisierten Systems beträgt  $M^2 = 1,75$ . Eine Erhöhung der Pulsenergie der Vorverstärkerstufe wäre wünschenswert, um die in Kapitel 3.2 berechnete optimale Eingangsenergie in die Hauptverstärkerstufe zu erreichen. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen, wird im folgenden Kapitel aufgezeigt. Das Ziel einer Ausgangspulsenergie von 1 J, welches innerhalb der Möglichkeiten des Designs liegt, kann trotz der im folgenden beschriebenen Maßnahme nicht erreicht werden, da die Pumpleistung der Hauptverstärker während des Zeitraums der Erstellung dieser Arbeit leider noch nicht die geplante, ausreichende Pumpleistung erreichte.

### 3.4.4 Verstärkung der Laserstrahlung – Aufbau II

Die Pumpleistung des ersten Laserkopfes der Hauptverstärkerstufe konnte durch den Einbau neuer Pumpdioden wiederhergestellt werden. Um eine größere Extraktionseffizienz in den Hauptverstärkern zu erreichen, ist eine höhere Eingangspulsenergie in die Hauptverstärker nötig. Dies kann durch eine intensivere Vorverstärkung erreicht werden, wozu zwei Laserköpfe PK6 zur Verfügung stehen. Dieses Paar an baugleichen Laserköpfen wird im Doppeldurchgang doppelbrechungskompensiert betrieben.

#### 3.4.4.1 Vorverstärkung mit zwei Laserköpfen

Der schematische Aufbau der Vorverstärkung mittels zweier PK6 ist in Abb. 3.48 zu sehen.

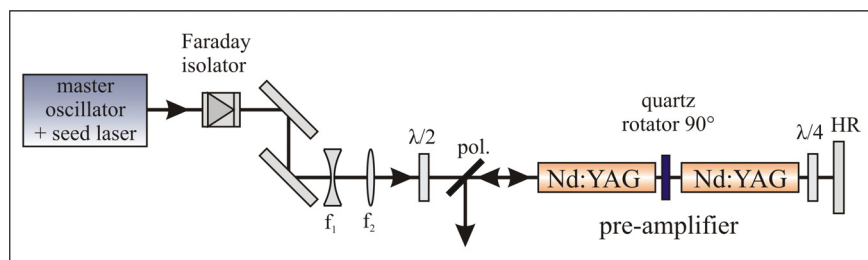
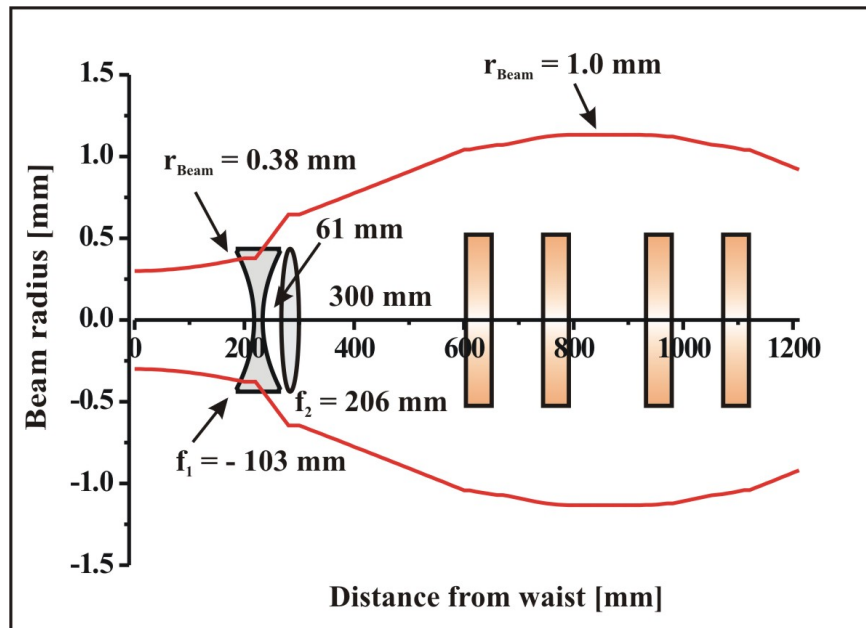


Abb. 3.48: Schematischer Aufbau der Vorverstärkung mit zwei Laserköpfen.

Das vom Oszillator emittierte Licht propagiert zunächst durch den Faraday-Isolator. Nach einer Strahlanpassung durch die Linsen mit den Brennweiten  $f_1 = -103$  mm und  $f_2 = 206$  mm folgt eine  $\lambda/2$ -Platte ( $\lambda/2$ ) zur Drehung der Polarisation. Die Stäbe mit der Beschriftung Nd:YAG bezeichnen die transversal gepumpten Laserstäbe der zwei Laserköpfe des Typs PK6. Die Doppelbrechungskompensation wird durch einen  $90^\circ$ -Quarzrotator (quartz rotator  $90^\circ$ ) zwischen den möglichst nah zueinander stehenden Laserstäben realisiert. Indem der Laserstrahl die  $\lambda/4$ -Platte ( $\lambda/4$ ) zweimal passiert, wird eine Drehung der Polarisation von  $90^\circ$  bewirkt, wodurch eine Auskopplung des Laserstrahls nach dem Doppeldurchgang am Polarisator erfolgt. Der Doppeldurchgang wird mit einem hochreflektierenden Spiegel (HR) realisiert. Mit den Linsen  $f_1$  und  $f_2$  wird ein Strahlradius von 1,0 mm in der Vorverstärkerstufe eingestellt, welcher sich nach Optimierung als bester Mittelweg zwischen maximaler Extraktion und geringer Strahlqualitätsdegradation herausgestellt hat. Wichtig ist es, in beiden Laserköpfen dieselben Strahlradien einzustellen, um eine optimale Kompensation der Doppelbrechung zu gewährleisten. Abb. 3.49 zeigt den berechneten Verlauf des Strahlradius in der Vorverstärkerstufe. Die thermischen Brechkräfte der Verstärker werden in der Rechnung berücksichtigt.



**Abb. 3.49: Berechneter Strahlradiusverlauf innerhalb der Vorverstärkerstufe. Hin- und Rückpropagation durch die beiden Laserköpfe PK6.**

Mit der Verstärkungsrechnung wird wiederum eine Voraussage über die zu erwartende Ausgangsenergie beim Doppeldurchgang durch zwei PK6 Laserköpfe gemacht. Die in Kapitel 3.3 vorgestellten Charakteristika der Laserköpfe fließen in die Rechnung ein. Außerdem wird in der Rechnung eine Eingangspulsenergie  $E_{in} = 17,5$  mJ bei einem Strahlradius von 1,0 mm verwendet. Aufgrund der Verstärkungsrechnung wird aus der hier beschriebenen Vorverstärkerstufe eine Ausgangsenergie von  $E_{out} = 55,6$  mJ erwartet.

Die Charakterisierung der vorverstärkten Laserpulse erfolgt über die Messung der Strahlqualität und der Pulsenergie. Die in die Vorverstärkerstufe eingekoppelte Pulsenergie beträgt  $E_{in} = 17,5$  mJ. Die im Doppeldurchgang in der Vorverstärkerstufe verstärkte Pulsenergie beträgt  $E_{out} = 52$  mJ. Der depolarisierte Anteil beträgt  $E_{depol} = 0,3$  mJ, was einer Depolarisation von 0,6 % entspricht. Die Strahlqualität wird auf  $M^2 = 1,21 / 1,14$  bestimmt. Dieser stärker vorverstärkte Laserstrahl wird in die Hauptverstärkerstufe eingekoppelt. Durch die größere Vorverstärkung kann die Extraktionseffizienz in der Hauptverstärkerstufe laut der Verstärkungsrechnung bei gleichbleibendem PCM-Reflexionsgrad um mehr als 5 % gesteigert werden.

#### 3.4.4.2 Hauptverstärkung im Einfachdurchgang

Die Hauptverstärkerstufe entspricht dem in Kapitel 3.4.3.2 beschriebenen Aufbau. Die schematische Skizze des Einfachdurchgangs durch die Hauptverstärkerstufe ist in Abb. 3.50 zu sehen.



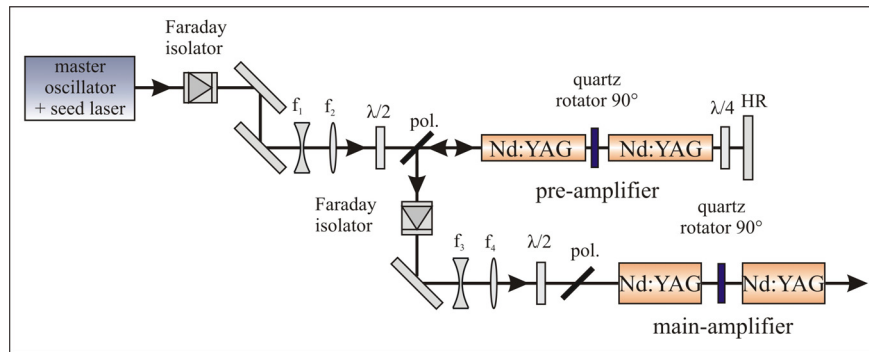


Abb. 3.50: Schematischer Aufbau der Vorverstärkerstufe und des Einfachdurchgangs durch die Hauptverstärker.

Die Strahlanpassung wird mit den Linsen  $f_3 = -51$  mm und  $f_4 = 305$  mm vorgenommen. Der berechnete Strahlverlauf durch die Laserköpfe wird in Abb. 3.51 gezeigt. Anschließend folgen eine  $\lambda/2$ -Platte zur Drehung der Polarisation und ein Polarisator (pol.). Der Polarisator ist für den Einfachdurchgang nicht von Belang, wird aber für den Doppeldurchgang benötigt und schon zum jetzigen Zeitpunkt in den Strahlengang eingesetzt, da dieser einen Strahlversatz verursacht. Wie in Abb. 3.51 zu sehen ist, beträgt der berechnete Strahlradius in den Laserstäben den in experimenteller Optimierung gefundenen Wert von  $r_{\text{Beam}} = 3$  mm. Der für eine optimale Kompensation der Doppelbrechung symmetrische Verlauf des Strahlradius in beiden Laserköpfen ist wie zu erkennen gut gewährleistet.

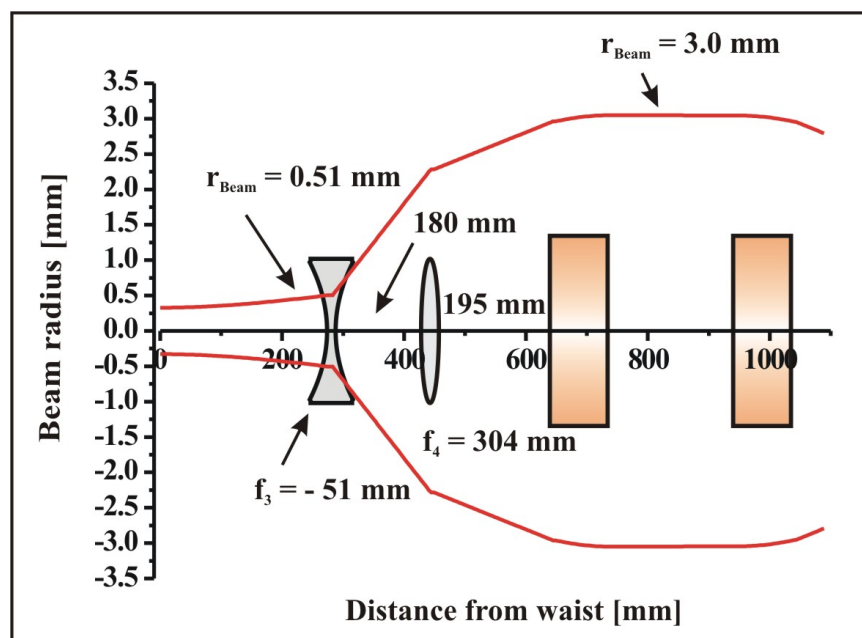


Abb. 3.51: Berechneter Strahlradiusverlauf innerhalb des Einfachdurchganges durch die Hauptverstärkerstufe mit den Laserköpfen PK32.



Mittels der Verstärkungsrechnung wird eine Voraussage über die zu erwartende Ausgangsenergie gemacht. Es fließen die Parameter des Laserkopfes PK32 mit dessen realem transversalen Verstärkungsprofil in die Rechnung ein. Weiterhin beträgt die in der Rechnung verwendete Eingangspulsenergie  $E_{in} = 43 \text{ mJ}$  bei einem Strahlradius von  $3,0 \text{ mm}$ . Eine Ausgangsenergie von  $216 \text{ mJ}$  wurde berechnet.

Die Eingangsenergie von  $E_{in} = 43 \text{ mJ}$  entspricht nicht der Ausgangsenergie der Vorverstärkerstufe ( $E_{out} = 52 \text{ mJ}$ ), da Verluste am Faraday-Isolator sowie an der  $\lambda/2$ -Platte und dem Polarisator auftreten. Die experimentell bestimmte, extrahierbare Pulsenergie beträgt  $E_{out} = 208 \text{ mJ}$ . Die depolarisierte Pulsenergie liegt bei  $E_{depol} = 2 \text{ mJ}$ , was einer Depolarisation von  $1 \%$  entspricht. Die Strahlqualität wird zu  $M^2 = 3,0 / 2,32$  bestimmt. Damit ergibt sich eine geringfügige Abweichung zwischen berechneter und experimentell bestimmter Ausgangspulsenergie von  $4 \%$ . Um die Effizienz und damit die Ausgangspulsenergie des Systems zu erhöhen, wird wieder ein Doppeldurchgang durch die Hauptverstärkerstufe unter Zuhilfenahme eines PCM angestrebt. Allerdings konnte dieses Experiment nicht beendet werden, da erneut ein Ausfall der Pumpdioden des ersten Laserkopfes der Verstärkerstufe auftrat. Die Pumpleistung sank hierdurch auf  $72 \%$  der ursprünglichen Leistung. Aus diesem Grund verringerte sich zum einen die Gesamtausgangsenergie, zum anderen betrug die Depolarisation nach dem Einfachdurchgang  $16 \%$ , da die Doppelbrechungskompensation durch die unterschiedlich thermische Belastung der beiden Laserstäbe nicht mehr optimal funktionierte. Eine Abschätzung über die sich ergebende depolarisierte Energie nach dem Doppeldurchgang, mit einem zu erwarteten Reflexionsgrad des PCM von  $R = 84 \%$  [84], ergibt eine Pulsenergie von  $E_{depol} = 58,9 \text{ mJ}$ . Diese Energie würde den Polarisator passieren und zum Faraday-Isolator zurückpropagieren. Aufgrund der Dämpfung des Faraday-Isolators von  $30 \text{ dB}$  erreichen dann  $0,02 \text{ mJ}$  die Vorverstärkerstufe. Das Risiko einer Zerstörung von optischen Komponenten, insbesondere des Faraday-Isolators, konnte nicht eingegangen werden, so dass dieses Experiment nicht durchgeführt wurde.

### 3.5 Ausblick

In der Zukunft soll ein Doppeldurchgang mit PCM wie oben beschrieben durchgeführt werden, nachdem die Pumpleistung des ersten Laserkopfes der Hauptverstärkerstufe durch den Einbau neuer Pumpdioden wiederhergestellt ist. Im Rahmen dieser Arbeit konnte auf den zeitaufwendigen Austausch der Pumpdioden durch die Herstellerfirma der Laserköpfe nicht gewartet werden. Trotzdem konnte die Fähigkeit des entwickelten MOPA-Systems, hohe Pulsenergien bei einer Wiederholrate von 400 Hz bei guter Strahlqualität und Frequenzstabilität zu erzeugen, gezeigt werden. Um die Spezifikation einer Ausgangspulsenergie von 1 J erreichen zu können, wird anschließend eine Erhöhung der Pumpleistung der Laserköpfe der Hauptverstärkerstufe vorgenommen. Die Verstärkungsrechnung sagt eine Erhöhung der Pumpspitzenleistung auf 13,5 kW (aktuell 7,8 kW) voraus, um eine Pulsenergie von  $E_{\text{out}} = 1 \text{ J}$  zu erreichen. Hierbei wird von einer Eingangspulsenergie in die Hauptverstärkerstufe von  $E_{\text{in}} = 43 \text{ mJ}$  und einem aufgrund der Pulsenergie nach dem Einfachdurchgang zu erwartenden Reflexionsgrad der PCM von  $R = 88 \%$  ausgegangen [84]. Die in dieser Arbeit erfolgten Voruntersuchungen zu kerndotierten Nd:YAG-Keramikstäben (siehe Kapitel 3.1.2) versprechen eine Erhöhung der Effizienz des Lasersystems. Um diese integrieren zu können, muss eine Optimierung der Laserköpfe in Hinsicht auf die verwendeten Kerndurchmesser erfolgen. Zusätzlich steht neben dem bisher verwendeten gasförmigen Schwefelhexafluorid ein Quarzstab<sup>1</sup> als ein weiterer phasenkonjugierender Spiegel auf der Basis der SBS zur Verfügung. Über die hervorragenden phasenkonjugierenden Eigenschaften dieses Stoffes kann in [85] nachgelesen werden. Der Quarzstab hat eine Länge von 320 mm und einen Durchmesser von 12,7 mm. Der Brechungsindex beträgt  $n_{1064 \text{ nm}} = 1,45$ . Dieser weist in den bisherigen Voruntersuchungen eine höhere thermische Stabilität als  $\text{SF}_6$  bei ähnlichen Reflexionsgraden auf. Auf diese Weise soll erreicht werden, dass in der Zukunft das MOPA-System die angestrebten Parameter über einen langen Zeitraum bereitstellen kann.

---

<sup>1</sup>  $\text{SiO}_2$

## 4 Zusammenfassung

Der Einsatz eines hochauflösenden Wasserdampf-DIAL zur dreidimensional hochaufgelösten Messung der atmosphärischen Wasserdampfkonzentration leistet einen wichtigen Beitrag zur Verbesserung der Niederschlagsprognosen und zum besseren Verständnis des Klimas der Erde. Hierfür werden leistungsstarke Laser im Wellenlängenbereich von 810-820 nm und 920-940 nm benötigt. Diese Wellenlängenbereiche lassen sich gut mit Titan-Saphir-Lasern und optisch parametrischen Oszillatoren (OPO) abdecken. Beide Quellen benötigen leistungsfähige Pumplaser. Die Entwicklung eines Pumplasers, welcher sich für diese Aufgabe eignet, wird mit dieser Arbeit vorangetrieben. In der letzten Entwicklungsstufe soll der Pumplaser Pulsdauern zwischen 10-100 ns, eine hohe Frequenzstabilität ( $< 10$  MHz) und eine gute Strahlqualität ( $M^2 < 2$ ), eine Ausgangsleistung von 400 W bei einer Wellenlänge von 1  $\mu\text{m}$  und eine Wiederholrate von 400 Hz ( $E_{\text{out}} = 1$  J) aufweisen.

Als Laserkonzept fiel die Entscheidung auf ein MOPA<sup>1</sup>-System auf der Basis von transversal gepumpten Laserstäben. Hierfür ist zunächst eine Auswahl an in Frage kommenden Lasermaterialien getroffen worden. Yb:YAG mit unterschiedlichen Dotierungsgraden und kerndotierte Nd:YAG-Keramik mit verschiedenen dotierten Kerndurchmessern wurden untersucht. Trotz der langen Fluoreszenzlebensdauer von  $\tau_f = 1$  ms ist Yb:YAG kein geeignetes Material, um Nanosekundenpulse mit Pulsenergien im Joulebereich zu erzeugen. Rechnungen auf der Grundlage der Ratengleichungen zeigen, dass die thermische Besetzung und die große Sättigungsenergie von Yb:YAG sehr große Hindernisse zur Realisierung von Nanosekundenpulsen in Laserstäben darstellen.

Für kerndotierte Keramikstäbe hingegen konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmalig demonstriert werden, dass bei Verwendung von Gaußstrahlen in transversal gepumpten Verstärkern die Extraktion der gespeicherten Energie deutlich gesteigert werden kann. Es konnte beim Vergleich von einem konventionellen Stab mit HR-Spiegel mit einem 3 mm kerndotierten Stab mit einem phasenkonjugierenden Spiegel (PCM) eine Erhöhung der Strahldichte im Doppeldurchgang um einen Faktor von 2 realisiert werden.

Jedoch gibt es noch offene Fragen im Bezug auf die inhomogene Verstärkung in den kerndotierten Stäben. Weitere Arbeiten zur Umsetzung eines MOPA-Systems werden im Rahmen dieser Arbeit daher mit konventionellen Nd:YAG-Stäben durchgeführt. Um die oben aufgeführten Parameter zu erreichen wird ein Nd:YAG MOPA-Lasersystem realisiert. Zunächst wurden verschiedene stabile Linear- und Ringoszillatoren untersucht. Die

---

<sup>1</sup> Master Oscillator Power Amplifier.

Doppelkopfoszillatoren mit Kompensation der Doppelbrechung sind deutlich effizienter. Aus diesen konnte bei gleichbleibender Strahlqualität mehr als das Doppelte an Pulsenergie extrahiert werden. Ein als Ring realisierter Doppelkopfoszillator ist der für das injection seeding angemessenere Resonator. Der aufgebaute Doppelkopfringoszillator emittierte eine Pulsenergie von  $E_{\text{out}} = 21$  mJ bei einer Pulslänge von  $t_p = 24$  ns und einer Strahlqualität von  $M^2 < 1,2$ . Die für das Pumpen eines OPO und die Verwendung von PCMs notwendige Frequenzstabilisierung dieses Oszillators erfolgte mit der Methode nach Pound-Drever-Hall. Eine Frequenzstabilität von 1,0 MHz (rms) konnte auf diese Weise erzielt werden. Damit ist zum ersten Mal eine Frequenzstabilisierung eines gepulsten Nd:YAG-Oszillators mit dieser Präzision und in diesem Leistungsbereich demonstriert worden.

Die Verstärkung der Pulse des frequenzstabilisierten Ringoszillators erfolgte in zwei verschiedenen Varianten. In beiden Varianten wird die Laserstrahlung zwischen Oszillator und Hauptverstärker vorverstärkt. In Aufbau I wurde die Laserstrahlung mit einem Laserkopf im Doppeldurchgang vorverstärkt. Die anschließend folgende Hauptverstärkung erfolgte in zwei doppelbrechungskompensierten Laserköpfen. Der Doppeldurchgang wurde durch einen PCM auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung realisiert, um die Phasenstörungen in dem thermisch belasteten Lasermaterial kompensieren zu können. Hiefür stand als PCM Schwefelhexafluorid zur Verfügung. Mit diesem frequenzstabilisierten MOPA-System konnte eine Ausgangspulsenergie von  $E_{\text{out}} = 250$  mJ bei einer Wiederholfrequenz von 400 Hz und einer Strahlqualität von  $M^2 < 1,8$  erzielt werden.

Um die Effizienz des Systems steigern zu können, wurde in Aufbau II ein zweiter Laserkopf in die Vorverstärkerstufe integriert. Mit Hilfe doppelbrechungskompensierter Vorverstärker konnte der Laserpuls des Oszillators auf  $E_{\text{out}} = 52$  mJ bei einer Strahlqualität von  $M^2 < 1,2$  verstärkt werden. Anschließend konnte nur eine Verstärkung der Laserstrahlung im Einfachdurchgang durch die Hauptverstärkerstufe realisiert werden, da ein Defekt der Pumpdioden auftrat. Hier wurde bereits im Einfachdurchgang eine Energie von 208 mJ erreicht. Im nicht mehr durchzuführenden Doppelpassexperiment wären 410 mJ erwartet worden.

Trotz der aufgetretenen Degradation der Pumpdioden wurde ein bisher einmaliges Lasersystem entwickelt. In der Literatur sind die erreichte Frequenzstabilität (1 MHz), Strahlqualität ( $M^2 < 1,8$ ) und Leistung (100 W bei 400 Hz) in dieser Kombination bisher nicht dokumentiert. Es wurde gezeigt, dass durch eine Erhöhung der Pumpleistung der Hauptverstärker bei gleichbleibender Laserkonfiguration das Ziel einer Pulsenergie von 1 J in der Zukunft verwirklicht werden kann.

## 5 Literaturverzeichnis

- [1] Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, [www.dlr.de](http://www.dlr.de) (2007)
- [2] Leibniz Institute for Tropospheric Research, [www.ift.de](http://www.ift.de) (2007)
- [3] E. D. Black, “An Introduction to Pound-Drever-Hall laser frequency stabilization”, *American Journal of Physics*, Vol. **69**, Nr. 1, 79-87 (2001)
- [4] T. Kellner, “Nd:dotierte Grundzustandslaser: Frequenzverdopplung im kontinuierlichen und modensynchronisierten Betrieb”, Dissertation, Universität Hamburg (2000)
- [5] A. A. Kaminskii, “Laser Crystals”, Springer (1990)
- [6] H. W. Bruesselbach et al., “low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers”, *IEEE J.Quantum Electronics*, Vol. **3**, pp. 105-116 (1997)
- [7] M. Ostermeyer, A. Straesser, “Theoretical investigation of Yb:YAG as laser material for nanosecond pulse emission with large energies in the joule range”, *Optics Communications*, Vol. **274**, pp. 422-428 (2007)
- [8] N. Hodgson, H. Weber, “Laser Resonators and Beam Propagation”, Springer, 2<sup>th</sup> Edition (2005)
- [9] N. Hodgson, H. Weber, “Measurement of extraction efficiency and excitation efficiency of lasers”, *Journal of Modern Optics*, Vol. **35**, pp. 807-813 (1988)
- [10] N. Hodgson, H. Weber, “Influence of spherical aberration of the active medium on the performance of Nd:YAG lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. **29**, 2497 (1993)
- [11] W. Koechner, “Solid-State Laser Engineering”, Springer, 5<sup>th</sup> Edition (1999)
- [12] A. E. Siegman, “Lasers”, University Science Books (1986)
- [13] L. M. Osterink, L. M. Foster, “Thermal effects and transverse mode control in a Nd:YAG laser”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **12**, pp. 128-131 (1968)
- [14] P. W. Miloni, J. H. Eberly, “Lasers”, John Wiley & Sons (1988)
- [15] L. Bergmann, C. Schaefer, “Optik”, de Gruyter (2004)
- [16] V. Magni, “Multielement stable resonators containing a variable lens”, *Journal Optical Society of America*, Vol. **4**, No. 10 (1987)
- [17] S. De Silvestri, “Rod thermal lensing effects in solid-state laser ring resonators”, *Optics Communications*, Volume **65**, No. 5 (1988)
- [18] W. D. Brewer, “nicht lineare Optik”, Lecture Notes/Vorlesung (1999)

- [19] S. Döring, "Frequenzstabilisierte gepulste Festkörperlaseroszillatoren für Präzisionsmessungen in der Fernerkundung", Diplomarbeit, Universität Potsdam (2006)
- [20] P. Burdack, "Einfrequenter monolithischer Ringlaser für Weltraumanwendungen", Dissertation, Universität Hannover (2004)
- [21] R. W. P. Drever, J. L. Hall, "Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical Resonator", *Applied Physics B*, Vol. **31**, pp. 97-105 (1983)
- [22] L. M. Frantz, J. S. Nodvik, "Theory of pulse propagation in a laser amplifier", *Journal of Applied Physics*, Vol. **34**, pp. 2346-2349 (1961)
- [23] J. P. Campbell, L. G. DeShazer, "Near Fields of Truncated-Gaussian Apertures", *Journal of the Optical Society of America*, Vol. **59**, pp. 1427 (1969)
- [24] W. Kaiser, M. Maier, "Stimulated Rayleigh, Brillouin and Raman Spectroscopy", *Laser Handbook* edited by F. T. Arecchi, E. O. Schulz-Dubois, North Holland, Amsterdam (1972)
- [25] C. L. Tang, "Saturation an spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process", *Journal of Applied Physics*, Vol. **37**, pp. 2945 (1966)
- [26] A. Heuer, "Phasenkonjugierende Spiegel auf Basis der stimulierten Brillouin-Streuung in optischen Wellenleitern", Dissertation, Universität Potsdam (1998)
- [27] A. Heuer, R. Menzel, "Principles of Phase conjugating Brillouin Mirrors" in "Phase Conjugate Laser Optics", edited by A. Brignon, J. P. Huignard, John Wiley & Sons (2004)
- [28] D. Udaiyan, R. P. M. Green, D. H. Kim, M. J. Damzen, "Double-pumped phase conjugation in inverted Nd:YAG", *Journal of Optical Society of America B*, Vol. **13**, pp. 1766 (1996)
- [29] G. C. Valley, "A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. **22**, pp. 704-712 (1986)
- [30] M. Ostermeyer, "Nd:YAG und Nd:YALO Laseroszillatoren im transversalen Grundmodebetrieb unter Einsatz phasenkonjugierender SBS-Spiegel", Dissertation, Universität Potsdam (1998)
- [31] A. Kummrow, H. Meng, "Pressure dependence of stimulated Brillouin backscattering in gases", *Optics Communication*, Vol. **83**, pp. 342-348 (1991)
- [32] R. Menzel, H. J. Eichler, "Temporal and spatial reflectivity of focused beams in stimulated Brillouin scattering for phase conjugation", *Physical Review A*, Vol. **46**, pp. 7139-7149 (1992)
- [33] T. R. Moore, R. W. Boyd, "Three dimensional simulations of stimulated Brillouin scattering with focused Gaussian beams", *The Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials*, Vol. **5**, pp. 387-408 (1996)

- [34] S. Afshaarvahid, A. Heuer, R. Menzel, J. Munch, "Temporal structure of stimulated-Brillouin-scattering reflectivity considering transversal-mode development", *Physical Review A*, Vol. **64**, 043803-1-5 (2001)
- [35] J. Schultheiß, "Phasenkonjugierende Spiegel auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung für kleine Pumpleistungen", Diplomarbeit, Universität Potsdam (1997)
- [36] J. J. Kasinski, R. L. Burnham "Near-diffraction-limited, high-energy, high-power, diode-pumped laser using thermal aberration correction with aspheric diamond-tuned optics", *Appl. Opt.*, Vol. **35**, pp. 5949-5954 (1996)
- [37] H. L. Offerhaus, H. P. Godfried, W. J. Witteman, "All solid-state diode pumped Nd:YAG MOPA with stimulated brillouin phase conjugate mirror", *Optics Communications*, Vol. **128**, pp. 61-65 (1996)
- [38] R. St. Pierre, et al., "Diode array pumped kilowatt laser", *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, Vol. **3**, pp. 53-58 (1997)
- [39] S. Seidel, N. Kugler, "Nd:YAG 200-W average-power oscillator-amplifier system with stimulated-Brillouin-scattering phase conjugation and depolarization compensation", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, Vol. **14**, pp. 1885-1888 (1997)
- [40] K. Tei, et al., "Diode-pumped 250-W zigzag slab Na:YAG oscillator-amplifier system", *Optics Letters*, Vol. **23**, pp. 514-516 (1998)
- [41] K. Tei, et al., "Nd:YAG oscillator-amplifier system with a passive ring self-pumped phase-conjugate mirror", *Optics Letters*, Vol. **25**, pp. 481-483 (2000)
- [42] R. F. Teehan, J. C. Bienfang, C. A. Denman, "Power scaling and frequency stabilization of an injection-locked Nd : YAG rod laser", *Applied Optics*, Vol. **39**, pp. 3076-3084 (2000)
- [43] S. Konno, S. Fujikawa, K. Yasui, "206 W continuous-wave TEM<sub>00</sub> mode 1064 nm beam generation by a laser-diode-pumped Nd:YAG rod laser amplifier", *Applied Physics Letters*, Vol. **79**, pp. 2696-2697 (2001)
- [44] K. Furuta, T. Kojima, S. Fujikawa, J. I. Nishimae, "Diode-pumped 1 kW Q-switched Nd:YAG rod laser with high peak power and high beam quality", *Appl. Opt.*, Vol. **44**, pp. 4119-4122 (2005)
- [45] H. Kiriyaama, et al., "360-W average power operation with a single-stage diode-pumped Nd:YAG amplifier at 1-kHz repetition rate", *Opt. Lett.*, Vol. **28**, pp. 1671-1673 (2003)
- [46] H. Kiriyaama, et al., "Design and operation of high-energy and high-average-power diode-pumped single Nd : YAG amplifier with stimulated-brillouin-scattering phase conjugate mirror", *Japanese Journal of Applied Physics*, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. **44**, pp. 7464-7471 (2005)

- [47] V. I. Kovalev, R. G. Harrison, A. M. Scott, “300 W quasi-continuous-wave diffraction-limited output from a diode-pumped Nd:YAG master oscillator power amplifier with fiber phase-conjugate stimulated Brillouin scattering mirror”, *Opt. Lett.*, Vol. **30**, pp. 3386-3388 (2005)
- [48] R. St. Pierre, et al., “4 kW Phase Conjugated MOPA Laser”, *CLEO*, Long Beach (2006)
- [49] G. A. Bogomolova, D. N. Vylegzhanin, A. A. Kaminskii, “Spectral and lasing investigations of garnets with Yb<sup>3+</sup> ions”, *Sov. Phys. JETP*, Vol. **42**, pp. 440-446 (1976)
- [50] M. C. Wu, N. A. Olsson, D. Sivco, A.Y. Cho, “A 970-nm strained-layer InGaAs/GaAlAs quantum-well laser for pumping an erbium-doped optical amplifier”, *Appl. Phys.*, Vol. **56**, pp. 221-223 (1990)
- [51] D. S. Sumida, et al., “Diode-pumped Yb:YAG catches up with Nd:YAG”, *Laser Focus World*, pp. 63-70 (1999)
- [52] H. Bruesselbach, D. S. Sumida, “69-W-average-power Yb:YAG laser”, *Opt. Letters*, Vol. **21**, pp. 480-482 (1996)
- [53] D. S. Sumida, et al., “High-power Yb:YAG rod oscillators and amplifiers”, *Proc. SPIE*, Vol. **3265**, pp. 100-105 (1998)
- [54] K. Contag, et al., “Theoretical modelling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser”, *Quantum Electronics*, Vol. **29**, pp. 697-703 (1999)
- [55] M. Karszewski, et al., “100 W TEM<sub>00</sub> Operation of Yb:YAG Thin Disc Laser with High Efficiency”, *AMC3*, pp. 82-84 (1997)
- [56] C. Bibeau, et al., “High-average-power 1 μm performance and frequency conversion of a diode-end-pumped Yb:YAG laser”, *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. **34**, pp. 2010-2019 (1998)
- [57] G. D. Goodno, S. Palese, J. Harkenrider, H. Injeyan, “Yb:YAG power oscillator with high brightness and linear polarization”, *Optic Letters*, Vol. **26**, pp. 1672-1674 (2001)
- [58] R. J. Beach, “Optimization of Quasi-Three Level End-Pumped Q-Switched Lasers”, *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. **31**, pp. 1606-1613 (1995)
- [59] T. Y. Fan, S. Klunk, G. Henein, “Diode-pumped Q-switched Yb:YAG laser”, *Optic Letters*, Vol. **18**, pp. 423-425 (1993)
- [60] T. J. Fan, “Cooled Yb:YAG for high-power solid-state lasers”, *Proc. SPIE.*, Vol. **3381**, pp. 200-205 (2000)
- [61] R. Menzel, “*Photonics Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*”, Springer (2001)
- [62] A. Straesser, M Ostermeyer, “Yb:YAG as material to generate pulsed laser radiation with energies in the Joule range”, *CLEO/Europe*, Munich (2005)



- [63] J. Lu, M. Prabhu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A. Kudryashov, A. A. Kaminski, "Potential of Ceramic YAG Lasers", *Laser Physics*, Vol. **78**, pp. 1053-1057 (2001)
- [64] A. Ikesue, "Synthesis and Performance of Advanced Ceramic Lasers", CLEO, Baltimore (2007)
- [65] I. Shoji, S. Kurimura, Y. Sato, T. Taira, "Optical properties and laser characteristics of highly Nd<sup>3+</sup>-doped Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> ceramics", *Applied Physics Letters*, Vol. **77**, pp. 939-941 (2000)
- [66] J. Lu, et al., "High-Power Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> Ceramic Laser", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. **39**, pp. 1048-1050 (2000)
- [67] J. Lu, et al., "110 W ceramic Nd<sup>3+</sup>:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> laser", *Appl. Phys. B*, Vol. **79**, pp. 25-28 (2004)
- [68] H. Li, et al., "Experimental 511 W Composite Nd:YAG Ceramic Laser", *Chin. Phys. Letters*, Vol. **22**, pp. 2565-2567 (2005)
- [69] H. Yagi, et al., "Side-Pumped Nd<sup>3+</sup>:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> Composite Ceramic Laser", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. **7**, pp. 207-209 (2006)
- [70] D. Kracht, et al., "Core-doped Ceramic Nd:YAG Laser", *Opt. Express*, Vol. **14**, pp. 2690-2694 (2006)
- [71] A. Sträßer, M. Ostermeyer, A. Scheikh Obeid, "Brightness Enhancement Using Core Doped Nd:YAG Ceramic Rods for Side Pumped Laser Heads in Laser Amplifiers and Oscillators", CLEO, Baltimore (2007)
- [72] Baikowski Chimie, BP501, F-74339 La Balme de Sillingy cedex, France
- [73] M. Ostermeyer, I. Brandenburg, "Simulation of the extraction of near diffraction limited Gaussian beams from side pumped core doped ceramic Nd:YAG and conventional laser rods", *Opt. Express*, Vol. **13**, pp. 10145-10156 (2005)
- [74] W. A. Clarkson, N. S. Felgate, D. C. Hanna, "Simple method for reducing the depolarisation loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers", *Optical Letters*, Vol. **24**, pp. 820-822 (1999)
- [75] A. Scheikh Obeid, "Einsatz kerndotierter Nd:YAG Laserstäbe in Laseroszillatoren zur Realisierung hoher Strahldichten", Diplomarbeit, Universität Potsdam (2006)
- [76] W. C. Scott, M. de Wit, "Birefringence Compensation and TEM<sub>00</sub> Mode Enhancement in a Nd:YAG Laser", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. **18**, pp. 3-4 (1971)
- [77] M. Ostermeyer, G. Klemz, P. Kubina, R. Menzel, "Quasi-continuous-wave birefringence-compensated single- and double-rod Nd:YAG lasers", *Applied Optics*, Vol. **36**, pp. 7573-7582 (2002)
- [78] L. A. Rahn, "Feedback stabilization of an injection-seeded Nd:YAG laser," *Applied Optics*, Vol. **24**, pp. 940-942 (1985)

- [79] T. Schröder, et. al, "Frequency jitter and spectral width of an injection-seeded Q-switched Nd:YAG laser for a Doppler wind lidar," *Applied Physics B*, Vol. **87**, pp. 437-444 (2007)
- [80] S. W. Henderson, E. H. Yuen, and E. S. Fry, "Fast resonance-detection technique for single-frequency operation of injection-seeded Nd:YAG lasers," *Optic Letters*, Vol. **11**, pp. 715-717 (1986)
- [81] T.W. Hänsch, and B. Couillaud, "Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity," *Optics Communications*, Vol. **35**, pp. 441-444 (1980)
- [82] V. Wulfmeyer, M. Randall, "2- $\mu$ m Doppler lidar transmitter with high frequency stability and low chirp", *Opt. Lett.*, Vol. **25**, pp. 1228-1230 (2000)
- [83] A. Sträßer, T. Waltinger, M. Ostermeyer, "Injection seeded frequency stabilized Nd:YAG ring oscillator following a Pound-Drever-Hall scheme", *Applied Optics*, Vol. **46**, pp. 8358-8363 (2007)
- [84] D. C. Jones, "Characterisation of Liquid Brillouin Media at 532 nm", *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, Vol. **6**, pp. 69-79 (1997)
- [85] H. Yoshida, H. Fujita, M. Nakatsuka, K. Yoshida, " Stimulated Brillouin scattering phase-conjugated wave reflection from fused-silica glass without laser-induced damage", *Opt. Eng.*, Vol. **36**, pp. 2557-2562 (1997)

## Publikationsliste

### Veröffentlichungen:

A. Sträßer and M. Ostermeyer, "Improving the brightness of side pumped power amplifiers by using core doped ceramic rods", *Optics Express*, Vol. **14**, pp. 6687- 6693 (2006)

P. Kappe, A. Straesser and M. Ostermeyer, "Investigation of the impact of SBS-parameters and loss modulation on the mode locking of an SBS-laser oscillator", *Laser and Particle Beams*, Vol. **25**, pp. 107 - 116 (2007)

M. Ostermeyer, A. Straesser, "Theoretical investigation of Yb:YAG as laser material for nanosecond pulse emission with large energies in the joule range", *Optics Communications*, Vol. **274**, pp. 422-428 (2007)

A. Sträßer, T. Waltinger, M. Ostermeyer, "Injection seeded frequency stabilized Nd:YAG ring oscillator following a Pound-Drever-Hall scheme", *Applied Optics*, Vol. **46**, pp. 8358-8363 (2007)

A. Sträßer, A. Scheikh Obeid, M. Ostermeyer, "Core doped Nd:YAG ceramic rods in side pumped laser amplifiers", submitted to *Laser and Particle Beams* (2007)

### Vorträge:

K. Nicklaus, H.-D. Hoffmann, R. Meyer, A. Sträßer, C. Warias, P. Loosen, R. Poprawe, "Pulsed High Power Solid State Laser for High-Speed Precision Machining", *Proceedings of the 2nd International WLT-Conference on Lasers* (2003)

M. Ostermeyer, I. Brandenburg, A. Sträßer, "Design recommendations for high average power, high pulse energy diode pumped Nd:YAG-MOPA systems emitting ns-pulses", Cleo/Pacific Rim 2005, Tokyo (Japan), (14.07.2005)

Martin Ostermeyer, Alexander Sträßer, Ingo Brandenburg, "Pulsed diode pumped solid state MOPA-systems with high brilliance for remote sensing applications", *Photonics West 2006* (invited presentation), San José (USA), (26.01.2006)

A. Strässer, M. Ostermeyer, "Kerndotierte Nd:YAG Keramik-Stäbe im transversal gepumpten Verstärker Betrieb", Frühjahrstagung der DPG, Frankfurt am Main (14.03.2006)

A. Scheikh Obeid, A. Sträßer, M. Ostermeyer, "Charakterisierung von kerndotierten Nd:YAG-Keramik Laserstäben", Frühjahrstagung der DPG, Frankfurt am Main (14.03.2006)

M. Ostermeyer, P. Kappe, A. Strässer, "SBS in the temporal and spatial domain: Mode locking of an SBS-laser oscillator and Compensation of phase distortions in core doped ceramic Nd:YAG amplifier rods", 1st workshop an SBS phase conjugate waves (invited presentation), Daejeon (South Korea), (16.08.2006)

A. Sträßer, M. Ostermeyer, "Kerndotierte Nd:YAG Keramik-Stäbe im transversal gepumpten Verstärker Betrieb", *Laser-Summerschool*, Hannover (2006)

A. Strässer, M. Ostermeyer, "Erhöhung der Strahldichte im Laseroszillator und Verstärker durch den Einsatz von kerndotierten Nd:YAG Keramikstäben", Frühjahrstagung der DPG, Duesseldorf (19.03.2007)

A. Sträßer, A. Scheikh Obeid, M. Ostermeyer, "Brightness Enhancement Using Core Doped Nd:YAG Ceramic Rods for Side Pumped Laser Heads in Laser Amplifiers and Oscillators", CLEO/QELS 2007 in Baltimore (USA), (10.05.2007)

A. Straesser, M Ostermeyer, "Improved saturation in side pumped rod amplifiers using core doped Nd:YAG ceramic rods", CLEO 2007, München (18.06.2007)

## **Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen Personen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Professor Ostermeyer, der mir die Anfertigung dieser Arbeit am Institut für Physik der Universität Potsdam ermöglicht hat und mich jederzeit engagiert und geduldig betreute. Herrn Professor Menzel danke ich für seine Unterstützung und Motivation.

Für die harmonische Arbeitsatmosphäre möchte ich mich bei der ganzen Arbeitsgruppe Photonik bedanken. Bei den Herren Doktoren Spitz, Kappe und Heuer bedanke ich mich für die fachlichen und nicht fachlichen Gespräche und Korrekturen an dieser Arbeit.

Danken möchte ich meiner Familie für die liebevolle Unterstützung über die vielen Jahre des Studiums und der Promotion.

Danke Corina.