

# **Kontinuierlich angeregte und aktiv gütegeschaltete Oszillator-Verstärker-Systeme hoher Strahldichte durch Einsatz von Faser-Phasenkonjugatoren**

von  
**Dipl.-Ing. Enrico Risse**  
aus Strausberg

von der Fakultät II – Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Berlin  
zur Erlangung des akademischen Grades  
**Doktor der Ingenieurwissenschaften**  
– **Dr.-Ing.** –

genehmigte Dissertation

## **Promotionsausschuß:**

Vorsitzender: Prof. Dr. P. Zimmermann  
Berichter/Gutachter: Prof. Dr. H.J. Eichler  
Berichter/Gutachter: Prof. Dr. J. Sahn

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 16. 10. 2003

Berlin 2003

D 83



*Für Jana und Johannes*



# Inhaltsverzeichnis

|           |  |    |
|-----------|--|----|
| <b>1.</b> | <b>Einleitung</b> .....  | 1  |
| <b>2.</b> | <b>Strahlqualität</b> .....  | 5  |
| 2.1       | Charakterisierung der Strahlqualität.....                          | 6  |
| 2.2       | Bestimmung der Strahlqualität nach ISO 11146.....                  | 7  |
| <b>3.</b> | <b>Stimulierte Brillouin-Streuung und Phasenkongjugation</b> ..... | 13 |
| 3.1       | Spontane und stimulierte Brillouin-Streuung.....                   | 13 |
| 3.1.1     | Spontane Brillouin-Streuung.....                                   | 15 |
| 3.1.2     | Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS).....                          | 18 |
| 3.1.3     | Theoretische Beschreibung der SBS.....                             | 19 |
| 3.1.4     | Schwellverhalten für SBS.....                                      | 22 |
| 3.2       | Phasenkongjugation und phasenkongjugierende Spiegel.....           | 24 |
| 3.2.1     | Theoretische Beschreibung der Phasenkongjugation.....              | 25 |
| 3.3       | Phasenstörungskompensation durch Phasenkongjugation.....           | 27 |
| <b>4.</b> | <b>Multimode-Quarzglasfasern als Phasenkongjugatoren</b> .....     | 31 |
| 4.1       | Faseraufbau.....   | 31 |
| 4.2       | SBS in Multimode-Quarzglasfasern.....                              | 35 |
| 4.2.1     | Schwellverhalten von Multimode-Quarzglasfasern für SBS.....        | 35 |
| 4.3       | Reflexionseigenschaften von Multimode-Quarzglasfasern.....         | 38 |
| 4.3.1     | Meßaufbau zur Untersuchung der Reflexionseigenschaften.....        | 38 |
| 4.3.2     | Meßergebnisse.....   | 39 |
| <b>5.</b> | <b>Nd:YAG als aktives Medium</b> .....                             | 43 |
| 5.1       | Thermische Linsenwirkung.....                                      | 43 |
| 5.2       | Spannungsdoppelbrechung.....                                       | 46 |
| 5.3       | Bifokussierung.....  | 47 |
| 5.4       | Depolarisation.....  | 48 |
| 5.5       | Charakterisierung der verwendeten Pumpkavitäten.....               | 50 |

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| 5.5.1     | Lampengepumpte Nd:YAG-Kavitäten.....  | 50         |
| 5.5.1.1   | Experimentelle Bestimmung der thermischen Linsenwirkung.....                                    | 52         |
| 5.5.2     | Diodengepumpte Nd:YAG-Kavitäten.....  | 56         |
| <b>6.</b> | <b>Kontinuierlich angeregte Oszillator-Verstärker-Systeme mit Faser-Phasenkonjugatoren.....</b> | <b>57</b>  |
| 6.1       | MOPA-Konzept mit Phasenkonjugation.....   | 57         |
| 6.2       | Master-Oszillator mit akustooptischer Güteschaltung.....  | 58         |
| 6.2.1     | Räumliches Lochbrennen (Spatial hole burning).....  | 59         |
| 6.2.2     | Ringresonator.....  | 60         |
| 6.2.3     | Spektrale Einengung und Kohärenzlänge.....  | 63         |
| 6.2.4     | Akustooptische Güteschaltung.....   | 66         |
| 6.2.5     | Strahlqualität.....   | 69         |
| 6.3       | Optische Diode.....   | 70         |
| 6.4       | Verstärkeranordnungen und Theorie der Verstärkung.....  | 71         |
| 6.5       | Einfach-Pass mit Single-Verstärker.....   | 73         |
| 6.5.1     | Bestimmung des Kleinsignal-Verstärkungsfaktors $G_0$ .....                                      | 74         |
| 6.5.2     | Depolarisation.....   | 75         |
| 6.6       | Doppel-Pass mit Single-Verstärker.....  | 78         |
| 6.6.1     | Depolarisationskompensation.....  | 78         |
| 6.7       | Einfach-Pass mit zwei Verstärkern in serieller Anordnung.....                                   | 80         |
| 6.7.1     | Depolarisationskompensation.....  | 80         |
| 6.7.2     | Strahlqualität.....   | 82         |
| 6.8       | Doppel-Pass mit zwei Verstärkern und Phasenkonjugation.....                                     | 84         |
| 6.9       | Vierfach-Pass mit zwei Verstärkern und Phasenkonjugation.....                                   | 86         |
| 6.10      | Vierfach-Pass mit vier Verstärkern und Phasenkonjugation.....                                   | 88         |
| 6.11      | Technisches Anwendungspotential und Ausblick.....   | 91         |
| <b>7.</b> | <b>Zusammenfassung.....</b>   | <b>95</b>  |
| <b>8.</b> | <b>Publikationen, Vorträge und Messeexponate.....</b>   | <b>99</b>  |
| <b>9.</b> | <b>Literaturverzeichnis.....</b>  | <b>101</b> |
|           | <b>Danksagung.....</b>  | <b>107</b> |
|           | <b>Lebenslauf.....</b>  | <b>109</b> |

# 1

## Einleitung

Die moderne Lasertechnik ist heute sowohl aus Industrie, Medizin und Forschung als auch aus kulturellen Lebensbereichen nicht mehr wegzudenken. Ein großes Anwendungsfeld ist dabei die industrielle Materialbearbeitung. Hier wachsen, wie bei allen anderen Anwendungsgebieten auch, ständig die Anforderungen an die physikalischen und technischen Eigenschaften der eingesetzten Festkörperlasersysteme.

Von großem Interesse ist vor allem die Bereitstellung einer hohen mittleren Ausgangsleistung und einer hohen Strahldichte (Brillanz). Die Strahldichte, als Maß für die Bündelung und Intensität von Laserstrahlung, hängt linear von der mittleren Laserausgangsleistung und quadratisch von der Strahlqualität ab. Daher führt eine Erhöhung der Strahlqualität zu einer deutlichen Verbesserung der Strahldichte.

Die Strahlqualität eines Laserstrahles wird durch das Produkt aus Strahltaillenradius und Fernfelddivergenz beschrieben (Strahlparameterprodukt). Diesem wird durch die Beugung eine untere Schranke gesetzt. Erreicht ein Strahlungsfeld diese Schranke, wird es als beugungsbegrenzt bezeichnet. Eine Bewertungsgröße zur Charakterisierung der Strahlqualität stellt die Beugungsmaßzahl  $M^2$  dar. Die theoretische Beugungsgrenze eines Strahlungsfeldes entspricht dabei  $M^2 = 1$  [1.1].

Reale Lasersysteme erreichen jedoch vielfach die Beugungsgrenze nicht und sind daher durch  $M^2 > 1$  gekennzeichnet. Eine Ursache der reduzierten Strahlqualität liegt in den thermisch induzierten Störungen innerhalb des verwendeten laseraktiven Mediums. So zeigen kommerzielle Hochleistungs-Festkörperlasersysteme je nach Ausgangsleistung eine bis zu 80-fach geringere Strahlqualität als die theoretisch mögliche Beugungsgrenze [1.2].

Für kommerzielle lampengepumpte Systeme in kontinuierlicher Anregung stehen beispielsweise derzeit optische Ausgangsleistungen zwischen 500 W und 6 kW auf dem Markt zur Verfügung jedoch mit einer Beugungsmaßzahl  $M^2$  zwischen 35 und 74 [1.3]. Um die thermisch induzierten Phasenstörungen zu verringern, kann das aktive Medium mit Laserdioden angeregt werden. Das ermöglicht eine verbesserte Strahlqualität und eine erhöhte Anregungseffizienz gegenüber Systemen, die mit Blitz- oder Bogenentladungslampen angeregt werden. Zusätzlich ermöglichen spezielle Pumpgeometrien eine Reduktion der Phasenstörungen. So konnte durch Optimierung des Scheibenlaserkonzeptes bei einer Steigerung der mittleren Ausgangsleistung von 590 W auf über 1 kW die Strahlqualität auf  $M^2 < 7$  verbessert werden [1.4]. Ein entwickeltes Yb:YAG-Zweistabsystem mit Doppelbrechungskompensation liefert eine kontinuierliche Ausgangsleistung von 1080 W mit  $M^2 < 13,5$  [1.5]. Beide Laserstäbe werden über undotierte Enden bis 3,9 kW gepumpt. Durch akustooptische Güteschaltung werden Repetitionsraten bis 10 kHz mit einer Ausgangsleistung von 530 W mit  $M^2 < 2,2$  realisiert. In [1.6] wird über ein doppelbrechungskompensiertes Nd:YAG-Zweistabsystem mit einer Ausgangsleistung von 208 W und nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität berichtet.

Die Mehrzahl dieser Forschungsaktivitäten zur Verbesserung der Strahlqualität von Hochleistungs-Festkörperlaser-Systemen zielen auf eine Reduktion der thermisch induzierten Störungen im aktiven Lasermedium. Die verbleibenden Phasenstörungen führen aber zwangsweise zu einer Verringerung der Strahlqualität. Die Phasenkonjugation auf der Basis der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS) ermöglicht jedoch die vollständige Kompensation der thermisch induzierten Störungen in Lasersystemen. Das laseraktive Medium wird dazu zweifach passiert. Erfolgt nach einmaligem Durchlauf einer Reduktion der Strahlqualität, wird diese nach der Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel (PCM) und nochmaligem Passieren des Lasermediums kompensiert.

Für Anwendungen in der Materialbearbeitung sind kontinuierlich angeregte und aktiv gütegeschaltete Festkörperlaser-Systeme mit hohen Repetitionsraten im Bereich zwischen 1 kHz und 100 kHz gewünscht. Hier besteht größter Bedarf an einer Verbesserung der Strahlqualität. Eine hohe Strahlqualität führt bei der Fokussierung der Laserstrahlung zu kleineren Strahldurchmessern und großer Tiefenschärfe (Rayleighlänge). Ein kontinuierlich angeregtes Lasersystem mit gleichzeitig hoher mittlerer Ausgangsleistung und hoher Repetitionsrate ermöglicht in Hinblick auf die Materialbearbeitung mit Lasern somit deutlich verkürzte Bearbeitungszeiten und gesteigerte Bearbeitungsqualität.

Darüber hinaus zeichnet sich ein kontinuierlich angeregtes System durch einen kompakten und preiswerten Aufbau im Vergleich zu gepulsten Systemen aus. Ein wesentlicher Aspekt ist dabei der technisch deutlich einfachere Aufbau der Lasernetzteile für den kontinuierlichen Betrieb.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist es daher, ein kontinuierlich angeregtes und aktiv geschaltetes Oszillator-Verstärker-System mit Repetitionsraten im Bereich mehrerer 10 kHz auf der Basis von Nd:YAG zu entwickeln und mit Hilfe der Phasenkonjugation eine Skalierung der mittleren Ausgangsleistung bei gleichzeitig hoher Strahlqualität zu realisieren.

Die kontinuierliche Anregung führt zu einer deutlich verminderten Verstärkung gegenüber gepulst angeregten Systemen. Insbesondere ist es schwierig, die gespeicherte Inversion der Verstärker effizient zu extrahieren, da die Pulsenergiedichten gegenüber gepulsten Systemen deutlich verringert sind.

Die bisher in den realisierten Oszillator-Verstärker-Systemen [1.7] als PCM's eingesetzten Flüssigkeitszellen ( $\text{CS}_2$ ), erfordern Pulsspitzenleistungen mehrerer kW, die nur im Pulsbetrieb erreicht werden können. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Faser-Phasenkonjugatoren machen jedoch aufgrund ihrer reduzierten Leistungsschwelle für die SBS in den Bereich einiger Hundert Watt Pulsspitzenleistung den Einsatz der Phasenkonjugation in kontinuierlich angeregten Oszillator-Verstärker-Systemen möglich. Bei den Faser-PCM's handelt es sich um kommerziell erhältliche Multimode-Quarzglasfasern mit Kerndurchmessern zwischen 25 und 100  $\mu\text{m}$ .

Im zweiten Kapitel werden zunächst die Grundlagen der Strahlqualität und deren Bestimmung nach der ISO-Norm 11146 beschrieben. Die theoretische Beschreibung der stimulierten Brillouin-Streuung und Phasenkonjugation findet sich in Kapitel drei. Hier werden die Grundlagen der spontanen und stimulierten Brillouin-Streuung dargestellt, um, darauf aufbauend, den Prozeß der Phasenkonjugation bzw. die Phasenstörungskompensation durch Phasenkonjugation zu beschreiben. In Kapitel vier werden die verwendeten Faser-Phasenkonjugatoren vorgestellt und deren Aufbau beschrieben. Es werden Experimente und Ergebnisse zur Bestimmung der Reflexionseigenschaften dieser Fasern dargestellt und diskutiert.

Das fünfte Kapitel beschreibt das aktive Lasermedium Nd:YAG. Hier werden thermische Linsenwirkung, Spannungsdoppelbrechung, Bifokussierung und Depolarisation ausführlich theoretisch beschrieben. Weiterhin werden die verwendeten Pumpkavitäten sowie die für deren Charakterisierung notwendigen Experimente vorgestellt. Das Kapitel sechs widmet sich den entwickelten Oszillator-Verstärker-Systemen. Beginnend mit der Darstellung des diodengepumpten Master-Oszillators, werden die verschiedenen realisierten Verstärkeranordnungen bezüglich ihrer Ausgangsleistungen und Strahlqualitäten beschrieben und Untersuchungen zur Kompensation der in Nd:YAG durch die Spannungsdoppelbrechung hervorgerufenen Depolarisation vorgestellt. Das Kapitel endet mit einer Zusammenstellung des technischen Anwendungspotentials und einem kurzen Ausblick für eine weiterführende Entwicklung dieser Systeme. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und dem Literaturverzeichnis.

# 2

## Strahlqualität

Laser können in verschiedenen transversalen elektromagnetischen Strahlungsfeldern oder Moden angeregt werden und emittieren. Der Grundmode  $TEM_{00}$  hat eine besonders einfache und für den Anwender geeignete Feldverteilung. Bei Resonatoren mit Hohlspiegeln weist der  $TEM_{00}$ -Mode in seiner Intensität transversal zur Ausbreitungsrichtung ein Gaußprofil auf (Gaußstrahl). Die Ausbreitung eines Gaußstrahles ist durch den Radius der Strahltaille  $w_0$  und durch die Wellenlänge  $\lambda$  bestimmt [2.1].

Laserstrahlen sind im Idealfall  $TEM_{00}$ -Gaußstrahlen. Reale Lasersysteme emittieren jedoch im allgemeinen Strahlprofile mit komplizierteren Intensitätsverteilungen. Ursache dafür kann das Anschwingen höherer transversaler Moden sein oder es können Amplitudenstörungen aufgrund einer inhomogenen Verstärkung des aktiven Lasermediums auftreten [2.1]. Alle diese Effekte führen zu einer Verringerung der Strahlqualität.

Aus der Bedeutung einer hohen Strahlqualität für viele Anwendungen, wie beispielsweise der industriellen Präzisionsmaterialbearbeitung, entsteht die Forderung, die Strahlqualität eines Lasers mit möglichst wenigen Bewertungsgrößen charakterisieren zu können, die darüber hinaus einfach, reproduzierbar und zuverlässig zu ermitteln sind.

Die Beugungsmaßzahl  $M^2$  (manchmal auch Strahlpropagationsfaktor  $K$  mit  $K=1/M^2$ ) stellt eine solche Kenngröße dar und ist ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung eines Laserstrahlungsfeldes bezüglich seiner Fokussierbarkeit und seines Divergenzverhaltens. Aufgrund der Beugung existiert für das Strahlparameterprodukt, welches das Produkt aus Strahltaillenradius und Fernfelddivergenzwinkel darstellt, eine untere Schranke. Diese wird als Beugungsgrenze bezeichnet.

Das Strahlungsfeld eines Lasers im transversalen Grundmode  $TEM_{00}$  zeichnet sich eben durch diese geringstmögliche, also beugungsbegrenzte, Fernfelddivergenz bei gegebenem Strahltaillenradius aus. Für eine solche Grundmodestrahlung ist die Beugungsmaßzahl  $M^2 = 1$ . Die Abweichung realer Lasersysteme von dieser Beugungsgrenze kann nun durch die Beugungsmaßzahl  $M^2 > 1$  beschrieben werden.

Im folgenden werden die wichtigen theoretischen Grundlagen zur Berechnung der Strahlqualität des Strahlungsfeldes eines Lasers beschrieben. Darüber hinaus wird die ISO-Norm 11146 zur Bestimmung der Strahlqualität vorgestellt, welche eine einheitliche Grundlage zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl  $M^2$  bietet.

## 2.1 Charakterisierung der Strahlqualität

Der Strahlradius einer Laserstrahlung im transversalen Grundmode  $TEM_{00}$  breitet sich bei gegebenem Strahltaillenradius  $w_0$  nach der Gl. (2.1) aus. Hierbei entspricht  $w(z)$  dem Strahlradius in der Entfernung  $z$  vom Ort der Strahltaile und  $z_R$  der Rayleighlänge [2.2].

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad \text{mit} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.1)$$

Im Fernfeld ( $z \gg z_R$ ) wächst der Strahldurchmesser linear mit der Entfernung von der Strahltaile an und es ergibt sich der Fernfelddivergenzwinkel  $\Theta$  (halber Öffnungswinkel des Gaußstrahls im Fernfeld) nach Gl. (2.2) [2.3], siehe Abb. 2.1.

$$\Theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.2)$$

Für Grundmodestrahlung ist das Strahlparameterprodukt aus Strahltaillenradius  $w_0$  und Fernfelddivergenzwinkel  $\Theta$  durch Gl. (2.3) bestimmt.

$$w_0 \Theta = \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.3)$$

Für höhere transversale Moden oder transversale Modengemische ist das Strahlparameterprodukt dagegen größer als das des Grundmodes, Gl. (2.4).

$$w_0\Theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.4)$$

Die eingeführte Beugungsmaßzahl  $M^2$  wird somit zu einem Maß für die Strahlqualität eines Strahlungsfeldes.

Die Abb. 2.1 zeigt schematisch die Propagation eines Gaußstrahles ( $M^2 = 1$ ) im Vergleich mit einem Strahlungsfeld mit nicht beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 > 1$ ), wobei dieselbe Lage und Größe der Strahltaillen angenommen wurde.

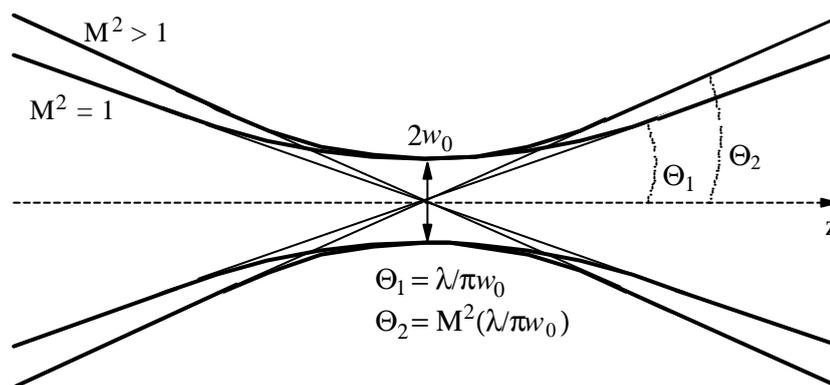


Abb. 2.1: Ausbreitung eines Gaußstrahles ( $M^2 = 1$ ) im Vergleich zu einem Strahlungsfeld mit nicht beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 > 1$ ) bei gleichem Radius  $w_0$  der Strahltaile [2.1].

## 2.2 Bestimmung der Strahlqualität nach ISO 11146

Um die Beugungsmaßzahl  $M^2$  zur Bewertung der Strahlqualität eines Lasers heranziehen zu können, ist es erforderlich, einheitliche Definitionen und Meßvorschriften zur Bestimmung der Strahlradien zu vereinbaren. Die ISO-Vorschrift 11146 legt die für reproduzier- und vergleichbare Ergebnisse notwendigen Standardisierungen fest [2.4]. Sie stellt somit eine Norm zur Charakterisierung der Strahlqualität dar, welche im weiteren als Grundlage zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl  $M^2$  genutzt wird.

Nach der ISO-Norm 11146 werden die Strahlschwerpunkte und ihre Radien über die jeweiligen Momente der Intensitätsverteilung des Strahlungsfeldes definiert. Das Konzept der Charakterisierung von Verteilungen über Momente stammt ursprünglich aus der Stochastik [2.5]. Dabei entspricht dem ersten Moment der Erwartungswert oder Schwerpunkt einer Verteilung und dem zweiten Moment die Varianz der Verteilung, die eine Streuung um den Erwartungswert beschreibt. Übertragen auf die Intensitätsverteilung ermöglichen die ersten und zweiten Momente die Beschreibung der Propagation höherer transversaler Moden ([2.4], [2.6]). Das erste Moment bestimmt die Lage des Strahlschwerpunktes nach Gl. (2.5).

$$\langle x(z) \rangle = \frac{\iint x I(x, y, z) \, dx dy}{\iint I(x, y, z) \, dx dy} \quad \langle y(z) \rangle = \frac{\iint y I(x, y, z) \, dx dy}{\iint I(x, y, z) \, dx dy} \quad (2.5)$$

Die zweiten Momente bezeichnen die Varianz, deren Wurzel die Standardabweichung ergibt, siehe Gl. (2.6). Die doppelte Standardabweichung erweist sich als geeignete Größe zur Definition der Strahlradien  $w_x(z)$  und  $w_y(z)$  für höhere transversale Moden, siehe (2.7) [2.4].

$$\langle x^2(z) \rangle = \frac{\iint (x - \langle x \rangle)^2 I(x, y, z) \, dx dy}{\iint I(x, y, z) \, dx dy} \quad \langle y^2(z) \rangle = \frac{\iint (y - \langle y \rangle)^2 I(x, y, z) \, dx dy}{\iint I(x, y, z) \, dx dy} \quad (2.6)$$

$$w_x(z) = 2\sqrt{\langle x^2 \rangle(z)} \quad w_y(z) = 2\sqrt{\langle y^2 \rangle(z)} \quad (2.7)$$

Zur Bestimmung der Strahlqualität wird die örtliche Änderung des Strahldurchmessers eines Strahlungsfeldes in Ausbreitungsrichtung vor und hinter einer Strahltaile gemessen, welche durch geeignete Fokussierung mit einer Linse generiert wird. Es sind mindestens zehn verschiedene ortsabhängige Strahldurchmesser aufzunehmen. Hierbei soll die erste Hälfte der Meßwerte innerhalb der Rayleighlänge liegen, die zweite Hälfte dagegen in einer größeren Entfernung als der doppelten Rayleighlänge von der Strahltaile.

Die Abb. 2.2 zeigt schematisch den Meßaufbau zur Bestimmung der Strahlqualität. Die Anordnung erlaubt die Ausgangsleistung eines Systems simultan zu messen. Die hier genutzte zweifache Abschwächung des Signals ermöglicht zudem die Untersuchung hoher mittlerer Leistungen. Die zur Abschwächung eingesetzten Substrate verfügen über einen Keilwinkel, um störende Interferenzen zwischen Vorder- und Rückseitenreflex zu vermeiden.

Das Strahlungsfeld des Lasers wird zunächst mittels einer Linse kollimiert und durch ein Substrat (Keil I) zur Leistungsbestimmung auf einen Meßkopf geführt. Der Fresnel-Reflex der Vorderseite des ersten Keiles wird auf eine zweite Keilplatte (Keil II) gelenkt.

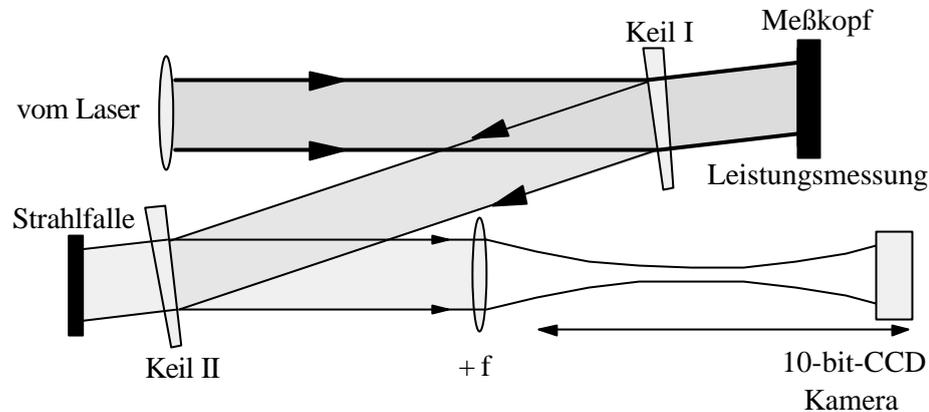


Abb. 2.2: Meßanordnung zur simultanen Bestimmung der Strahlqualität und der Ausgangsleistung. Der Aufbau enthält eine zweistufige Abschwächung durch Keilsubstrate [2.6].

Der transmittierte Anteil dieses Reflexes wird in eine geeignete Strahlfalle geführt. Der vorderseitige Fresnel-Reflex des zweiten Keils dient schließlich der Untersuchung der Strahlqualität. Die Bestimmung der zweidimensionalen Intensitätsverteilungen des Strahlungsfeldes, welche zur Berechnung der ortsabhängigen Strahldurchmesser notwendig sind, erfolgt durch die Verwendung einer digitalen CCD-Kamera mit hohem Signal-Rausch-Verhältnis.

Für eine exakte Bestimmung der ortsabhängigen Strahldurchmesser müssen die peripheren Strahlungsanteile mit hoher Genauigkeit einbezogen werden. Grund hierfür ist die quadratische Gewichtung der zweiten Momente der Intensitätsverteilung in axialer Richtung. Bei der Verwendung einer digitalen CCD-Kamera muß ein vorhandener Offset bestimmt und von dem eigentlich zu messenden Signal subtrahiert werden. Das Signal ist aber nur dann numerisch korrekt auswertbar, wenn die Bezugsebene, auf der dieses Signal zu bewerten ist, klar definiert ist. Die in der Praxis verwendeten CCD-Kameras liefern jedoch im allgemeinen eine verrauschte Bezugsebene. Numerisch exakt ist diese Bezugsebene nur dann definiert, wenn positive wie auch negative Rauschkomponenten berücksichtigt werden [2.7]. Eine zu niedrig angelegte Bezugsebene oder Basislinie täuscht zuviel Intensität in den Ausläufern des zu messenden Laserstrahls vor. Dies führt bei der Berechnung des Strahldurchmessers zu einem zu großen Meßwert.

Eine zu hoch angesetzte Basislinie wiederum führt zu einem zu kleinen Durchmesser des zu messenden Laserstrahles [2.8]. Weiterhin muß durch geeignetes Abschwächen sichergestellt werden, daß der Dynamikbereich des CCD-Sensors bestmöglichst genutzt wird.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strahlqualitätsmessungen wurde ein Detektorsystem, bestehend aus einer 10-bit Si-CCD-Digitalkamera (Modell DVC 10) der Firma Digital Video Camera Company (DVC) [2.9] und einer Auswerte- und Darstellungssoftware der Firma Spiricon ([2.7], [2.8]), genutzt. Die Abb. 2.3 zeigt eine typische Aufnahme eines Strahlprofils, welche als Grundlage zur Bestimmung der Strahlqualität dient.

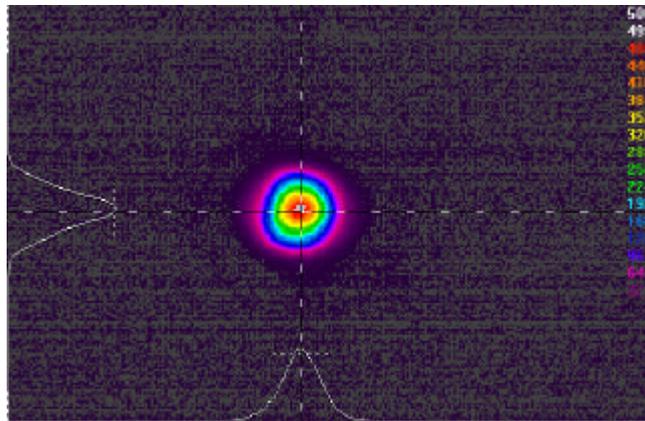


Abb. 2.3: Darstellung eines Strahlprofils, aufgenommen mit der für die Bestimmung der Strahlqualität verwendeten 10-bit-CCD-Digitalkamera DVC 10.

Die Propagation eines Strahlungsfeldes wird nach Gl. (2.8) über die örtliche Änderung des Strahldurchmessers bzw. dessen Quadrat beschrieben.

$$d^2(z) = d_0^2 + (z - z_0)^2 (2\Theta)^2 \quad (2.8)$$

Der Parameter  $z_0$  entspricht dabei der Lage der Strahltaille, die nicht mit dem Koordinatenursprung übereinstimmt, siehe Abb. 2.4. Unter Verwendung des Strahlradius  $w_0 = d_0 / 2$  folgt die Gl. (2.9).

$$d^2(z) = (2w_0)^2 + z_0^2 (2\Theta)^2 - 2z_0 (2\Theta)^2 z + (2\Theta)^2 z^2 \quad (2.9)$$

Um die Strahlparameter  $z_0$ ,  $w_0$  und  $\Theta$  zu bestimmen, werden die quadrierten Meßwerte der Strahldurchmesser mittels eines Polynoms zweiten Grades nach Gl. (2.10) angepaßt [2.4].

$$d^2(z) = A + Bz + Cz^2 \quad (2.10)$$

Durch Koeffizientenvergleich, Gl. (2.11), ergeben sich der Strahltaillenradius  $w_0$ , dessen Lage  $z_0$  und der Fernfelddivergenzwinkel  $\Theta$  (halber Öffnungswinkel) gemäß der Gl. (2.12).

$$A = (2w_0)^2 + z_0^2(2\Theta)^2 \quad B = -2z_0(2\Theta)^2 \quad C = (2\Theta)^2 \quad (2.11)$$

$$z_0 = \frac{-B}{2C} \quad w_0 = \frac{1}{2} \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}} \quad \Theta = \frac{1}{2} \sqrt{C} \quad (2.12)$$

Aus dem Strahlparameterprodukt  $w_0 \cdot \Theta$  kann nun nach Gl. (2.4) die Beugungsmaßzahl  $M^2$  als Maß für die Strahlqualität des zu untersuchenden Strahlungsfeldes bestimmt werden.

Die Abb. 2.4 zeigt die örtliche Änderung des Strahldurchmessers eines Strahlungsfeldes, gemessen nach dem Aufbau in Abb. 2.2, sowie das Berechnungsprinzip zur Bestimmung der Strahlqualität durch einen nichtlinearen Parameterfit und entsprechendem Koeffizientenvergleich nach Gl. (2.11) bzw. (2.12).

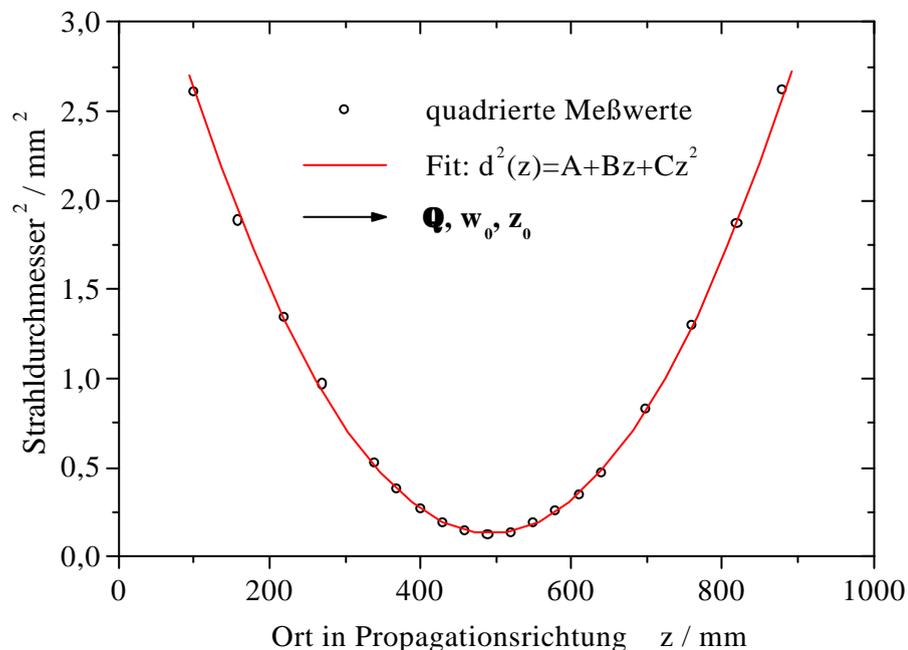


Abb. 2.4: Darstellung der räumlichen Änderung des Strahldurchmessers eines Strahlungsfeldes; Berechnungsprinzip der Beugungsmaßzahl  $M^2$  mittels nichtlinearem Parameterfit.



# 3

## Stimulierte Brillouin-Streuung und Phasenkongjugation

Die Streuung von Licht an thermisch angeregten Schallwellen wurde erstmals von *L. Brillouin* im Jahre 1922 beschrieben. Er untersuchte die spektrale Verteilung des Lichtes nach der Streuung an statistischen Dichteschwankungen in Gasen, Flüssigkeiten und Kristallen und fand, daß im Streulicht neben der Frequenz des eingestrahlteten Lichtes  $\mathbf{n}_0$  zwei neue, um die Frequenz  $\pm \mathbf{n}$ , gegen  $\mathbf{n}_0$  verschobene, Frequenzen auftreten [3.1]. 1950 wurde die Brillouin-Streuung erstmals in Quarzglas beobachtet [3.2]. Den nichtlinearen Prozeß der stimulierten Brillouin-Streuung in Flüssigkeiten und Festkörpern entdeckten *R. Y. Chaio et al.* im Jahre 1964 [3.3]. Die phasenkongjugierende Eigenschaft des durch stimulierte Brillouin-Streuung gestreuten Lichtes konnten schließlich *Zel'dovich et al.* 1972 nachweisen [3.4]. Im gleichen Jahr begannen die Arbeiten zur stimulierten Brillouin-Streuung in Glasfasern, über deren Nutzung zur Phasenkongjugation jedoch erst im Jahre 1985 berichtet wurde.

Im folgenden werden die spontane und die stimulierte Brillouin-Streuung sowie der Prozeß der Phasenkongjugation durch stimulierte Brillouin-Streuung und dessen Anwendung zur Kompensation von Phasenstörungen ausführlich beschrieben.

### 3.1 Spontane und stimulierte Brillouin-Streuung

Die Wechselwirkung von Licht mit Festkörpern, Flüssigkeiten, Gasen oder Plasmen ruft eine Reihe charakteristischer Streuprozesse hervor. Neben der hier beschriebenen Streuung an akustischen Phononen (*Brillouin-Streuung*) sind dies beispielsweise die Streuung an nicht-propagierenden Entropiefluktuationen (*Rayleigh-center*), die Streuung an Orientierungsfluktuationen anisotroper Moleküle (*Rayleigh-wing*) und die Streuung an optischen Phononen (*Raman-Streuung*).

In Tab. 3.1 sind materialunabhängig die diese Streuprozesse charakterisierenden physikalischen Eigenschaften gegenübergestellt [3.5].

| Streuprozess       | Frequenzverschiebung<br>$\Delta\nu/\nu_0$ | Linienbreite<br>$\Delta\nu$ (cm <sup>-1</sup> ) | Wirkungsquerschnitt ( $d\sigma/d\Omega$ ) <sub>N</sub><br>(cm <sup>-1</sup> ster <sup>-1</sup> ) | Gain-Faktor<br>g (cm/MW) | Relaxationszeit<br>$\tau$ (s) |
|--------------------|---|---|--|--------------------------|-------------------------------|
| <i>Elastisch</i>   |   |   |  |                          |                               |
| Rayleigh-center    | 0   | 5·10 <sup>-4</sup>                              | 5·10 <sup>-7</sup>   | 10 <sup>-4</sup>         | 10 <sup>-8</sup>              |
| Rayleigh-wing      | 0   | 1   | 10 <sup>-6</sup>   | 10 <sup>-3</sup>         | 5·10 <sup>-12</sup>           |
| <i>Unelastisch</i> |   |   |  |                          |                               |
| Raman-Streuung     | ±(10 <sup>-3</sup> -10 <sup>-2</sup> )    | 5   | 10 <sup>-7</sup>   | 5·10 <sup>-3</sup>       | 10 <sup>-12</sup>             |
| Brillouin-Streuung | ±(10 <sup>-6</sup> -10 <sup>-5</sup> )    | 5·10 <sup>-3</sup>                              | 10 <sup>-6</sup>   | 10 <sup>-2</sup>         | 10 <sup>-9</sup>              |

Tab. 3.1: Charakteristische Parameter unterschiedlicher Streuprozesse.  $\nu$ : Frequenz des gestreuten Lichtes,  $\nu_0$ : Frequenz des einfallenden Lichtes. Die Frequenzverschiebung, die Linienbreite und der Wirkungsquerschnitt beziehen sich auf den jeweiligen spontanen Streuprozess, der Gain-Faktor und die Relaxationszeit beziehen sich dagegen auf den stimulierten Streuprozess. Für Brillouin-Streuung und Rayleigh-center-Streuung wurde Rückwärts-Streuung  $\beta = 180^\circ$  angenommen.

Die Zahl der gestreuten Photonen  $N_S$  ergibt sich nach Gl. (3.1) [3.5].

$$\frac{dN_S}{dz} = AN_{in}(N_S + 1) \tag{3.1}$$

$N_{in}$  bezeichnet die Zahl der einfallenden Photonen und die Konstante A bestimmt die Stärke des Streuprozesses. Wird einfallendes Licht geringer Intensität genutzt (z.B. konventionelle Lichtquellen), so ist die Anzahl der im Mittel gestreuten Photonen klein ( $N_S \ll 1$ ). In diesem Fall handelt es sich um *spontane Streuung*. Durch den Einsatz intensiven Laserlichtes ist es möglich, eine große Zahl gestreuter Photonen zu erzeugen ( $N_S \gg 1$ ). Aus Gl. (3.1) ergibt sich dann eine exponentielle Lichtverstärkung, Gl. (3.2). Der Streuprozess wird hier durch die Intensität des einfallenden Lichts bestimmt und als *stimulierte Streuung* bezeichnet.

$$N_S = N_S(0) \cdot e^{gI_{in}L} \tag{3.2}$$

Dabei entspricht  $g$  dem Kleinsignalverstärkungskoeffizienten (Gain-Faktor) für den speziellen Streuprozess (Tab. 3.1),  $I_{\text{in}}$  der Intensität des einfallenden Lichtes,  $L$  der Wechselwirkungslänge und  $N_S(0)$  dem Photonenfluß am Ort  $z = 0$  (Anfang des Wechselwirkungsbereiches).

Die Intensitäten, die zur Beobachtung von stimulierten Streuprozessen benötigt werden, liegen etwa im Bereich von  $10^6 \text{ W/cm}^2 < I_{\text{in}} < 10^9 \text{ W/cm}^2$ , wenn Wechselwirkungslängen im cm-Bereich angenommen werden [3.5]. In diesem Intensitätsbereich gibt es eine starke Wechselwirkung zwischen Lichtfeldern und Materie. Die Umwandlung von einfallendem in gestreutes Licht ist bei einigen stimulierten Streuprozessen nahezu vollständig. Die Transmission der Medien ist dann stark verringert. Im Gegensatz dazu ist die spontane Streuung außerordentlich schwach, so daß sie keine Auswirkungen auf die Transmission hat. Bei genügend hohen Intensitäten ( $I_{\text{in}} > 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ) werden alle Medien ionisiert. Es entsteht ein Plasma. Dieser Vorgang wird als optischer Durchbruch (optical break down) bezeichnet.

### 3.1.1 Spontane Brillouin-Streuung

Bei spontanen Streuprozessen wird generell das einfallende Licht durch Fluktuationen des Brechungsindex gestreut. Ursache der spontanen Brillouin-Streuung sind thermische Bewegungen von Gitterbausteinen in Kristallen oder von Molekülen in Flüssigkeiten, wodurch ständig statistische Dichteschwankungen auftreten. Durch die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Dichte führt dies zu Fluktuationen des Brechungsindex und damit zu einer Brechzahlverteilung. Die Dichteschwankungen können nach Fourier in sinusförmige Schwankungsanteile zerlegt werden, welche ständig durch das Medium laufen und nichts anderes als Schallwellen (akustische Phononen) darstellen. Die Frequenz  $\nu_s$  und der Ausbreitungsvektor  $k_s$  dieser Schallwellen sind nach Betrag, Richtung und Phase statistisch verteilt [3.6]. Die Geschwindigkeit dagegen ist in einem weiten Frequenzbereich unabhängig von der Frequenz und gleich der Schallgeschwindigkeit  $v$ .

Betrachtet wird eine beliebige Schallwelle in einem Medium (Abb. 3.1), welche gekennzeichnet wird durch die Frequenz  $\nu_s$ , die Wellenlänge  $\Lambda$ , die Geschwindigkeit  $v$  mit  $|v| = \nu_s \cdot \Lambda$  und den Ausbreitungsvektor  $k_s$  mit  $|k_s| = 2\pi/\Lambda$ .

Auf diese Schallwelle falle unter dem Winkel  $\vartheta$  eine Lichtwelle der Frequenz  $\nu_0$ , der Wellenlänge  $\lambda_0$ , der Geschwindigkeit  $c$  mit  $|c| = \nu_0 \cdot \lambda_0$  und dem Ausbreitungsvektor  $k_0$  mit  $|k_0| = 2\pi/\lambda_0$ . Die durch die Schallwelle gestreute Lichtwelle (Streuwelle) wird charakterisiert durch die Frequenz  $\nu_B$ , die Wellenlänge  $\lambda_B$ , die Geschwindigkeit  $c$  mit  $|c| = \nu_B \cdot \lambda_B$  und den Ausbreitungsvektor  $k_B$  mit  $|k_B| = 2\pi/\lambda_B$  [3.6].

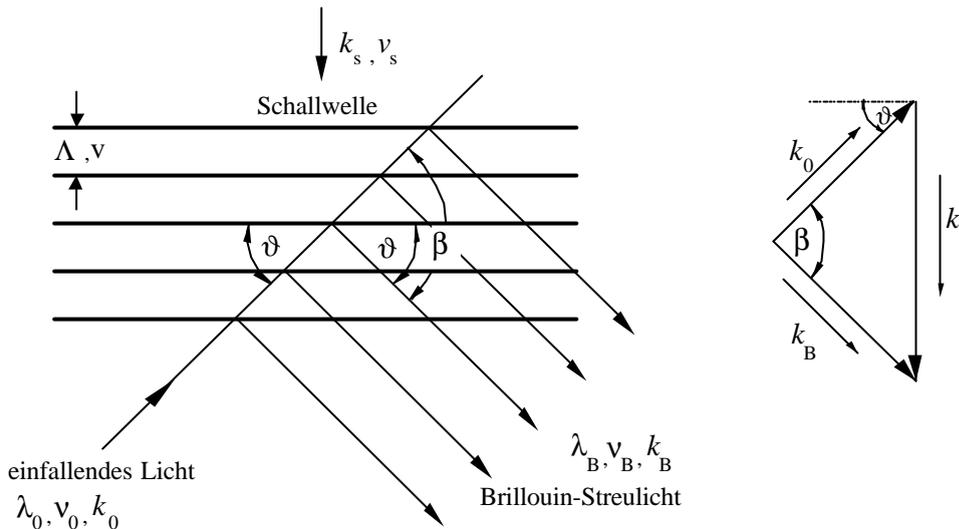


Abb. 3.1: Schematische Darstellung zur Entstehung der Brillouin-Streuung [3.6].

Die Streuwelle weist neben der Frequenz  $\nu_0$  des einfallenden Lichtes (Rayleigh-Streulicht, elastisch gestreut, keine Frequenzverschiebung) zwei weitere Frequenzen  $\nu_B$  auf, die um die Frequenz  $\pm \nu_s$  gegen  $\nu_0$  verschoben und material- und richtungsabhängig sind. Die Brillouin-Streuung ist somit ein unelastischer Streuprozess. Die Erzeugung eines Phonons führt zu einer Stokes-Linie  $\nu_B = \nu_0 - \nu_s$  und die Vernichtung eines Phonons zu einer Anti-Stokes-Linie  $\nu_B = \nu_0 + \nu_s$ . Maximale Streuung der einfallenden Lichtwelle tritt auf, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist, Gl. (3.3).

$$2\Lambda \sin \vartheta = \lambda_0 \tag{3.3}$$

Diese Gleichung ist gültig, wenn die Frequenz der einfallenden Lichtwelle bei der Streuung konstant bleibt. Die geringe Frequenzverschiebung von  $\Delta\nu/\nu_0 = 10^{-5}$  (siehe Tab. 3.1) der Brillouin-Streuung kann jedoch bei der Bragg-Bedingung vernachlässigt werden [3.6].

Nach der Bragg-Bedingung wird eine Lichtwelle, die unter dem Winkel  $\vartheta$  auf die Schallwelle trifft, auch unter dem Winkel  $\vartheta$  maximal gestreut. Der Winkel  $\vartheta$  ist über die Bragg-Bedingung einer bestimmten Schallwelle zugeordnet. Da das einfallende Licht an Schallwellen beliebiger Laufrichtung und Wellenlänge gestreut wird, ergibt sich als Gesamtprozeß eine Streuung in alle Raumrichtungen.

Das gestreute Licht erfährt aufgrund der sich mit Schallgeschwindigkeit  $v$  ausbreitenden Schallwelle eine Dopplerverschiebung. Die Frequenz  $\nu_B$  des gestreuten Lichtes ist daher durch Gl. (3.4) bestimmt.

$$\frac{\nu_B}{\nu_0} = 1 \pm 2 \frac{v}{c} \sin \vartheta. \quad (3.4)$$

Das positive Vorzeichen gilt für eine Schallwelle, die der Lichtwelle entgegenreißt, das negative für die entgegengesetzte Richtung der Schallwelle. Zusammen mit Gl. (3.3) gilt:

$$\frac{\nu_B}{\nu_0} = 1 \pm 2 \frac{v}{c} \frac{\lambda_0}{2\Lambda}. \quad (3.5)$$

Mit  $v/\Lambda = v_s$  und  $c/\lambda_0 = \nu_0$  folgt:

$$\nu_B = \nu_0 \pm \nu_s \quad (3.6)$$

Die Frequenz  $\nu_B$  des Brillouin-Streulichtes ist somit, analog zur Raman-Streuung, um die **Schallfrequenz  $\nu_s$**  vermindert oder erhöht worden. Ein wesentlicher Unterschied zur Raman-Streuung besteht darin, daß die Frequenzverschiebung vom Einfallswinkel  $\vartheta$  abhängig ist, Gl. (3.4). Wird  $\vartheta$  durch den Streuwinkel  $\beta$  (Abb. 3.1) ersetzt, folgt [3.6]:

$$\frac{\nu_B}{\nu_0} = 1 \pm 2 \frac{v}{c} \sin \frac{\beta}{2}. \quad (3.7)$$

Nach Gl. (3.7) ist jedem Streuwinkel  $\beta$  eine spezifische Frequenz  $\nu_B$  des Streulichtes zugeordnet. Die maximale Frequenzverschiebung ergibt sich für  $\beta = 180^\circ$ , also bei Rückwärts-Streuung. Bei Vorwärts-Streuung ( $\beta = 0^\circ$ ) tritt keine Frequenzverschiebung auf.

Ein weiterer Unterschied zwischen Raman- und Brillouin-Streuung liegt in der relativen Frequenzverschiebung  $\Delta\nu/\nu_0$ , welche bei der Brillouin-Streuung mit  $10^{-5} - 10^{-6}$  sehr viel kleiner ist als bei der Raman-Streuung (Tab. 3.1).

### 3.1.2 Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS)

Bei hohen Intensitäten  $I_{in}$  der einfallenden Welle  $E_{in}$  tritt in nicht absorbierenden<sup>1</sup> Medien stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) auf. Der in einem SBS-Medium ablaufende Prozeß ist in Abb. 3.2 grafisch dargestellt. Zunächst wird, wie bereits beschrieben, durch kleine, statistisch verteilte Dichteschwankungen spontan gestreutes Brillouin-Licht erzeugt. Dieses ist ungerichtet (oberes Bild), aber ein Teil des eingestrahlichten Lichtes fällt genau in sich zurück. Dieser gestreute Anteil interferiert mit der einfallenden Welle maximal und erzeugt örtlich periodische Intensitätsverteilungen.

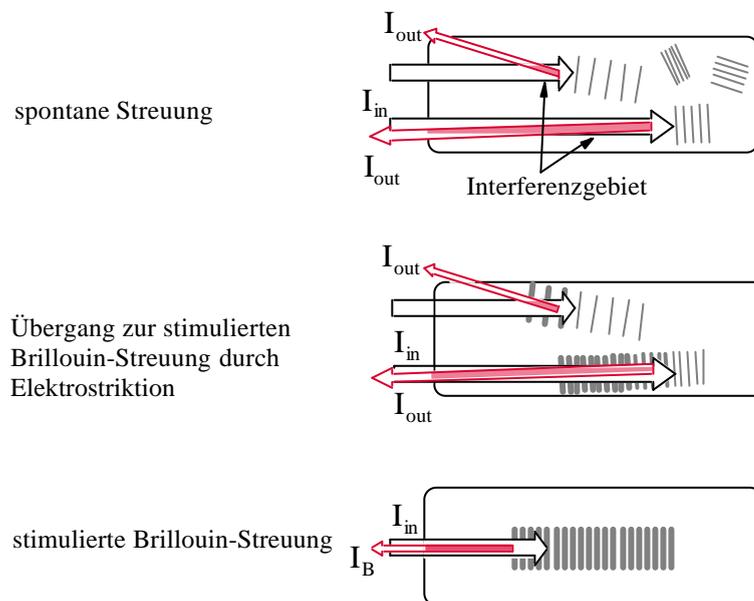


Abb. 3.2: Entstehung der stimulierten Brillouin-Streuung in einem SBS-Medium.

<sup>1</sup> In absorbierenden Medien werden zusätzlich Phononen durch Erwärmung des Mediums erzeugt. Durch die Absorption von Licht wird eine Temperaturfluktuation hervorgerufen, die wiederum eine mit Schallgeschwindigkeit propagierende Druckfluktuation bewirkt. Deshalb nennt man diesen Fall stimulierte thermische Brillouin-Streuung (STBS).

Die lokal veränderliche, oszillierende elektrische Feldstärke übt dabei eine Kraft auf das Medium aus. Es kommt zu einer Druck-Dichte-Modulation durch Elektrostriktion (mittleres Bild), d.h. zur Anregung einer Schallwelle (akustisches Phonon). Die so erzeugten Schallwellen überlagern sich mit den im Rauschen vorhandenen Schallwellen und führen zu einer Brechungsindex-Modulation in Form eines Phasengitters. Bei Erfüllung der geeigneten Phasenanpassungsbedingung (Bragg-Bedingung) führt dies zur Verstärkung derjenigen Schallwellen, die sich exakt in Richtung der einlaufenden Welle ausbreiten. Die verstärkte Schallwelle steigert die Reflexion und somit das Interferenzmuster, was wiederum die Schallwelle anfachet [3.7]. Dadurch steigt die Rate, mit der das eingestrahlte Licht in die rücklaufende Welle der Intensität  $I_{\text{out}}$  konvertiert wird. Es erfolgt der Übergang zur stimulierten Brillouin-Streuung (unteres Bild). Da zur Anti-Stokes-Streuung bereits Phononen vorhanden sein müssen, ist dieser Vorgang unwahrscheinlicher als die Stokes-Streuung. Im Fall der SBS werden nur Stokes-Signale mit herabgesetzter Frequenz  $\nu_B = \nu_0 - \nu_s$  verstärkt [3.8]. Im folgenden wird die brillouingestreuete Stokeswelle als  $E_B$  mit der Intensität  $I_B$  bezeichnet. Die Zunahme von  $I_B$  erfolgt exponentiell, vgl. Gl. (3.2). Um den Streuprozess der SBS effizient zu stimulieren, muß die eingestrahlte Welle  $E_{\text{in}}$  bestimmten Anforderungen an die optische Pulsleistung und Kohärenz genügen. Dies erfordert den Einsatz von Lasern.

### 3.1.3 Theoretische Beschreibung der SBS

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in nichtlinearen optischen Medien vernachlässigbarer Absorption<sup>2</sup> ( $\alpha \approx 0$ ) wird durch die Wellengleichung (3.8) beschrieben [3.5], in der  $n$  die Brechzahl des Mediums,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit und  $\rho_0$  die stationäre Dichte des Mediums ist.

$$\Delta \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad \text{mit} \quad \vec{P}^{\text{NL}} = \frac{1}{4\pi \rho_0} \gamma^e \vec{E} \rho \quad (3.8)$$

Die nichtlineare Polarisation  $\vec{P}^{\text{NL}}$  wird durch die Schallwelle hervorgerufen und beschreibt die Kopplung des elektrischen Feldes  $\vec{E}$  mit der Dichtemodulation  $\rho$  ([3.5], [3.9]).

---

<sup>2</sup> Die allgemeine Wellengleichung in [3.5] berücksichtigt auch den Einfluß der Absorption auf die Ausbreitung des elektrischen Feldes.

Mit  $\gamma^e$  wird der Elektrostriktionskoeffizient bezeichnet, der die Veränderung der Dielektrizitätskonstanten des Mediums bei Dichteänderung wiedergibt. Das elektrische Feld  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  setzt sich zusammen aus dem Pumpfeld des Lasers  $\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t)$  und dem gestreuten Stokes-Feld  $\vec{E}_{\text{B}}(\vec{r}, t)$  (3.9), die entgegengesetzt laufen. Die Gl. (3.10) und (3.11) beschreiben die Ausbreitung der Komponenten  $\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t)$  und  $\vec{E}_{\text{B}}(\vec{r}, t)$  bei einer Propagation entlang der z-Achse.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t) + \vec{E}_{\text{B}}(\vec{r}, t) \quad (3.9)$$

$$\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t) = \left( \frac{1}{2} E_{\text{in}}(\vec{r}, t) e^{i(k_0 z - 2\pi \nu_0 t)} + \text{c.c.} \right) \vec{e}_{\text{in}} \quad (3.10)$$

$$\vec{E}_{\text{B}}(\vec{r}, t) = \left( \frac{1}{2} E_{\text{B}}(\vec{r}, t) e^{i(-k_{\text{B}} z - 2\pi \nu_{\text{B}} t)} + \text{c.c.} \right) \vec{e}_{\text{B}} \quad (3.11)$$

$E_{\text{in}}(\vec{r}, t)$  und  $E_{\text{B}}(\vec{r}, t)$  sind die komplexen Amplituden der Felder und  $\vec{e}_{\text{in}}, \vec{e}_{\text{B}}$  die normierten Polarisationsvektoren. Die Frequenzen  $\nu_0, \nu_{\text{B}}$  und die Wellenzahlen  $k_0$  und  $k_{\text{B}}$  sind über die Energie- bzw. die Impulserhaltung mit  $\nu_{\text{s}}$  und  $k_{\text{s}}$  der Schallwelle (3.12) verbunden.

$$\nu_{\text{s}} = |\nu_0 - \nu_{\text{B}}| \quad \vec{k}_{\text{s}} = \vec{k}_0 - \vec{k}_{\text{B}} \quad (3.12)$$

Ausgangspunkt zur Beschreibung der Schallwelle im Medium sind die Kontinuitätsgleichung, die Navier-Stokes-Gleichung und die Energietransportgleichungen, die dem Gebiet der Hydrodynamik entstammen. Aus den ersten beiden Gleichungen ergibt sich eine Wellengleichung für die Dichtemodulationen in Anwesenheit eines elektrischen Feldes, Gl. (3.13) [3.5].

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho + v^2 \Delta \rho + \frac{\Gamma_{\text{B}}}{k_{\text{B}}^2} \frac{\partial}{\partial t} \Delta \rho = \frac{\gamma^e}{8\pi} \Delta E^2 \quad (3.13)$$

Dabei ist  $v$  die Schallgeschwindigkeit und  $\Gamma_{\text{B}} = \eta k_{\text{B}}^2 / \rho$  die Brillouin-Linienbreite, die die Dämpfung der Schallwelle charakterisiert und der reziproken Lebensdauer der akustischen Phononen entspricht ( $\Gamma_{\text{B}} = 1/\tau_{\text{B}} = 2\pi \Delta \nu_{\text{B}}$ ). Es wurde experimentell geprüft [3.10], daß die Werte für  $\Gamma_{\text{B}}$  aus der SBS mit denen aus der spontanen Brillouin-Streuung übereinstimmen. Die Konstante  $\eta$  ist die Viskosität des Mediums.

Der Term  $\gamma^e \Delta E^2 / 8\pi$  stellt die bereits erwähnte elektrostriktive Kraft dar, die zu einer Verschiebung der Teilchen im elektrischen Feld führt. Die Wellengleichung (3.13) wird durch die Dichtemodulation  $\rho$  der Form (3.14) erfüllt (Ausbreitung in z-Richtung).

$$\rho = \frac{1}{2} \rho(\vec{r}, t) e^{i(k_s z - 2\pi\nu_s t)} + \text{c.c.} \quad (3.14)$$

Werden die Gl. (3.13) und (3.14) in die Wellengleichungen der elektromagnetischen Felder (3.10) und (3.11) eingesetzt, kann die Reaktion des elektrischen Feldes auf die Dichteschwankungen<sup>3</sup> beschrieben werden. In Näherung für ebene Wellen ergeben sich die Feldgleichungen (3.15) und (3.16) für die Pump- und Stokeswelle.

$$-\frac{\partial E_B}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_B}{\partial t} = \frac{i\pi\nu_B}{2cn} \frac{\gamma^e}{\rho_0} E_{\text{in}} \rho \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial E_{\text{in}}}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial E_{\text{in}}}{\partial t} = \frac{i\pi\nu_0}{2cn} \frac{\gamma^e}{\rho_0} E_B \rho \quad (3.16)$$

Die Gl. (3.13), (3.15) und (3.16) charakterisieren die zeitliche und räumliche Abhängigkeit der SBS in nicht absorbierenden Medien. Das erstellte System gekoppelter nichtlinearer Differentialgleichungen ist nur durch eine Reihe von Vereinfachungen, wie z.B. eine angenommene starke Dämpfung der Schallwelle, zu lösen [3.5].

Für den stationären Fall (keine zeitlichen Ableitungen) ergeben sich durch Einsetzen der Dichteverteilung in die Wellengleichung der elektromagnetischen Welle und unter Verwendung des Zusammenhanges  $I = \frac{cn}{8\pi} |E|^2$

zwei einfache Differentialgleichungen<sup>4</sup> (3.17) und (3.18) für das Pump- und Stokesfeld.

<sup>3</sup> In [3.5] wird der allgemeine Fall von Dichte- und Temperaturschwankungen ( $\alpha \neq 0$ ) ausführlich beschrieben.

<sup>4</sup> Für den von [3.5] entwickelten allg. Fall ( $\alpha \neq 0$ ) ergibt sich das Differentialgleichungssystem  $dI_{\text{in}}/dz = -g_B I_{\text{in}} I_S - \alpha I_{\text{in}}$ ,  $dI_S/dz = -g_B I_{\text{in}} I_S + \alpha I_S$ . In diesem Fall setzt sich der stationäre Brillouin-Verstärkungskoeffizient aus einem elektrostriktiven Anteil und einem Absorptionsanteil zusammen.

$$\frac{dI_{\text{in}}}{dz} = -g_B I_{\text{in}} I_B \quad (3.17)$$

$$\frac{dI_S}{dz} = -g_B I_{\text{in}} I_B \quad (3.18)$$

Der Faktor  $g_B$  ist der stationäre Brillouin-Verstärkungskoeffizient, (3.19).

$$g_B = \frac{\gamma^{e^2} (2\pi\nu)^2}{c^3 n \rho_0 \nu \Gamma_B} \quad (3.19)$$

Eine Lösung des Differentialgleichungssystems für den stationären Fall, (3.17) und (3.18), ist durch (3.20) gegeben, vgl. Gl. (3.2).

$$I_B(z) = I_B(L) e^{g_B I_{\text{in}} (L-z)} \quad (3.20)$$

Damit wurde gezeigt, daß im Kleinsignalfall ( $I_B \ll I_{\text{in}}$ ) das Stokessignal in rückwärtiger Streurichtung ausgehend vom Startwert  $I_B(L)$  exponentiell anwächst. Der Startwert wird durch das thermische Rauschen bzw. die spontane Brillouin-Streuung gegeben.

### 3.1.4 Schwellverhalten für SBS

Für die SBS gibt es im physikalischen Sinn keine scharfe Schwelle, bei welcher der Prozeß startet. Vielmehr wird eine bestimmte Intensität  $I_{\text{in}}$  des einfallenden Lichts  $E_{\text{in}}$  definiert, bei der die SBS (Stokeswelle  $E_B$ ) einen nachweisbaren Reflexionsgrad gemäß Gl. (3.21) aufweist.

$$R_{\text{SBS}} = \frac{I_S(0)}{I_{\text{in}}(0)} \quad (3.21)$$

Das Erreichen eines bestimmten Reflexionsgrades, beispielsweise  $R_{\text{SBS}} \geq 1\%$ , wird als Schwelle für die SBS definiert.

Der Prozeß der SBS wird als stationär bezeichnet, wenn die Dauer des Pumpulses  $\tau_P$  lang im Vergleich zur Phononenlebensdauer  $\tau_B$  im Medium ist.

Hier wird das Schwellverhalten über die erforderliche Pulsspitzenleistung definiert. Liegt dagegen  $\tau_P$  im Bereich von  $\tau_B$ , ist die Anregung nicht stationär (transient). Hier wird das Schwellverhalten über die Pulsenergie bestimmt, welche proportional zum Quotienten aus Phononenlebensdauer  $\tau_B$  und Brillouin-Verstärkungskoeffizienten  $g_B$  ist. Ist  $\tau_P \ll \tau_B$ , liegt beispielsweise bei Glasfasern als SBS-Medium die Brillouin-Schwelle über der Schwelle für Raman-Streuung. Statt einer rückgestreuten Brillouin-Stokeswelle wird eine vorwärtsgerichtete Raman-Streuung erzeugt [3.11].

Das Schwellverhalten für SBS ist abhängig von dem eingesetzten Medium. Hier sind Material und Geometrie der SBS-Medien von entscheidender Bedeutung. Geeignete Medien zur Anregung der SBS sind Stoffe mit einem entsprechend hohen Elektrostriktionskoeffizienten  $\gamma^e$ , also Gase (z.B.:  $\text{SF}_6$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{Xe}$ , ...) unter hohem Druck, Flüssigkeiten (z.B.:  $\text{CS}_2$ ,  $\text{CCl}_4$ , Azeton, ...) oder auch Festkörper wie beispielsweise Quarzglas. In der Tab. 3.2 sind die Brillouin-Verstärkungskoeffizienten  $g_B$ , die Phononenlebensdauer  $\tau_B$  und die Quotienten aus den jeweiligen Phononenlebensdauern  $\tau_B$  und Brillouin-Verstärkungskoeffizienten  $g_B$  von typischen gasförmigen, flüssigen und festen Medien für SBS aufgelistet.

| Material                            | Brillouin-Gain $g_B$<br>(cm/GW) | Phononenlebensdauer $\tau_B$ (ns) | $\tau_B/g_B$<br>(Ws/cm) |
|-------------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|-------------------------|
| <b>Gase</b>                         |                                 |                                   |                         |
| $\text{SF}_6$ (p = 20 bar)          | 25                              | 15                                | 0,6                     |
| $\text{C}_2\text{F}_6$ (p = 30 bar) | 60                              | 10                                | 0,2                     |
| $\text{Xe}$ (p = 50 bar)            | 90                              | 33                                | 0,4                     |
| <b>Flüssigkeiten</b>                |                                 |                                   |                         |
| $\text{CCl}_4$                      | 6                               | 0,6                               | 0,1                     |
| Azeton                              | 20                              | 2,1                               | 0,1                     |
| $\text{CS}_2$                       | 130                             | 5,2                               | 0,04                    |
| <b>Festkörper</b>                   |                                 |                                   |                         |
| Quarz                               | 5                               | 5                                 | 1                       |

Tab. 3.2: Eigenschaften typischer SBS-Medien nach [3.5], [3.11], [3.12].

Der Quotient  $\tau_B/g_B$  ist proportional zur Pulsenergie die nötig ist, um bei transienter Anregung über die Schwelle für SBS zu gelangen. Ein kleines  $\tau_B/g_B$  führt zu geringen Schwellen für SBS. Es ist zu erkennen, daß Flüssigkeiten die geringsten Schwellen für SBS aufweisen.

### 3.2 Phasenkonjugation und phasenkonjugierende Spiegel

Mit dem Begriff der Phasenkonjugation wird in der Optik die Erzeugung einer elektromagnetischen Welle bezeichnet, welche dieselbe Phasenfläche wie die einfallende Welle, jedoch die entgegengesetzte Ausbreitungsrichtung besitzt. Das optische Element, das eine derartige phasenkonjugierte Welle erzeugt, wird als *Phasenkonjugator* oder *phasenkonjugierender Spiegel* (PCM) bezeichnet [3.13]. Die Abb. 3.3 veranschaulicht in einem Vergleich zwischen konventionellen und phasenkonjugierenden Spiegel diesen Effekt.

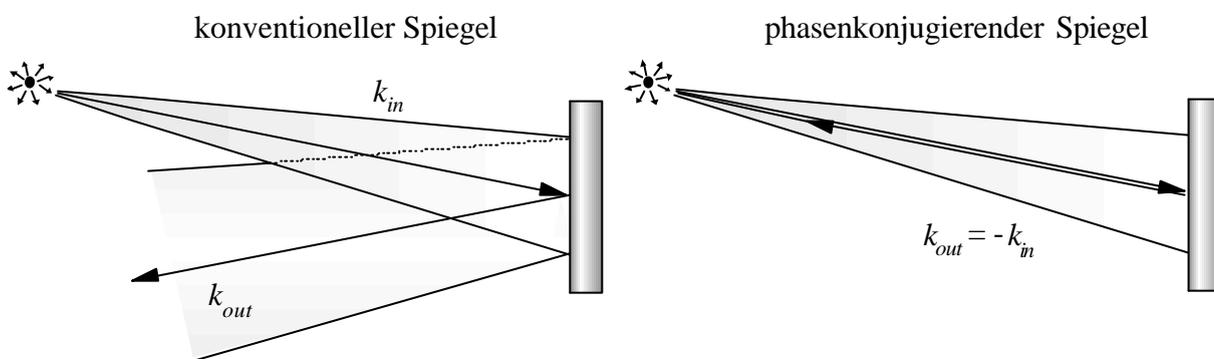


Abb. 3.3: Darstellung der Propagation des Strahlungsfeldes einer punktförmigen Lichtquelle nach der Reflexion an einem konventionellen Spiegel (links) und an einem PCM (rechts) [3.13].

Bei Betrachtung der Strahlausbreitung einer punktförmigen Lichtquelle bleibt bei einer Reflexion an einem konventionellen Spiegel die Divergenz dieser Strahlungsquelle erhalten (linkes Bild), da selbige dem Reflexionsgesetz der geometrischen Optik unterliegt. Wird die gleiche punktförmige Strahlungsquelle an einem phasenkonjugierenden Spiegel reflektiert (rechtes Bild), konvergiert das Strahlungsfeld und breitet sich exakt entgegengesetzt zur einfallenden Strahlung aus.

Das am weitesten verbreitete Einsatzgebiet phasenkonjugierender Spiegel ist die Kompensation von Phasenstörungen [3.14]. Die am häufigsten verwendeten Verfahren zur Realisierung eines PCM's sind die degenerierte Vierwellenmischung (DFWM) [3.9] und die Anregung der SBS.

Bei der DFWM werden zwei zusätzliche Pumpstrahlen benötigt. Phasenkonjugation auf der Basis von SBS ist dagegen ein selbstgepumpter Prozeß, vgl. Abschnitt 3.1. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich PCM's auf der Basis der SBS verwendet und behandelt.

### 3.2.1 Theoretische Beschreibung der Phasenkonjugation

Zur mathematischen Beschreibung des Prozesses der Phasenkonjugation wird eine einfallende Welle  $\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t)$  der Form (3.22) betrachtet.

$$\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i(2\pi\nu t + \phi(\vec{r}))} + \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{-i(2\pi\nu t + \phi(\vec{r}))} \quad (3.22)$$

Hierbei ist  $\nu$  die Frequenz,  $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$  bezeichnet die Amplitude und  $\phi(\vec{r})$  die Phase des Wellenfeldes. Amplitude und Phase sind im allgemeinen Fall vom Ort  $\vec{r} = (x, y, z)$  abhängig. Der zweite Term stellt den konjugiert komplexen Ausdruck des ersten Termes dar. Amplitude und Phase können zur komplexen Amplitude (3.23) zusammengefaßt werden [3.6].

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i\phi(\vec{r})} \quad (3.23)$$

Die phasenkonjugierte Welle  $\vec{E}_{\text{PC}}(\vec{r}, t)$  besitzt bezüglich der einfallenden Welle  $\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t)$  die gleichen Wellenfronten. Aufgrund der umgekehrten Ausbreitungsrichtung muß jedoch das Vorzeichen der Phase  $\phi(\vec{r})$  für die phasenkonjugierte Welle  $\vec{E}_{\text{PC}}(\vec{r}, t)$  umgekehrt werden,  $\phi_{\text{PC}}(\vec{r}) = -\phi_{\text{in}}(\vec{r})$ :

$$\vec{E}_{\text{PC}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i(2\pi\nu t - \phi(\vec{r}))} + \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{-i(2\pi\nu t - \phi(\vec{r}))}. \quad (3.24)$$

Die komplexe Amplitude der phasenkonjugierten Welle  $\vec{A}_{\text{PC}}(\vec{r}, t)$  (3.25) ist konjugiert komplex zur komplexen Amplitude der einfallenden Welle  $\vec{A}(\vec{r}, t)$ , wodurch der Begriff der Phasenkonjugation erklärt wird [3.6].

$$\vec{A}_{\text{PC}}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{-i\phi(\vec{r})} = \vec{A}^*(\vec{r}, t) \quad (3.25)$$

Eine weitere Möglichkeit, die phasenkonjugierte Welle in Form (3.24) zu erhalten, ist die Transformation ( $t \rightarrow -t$ ) in der einfallenden Welle (3.22), wie in Herleitung (3.26) gezeigt wird. Da  $\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, -t) = \vec{E}_{\text{PC}}(\vec{r}, t)$ , entspricht die Phasenkonjugation der zeitlichen Umkehr der einfallenden Welle [3.14]. Würde die einfallende Welle  $\vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, t)$  gefilmt werden und der Film nach Eintreffen dieser Welle auf dem PCM rückwärts laufen, so entspräche das der phasenkonjugierten Welle  $\vec{E}_{\text{PC}}(\vec{r}, t)$ .

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{in}}(\vec{r}, -t) &= \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i(-2\pi\nu t + \phi(\vec{r}))} + \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{-i(-2\pi\nu t + \phi(\vec{r}))} \\ &= \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i(2\pi\nu t - \phi(\vec{r}))} + \frac{1}{2} \vec{E}_0(\vec{r}) e^{-i(2\pi\nu t - \phi(\vec{r}))} \\ &= \vec{E}_{\text{PC}}(\vec{r}, t) . \end{aligned} \quad (3.26)$$

Bei der theoretischen Beschreibung der SBS werden sowohl einfallende Welle als auch gestreute Stokeswelle als ebene Wellen angenommen. In diesem vereinfachten Modell kann die phasenkonjugierende Eigenschaft der SBS nicht gezeigt werden. In komplexen Modellen, die auch transversale Effekte berücksichtigen, wird für jede mögliche rückgestreute Welle ein effektiver Verstärkungsfaktor berechnet [3.8]. Dazu wird ein Überlappungsintegral zwischen einfallender- und gestreuter Welle ausgewertet. Dieses Integral wird für die phasenkonjugierte Rückstreuung maximal. Bei nochmaliger Betrachtung der schematischen Darstellung zur Entstehung der SBS (Abb. 3.2) wird ersichtlich, daß die Interferenz zwischen einfallender- und gestreuter Welle wesentlich für die Verstärkung der SBS ist. Die aus der Interferenz der Felder resultierende Dichtemodulation ist bei größtmöglicher Überlappung der Felder am stärksten ausgeprägt.

Diese größtmögliche Überlappung ist dann gegeben, wenn das gestreute Licht phasenkonjugiert zum eingestrahnten ist, d.h. die phasenkonjugierte Welle hat die größte Verstärkung und setzt sich gegen die anderen spontan gestreuten Komponenten durch. Sie wächst aus dem Rauschen heraus [3.15].

Der Zusammenhang  $\vec{E}_{in}(\vec{r}, -t) = \vec{E}_{PC}(\vec{r}, t)$  beschränkt sich im realen Fall auf Zeiten der Größenordnung  $\lambda/c$ . Das bedeutet, wenn die einfallende Welle beispielsweise Informationen in Form von Amplitudenmodulationen mit  $t \gg \lambda/c$  enthält, bleibt diese Informationsabfolge erhalten und wird nicht durch die Phasenkonjugation umgekehrt [3.16].

Ein idealer phasenkonjugierender Spiegel erhält den Polarisationszustand (Vektor-Phasenkonjugatoren) [3.17] und die Frequenz der einfallenden Welle  $\vec{E}_{in}(\vec{r}, t)$ . Bei der Phasenkonjugation durch SBS wird der Polarisationszustand nicht erhalten und es tritt zusätzlich eine Frequenzverschiebung aufgrund des unelastischen Streuprozesses auf. In der hier ausgeführten mathematischen Beschreibung des Prozesses der Phasenkonjugation wurde beides nicht berücksichtigt.

Die Anwendung der DFWM ermöglicht dagegen die Realisierung eines idealen PCM, d.h. hier bleiben Polarisationszustand und Frequenz der einfallenden Welle nach der Phasenkonjugation erhalten. Obwohl ein PCM auf der Basis von SBS von einem idealen Phasenkonjugator abweicht, wird dieser aufgrund seiner leichten Realisierung häufig eingesetzt, wie beispielsweise zur Kompensation von Phasenstörungen.

### 3.3 Phasenstörungskompensation durch Phasenkonjugation

Die Eigenschaft der Phasenkonjugation kann in Lasersystemen zur Kompensation von Phasenstörungen genutzt werden. Dazu ist es erforderlich, daß das phasenstörende Objekt (z.B. ein Laserverstärker) zweifach durchlaufen wird, Abb. 3.4. Nach dem ersten Passieren werden der einfallenden Welle  $E_{in}$  Phasenstörungen aufgeprägt. Nach der Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel und erneutem Durchgang durch das phasenstörende Objekt können jedoch diese Phasenstörungen kompensiert werden.

Die Verwendung eines konventionellen Spiegels hingegen hat nach dem Passieren des zweiten Durchlaufes des phasenstörenden Objektes eine Vergrößerung der Phasenstörungen zur Folge.

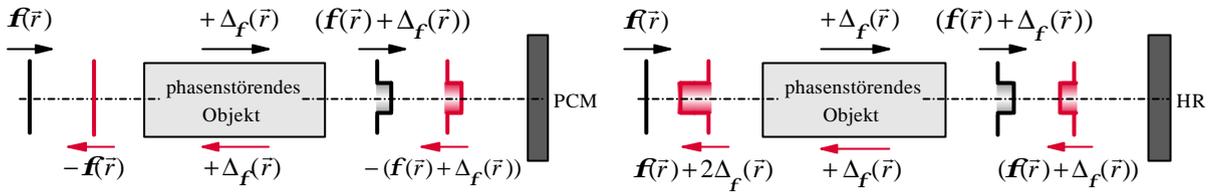


Abb. 3.4: Doppel-Pass-Anordnung eines phasenstörenden Objektes mit einem phasenkonjugierenden Spiegel (links) und einem konventionellen Spiegel (rechts) [3.18].

Die linke Darstellung der Abb. 3.4 veranschaulicht die Wirkungsweise eines PCM's zur Kompensation von Phasenstörungen [3.18]. Betrachtet wird ein phasenstörendes optisches System, welches pro Durchgang eine Phasenstörung  $\Delta_\phi(\vec{r})$  verursacht. Eine einfallende Welle  $E_{in}$  habe vor Eintritt in das optische System eine Phase  $\phi(\vec{r})$ .

Nach dem ersten Durchlauf des phasenstörenden optischen Systems ergibt sich nun eine Phasenverteilung, die der Summe aus der Phase der einfallenden Welle  $E_{in}$  und der durch das optische System hervorgerufenen Phasenstörung  $(\phi(\vec{r}) + \Delta_\phi(\vec{r}))$  entspricht. Nach der Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel wird die Phase durch  $-(\phi(\vec{r}) + \Delta_\phi(\vec{r}))$  beschrieben. Der zweite Durchgang durch das optische System hat wiederum die Phasenstörung  $\Delta_\phi(\vec{r})$  zur Folge, was bei einer Betrachtung der Phasenbilanz zu einer Reproduktion der Phasenverteilung der einfallenden Welle  $E_{in}$  führt:  $-(\phi(\vec{r}) + \Delta_\phi(\vec{r})) + \Delta_\phi(\vec{r}) = -\phi(\vec{r})$ , siehe Abb. 3.5.

Im Vergleich zu einem phasenkonjugierenden Spiegel bleibt dagegen nach der Reflexion an einem konventionellen Spiegel (Abb. 3.4, rechte Darstellung) die Phasenverteilung  $(\phi(\vec{r}) + \Delta_\phi(\vec{r}))$  erhalten und die Phasenstörung wird nach dem zweiten Passieren des optischen Systems verdoppelt  $(\phi(\vec{r}) + 2\Delta_\phi(\vec{r}))$ .

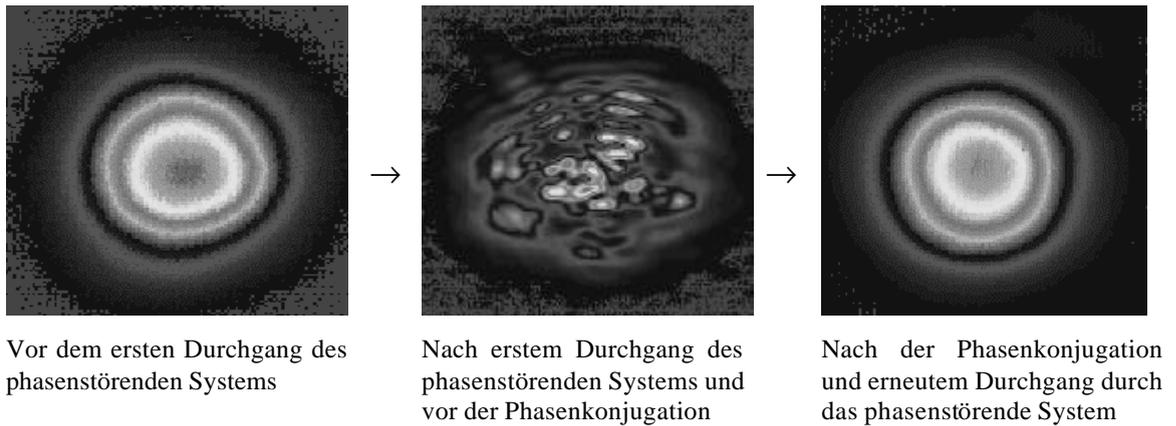


Abb. 3.5: Örtliche Intensitätsprofile eines Laserstrahles, welche in einem Oszillator-Verstärker-System in Abhängigkeit vom Ort erzeugt werden.

Zur Realisierung eines selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegels auf der Basis von SBS stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Einerseits der Einsatz von Gas- oder Flüssigkeitszellen bzw. Festkörpern in welche das Strahlungsfeld fokussiert wird, der sogenannten *fokussierten Geometrie*, und zum anderen die Verwendung von Wellenleitern oder Kapillaren, in die die Strahlung eingekoppelt wird, der *Wellenleitergeometrie*. Durch die Verwendung von Schwefelkohlenstoff ( $\text{CS}_2$ ) als Phasenkonjugator in fokussierter Geometrie, sind Reflexionsgrade zwischen 70% und 90% experimentell nachgewiesen [3.16]. In der vorliegenden Arbeit werden Phasenkonjugatoren in Wellenleitergeometrie (Multimode-Quarzglasfasern) verwendet, welche in den folgenden Kapiteln beschrieben und charakterisiert werden.



# 4

## Multimode-Quarzglasfasern als Phasenkonjugatoren

Die Verwendung von Multimode-Quarzglasfasern ermöglicht im Vergleich zur fokussierten Geometrie, vgl. Abschnitt 3.3, eine deutliche Vergrößerung der Wechselwirkungslänge für die SBS. Die Wechselwirkungslänge wird durch die Kohärenzlänge der einzukoppelnden Strahlung und der Dämpfung des Wellenleiters bestimmt. Multimode-Quarzglasfasern als phasenkonjugierende Spiegel stellen im Gegensatz zu den sicherheitsbedenklichen Gas- oder Flüssigkeitszellen (fokussierte Geometrie) eine anwendungsfreundliche Alternative dar. Ihr Einsatz ist für Mensch und Umwelt unbedenklich, sie sind kostengünstig und kommerziell gut verfügbar.

### 4.1 Faseraufbau

Eine kommerziell erhältliche Faser besteht aus einem Faserkern (core) mit der Brechzahl  $n_K$  und einem umgebenden Fasermantel (cladding) mit niedrigerer Brechzahl  $n_M < n_K$ . Aufgrund der Brechzahldifferenz wird die Laserstrahlung im Faserkern geführt. Auf den Fasermantel wird eine Schutzschicht (primary coating) aufgetragen. Diese Beschichtung dient sowohl dem mechanischen Schutz als auch der Unterdrückung unerwünschter Streuung aus dem Mantel. Darüber hinaus erhält die Faser durch ihr Coating ihre mechanische Flexibilität [4.1]. Übliche Beschichtungsmaterialien sind Polymere wie Silikonkautschuk, Polyimid, Teflon oder Acrylate. Über das weiche Silikon erhält die Faser noch eine zusätzliche Schutzschicht (secondary coating) aus Nylon, Tefzel oder Acrylat [4.2]. Zur kräftefreien Lagerung und zum Schutz vor äußeren Einwirkungen wird die Faser mit Polstermaterialien und einer metallverstärkten Kunststoffarmierung umhüllt. Eine derart konfektionierte Faser wird als Faserkabel bezeichnet, siehe Abb. 4.1.

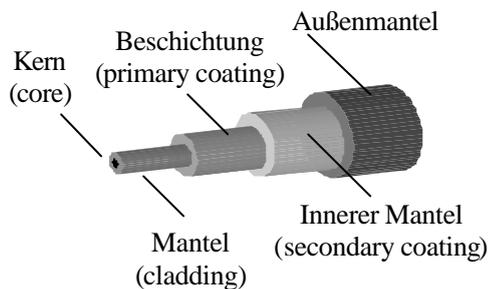


Abb. 4.1: Schematische Darstellung einer kommerziell erhältlichen Faser [4.1] und Foto eines verwendeten Multimode-Quarzglasfaserkabels mit einem Kerndurchmesser von 50 µm und Kopplungselement.

Fasern werden nach zwei Kriterien unterschieden; nach dem Verlauf des Kernbrechungsindex in Stufen- oder Gradientenindexfasern und, aufgrund ihrer wellenoptischen Eigenschaften, in Single- und Multimodefasern.

Bei Stufenindexfasern ist das Brechzahlprofil über den Kernradius konstant (Abb. 4.2). Fällt der Brechungsindex mit dem Radius von einem Wert  $n_K$  an der Faserachse auf den Wert der Brechzahl  $n_M$  im Fasermantel ab, werden die Fasern als Gradientenindexfasern bezeichnet. Während in einer strahlenoptischen Näherung sich das Licht in Stufenindexfasern durch wiederholte Totalreflexion auf Zick-Zack-Bahnen durch den Faserkern bewegt (Abb. 4.3), führt das inhomogene Brechzahlprofil in Gradientenindexfasern zu einem wellenförmigen Verlauf.

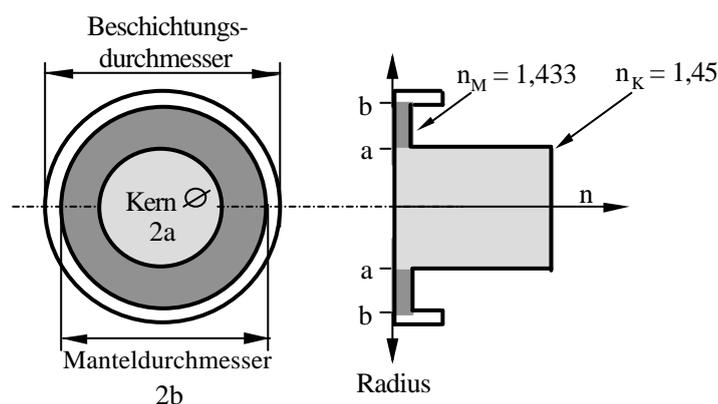


Abb. 4.2: Brechungsindexverlauf einer Multimode-Stufenindexfaser mit einem fluordotierten Fasermantel und einem undotierten Faserkern [4.1].

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten phasenkonjugierenden Spiegel bestehen ausschließlich aus Multimode-Quarzglasfasern mit einem Stufenindex-Profil.

Bei derartigen Fasern, die sich sowohl für hohe mittlere Leistungen als auch für hohe Pulsspitzenleistungen eignen, bestehen Faserkern und Mantel aus hochreinem Quarzglas (amorphes  $\text{SiO}_2$ ) mit einer Brechzahl  $n_{\text{Quarz}} = 1,45$  bei  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , sogenannte Quarz-Quarz-Fasern.

Der erforderliche Brechzahlunterschied wird durch Dotieren von Fasermantel oder Faserkern erzielt. Gängige Dotierungsstoffe für den Kern sind Germaniumoxid ( $\text{GeO}_2$ ) oder Phosphorpentoxid ( $\text{P}_2\text{O}_5$ ) und für den Mantel Fluor ( $\text{F}_2$ ). Für einen fluordotierten Mantel ergibt sich beispielsweise eine Brechzahlerniedrigung auf  $n_{\text{M}} = 1,433$  (bei  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ). Der Kern ist dann undotiert mit der Brechzahl von  $n_{\text{Quarz}} = n_{\text{K}} = 1,45$  (bei  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ), siehe Abb. 4.2.

Der Brechzahlunterschied bei Multimode-Stufenindexfasern ist oft so gewählt, daß sich eine numerische Apertur NA von 0,22 ergibt. Die numerische Apertur gemäß Gl. (4.1) ist ein Maß für die in die Faser eingekoppelte Lichtleistung.

$$NA = \sqrt{n_{\text{K}}^2 - n_{\text{M}}^2} \quad (4.1)$$

Damit die Laserstrahlung in einer Faser geführt werden kann, muß diese in einem Winkel  $\Theta$  auf die Stirnfläche der Faser treffen, der kleiner ist als der maximale Winkel  $\Theta_{\text{max}}$ , welcher als Akzeptanzwinkel bezeichnet wird, siehe Abb. 4.3.

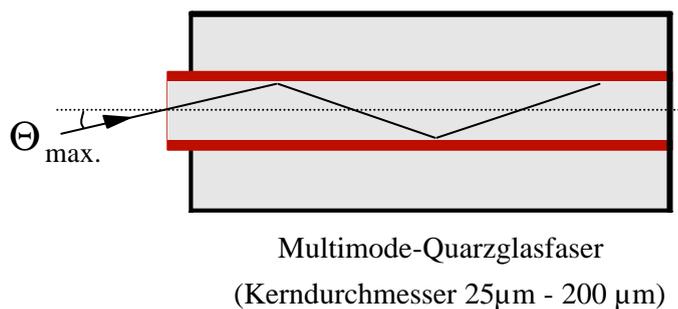


Abb. 4.3: Schematische Darstellung der Strahleinkopplung in eine Multimode-Quarzglasfaser.

Der Sinus des Akzeptanzwinkels  $\Theta_{\text{max}}$  ergibt die numerische Apertur NA, Gl. (4.2). Für die hier verwendeten Fasern mit einer NA von 0,22 ist der Akzeptanzwinkel  $\Theta_{\text{max}} = 12,7^\circ$ .

$$NA = \sin \Theta_{\text{max}} \quad (4.2)$$

Für die Berechnung der Feldverteilung in einer Faser muß die Wellengleichung für das Brechzahlprofil und die Randbedingungen der Faser gelöst werden ([4.3], [4.4]). Aus dieser Berechnung ergibt sich der Faserparameter  $V$  (auch als normierte Frequenz bezeichnet):

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_K \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = \frac{2\pi}{\lambda} r_K \text{NA}. \quad (4.3)$$

Der Wert  $V$  ist ein Maß für die Anzahl der transversalen Moden, die sich in einer Faser mit dem Kernradius  $r_K$  ausbreiten können. Für den Einmodenbetrieb müssen Faserparameter und Wellenlänge so gewählt werden, daß der  $V$ -Parameter bei Stufenindexfasern kleiner 2,405 ist [4.5]. Für Multimode-Stufenindexfasern mit  $V \gg 2$  läßt sich die Anzahl  $M$  der Moden durch Gl. (4.4) angeben [4.6]:

$$M = \frac{V^2}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{2\pi}{\lambda} r_K \text{NA} \right)^2. \quad (4.4)$$

Eine Multimode-Stufenindexfaser mit einem Kernradius  $r_K$  von 50  $\mu\text{m}$  und einer  $\text{NA} = 0,22$  kann demnach bei einer Wellenlänge von 1064 nm ca. 2100 Moden führen.

Analog zu Lasermoden sind Fasermode stationäre Eigenlösungen für das in der Faser ausbreitungsfähige Feld. Die Moden sind linear polarisiert (LP-Moden) und haben ebene Phasenflächen. Es sei darauf hingewiesen, daß der Gaußstrahl ( $\text{TEM}_{00}$ ) keine Eigenlösung der Multimode-Stufenindexfaser ist. Wird ein Gaußstrahl in eine Multimodefaser eingekoppelt, so regt er mehrere Fasermode an<sup>5</sup>. Dies führt zu einer erheblichen Verschlechterung der Strahlqualität und zu einer Depolarisation der in der Faser transportierten Strahlung.

Die verlustlose Einkopplung des Strahlungsfeldes eines Multimodelasers ist nur in entsprechend dimensionierten Multimodefasern möglich. Die Multimodefaser muß derart dimensioniert sein, daß alle Lasermoden in geführte Fasermode transformiert werden können. Dadurch ergeben sich ihre minimalen Abmessungen. Bei Multimode-Stufenindex- und Gradientenindexfasern reicht der Kerndurchmesser im allgemeinen von 25  $\mu\text{m}$  – 1000  $\mu\text{m}$ . In Monomodefasern ist nur eine Mode in beiden Polarisationsrichtungen ausbreitungsfähig.

---

<sup>5</sup> Gilt nicht, wenn  $V < 2,405$ .

Monomodefaseren besitzen Kerndurchmesser von  $3\ \mu\text{m} - 10\ \mu\text{m}$ . Abweichungen sind je nach Anwendung möglich ([4.7], [4.8]).

## 4.2 SBS in Multimode-Quarzglasfasern

Die SBS in Fasern wurde im Jahre 1972 erstmals experimentell in Monomodefaseren nachgewiesen [4.9] und theoretisch beschrieben [4.10]. Die Untersuchungen und Experimente der vorliegenden Arbeit beziehen sich ausschließlich auf Multimodefaseren.

Wie bereits in Kapitel 3.1 erwähnt, ist der Betrag der Brillouin-Frequenz  $\nu_B$ , neben einer Richtungsabhängigkeit, auch materialabhängig. Nach Gl. (4.5) beträgt die Brillouin-Frequenz  $\nu_B$  in reinem Quarz bei einer Pumpwellenlänge von  $\lambda = 1064\ \text{nm}$   $16,2\ \text{GHz}$  [4.11]. Hier bezeichnet  $n$  die Brechzahl ( $n_{\text{Quarz}} = 1,45$ ) und  $v_s$  die Schallgeschwindigkeit des Mediums ( $v_{s, \text{Quarz}} = 5,96\ \text{km/s}$ ).

$$\nu_B = \frac{2n v_s}{\lambda} \quad (4.5)$$

Der stationäre Brillouin-Verstärkungskoeffizient  $g_B$  für Quarzglas ergibt sich nach [4.12] gemäß der Gl. (4.6) zu  $g_B = 5\ \text{cm/GW}$ , vgl. Tab. 3.2. Hierbei ist  $p_{12}^2$  der elasto-optische Koeffizient.  $\Delta\nu_B$  bezeichnet die Brillouin-Linienbreite von Quarz (FWHM).

$$g_B = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda^2 \rho v_s \Delta\nu_B} \quad (4.6)$$

### 4.2.1 Schwellverhalten von Multimode-Quarzglasfasern für SBS

Die Leistungsschwelle  $P_{\text{th}}$  einer Multimode-Quarzglasfaser für SBS kann für den stationären Fall<sup>6</sup> mit Hilfe von Gl. (4.7) abgeschätzt werden [4.11].  $A_{\text{eff}}$  ist die effektive Modenfeldfläche innerhalb der Faser und  $L_{\text{eff}}$  die effektive Wechselwirkungslänge.

---

<sup>6</sup> Dauer des Pumpulses ist lang im Vergleich zur Phononenlebensdauer des Mediums.

$$P_{\text{th}} \approx 21 \frac{A_{\text{eff}}}{L_{\text{eff}} g_B} \quad (4.7)$$

Der Faktor 21 ist abhängig von der Linienbreite  $\Delta\nu_B$  im Brillouin-Verstärkungskoeffizienten  $g_B$ . Kommt es zu einer Änderung der Polarisation von Pump- und Stokeswelle innerhalb der Faser (entlang der Wechselwirkungslänge  $L_{\text{eff}}$ ), erhöht sich dieser Wert um einen Faktor zwischen 1 und 2. Bei totaler Depolarisation, wie sie in nicht polarisationserhaltenden Fasern auftritt, nimmt der Faktor um 1,5 zu [4.11].

Die Leistungsschwelle  $P_{\text{th}}$  für SBS einer Faser hängt wesentlich von dem Kerndurchmesser (Modenfeldfläche  $A_{\text{eff}}$ ) ab. Ein geringerer Faserkerndurchmesser führt zu einer Verringerung der Leistungsschwelle  $P_{\text{th}}$ . Diese Eigenschaft macht es möglich, die Leistungsschwelle von Fasern<sup>7</sup> für SBS auf einige Hundert Watt Pulsspitzenleistung zu senken [4.13]. Dadurch wird auch der Einsatz der Phasenkonjugation in Systemen mit einer geringen Pulsspitzenleistung möglich, wie die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten kontinuierlich angeregten Oszillator-Verstärker-Systeme.

Mit 5 cm/GW ist der Brillouin-Verstärkungskoeffizient  $g_B$  von Quarzglas deutlich geringer als in flüssigen oder gasförmigen SBS-Medien, vgl. Tab. 3.2. Dieser Nachteil kann allerdings durch eine entsprechend größere effektive Wechselwirkungslänge  $L_{\text{eff}}$  kompensiert werden. Bezüglich der Wechselwirkungslänge müssen jedoch verschiedene Fälle beachtet werden. Ist die Linienbreite  $\Delta\nu_P$  der Pumpquelle  $E_{\text{in}}$  viel kleiner als die Brillouin-Linienbreite  $\Delta\nu_B$  ( $\Delta\nu_P \ll \Delta\nu_B$ ), so ist  $L_{\text{eff}}$  unabhängig von der Kohärenzlänge  $L_{\text{coh}}$  der Pumpwelle. In diesem Fall ist  $L_{\text{eff}}$  durch die geometrische Länge  $L$  des SBS-Mediums<sup>8</sup> gegeben [4.11]. Ist  $\Delta\nu_P \gg \Delta\nu_B$  (breitbandiges Pumplicht), so ist  $L_{\text{eff}}$  gleichfalls durch die Länge  $L$  des SBS-Mediums definiert, solange  $L < L_{\text{coh}}$  gilt [4.14]. In diesem Fall ist die SBS unabhängig von der longitudinalen Modenstruktur der Pumpwelle und die Stokeswelle reproduziert das Spektrum der Pumpwelle [4.15]. Ist  $L$  jedoch größer als  $L_{\text{coh}}$ , reduziert sich  $L_{\text{eff}}$  auf das Maß der Kohärenzlänge der Pumpquelle [4.16].

<sup>7</sup> Als Vergleich: die Leistungsschwelle für SBS von  $\text{CS}_2$  als SBS-Medium liegt bei ca. 18 kW Pulsspitzenleistung!

<sup>8</sup> In absorbierenden SBS-Medien ist  $L_{\text{eff}}$  durch den Absorptionskoeffizienten gegeben ( $L_{\text{eff}} \approx L/\alpha$ ).

Für die Nutzung von Multimode-Quarzglasfasern als PCM zur Kompensation von Phasenstörungen ist es entscheidend, ob die Pumpwelle mit einer bestimmten Strahlqualität in die Faser eingekoppelt werden kann. Hierzu wird eine Beugungsmaßzahl  $M_{\max}^2$  nach Gl. (4.8) berechnet, indem das Strahlparameterprodukt (vgl. Kapitel 2) mit dem Produkt aus numerischer Apertur NA und Kernradius  $r_K$  gleichgesetzt wird.  $M_{\max}^2$  entspricht somit der schlechtesten, noch von der Faser geführten, Strahlqualität der Pumpwelle.

$$M_{\max}^2 \leq \frac{\pi \cdot r_K}{\lambda} NA \quad (4.8)$$

Aus den Gl. (4.7) und (4.8) lassen sich für Fasern Abschätzungen über die zu erwartenden Leistungsschwellen  $P_{\text{th}}$  für die SBS treffen bzw. die  $M^2$ -Grenze der noch einkoppelbaren Strahlung berechnen.

Die Tab. 4.1 zeigt für Multimode-Quarzglasfasern mit Kerndurchmessern zwischen 25  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$  die Leistungsschwelle für SBS, die berechnete  $M^2$ -Grenze und eine Leistungsgrenze, welche nicht überschritten werden darf, um eine Zerstörung der Fasern zu vermeiden. Diese Leistungsgrenze ist über die Zerstörschwelle von Quarzglas (ca. 1  $\text{GW}/\text{cm}^2$  für ns-Pulse) abgeschätzt. Die durchschnittliche Intensität sollte um einen Faktor 2 unter dieser Schwelle bleiben, um Zerstörungen der Faser durch eine Überhöhung bei Gaußpulsen zu vermeiden.

| Kerndurchmesser<br>( $\mu\text{m}$ ) | SBS-Schwelle<br>(kW) | $M^2$ -Grenze für<br>NA = 0,22 | Max. Leistungsgrenze (kW)<br>( $I_{\max} = 500 \text{ MW}/\text{cm}^2$ ) |
|--------------------------------------|----------------------|--------------------------------|--|
| 25                                   | 0,4                  | 8                              | 2,5  |
| 50                                   | 1,7                  | 16                             | 10   |
| 100                                  | 6,6                  | 32                             | 40   |
| 200                                  | 26                   | 64                             | 160  |

Tab. 4.1: Berechnete SBS-Leistungsschwelle,  $M^2$ -Grenze und Maximalleistung für verschiedene Multimode-Quarzglasfasern. Zur Abschätzung der Leistungsschwelle gilt  $L_{\text{eff}} \approx L_{\text{coh}}$  mit  $L_{\text{coh}} = 0,5 \text{ m}$ .

Die in Tab. 4.1 aufgelistete Faserauswahl entspricht dem Gegenstand der experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit bezüglich der Reflexionseigenschaften und des Schwellverhaltens für SBS und wird im folgenden Abschnitt ausführlich erläutert.

### 4.3 Reflexionseigenschaften von Multimode-Quarzglasfasern

Die wesentlichste Eigenschaft von Fasern als PCM ist der Reflexionsgrad. Erst ein entsprechend gutes Reflexionsverhalten macht deren Einsatz zur Kompensation von Phasenstörungen in Oszillator-Verstärker-Systemen sinnvoll. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Untersuchung der Reflexionseigenschaften von Multimode-Quarzglasfasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern ( $25\ \mu\text{m} - 200\ \mu\text{m}$ ), welche als PCM in Oszillator-Verstärker-Systemen zum Einsatz kommen.

#### 4.3.1 Meßaufbau zur Untersuchung der Reflexionseigenschaften

Die Abb. 4.4 zeigt schematisch den für die Untersuchung der Reflexionseigenschaften verwendeten Meßaufbau. Dieses Oszillator-Verstärker-System emittiert bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1064\ \text{nm}$  transversalen und longitudinalen Grundmode. Die Pulsdauer der gütegeschalteten Pulse beträgt  $30\ \text{ns}$  (FWHM) bei einer Repetitionsrate von  $1\ \text{Hz}$ .

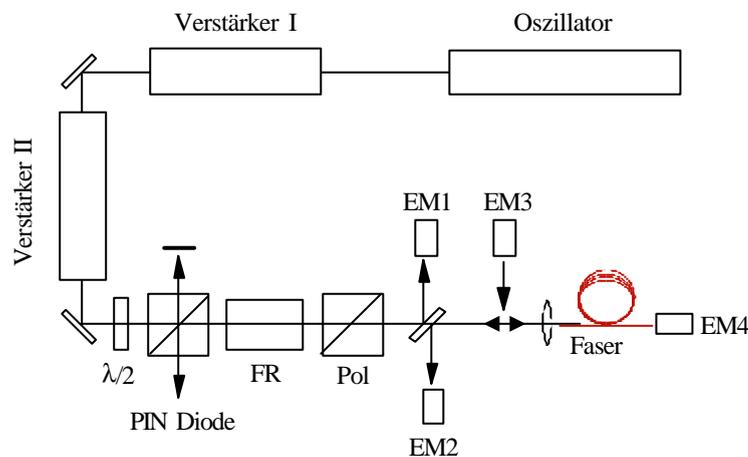


Abb. 4.4: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Reflexionseigenschaften von Faser-Phasenkonjugatoren.  $\lambda/2$ : Halbwellenplatte, Pol: Polarisator, FR: Faraday-Rotator, EM1-4: Energiemeßköpfe

Der lineare Nd:YAG-Oszillator ist lampengepumpt und wird durch eine Pockelszelle gütegeschaltet. Die optische Länge des Resonators beträgt ca.  $990\ \text{mm}$ . Der plane Auskoppelspiegel besitzt eine Reflektivität von  $70\%$ , der Krümmungsradius des hochreflektiven Spiegels beträgt  $3\ \text{m}$ .

Eine Blende innerhalb des Resonators legt das Strahlprofil auf transversalen Grundmode fest. Zwei resonatorinterne Etalons mit einer optischen Dicke von 30 mm bzw. 3 mm und einer Reflektivität von 70% bzw. 50% dienen dem stabilen longitudinalen Einmoden-Betrieb des Oszillators. Die Reduktion der spektralen Emissionsbandbreite ist erforderlich, um eine ausreichend große Wechselwirkungslänge  $L_{\text{eff}}$  für die SBS in dem verwendeten PCM zu gewährleisten. Die Kohärenzlänge wurde durch ein Michelson-Interferometer zu 0,5 m bestimmt. Die Ausgangsenergie des Oszillators beträgt ca. 0,4 mJ. Die Nachverstärkung der Oszillatorpulse erfolgt in einer seriellen Anordnung zweier lampengepumpter Nd:YAG-Verstärker. Die Ausgangsenergie des Gesamtsystems beträgt ca. 9 mJ. Die optische Diode besteht aus zwei Glan-Polarisatoren und einem Faraday-Rotator und verhindert eine Rückkopplung reflektierter Strahlung in das Lasersystem. Über eine Halbwellenplatte kann die Energie dynamisch geregelt werden.

Zur Bestimmung der Koppeleffizienz sowie des Reflexionsgrades dienen die pyroelektrischen Energiedetektoren EM1, EM2, EM3 und EM4 der Firma Laserprobe. Die Energiedetektoren besitzen einen Meßbereich von 1  $\mu\text{J}$  bis 1 J und eine Meßgenauigkeit von 5%. Die zeitliche Änderung der Laserpulse sowie deren Intensität wird mit einer PIN Diode (DET 210/M) überprüft. Zur Bestimmung der Pumpenergie und der reflektierten Energie wurde ein unbeschichtetes Substrat in den Strahlengang plaziert und somit ein geringer Anteil der Strahlung reflektiert. Der Energiedetektor EM1 ist derart kalibriert, daß dieser die Energie vor der Einkopplung in die Faser direkt anzeigt. Für eine exakte Bestimmung des Reflexionsgrades der untersuchten Fasern wurde mit einem hochreflektierenden Spiegel (an der Stelle der Faser) eine Kalibrierung von EM2 auf einen Reflexionsgrad von 100% vorgenommen.

### 4.3.2 Meßergebnisse

Zur Bestimmung der SBS-Reflexion in den zu untersuchenden Multimode-Quarzglasfasern müssen Koppel- und Fresnelverluste (4% je Faserendfläche) auf den Faserendflächen berücksichtigt werden. Die Beziehung zwischen der Pumpenergie  $E_{\text{pump}}$ , der in die Faser eingekoppelten Energie  $E_{\text{in}}$  und der transmittierten Energie  $E_{\text{trans}}$  ist durch Gl. (4.9) gegeben [4.17].

$$E_{\text{in}} = C_{\text{eff}} E_{\text{pump}} = E_{\text{trans}} / T \quad (4.9)$$

Hierbei ist  $C_{\text{eff}}$  die Koppelleffizienz und  $T \approx 0,96$  die Transmission durch die Faserendfläche.  $C_{\text{eff}}$  ist abhängig von der Brennweite der benutzten Fokussierlinse und den Fresnelverlusten an der Faserendfläche und wird durch  $C_{\text{eff}} = E_{\text{trans}}/E_{\text{pump}}$  bestimmt. Diese Messung muß bei Energien unterhalb der Schwellenergie für SBS durchgeführt werden. Die Abb. 4.5 veranschaulicht schematisch die gemessenen Energiewerte.

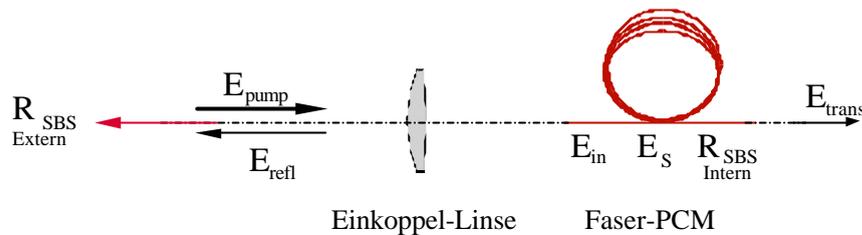


Abb. 4.5: Schematische Darstellung der zur Fasercharakterisierung gemessenen Energiewerte.

Die SBS-Reflektivität im Faserinneren ist durch den Quotienten von Stokes-Energie  $E_S$  und der in die Faser eingekoppelten Energie  $E_{\text{in}}$  gegeben. Unter Berücksichtigung der Fresnelverluste ergibt sich die Reflexion  $R_{\text{SBS, intern}}$  nach Gl. (4.10).

$$R_{\text{SBS Intern}} = \frac{E_S}{E_{\text{in}}} = \frac{E_{\text{refl}}}{TC_{\text{eff}}E_{\text{pump}}} \quad (4.10)$$

Für die Verwendung der untersuchten Fasern als PCM ist die externe oder technische Reflektivität  $R_{\text{SBS, extern}}$  von großer Bedeutung. Sie berechnet sich gemäß Gl. (4.11) und ist, bedingt durch die Fresnelverluste, geringer als die Reflektivität, welche sich aus Gl. (4.10) ergibt.

$$R_{\text{SBS Extern}} = \frac{E_{\text{refl}}}{E_{\text{pump}}} \quad (4.11)$$

In Tab. 4.2 sind die experimentell bestimmten internen Reflektivitäten  $R_{\text{SBS, intern}}$  und die SBS-Leistungsschwellen für die untersuchten Multimode-Quarzglasfasern mit Kerndurchmessern von 25  $\mu\text{m}$  bis 200  $\mu\text{m}$  aufgeführt. Die Brennweiten der zur Einkopplung der Energie  $E_{\text{pump}}$  verwendeten Linsen sind jeweils angegeben. Der Brillouin-Verstärkungskoeffizient  $g_B$  ist für jede Faser mittels der Gl. (4.7) bestimmt worden und entspricht in etwa dem theoretischen Wert von Quarzglas von 5 cm/GW.

| Durchmesser Faserkern ( $\mu\text{m}$ ) | Brennweite der Einkoppellinse (mm) | max. interne Reflektivität $R_{\text{SBS}}$ (%) | SBS-Schwelle (kW) | Brillouin-Gain (cm/GW) |
|---|------------------------------------|---|-------------------|------------------------|
| 25                                      | 25                                 | 86  | 0,3               | 6,9                    |
| 50                                      | 40                                 | 88  | 1,6               | 5,2                    |
| 100                                     | 80                                 | 80  | 8,3               | 3,9                    |
| 200                                     | 100                                | 80  | 26                | 5,1                    |

Tab. 4.2: Experimentell bestimmte interne Reflektivitäten  $R_{\text{SBS, intern}}$  und SBS-Leistungsschwellen für Multimode-Quarzglasfasern mit Kerndurchmessern zwischen 25  $\mu\text{m}$ – 200  $\mu\text{m}$ . Der angegebene Brillouin-Gain ist mit Gl. (4.7) berechnet worden.

In Abb. 4.6 sind die internen SBS-Reflektivitäten und SBS-Leistungsschwellen der untersuchten Fasern als Funktion der Pulsspitzenleistung ( $P_{\text{peak}}=E_{\text{pump}}/\text{Pulsdauer}$ ) grafisch dargestellt.

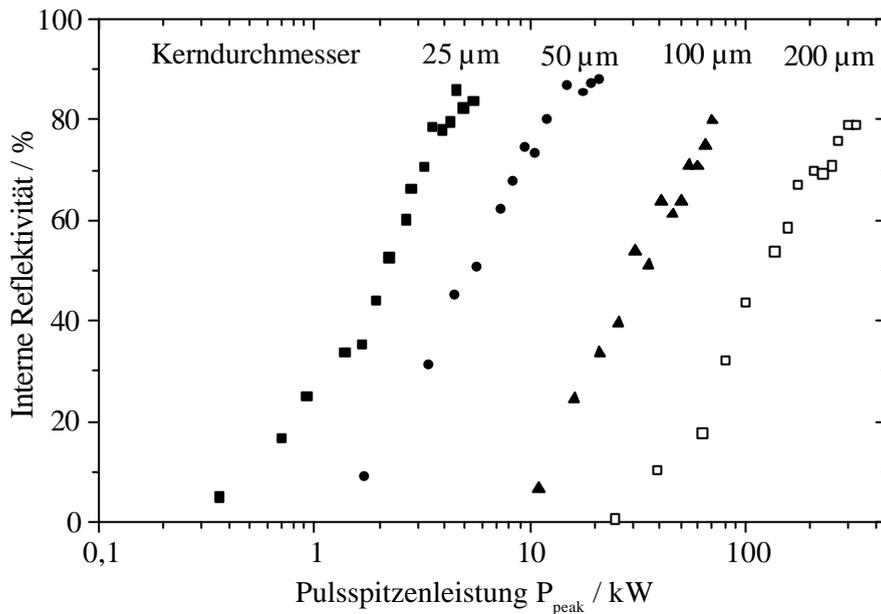


Abb. 4.6: Experimentell bestimmte SBS-Reflektivitäten als Funktion der eingestrahlten Pulsspitzenleistung für Multimode-Quarzglasfasern mit Kerndurchmessern zwischen 25  $\mu\text{m}$  und 200  $\mu\text{m}$ . Es ist auf den logarithmischen Maßstab zu achten.

Die Darstellung der Reflektivität über die auf die Leistungsschwelle  $P_{\text{th}}$  normierte Pulsspitzenleistung  $P_{\text{peak}}$  erlaubt einen Vergleich der Reflexionsverläufe der Fasern untereinander, siehe Abb. 4.7.

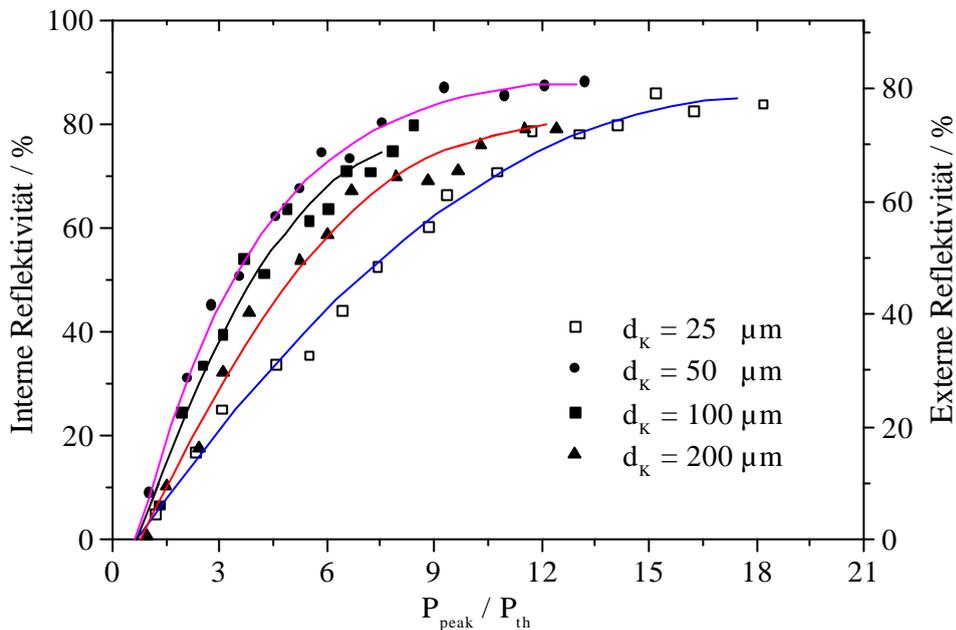


Abb. 4.7: Vergleich der Reflexionsverläufe der untersuchten Multimode-Quarzglasfasern als Funktion des Quotienten aus Pulsspitzenleistung  $P_{\text{peak}}$  und Leistungsschwelle  $P_{\text{th}}$ .

Der auf der rechten Abszisse angegebene externe Reflexionsgrad wurde bezüglich der Fresnelverluste korrigiert. Ein interner Reflexionsgrad von 100% entspricht einem externen Reflexionsgrad von 92,2%.

Die Reflexionsverläufe der untersuchten Fasern sind sehr ähnlich. Nachdem die Leistungsschwelle für die SBS überschritten wird, steigt die Reflexion zunächst exponentiell an und geht bei weiterer Erhöhung der Eingangsenergie in die Sättigung.

Eine Erhöhung der für die Anwendung als PCM wichtigen externen Reflektivität der Fasern kann durch die Vermeidung der Fresnelverluste erzielt werden. Die Faserendflächen können mit einer dielektrischen Entspiegelungsschicht versehen werden. Hierzu ist jedoch zu prüfen, inwieweit dabei die Zerstörschwelle der Oberfläche der Faser reduziert wird.

# 5

## Nd:YAG als aktives Medium

Das laseraktive Medium Nd:YAG (YAG = Yttrium Aluminium Granat; Summenformel:  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) ist ein künstlich hergestellter Einkristall, in dem ein geringer Teil der Yttrium-Ionen durch Ionen des Elements Neodym (Nd, griech. neós und didymos = neuer Zwilling) ersetzt sind. Die Konzentration der Neodym-Ionen (Dotierung) im YAG-Kristall liegt in der Regel zwischen 0,7at.% und 1,1at.%. In Tab. 5.1 sind wichtige laserspezifische Daten für Nd:YAG zusammengefaßt. Der hochgestellte Index entspricht der Literaturreferenz, welche in der Fußnote angegeben ist. Eine ausführliche Darstellung aller optischen, thermischen und mechanischen Eigenschaften von Nd:YAG sind z.B. in [5.1] bis [5.3] gegeben.

| Bezeichnung                                    |           | Einheit   | Wert                 |
|--|-----------|---|----------------------|
| Wellenlänge                                    | $\lambda$ | nm  | 1064,1               |
| Dotierung                                      | Dot.      | at.%  | 0,7-1,1              |
| Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus | $\tau$    | $\mu\text{s}$                                   | 230 <sup>9, 10</sup> |
| Brechungsindex                                 | n         | -   | 1,82                 |
| Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur | dn/dT     | $10^{-6} \text{ K}^{-1}$                        | 7,3-8,9 <sup>9</sup> |
| Thermischer Ausdehnungskoeffizient             | $\alpha$  | $10^{-6} \text{ K}^{-1}$                        | 7,9 <sup>11</sup>    |
| Wärmeleitfähigkeit                             | k         | $\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ | 0,11 <sup>10</sup>   |

Tab. 5.1: Zusammenstellung wichtiger laserspezifischer Daten für Nd:YAG.

### 5.1 Thermische Linsenwirkung

Der Pumpprozeß von Festkörperlasern führt zu einer Temperaturerhöhung im aktiven Medium. Nur etwa ein Drittel der absorbierten Pumpleistung wird in Form von Inversion gespeichert [5.4]. Der Rest wird durch strahlungslose Übergänge in Form von Wärme an das Material abgegeben.

<sup>9</sup> Für eine Nd-Dotierung von  $\approx 1\text{at.}\%$  [5.2]

<sup>10</sup> aus [5.2]

<sup>11</sup> aus [5.3]

Die Kühlung des Lasermaterials über die Mantelfläche führt bei hohen mittleren Pumpleistungen zu einem näherungsweise parabolischen Temperaturprofil von der Stabmitte zum Rand hin. Es ergibt sich eine thermisch induzierte Linsenwirkung des gepumpten Laserstabes. Die radiale Temperaturverteilung eines zylindersymmetrischen Laserstabes mit der Wärmeleitfähigkeit  $k$  ist durch die eindimensionale Wärmeleichung (5.1) gegeben [5.3]. Hierbei ist  $r$  die radiale Koordinate.

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \left(\frac{1}{r}\right) \cdot \left(\frac{dT}{dr}\right) + \frac{h}{k} = 0 \quad (5.1)$$

Innerhalb der gepumpten Länge<sup>12</sup> des Stabes wird die Pumplichtverteilung als homogen angenommen. Die Heizleistungsdichte  $h$  ist daher konstant, Gl. (5.2).

$$h = \frac{\eta_h P_P}{\pi r_0^2 \ell} = \frac{P_h}{\pi r_0^2 \ell} \quad (5.2)$$

Hierbei ist  $\eta_h$  der Heizwirkungsgrad,  $P_P$  die Pumpleistung,  $P_h$  die Heizleistung,  $r_0$  der Stabradius und  $\ell$  die gepumpte Länge des Stabes. Mit der Randbedingung  $T(r_0)$  für  $r = r_0$  folgt aus (5.1) die Gl. (5.3) [5.3].  $T(r_0)$  ist die Oberflächentemperatur des Stabes.

$$T(r) = T(r_0) + \left(\frac{h}{4k}\right) \cdot (r_0^2 - r^2) \quad (5.3)$$

Aufgrund dieses parabolischen Temperaturprofils bildet sich ein radialer Brechungsindexverlauf nach Gl. (5.4) aus, wobei  $\gamma$  eine Konstante ist, die in sich verschiedene Materialparameter sowie die Heizleistungsdichte vereint.  $n_0$  ist der Brechungsindex des Kristalls im ungepumpten Zustand.

$$n(r) = n_0 \left(1 + \gamma \cdot r^2\right) \quad (5.4)$$

Aus dem parabolischen Brechungsindexprofil ergibt sich eine stabinterne ABCD-Matrix  $M(\Gamma, \ell)$  nach Gl. (5.5). Hierbei ist  $\Gamma$  die Ausbreitungskonstante mit  $\Gamma = \sqrt{-2\gamma}$ , ( $\gamma < 0$ ) [5.4].

---

<sup>12</sup> Die gepumpte Länge ist etwas geringer als die gesamte Länge eines Stabes, da Halterung und Dichtung des Stabes die nutzbare Länge verkürzt.

$$M(\Gamma, \ell) = \begin{bmatrix} \cos \Gamma \ell & \frac{1}{\Gamma} \sin \Gamma \ell \\ -\Gamma \sin \Gamma \ell & \cos \Gamma \ell \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

Zur vollständigen Betrachtung der thermischen Linse muß die Brechung an den Stabendflächen berücksichtigt werden. Diesen Zusammenhang erhält man, indem die Matrix nach Gl. (5.5) mit den Matrizen für die Brechung beim Eintritt bzw. Austritt aus dem Medium multipliziert wird, Gl. (5.6).

$$M_{\text{ges}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_0 \end{bmatrix} \cdot M(\Gamma, \ell) \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \Gamma \ell & \frac{n_0}{\Gamma} \sin \Gamma \ell \\ -\frac{\Gamma}{n_0} \sin \Gamma \ell & \cos \Gamma \ell \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

Da in der Regel  $\Gamma \cdot \ell \ll 1$  gilt [5.4], entspricht die Matrix (5.6) der einer dicken Linse und läßt sich durch eine Taylor-Reihenentwicklung bis zum quadratischen Glied nähern, Gl. (5.7).

$$M_{\text{dicke Linse}} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{h_2}{f} & \frac{1}{n_0} \ell \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{h_1}{f} \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Die Gl. (5.7) beschreibt die Matrix einer dicken Linse der Brennweite  $f$ . Die Hauptebenenabstände von den Scheitelebenen der Linse  $h_1$  und  $h_2$  sind positiv, wenn die Hauptebene rechts vom Scheitel bzw. negativ, wenn sie links vom Scheitel liegt. Ein Vergleich der Matrixelemente liefert die Brennweite  $f$  und die Lage der Hauptebenen  $H$  der thermischen Linse gemäß Gl. (5.8). Diese liegen innerhalb des Stabes und besitzen die Abstände  $h_1$  und  $h_2$ , Abb. 5.1.

$$f = \frac{1}{n_0 \Gamma^2 \ell} \quad h_{1,2} = \pm \frac{\ell}{2n_0} \quad (5.8)$$

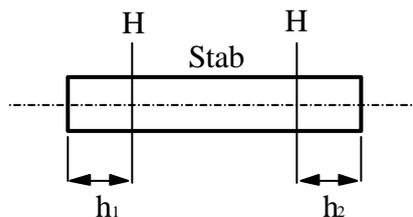


Abb. 5.1: Schematische Darstellung der Hauptebenen  $H$  eines Laserstabes und deren Abstände  $h_1$  bzw.  $h_2$  vom Stabende.

## 5.2 Spannungsdoppelbrechung

Das aktive Medium Nd:YAG gehört zu den kubisch kristallinen Materialien. Ohne äußere Einflüsse, wie die optische Anregung, sind diese Kristalle isotrop, d.h. sie weisen keine natürliche Doppelbrechung auf. Die Polarisierung einer Strahlung, die durch einen ungepumpten Nd:YAG-Kristall propagiert, bleibt erhalten. Diese Symmetrie des isotropen Materials wird gebrochen, wenn durch optische Anregung Wärme im Kristall entsteht. Dabei bildet sich im Lasermaterial vom Stabzentrum zum gekühlten Stabmantel ein parabolisches Temperatur- und Brechzahlindexprofil aus und ist Ursache für die thermische Linsenwirkung, vgl. Abschnitt 5.1.

Gleichzeitig führt die inhomogene Temperaturverteilung im aktiven Medium zu thermisch induzierten Längenausdehnungen, welche lokale mechanische Spannungen im Laserkristall zur Folge haben. Bei vorhandener Zylindersymmetrie des aktiven Mediums können diese in bezug auf das Polarkoordinatensystem des Stabes in eine radiale, eine azimutale und eine axiale Komponente zerlegt werden. Über die Kompressionsspannung im Stabzentrum und die Zugspannung an der Staboberfläche erfährt der Laserkristall Deformationen des Gitters, welche zu unterschiedlichen Brechungsindizes für die radiale und azimutale Polarisationskomponente  $\Delta n_r$  und  $\Delta n_\phi$  (5.9) führen [5.3].

$$\Delta n_r = C_r \frac{n_0^3 \alpha}{2\pi k} \cdot \frac{P_h}{\ell} \cdot \frac{r^2}{r_0^2} \quad \Delta n_\phi = C_\phi \frac{n_0^3 \alpha}{2\pi k} \cdot \frac{P_h}{\ell} \cdot \frac{r^2}{r_0^2} \quad (5.9)$$

Dieser sogenannte photoelastische Effekt wird durch die photoelastischen Koeffizienten für die radiale und azimutale Polarisierung  $C_r$  und  $C_\phi$  ausgedrückt. Zusammen mit denen in Tab. 5.1 aufgeführten Konstanten und den Elementen des photoelastischen Tensors  $p_{ij}$  (Tab. 5.2) lassen sich durch (5.10) und (5.11) für Nd:YAG  $C_r$  und  $C_\phi$  berechnen [5.3].

$$C_r = \frac{(17\nu - 7)p_{11} + (31\nu - 17)p_{12} + 8(\nu + 1)p_{44}}{48(\nu - 1)} \quad (5.10)$$

$$C_\phi = \frac{(10\nu - 6)p_{11} + 2(11\nu - 5)p_{12}}{48(\nu - 1)} \quad (5.11)$$

|                                       |                       |
|---------------------------------------|-----------------------|
| Poissonzahl $\nu$                     | 0,25                  |
| Elemente des photoelastischen Tensors |                       |
| $p_{11}$                              | $-2,9 \cdot 10^{-2}$  |
| $p_{12}$                              | $9,1 \cdot 10^{-3}$   |
| $p_{44}$                              | $-6,15 \cdot 10^{-2}$ |
| $C_r$                                 | $1,72 \cdot 10^{-2}$  |
| $C_\phi$                              | $-2,5 \cdot 10^{-3}$  |
| $C_B$                                 | $-9,9 \cdot 10^{-3}$  |

Tab. 5.2: Poissonzahl,  $p_{ij}$  und photoelastische Koeffizienten für Nd:YAG nach [5.1] und [5.3].  $p_{44} = (p_{11} - p_{12})/2$

Maßgeblich für die thermisch induzierte Spannungsdoppelbrechung  $\Delta n_{\text{biref}}$  ist die Differenz zwischen  $\Delta n_r$  und  $\Delta n_\phi$ , Gl. (5.12) [5.3].

$$\Delta n_{\text{biref}} = \Delta n_r - \Delta n_\phi = \frac{n_0^3 \alpha h}{k} \cdot C_B \cdot r^2 \quad \text{mit} \quad C_B = \frac{1}{2}(C_\phi - C_r) \quad (5.12)$$

### 5.3 Bifokussierung

Der Brechungsindexverlauf in einem zylinderförmigen Stab läßt sich aus der Summe des Brechungsindex  $n_0$  des aktiven Mediums im ungepumpten Zustand, der radialen Änderung  $\Delta n_r(r)$  des Brechungsindex aufgrund des parabolischen Temperaturprofils und der radialen Änderung  $\Delta n_\epsilon(r)$  des Brechungsindex infolge thermisch induzierter mechanischer Spannungen (photoelastischer Effekt) darstellen, Gl. (5.13) [5.3].

$$n(r) = n_0 + \Delta n_T(r) + \Delta n_\epsilon(r) \quad (5.13)$$

Die vereinfachte Darstellung der Gl. (5.4) kann durch einen polarisationsabhängigen Term, hervorgerufen durch die Spannungsdoppelbrechung, ergänzt werden, Gl. (5.14) [5.5].

$$n_{r,\phi}(r) = n_0(1 - \gamma_{r,\phi} \cdot r^2) \quad (5.14)$$

Unter Berücksichtigung des Stabendflächeneffektes (Krümmung der Stabendflächen), welcher einen Anteil an der thermischen Linsenwirkung von kleiner als 6% [5.3] ausmacht, führt das parabolische Brechungsindexprofil im gepumpten Stab zu einer polarisationsabhängigen Brechkraft der thermischen Linse nach der Gl. (5.15).

$$\frac{1}{f_{r,\phi}} = \frac{P_h}{kA} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\phi} n_0^3 + \frac{\alpha r_0(n_0 - 1)}{\ell} \right) \quad (5.15)$$

## 5.4 Depolarisation

Die unterschiedlichen Brechungsindizes für die radiale und azimutale Polarisationskomponente  $\Delta n_r$  und  $\Delta n_\phi$  (5.9) führen aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten zu einer Phasenverschiebung zwischen der radialen und der azimutalen Komponente der Polarisation eines Strahles, welcher durch den Laserstab propagiert [5.5]. Über die Stablänge integriert ergibt sich für achsparallele Strahlen eine von der Wellenlänge abhängige Phasenverschiebung  $\delta$  (in Radiant), Gl. (5.16) [5.3].

$$\delta(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \ell \cdot [\Delta n_\phi(r) - \Delta n_r(r)] = q_\lambda P_h \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \quad \text{mit} \quad q_\lambda = \frac{n_0^3 \alpha (C_r - C_\phi)}{\lambda k} \quad (5.16)$$

Dies führt zu einer Änderung des Polarisationszustandes bezüglich des eingestrahnten Signals. Die Komponente, welche nicht mehr der ursprünglichen Polarisation entspricht, wird als depolarisierter Anteil bezeichnet. Die Depolarisation eines Strahles mit konstanter Intensität über den Stabquerschnitt ist gegeben durch Gl. (5.17) [5.3].

$$\eta_{\text{depol}} = \frac{1}{4} \left[ 1 - \frac{\sin(q_\lambda P_h)}{q_\lambda P_h} \right] \quad (5.17)$$

Abb. 5.2 zeigt für die Wellenlängen  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  und  $\lambda = 633 \text{ nm}$  die aus Gl. (5.17) berechnete Depolarisation als Funktion der Heizleistung. Für niedrige Heizleistungen steigt die Depolarisation sehr schnell an und oszilliert für höhere Heizleistungen um den Grenzwert 25%. Für die Wellenlängen ergibt sich die Konstante  $q_\lambda$  nach Gl. (5.16) zu  $q_{1064\text{nm}} = 0,0614 \text{ rad/W}$  und  $q_{633\text{nm}} = 0,1032 \text{ rad/W}$ . Befindet sich ein Laserstab zwischen einem Paar gekreuzter Polarisatoren, ist die Transmission eines Laserstrahles, der durch den Stab propagiert, durch Gl. (5.18) gegeben [5.3].

$$T(r, \varphi) = 1 - \sin^2(2\varphi) \cdot \sin^2\left(\frac{\delta(r)}{2}\right) \quad (5.18)$$

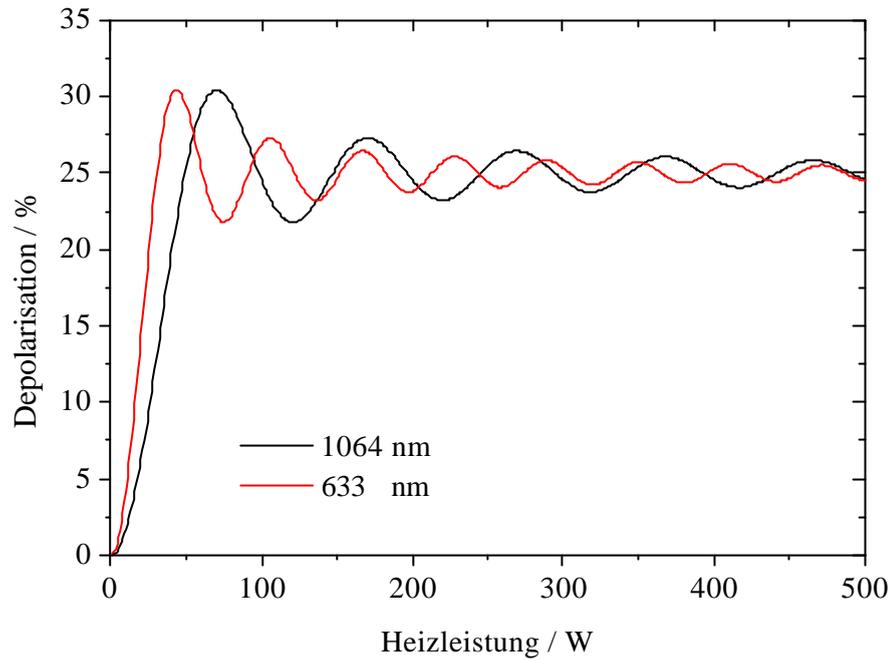


Abb. 5.2: Berechnete Depolarisation als Funktion der Heizleistung für verschiedene Wellenlängen.

In Abb. 5.3 ist die nach (5.18) berechnete (links) und experimentell untersuchte (rechts) Transmissionsverteilung eines Nd:YAG-Laserstabes mit einem Durchmesser von 6,35 mm und einer Länge von 177,8 mm grafisch dargestellt.

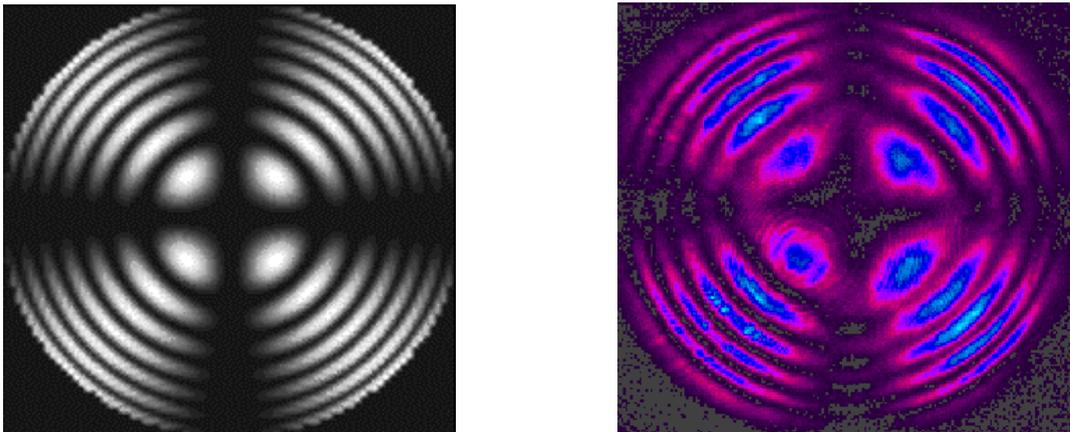


Abb. 5.3: Berechnete (links) und experimentell (rechts) untersuchte Transmissionsverteilung eines Nd:YAG-Stabes (6,35 mm x 177,8 mm). Zur experimentellen Untersuchung befindet sich der Stab zwischen einem Paar gekreuzter Polarisatoren und wird von einem He-Ne-Strahl der Wellenlängen  $\lambda = 633$  nm durchstrahlt.

Für die Berechnung der Transmissionsverteilung nach (5.18) wurde eine Heizleistung von 500 W und eine Wärmeleitfähigkeit von  $0,11 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  (Tab. 5.1) angenommen. Die Heizleistung von 500 W entspricht, ausgegangen von einem Heizwirkungsgrad für Nd:YAG von 5% [5.2], der für die experimentelle Untersuchung der Transmissionsverteilung zur Verfügung stehenden elektrischen Pumpleistung von 10 kW.

## 5.5 Charakterisierung der verwendeten Pumpkavitäten

In den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-Systemen kommen kommerziell erhältliche Pumpkavitäten der Firma HAAS GmbH + Co. KG und der Firma IDAR-Laser GmbH zum Einsatz. Beide Kavitätentypen werden kontinuierlich, d.h. im Dauerstrichbetrieb, angeregt. Bei den Kavitäten der Firma HAAS handelt es sich um lampengepumpte Systeme, dagegen werden die der Firma IDAR-Laser durch Dioden angeregt. Beide Typen werden in den folgenden Abschnitten ausführlich vorgestellt.

### 5.5.1 Lampengepumpte Nd:YAG-Kavitäten

Die zwei zur Verfügung stehenden HAAS-Kavitäten dienen in den vorgestellten Systemen als Verstärker. In Abb. 5.4 ist schematisch der Querschnitt des Reflektors sowie ein Foto einer HAAS-Kavität im Betrieb dargestellt. Ein Nd:YAG-Stab in den Abmaßen  $\frac{1}{4} \times 7$ " (6,35 mm x 177,8 mm) und einer Neodym-Dotierung von 1,1at.% befindet sich in einem goldbeschichteten doppelelliptischen Reflektor und wird durch zwei Krypton-Bogenentladungslampen optisch angeregt. Die beiden Anregungslampen sind in den äußeren Brennlinsen der Ellipsen montiert; der Laserstab befindet sich in der gemeinsamen Brennlinie [5.6]. Stab und Bogenentladungslampen sind von Flow-tubes umhüllt, welche eine laminare Strömung des Kühlmediums (deionisiertes Wasser) mit ausreichender Geschwindigkeit ermöglichen. Zur elektrischen Anregung der Bogenentladungslampen werden zwei Netzteile der Firma Ehrkamp Laserelektronik und Impulstechnik GmbH mit einem maximalen Pumpstrom von 24 A und einer maximalen Pumpspannung von 417 V eingesetzt [5.7].

Somit ergibt sich eine maximale elektrische Pumpleistung von je 10 kW. Die Kavitäten sind eigentlich für eine elektrische Pumpleistung von je 30 kW ausgelegt. Aufgrund der zur Verfügung stehenden Netzteile werden die Kavitäten jedoch nur bis maximal 10 kW betrieben.

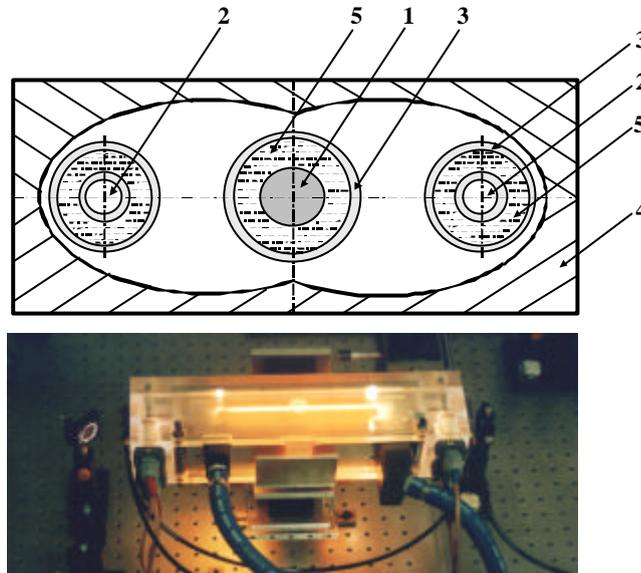


Abb. 5.4: Schematische Darstellung des Reflektor-Querschnittes einer HAAS-Kavität (oben) nach [5.6] und Foto einer HAAS-Kavität im Betrieb (unten). 1: Nd:YAG-Stab, 2: Lampe, 3: Flow-tube, 4: Reflektor, 5: Kühlmedium (deionisiertes Wasser)

Zur Bestimmung der Effizienz der Pumpkavitäten eignen sich Multimode-Oszillatoren möglichst geringer Resonatorlänge, da auch bei starker thermischer Linsenwirkung des aktiven Mediums das zur Verfügung stehende Modenvolumen annähernd vollständig genutzt werden kann. Der in erster Näherung lineare Anstieg der Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der zugeführten Pumpenergie des Resonators ermöglicht die Bewertung der Effizienz des aktiven Mediums über die Steigung der Geraden (slope efficiency).

Der verwendete symmetrische Plan-Plan-Resonator stellt mit einer geometrischen Länge von 600 mm einen kurzen Fabry-Perot-Resonator dar. Der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels wurde zwischen 70% und 80% variiert. Die Abb. 5.5 zeigt das Ergebnis der Effizienzmessung für eine Pumpkavität<sup>13</sup> in Abhängigkeit vom Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels. Die Steigung der Effizienzgeraden liegt je nach Reflexionsgrad zwischen 2% und 5%.

<sup>13</sup> Das Ausgangsleistungsverhalten beider Pumpkavitäten ist in etwa gleich. Daher wurde auf die Darstellung der Effizienzmessung der zweiten Pumpkavität verzichtet.

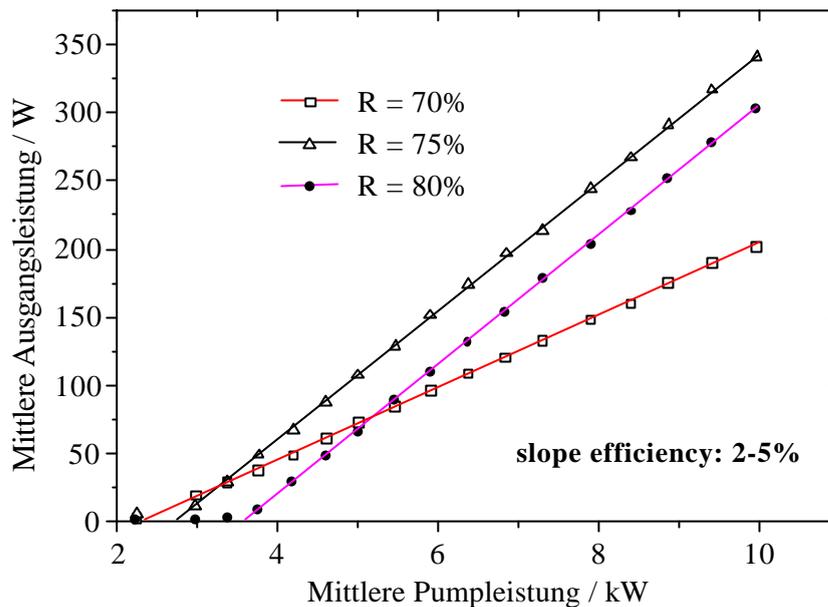


Abb. 5.5: Effizienzmessung für eine HAAS-Kavität durch Bestimmung der Multimodeleistung als Funktion der mittleren Pumpleistung und Variation des Reflexionsgrades des Auskoppelspiegels.

### 5.5.1.1 Experimentelle Bestimmung der thermischen Linsenwirkung

Das Brechungsindexprofil eines angeregten Lasermediums hängt nur geringfügig von der Wellenlänge des durchgehenden Lichtes ab und macht es somit möglich, die thermisch induzierte Linsenwirkung mit einem He-Ne-Laserstrahl zu untersuchen. Dabei durchläuft der aufgeweitete Teststrahl das aktive Medium und wird in Abhängigkeit von der Pumpleistung mehr oder weniger fokussiert. Zur Bestimmung der Brechkraft  $D$  wird die einfallende Intensität durch eine Blende und eine Diode detektiert, vgl. Abb. 5.6. Diese wird gemäß Gl. (5.19) umso mehr anwachsen, je größer die Brechkraft des Mediums ist [5.4].

$$D = \frac{1}{L+h} \left( 1 - \sqrt{\frac{I_0}{I}} \right) \quad (5.19)$$

$I_0$  ist die Intensität ohne thermische Linse,  $I$  die entsprechende Intensität mit thermischer Linsenwirkung des Mediums und  $h$  der Hauptebenenabstand, der näherungsweise durch Gl. (5.8) gegeben ist.

Die Untersuchung der thermischen Linsenwirkung eines Lasermediums kann sowohl mit als auch ohne Laseremission durchgeführt werden, d.h. mit oder ohne Resonator. Die Abb. 5.6 zeigt schematisch einen Aufbau zur Bestimmung der Brechkraft mittels eines He-Ne-Laserstrahls im Resonatorbetrieb.

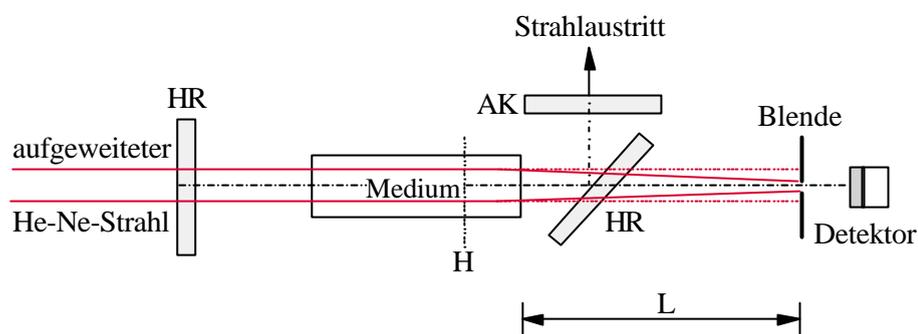


Abb. 5.6: Aufbau zur Bestimmung der Brechkraft im Resonatorbetrieb mit einem aufgeweiteten He-Ne-Teststrahl [5.4]. AK: Auskoppelspiegel

Bei dem aktiven Medium Nd:YAG ergibt die Untersuchung der thermischen Linsenwirkung mit Laseremission eine Verringerung der Brechkraft um etwa 10 - 20% [5.4]. Durch die induzierte Laseremission wird das obere Laserniveau entvölkert, die Anzahl der nichtstrahlenden Übergänge verringert und somit ein Kühleffekt durch die Laseremission hervorgerufen. Der für die Untersuchung der thermischen Linse mit Resonator zwischen Lasermedium und Detektor stehende Spiegel darf keinen fokussierenden oder defokussierenden Einfluß auf den durchgehenden He-Ne-Strahl haben, d.h. Vorder- und Rückseite des Spiegelsubstrates müssen die gleiche Krümmung besitzen [5.4].

Die thermische Linsenwirkung des aktiven Mediums ändert den Strahlverlauf des Modes im Resonator. Dabei durchläuft der Resonator stabile und instabile Bereiche. Der instabile Bereich führt zu einer starken Erhöhung der Verluste des Resonators. Dies hat ein Absinken der Ausgangsleistung oder gar das Aussetzen der Laseremission zur Folge. Berücksichtigt man nun, daß ein stabiler Resonator eine bestimmte Brechkraft des aktiven Mediums benötigt, um den instabilen Bereich zu erreichen, kann die Abnahme der Ausgangsleistung zur Bestimmung der Brechkraft genutzt werden [5.4].

In einer Plan-Plan-Resonatorkonfiguration mit stark unterschiedlichen Spiegelabständen, d.h. das aktive Medium steht nahe einem Spiegel, wird der zu durchlaufende instabile Bereich so groß, daß die Ausgangsleistung auf null zurückgeht, siehe Abb. 5.8.

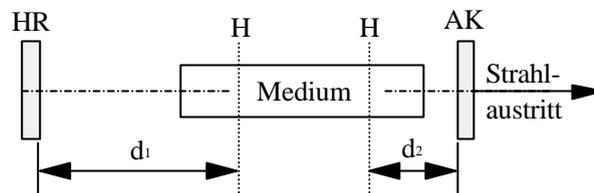


Abb. 5.7: Aufbau zur Untersuchung der kritischen Brechkraft.

Die kritische Brechkraft  $D$  ergibt sich nach Gl. (5.20). Dabei stellt  $d_1$  den größeren Spiegelabstand zum Medium dar.  $\ell$  entspricht der Länge des Mediums.

$$D = \frac{1}{(d_1 + \ell/2n)} \quad (5.20)$$

Nach dem Überschreiten der Stabilitätsgrenze ist jedoch keine stetige Abnahme der Ausgangsleistung zu verzeichnen, vielmehr zeigt sich noch ein zweites Maximum, welches für Nd:YAG um ca. 15% bezüglich der Pumpleistung verschoben ist. Die beiden Maxima (Abb. 5.8) entsprechen den Brechkraften der radialen und azimutalen Polarisationsrichtung.

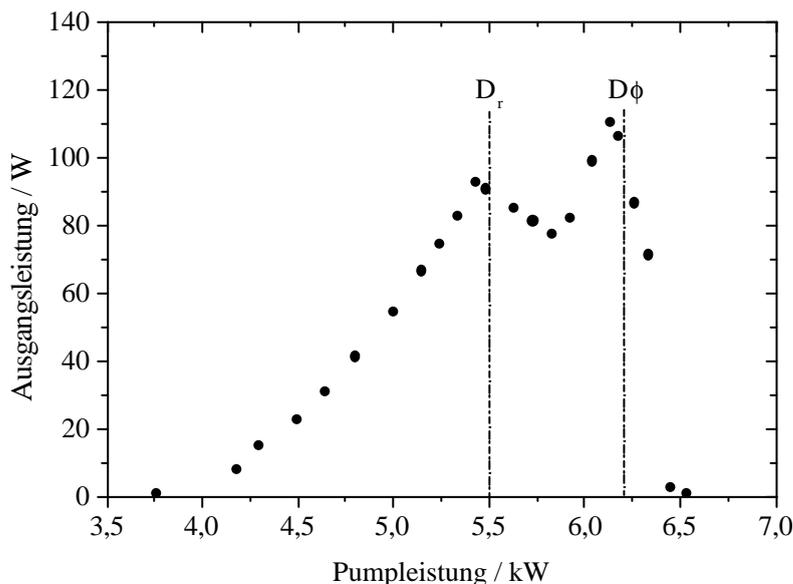


Abb. 5.8: Experimentelles Beispiel zur Bestimmung der Brechkraft eines Nd:YAG-Stabes (lampengepumpte Kavität) mit unsymmetrischem Plan-Plan-Resonator nach Aufbau Abb. 5.7.

Die Brechkraft zum Überschreiten der Stabilitätsgrenze wird zunächst von der radialen Polarisation erreicht. Nach einer ca. 15%-igen Erhöhung der Pumpleistung ergibt sich das zweite Maximum für die azimutale Polarisation. Für verschiedene Abstände  $d_l$  ergeben sich unterschiedliche Pumpleistungen  $P_{\text{krit}}$  bei denen der Resonator instabil wird. Aus der Steigung von  $1/d_l$  über  $P_{\text{krit}}$  läßt sich der thermische Linsenoeffizient bestimmen. Der Vorteil dieser Methode besteht in der Bestimmung der Brechkraft über ihre Auswirkung auf die Laseremission. Effekte, wie die Kühlung durch die Laseremission und die Polarisation der Strahlung sind somit berücksichtigt

Die Abb. 5.9 zeigt exemplarisch die Bestimmung der Brechkraft für eine lampengepumpte Kavität der Firma HAAS. Dabei wurde ein unsymmetrischer Plan-Plan-Resonator mit einer optischen Länge zwischen 520 und 870 mm gewählt. Die Längendifferenz entspricht dem variierten Spiegelabstand  $d_l$ . Die Brechkraft der thermischen Linse beträgt für die lampengepumpten Systeme der Firma HAAS ca. 0,5 dpt/kW.

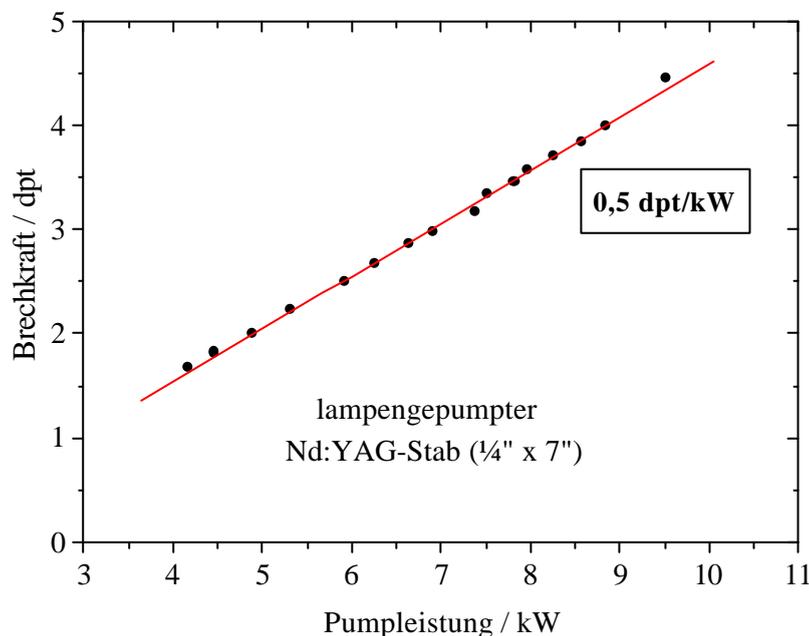


Abb. 5.9: Ergebnis der experimentellen Bestimmung der Brechkraft der thermisch induzierten Linsenwirkung für eine lampengepumpte Kavität der Firma HAAS (Nd:YAG-Stab:  $\frac{1}{4}'' \times 7''$ ).

## 5.5.2 Diodengepumpte Nd:YAG-Kavitäten

Die drei diodengepumpten Kavitäten der Firma IDAR-Laser werden einerseits als Pumpquelle für den Oszillator und andererseits als Verstärker genutzt. Als aktives Medium dient ein Nd:YAG-Stab in den Abmaßen von 4 mm x 56 mm mit einer Neodym-Dotierung von 0,8at.%. Die kontinuierliche Anregung erfolgt durch 6 Diodenbarren, die sternförmig in einem Winkel von  $120^\circ$  in einer 2 x 3 Barrenordnung um den Laserstab angeordnet sind. Jeweils einem Barrensatz gegenüber befindet sich ein Reflektor zur homogenen Pumplichtverteilung. Die Kavitäten werden mit Netzteilen der Firma LaserPlus AG betrieben und liefern einen maximalen Pumpstrom von 55 A und eine maximale Pumpspannung von 12 V [5.8]. Somit steht eine maximale elektrische Pumpleistung von je 660 W zur Verfügung. Das Ergebnis der Bestimmung der Effizienz für alle drei Pumpkavitäten ist in Abb. 5.10 dargestellt (Plan-Plan-Resonator mit 230 mm geometrischer Länge,  $R = 80\%$ ). Die Steigung der Effizienzgeraden liegt, je nach Pumpkavität, zwischen 19 und 24%. Die Abweichungen in der Steigung der Effizienzgeraden der untersuchten Pumpkavitäten sind durch unterschiedliche Pumplichtverteilungen (unterschiedliche Stellungen der Diodenbarren), unterschiedliche Kristallqualitäten und/oder unterschiedlichen Kühlungsbedingungen der Kristalle zu erklären.

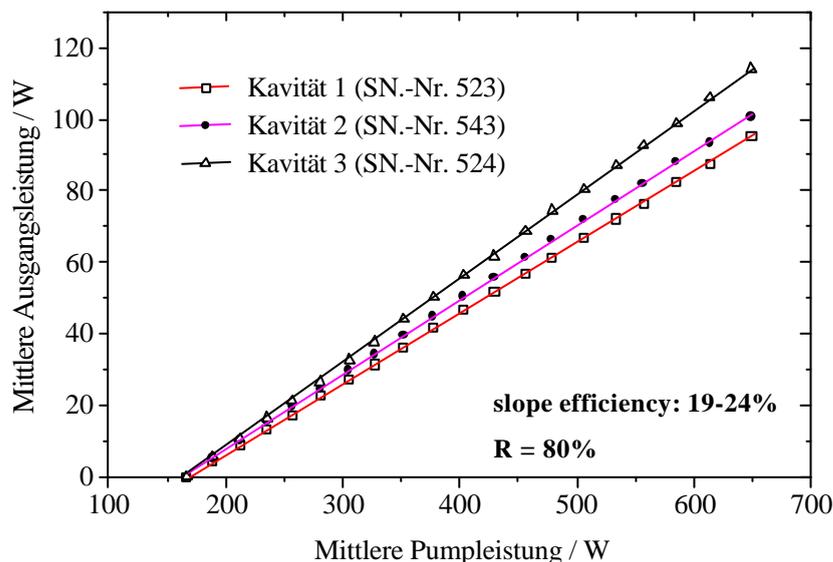


Abb. 5.10: Effizienzmessungen für die diodengepumpten Kavitäten der Firma IDAR-Laser.

Die Bestimmung der thermischen Linse der diodengepumpten Kavitäten erfolgte nach der in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Methode. Diese liegen im Bereich von ca. 7,5 dpt/kW.

# 6

## Kontinuierlich angeregte Oszillator-Verstärker-Systeme mit Faser-Phasenkonjugatoren

Kontinuierlich angeregte (cw – engl. continuous wave) und aktiv gütegeschaltete Festkörperlaser ermöglichen Repetitionsraten bis in den kHz-Bereich und sind dadurch besonders für die industrielle Materialbearbeitung wegen verkürzter Bearbeitungszeiten von großer wirtschaftlicher Bedeutung. Für Lasersysteme hoher mittlerer Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich besteht größter Bedarf an einer verbesserten Strahlqualität. Eine Methode zur Verbesserung der Strahlqualität ist die Reduktion thermisch induzierter Phasenstörungen durch spezielle Geometrien des aktiven Mediums (z.B. Scheibenlaser) oder optimierter Pumpanordnungen (Dioden). Die dennoch verbleibenden Phasenstörungen führen aber immer zu einer reduzierten Strahlqualität. Der Einsatz phasenkonjugierender Spiegel in Oszillator-Verstärker-Systemen (MOPA – engl. **M**aster **O**scillator **P**ower **A**mplifier) ermöglicht die Kompensation der auftretenden Phasenstörungen (vgl. Abschnitt 3.3) und damit die Erhaltung einer hohen Strahlqualität bei gleichzeitiger Erhöhung der mittleren Ausgangsleistung.

Im folgenden wird das allgemeine MOPA-Konzept mit Phasenkonjugation vorgestellt und die experimentell realisierten kontinuierlich angeregten Oszillator-Verstärker-Systeme mit Faser-Phasenkonjugatoren beschrieben und charakterisiert.

### 6.1 MOPA-Konzept mit Phasenkonjugation

Das grundlegende Konzept zur Realisierung von MOPA-Systemen mit Phasenkonjugation basiert auf einer Doppel-Pass-Anordnung mit einem einzelnen Verstärker, Abb. 6.1. Der von einem Master-Oszillator emittierte Strahl hoher Strahlqualität passiert eine optische Diode und wird in den Verstärker eingekoppelt. Der Aufbau der optischen Diode wird in Abschnitt 6.3 ausführlich beschrieben.

Während des ersten Verstärkerdurchlaufes wird die Strahlqualität des Feldes durch die ihm aufgeprägten Aberrationen herabgesetzt. Ursache sind die durch die optische Anregung induzierten statischen und dynamischen Phasenstörungen im aktiven Medium.

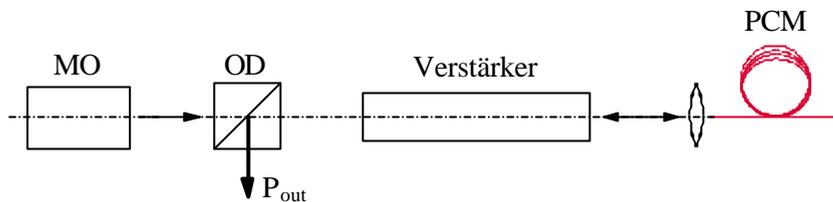


Abb. 6.1: Aufbau eines einfachen MOPA-Systems mit einem Verstärker in einer Doppel-Pass-Anordnung und phasenkonjugierendem Spiegel. MO: Master-Oszillator, OD: Optische Diode, PCM: Phasenkonjugierender Spiegel

Nach der Reflexion an einem phasenkonjugierenden Spiegel (vgl. Abschnitt 3.2) durchläuft das Signal den Verstärker erneut und es erfolgt die Kompensation der während des Hinlaufes aufgeprägten Phasenstörungen. Die Strahlqualität des Master-Oszillators wird nach dem Doppeldurchgang reproduziert. Mit Hilfe der optischen Diode wird der Strahl ausgekoppelt.

Das in Abb. 6.1 dargestellte MOPA-System mit Phasenkonjugation kann durch eine serielle Anordnung von Verstärkern erweitert werden, vgl. Abschnitt 6.4 ff. Bei gleicher mittlerer Oszillatorleistung sind somit höhere mittlere Ausgangsleistungen bei gleichbleibend hoher Strahlqualität des Gesamtsystems möglich.

## 6.2 Master-Oszillator mit akustooptischer Güteschaltung

In MOPA-Systemen mit Phasenkonjugation ist der Master-Oszillator die bestimmende Größe. Er liefert die entscheidenden Parameter wie die Repetitionsrate, den zeitlichen Verlauf der emittierten Pulse, deren Kohärenzlänge sowie weitgehend die Strahlqualität.

Die Abb. 6.2 zeigt den schematischen Aufbau sowie ein Foto des entwickelten kontinuierlich angeregten Master-Oszillators mit akustooptischer Güteschaltung. Als Anregungsquelle dient eine diodengepumpte Nd:YAG-Kavität (Stab: 4 mm x 56 mm, Neodym-Dotierung von 0,8at.%), vgl. Abschnitt 5.5.2. Der Master-Oszillator ist in Form eines Ring-Resonators aufgebaut. Die optische Resonatorlänge beträgt 670 mm.

Bei einer Wiederholrate von 10 kHz stellt der Master-Oszillator eine mittlere Ausgangsleistung von 7,5 W im transversalen und longitudinalen Grundmode bereit ( $M^2_{x,y} = 1,1$ ). Die Pulsdauer der einzelnen gütegeschalteten Pulse beträgt 125 ns (FWHM). Somit ergibt sich eine Pulsspitzenleistung von 6 kW.

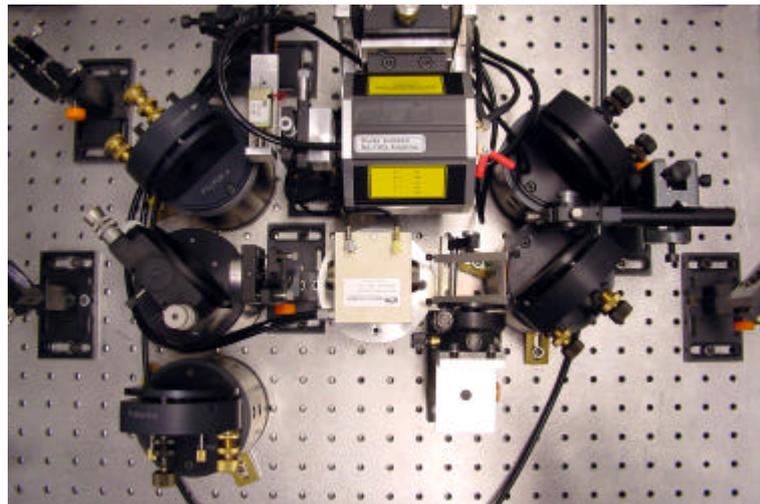
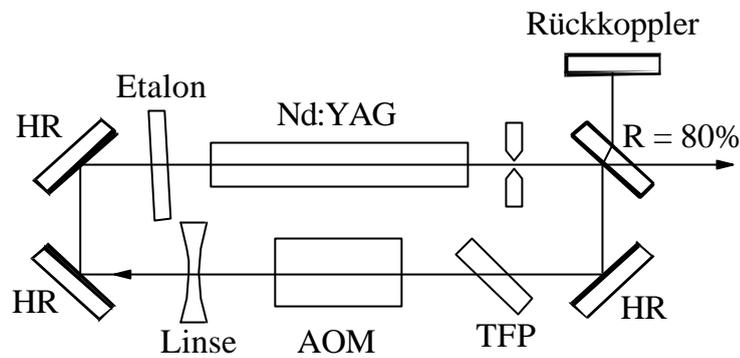


Abb. 6.2: Schematische Darstellung sowie ein Foto des entwickelten kontinuierlich angeregten Master-Oszillators mit akustooptischer Güteschaltung (AOM). Der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels beträgt 80%. TFP: Dünnschichtpolarisator

### 6.2.1 Räumliches Lochbrennen (Spatial hole burning)

Resonatoren ohne frequenzselektive Elemente emittieren im allgemeinen mehrere longitudinale Moden. Ursache dafür ist das räumliche Lochbrennen (spatial hole burning) im aktiven Medium. In einem linearen Resonator mit einseitiger Auskopplung besitzen die gegeneinanderlaufenden Felder verschiedene Amplituden, deren Interferenz einen räumlich inhomogenen Abbau der Inversion innerhalb des aktiven Mediums bewirkt [6.1].

Dabei wird an den Maxima (Bäuchen) des Intensitätsfeldes die Inversion abgerufen, in den Bereichen der Minima (Knoten) jedoch nicht. Inversionsbereiche, in denen der erste longitudinale Mode eine sehr geringe Feldstärke (Knoten) aufweist, können nicht zu dessen Verstärkung beitragen. Longitudinale Moden anderer Frequenz können jedoch Maxima der Feldstärke (Bäuche) an Stellen haben, an denen der erste longitudinale Mode Knoten aufweist. Somit kann sich zwischen erstem und höherem Mode eine örtliche Phasenverschiebung ausbilden, so daß die höheren Moden die nicht abgerufene Inversion nutzen, energetisch über die Laserschwelle gelangen und anschwingen [6.2].

Zur Selektion eines longitudinalen Mode können verschiedene Ansätze genutzt werden. Durch den Einsatz frequenzselektiver Elemente, wie resonatorinterne Etalons, kann die Anzahl der oszillierenden longitudinalen Moden eingeschränkt werden. Mittels spezieller Resonatorconfigurationen wie Twisted-Mode [6.3] oder Ringlaser wird die Ausbildung einer stehenden Welle und somit die Entstehung des räumlichen Lochbrennens vermieden. Eine weitere Möglichkeit einer longitudinalen Modeselektion besteht darin, den Resonator mit einem zweiten Laser geringer Leistung bei fester Frequenz zu "seeden" ("Seed-Laser"), um das Anschwingen der Resonatormode entsprechender Frequenz zu begünstigen.

### **6.2.2 Ringresonator**

Der Ringresonatorbetrieb ermöglicht die Unterdrückung des räumlichen Lochbrennens innerhalb des aktiven Mediums. Dem longitudinalen Mode wird durch einen resonatorexternen Rückkoppelspiegel eine Umlaufrichtung aufgezwungen. Der Resonator, der nun in nur einer Umlaufrichtung oszilliert, bildet somit eine laufende Welle aus.

Zunächst emittiert der Ring-Resonator in beiden Umlaufrichtungen, Abb. 6.3. Um eine Aussage über die Effizienz des Lasers treffen zu können, wird der Ring mit beiden Umlaufrichtungen und im transversalen Multimode, d.h. ohne zusätzliche Modenblende, betrieben.

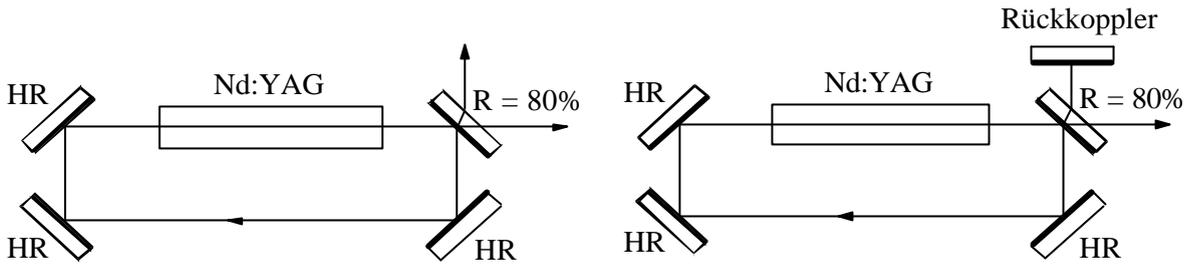


Abb. 6.3: Aufbau eines Ring-Resonators. **links**: Resonator emittiert in beide Umlaufrichtungen; **rechts**: Resonator emittiert in nur einer Umlaufrichtung durch einen externen Rückkopplspiegel.

Die Abb. 6.4 zeigt sowohl die mittlere Ausgangsleistung für die einzelnen Umlaufrichtungen als auch die Ausgangsleistung des Ring-Resonators im Einrichtungsbetrieb als Funktion der mittleren Pumpleistung.

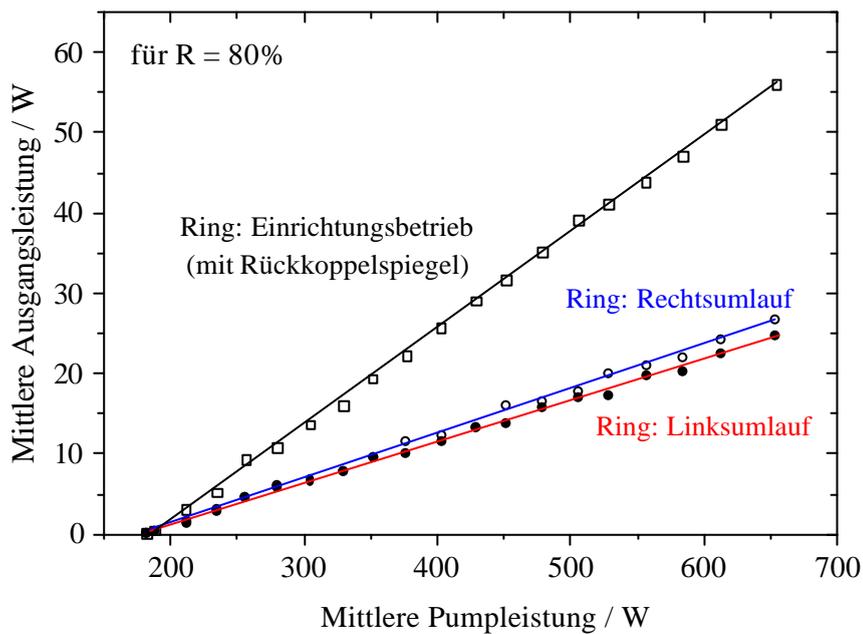


Abb. 6.4: Bestimmung der Multimode-Effizienz des kontinuierlich angeregten Ring-Resonators.

Der zur Selektion einer Umlaufrichtung verwendete Rückkopplspiegel ist ein hochreflektierender dielektrischer 0°-Planspiegel. Experimentell zeigt sich eine geringe Abhängigkeit des Unterdrückungsverhältnisses von dem Reflexionsgrad des Rückkopplspiegels. So kann ein einfaches unbeschichtetes Substrat mit R= 4% als Rückkoppler dienen, um einen stabilen Einrichtungsbetrieb zu gewährleisten.

Zur experimentellen Untersuchung des Einrichtungsbetriebes wurde zwischen Auskoppelspiegel und Rückkoppler ein unbeschichtetes Substrat eingebracht und in Reflexion die Leistung der gegenläufigen Resonatorrichtung mittels Leistungsdetektor bestimmt. Bei der Justage des Rückkoppelspiegels durchläuft die Ausgangsleistung der gegenläufigen Richtung des Resonators ein scharfes Minimum, bei dessen Erreichen der Resonator praktisch vollständig in einer Richtung emittiert. Die Abb. 6.5 zeigt die experimentelle Untersuchung des Einrichtungsbetriebes in Abhängigkeit vom Winkel des externen Rückkoppelspiegels.

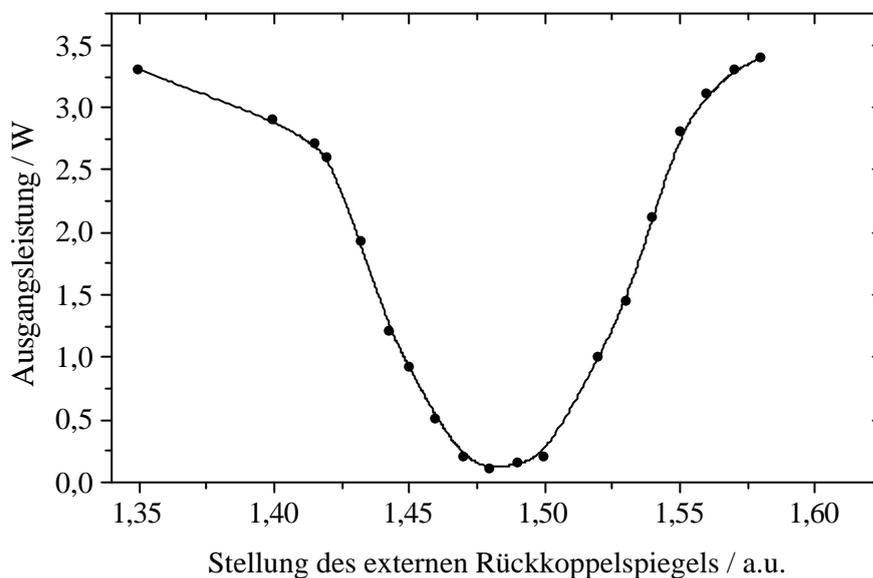


Abb. 6.5: Experimentelle Untersuchung des Einrichtungsbetriebes des Ring-Resonators in Abhängigkeit von der Stellung des externen Rückkoppelspiegels. Die Stellung des Rückkoppelspiegels bezieht sich jeweils auf einen Winkel, unter welchem selbiger steht.

Bei kontinuierlich betriebenen Ring-Resonatoren führt schon ein geringfügig größerer Verlust in einer Umlaufrichtung zu einem stabilen Einrichtungsbetrieb des Ring-Resonators mit hohem Unterdrückungsverhältnis. Grund hierfür ist der wirksam stattfindende Selektionsprozeß für eine Umlaufrichtung aufgrund der geringen Verstärkung im Gleichgewichtszustand. Experimentell wurde ein Unterdrückungsverhältnis von 1:200 erreicht, d.h. etwa 0,5% der Leistung oszilliert entgegen der gewünschten Umlaufrichtung.

### 6.2.3 Spektrale Einengung und Kohärenzlänge

Die Reduktion der spektralen Emissionsbandbreite des Master-Oszillators ist notwendig, um eine ausreichend große Wechselwirkungslänge für die SBS zu gewährleisten und somit einen entsprechend hohen Reflexionsgrad des verwendeten PCM zu ermöglichen. Die Ringresonator-Konfiguration im Einrichtungsbetrieb erlaubt prinzipiell die Emission eines einzelnen Lasermoden. Die geringe, experimentell bestimmte, Kohärenzlänge des Master-Oszillators von ca. 10 mm läßt jedoch vermuten, daß mehrere longitudinale Moden oszillieren.

Die Bestimmung der Kohärenzlänge des Master-Oszillators wurde mit Hilfe eines Michelson-Interferometers durchgeführt. Mit Hilfe einer CCD-Kamera werden Interferenzbilder aufgenommen und in Intensitätsmodulationen entlang des Streifensystems dargestellt, Abb. 6.6. Aus den Intensitätsmodulationen eines jeden Interferenzbildes kann jeweils der Kontrast  $K$  nach Gl. (6.1) bestimmt werden.

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (6.1)$$

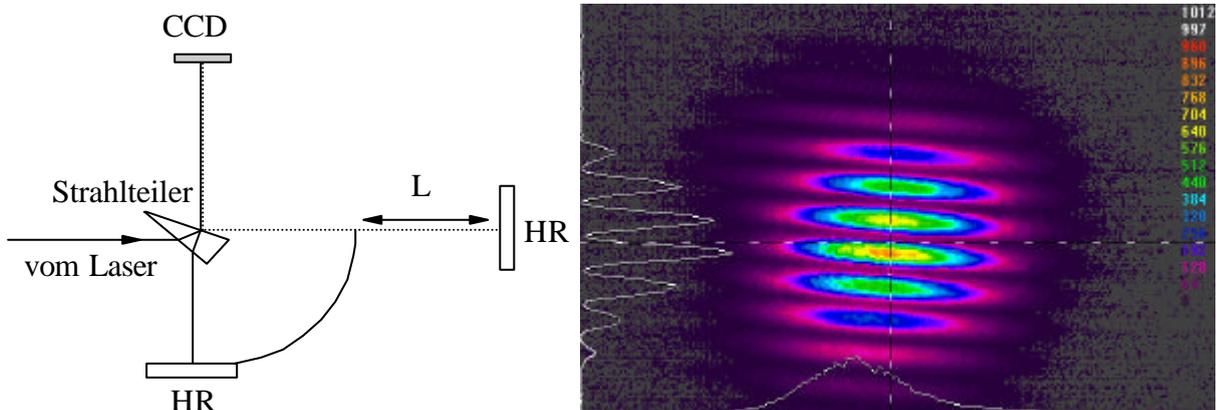


Abb. 6.6: Aufbau eines Michelson-Interferometers (links) und ein Interferenzbild (rechts) des Master-Oszillators.

Dabei entspricht  $I_{\max}$  dem Intensitätsmaximum sowie  $I_{\min}$  dem Intensitätsminimum. Zur Berechnung der Kohärenzlänge wurde das Kriterium der Reduktion des Interferenzkontrastes auf  $1/\sqrt{2}$  zugrunde gelegt.

Durch den Einsatz eines resonatorinternen Etalons kann die Anzahl der oszillierenden Moden eingeschränkt werden. Etalons bestehen im allgemeinen aus dünnen Glasplatten, welche mit teilreflektierenden Beschichtungen versehen sind. Dadurch bildet diese Anordnung einen eigenen plan-parallelen Resonator aus [6.2]. Aufgrund des geringen Spiegelabstandes besitzen diese kurzen Fabry-Perot Resonatoren einen großen longitudinalen Modenabstand (freier Spektralbereich) gemäß der Gl. (6.2). Hierbei entspricht  $c$  der Lichtgeschwindigkeit,  $n$  dem Brechungsindex und  $l$  der Länge bzw. der Dicke des Etalons.

$$\Delta\nu_{\text{fsEtalon}} = \frac{c}{2nl} \quad (6.2)$$

Die spektrale Halbwertsbreite einer longitudinalen Eigenmode des Etalons  $\Delta\nu_{\text{Etalon}}$  entspricht dem Quotient aus dem freien Spektralbereich  $\Delta\nu_{\text{fs Etalon}}$  und seiner Reflexionsfinesse  $F$  gemäß der Gl. (6.3).

$$\Delta\nu_{\text{Etalon}} = \frac{c}{2nlf} \quad (6.3)$$

Die Reflexionsfinesse  $F$  wird nur durch den Reflexionsgrad  $R$  der auf das Etalon aufgetragenen Beschichtungen bestimmt, Gl. (6.4). Die Näherung kann für Reflexionsgrade  $R > 0,5$  genutzt werden [6.4].

$$F = \pi \left[ 2 \arcsin \left( \frac{2 + 4R}{(1 - R)^2} \right)^{-1/2} \right]^{-1} \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \quad (6.4)$$

Durch Verkippung des Etalons ändert sich die effektive Länge desselben, wodurch die spektrale Lage des Etalonmode verändert werden kann.

Das verwendete Etalon besitzt eine Dicke von 2 mm (optische Dicke 3 mm). Aus dem Reflexionsgrad von jeweils 50% ergibt sich eine Reflexionsfinesse  $F$  nach (6.4) von ca.  $F = 6$ . Durch den Einsatz des Etalons vergrößert sich die Kohärenzlänge<sup>14</sup> des Master-Oszillators von kleiner 10 mm auf 810 mm, Abb. 6.7.

---

<sup>14</sup> nach dem Kriterium der Reduktion des Interferenzkontrastes auf  $1/\sqrt{2}$

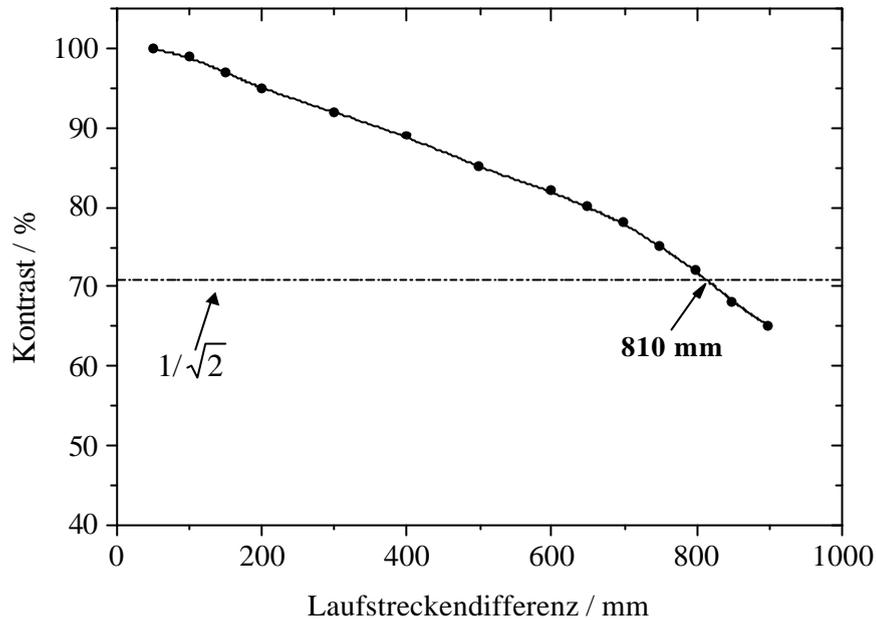


Abb. 6.7: Bestimmung der Kohärenzlänge des Master-Oszillators mit resonatorinternem Etalon nach der Kontrastfunktion (6.1).

Der longitudinale Modenabstand des Ringresonators  $\Delta\nu_{\text{Res}}$  errechnet sich nach Gl. (6.5).

$$\Delta\nu_{\text{Res}} = \frac{c}{l} \quad (6.5)$$

Mit einer optischen Resonatorlänge von 670 mm beträgt  $\Delta\nu_{\text{Res}}$  ca. 450 MHz. Unter Verwendung der Gl. (6.6) ist ersichtlich, daß im Fall des Resonatorbetriebes ohne Etalon, mit einer Kohärenzlänge  $l_c$  von ca. 10 mm, noch ca. 10 longitudinale Moden anschwingen können.  $\tau_c$  entspricht der Kohärenzzeit. Erst der Einsatz des Etalons, als zusätzliches frequenzselektives Element, engt das Verstärkungsprofil des Master-Oszillators soweit ein, daß ein longitudinaler Grundmodebetrieb desselben realisiert wird.

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_c} = \frac{c}{2\pi l_c} \quad (6.6)$$

Die Abb. 6.8 zeigt den Einfluß der Reduktion der spektralen Emissionsbandbreite durch Einsatz des Etalons in den Master-Oszillator auf das Reflexionsverhalten eines PCM's (Multi-mode-Quarzglasfaser mit Kerndurchmesser von 25  $\mu\text{m}$ , vgl. Abschnitt 4.3.2).

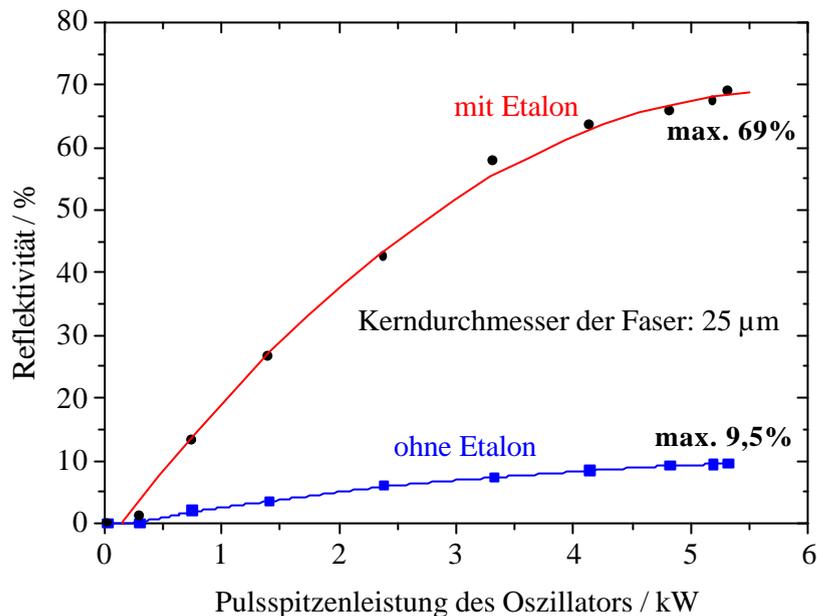


Abb. 6.8: Einfluß der Reduktion der spektralen Emissionsbandbreite auf das Reflexionsverhalten eines PCM's durch Einsatz des Etalons in den Master-Oszillator.

Der hierfür genutzte experimentelle Aufbau entspricht dem zur Charakterisierung der PCM's verwendeten Meßplatz, vgl. Abschnitt 4.3.1. Nach dem Master-Oszillator wird eine optische Diode errichtet, um Rückwirkungen auf selbigen zu vermeiden, vgl. Abschnitt 4.3.1. Die Reflexion wurde nach der Gl. (4.11) bestimmt. Das Reflexionsverhalten der Faser ist ohne Etalon sehr gering ( $< 10\%$ ). Dagegen liegt die Reflektivität der Faser mit Etalon (ca. 69%) deutlich höher und zeigt die Notwendigkeit der spektralen Einengung der Emissionsbandbreite des Master-Oszillators für die Anwendung von Faser-PCM's in MOPA-Systemen. Die geringere Reflektivität der Faser im Vergleich zu den erzielten Meßergebnissen zur Untersuchung des Reflexionsverhalten von Faser-PCM's (Abschnitt 4.3.2) ist durch die geringere Koppeffizienz zu erklären, die während des Experimentes erzielt wurde.

#### 6.2.4 Akustooptische Güteschaltung

Die Güteschaltung des Master-Oszillators, die wegen der leistungsabhängigen, nichtlinearen Reflexionseigenschaften der Phasenkonjugatoren notwendig ist, erfolgt durch einen akustooptischen Modulator (AOM) der Firma Gooch & Housego [6.5] mit einer maximalen Hochfrequenz-Treiberleistung von 100 W.

Die Schaltzeit eines AOM's ist größer als die von elektrooptischen Schaltern wie beispielsweise einer Pockelszelle. Hier können Schaltzeiten von weniger als 1 ns erreicht werden [6.6]. Durch den Einsatz eines AOM's als aktiver Güteschalter werden jedoch höhere Schaltfolgefrequenzen bis in den kHz-Bereich möglich. Somit können die im folgenden vorgestellten kontinuierlich angeregten MOPA-Systeme mit Repetitionsraten von mehreren 10 kHz gütegeschaltet werden.

Beim Anlegen einer Hochfrequenz-Spannung an den AOM entsteht eine Ultraschallwelle, an der eine Beugung des Laserstrahles stattfindet. Bei konstanter Pumpleistung stellt sich eine maximale Inversion ein, welche bei Abschaltung der HF-Spannung (AOM ist offen) schlagartig abgebaut wird und ein kurzer intensiver Lichtpuls entsteht [6.7]. Die Abb. 6.9 zeigt den zeitlichen Verlauf eines Schaltintervalls (10kHz) des verwendeten AOM's.

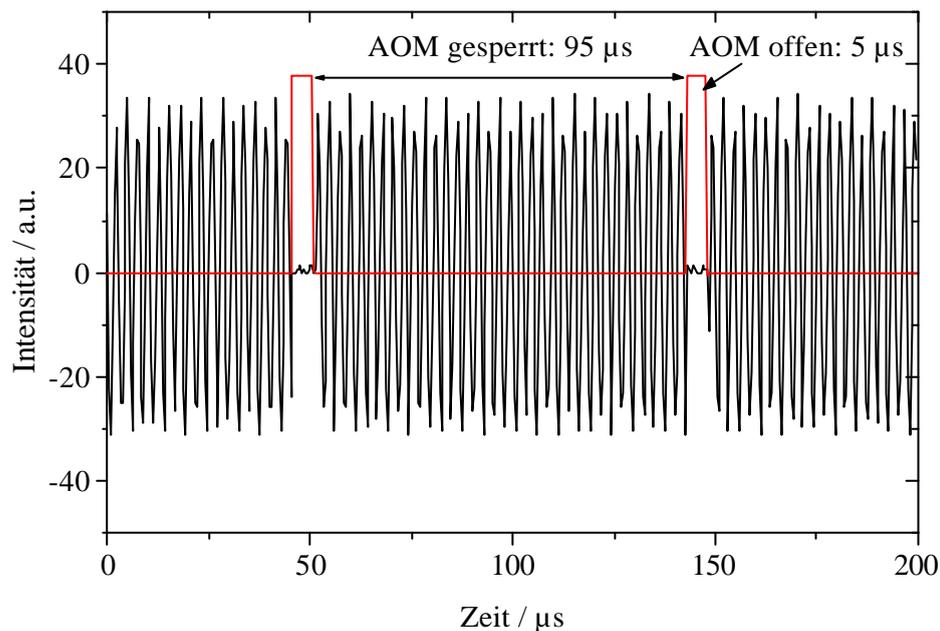


Abb. 6.9: Darstellung eines Schaltintervalls des akustooptischen Modulators (10 kHz).

Hier ist dieser für einen Zeitraum von 5  $\mu\text{s}$  geöffnet, d.h. ein Puls kann emittieren, um anschließend für eine Zeit von 95  $\mu\text{s}$  zu sperren in der sich die Inversion wieder aufbauen kann. Die Abb. 6.10 zeigt den zeitlichen Verlauf eines Pulszuges und Abb. 6.11 den eines einzelnen gütegeschalteten Pulses.

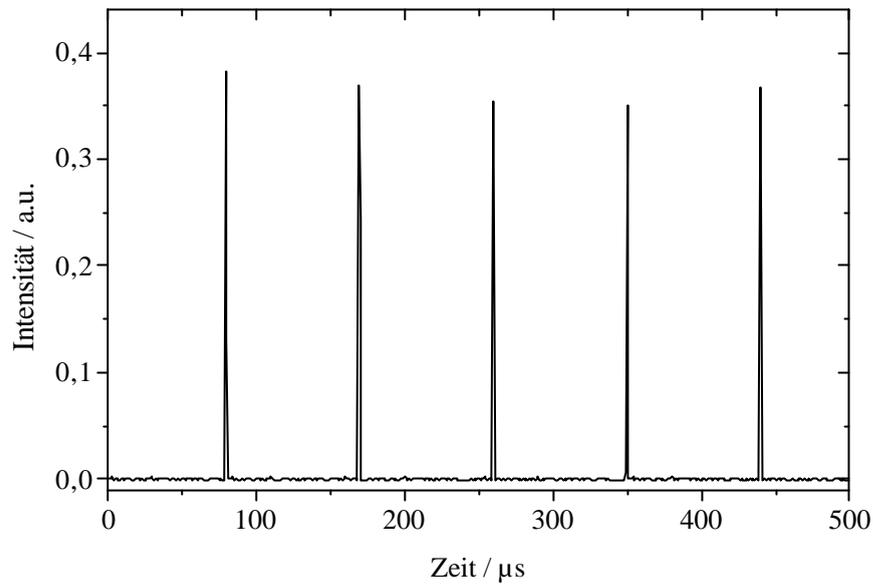


Abb. 6.10: Darstellung eines Pulszuges des Master-Oszillators.

Zur Messung der zeitlichen Struktur der Pulse wurde eine Silizium-Photodiode DET 210/M sowie ein Tektronix Oszilloskop TDS 620 [6.8] mit einer Auflösung von  $2 \cdot 10^9$  Samples / s und einer analogen Bandbreite von 500 MHz verwendet.

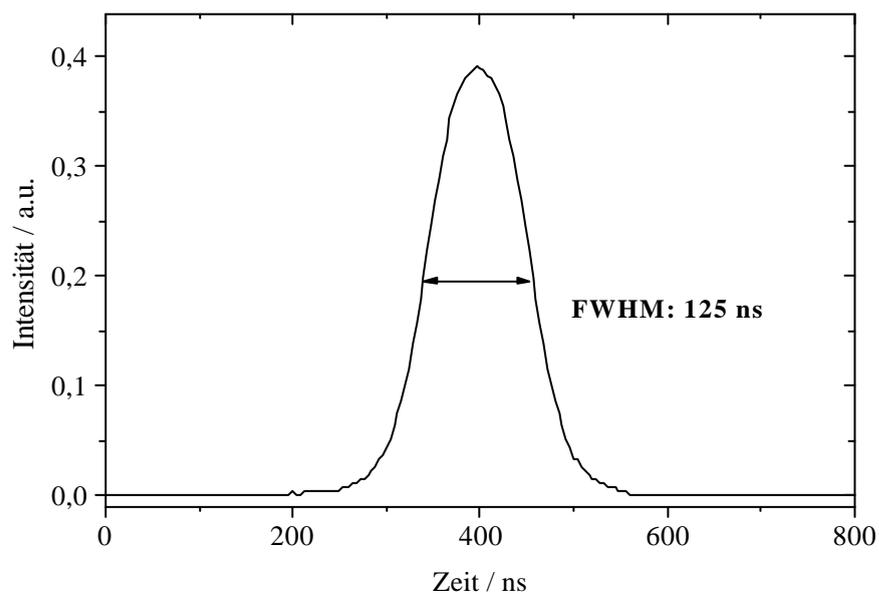


Abb. 6.11: Darstellung eines gütegeschalteten Einzelpulses des Master-Oszillators.

Der Master-Oszillator kann bei Repetitionsraten zwischen 5 und 40 kHz betrieben werden. In Abb. 6.12 ist die mittlere Ausgangsleistung und die Pulsdauer des Master-Oszillators als Funktion der Repetitionsrate des AOM's dargestellt.

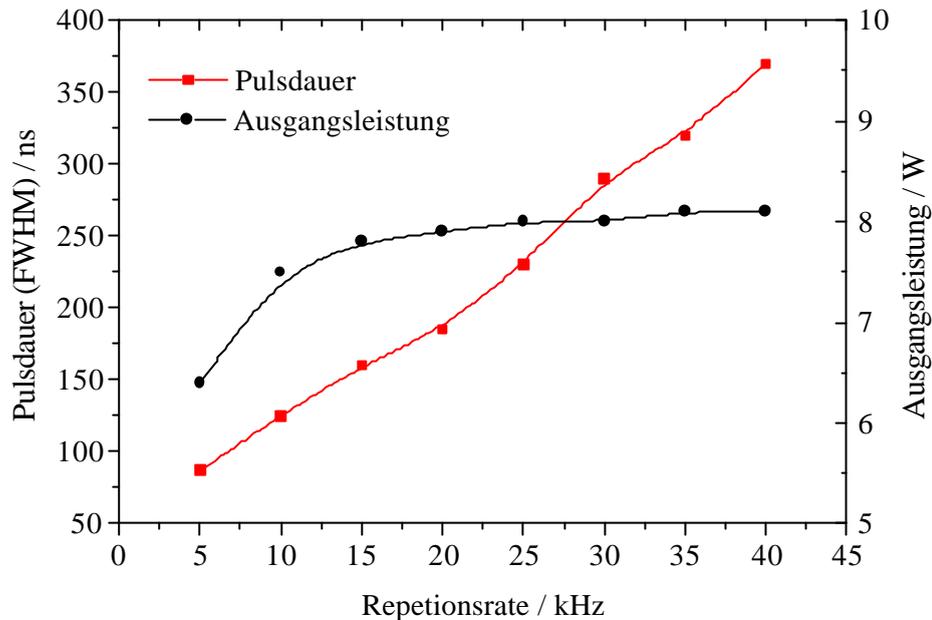


Abb. 6.12: Pulsdauer und mittlere Ausgangsleistung des Master-Oszillators als Funktion der Repetitionsrate des akustooptischen Modulators (AOM).

### 6.2.5 Strahlqualität

Die Strahlqualität des Master-Oszillators wurde auf Grundlage der ISO-Norm 11146 bestimmt, vgl. Abschnitt 2.2. Die Abb. 6.13 zeigt die vermessene Kaustik sowie zwei Strahlprofile. Der Aufnahmeort der Strahlprofile ist jeweils gekennzeichnet. Die Bestimmung der Strahlqualität erfolgt durch das Anpassen der quadrierten ortsabhängigen Strahldurchmesser mittels eines nichtlinearen Parameterfit und einem entsprechenden Koeffizientenvergleich nach (2.12). Der Master-Oszillator liefert eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität für beide orthogonale Raumrichtungen von  $M^2 = 1,1$ .

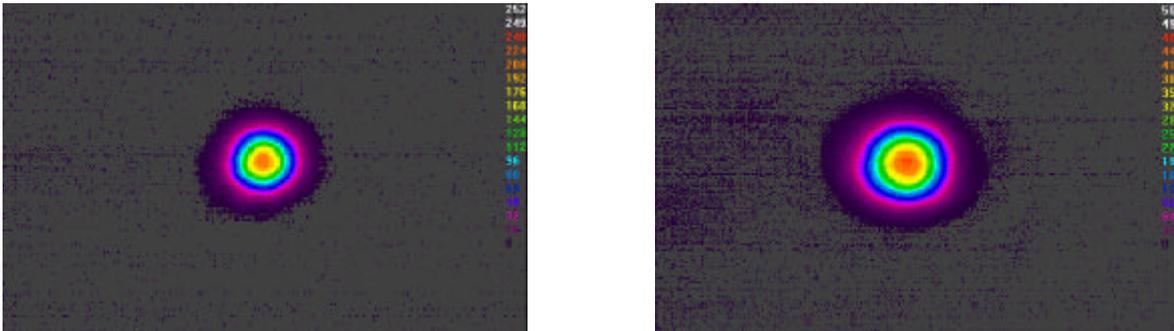
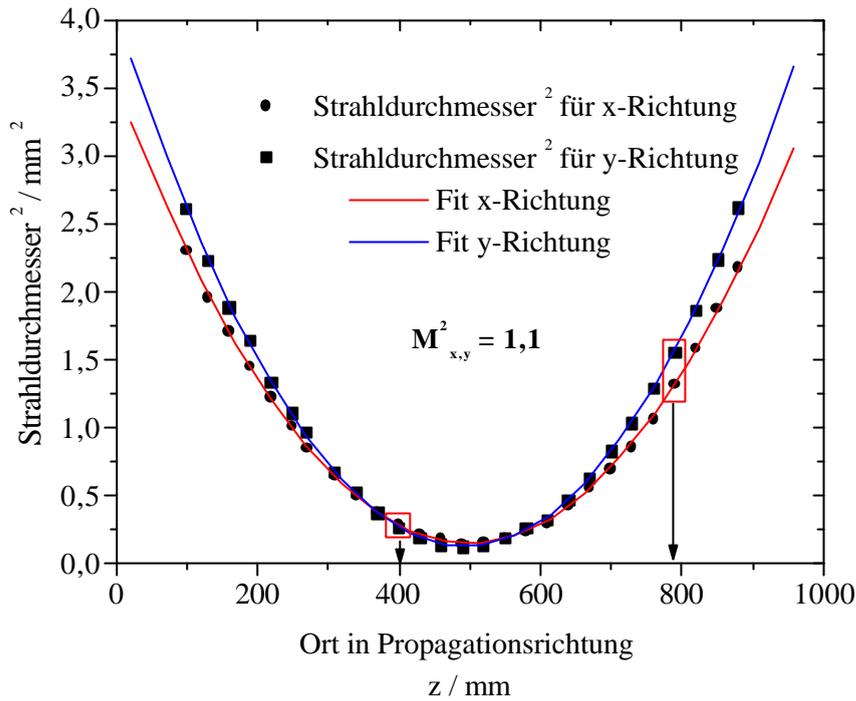


Abb. 6.13: Bestimmung der Strahlqualität für den Master-Oszillator nach ISO-Norm 11146. Die Aufnahmeorte der Strahlprofile sind gekennzeichnet (links:  $z = 400$  mm, rechts:  $z = 800$  mm).

### 6.3 Optische Diode

Durch die optische Diode wird in einem MOPA-System in Doppel-Pass-Anordnung der verstärkte Strahl ausgekoppelt und so eine Rückwirkung reflektierter Strahlung auf den Master-Oszillator vermieden, vgl. Abb. 6.1. Eine optische Diode besteht aus der Kombination eines Polarisators und eines optischen Elementes, welches nach zweimaligem Durchlaufen (in entgegengesetzter Richtung) die Polarisationsrichtung um  $90^\circ$  dreht. Das kann eine Viertelwellenplatte oder ein  $45^\circ$  Faraday-Rotator sein.

Die Abb. 6.14 zeigt den Aufbau der verwendeten optischen Diode. Diese besteht aus zwei Polarisatoren (P1, P2), einem 45° Faraday-Rotator (FR) und einer Halbwellenplatte ( $\lambda/2$ ).

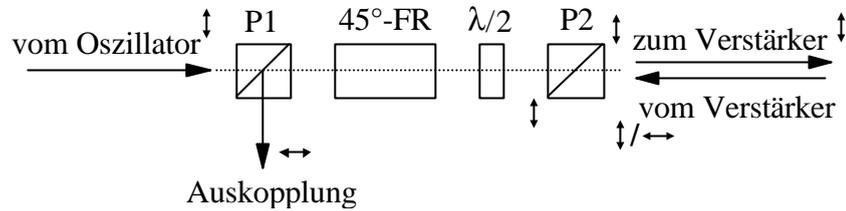


Abb. 6.14: Schematische Darstellung der verwendeten optischen Diode.

Bei Betrachtung des Strahlenganges von links nach rechts kompensiert die  $\lambda/2$ -Platte die 45°-Drehung der Polarisationsrichtung des Faraday-Rotators, so daß die optische Diode in dieser Richtung durchlässig ist. Auf dem Rückweg, also der Betrachtung von rechts nach links, wird durch den Polarisator P2 eine lineare Polarisation erzwungen. Der linear polarisierte Strahl wird durch die  $\lambda/2$ -Platte und Faraday-Rotator jeweils um 45° in dieselbe Richtung gedreht. Somit wird der Strahl an Polarisator P1 ausgekoppelt und eine Rückwirkung auf den Master-Oszillator verhindert.

### 6.4 Verstärkeranordnungen und Theorie der Verstärkung

In Abb. 6.15 sind mögliche Verstärkeranordnungen zur Verstärkung des Strahlungsfeldes des Master-Oszillators schematisch dargestellt. Im Einfach-Pass mit einem Verstärker (a) ist die Extraktionseffizienz gering, da die Energiedichte des Strahlungsfeldes vor der Verstärkung klein im Vergleich zur Sättigungsenergiedichte des aktiven Mediums ist.

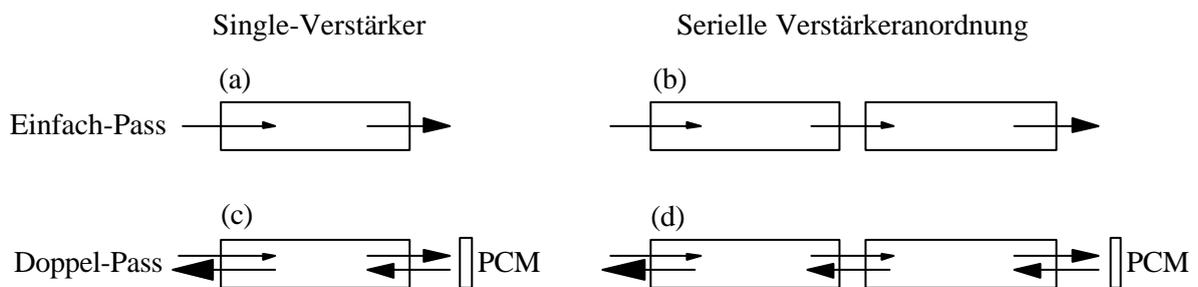


Abb. 6.15: Schematische Darstellung von Verstärkeranordnungen.

Durch Erhöhung der Verstärkeranzahl und/oder –durchgänge (b - d) kann die Extraktionseffizienz erhöht werden. Nach einem oder mehreren Verstärkerdurchläufen ist die Energiedichte so groß, daß die Verstärker im Bereich der Sättigung betrieben werden können.

Im gepumpten Verstärker treten thermisch induzierte Phasenstörungen auf. Durch Verwendung eines PCM's können diese im zweiten Verstärkerdurchlauf einer Doppel-Pass-Anordnung (c - d) kompensiert werden, vgl. Abschnitt 3.3. Aufgrund der thermischen Linsenwirkung ändert sich die Divergenz des Strahlungsfeldes, vgl. Abschnitt 5.1. In seriellen Verstärkeranordnungen (b und d) muß zwischen beiden Verstärkern eine geeignete Optik eingesetzt werden, so daß trotz thermischer Linsenwirkung des ersten Verstärkers ein großes Modenvolumen im zweiten Verstärker genutzt werden kann.

Die Energieverstärkung<sup>15</sup> von Rechteckpulsen im Einfach-Pass durch ein aktives Medium kann durch Gl. (6.7) beschrieben<sup>16</sup> werden [6.4]. Absorptions- und Streuverluste bleiben unberücksichtigt.

$$E_{\text{out}} = E_S \cdot \ln \left( 1 + \left[ \exp \left( \frac{E_{\text{in}}}{E_S} \right) - 1 \right] \cdot G_0 \right) \quad (6.7)$$

Hierbei ist  $E_{\text{out}}$  die Ausgangs- und  $E_{\text{in}}$  die Eingangsenergiedichte sowie  $G_0$  der Kleinsignalverstärkungsfaktor. Die Sättigungsenergiedichte  $E_S$  entspricht dem Quotienten aus der Quantenenergie  $h\nu$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , Gl. (6.8).

$$E_S = \frac{h\nu}{\sigma} \quad (6.8)$$

Für Gl. (6.7) lassen sich zwei Fälle als Näherung unterscheiden [6.7]: für  $E_{\text{in}} \ll E_S$  ergibt sich  $E_{\text{out}} = G_0 \cdot E_{\text{in}}$ . Es liegt eine lineare Verstärkung des Eingangssignals vor. Für  $E_{\text{in}} \geq E_S$  folgt  $E_{\text{out}} = E_{\text{in}} \cdot g_0 \cdot \ell$ . Hierbei ist  $g_0$  der Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient und  $\ell$  die gepumpte Länge des aktiven Mediums.

<sup>15</sup> Die Verstärkung eines Strahlungsfeldes durch ein Festkörperlaser-Verstärker wird in zwei Fälle unterschieden. Bei der Gleichgewichtsverstärkung (cw) ist die Dauer der Emission groß gegen die Fluoreszenzlebensdauer  $\tau$  des oberen Laserniveaus des aktiven Mediums. Bei der Pulsverstärkung ist die Pulsdauer kurz im Vergleich zur Fluoreszenzlebensdauer.

<sup>16</sup> Die Gl. (6.7) ist nur für die Annahme eines idealen Vier-Niveau-Systems für das aktive Medium gültig. Hierbei wird die Lebensdauer des unteren Laserniveaus als unendlich angenommen.

Für den Fall  $E_n \geq E_S$  steigt die Ausgangsenergie linear mit der gepumpten Länge, da mit zunehmender Extraktion der gespeicherten Energie die Inversion und damit der Verstärkungsfaktor verringert wird.

Nach [6.4] kann die Doppel-Pass-Verstärkung durch die zweimalige Verwendung von Gl. (6.7) theoretisch beschrieben werden. Hierbei entspricht die Ausgangsenergie  $E_{out}$  des ersten Verstärker-Pass der Eingangsenergie  $E_{in}$  des zweiten Verstärker-Durchganges<sup>17</sup>. Dieser Ansatz ist jedoch nur gültig, wenn sich hin- und rücklaufender Puls (bezogen auf Einfach- und Doppeldurchgang) zeitlich im Verstärker nicht überlappen. Der einfallende Puls muß den Verstärker bzw. die Verstärkeranordnung vollständig durchlaufen haben, bevor der zweite Verstärkerdurchgang beginnt. Unter Berücksichtigung der Lichtgeschwindigkeit von ca.  $3 \cdot 10^8$  m/s und einer Pulsdauer von 125 ns (FWHM) ist ein einzelner Puls ca. 38 m lang. Daraus ist ersichtlich, daß sich hin- und rücklaufender Puls gleichzeitig innerhalb einer Verstärkerkavität befinden. Von einem zeitlichen Überlapp beider Pulse ausgehend, wird die Inversion durch hin- und rücklaufenden Strahl simultan gesättigt. Ein theoretisch-numerisches Modell, welches die zeitliche Propagation durch den Verstärker und damit den zeitlichen Überlapp von einfallendem und reflektiertem Puls berücksichtigt, findet sich in [6.3].

## 6.5 Einfach-Pass mit Single-Verstärker

Zur Abschätzung der erreichbaren Ausgangsleistung der MOPA-Systeme ist eine Aussage über das Verhalten der Pumpkavitäten im Verstärkerbetrieb notwendig. Dazu wird der Verstärkungsfaktor im Einfach-Pass bestimmt. Darüber hinaus dient die Untersuchung des Einfach-Pass mit einer Verstärkerkavität der experimentellen Bestimmung der in Nd:YAG durch die Spannungsdoppelbrechung hervorgerufenen Depolarisation, vgl. Abschnitt 5.4.

Für diese und folgende Untersuchungen ist es notwendig, die in den Verstärker bzw. in die Verstärkerkette einzukoppelnde Oszillatorleistung dynamisch zu regeln. Hierzu wird eine Halbwellenplatte vor den Polarisator P1 der optischen Diode (Abb. 6.14) eingebracht. Die Abb. 6.16 zeigt die durchschnittliche Leistung vor Verstärker I in Abhängigkeit von dem Winkel der Halbwellenplatte. Die maximale Leistung vor dem Verstärker I beträgt 6,5 W.

---

<sup>17</sup> Der Kleinsignalverstärkungsfaktor  $G_0$  ist für den zweiten Verstärkerdurchlauf kleiner aufgrund der Energieextraktion des ersten Verstärkerdurchlaufes.

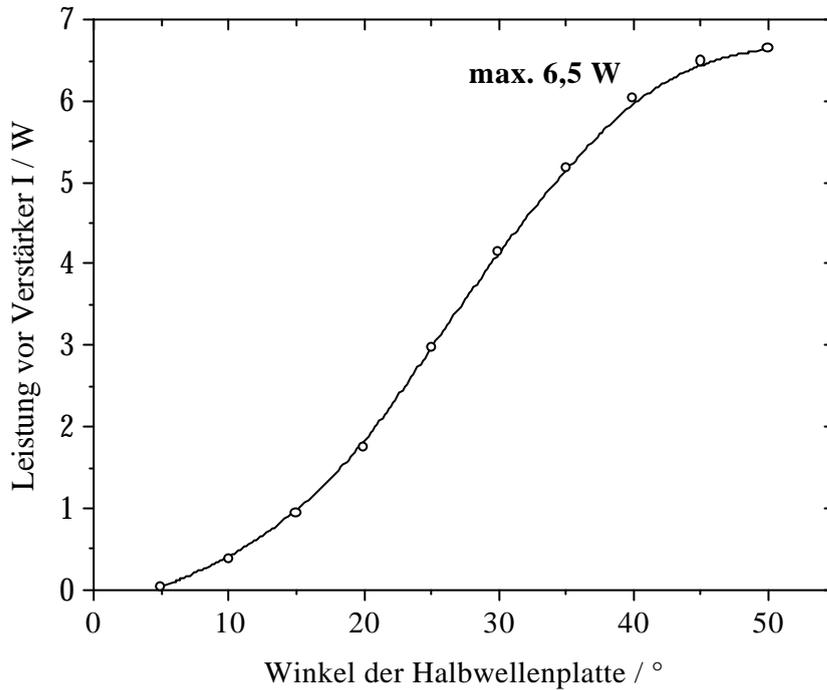


Abb. 6.16: Durchschnittliche Leistung vor Verstärker I als Funktion des Winkels der Halbwellenplatte.

### 6.5.1 Bestimmung des Kleinsignal-Verstärkungsfaktors $G_0$

Der Kleinsignal-Verstärkungsfaktors  $G_0$  des Verstärkers wird bestimmt, indem der Oszillatortpuls soweit abgeschwächt wird, daß sich eine Energiedichte weit unterhalb der Sättigungenergiedichte des aktiven Mediums ergibt und hinter der Verstärkerkavität die Energie in Abhängigkeit von der Pumpleistung mit einem Energiedetektor gemessen wird, vgl. Abb. 6.17.

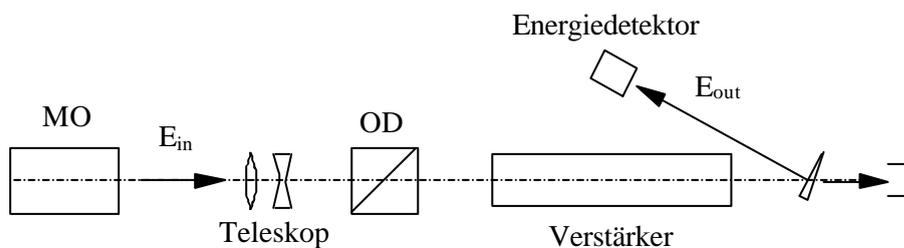


Abb. 6.17: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung des Kleinsignal-Verstärkungsfaktors  $G_0$  eines Verstärkers im Einfachdurchgang. Das Teleskop ermöglicht die Anpassung des Strahldurchmessers. MO: Master-Oszillator, OD: optische Diode

Für Nd:YAG beträgt die Sättigungsenergiedichte  $E_S$   $350 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$  [6.7]. Die Untersuchungen von  $G_0$  wurden bei einer Oszillatorleistung  $P_{in}$  von 100 mW und 6,5 W durchgeführt. Bei einer Repetitionsrate von 10 kHz des Master-Oszillators und einem Strahldurchmesser von 4 mm ergeben sich Energiedichten von kleiner als  $0,1 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$  bzw. ca.  $5 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Diese liegen weit unterhalb der Sättigungsenergiedichte.  $G_0$  ist in Näherung das Verhältnis aus verstärkter und eingestrahelter Energie. Abb. 6.18 zeigt das Ergebnis der Bestimmung von  $G_0$  für eine diodengepumpte Kavität als Funktion der elektrischen Pumpleistung. Bei einer maximalen Pumpleistung von 660 W ergibt sich für beide  $P_{in}$  ein  $G_0$  von 1,5. Die lampengepumpten Kavitäten zeigen bezüglich Kleinsignal-Verstärkung das gleiche Verhalten ( $G_0 = 1,5$ ).

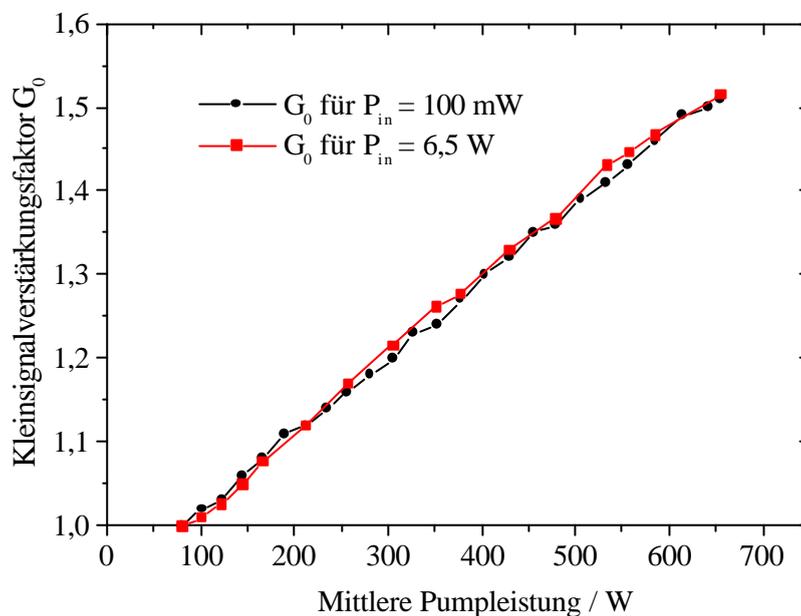


Abb. 6.18: Kleinsignal-Verstärkungsfaktor  $G_0$  pro Verstärkerdurchgang als Funktion der elektrischen Pumpleistung für eine diodengepumpte Kavität (Stab: 4 mm x 56 mm).

## 6.5.2 Depolarisation

Zur Bestimmung der Depolarisation wird hinter der Verstärkerkavität ein Glan-Thompson Prismen-Polarisator eingesetzt, mit welchem die Polarisationsrichtungen (polarisierter und depolarisierter Strahlungsanteil) voneinander getrennt gemessen werden können. Der Depolarisationsgrad wird als Verhältnis des Depolarisationsanteils zur Gesamtleistung definiert.

Die Abb. 6.19 zeigt die experimentell bestimmte Entwicklung der Depolarisation einer lampengepumpten Kavität als Funktion der mittleren Pumpleistung in Abhängigkeit von der Strahlqualität des durchgehenden Strahles (Wellenlänge  $\lambda = 1064$  nm). Die Pumpleistung wird zur Untersuchung zwischen 0 und 10 kW variiert. Bei Durchstrahlung des Stabes mit transversalem Multimode steigt die Depolarisation nach der Theorie (vgl. Abschnitt 5.4) für niedrige Pumpleistungen sehr schnell an und oszilliert für höhere Pumpleistungen um den Wert 25%. Für den Fall des Durchstrahlens des Stabes mit transversalem Grundmode steigt die Depolarisation monoton an, bis sie ebenfalls den Wert 25% erreicht.

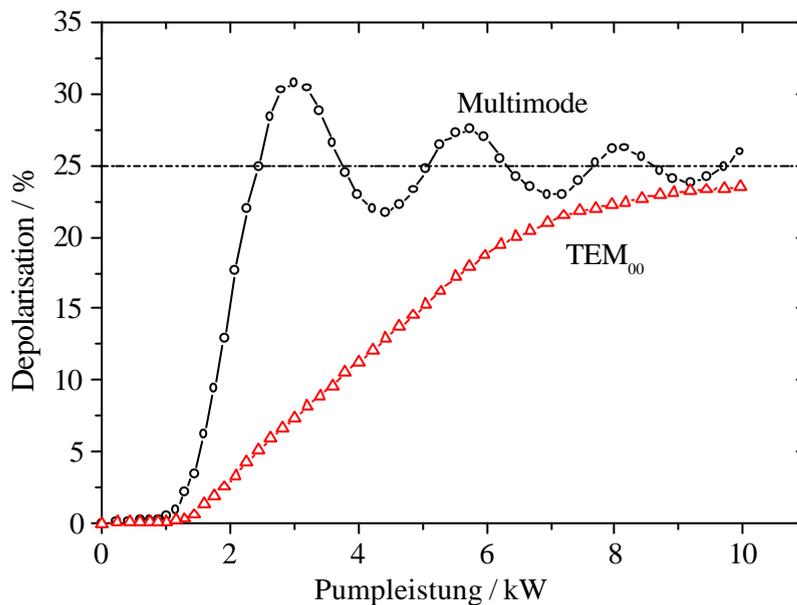


Abb. 6.19: Depolarisationsentwicklung für eine lampengepumpte Kavität als Funktion der mittleren Pumpleistung für transversalen Multimode und TEM<sub>00</sub>.

Entspricht der Strahldurchmesser des Gaußstrahles dem Stabdurchmesser, weicht das Depolarisationsverhalten nur unwesentlich von dem für transversalen Multimode ab. Für kleine Strahlradien des Grundmodes jedoch entfällt die Oszillation der Depolarisation um den Grenzwert 25%, siehe Abb. 6.19. Die Steigung der Depolarisation des Gaußstrahles ist abhängig vom Strahlradius desselben. Je kleiner der Strahlradius des Gaußstrahles desto geringer ist die Steigung der Depolarisation bevor sie den Grenzwert 25% erreicht [6.4].

In Abb. 6.19 ist zu erkennen, daß die Depolarisation, entgegen dem berechneten Verhalten (Abb. 5.2), bis zu einer Pumpleistung von ca. 1 kW nahezu Null bleibt. Erst ab einer Pumpleistung von  $> 1$  kW stellt sich scheinbar ein entsprechender Anregungswirkungsgrad ein und führt zu der erwarteten Entwicklung des Depolarisationsverhaltens. Die Untersuchung des Anregungswirkungsgrades bestätigt diese Annahme. Die Abb. 6.20 zeigt den experimentellen Aufbau sowie das Ergebnis der Bestimmung des Anregungswirkungsgrades.

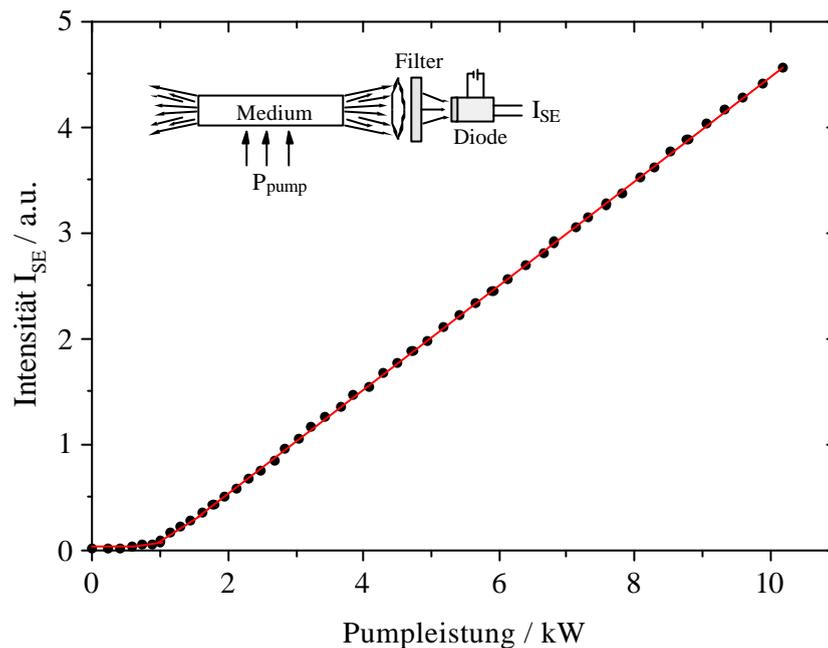


Abb. 6.20: Aufbau zur Bestimmung des Anregungswirkungsgrades nach [6.1] und gemessene Intensität  $I_{SE}$  (spontane Emission) für eine lampengepumpte Kavität als Funktion der Pumpleistung.

Zur Untersuchung des Anregungswirkungsgrades wurde die Kavität ohne Resonator betrieben und die Intensität  $I_{SE}$  des mit der Laserwelle emittierten Lichts (spontane Emission) in Abhängigkeit von der Pumpleistung detektiert [6.1]. Die Intensität des spontan emittierten Lichtes wird hinter einem Filter relativ gemessen.

Die Darstellung des Anregungswirkungsgrades der untersuchten Kavität läßt erst oberhalb einer Pumpleistung von 1 kW einen linearen Zusammenhang zwischen Pumpleistung und Intensität erkennen, d.h. ein konstanter Anregungswirkungsgrad stellt sich ein. Unterhalb von 1 kW Pumpleistung wächst die Intensität viel schwächer. Hier wird nur ein geringer Anteil der Pumpleistung in Form von Inversion in das Lasermedium umgesetzt.

## 6.6 Doppel-Pass mit Single-Verstärker

Die Untersuchung des Einfach-Pass mit einem Verstärker hat gezeigt, daß der Kleinsignal-Verstärkungsfaktor der Verstärkerkavitäten mit  $G_0 = 1,5$  sehr gering ist. Der Doppel-Pass unter Nutzung eines Faser-PCM's (vgl. Abb. 6.15 c), zur Kompensation thermisch induzierter Phasenstörungen, hätte eine Ausgangsleistung für das gesamte System zur Folge, welche nur knapp über der eingestrahlenen Leistung des Master-Oszillators läge und somit den Begriff „Oszillator-Verstärker-System“ kaum rechtfertigen würde. Trotzdem soll in diesem Abschnitt der Doppel-Pass mit einer Verstärkerkavität untersucht werden. Hauptaugenmerk liegt hierbei auf den Kompensationsmöglichkeiten der in Nd:YAG durch die Spannungsdoppelbrechung hervorgerufenen Depolarisation.

### 6.6.1 Depolarisationskompensation

In MOPA-Systemen mit einer Verstärkerkavität kann die Kompensation der Depolarisation mittels einer Viertelwellenplatte oder eines  $45^\circ$  Faraday-Rotator realisiert werden. Grundlage der Kompensation ist, daß durch das zweimalige Durchlaufen des Elementes zur Doppelbrechungskompensation die Polarisationsrichtung vor dem zweiten Verstärkerdurchgang um  $90^\circ$  gegenüber dem ersten Durchgang gedreht wird und so eine partielle Depolarisationskompensation stattfindet. Die Abb. 6.21 zeigt den entwickelten Aufbau zur Untersuchung der Depolarisationskompensation eines Single-Verstärkersystems.

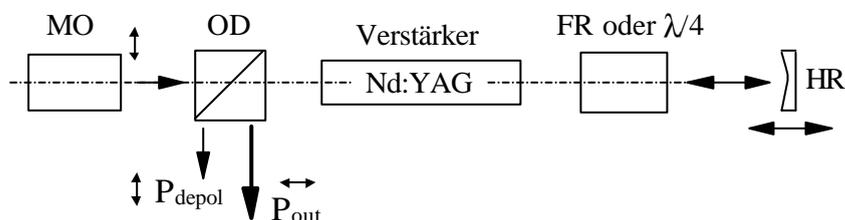


Abb. 6.21: Depolarisationskompensierter Doppel-Pass mit Single-Verstärker durch Einsatz eines  $45^\circ$  Faraday-Rotators (FR) oder einer Viertelwellenplatte ( $\lambda/4$ ). MO: Master-Oszillator, OD: Optische Diode

Der Strahl des Master-Oszillators passiert die Verstärkerkavität und das zur Depolarisationskompensation verwendete Element.

Nach Reflexion an einem Konkavspiegel, welcher die Abbildung der hinteren Hauptebene der thermischen Linse des Stabes auf sich selbst ermöglicht, erfolgt der zweite Durchgang beider Elemente. Die jeweiligen Polarisationsrichtungen werden mit Hilfe der optischen Diode ausgekoppelt, vgl. Abschnitt 6.3. In Abb. 6.22 sind die Ergebnisse der Depolarisationskompensation dargestellt.

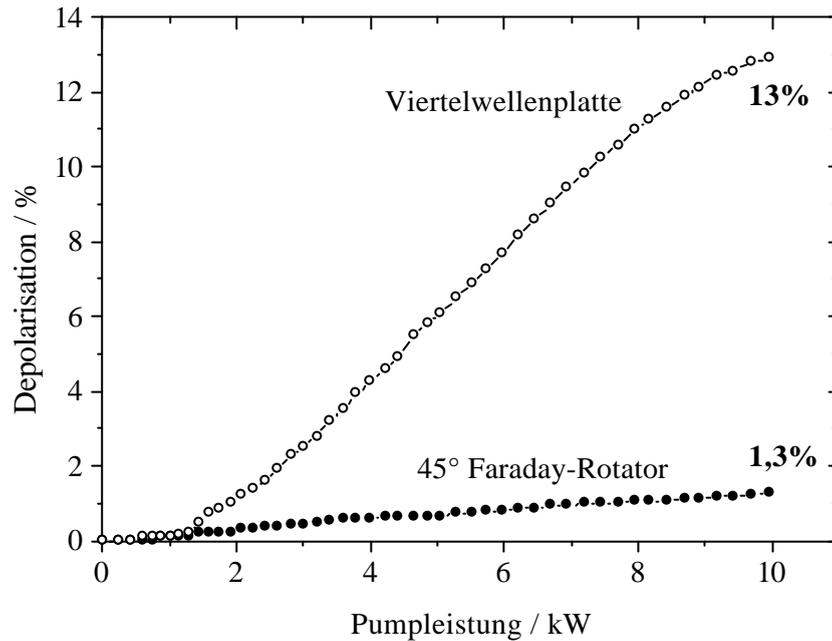


Abb. 6.22: Depolarisationsverluste nach dem Doppel-Pass mit einem Verstärker als Funktion der mittleren Pumpleistung mit einem 45° Faraday-Rotator und einer Viertelwellenplatte als Kompensationselement.

Unter Einsatz einer Viertelwellenplatte kann nur eine partielle Kompensation der im Verstärker entstehenden Depolarisation erzielt werden. Hier liegen die Depolarisationsverluste bei maximaler Pumpleistung bei ca. 13%. Die Ursache hierfür ist, daß die Polarisationsrichtungen, zwischen denen die Viertelwellenplatte eine 90°-Phasenverschiebung herstellen kann, in einem kartesischen Koordinatensystem liegen. Die Polarisationsrichtungen eines angeregten Stabes entsprechen jedoch aufgrund der vorhandenen Zylindersymmetrie denen eines Polarkoordinatensystems, d.h. die Polarisation hat eine radiale und eine azimutale Komponente. Daraus ist ersichtlich, daß durch eine Viertelwellenplatte nur im Bereich des Azimutalwinkels und des Gangunterschiedes eine Kompensation der Depolarisation möglich ist [6.9].

Wesentlich bessere Ergebnisse lassen sich durch die Verwendung eines  $45^\circ$  Faraday-Rotators erzielen. Hier ist die Polarisationsdrehung unabhängig von der transversalen Orientierung der Polarisationsrichtung. Über den gesamten Pumpleistungsbereich können die Depolarisationsverluste für das Gesamtsystem unter 1,5% gehalten werden.

## 6.7 Einfach-Pass mit zwei Verstärkern in serieller Anordnung

In Hinblick auf eine hohe mittlere Ausgangsleistung des zu entwickelnden kontinuierlich angeregten MOPA-Systems ist aufgrund des geringen  $G_0$  (vgl. Abschnitt 6.5.1) eine serielle Anordnung von Verstärkerkavitäten notwendig. Der Einfach-Pass mit zwei Verstärkern (vgl. Abb. 6.15 b) dient vor allem der experimentellen Untersuchung der Depolarisationskompensation dieser Verstärkeranordnung. Bevor dieses System mit einem Faser-PCM im Doppel-Pass betrieben wird, soll darüber hinaus die Degradation der Strahlqualität nach dem Passieren beider Verstärkerkavitäten im einfachen Durchgang bestimmt werden.

### 6.7.1 Depolarisationskompensation

Die Depolarisationskompensation eines MOPA-Systems mit zwei Verstärkern in serieller Anordnung kann mittels eines  $90^\circ$  Quarz-Rotators zwischen den Kavitäten erfolgen, Abb. 6.23 [6.10]. Hierbei wird die Polarisation zwischen den beiden Verstärkerstäben um  $90^\circ$  gedreht. Diese  $90^\circ$  Drehung führt dazu, daß die radial und azimuthal polarisierte Komponente der Strahlung des ersten Stabes vor Eintritt in den zweiten Stab vertauscht wird.

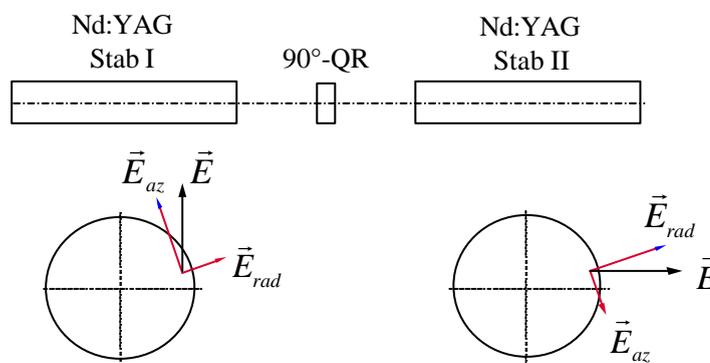


Abb. 6.23: Grundschemata der Depolarisationskompensation durch eine  $90^\circ$  Rotation der Polarisation mit Hilfe eines  $90^\circ$  Quarz-Rotators (QR) zwischen zwei identischen Nd:YAG-Stäben.

Unterliegt der Polarisationszustand im zweiten Stab exakt der gleichen Strahlausbreitung bezüglich des ersten Stabes, wird der ursprüngliche Polarisationszustand wieder hergestellt, jedoch um  $90^\circ$  gedreht, siehe Abb. 6.23. Jene Polarisationskomponente, welche im ersten Stab mit dem Brechungsindex  $n_1$  propagierte, unterliegt im zweiten Stab dem Brechungsindex  $n_2$  und umgekehrt. Somit kann die durch den ersten Stab entstandene Phasendifferenz nach Passieren des zweiten Stabes ausgeglichen werden. Voraussetzung ist jedoch die Verwendung von zwei in ihren Abmaßen und ihrer optischen Qualität identischen Verstärkerstäben sowie deren Betrieb unter gleichen Pump- und Kühlbedingungen.

Für eine effizientere Umsetzung dieses Verfahrens wird zwischen den Verstärkerstäben ein Teleskop eingefügt, welches die beiden einander zugewandten Hauptebenen der thermischen Linse der Stäbe aufeinander abbildet ([6.11], [6.12]). In Abb. 6.24 ist schematisch eine solche Anordnung zur Depolarisationskompensation dargestellt. Das Teleskop besteht aus zwei Linsen gleicher Brennweite  $f$ . Der Abstand der Linsen beträgt das Zweifache ihrer Brennweite. Der Abstand der Hauptebene zur Stabendfläche ermittelt sich gemäß Gl. (5.8).

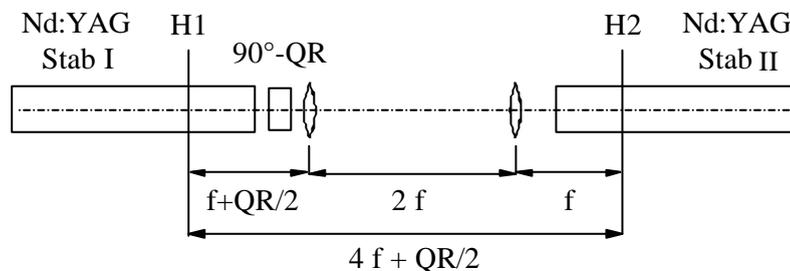


Abb. 6.24: Anordnung zur Depolarisationskompensation für ein Nd:YAG-Zweistab-System mit  $90^\circ$ -Quarz-Rotator (QR) und Teleskop zur Abbildung der Hauptebenen.  $\text{QR}/2$ : halbe Dicke des QR's.

Mit Hilfe dieser Anordnung kann experimentell eine nahezu vollständige Kompensation der Depolarisation erzielt werden. Die Abb. 6.25 zeigt das Ergebnis der Messung des Depolarisationsgrades (nach Abb. 6.24) mit und ohne  $90^\circ$  Quarz-Rotator zwischen den Verstärkerstäben. Ohne Quarz-Rotator steigt die Depolarisation schnell auf einen Maximalwert von 24,5% an. Mit Quarz-Rotator beträgt die Depolarisation bei einer Pumpleistung von 10 kW pro Verstärker maximal 1,2%.

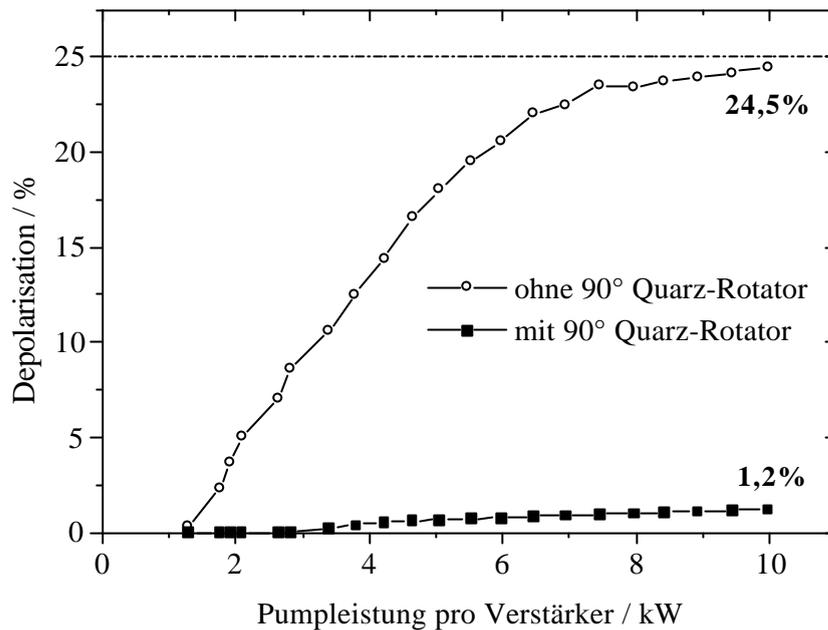


Abb. 6.25: Depolarisationsverluste nach dem Einfach-Pass mit zwei Verstärkern als Funktion der mittleren Pumpleistung pro Verstärker mit und ohne 90° Quarz-Rotator zwischen den Verstärkerstäben.

## 6.7.2 Strahlqualität

Bei der Untersuchung der Strahlqualität nach dem Einfach-Pass beider Verstärkerkavitäten bei maximaler Pumpleistung müssen zwei Fälle betrachtet werden. Zum einen der Fall eines depolarisationskompensierten Zweistabsystems nach Abb. 6.24 und zum anderen der unkompenzierte Fall, d.h. ohne 90° Quarz-Rotator zwischen den beiden Kavitäten. Die linke Darstellung der Abb. 6.26 zeigt das Profil des Strahles, welcher durch den 90° Quarz-Rotator eine Depolarisationskompensation erfährt. Das rechte Profil dagegen zeigt das Signal ohne Kompensation der in den Verstärkern auftretenden Depolarisation. Dazu wurde der 90° Quarz-Rotator entfernt und das Teleskop entsprechend seinen Abmaßen korrigiert<sup>18</sup>. Es ist zu erkennen, daß im unkompenzierten Fall (ohne Quarz-Rotator) der Strahldurchmesser in x-Richtung eine stärkere Divergenz im Vergleich zum kompensierten Fall (mit Quarz-Rotator) aufweist.

<sup>18</sup> Hierzu muß (nach Abb. 6.24) der Abstand zwischen Hauptebene H1 und erster Linse um QR/2 reduziert werden..

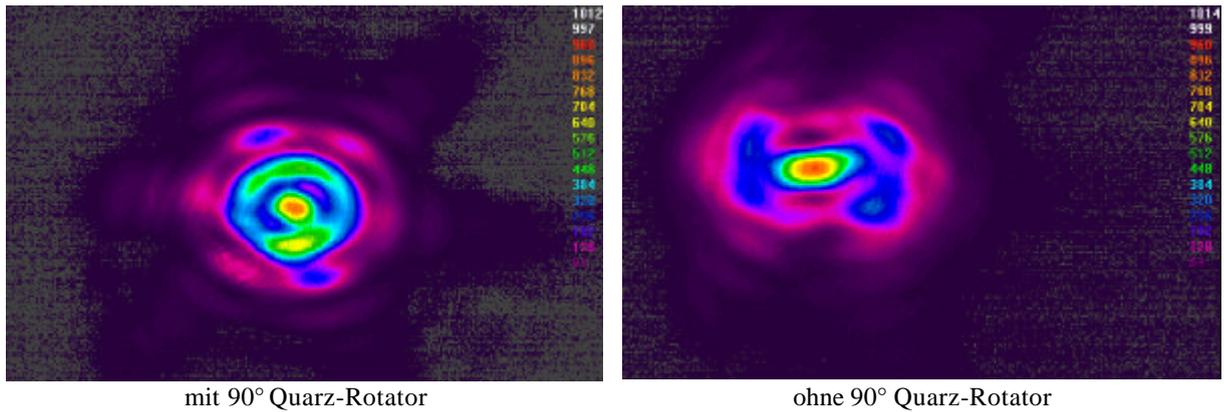


Abb. 6.26: Strahlprofil nach dem Einfach-Pass durch zwei Verstärkerkavitäten bei maximaler Pumpleistung mit Depolarisationskompensation (Teleskop und 90°-Quarz-Rotator) (**links**) und ohne Depolarisationskompensation (nur Teleskop) (**rechts**).

Die Auswertung der Strahlqualität ergibt für den kompensierten Fall eine Beugungsmaßzahl von  $M^2_x = 2,9$  und  $M^2_y = 3,1$ , siehe Abb. 6.27. Die Strahlqualitätsanalyse für den unkompensierten Fall ergibt dagegen  $M^2_x = 5,3$  und  $M^2_y = 3,6$ . Die Markierung in Abb. 6.27 entspricht dem Aufnahmeort der Strahlprofile in Abb. 6.26.

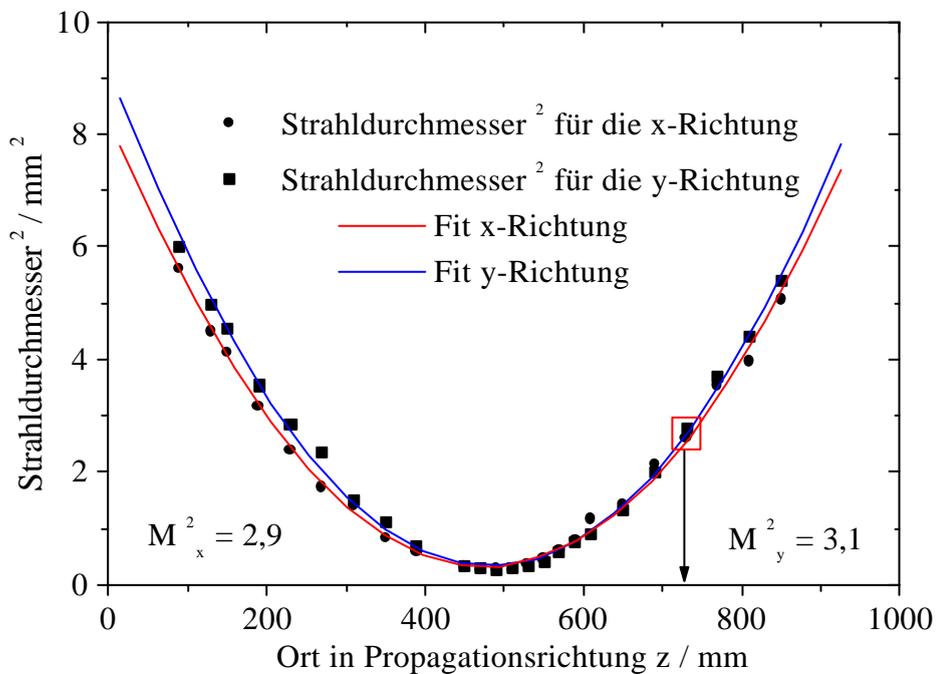


Abb. 6.27: Bestimmung der Strahlqualität nach Einfach-Pass mit zwei Verstärkern (nach ISO-Norm 11146) für den depolarisationskompensierten Fall.

## 6.8 Doppel-Pass mit zwei Verstärkern und Phasenkonjugation

Die bisherige Entwicklung des kontinuierlich angeregten MOPA-Systems richtete sich vor allem auf die Kompensationsmöglichkeiten der Depolarisation. Weiterhin wurden die Phasenstörungen und die Degradation der Strahlqualität nach der Verstärkung des Strahlungsfeldes des Master-Oszillators bei unterschiedlichen Verstärkeranordnungen untersucht.

Im folgenden wird das MOPA-System, bestehend aus zwei Verstärkerkavitäten in serieller Anordnung, mit einem Faser-PCM betrieben, um nach dem Doppel-Pass die ursprüngliche Strahlqualität des Master-Oszillators zu reproduzieren, vgl. Abschnitt 3.3. Der hierzu entwickelte Aufbau des MOPA-Systems ist schematisch in Abb. 6.28 dargestellt.

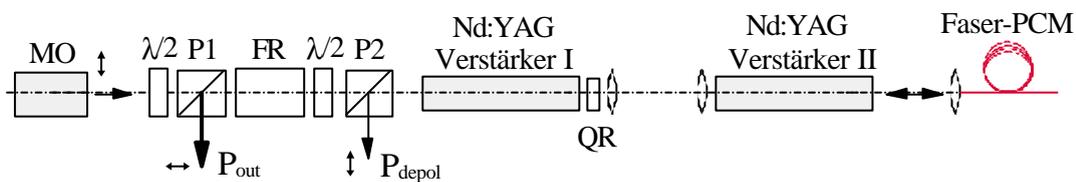


Abb. 6.28: MOPA-System in einer Doppel-Pass-Anordnung mit zwei Verstärkerkavitäten und Faser-PCM.

Nach dem ersten Durchlaufen der depolarisationskompensierten Verstärkerkette (vgl. Abschnitt 6.7) wird das Signal des Master-Oszillators in den Faser-PCM eingekoppelt. Als Faser-PCM kommt eine Multimode Quarzglasfaser mit einem Kerndurchmesser von  $25\ \mu\text{m}$ , einer numerischen Apertur von  $NA = 0,22$  und einer Länge von ca.  $10\ \text{m}$  zum Einsatz, vgl. Kapitel 4. Nach der Phasenkonjugation passiert das verstärkte Signal die Verstärkerkette erneut und wird mit Hilfe der optische Diode (P1) extrahiert.

Die mittlere Ausgangsleistung für dieses System beträgt  $16\ \text{W}$ . Der depolarisierte Anteil wird an P2 ausgekoppelt und detektiert. Die Depolarisationsverluste nach dem Doppel-Pass belaufen sich auf kleiner als  $1,9\%$ , siehe Abb. 6.29.

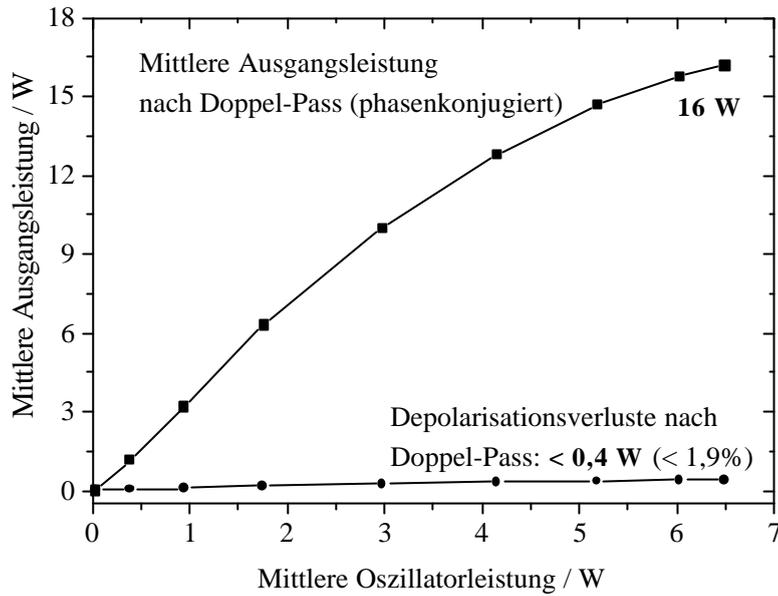


Abb. 6.29: Mittlere Ausgangsleistung nach dem Doppel-Pass mit Phasenkonjugation und Leistung des depolarisierten Anteils nach dem Doppel-Pass als Funktion der Oszillatorleistung.

Die Bestimmung der Beugungsmaßzahl liefert ein  $M^2 = 1,2$  für beide orthogonale Raumrichtungen und zeigt die Reproduzierbarkeit der nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität des Master-Oszillators nach der Phasenkonjugation des verstärkten Signals, Abb. 6.30.

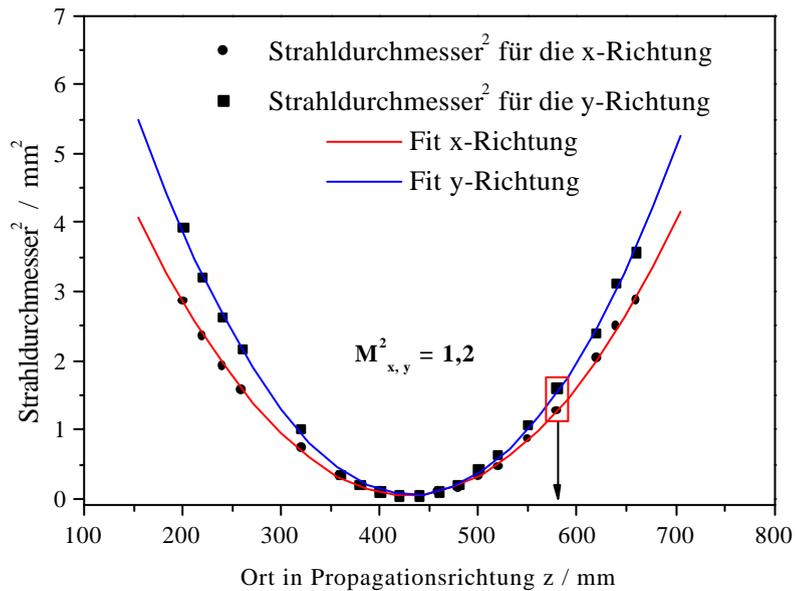


Abb. 6.30: Bestimmung der Strahlqualität nach dem Doppel-Pass gemäß ISO-Norm 11146.

Die rechte Darstellung der Abb. 6.31 zeigt ein Strahlprofil des Strahlungsfeldes nach der Reflexion an dem verwendeten Faser-PCM (Abb. 6.28) und dem zweiten Verstärkerdurchgang. Es verdeutlicht die nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität. Die linke Abbildung dagegen zeigt das stark aberrierte Strahlprofil des Signal nach Reflexion an einem konventionellen Spiegel und zweitem Verstärkerdurchgang. Hierzu wurde an die Stelle des Faser-PCM's ein Konkavspiegel gestellt und die Strahlqualitätsbestimmung erneut durchgeführt.

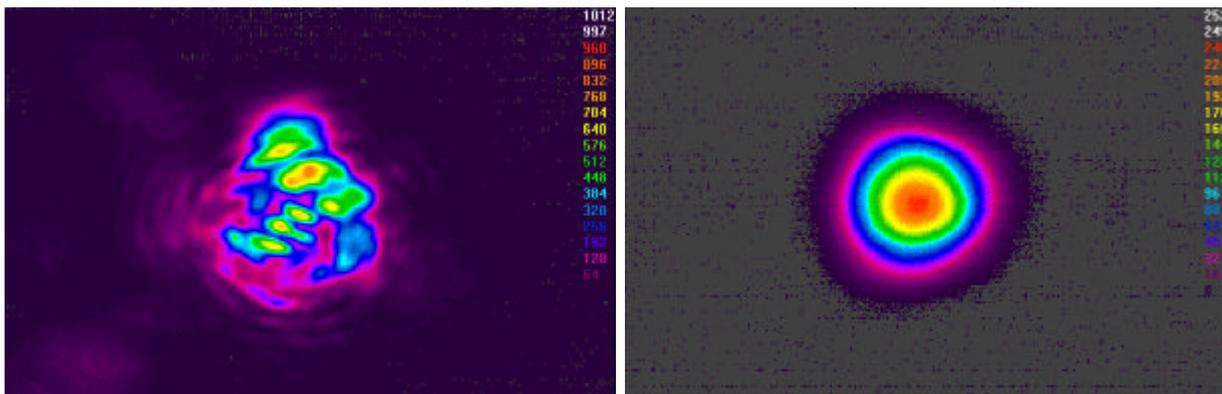


Abb. 6.31: Doppel-Pass-Strahlprofile nach Reflexion an einem konventionellen Spiegel (links) und nach Reflexion an einem Faser-PCM (rechts). Der Aufnahmeort ist in Abb. 6.30 gekennzeichnet.

Die in Abb. 6.31 gezeigten Strahlprofile wurden während der jeweiligen Strahlqualitätsbestimmung am gleichen Ort der erzeugten Kaustik (siehe Markierung der Abb. 6.30) aufgenommen. Unter Verwendung eines konventionellen Spiegels an Stelle des Faser-PCM's vergrößert sich die Beugungsmaßzahl nach dem Doppel-Pass auf  $M_x^2 = 7$  bzw.  $M_y^2 = 6,5$ .

## 6.9 Vierfach-Pass mit zwei Verstärkern und Phasenkonjugation

Die Ausgangsleistung der bisher vorgestellten kontinuierlich angeregten MOPA-Systeme ist sehr gering. Ursache hierfür ist, daß selbst nach dem Doppel-Pass mit zwei Verstärkern (vgl. Abschnitt 6.8) die Energiedichte des Strahlungsfeldes sehr klein ist. Somit werden die Verstärkerkavitäten im Bereich der Kleinsignal-Verstärkung betrieben. Für eine möglichst große Extraktionseffizienz bei der Verstärkung müssen die Verstärkerkavitäten jedoch im Bereich der Sättigung betrieben werden (vgl. Abschnitt 6.4).

Um für die hier vorgestellten kontinuierlich angeregten MOPA-Systeme dennoch eine hinreichend große Extraktionseffizienz in den Verstärkern zu erzielen, wurde eine Vierfach-Pass-Anordnung der Verstärkerkavitäten entwickelt. Abb. 6.32 zeigt ein kontinuierlich angeregtes MOPA-System mit Faser-PCM in einer Vierfach-Pass-Anordnung mit zwei Verstärkern.

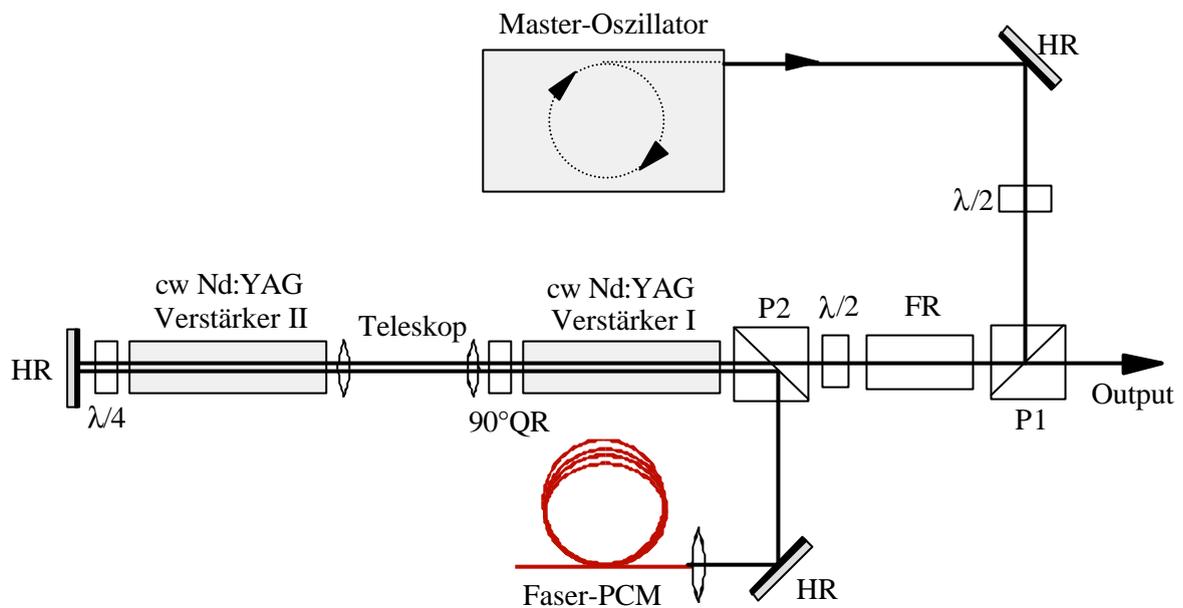


Abb. 6.32: Schematische Darstellung eines kontinuierlich angeregten MOPA-Systems mit Faser-Phasenkonjugation in einer Vierfach-Pass-Anordnung mit zwei Verstärkerkavitäten.

Nach dem ersten Durchlauf des Strahlungsfeldes des Master-Oszillators durch die depolarisationskompensierte Verstärkerkette (vgl. Abschnitt 6.7 und 6.8) wird das Signal mit Hilfe eines konventionellen Konkav-Spiegels reflektiert. Zwischen Verstärkerkavität II und Konkav-Spiegel (HR) befindet sich eine Viertelwellenplatte ( $\lambda/4$ ). Die Strahlung passiert diese  $\lambda/4$ -Platte vor und nach der Reflexion am Konkav-Spiegel und erfährt dadurch eine Polarisationsdrehung um  $90^\circ$  gegenüber dem ersten Verstärkerdurchlauf. Das Signal wird nach dem zweiten Verstärkerdurchgang an Polarisator P2 extrahiert und in den Faser-PCM eingekoppelt. Dieser besteht aus einer Multimode Quarzglasfaser mit einem Kerndurchmesser von  $50\ \mu\text{m}$ , einer numerischen Apertur von  $NA = 0,22$  und einer Länge von ca. 10 m, vgl. Abschnitt 4.3. Nach der Phasenkonjugation erfolgen der dritte und vierte Verstärkerdurchlauf. Diese führen zur Kompensation der dem Strahlungsfeld während des Hinlaufes aufgezwungenen Phasenstörungen, vgl. Abschnitt 3.3.

Das verstärkte Signal hoher Strahlqualität wird an Polarisator P1 ausgekoppelt. Mit diesem Systemaufbau wurde die Ausgangsleistung auf 31 W mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität von  $M^2 = 1,2$  erhöht. Die Abb. 6.33 zeigt neben der Gesamtausgangsleistung auch die Leistung nach dem Doppel-Pass.

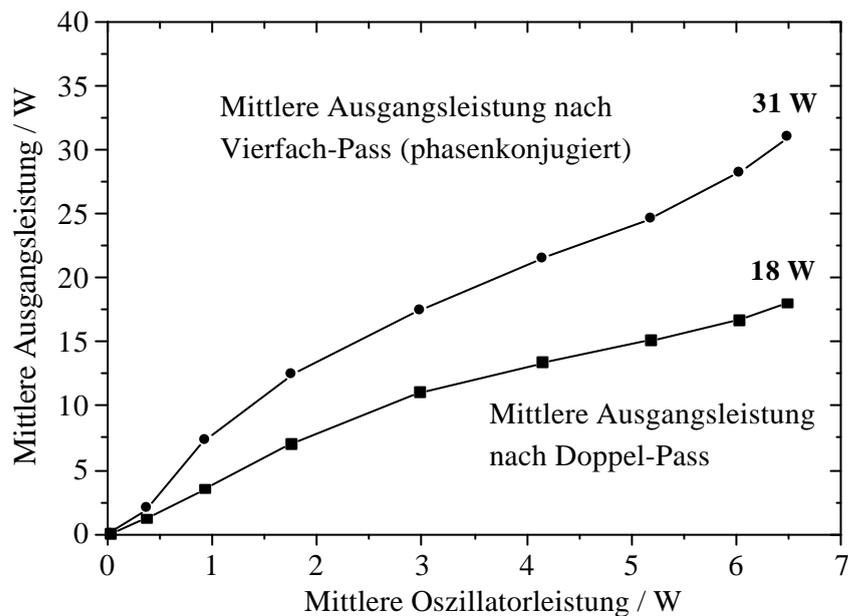


Abb. 6.33: Mittlere Ausgangsleistungen nach dem Doppel-Pass und nach dem Vierfach-Pass (phasenkonjugiert) für ein kontinuierlich angeregtes MOPA-System mit zwei Verstärkerkavitäten als Funktion der Oszillatorleistung.

## 6.10 Vierfach-Pass mit vier Verstärkern und Phasenkonjugation

Das in Abschnitt 6.9 vorgestellte MOPA-System ist bezüglich der Anzahl der Verstärkerkavitäten erweiterbar, wodurch eine weitere Skalierung der Ausgangsleistung des Gesamtsystems erzielt wird. Die Abb. 6.34 zeigt ein realisiertes MOPA-System mit vier Verstärkerkavitäten in einer Vierfach-Pass-Anordnung.

Das Strahlungsfeld wird nach dem Doppel-Pass der ersten Verstärkerkette durch den Polarisator P3 in eine zweite Verstärkerkette eingekoppelt. Diese wird, wie die erste Kette, durch Einsatz eines  $90^\circ$  Quarz-Rotators und eines Teleskops depolarisationskompensiert.

Eine Viertelwellenplatte zwischen Verstärker IV und Konkavspiegel dreht die Polarisationsrichtung des Strahles nach zweimaligen Durchlaufen um  $90^\circ$ , so daß das Signal an dem gleichen Polarisator (P3) extrahiert werden kann, an dem es zuvor in die zweite Verstärkerkette eingekoppelt wurde. Bis zum Zeitpunkt der Einkopplung in den Faser-PCM durchläuft der Oszillatorstrahl acht Verstärkerdurchgänge, wird phasenkonjugiert und nach acht weiteren, dem Hinlauf identischen, Verstärkerdurchläufen mittels der optischen Diode ausgekoppelt. Die Phasenkonjugation erfolgt in einer Multimode-Quarzglasfaser mit einem Kerndurchmesser von  $100\ \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von  $NA = 0,22$ .

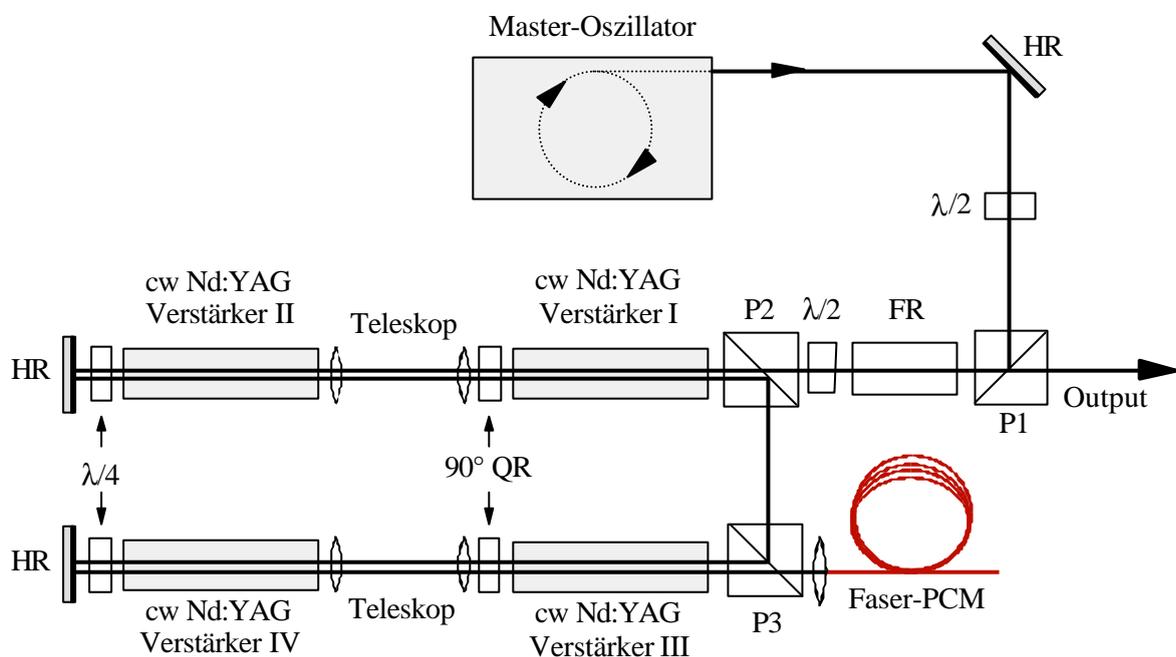


Abb. 6.34: Schematische Darstellung eines kontinuierlich angeregten MOPA-Systems mit Faser-Phasenkonjugation in einer Vierfach-Pass-Anordnung mit vier Verstärkerkavitäten

Die Ausgangsleistung für das Gesamtsystem kann durch den in Abb. 6.34 dargestellten Systemaufbau auf über 120 W skaliert werden. Die beugungsbegrenzte Strahlqualität bleibt dabei nahezu erhalten. In Abb. 6.35 ist die Ausgangsleistung dieses MOPA-Systems als Funktion der mittleren Oszillatorleistung grafisch dargestellt. Zu Veranschaulichung der Leistungskalierung ist zusätzlich die Ausgangsleistung des MOPA-Systems mit zwei Verstärkerkavitäten in Vierfach-Pass-Anordnung abgebildet.

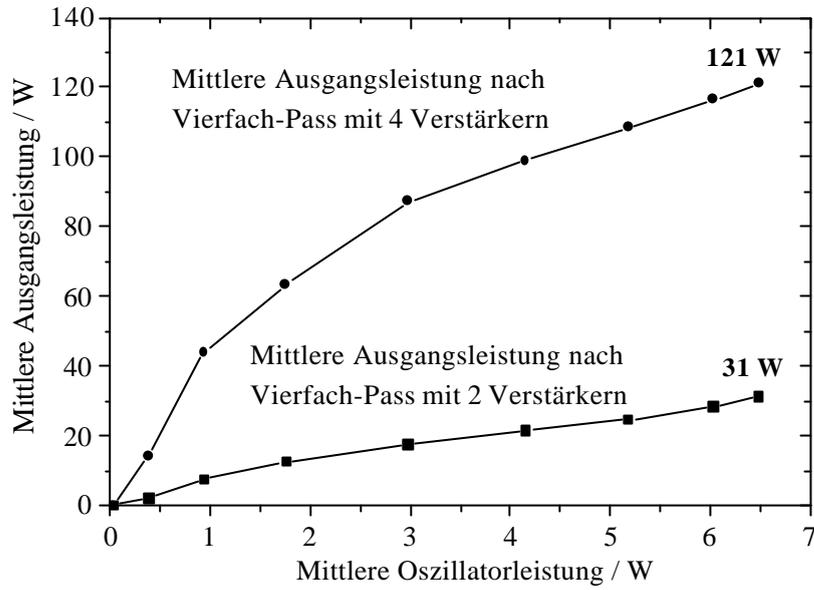


Abb. 6.35: Mittlere Ausgangsleistung des MOPA-Systems mit Faser-PCM im Vierfach-Pass mit vier Verstärkern als Funktion der Oszillatorleistung. Zur Verdeutlichung der Leistungskalierung ist zusätzlich die mittlere Ausgangsleistung des MOPA-Systems mit zwei Verstärkerkavitäten abgebildet.

Die Abb. 6.36 zeigt das Ergebnis der Strahlqualitätsanalyse sowie Abb. 6.37 ein Strahlprofil bei 120 W mittlerer Ausgangsleistung (Aufnahmeort ist in Abb. 6.36 gekennzeichnet).

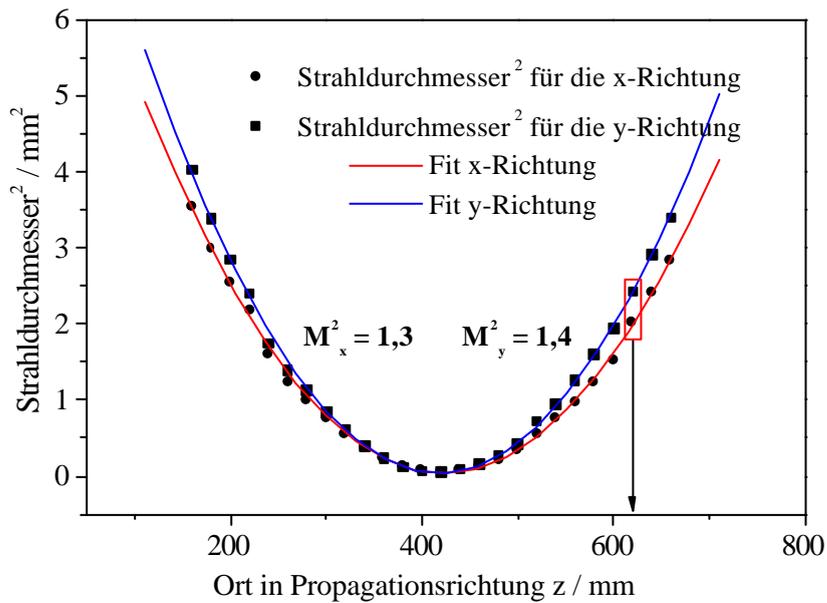


Abb. 6.36: Bestimmung der Strahlqualität bei 120 W mittlerer Ausgangsleistung gemäß ISO-Norm 11146

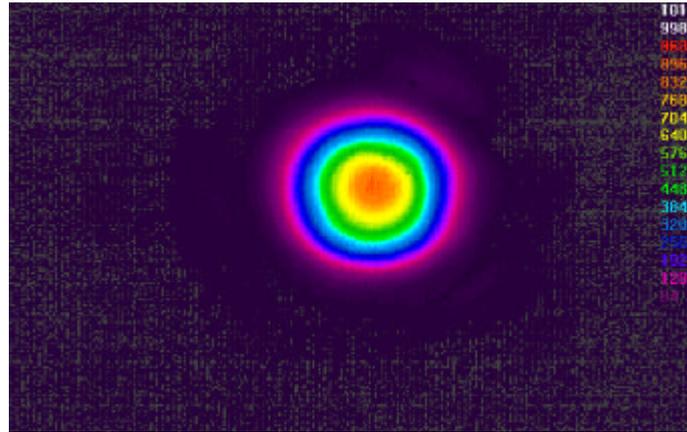


Abb. 6.37: Strahlprofil bei 120 W mittlere Ausgangsleistung aufgenommen während der Strahlqualitätsanalyse. Der Aufnahmeort ist in Abb. 6.36 gekennzeichnet.

Nach der Phasenkonjugation kann die hohe Strahlqualität des Master-Oszillators nahezu vollständig reproduziert werden. Die Analyse gemäß ISO-Norm 11146 führt zu einer Beugungsmaßzahl  $M^2_x = 1,3$  und  $M^2_y = 1,4$ .

## 6.11 Technisches Anwendungspotential und Ausblick

Als Ergebnis steht ein kontinuierlich angeregtes MOPA-System mit Faser-Phasenkonjugatoren und einer mittleren Ausgangsleistung von 120 W und einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 < 1,4$  zur Verfügung. Die Pulsdauer der einzelnen gütegeschalteten Pulse beträgt 125 ns<sup>19</sup>. Bei einer Repetitionsrate von 10 kHz führt dies zu einer Pulsenergie von 12 mJ bzw. einer Pulsspitzenleistung von 96 kW.

Aufgrund der hohen Strahlqualität und der hohen Repetitionsrate ist dieses System für zahlreiche industrielle Anwendungen, insbesondere der Materialbearbeitung, von großem Interesse. Ein Hauptaugenmerk liegt hier vor allem in der Anfertigung von Präzisionsbohrungen mit hohem Aspektverhältnis, die sich mit Lasersystemen geringerer Strahlqualität bisher nicht realisieren ließen. Derartige Präzisionsbohrungen sind beispielsweise im Turbinenbau als Kühlkanäle oder für Einspritzdüsen im Triebwerksbau notwendig.

<sup>19</sup> nach Verstärkung und Phasenkonjugation

Die Erzeugung hoher Durchschnittsleistungen bei der Frequenzverdopplung macht dieses System für die Bearbeitung von Materialien wie beispielsweise Kupfer oder Silizium interessant, welche bisher mit herkömmlichen Lasersystemen im IR nicht effizient zu bearbeiten waren. Darüber hinaus zeigt das vorgestellte System ein Anwendungspotential zur Erzeugung hoher Durchschnittsleistungen im UV durch Frequenzvervierfachung.

Bei der Erzeugung von Strahlung im extremen UV-Bereich (EUV) durch laserinduzierte Plasmen werden zahlreiche Bestrebungen unternommen, die bisher als Strahlquelle verwendete Synchrotronstrahlung durch kompaktere Festkörperlasersysteme zu ersetzen. Ein derartiges Lasersystem muß jedoch spezielle Anforderungen erfüllen. Einerseits ist der Betrieb mit hohen Repetitionsraten erforderlich, um die Belichtungszeiten möglichst kurz zu halten. Andererseits ist eine hohe Strahlqualität und Richtungsstabilität notwendig, um eine gute Abbildung der erzeugten Röntgenstrahlung zu ermöglichen. Beiden Anforderungen genügt das entwickelte MOPA-System. Darüber hinaus kann durch SBS-Pulskompression die Pulsspitzenleistung weiter erhöht und damit die Plasmaausbeute gesteigert werden.

Die kontinuierliche Anregung dieses Systems führt im Vergleich zur gepulsten Anregung zu einem reduzierten Systemaufwand und macht es zudem wirtschaftlich attraktiv.

Das entwickelte MOPA-System mit Faser-Phasenkonjugatoren zeigt das Potential, eine optische mittlere Ausgangsleistung von über 200 W bei gleichbleibend hoher Strahlqualität zu erzeugen. Mögliche Maßnahmen für die Leistungsskalierung sind die Steigerung der Pumpleistung, die Verbesserung der Koppeleffizienz in den Faser-Phasenkonjugator und die Vermeidung der Fresnelverluste durch das Aufbringen einer dielektrischen Entspiegelungsschicht auf die Faserendflächen.

Die Abb. 6.38 vermittelt einen optischen Eindruck des Gesamtsystems. Im oberen Bild (Bildmitte, oberer Rand) ist die optische Diode und die Kavitäten der ersten depolarisationskompensierten Verstärkerkette zu erkennen. Das untere Bild zeigt das gesamte System in Draufsicht. Gut sichtbar sind die lampengepumpten Kavitäten der zweiten Verstärkerkette, die ebenfalls depolarisationskompensiert ist.

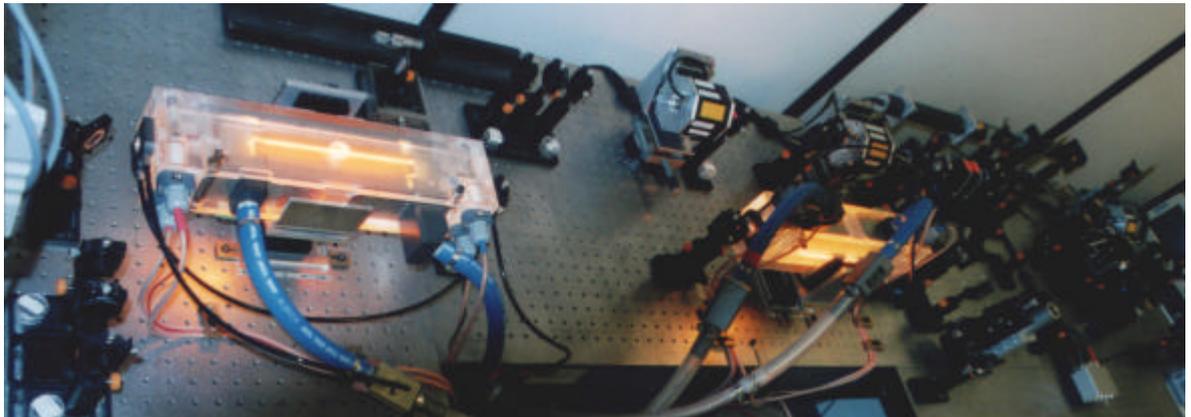
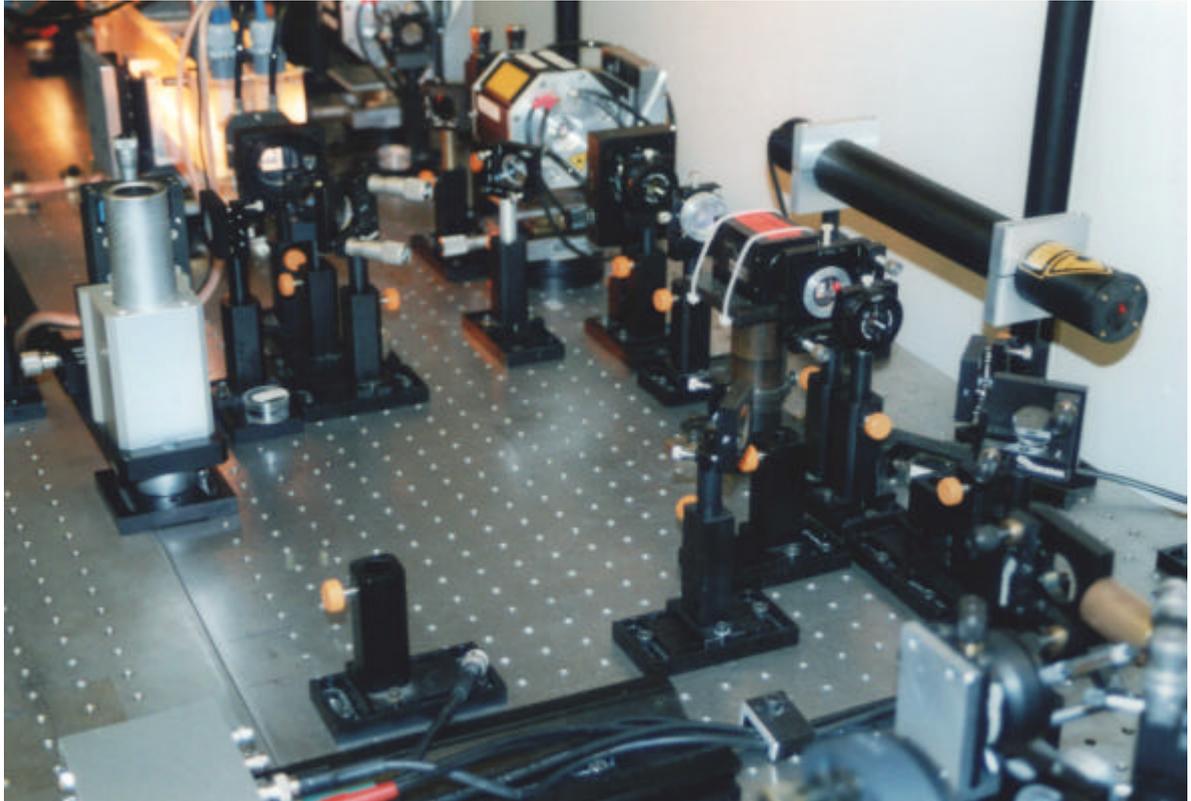


Abb. 6.38: Darstellung des kontinuierlich angeregten MOPA-Systems mit vier Verstärkerkavitäten in einer Vierfach-Pass-Anordnung mit einer mittleren Ausgangsleistung von 120W.



# 7

## Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiges kontinuierlich angeregtes und aktiv gütegeschaltetes Nd:YAG-Oszillator-Verstärker-System mit Faser-Phasenkonjugator hoher mittlerer Ausgangsleistung und hoher Strahlqualität entwickelt und charakterisiert. Bei einer Repetitionsrate von 10 kHz beträgt die mittlere Ausgangsleistung 120 W bzw. die Pulsenergie 12 mJ mit einer Beugungsmaßzahl  $M^2 < 1,4$ . Durch die Pulsdauer der gütegeschalteten Pulse von 125 ns (FWHM) führt dies zu einer Pulsspitzenleistung von 96 kW.

Die hohe mittlere Ausgangsleistung bei gleichzeitig hoher Strahlqualität der entwickelten Systeme wird durch den Einsatz phasenkonjugierender Spiegel (PCM) realisiert. Hierzu werden die thermisch induzierten Phasenstörungen im aktiven Medium in einer Doppel-Pass-Anordnung kompensiert. Die Bestimmung der Beugungsmaßzahl  $M^2$  als charakteristische Größe der Strahlqualität erfolgt nach der ISO-Vorschrift 11146.

Die Integration von Multimode-Quarzglasfasern als PCM's in Oszillator-Verstärker-Systemen stellt eine neuartige Entwicklung dar. Sie basieren, wie die bisher verwendeten Gas- und Flüssigkeitszellen, auf der stimulierten Brillouin-Streuung (SBS). Sie stehen jedoch für eine umweltfreundliche Alternative und sind zudem kommerziell und kostengünstig gut verfügbar. Die entwickelten Faser-PCM's liefern eine Reflektivität von über 80%. Darüber hinaus macht die reduzierte Leistungsschwelle der Faser-PCM's für die SBS in den Bereich einiger Hundert Watt Pulsspitzenleistung den Einsatz der Phasenkonjugation in kontinuierlich angeregten Oszillator-Verstärker-Systemen erst möglich.

In MOPA-Systemen mit Phasenkonjugation bestimmt der Master-Oszillator durch seine Konfiguration die wichtigen Systemparameter wie Repetitionsrate, zeitlichen Verlauf der emittierten Pulse, deren Kohärenzlänge sowie weitgehend die Strahlqualität.

Der entwickelte diodengepumpte Master-Oszillator (Abb. 7.1) stellt eine mittlere Ausgangsleistung von 7,5 W und einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1,1$  zur Verfügung. Die Repetitionsrate von 10 kHz und die Pulsdauer der gütegeschalteten Pulse von 125 ns (FWHM) führen zu einer Pulsspitzenleistung von 6 kW bzw. einer Pulsenergie von  $< 1\text{mJ}$ .

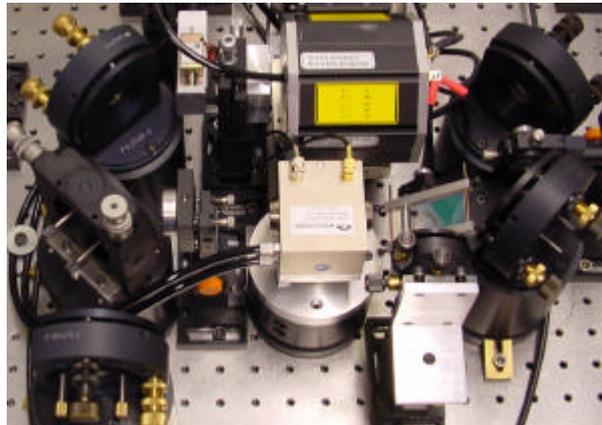


Abb. 7.1: Entwickelter kontinuierlich angeregter Master-Oszillator mit akustooptischer Güteschaltung.

Der Master-Oszillator ist in Form eines Ringresonators aufgebaut. Durch Verwendung eines externen Rückkoppelspiegels wird ein Einrichtungsbetrieb gewährleistet und so das räumliche Lochbrennen innerhalb des aktiven Mediums vermieden. Durch die gleichzeitige Nutzung eines resonatorinternen Etalons wird die spektrale Emissionsbandbreite reduziert. Die so erzielte Kohärenzlänge der emittierten Pulse liegt bei 810 mm. Die Güteschaltung erfolgt durch einen akustooptischen Modulator (AOM). Die Auslegung des Master-Oszillators ermöglicht eine Variation der Repetitionsrate zwischen 5 und 40 kHz. Daraus resultiert ein Einsatz des Gesamtsystems bei flexiblen Pulsspitzenleistungen bzw. Pulsenergien. Durch ihren modularen Aufbau können MOPA-Systeme mit Faser-PCM mit einer variablen Anzahl von Laserverstärkern betrieben werden, siehe Abb. 7.2.

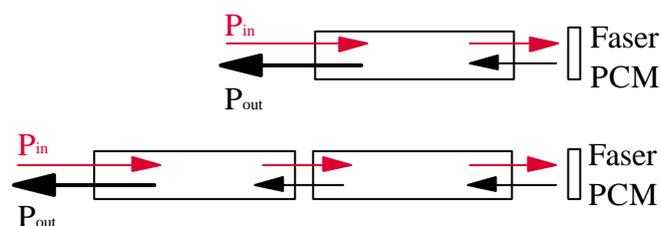


Abb. 7.2: Doppel-Pass mit einem Verstärker bzw. zwei Verstärkern in serieller Anordnung und Faser-PCM.

Der Doppel-Pass mit einer Verstärkerkavität und zwei Verstärkerkavitäten in serieller Anordnung wurde bezüglich der Kompensationsmöglichkeiten der in Nd:YAG-Laserstäben auftretenden thermisch induzierten Depolarisation untersucht. In einem MOPA-System mit einer Verstärkerkavität wurden die Depolarisationsverluste durch die Verwendung eines  $45^\circ$  Faraday-Rotators unter 1,5% gesenkt. Bei MOPA-Systemen mit zwei Verstärkerkavitäten in serieller Anordnung wurde zur Depolarisationskompensation ein  $90^\circ$  Quarz-Rotator in Kombination mit einem Teleskop verwendet. Die Depolarisationsverluste konnten für den Einfachdurchgang der Verstärkerkavitäten auf 1,2% bzw. für den Doppeldurchgang auf unter 1,9% reduziert werden.

Zur Skalierung der Ausgangsleistung der kontinuierlich angeregten MOPA-Systeme wurde eine Vierfach-Pass-Anordnung der Verstärker entwickelt. Untersucht wurde die Vierfach-Pass-Anordnung mit zwei und mit vier Verstärkerkavitäten, siehe Abb. 7.3 und Abb. 7.4.

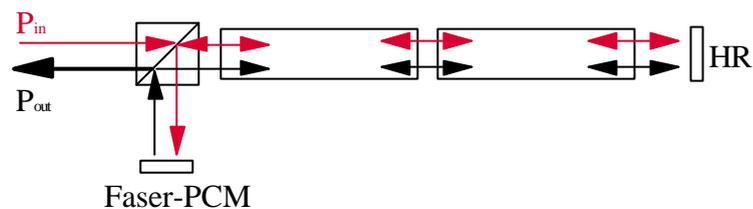


Abb. 7.3: Vierfach-Pass mit zwei Verstärkerkavitäten und Faser-PCM.

Nach dem ersten Durchlauf der Verstärkerkette wird der Strahl des Master-Oszillators mit Hilfe eines konventionellen HR-Spiegels reflektiert. Die Verstärkerkette wird erneut passiert und in den Faser-PCM eingekoppelt. Nach der Phasenkonjugation erfolgen der dritte und vierte Verstärkerdurchlauf. Mit dem Vierfach-Pass mit zwei Verstärkerkavitäten wurde eine Ausgangsleistung von 31 W mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität erzielt (Abb. 7.3).

Zur weiteren Leistungsskalierung des Gesamtsystems bis zu einer mittleren Ausgangsleistung von 120 W bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 < 1,5$ ) wird eine weitere Verstärkerkette nachgeschaltet (Abb. 7.4).

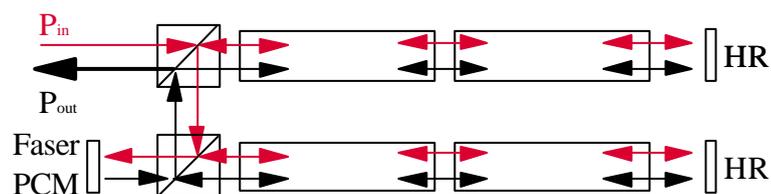


Abb. 7.4: Vierfach-Pass mit vier Verstärkerkavitäten und Faser-PCM.

Diese besteht ebenfalls aus zwei Verstärkerkavitäten in serieller Anordnung. Dazu passiert das Signal nach dem zweiten Verstärkerdurchlauf der ersten Verstärkerkette die zweite Verstärkeranordnung. Bis zum Zeitpunkt der Einkopplung in den Faser-PCM durchläuft der Master-Oszillator-Strahl acht Verstärkerdurchgänge, wird phasenkonjugiert und nach acht weiteren, dem Hinlauf identischen, Durchläufen durch die optische Diode ausgekoppelt.

Die Abb. 7.5 gibt grafisch eine Zusammenstellung von Ausgangsleistung und Strahlqualität der entwickelten MOPA-Systeme mit Faser-Phasenkonjugatoren wieder.

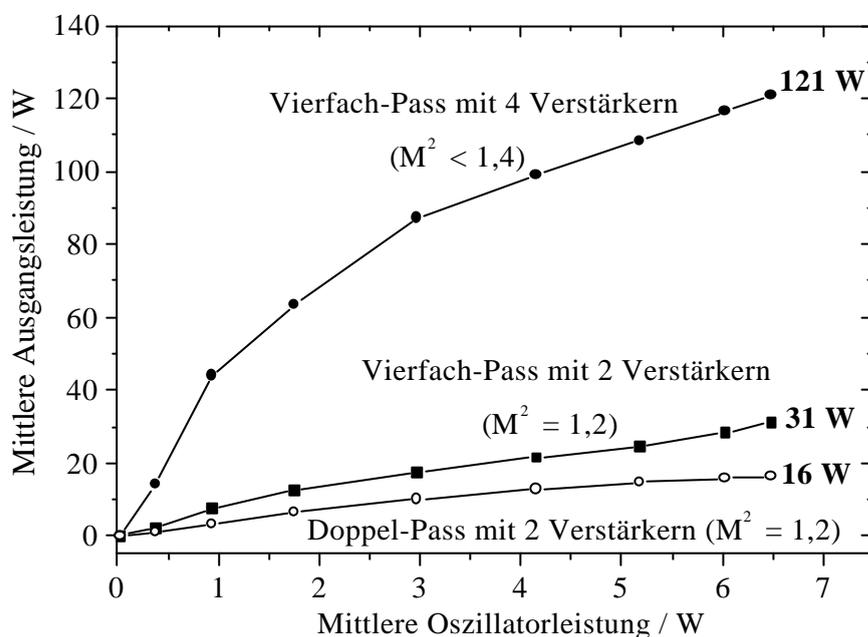


Abb. 7.5: Zusammenstellung der mittleren Ausgangsleistungen und Beugungsmaßzahlen der entwickelten MOPA-Systeme mit Faser-Phasenkonjugation.

Das MOPA-System mit vier Verstärkerkavitäten im Vierfach-Pass zeigt das Potential eine optische mittlere Ausgangsleistung von über 200 W bei gleichbleibend guter Strahlqualität zu erzeugen.

# 8

## Publikationen, Vorträge und Messeexponate

In den folgenden Artikeln wurden Teile dieser Arbeit publiziert:

- [1] H.J. Eichler, O. Mehl, E. Risse, A. Mocofanescu, “Continuously pumped all-solid-state laser system with fiber phase conjugation“, OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 2000), pp. 404 – 405 (2000)
- [2] E. Risse, O. Mehl, Th. Riesbeck, A. Mocofanescu, H. J. Eichler, “Continuously Pumped All-Solid-State Laser System with Fiber Phase Conjugate Mirror“, GCL-HPL Florenz 2000, Proceedings of SPIE Vol. 4184 (2001)
- [3] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, “Pulsed solid-state laser system with fiber phase conjugation and 315W average output power“, Applied Physics B 73, pp. 847 – 849, Laser and Optics (2001)
- [4] O. Mehl, E. Risse, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, “Continuously-pumped, repetitively Q-switched high-brightness solid state laser system with phase conjugations“, Photonics West, Laser 2001, Solid State Lasers X, Proceedings of SPIE Vol. 4267 (2001)
- [5] H. J. Eichler, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, E. Risse, D. Bedau, „Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers for optical phase conjugation“, Optics Communication, Vol. 208 (4-6) pp. 427 – 431 (2002)

In den folgenden Vorträgen wurde über Ausschnitte dieser Arbeit berichtet:

- [1] E. Risse, O. Mehl, A. Mocofanescu, H. J. Eichler, “Kontinuierlich gepumptes Festkörperlasersystem mit Faser-Phasenkonjugation“, Verhandl. DPG (VI), 35, Q 12.1 (2000), Bonn, 3.-7. 4. 2000
- [2] Th. Riesbeck, E. Risse, O. Mehl, H. J. Eichler, “Continuously pumped all solid-state laser system with fiber phase conjugation“, CLEO 2000, San Francisco, 8.-12. 5. 2000
- [3] Th. Riesbeck, E. Risse, O. Mehl, H. J. Eichler, „Gepulster Hochleistungs-Festkörperlaser für die Mikromaterialbearbeitung“, DGaO Jahrestagung, Jena, 13.-17. 6. 2000
- [4] A. Mocofanescu, E. Risse, O. Mehl, H. J. Eichler, “Continuously pumped high brightness laser system with phase conjugation“, Romopto 2000, Bucharest 4.-7.9. 2000
- [5] H. J. Eichler, O. Mehl, Th. Riesbeck, E. Risse, “High-Brightness Laser Systems with Fiber Phase Conjugation“, CLEO Europe 2000, Nice, 10.-15. 9. 2000
- [6] E. Risse, O. Mehl, A. Mocofanescu, H. J. Eichler, “Continuously pumped all solid-state laser system with fiber phase conjugation“, XIII International Symposium on Gas Flow & Chemical Lasers and High Power Laser, Firenze, 18.-22. 9. 2000

- [7] J. Eichler, O. Mehl, Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, "High Average Power All Solid-State Laser Systems with Diffraction Limited Beam Quality", International Conference on Lasers 2000, Albuquerque, New Mexico (USA), 4.-8. 12. 2000
- [8] E. Risse, O. Mehl, H. J. Eichler, "Kontinuierlich diodengepumptes Nd:YAG Festkörperlasersystem mit Faser-Phasenkonjugation", DPG-Tagung AG Quantenoptik, Berlin, 2.-6. 4. 2001
- [9] C. Lehmann, E. Risse, O. Mehl, H. J. Eichler, "Kontinuierlich lampengepumptes Zweistab-Festkörperlasersystem hoher Strahldichte", DPG-Tagung AG Quantenoptik, Berlin, 2.-6. 4. 2001
- [10] Th. Riesbeck, E. Risse, A. Mocofanescu, H. J. Eichler, "Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers for optical phase conjugation", Verhandl. DPG (VI), 37, Q112. (2002), Osnabrück, 4.-8. 3. 2002
- [11] A. Binder, D. Ashkenasi, T. Metzger, Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, „Untersuchung zu Laserbohrungen mit hohem Aspektverhältnis in keramischen Werkstoffen mit Lasersystemen hoher Strahldichte“, Verhandl. DPG (VI), 37, Q211.3. (2002), Osnabrück, 4.-8. 3. 2002
- [12] E. Risse, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, "Eliminierung von Richtungsschwankungen durch Faser-Phasenkonjugation", Verhandl. DPG (VI), 37, Q 211.6. (2002), Osnabrück, 4.-8. 3. 2002
- [13] Th. Riesbeck, E. Risse, S. Plöger, H. J. Eichler, „All Solid-State MOPA-Systeme hoher Strahldichte durch Faser-Phasenkonjugation“, Verhandl. DPG (VI), 37, Q 211.7. (2002), Osnabrück, 4.-8. 3. 2002
- [14] H. J. Eichler, D. Bedau, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, E. Risse, „Multimode-Glasfasern zur Phasenkonjugation durch Stimulierte Brillouin Streuung (SBS)“, DGaO-Tagung, Innsbruck, 22.-25. 5. 2002
- [15] Th. Riesbeck, E. Risse, S. Plöger und H. J. Eichler, „Phasenkonjugierende Spiegel zur Verbesserung der Strahlqualität von Festkörper-Lasersystemen“, DGaO-Tagung, Innsbruck, 22.-25. 5. 2002
- [16] H. J. Eichler, Th. Riesbeck, E. Risse, "High Brightness All-Solid-State Laser Systems with Fiber Phase Conjugate Mirrors", XIV International Symposium on Gas Flow & Chemical Lasers and High Power Laser (GCL-HPL), Wroclaw (Polen), 26.-30. 8. 2002
- [17] Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, "Enhancement of Beam Quality in Solid-State Laser Systems by Optical Phase Conjugation", 3<sup>rd</sup> Gr-I International Conference on New Laser Technologies and Applications, Patras (Griechenland), 5.-8. 9. 2002
- [18] A. Binder, Th. Riesbeck, E. Risse, H. J. Eichler, Th. Metzger, D. Ashkenasi, G. Müller, "Nd:YAG and Nd:YAP Solid-State Laser Systems with High Beam Quality and High Average Output Power by Fiber Phase Conjugate Mirrors", International Congress on the Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO) 2002, Scottsdale, Arizona (USA), 14.-17. 10. 2002

Auf den folgenden Messen wurden Entwicklungen dieser Arbeit präsentiert:

- [1] E. Risse, Th. Riesbeck, H. J. Eichler, "High Beam Quality for solid-state Lasers with fiber phase conjugation", Messe Laser 2001, Ausstellung und Demonstration eines funktionstüchtigen Lasersystems, München, 18.-22. 6. 2001

# 9

## Literaturverzeichnis

### Kapitel 1

- [1.1] J. Eichler, H. J. Eichler, "Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen", 4. Auflage, Springer (2002).
- [1.2] H. Weber, "Resonators for High Power Solid State Lasers – the Fight for Beam-Quality", Laser Resonators, SPIE Vol. 3267, pp. 2-13 (1998).
- [1.3] Produktinformationen zu den Lasern HL 353D, HL 703D und HL 4006D der Firma HAAS Laser GmbH, (2002).
- [1.4] C. Stewen, M. Larionov, A. Giesen, K. Contag, "Yb:YAG Thin Disk Laser with 1 kW Output Power" OSA trends in Optics and Photonics, Advanced Solid State Lasers 2000, Vol. 34 (2000).
- [1.5] E. C. Honea, R. J. Beach, S. C. Mitchell, J. A. Skidmore, M. A. Emanuel, S. B. Sutton, S. A. Payne, P. V. Avizonis, R. S. Monroe, D. G. Harris, "High-power dual-rod Yb:YAG laser", in Conference on Lasers and Elektro-Optics, OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 2000), pp. 197 – 198.
- [1.6] Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, K. Kasahara, T. Tajime, "208-W TEM<sub>00</sub> operation of a diode-pumped Nd:YAG rod laser", Opt. Lett., Vol. 24, No. 10, (1999).
- [1.7] O. Mehl, "Oszillator-Verstärkersysteme hoher mittlerer Strahldichte durch Einsatz phasenkonjugierender Spiegel", Dissertation an der TU Berlin, Optisches Institut, Mensch & Buch Verlag (1999).

### Kapitel 2

- [2.1] J. Eichler, H. J. Eichler, "Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen", 4. Auflage, Springer (2002).
- [2.2] W. Köchner, "Solid-State Laser Engineering", 2<sup>nd</sup> edition, Springer (1992).

- [2.3] N. Hodgson, H. Weber, "Optische Resonatoren", Springer (1992).
- [2.4] ISO 11146, "Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam parameters – Beam widths, divergence angle and beam propagation factor" (1999).
- [2.5] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, "Taschenbuch der Mathematik", 25. Auflage, Nauka Moskau Verlag (1991).
- [2.6] O. Mehl, "Oszillator-Verstärkersysteme hoher mittlerer Strahldichte durch Einsatz phasenkonjugierender Spiegel", Dissertation an der TU Berlin, Optisches Institut, Mensch & Buch Verlag (1999).
- [2.7] C. Roundy, G. Slobodzian, K. Jensen, "Method and apparatus for increasing the accuracy of dimensional measurements made with video cameras", US-Patent der Firma Spiricon Inc., No. US5418562 (1995).
- [2.8] Produktionsinformationen der Firma Polytec GmbH, „Optische Strahlungsmessung, Laserdiagnose-Systeme, Geräte, Detektoren“ (2000).
- [2.9] Produktionsinformationen der Firma Digital Video Camera Company (DVC) zur 10-bit Si-CCD-Digitalkamera Modell DVC 10 (2000).

### Kapitel 3

- [3.1] L. Brillouin, "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène influence de l'thermique", Ann. Phys. Vol. 17, pp. 88-122 (1922).
- [3.2] R. S. Krishnan, Nature, Vol. 165, pp. 93ff (1950).
- [3.3] R. Y. Chiao, C.H. Townes and B.P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves", Phys. Rev. Lett., Vol. 12, No. 21, pp.592-595 (1964).
- [3.4] B. Y. Zel'dovich, V.I. Popvichev, V.V. Ragulsky, F.F. Faizullov, "On the relationship between wavefronts of the reflected and exciting light in stimulated Brillouin scattering", JETP Lett., Vol. 15, pp. 109ff (1972).
- [3.5] W. Kaiser, M. Maier, "Stimulated Rayleigh, Brillouin and Raman Spectroscopy", Laser Handbook, F. T. Arecchi, E.O. Schulz-DuBois (editor), Vol. 2, pp. 1077-1150, North-Holland Publ. Co. (1972).
- [3.6] Bergmann, Schäfer, "Lehrbuch der Experimentalphysik", Bd. 3, 9. Auflage, Walter de Gruyter (1993).
- [3.7] V. V. Shkunov, B. Y. Zel'dovich, Spektrum der Wissenschaft 2 (1986).
- [3.8] B. Y. Zel'dovich, N. F. Pilipetsky, V. V. Shkunov, "Principles of Phase Conjugation", Springer (1985).
- [3.9] A. Yariv, "Phase conjugate optics and real-time holography", IEEE J. Quant. Electron. QE-14, Vol. 650 (1978).
- [3.10] Laubereau et. al., IEEE J. Quantum Electronics 2, Vol. 649.

- [3.11] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 2<sup>nd</sup> ed., Academic Press (1995).
- [3.12] C. L. Tang, "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin-process", J. Appl. Phys. 37, Vol. 2945 (1966).
- [3.13] D. M. Pepper, "Nonlinear optical phase conjugation", Laser Handbook, M. L. Stitch, M. Bass (editor), Vol. 4, pp. 333-486, North-Holland Publ. Co. (1985).
- [3.14] D. M. Pepper, A. Yariv, "Compensation for phase distortions in nonlinear media by phase conjugation", Opt. Lett. 5, 59 (1980).
- [3.15] A. Heuer, "Phasenkonjugierende Spiegel auf Basis der stimulierten Brillouin-Streuung in optischen Wellenleitern", Dissertation an der Universität Potsdam (1998).
- [3.16] O. Mehl, "Oszillator-Verstärkersysteme hoher mittlerer Strahldichte durch Einsatz phasenkonjugierender Spiegel", Dissertation an der TU Berlin, Optisches Institut, Mensch & Buch Verlag (1999).
- [3.17] R. P. M. Green, S. Camancho-Lopez, M. J. Damzen, "Experimental investigation of vector phase conjugation in Nd<sup>3+</sup>:YAG, Optics Letters, Vol. 21, pp. 1214-1216 (1996).
- [3.18] W. Köchner, "Solid-State Laser Engineering", 2<sup>nd</sup> edition, Springer (1992).

## Kapitel 4

- [4.1] Produktinformation der Firma LINOS Photonics GmbH, „Linos-Katalog“ (2001).
- [4.2] N. Reng, "Charakterisierung und Ausbreitung von partiell kohärenten, quasimono-chromatischen Strahlungsfeldern", Dissertation an der TU Berlin, Optisches Institut, Shaker Verlag (1994).
- [4.3] J. A. Buck, "Fundamentals of optical fibers", Wiley (1995).
- [4.4] T. Okoshi, "Optical Fiber", Academic Press, Orlando (1982).
- [4.5] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical Waveguide Theory" Chapman and Hall (1983).
- [4.6] S. Geckeler, "Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtentübertragung", Springer Berlin, Heidelberg, New York (1987).
- [4.7] Ceram Optec GmbH, Produktkatalog, Siemensstr. 8, 53121 Bonn.
- [4.8] D. Rittich, H. Storm, T. Wiesmann, H.-G. Zielinski, „Physikalische Grundlagen der optischen Nachrichtentechnik“ in Nachrichtentechnische Berichte, Heft 3: Lichtwellenleiter-Technik, ANT, Bosch Telecom (1986).
- [4.9] E. P. Ippen, R. H. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Appl. Phys. Lett. 21, 539 (1972).
- [4.10] R. G. Smith, "Optical power handling capacity of low loss optical fibers determined by stimulated Raman und Brillouin scattering", Appl. Opt. 11, 2489 (1972).
- [4.11] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 2<sup>nd</sup> ed., Academic Press (1995).

- [4.12] C. L. Tang, "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin-process", J. Appl. Phys. 37, 2945 (1966).
- [4.13] A. Heuer, "Phasenkonjugierende Spiegel auf Basis der stimulierten Brillouin-Streuung in optischen Wellenleitern", Dissertation an der Universität Potsdam (1998).
- [4.14] Y. E. D'yakov, "Excitation of stimulated light scattering by broad-spectrum pumping", JETP Lett. 19, 243 (1970).
- [4.15] P. Narum, M. D. Skeldon, R. W. Boyd, "Effect of laser mode structure on stimulated Brillouin scattering", IEEE J. Quant. Electron. 22, 2161 (1986).
- [4.16] G. C. Valley, "A review of stimulated Brillouin scattering excited with broad-band pump laser", IEEE. J. Quant. Electron. 22, 704 (1986).
- [4.17] H. J. Eichler, A. Mocofanescu, Th. Riesbeck, E. Risse, D. Bedau, „Stimulated Brillouin scattering in multimode fibers for optical phase conjugation“, Optics Communication (2002).

## Kapitel 5

- [5.1] A. A. Kaminskii, "Laser Crystals", Springer Series in Optical Sciences, D. L. Mac Adam (editor), Vol. 14, Springer (1981).
- [5.2] R. Iffländer, "Solid-State Lasers for Materials Processing – Fundamental Relations and Technical Realizations", Springer (2001).
- [5.3] W. Köchner, "Solid-State Laser Engineering", 2<sup>nd</sup> edition, Springer (1992).
- [5.4] N. Hodgson, H. Weber, "Optische Resonatoren", Springer (1992).
- [5.5] N. Kugler, "Doppelbrechungskompensierte und doppelbrechungsfreie Hochleistungslaser", Dissertation an der TU Berlin, Optisches Institut (2000).
- [5.6] Technische Information der Firma Trumpf GmbH+Co. KG, "Laserbearbeitung", Technische Dokumentation, Ausgabe 09/94.
- [5.7] Produktinformation der Firma Ehrkamp Laserelektronik und Impulstechnik GmbH.
- [5.8] Produktinformationen der Firma IDAR-Laser GmbH, „Datenblatt Diodengepumpter Nd:YAG Laser“, Ausgabe 01/00.

## Kapitel 6

- [6.1] N. Hodgson, H. Weber, "Optische Resonatoren", Springer (1992).
- [6.2] P. Peuser, N.P. Schmitt, "Diodengepumpte Festkörperlaser", Springer (1995).

- [6.3] S. Seidel, "Multi-Pass Festkörper-Laser-Verstärker im Q-switch Betrieb mit phasenkonjugierenden SBS-Zellen und deren numerische Modellierung", Dissertation an der TU Berlin, Optisches Institut (1995).
- [6.4] W. Köchner, "Solid-State Laser Engineering", 2<sup>nd</sup> edition, Springer (1992).
- [6.5] Produktinformation der Firma Gooch&Housego "Specification of Q-Switches Series QS24/QS27".
- [6.6] J. Eichler, H. J. Eichler, "Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen", 4. Auflage, Springer (2002).
- [6.7] R. Iffländer, "Solid-State Lasers for Materials Processing – Fundamental Relations and Technical Realizations", Springer (2001).
- [6.8] Produktinformation der Firma Textronix GmbH, "Programmer Manual, Digitizing Oscilloscope TDS 620".
- [6.9] Internetinformation der Universität Potsdam, Fachbereich Physik, Fachgebiet Photonik <http://www.uni-potsdam.de/u/physik/Photonik>.
- [6.10] W. C. Scott, M. de Witt, "Birefringence compensation and TEM<sub>00</sub> mode enhancement in a Nd:YAG Laser", Appl. Phys. Lett. 18, no. 1 (1971).
- [6.11] Q. Lü, U. Wittrock, "Laseranordnung zur Kompensation der Doppelbrechung und der Bifokussierung in Lasermedien", Patentanmeldung (1994).
- [6.12] Q. Lü, N. Kugler, H. Weber, S. Dong, N. Müller and U. Wittrock, "A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods", Opt. Quant. Electron., pp. 57-69, Vol. 28 (1996).



## Danksagung

Herrn Prof. Dr. H. J. Eichler danke ich für die Möglichkeit, die hier vorliegende Arbeit in der Lasergruppe des Optischen Instituts der TU Berlin anfertigen zu können. Das in mich gesetzte Vertrauen, dieses durch das BMBF geförderte Forschungsprojekt durchführen zu können, gab mir großen Ansporn. Für seine fachliche Unterstützung, für den mir entgegengebrachten Handlungsfreiraum und für das angenehme Arbeitsklima in seiner Arbeitsgruppe möchte ich Herrn Prof. Dr. Eichler besonders danken.

Ich danke Herrn Prof. Dr. J. Sahn für die Anfertigung des Zweitgutachtens und Herrn Prof. Dr. P. Zimmermann für seine Bereitschaft, den Vorsitz der Prüfungskommission zu übernehmen.

Herrn Dr. Oliver Mehl danke ich für die anfängliche Betreuung meiner Arbeit. Er führte mich in die Magie der Laserentwicklung ein. Sein fachlicher Rat und seine aufmunternden Worte halfen mir durch manch schwarze Stunde.

Herrn Dipl.-Phys. Thomas Riesbeck danke ich für die jahrelange gute und freundschaftliche Zusammenarbeit. Nicht nur die fachlichen Diskussionen und Anregungen, welche mir durch ihn zuteil wurden, bleiben mir in guter Erinnerung.

Besonders hervorheben möchte ich Frau PTA Chris Scharfenorth. Ich danke Ihr für das Anfertigen zahlreicher hochwertiger dielektrischer Beschichtungen. Ihre große Hilfsbereitschaft und Unterstützung haben maßgeblich zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen.

Ich danke den Herren Dipl.-Ing. Sven Plöger, Dipl.-Phys. Ron Schulz, Dipl.-Phys. Christoph Theiss, Dr. Guido Mann, Dr. Volker Gäbler und Dr. Florian Kentischer für die langjährige gute und produktive Zusammenarbeit.

Ich danke allen Mitarbeitern der feinoptischen Werkstatt für die Anfertigung zahlreicher Komponenten sowie für die vielen Ideen zur Lösung kniffliger Konstruktionsprobleme.

Meiner Schwägerin Anne Wetzel danke ich für die fotografische Meisterleistung, die sich in der visuellen Darstellung des entwickelten Lasersystems widerspiegelt.

Meinen lieben Eltern Petra und Andreas Risse danke ich für all die Jahre in denen sie meine gesamte Ausbildung unterstützten. Sie gaben mir in manch schwerer Stunde den notwendigen Halt und die Kraft in die Zukunft zu schauen.

Vor allem danke ich aber meiner lieben Frau Jana Risse. Sie gab und gibt mir das tiefe Gefühl der Geborgen- und Zufriedenheit. Die Stunden mit ihr und meinem Sohn Johannes sind meine Quelle neuer Kraft und Zuversicht. Ich danke ihr für die große moralische und auch fachliche Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name, Vorname: Risse, Enrico  
 Geburtsdatum: 21. 01. 1973  
 Geburtsort: Strausberg  
 Familienstand: verheiratet / 1 Kind  
 Nationalität: deutsch

## Schulausbildung

09/1979 – 08/1989 Polytechnische Oberschule in Görlitz  
 09/1989 – 08/1991 Abitur am Marie-Curie-Gymnasium in Görlitz

## Studium

10/1991 – 09/1993 Grundstudium des Maschinenbaues an der Technischen Hochschule Zittau  
 09/1993 Vordiplom der TH Zittau in Maschinenbau  
 10/1993 – 09/1997 Hauptstudium des Maschinenbaues an der Technischen Hochschule Zittau /Technische Universität Dresden  
 09/1997 Diplom der TU Dresden in Maschinenbau  
 10/1997 – 07/1998 Ableistung des Zivildienstes

## Berufstätigkeit

08/1998 – 04/1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Bereich Raketentriebwerke am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Lampoldshausen  
 05/1999 – 06/2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Optischen Institut des Fachbereiches Physik der TU Berlin, „Entwicklung von Oszillator-Verstärker-Systemen hoher Ausgangsleistung und Strahlqualität durch Faser-Phasenkonjugation“  
 seit 09/2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Born-Institut in Berlin im Bereich der Laserentwicklung