

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

S. Erhard
Pumpoptiken und Resonatoren für den
Scheibenlaser

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser

Von Dr.-Ing. Steffen Erhard
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

D 93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Konstruktions- und Fertigungstechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel

Mitberichter: Prof. Dr. phil. habil. Hans Tiziani

Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme

Ein Titeldatensatz für diese Publikation ist
bei Der Deutschen Bibliothek erhältlich

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2002

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der Wiedergabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwendung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2002

ISBN 3-8316-0173-9

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München

Tel.: 089/277791-00 – Fax: 089/277791-01

Kurzfassung

Mit dem zunehmenden Einsatz von Hochleistungslasern in der Materialbearbeitung steigen auch die Anforderungen an die verwendeten Strahlquellen. Neben einer langen Lebensdauer und einer hohen Zuverlässigkeit der Systeme werden vor allem eine kurze Wellenlänge, eine flexible Strahlführung, ein hoher Wirkungsgrad und eine gute Fokussierbarkeit als entscheidende Merkmale für eine industrielle Akzeptanz angesehen. Daher gewinnen diodengepumpte Festkörperlaser-Systeme in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung. Dabei ist das Konzept des diodengepumpten Scheibenlasers aufgrund seiner besonderen Kristallgeometrie ein viel versprechender Ansatz, um alle Anforderungen an einen Laser für die Materialbearbeitung zu erfüllen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit zwei Arbeitspunkten, die nach der Festlegung der Kristallgeometrie für die erfolgreiche Entwicklung von Scheibenlasern mit hohem Wirkungsgrad und guter Strahlqualität von entscheidender Bedeutung sind. Diese sind einerseits die Entwicklung von an die Scheibengeometrie angepassten Pumpoptiken mit hohen Absorptionsgraden für die Pumpstrahlung und andererseits generelle Prinzipien für die Auslegung geeigneter Resonatoren, da diese letztendlich die Eigenschaften der erzeugten Laserstrahlung bestimmen.

Als Pumpoptiken werden quasi-endgepumpte und seitengepumpte Anordnungen betrachtet. Beide Ansätze erlauben die für einen hohen Wirkungsgrad notwendige Entkoppelung der Absorption der Pumpstrahlung von der Reabsorption der Laserstrahlung in Quasi-Drei-Niveau-Systemen wie Yb:YAG. Bei den quasi-endgepumpten Anordnungen muss dazu die Pumpstrahlung wiederholt auf die dünne Scheibe abgebildet werden, um die Pumpstrahlung nahezu vollständig zu absorbieren. Zu den kleinstmöglichen Pumpoptiken führen telezentrische Abbildungen, die in einem Aufbau mit einem Parabolspiegel und mehreren Planspiegeln realisiert werden. Durch eine besondere Anordnung der Planspiegel lässt sich dabei die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe nahezu beliebig variieren. Seitengepumpte Anordnungen sind vor allem für Pumpleistungen im Kilowatt-Bereich geeignet.

Als Resonatoren für den Scheibenlaser werden lineare Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel und gefaltete Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel untersucht. Mögliche Veränderungen der thermischen Linse im Laserbetrieb werden durch das Prinzip der dynamischen Stabilität berücksichtigt. Gefaltete Resonatoren mit einem stark fokussierenden Element innerhalb des Resonators erweisen sich dabei als besonders flexibel und sind gleichzeitig unempfindlich gegenüber mechanischen Dejustagen der Resonatorspiegel. Ebenso eignet sich dieses Konzept für die Kopplung mehrerer Scheiben in einem Resonator und kann mit geringen Modifikationen auch für die resonatorinterne Frequenzkonversion eingesetzt werden.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Symbolverzeichnis	9
Extended Abstract	11
1 Einleitung	15
1.1 Hintergrund und Zielsetzung	15
1.2 Strukturierung der Arbeit	16
2 Grundlagen	18
2.1 Das Prinzip des Scheibenlasers	18
2.2 Das laseraktive Medium Yb:YAG	19
2.3 Der Matrizenformalismus der Optik	22
2.3.1 Paraxiale Strahlenoptik	22
2.3.2 ABCD-Formalismus in der Resonatortheorie	25
2.3.2.1 Allgemeiner Formalismus für beliebige Resonatoren	25
2.3.2.2 Vereinfachter Formalismus für Stehwellenresonatoren	26
3 Pumpoptiken für den Scheibenlaser	29
3.1 Pumpkonzepte für Festkörperlaser	29
3.2 Quasi-endgepumpte Anordnungen für den Scheibenlaser	30
3.2.1 Vielfachdurchgänge mit Hilfe direkter Abbildungen	32
3.2.1.1 Anordnung für kleine Anzahlen an Durchgängen	36
3.2.1.2 Grenzen der direkten Abbildung	38
3.2.2 Vielfachdurchgänge mit Hilfe telezentrischer Abbildungen	40
3.2.2.1 Eigenschaften der telezentrischen Abbildung	40
3.2.2.2 Vorteile der telezentrischen Abbildung	41
3.2.3 Kompakte Pumpoptik mit Hilfe eines Parabolspiegels	43
3.2.3.1 Pumpoptik für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge	43
3.2.3.2 Mögliche Realisierungen der Umlenkeinheiten	44
3.2.3.3 Variationen zur Erhöhung der Durchgangszahl	47
3.2.4 Neues Umlenkkonzept für die Parabolspiegelpumpoptik	48
3.2.4.1 Anordnung für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge	48
3.2.4.2 Beispiele für mehr als sechzehn Durchgänge	51
3.2.4.3 Maximales Öffnungsverhältnis des Parabolspiegels	51
3.2.4.4 Positions- und Winkeltoleranzen	53

3.2.5	Kollimationsoptiken und Pumpquellen	58
3.2.5.1	Optimale Anordnung der Kollimationsoptik	58
3.2.5.2	Minimale Strahldichte der Pumpquellen	60
3.2.6	Gleichzeitiges Pumpen mehrerer Scheiben	63
3.2.6.1	Pumpanordnungen mit Hilfe von Parabolspiegeln	63
3.2.6.2	Pumpanordnungen mit Hilfe von torischen Spiegeln	65
3.3	Seitengepumpte Anordnungen für den Scheibenlaser	67
3.4	Zusammenfassung und Fazit zu Kapitel 3	70
4	Resonatoren für den Scheibenlaser	72
4.1	Eigenschaften von Resonatoren mit thermischen Linsen	73
4.1.1	Thermische Linse innerhalb des Resonators	73
4.1.2	Thermische Linse am Ende des Resonators	78
4.2	Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel	80
4.3	Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel	86
4.3.1	Einfach gefaltete Resonatoren	86
4.3.2	Zweifach gefaltete Resonatoren	92
4.3.3	Resonatoren für mehrere Scheiben	95
4.4	Resonatoren für die resonatorinterne Frequenzverdopplung	98
4.5	Zusammenfassung und Fazit zu Kapitel 4	100
5	Zusammenfassung und Ausblick	103
	Literaturverzeichnis	106
A	Anhang	110
A.1	Die Strahldichte einer Strahlquelle	110
A.2	Die analytische Berechnung dynamisch stabiler Resonatoren	111
	Danksagung	114

Symbolverzeichnis

Im Folgenden sind die wichtigsten der verwendeten Variablen und Symbole alphabetisch aufgelistet. Alle weiteren im Text auftretenden Symbole sind an entsprechender Stelle hinreichend erläutert. Für alle Größen wird das Internationale Einheitensystem (SI) als Maßsystem verwendet.

a	Abstand
α	Winkel
α_1, α_2	Kippwinkel
α_{Laser}	Absorptionskoeffizient für die Laserstrahlung
α_{Pump}	Absorptionskoeffizient für die Pumpstrahlung
A	numerische Apertur
A	Fläche
A_{Pump}	gepumpte Fläche auf der Scheibe
A, B, C, D	Komponenten einer ABCD-Matrix
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
D	Durchmesser
D_{Koll}	Durchmesser der kollimierten Pumpstrahlung
D_{Para}	Durchmesser des Parabolspiegels
D_{Pump}	gepumpter Durchmesser auf der Scheibe
D_{Quelle}	Durchmesser der Pumpquelle
δ	Längenänderung
E_i	Energien der Niveaus im oberen Multiplett
E_j	Energien der Niveaus im unteren Multiplett
E	Leistungsdichte
E_{Pump}	Leistungsdichte der Pumpstrahlung
ε	Winkel
f, f_1, f_2	Brennweite
f_{Koll}	Brennweite der Kollimationslinse
f_{Para}	Brennweite des Parabolspiegels
f_ν	Besetzungszahl des Energieniveaus mit der Wellenzahl ν
h	Planck'sche Konstante
η	Parameter der thermischen Linse
η_{abs}	Absorptionswirkungsgrad
i	imaginäre Einheit
k	Wellenzahl
k_{B}	Boltzmann Konstante
L	Länge
L, L_1, L_2, L_3	Resonatorlänge

L	Strahldichte
L_{Quelle}	Strahldichte der Pumpquelle
λ	Wellenlänge
λ_{Laser}	Wellenlänge der Laserstrahlung
λ_{Pump}	Wellenlänge der Pumpstrahlung
n	Brechungsindex
$M, M_{\text{D}}, \tilde{M}_{\text{D}}, M_{\text{U}}$	ABCD-Matrix
M^2	Beugungsmaßzahl
N_{D}	Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge
N_{U}	Anzahl der Umlenkeinheiten
Ω	Raumwinkel
P	Leistung
P_{Pump}	Pumpleistung
Π	Strahlparameterprodukt
q, q_1, q_2	komplexer Strahlparameter
r, r_1, r_2, r_3	Abstand eines Strahls von der optischen Achse
r', r'_1, r'_2, r'_3	Steigung eines Strahls
R	Krümmungsradius
R_1, R_2, R_3	Krümmungsradius von Resonatorspiegeln
s, s_1, s_2	1. Komponente eines Dejustagevektors
S, S_1, S_2, S_i	Parameter der Justageempfindlichkeit
$\sigma, \sigma_1, \sigma_2$	2. Komponente eines Dejustagevektors
σ_{abs}	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt
σ_{em}	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt
T	Temperatur
θ	Divergenzwinkel
θ_{Quelle}	Divergenzwinkel der Pumpquelle
u, v	Resonatorparameter
w, w_1, w_2, w_3	Strahlradius des Grundmodes
Z_{o}	Zustandssumme des oberen Multipletts
Z_{u}	Zustandssumme des unteren Multipletts

Extended Abstract

Due to the unique properties of laser radiation laser systems are employed in many areas of science and industry. These are essentially medical technology, metrology, communications engineering, optical information storage, and materials processing. Hand in hand with the growing acceptance of lasers in materials processing for example a wealth of new applications are developed. This leads at the same time to increasing demands on commercial laser systems concerning output power and efficiency of the laser sources as well as the focusability of the laser radiation.

At present the market for high power lasers is still dominated by CO₂-lasers, because they are capable of producing output powers in the kilowatt range with nearly diffraction limited beam quality. Due to their wavelength of about 10 μm , however, the beam transportation is restricted to mirror and lens systems. Therefore solid-state-laser systems gain more and more importance in the recent years, since their wavelengths in the range of 1 μm permit the usage of glass fibers for a more flexible beam transport. Moreover, for many materials and processes a higher efficiency can be obtained because of the higher absorptance of the workpiece and the lower plasma absorption at 1 μm .

Despite the shorter wavelength the focusability of the laser radiation from available solid-state laser systems in the kilowatt range does still not reach the values of CO₂-lasers. The main reason for the much lower beam quality of solid-state lasers is the thermal lens of the laser rods resulting from the waste heat generated by the optical pumping. By replacing the traditionally used flash lamps by diode lasers with an emission spectrum matched to the absorption spectrum of the laser active medium the heat load in the laser rod can be reduced, but the much higher brightness of the diode lasers is not exploited in such a setup.

Due to the better beam quality of the diode laser radiation one is no longer limited to a rod design of the laser crystal for a nearly complete absorption of the pump radiation and can therefore change the geometry of the laser active medium so that the ratio of the surface used for heat removal to the pumped volume is maximized. This optimization process leads to two different geometries: a long fiber and a thin disk. While the fiber is still radially cooled like a rod, the waste heat in the thin disk design is removed from the laser crystal through one or both faces of the thin disk.

In this work only the design of the thin disk laser is treated, which has been developed since 1992 at the Institut für Strahlwerkzeuge of the University of Stuttgart and the Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR). The main cause for the superior

performance of this principle is the efficient cooling of the thin disk, which is a necessity for the operation of quasi-three-level systems like Yb:YAG and the drastic reduction of the thermal lens because of the nearly axial heat flow inside the disk.

For a successful implementation of the thin disk geometry in a laser with high efficiency and good beam quality, however, two more subjects are of major importance: the development of pumping optics which are adapted to the crystal geometry to guarantee a high absorption of the pump radiation and the design of suitable resonators, since they finally determine most of the properties of the generated laser radiation. The objective of this work is therefore to investigate in detail the fundamentals of pumping optics and resonators for the thin disk laser in order to develop, on the one hand, new setups for efficiently pumping the thin disk and, on the other hand, a general concept for the design of resonators characterized by the best possible beam quality and a small misalignment sensitivity of the resonator components, simultaneously.

After the introduction the necessary fundamentals for this work are compiled in chapter 2. To this end the principle of the thin disk laser is reviewed, the properties of the laser active medium Yb:YAG are summarized and the conditions for the design of pumping optics and resonators are defined. As a mathematical tool the matrix formalism for the description of optical systems is presented and its application to the calculation of pumping optics and resonators is discussed. Moreover, an extension of the matrix formalism to the treatment of misaligned optical systems is introduced and simplified equations for standing-wave resonators are presented.

Chapter 3 deals with the pumping optics for the thin disk laser, which can in general be divided into quasi-end-pumped and side-pumped configurations. In quasi-end-pumped configurations the pump radiation is imaged under an oblique angle into the thin disk. Due to the small thickness of the thin disk only a part of the pump radiation is absorbed in this way so that multiple passes of the pump radiation are needed for a nearly complete absorption. By using multiple passes, however, the absorption of the pump radiation is no longer coupled to the reabsorption of the laser radiation in quasi-three-level systems, which is in addition to a low crystal temperature a key requirement for a high optical efficiency of an Yb:YAG thin disk laser.

In order to generate multiple passes of the pump radiation in a quasi-end-pumped configuration an iterative imaging of the pump radiation onto the thin disk is investigated in detail. Simulations carried out with a raytracing software and calculations show that a telecentric imaging of the pump radiation from the disk onto itself is best suited for this purpose. Non-telecentric imaging will result in an increased divergence of the pump radiation after each imaging step and the diameter of the optical components has to be increased by twice the pumped diameter on the thin disk in order to avoid losses of the pump radiation at the edges of the components. An experimental setup for sixteen passes of the pump radiation through the thin disk, which uses a parabolic mirror as the central optical element, three retro-reflectors, and a flat mirror, is presented as an example for a quasi-end-pumped configuration with telecentric imaging.

This setup is then modified to generate nearly any number of passes through the thin disk with only two retro-reflectors, where the number of passes can be adjusted by a geometrical rearrangement of one reflector. Examples for 16, 20, 24, 28, and 32 passes of the pump radiation will be given. In an in-depth discussion of the new configurations the maximum possible diameter of the parabolic mirror for a given focal length is derived and the positional and angular tolerances for the design of an experimental setup are determined.

Increasing the number of absorption passes not only leads to a better optical efficiency and a reduced thermal lens, but also to higher demands on the beam quality of the diode laser radiation used for pumping the thin disk, since the available area on the parabolic mirror for each imaging step is more and more reduced. The maximum acceptable beam parameter product of the pump radiation is derived as a function of the pumped diameter on the thin disk for various numbers of absorption passes. In the case of a small pumped diameter or a long focal length of the parabolic mirror the minimal required brightness of the diode lasers can be calculated and the resulting values for the typical numbers of absorption passes are presented.

Based on the new configuration with the parabolic mirror and the two retro-reflectors for pumping only one thin disk, setups for the simultaneous pumping of two or more thin disks can be constructed. As an example a pumping optics for two thin disks is presented which consists of two parabolic mirrors and three retro-reflectors. As an alternative to the usage of parabolic mirrors when pumping multiple thin disks the telecentric imaging of the pump radiation between the thin disks can be obtained with toric mirrors.

In contrast to the quasi-end-pumped configurations for pumping the thin disk the side-pumped configurations are only suited for pump powers in the kilowatt range. In this work only the fundamental concepts for the geometry of thin disks used for side-pumping are discussed. The main subjects are the generation of a homogeneous distribution of the absorbed pump radiation within the thin disk and the suppression of parasitic oscillations like whispering-gallery modes inside the thin disk. Both requirements can be fulfilled for example by doping only the center of the thin disk with laser active ions.

In order to operate a thin disk laser with the best possible beam quality a resonator with a mode diameter on the thin disk matched to the pumped diameter is required. Since the mode inside the resonator is influenced by the magnitude of the thermal lens of the thin disk, a degradation of the beam quality or the optical efficiency is possible when the pump power is changed. A proper resonator design, however, can minimize this effect.

Therefore the general theory of thermal lenses inside a resonator is first reviewed in detail and then extended to cover also resonators with a thermal lens at the end of the resonator, since the thin disk is often used as an end-mirror. This theory mainly focuses on the properties of dynamically stable resonators, which show only a small

variation of the resonator mode with the dioptric power of the thermal lens, as well as on the misalignment sensitivity of the resonator mirrors. For thermal lenses inside the resonator two zones (zone I and zone II) exist where the resonator is stable as a function of the dioptric power of the thermal lens. The zones, however, show a totally different misalignment sensitivity of all components, because the total dioptric power inside the resonator is not the same. In contrast, for thermal lenses at the end of the resonator only one stability zone (zone II) is found.

Based on these results the aim of this work is to find a general concept how to design dynamically stable resonators for the thin disk laser with short resonator lengths and small misalignment sensitivity, simultaneously. To this end several resonator configurations are investigated. At first resonators with the thin disk as an end-mirror are analyzed. In this case the misalignment sensitivity of the thin disk is only determined by the dynamically stable mode radius on the thin disk and for a simple two-mirror resonator the misalignment sensitivity of the outcoupling mirror is typically four times greater.

Therefore also resonators with the thin disk as a folding mirror are examined. These resonators have a V-shape if they are folded only once or an N-shape if two folding mirrors are used. It is shown that V-shaped resonators for the thin disk lasers with a nearly flat thin disk operate in almost every case in the unfavorable zone II with high misalignment sensitivity because of the low dioptric power inside the resonator.

Only for N-shaped resonators with an additional focusing element compact resonator configurations in the zone I with much lower misalignment sensitivity of all optical components can be found. Moreover, it is possible to compensate for the curvature of the thin disk, which can result from the polishing, coating or mounting process, just by a slight adjustment of a resonator length. N-shaped resonators are therefore the best concept for dynamically stable resonators for the thin disk laser with low misalignment sensitivity.

The concept of the N-shaped resonator is, however, not limited to resonators with one thin disk. By periodic extension of a resonator for one disk several disks can be coupled in the same resonator. In this case a further splitting of the two stability zones with each added thin disk will occur. Finally, the usage of N-shaped resonators for intracavity frequency conversion, where a nonlinear crystal is located inside the resonator, is presented.

After some concluding remarks and a short outlook the most important formulae for the brightness of a laser radiation source and the analytical calculation of dynamically stable resonator are compiled in the appendix.

1 Einleitung

1.1 Hintergrund und Zielsetzung

Aufgrund der teilweise einzigartigen Eigenschaften von Laserstrahlung haben sich Lasersysteme in den verschiedensten Bereichen von Forschung und Technik etabliert. Darunter fallen vor allem die Medizintechnik, die Messtechnik, die Nachrichtentechnik, die optische Informationsspeicherung sowie die Materialbearbeitung. Durch den vermehrten Einsatz des Strahlwerkzeugs Laser wurden beispielsweise in der Materialbearbeitung eine Vielzahl neuer Anwendungsfelder erschlossen [1]. Damit stiegen jedoch auch die Anforderungen an kommerzielle Lasersysteme hinsichtlich der Ausgangsleistung und des Wirkungsgrads der Strahlquellen sowie der Fokussierbarkeit der Laserstrahlung.

Derzeit beherrschen in der Materialbearbeitung immer noch die CO₂-Laser den Markt, da sie Ausgangsleistungen bis in den Kilowatt-Bereich mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität bieten. Wegen ihrer Wellenlänge von etwa 10 μm ist allerdings nur eine Strahlführung mit Hilfe von Spiegel- oder Linsensystemen möglich. In den letzten Jahren gewinnen daher Festkörperlasersysteme immer mehr an Bedeutung, weil deren Wellenlängen im Bereich von 1 μm einen wesentlich flexibleren Strahltransport in Glasfasern erlauben. Darüberhinaus können bei vielen Werkstoffen und Prozessen wegen des höheren Absorptionsgrades und der geringeren Plasmaabsorption bessere Effizienzen erzielt werden [1].

Die Fokussierbarkeit der Laserstrahlung von bisher erhältlichen Festkörperlasersystemen im Kilowatt-Bereich erreicht jedoch trotz der kürzeren Wellenlänge noch nicht die Werte der CO₂-Laser. Der Grund für die wesentlich schlechtere Strahlqualität dieser Lasersysteme ist vor allem das Auftreten einer so genannten thermischen Linse in den verwendeten Laserstäben, die aus der Aufheizung des laseraktiven Materials beim optischen Pumpen resultiert [2]. Mit dem Ersetzen der ursprünglich zur Anregung verwendeten Blitzlampen durch Diodenlaser, deren Emissionsspektrum auf das Absorptionsspektrum des Laserkristalls angepasst ist, wird zwar die Erzeugung von Verlustwärme im Laserstab verringert, die wesentlich bessere Strahlqualität der Diodenlaser bleibt dagegen ungenutzt.

Aufgrund der guten Fokussierbarkeit der Diodenlaserstrahlung ist man nicht mehr auf die Stabform angewiesen, um eine nahezu vollständige Absorption der Pumpstrahlung zu erreichen, und kann daher die Geometrie des laseraktiven Materials derart

verändern, dass das Verhältnis der Fläche, über die die Kühlung erfolgt, zum angeregten Volumen maximiert wird [3]. Am Ende dieses Optimierungsprozesses erhält man dann ein laseraktives Material in Form einer langen Faser oder einer dünnen Scheibe. Während bei der Faser die Kühlung weiterhin über den Mantel erfolgt, wird bei der Scheibe die Wärme über eine oder beide Stirnflächen abgeführt.

In der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich das Prinzip des Scheibenlasers betrachtet, der seit 1992 von dem Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in einer Zusammenarbeit entwickelt wird. Der entscheidende Vorteil dieses Prinzips beruht auf einer effizienten Kühlung der Scheibe und einer drastischen Reduktion der thermischen Linse, da der Wärmefluss in der Scheibe fast ausschließlich in Richtung der Scheibennormalen verläuft. Für die erfolgreiche Umsetzung dieser neuen Kristallgeometrie in einem Laser mit hohem Wirkungsgrad und guter Strahlqualität sind aber noch zwei weitere Arbeitspunkte von entscheidender Bedeutung: die Entwicklung an die Kristallgeometrie angepasster Pumpoptiken mit hohen Absorptionsgraden für die Pumpstrahlung sowie die Auslegung geeigneter Resonatoren, da diese letztendlich die Eigenschaften der erzeugten Laserstrahlung bestimmen. Das Ziel dieser Arbeit ist daher, die Grundlagen von Pumpoptiken und Resonatoren für Scheibenlaser zu untersuchen, um einerseits neue Anordnungen für die Zuführung der Pumpstrahlung in den Laserkristall zu entwerfen und andererseits ein allgemeines Resonatorkonzept zu entwickeln, das höchste Strahlqualität bei einer geringen Justageempfindlichkeit des Resonators ermöglicht.

1.2 Strukturierung der Arbeit

In Kapitel 2 sind zunächst die benötigten Grundlagen zusammengestellt. Dabei werden zuerst das Prinzip des Scheibenlasers und die wichtigsten Eigenschaften des laseraktiven Materials Yb:YAG vorgestellt, um die Voraussetzungen für die Auslegung von Pumpoptiken und Resonatoren zu definieren. Anschließend wird der Matrizenformalismus der Optik in dem Umfang erläutert, wie er für das Verständnis der Arbeit benötigt wird.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit den Pumpoptiken für den Scheibenlaser. Dabei werden zuerst quasi-endgepumpte Anordnungen betrachtet. Wegen der geringen Dicke der Scheibe werden Vielfachdurchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheibe für eine vollständige Absorption der Pumpstrahlung benötigt, wodurch man aber gleichzeitig auch die für einen hohen Wirkungsgrad notwendige Entkoppelung der Absorption der Pumpstrahlung von der Reabsorption der Laserstrahlung in Quasi-Drei-Niveau-Systemen wie Yb:YAG erhält. Für die Erzeugung der Vielfachdurchgänge wird die wiederholte Abbildung der Pumpstrahlung auf die Scheibe untersucht. Dabei ergeben sich deutliche Vorteile für die Verwendung von telezentrischen Abbildungen. Die Umsetzung dieses Prinzips wird anhand einer Pumpoptik, die einen Parabolspiegel als zentrales optisches Element enthält, diskutiert. Diese Pumpoptik bildet dann die Grundlage für eine weitere Erhöhung der Durchgangszahl mit einer festen Anzahl an

optischen Komponenten. Im Anschluss daran werden die mit der Erhöhung der Durchgangszahl ansteigenden Forderungen an die Strahlqualität der Pumpquelle untersucht. Die an den Pumpoptiken für eine Scheibe gewonnenen Erkenntnisse bilden weiterhin die Grundlage für das gleichzeitige Pumpen mehrerer Scheiben. Als Alternative zu den quasi-endgepumpten Anordnungen für Pumpleistungen im Kilowatt-Bereich werden schließlich seitengepumpte Anordnungen diskutiert.

In Kapitel 4 werden systematisch Resonatorkonfigurationen für den Scheibenlaser untersucht. Dazu wird zunächst die allgemeine Theorie für Resonatoren mit thermischen Linsen vorgestellt, die auf das Konzept der dynamischen Stabilität führt, bei dem sich der Resonatormode nur leicht mit der Brechkraft der thermischen Linse verändert. Vor diesem Hintergrund werden dann Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel und als Umlenkspiegel betrachtet. Dabei steht neben der dynamischen Stabilität auch die Kompaktheit des Resonators und die Justageempfindlichkeit seiner Komponenten im Vordergrund. Auf diesen Ergebnissen aufbauend werden außerdem Resonatoren für mehrere Scheiben untersucht. Am Beispiel der resonatorinternen Frequenzverdopplung wird schließlich noch die Berücksichtigung zusätzlicher Bedingungen bei der Auslegung eines Resonators vorgestellt.

Am Ende der Arbeit werden die gewonnenen Ergebnisse nochmals zusammengefasst und ein Ausblick auf eine mögliche Fortführung der vorgestellten Untersuchungen gegeben. Ergänzende Anmerkungen zur Strahldichte einer Strahlquelle und der analytischen Berechnung dynamisch stabiler Resonatoren sind Gegenstand des Anhangs.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst das grundlegende Prinzip des Scheibenlasers und die Eigenschaften des laseraktiven Mediums Yb:YAG vorgestellt, um daraus die Voraussetzungen für die Auslegung von Pumpoptiken und Resonatoren abzuleiten. Weiterhin wird der in der Optik verwendete Matrizenformalismus erläutert, soweit er für das Verständnis der folgenden Kapitel benötigt wird.

2.1 Das Prinzip des Scheibenlasers

Das grundlegende Prinzip des Scheibenlasers besteht in der Wahl einer sehr dünnen Scheibe als laseraktives Material, welche mit einer ihrer Stirnflächen auf einer Wärmesenke montiert ist. Typische Werte für die Dimensionen einer Scheibe liegen im Bereich von 100 bis 300 Mikrometer für die Dicke der Scheibe sowie zwischen 6 und 12 mm für deren Durchmesser. Die verwendeten Wärmesenken bestehen in der Regel aus Kupfer, wobei Indium zur Kontaktierung eingesetzt wird. Die ungekühlte Vorderseite der Laserkristalle wird sowohl für die Laserwellenlänge als auch für die Pumpwellenlänge hochtransmittierend, die Rückseite hochreflektierend beschichtet. Dies ermöglicht, den Laserkristall direkt als Endspiegel in einem Resonator einzusetzen. Eine derartige Anordnung eines Scheibenlasers zeigt die Abbildung 2.1.

Der entscheidende Vorteil der Scheibenlasergeometrie gegenüber Stab- oder Slablasern beruht auf dem vergrößerten Verhältnis von gekühlter Fläche zu gepumptem Kristallvolumen. Daraus resultiert eine effizientere Kühlung des Kristalls, die für einen Hochleistungsbetrieb bis in den Kilowattbereich hinein benötigt wird. Weiterhin erfolgt der Wärmefluss im Kristall hauptsächlich in Richtung der Scheibenachse, so dass die von Stablasersystemen bekannte Ausbildung einer thermischen Linse aufgrund einer radialen Temperaturverteilung im Kristall [2] weitestgehend vermieden wird. Lediglich am Rand des gepumpten Bereiches können zusätzlich zu den axialen Temperaturgradienten auch radiale Temperaturgradienten auftreten. Die starke Temperaturdifferenz zwischen der Vorderseite und der Rückseite führt allerdings zu einem Durchbiegen der Scheibe [4, 5], so dass die Scheibe wegen der HR-Schicht auf ihrer Rückseite wie ein defokussierender Spiegel wirkt. Aufgrund dieser beiden Effekte ist daher auch im Scheibenlaser eine thermische Linse vorhanden, deren Stärke jedoch wesentlich geringer ausfällt als bei Stablasersystemen mit vergleichbarer Laserleistung.

Das Scheibenlaserkonzept ist wegen seiner sehr guten Kühlung der dünnen Scheibe besonders für den Betrieb von Laserkristallen mit einer Quasi-Drei-Niveau-Struktur [6]

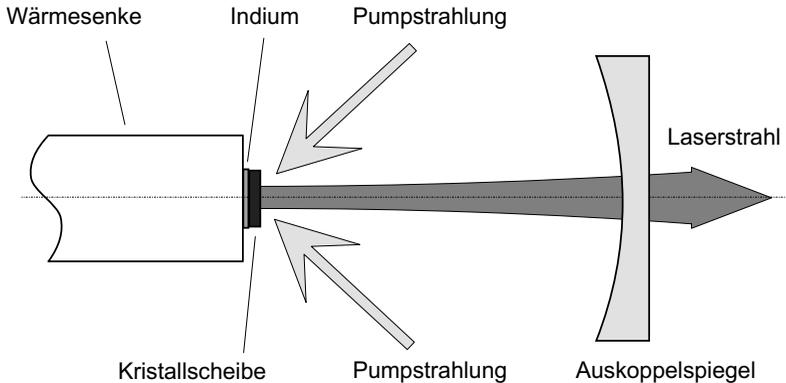


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Scheibenlasers.

der Energieniveaus geeignet. Ein Vorteil derartiger Laserkristalle ist beispielsweise der hohe optische Wirkungsgrad, der aufgrund des geringen Quantendefekts in diesen Materialien möglich ist. Daher wird bisher im Scheibenlaser vor allem Ytterbium-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Yb:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), kurz Yb:YAG genannt, eingesetzt, dessen Eigenschaften im folgenden Abschnitt dargestellt werden.

2.2 Das laseraktive Medium Yb:YAG

Die physikalischen Eigenschaften von Yb:YAG wurden in den letzten Jahren von mehreren Gruppen intensiv untersucht [6, 7, 8]. Eine ausführliche Diskussion der optischen Eigenschaften findet sich beispielsweise in [9]. Das Termschema von Yb:YAG mit seinen bevorzugten Pump- und Laserwellenlängen ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Aufgrund der einfachen elektronischen Struktur des Yb^{3+} -Ions der Form $[\text{Xe}]4f^{13}$ mit einem Gesamtspin von $1/2$ existieren nach der Spin-Bahn-Kopplung nur zwei Zustände $^2F_{5/2}$ und $^2F_{7/2}$, die im Kristallfeld des YAG weiter in Multipletts mit drei bzw. vier Stark-Niveaus aufspalten. Alle Niveaus sind dann noch zweifach entartet. Die Energien der einzelnen Niveaus in der Abbildung 2.2 sind, wie in der Spektroskopie üblich, in Wellenzahlen mit der Einheit cm^{-1} angegeben. Da die Stark-Aufspaltung der Niveaus innerhalb der beiden Multipletts geringer als die effektive Phononenenergie in einem YAG-Kristall von etwa 700 cm^{-1} ist, existiert eine starke Kopplung der Niveaus, die Relaxationszeiten innerhalb eines Multipletts im Pikosekundenbereich zur Folge hat [10]. Folglich befinden sich die Niveaus innerhalb eines Multipletts stets im thermischen Gleichgewicht. Die sich aus der Boltzmann-Verteilung ergebenden Besetzungszahlen bei Raumtemperatur sind ebenfalls in der Abbildung 2.2 angegeben. Man erkennt daraus, dass das untere Laserniveau bei 612 cm^{-1} für den Laserübergang bei etwa 1030 nm bei Raumtemperatur bereits zu 4,6% thermisch besetzt ist. Yb:YAG kann daher auf der Laserwellenlänge auch absorbieren. Dies führt zu der für

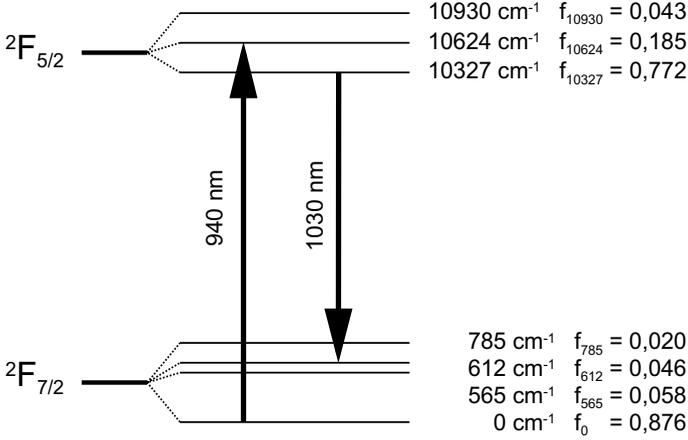


Abbildung 2.2: Termschema von Yb:YAG mit Energiewerten in Wellenzahlen und den relativen Besetzungszahlen der beiden Multipletts bei Raumtemperatur.

Quasi-Drei-Niveau-Systeme typischen, erhöhten Laserschwelle, da Yb:YAG erst durch Pumpen transparent für die Laserwellenlänge wird (Transparenzschwelle). Der Einfluss der thermischen Besetzung ist auch deutlich am effektiven Absorptionswirkungsquerschnitt erkennbar, der zusammen mit dem effektiven Emissionswirkungsquerschnitt in der Abbildung 2.3 dargestellt ist. Der Zusammenhang der effektiven Wirkungsquerschnitte für Absorption $\sigma_{\text{abs}}(\lambda, T)$ und Emission $\sigma_{\text{em}}(\lambda, T)$ ist dabei gegeben durch [11, 12]

$$\sigma_{\text{abs}}(\lambda, T) = f(\lambda, T) \sigma_{\text{em}}(\lambda, T) \quad (2.1)$$

mit

$$f(\lambda, T) = \frac{Z_{\text{o}}(T)}{Z_{\text{u}}(T)} \cdot \exp\left(\frac{hc/\lambda - E_{\text{ZPL}}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (2.2)$$

sowie den Zustandssummen des oberen und unteren Multipletts

$$Z_{\text{o}}(T) = \sum_{i=1}^4 \exp\left(-\frac{E_i - E_{\text{ZPL}}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad \text{und} \quad Z_{\text{u}}(T) = \sum_{j=1}^3 \exp\left(-\frac{E_j}{k_{\text{B}}T}\right). \quad (2.3)$$

Die Energie E_{ZPL} bezeichnet dabei die Energiedifferenz zwischen den jeweils untersten Niveaus der beiden Multipletts. Für die Laserwellenlänge $\lambda_{\text{Laser}} = 1030 \text{ nm}$ vereinfacht sich die Beziehung (2.1) zu

$$\sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{Laser}}, T) = \frac{f_{612}(T)}{f_{10327}(T)} \sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{Laser}}, T) \quad (2.4)$$

mit den temperaturabhängigen Besetzungszahlen $f_{612}(T)$ und $f_{10327}(T)$ des unteren und oberen Laserniveaus. Die Gleichung (2.4) ist auch Ausdruck der Gleichheit der spektroskopischen Wirkungsquerschnitte für Absorption und Emission zwischen zwei

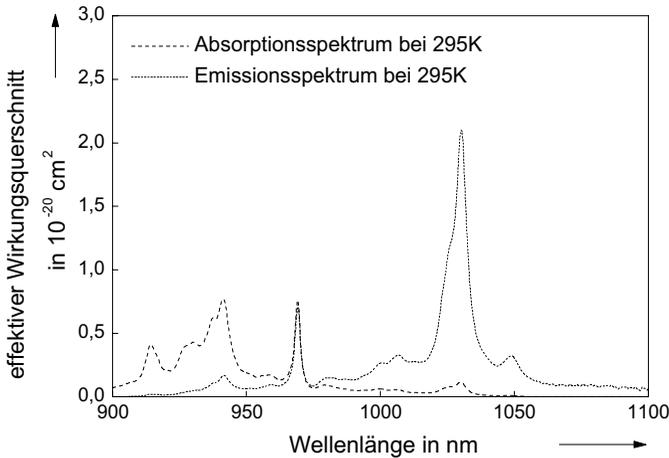


Abbildung 2.3: Effektive Wirkungsquerschnitte für Absorption und Emission von Yb:YAG bei einer Temperatur von 295K [9].

Stark-Niveaus, da sich die effektiven Wirkungsquerschnitte durch Multiplikation der spektroskopischen Wirkungsquerschnitte mit den Besetzungszahlen der Ausgangsniveaus der Übergänge errechnen. Mit dem Literaturwert des Emissionswirkungsquerschnittes von $\sigma_{\text{em}}(1030 \text{ nm}) = 2,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ für $\lambda_{\text{Laser}} = 1030 \text{ nm}$ bei 295 K [9] erhält man mit der Gleichung (2.4) einen Wert von $\sigma_{\text{abs}}(1030 \text{ nm}) = 0,13 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$. In 10 at.% dotiertem Yb:YAG mit einer Yb^{3+} -Ionendichte von $13,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [9] ergibt sich damit für den Absorptionskoeffizienten bei der Laserwellenlänge ein Wert von $\alpha_{\text{Laser}} = 1,8 \text{ cm}^{-1}$ bei Raumtemperatur. Analog berechnet man bei der Pumpwellenlänge für einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{abs}}(940 \text{ nm}) = 0,77 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [9] einen Absorptionskoeffizienten von $\alpha_{\text{Pump}} = 10,6 \text{ cm}^{-1}$. Die Absorptionslänge $l_{\alpha} = 1/\alpha_{\text{Pump}}$ für die Pumpstrahlung ergibt sich daraus als $l_{\alpha} = 0,94 \text{ mm}$. Eine $200 \mu\text{m}$ dicke Scheibe absorbiert demnach bei Raumtemperatur 7,0% der Laserstrahlung und 35% der Pumpstrahlung bei einem Doppeldurchgang. Da sich die berechneten Absorptionskoeffizienten allerdings aufgrund ihrer Abhängigkeit von den Besetzungszahlen mit der Temperatur verändern, sollen obige Werte für die Absorption nur als Anhaltspunkt für die Verhältnisse in einem Yb:YAG-Scheibenlaser dienen. Eine Behandlung der im Betrieb auftretenden Temperaturverteilung im Kristall ist nur mit einem umfangreichen numerischen Modell [13, 14] möglich. Eine detaillierte Diskussion der Temperaturabhängigkeit der Materialparameter von Yb:YAG findet sich in der Dissertation von Karsten Contag [15]. Generell tritt jedoch eine Zunahme der Reabsorption der Laserstrahlung und eine Abnahme der Pumpstrahlungsabsorption mit steigender Temperatur auf. Weiterhin führt auch die endliche Breite des Spektrums der Pumpdioden zu einer Reduktion des effektiven Absorptionskoeffizienten für die Pumpstrahlung. Bei typischen Betriebstemperaturen der Scheibe beträgt die Absorptionslänge in 10 at.% dotiertem Yb:YAG daher etwa 1,5 mm.

Ein wichtiger Parameter für den effizienten Betrieb eines Yb:YAG-Scheibenlasers ist schließlich die Leistungsdichte der einfallenden Pumpstrahlung. Wegen der durch die Reabsorption in Yb:YAG erhöhten Laserschwelle werden sehr hohe Leistungsdichten benötigt, um zu hohen optischen Wirkungsgraden zu gelangen. Auf der anderen Seite steigt die thermische Belastung der Scheibe bei fester Pumpleistung mit abnehmendem Pumpfleckdurchmesser an. Daher gibt es eine optimale Leistungsdichte zum Pumpen der Scheibe, die nach numerischen Berechnungen bei etwa $E_{\text{Pump}} = 5 \text{ kW/cm}^2$ liegt [15]. Die Skalierung des Scheibenlasers zu hohen Ausgangsleistungen erfolgt deswegen über die gepumpte Fläche A_{Pump} , die folglich für eine Pumpleistung P_{Pump} durch

$$P_{\text{Pump}} = E_{\text{Pump}} A_{\text{Pump}} \quad (2.5)$$

festgelegt ist.

2.3 Der Matrizenformalismus der Optik

Nach der Vorstellung des Scheibenlaserkonzeptes und der Eigenschaften des laseraktiven Mediums Yb:YAG sollen im Folgenden die verwendeten mathematischen Hilfsmittel für die Auslegung und Berechnung von Pumpoptiken und Resonatoren beschrieben werden. Dabei spielt der Matrizenformalismus für die Ausbreitung paraxialer Strahlen eine zentrale Rolle. Im nächsten Abschnitt werden daher die Definition der so genannten ABCD-Matrizen in der Strahlenoptik dargestellt und die wichtigsten Eigenschaften der Matrizen diskutiert. Ein weiterer Abschnitt behandelt dann die Anwendung des Matrizenformalismus zur Berechnung des Gauß'schen Grundmodes optischer Resonatoren.

2.3.1 Paraxiale Strahlenoptik

In der geometrischen Optik [16, 17, 18] wird die Ausbreitung des Lichts durch Strahlen beschrieben. Ein Strahl ist dabei durch einen Punkt im Raum und eine Richtung festgelegt. In optischen Systemen, in denen das Licht vornehmlich entlang einer Richtung (optische Achse) transportiert wird, lassen sich Strahlen, die in einer Ebene mit der optischen Achse verlaufen, durch den Abstand r eines Strahls von der optischen Achse und dessen Steigung r' charakterisieren. In der paraxialen Näherung der Strahlenoptik werden nur achsnahe Strahlen mit kleinen Steigungen betrachtet, so dass die Steigung eines Strahls mit dem Winkel zur optischen Achse gleichgesetzt werden kann. Für den Transport von Strahlen durch ein optisches System gilt dann ein linearer Zusammenhang der Form

$$\begin{aligned} r_2 &= Ar_1 + Br'_1 \\ r'_2 &= Cr_1 + Dr'_1 \end{aligned} \quad (2.6)$$

für die Strahlgrößen (r_1, r'_1) am Anfang und (r_2, r'_2) am Ende des optischen Systems. In Matrixform kann Gleichung (2.6) geschrieben werden als

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

mit der so genannten ABCD-Matrix oder Strahlmatrix M des optischen Systems. Die einzelnen Elemente der Matrix M haben dabei die folgende anschauliche Bedeutung:

- A : laterale Vergrößerung,
- B : effektive optische Länge,
- C : negative Brechkraft,
- D : Winkelvergrößerung.

Das Verschwinden einzelner Elemente ist charakteristisch für die nachfolgenden Klassen optischer Systeme:

- $A = 0$: fokussierendes System,
- $B = 0$: abbildendes System,
- $C = 0$: afokales System,
- $D = 0$: kollimierendes System.

Besteht ein System aus mehreren Elementen, so lässt sich die Gesamtmatrix als Produkt der Matrizen der einzelnen Elemente berechnen. Die Determinante einer Matrix ist dabei stets durch das Verhältnis der Brechungsindizes vor und hinter dem optischen System gegeben. Für den Fall gleicher Brechungsindizes, der im Rahmen dieser Arbeit stets gegeben ist, gilt somit:

$$\det M = AD - BC = 1. \quad (2.8)$$

Die Gleichung (2.7) ist allerdings nur für zentrierte optische Systeme gültig, bei denen die optischen Achsen der einzelnen Komponenten identisch sind und die optische Achse des Systems bilden. Wird eine der Komponenten dejustiert, so kann ein Strahl, der entlang der optischen Achse des Systems einfällt, hinter dieser Komponente sowohl einen Abstand s als auch einen Verkippungswinkel σ aufweisen, die zu einem so genannten Dejustagevektor zusammengefasst werden können. Der Strahltransport in einem dejustierten System wird dann beschrieben durch [19]

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} s \\ \sigma \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

In der Tabelle 2.1 sind ABCD-Matrizen und Dejustagevektoren für einige elementare optische Elemente zusammengefasst. Der Dejustagevektor eines zusammengesetzten Systems kann durch wiederholte Anwendung der Gleichung (2.9) aus den bekannten Dejustagen der elementaren Teilsysteme berechnet werden.

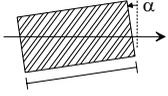
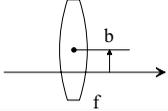
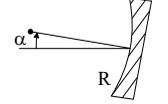
Optisches Element		ABCD-Matrix	Dejustagevektor
dielektrischer Block der Länge L und Brechungsindex n		$\begin{pmatrix} 1 & L/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \alpha L(1 - 1/n) \\ 0 \end{pmatrix}$
dünne Linse mit der Brennweite f		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ b/f \end{pmatrix}$
Spiegel mit dem Krümmungsradius R		$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ 2\alpha \end{pmatrix}$

Tabelle 2.1: ABCD-Matrizen und Dejustagevektoren optischer Elemente [19]. Das Verkippen einer dünnen Linse hat in erster Näherung keinen Effekt. Eine Verschiebung eines Spiegels kann immer auf eine Verkipfung zurückgeführt werden.

Oft benötigt man für ein optisches System auch die ABCD-Matrix und den Dejustagevektor für einen umgekehrten Durchlauf des Systems, d. h. bei Umkehrung der Komponentenfolge und der Lichtrichtung. Diese lassen sich dann aus den Größen

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} s \\ \sigma \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

des ursprünglichen Systems auch unmittelbar berechnen als [19]

$$\begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -s \\ \sigma \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Der vorgestellte Matrizenformalismus ist ein universelles Werkzeug zur Verfolgung von paraxialen Strahlen durch optische Systeme, mit dem auch geringe Dejustagen einzelner Komponenten berücksichtigt werden können. Für abbildende Systeme lassen sich damit auf einfache Weise die Lage und Vergrößerung des Bildes berechnen. In dieser Arbeit wird der Matrizenformalismus daher bei der Auslegung von Pumpoptiken eine zentrale Rolle spielen. Aufgrund der Beschränkung auf paraxiale Strahlen können mit dem Matrizenformalismus allerdings keine Aberrationen, die in realen Systemen aufgrund der Nichtlinearität des Snellius'schen Brechungsgesetzes auftreten, behandelt werden. Auf eine Darstellung der umfangreichen Theorie zur allgemeinen Behandlung von Aberrationen, wie man sie beispielsweise in [18] findet, wird in dieser Arbeit jedoch verzichtet und stattdessen der Einfluss und die Minimierung von Aberrationen an konkreten Pumpoptiken diskutiert.

2.3.2 ABCD-Formalismus in der Resonatortheorie

2.3.2.1 Allgemeiner Formalismus für beliebige Resonatoren

Die im letzten Unterabschnitt vorgestellten ABCD-Matrizen sind trotz ihres Ursprungs in der Strahlenoptik auch für die Behandlung von Resonatoren geeignet [20]. Dazu berechnet man zunächst von einer beliebigen Referenzebene im Resonator ausgehend die Matrix

$$M_U = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

für einen Umlauf. Die Eigenwerte

$$\lambda_{1,2} = \frac{A+D}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1} \quad (2.13)$$

der Matrix M_U geben dann Aufschluss darüber, ob es sich um einen stabilen oder instabilen Resonator handelt. Bei stabilen Resonatoren ist der Betrag der Eigenwerte gleich eins, so dass für die Elemente der Matrix folgende Ungleichung gelten muss:

$$\left| \frac{A+D}{2} \right| < 1 \quad (2.14)$$

Für einen zentrierten Resonator bilden sich dann die Resonatormoden entlang der optischen Achse aus, da diese sich nach Gleichung (2.7) als einziger Strahl nach einem Umlauf reproduziert. Im Falle eines dejustierten Resonators mit einem nichtverschwindenden Dejustagevektor (s, σ) erhält man den sich reproduzierenden Strahl aus der Lösung der Gleichung

$$\begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} s \\ \sigma \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

in der Referenzebene. Daraus ergeben sich die Werte

$$r = \frac{(D-1)s - B\sigma}{A+D} \quad \text{und} \quad r' = \frac{(A-1)\sigma - Cs}{A+D}, \quad (2.16)$$

mit denen der Strahl dann durch die weiteren Elemente des Resonators verfolgt werden kann.

Nach der Bestimmung der Strahlachse des Resonators lässt sich auch dessen Gauß'scher Grundmode mit Hilfe der Umlaufmatrix M_U ermitteln. Dazu sei die Feldverteilung $u(r)$ des Gauß'schen Grundmodes an der Referenzebene gegeben durch

$$u(r) = u_0 \exp\left(-\frac{ik r^2}{2q}\right), \quad (2.17)$$

wobei der Strahlradius w und der Krümmungsradius R im komplexen Strahlparameter q zusammengefasst sind gemäß

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2} \quad (2.18)$$

und k die Wellenzahl des Laserfeldes ist. Die Transformation des Gauß'schen Grundmodes durch ein optisches System mit gegebener ABCD-Matrix wird dann durch das ABCD-Gesetz

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2.19)$$

oder dessen äquivalente Formulierung

$$1/q_2 = \frac{D/q_1 + C}{B/q_1 + A} \quad (2.20)$$

mit den komplexen Strahlparametern q_1 und q_2 in der Anfangs- und Zielebene beschrieben. Da sich in einem Resonator der Strahlradius und der Krümmungsradius des Gauß'schen Grundmodes nach einem Resonatorumlauf reproduzieren, erhält man aus Gleichung (2.20) mit $1/q_1 = 1/q_2 = 1/q$ den komplexen Strahlparameter in der Referenzebene zu

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} \pm \frac{\sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1}}{B}. \quad (2.21)$$

Unter Berücksichtigung der Ungleichung (2.14) errechnen sich daraus der Strahlradius und der Krümmungsradius in der Referenzebene zu

$$w^4 = -\frac{\lambda^2}{\pi^2} \frac{B^2}{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1} \quad \text{und} \quad (2.22)$$

$$R = -\frac{2B}{A-D}. \quad (2.23)$$

Mit Hilfe des ABCD-Gesetzes lassen sich dann der Strahlradius und der Krümmungsradius des Gauß'schen Grundmodes an jeder beliebigen Stelle des Resonators berechnen. Auf diese Weise kann der Strahlverlauf im gesamten Resonator berechnet werden und zwar sowohl für Stehwellenresonatoren als auch für Ringresonatoren. Bei Stehwellenresonatoren geht allerdings jede Komponente des Resonators außer den Endspiegeln zweimal in die Umlaufmatrix M_U ein, wodurch analytische Untersuchungen an Stehwellenresonatoren mit mehreren Komponenten sehr leicht unübersichtlich werden können. Im Folgenden soll daher noch ein vereinfachter Formalismus für Stehwellenresonatoren vorgestellt werden, bei dem jede Komponente formal nur einmal berücksichtigt werden muss.

2.3.2.2 Vereinfachter Formalismus für Stehwellenresonatoren

Für plane Endspiegel lässt sich die Umlaufmatrix eines Stehwellenresonators bezüglich des linken Endspiegels bereits aus der Kenntnis der Durchlaufmatrix M_D des Resonators vom linken zum rechten Endspiegel aufstellen, da sich ein Umlauf im Resonator aus einem Durchlauf von links nach rechts und einem Durchlauf von rechts nach links zusammensetzt [19]. Ist die Durchlaufmatrix M_D von links nach rechts allgemein gegeben durch

$$M_D = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

dann hat die Durchlaufmatrix \tilde{M}_D in die entgegengesetzte Richtung nach Gleichung (2.11) die Form

$$\tilde{M}_D = \begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix}, \quad (2.25)$$

so dass man für die Umlaufmatrix M_U durch Matrixmultiplikation erhält:

$$M_U = \begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2AD - 1 & 2BD \\ 2AC & 2AD - 1 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Eine Betrachtung der Eigenwerte der Matrix M_U liefert wie oben bereits diskutiert eine Bedingung für stabile Resonatoren, die nun die Form $0 < AD < 1$ annimmt. Mit Hilfe von $\det M_D = AD - BC = 1$ lässt sich dies auch in einer Ungleichung ausdrücken als

$$ABCD < 0. \quad (2.27)$$

Die Grenzen zwischen stabilen und instabilen Resonatoren sind daher direkt durch die Nullstellen der Elemente in der Durchlaufmatrix gegeben.

Auch für die Strahlradien auf den Endspiegeln findet man einfache Formeln. Man erhält durch eine zum allgemeinen Formalismus analoge Rechnung für den linken Endspiegel (Spiegel 1)

$$w_1^4 = -\frac{\lambda^2 BD}{\pi^2 AC} \quad (2.28)$$

sowie durch Vertauschen von A und D für den rechten Endspiegel (Spiegel 2)

$$w_2^4 = -\frac{\lambda^2 AB}{\pi^2 CD}. \quad (2.29)$$

Daraus erkennt man sofort, dass an den Stabilitätsgrenzen die Strahlradien entweder den Wert Null annehmen oder divergieren. Für die Krümmungsradien auf beiden planen Endspiegeln ergibt sich erwartungsgemäß der Wert unendlich.

Ebenso wie die Umlaufmatrix lässt sich auch der Dejustagevektor des Resonators bereits aus dem Dejustagevektor für einen Durchlauf berechnen. Aus dem allgemeinen Dejustagevektor

$$\begin{pmatrix} s \\ \sigma \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

für einen Durchlauf und dem Dejustagevektor für einen entgegengesetzten Durchlauf nach Gleichung (2.11)

$$\begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -s \\ \sigma \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

ergibt sich für den Dejustagevektor des gesamten Resonators dann

$$\begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ \sigma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} D & B \\ C & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -s \\ \sigma \end{pmatrix} = 2\sigma \begin{pmatrix} B \\ A \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Bemerkenswerterweise hängt der Dejustagevektor des gesamten Resonators nur noch von der zweiten Komponente des Dejustagevektors für einen Resonatordurchlauf ab.

Berechnet man schließlich die durch die Dejustage hervorgerufene Abweichung der Strahlachse im Resonator von der Koordinatenachse am linken Endspiegel, so erhält man das einfache Resultat:

$$\begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sigma/C \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

Die verschwindende Steigung ist dabei eine direkte Konsequenz aus der Tatsache, dass bisher nur plane Endspiegel betrachtet wurden, auf denen die Strahlachse stets senkrecht stehen muss. Der Versatz auf dem Endspiegel von $r = -\sigma/C$ wird neben der zweiten Komponente σ des Dejustagevektors nur vom C -Element der Durchlaufmatrix und somit von der Brechkraft des Resonators bei einem einfachen Durchlauf bestimmt. Je kleiner die Brechkraft, desto gravierender wirken sich geringe Dejustagen der Resonatorbestandteile aus. Daher müssen Resonatorauslegungen, die unempfindlich gegenüber kleinen Dejustagen sein sollen, auf möglichst hohe Werte für die Brechkraft abzielen. Resonatoren mit geringer Brechkraft, wie beispielsweise planplan-Resonatoren mit einem internen Teleskop, sind dagegen nur schwer justierbar [19].

Bisher wurden lediglich Resonatoren mit planen Endspiegeln betrachtet. Gekrümmte Endspiegel können in diesem Formalismus allerdings dadurch behandelt werden, indem man einen Endspiegel mit Krümmungsradius R durch die Matrix

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/R & 1 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

berücksichtigt. Formal entspricht dies der Matrix einer Linse mit $f = R$, so dass anschaulich ein gekrümmter Endspiegel durch eine Linse mit der halben Brechkraft direkt vor einem planen Endspiegel simuliert wird. Eine auf diese Weise berechnete Durchlaufmatrix liefert dann auch für gekrümmte Endspiegel korrekte Werte für die Umlaufmatrix des Resonators, so dass die oben hergeleiteten Ausdrücke weiterhin ihre Gültigkeit behalten. Der vorgestellte Formalismus liefert damit für beliebige Stehwellenresonatoren bereits direkt aus den entsprechenden Durchlaufmatrizen alle für eine Resonatorberechnung benötigten Informationen.

3 Pumpoptiken für den Scheibenlaser

Nachdem im letzten Kapitel die Grundlagen des Scheibenlasers mit dem laseraktiven Material Yb:YAG und die Verwendung der Strahlmatrizen zur Berechnung des Pumpstrahlungstransports und der Resonatormoden dargestellt wurden, sollen im Folgenden als weitere wichtige Komponente eines Scheibenlasers kompakte und effiziente Pumpanordnungen untersucht werden. Dazu werden zunächst bekannte Pumpkonzepte für Stab- oder Slablasersysteme vorgestellt. Die Erweiterung dieser Konzepte für die besondere Geometrie der Scheibe bildet den Schwerpunkt dieses Kapitels. Im Einzelnen werden dabei quasi-endgepumpte Anordnungen, das gleichzeitige Pumpen mehrerer Scheiben sowie seitengepumpte Anordnungen diskutiert.

3.1 Pumpkonzepte für Festkörperlaser

Beim Pumpen von Stab- und Slablasern mit Laserdioden werden im Wesentlichen zwei verschiedene Ansätze verfolgt [2]: endgepumpte Anordnungen und seitengepumpte Anordnungen.

Endgepumpte Anordnungen, bei denen die Pumpstrahlung entlang der optischen Achse des Resonators in das laseraktive Material eingebracht wird, sind vor allem für einen effizienten Grundmodebetrieb geeignet, da man dabei eine bestmögliche Anpassung des gepumpten Bereiches an den Grundmodedurchmesser erreichen kann. Voraussetzung dafür ist allerdings eine Aufbereitung des stark astigmatischen Strahlprofils der Laserdioden in ein rotationssymmetrisches Strahlprofil. Dies kann unter Verwendung von Abbildungsoptiken oder nichtabbildenden Konzentratoren sowie durch Faserkoppelung erfolgen. Alternativ kann aber auch eine Anpassung an das astigmatische Strahlprofil durch einen stark elliptischen Mode im Resonator erfolgen.

Bei seitengepumpten Anordnungen wird die Pumpstrahlung über die Mantelfläche eines Stabes oder die Seitenflächen eines Slabs dem jeweiligen laseraktiven Material zugeführt. Dabei ist meist keine Aufbereitung der Pumpstrahlung nötig, so dass entweder eine direkte Einkopplung der Pumpstrahlung möglich ist oder nur einfache Abbildungsoptiken verwendet werden. Eine prinzipiell mögliche Pumplichtzuführung über Fasern wird wegen der auftretenden Einkopplungsverluste in die Faser kaum eingesetzt. Ein Vorteil der seitengepumpten Anordnung ist die einfache Skalierung zu höheren Leistungen über die Länge des laseraktiven Materials. Da allerdings stets der gesamte Querschnitt gepumpt wird, liegen die erreichbaren Wirkungsgrade bei guter Strahlqualität stets unterhalb derer, die in endgepumpten Systemen erreicht werden.

Will man nun die oben genannten Pumpkonzepte auf den Scheibenlaser übertragen, so stellt man zunächst fest, dass die einfache Möglichkeit eines endgepumpten Systems aufgrund der Kontaktierung der Kristallrückseite auf einer Wärmesenke nicht gegeben ist. Die Scheibe lässt sich jedoch in einer quasi-endgepumpten Anordnung von vorne unter einem kleinen Winkel zur Scheibennormalen pumpen, so dass die Vorteile des Endpumpens auch für den Scheibenlaser genutzt werden können. Die Diskussion endgepumpter Anordnungen unter Berücksichtigung der besonderen Geometrie der Scheibe ist ein Hauptgegenstand dieser Arbeit und wird in den folgenden Abschnitten eingehend behandelt. Daran anschließend werden ebenfalls mögliche, seitengepumpte Anordnungen für den Scheibenlaser vorgestellt, die vor allem im Hinblick auf die Skalierung zu Ausgangsleistungen im Multi-Kilowatt-Bereich interessant sind.

3.2 Quasi-endgepumpte Anordnungen für den Scheibenlaser

Quasi-endgepumpte Anordnungen bieten die Möglichkeit, die Vorteile des Endpumpens auch für den Scheibenlaser zu nutzen. Dazu wird idealerweise das Faserende einer fasergekoppelten Laserdiode auf die Scheibe abgebildet. Alternativ können aber auch optische Integratoren wie beispielsweise Glasstäbe, in die die Pumpstrahlung eingekoppelt wird, eingesetzt werden, um eine möglichst homogene Pumplichtverteilung auf der Scheibe zu erreichen. Der Durchmesser des gepumpten Bereichs kann dabei durch das Abbildungsverhältnis der Pumpoptik stufenlos eingestellt werden. Wegen der geringen Dicke der Scheibe kann weiterhin durch die Abbildung der Pumpstrahlungsquelle ein scharf begrenzter Pumpfleck erzeugt werden. Dies ist vor allem beim Einsatz von Yb:YAG von Vorteil, denn für unscharfe Pumpflecken wird die für das Anschwingen des Lasers benötigte hohe Pumpleistungsdichte in den Randbereichen nicht erreicht, so dass der Laserwirkungsgrad für Multimoderesonatoren maximaler Ausgangsleistung mit zunehmender Unschärfe abnimmt.

Die hochreflektierende Beschichtung auf der Rückseite der Scheibe führt bei einer Abbildung der Pumpstrahlung zu zwei Durchgängen durch die Scheibe. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert wird dabei aufgrund der geringen Dicke dennoch nur ein Teil der Pumpleistung absorbiert. Um eine fast vollständige Absorption der verfügbaren Pumpstrahlung zu erreichen, ist es daher notwendig, die beim ersten Auftreffen auf die Scheibe nichtabsorbierte Pumpstrahlung weitere Male auf die Scheibe abzubilden. Die auf diese Weise erzeugten Vielfachdurchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheibe bilden die Grundlage für den hohen Wirkungsgrad des Scheibenlasers, indem sie die effektive Weglänge im Laserkristall, auf der die Pumpstrahlung absorbiert werden kann, erhöhen und von der gegebenen Scheibendicke entkoppeln [21]. Durch eine Erhöhung der Durchgangszahl ist es daher möglich, die Scheibendicke zu reduzieren, ohne eine Abnahme der Pumpstrahlungsabsorption hinnehmen zu müssen. Eine geringe Scheibendicke hat aber proportional kleinere Reabsorptionsverluste für die Laserstrahlung zur Folge, so dass dadurch der optische Wirkungsgrad des Scheibenlasers

steigt. Dies ist deutlich in der Abbildung 3.1 zu erkennen, die den numerisch berechneten optischen Wirkungsgrad als Funktion der Kühlmitteltemperatur der Scheibe für verschiedene Durchgangszahlen zeigt [22]. So lässt sich beispielsweise bei einer Kühlmitteltemperatur von 15°C der optische Wirkungsgrad von 41,7% auf 53,8% steigern, wenn man die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge von 8 auf 16 verdoppelt. Für die Rechnungen wurde dabei eine Pumpleistung von 500 W angenommen und die jeweils optimale Kristalldicke ermittelt. Eine Alternative zur Reduktion der Kristalldicke ist aber auch die Absenkung der Dotierungskonzentration um denselben Faktor, da die Reabsorptionsverluste linear vom Produkt der beiden Größen abhängen.

Ein weiterer Vorteil der Vielfachdurchgänge ist die Erzeugung einer symmetrisierten Pumpstrahlungsverteilung in der Scheibe, wenn die einzelnen Durchgänge unter verschiedenen Azimutwinkeln erfolgen, so dass dadurch das durch den schrägen Einfall der Pumpstrahlung bedingte, leicht elliptische Pumpprofil für einen Durchgang ausgeglichen wird. Ebenso werden auf diese Weise mögliche Inhomogenitäten der Strahlquelle ausgemittelt.

Schließlich führen die Vielfachdurchgänge auch zu einer Erhöhung der effektiven Leistungsdichte, mit der die Scheibe gepumpt wird, da die einfallende Pumpstrahlung mehrmals im gleichen Bereich des Laserkristalls absorbiert werden kann. Im Folgenden soll der erreichbare Überhöhungsfaktor mit einem einfachen Modell abgeschätzt werden. Bezeichnet man den Anteil der pro Durchgang in der Scheibe nichtabsorbier-

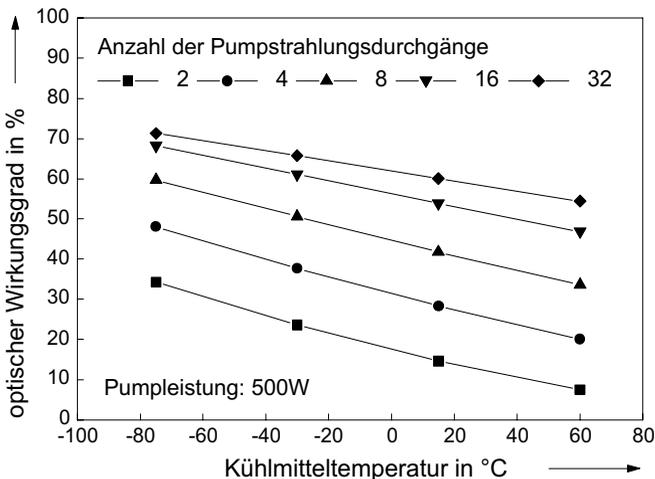


Abbildung 3.1: Berechneter optischer Wirkungsgrad als Funktion der Kühlmitteltemperatur für verschiedene Durchgangszahlen bei jeweils optimierter Kristalldicke nach [22].

ten Leistung mit γ , so gilt für die Leistungsdichte E_1 nach einem Durchgang

$$E_1 = \gamma E_0 \quad (3.1)$$

und analog für N Durchgänge

$$E_N = \gamma^N E_0, \quad (3.2)$$

wobei E_0 die Leistungsdichte der Pumpstrahlung beim ersten Auftreffen auf die Scheibe ist. Der Faktor γ kann dabei entweder geschrieben werden als

$$\gamma = e^{-\alpha_{\text{Pump}} l}, \quad (3.3)$$

wobei α_{Pump} der Absorptionskoeffizient für die Pumpstrahlung und l die Weglänge in der Scheibe ist, oder durch den Absorptionswirkungsgrad η_{abs} ausgedrückt werden als

$$\gamma^N = 1 - \eta_{\text{abs}}. \quad (3.4)$$

Die gesamte, auf den Kristall auftreffende Leistungsdichte E_{ges} erhält man dann durch Summation der vorhandenen Leistungsdichten vor den einzelnen Durchgängen:

$$E_{\text{ges}} = E_0 + E_1 + \dots + E_{N-1} = E_0 (1 + \gamma + \dots + \gamma^{N-1}). \quad (3.5)$$

Die Überhöhung der Leistungsdichte ist somit gegeben durch

$$\frac{E_{\text{ges}}}{E_0} = \sum_{i=0}^{N-1} \gamma^i = \frac{1 - \gamma^N}{1 - \gamma} = \frac{\eta_{\text{abs}}}{1 - \sqrt[N]{1 - \eta_{\text{abs}}}} \quad (3.6)$$

und bereits aus der Kenntnis des Absorptionswirkungsgrades η_{abs} für jede Durchgangszahl N berechenbar. Abbildung 3.2 zeigt die berechnete Leistungsdichteüberhöhung bei bis zu 40 Pumpstrahlungsdurchgängen für konstant gehaltene Absorptionswirkungsgrade von 90%, 95% und 99%. Die generelle Abnahme des Überhöhungsfaktors für steigende Absorptionswirkungsgrade beruht auf der zunehmenden Absorption pro Durchgang. Für typische Absorptionswirkungsgrade zwischen 90% und 95% findet man eine Leistungsdichteüberhöhung von 3 bis 3,5 für 8 Pumpstrahlungsdurchgänge, während sich für 16 Pumpstrahlungsdurchgänge Werte zwischen 5,5 und 6,5 ergeben. In realen Systemen werden diese Faktoren allerdings geringer ausfallen, da stets auch Absorption an den abbildenden Elementen der Pumpoptiken auftritt. Die hier modellierte Erhöhung der effektiven Pumpleistungsdichte gibt dennoch eine anschauliche, qualitative Erklärung für die bereits oben dargestellte Zunahme des optischen Wirkungsgrades mit steigender Durchgangszahl.

Nachdem bisher Vielfachdurchgänge durch den Laserkristall nur generell betrachtet wurden, widmen sich die nun folgenden Abschnitte der experimentellen Realisierung von Vielfachdurchgängen in quasi-endgepumpten Anordnungen.

3.2.1 Vielfachdurchgänge mit Hilfe direkter Abbildungen

Als direkte Abbildung wird in dieser Arbeit die Abbildung eines Objektes durch ein optisches Element bezeichnet. Dabei kann es sich um eine Einzellinse, eine Linsenkombination (Duplet, Triplet) oder einen Spiegel handeln. Die Abbildung 3.3 zeigt eine

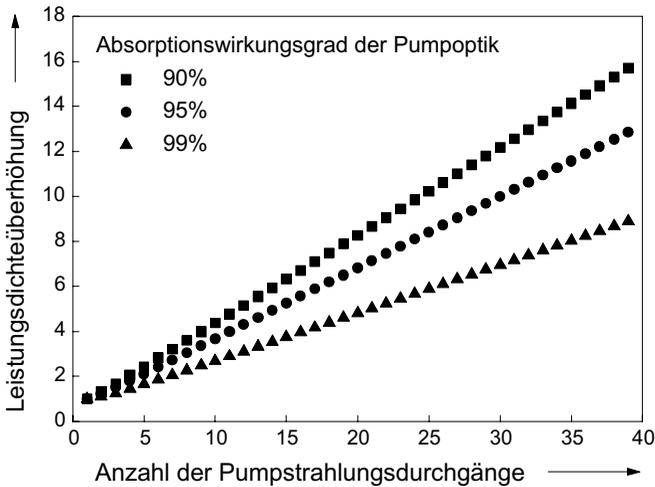


Abbildung 3.2: Leistungsdichteüberhöhung als Funktion der Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe für konstant gehaltene Absorptionseffizienzen von 90%, 95% und 99%.

schematische Skizze einer direkten Abbildung einer Punktquelle für einen Abbildungsmaßstab von eins. Entsprechendes soll auch für andere Abbildungsmaßstäbe gelten, die für das Einstellen des gewünschten Pumpfleckdurchmessers auf der Scheibe durch eine entsprechende Abbildung der Pumpquelle gewählt werden. In dieser Arbeit werden jedoch alle Überlegungen zum Pumpstrahlungstransport nur an 1:1-Abbildungen durchgeführt, da bei der Abbildung der Pumpstrahlung von der Scheibe auf sich selbst nur Abbildungsmaßstäbe von eins eingesetzt werden.

Eine 1:1-Abbildung kann prinzipiell mit jeder Linse realisiert werden, wenn sich das abzubildende Objekt zwei Brennweiten vor der Linse befindet. Das invertierte Bild entsteht dann zwei Brennweiten hinter der Linse. Die entsprechende Gesamtmatrix

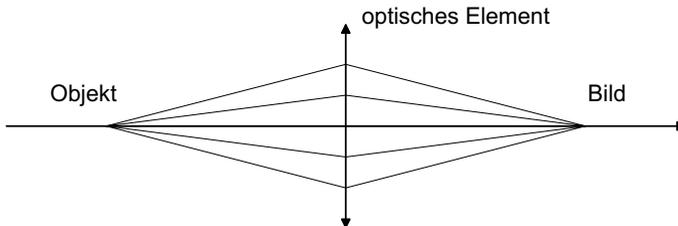


Abbildung 3.3: Strahlverlauf bei der direkten Abbildung einer Punktquelle mit einem Abbildungsmaßstab von eins.

lautet für diesen Fall:

$$\begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -1/f & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Der Wert von null für das B -Element zeigt, dass es sich dabei um eine Abbildung handelt mit einem Abbildungsmaßstab, der durch die Werte des A - und D -Elements gegeben ist.

Die Wahl der Brennweite beeinflusst aber neben den optischen Weglängen entscheidend die bei der Abbildung auftretenden Aberrationen. Bei dem Einsatz von fasergekoppelten Pumpquellen mit Faserdurchmessern unter 2 mm und typischen Werten für die numerische Apertur von 0,12 bis 0,37 ist dabei vor allem die auftretende sphärische Aberration zu beachten. Diese kann beim Pumpstrahlungstransport jedoch nicht durch die Wahl langbrennweitiger Linsen minimiert werden, da der Durchmesser der abbildenden Optiken mit deren Brennweite zunehmen muss, wenn man keine Pumpstrahlung am Rand der Optiken verlieren will. Beim Pumpstrahlungstransport muss daher stets von einer festen numerischen Apertur der Pumpstrahlung ausgegangen werden, wenn man den durch die Aberrationen hervorgerufenen Zerstreuungskreis in der Bildebene für eine punktförmige Quelle berechnet. Für den Durchmesser d_{ZK} des Zerstreuungskreises, der durch die sphärische Aberration hervorgerufen wird, gilt bei einer 1:1-Abbildung einer Punktquelle mit einer numerischen Apertur A

$$d_{ZK} = k_{\text{Linse}} f A^3, \quad (3.8)$$

wobei f die verwendete Brennweite ist, und die Konstante k_{Linse} nur von der Form der Linse oder der Art der Linsenkombination abhängt. Demnach kann die sphärische Aberration durch die Wahl einer kleineren Brennweite minimiert werden. Abbildung 3.4 zeigt diesen Effekt exemplarisch an der Abbildung einer Punktquelle mit einer numerischen Apertur von 0,13 durch ein Linsenduplet mit effektiven Brennweiten von 25 mm und 50 mm. Der Einsatz kurzbrennweitiger Optiken führt daher nicht nur zu kompakten Pumpmodulen, sondern auch zu besserer Abbildungsqualität. Es existieren jedoch auch untere Grenzen für die Brennweite. Kommt man beispielsweise mit dem Durchmesser der Linse in die Größenordnung des Faserdurchmessers, können die weiteren Seidelschen Aberrationen Koma, Astigmatismus, Bildfeldwölbung und Verzeichnung nicht mehr vernachlässigt werden, so dass die Abbildungsqualität wieder schlechter wird. Bei der Verwendung von Hohlspiegeln zur Pumpstrahlungsabbildung wird man jedoch bereits durch die auftretende Brennweitendifferenz

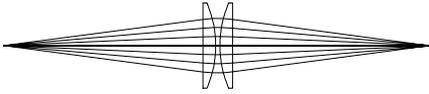
$$\Delta f = f \left(\cos \varepsilon - \frac{1}{\cos \varepsilon} \right) \approx \varepsilon^2 f \quad (3.9)$$

in tangentialer und sagittaler Ebene, die aus dem Einsatz des Hohlspiegels unter einem kleinen Winkel ε resultiert, begrenzt, da die relative Brennweitenänderung

$$\frac{\Delta f}{f} = \varepsilon^2 \quad (3.10)$$

nur vom Winkel ε abhängt, der mit abnehmender Brennweite meist vergrößert werden muss. Diese Limitierung kann jedoch durch den Einsatz toroidaler Spiegel mit unterschiedlichen Krümmungsradien in tangentialer und sagittaler Ebene überwunden werden.

effektive Brennweite 25 mm



effektive Brennweite 50 mm

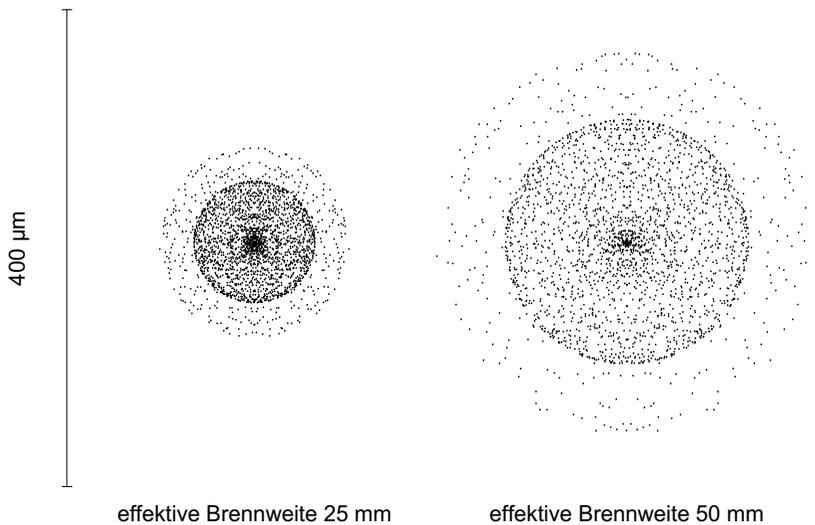
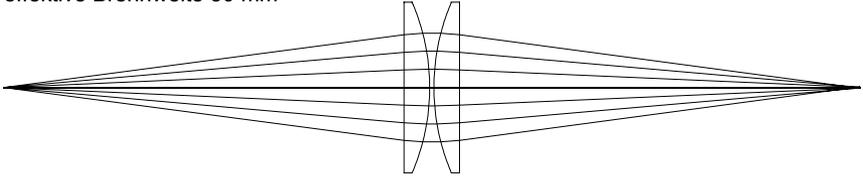


Abbildung 3.4: Strahlengang (oben) und durch sphärische Abberation hervorgerufene Zerstreungskreise (unten) bei der Abbildung einer Punktquelle mit einer numerischen Apertur von 0,13 durch ein Linsenduplet mit effektiven Brennweiten von 25 mm und 50 mm.

Auf den Vorüberlegungen dieses Abschnitts basierend werden im Folgenden zunächst mehrere Beispiele für Pumpanordnungen mit kleinen Anzahlen an Durchgängen durch die Scheibe, nämlich zwei bis acht Durchgänge, vorgestellt. Daran anschließend wird jedoch ausführlich dargelegt, dass das Konzept der direkten Abbildung der Pumpstrahlung für noch höhere Durchgangszahlen nicht geeignet ist.

3.2.1.1 Anordnung für kleine Anzahlen an Durchgängen

Wie bereits mehrfach erwähnt, erreicht man beim Scheibenlaser aufgrund der hochreflektierenden Beschichtung der Kristallrückseite durch das Abbilden der Pumpquelle bereits zwei Durchgänge durch die Scheibe. Dies ist in Abbildung 3.5a schematisch für das Pumpen mit einer fasergekoppelten Laserdiode dargestellt. Durch eine weitere Abbildung der nichtabsorbierten Pumpstrahlung zurück auf die Scheibe kann man dann die Anzahl der Durchgänge auf vier verdoppeln (siehe Abbildung 3.5b). Acht Pumpstrahlungsdurchgänge erhält man beispielsweise, indem man die nach zwei Durchgängen nichtabsorbierte Pumpstrahlung zunächst auf einen Hilfsspiegel neben der Scheibe abbildet und von dort dann auf die Scheibe abbildet. Auf diese Weise erreicht man zunächst vier Durchgänge, die ebenfalls durch einen abschließenden Abbildungsspiegel verdoppelt werden können, um acht Pumpstrahlungsdurchgänge zu erzeugen. Eine entsprechende Anordnung ist in Abbildung 3.5c dargestellt. Der Hilfsspiegel muss dabei allerdings nicht in der Ebene der ersten Pumpstrahlungsabbildung liegen, sondern kann frei im Raum positioniert werden. Ein experimenteller Aufbau, der sich durch eine symmetrische Anordnung der Abbildungsspiegel um die Flächennormale der Scheibe auszeichnet, ist schematisch in der Abbildung 3.6 dargestellt [23]. Dabei wurde auch die erste Abbildung der Pumpstrahlung mit Hilfe eines Spiegels durchgeführt, da in diesem Aufbau die Pumpquelle, ein Bündel aus fasergekoppelten Laserdioden mit einem Durchmesser von etwa 1,0 mm, ebenfalls mit einem Abbil-

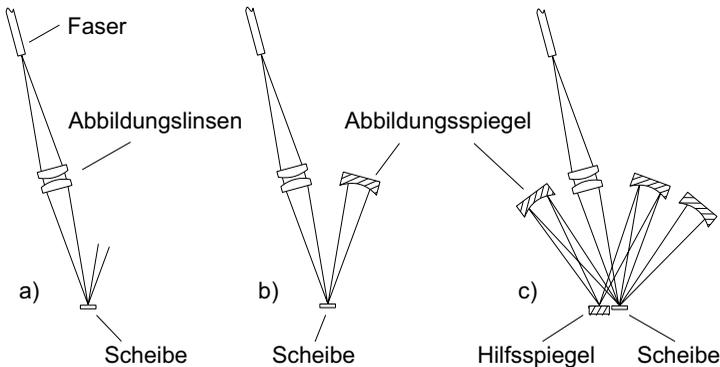


Abbildung 3.5: Beispiele für Pumpanordnungen mit zwei a), vier b) und acht c) Pumpstrahlungsdurchgängen durch die Scheibe.

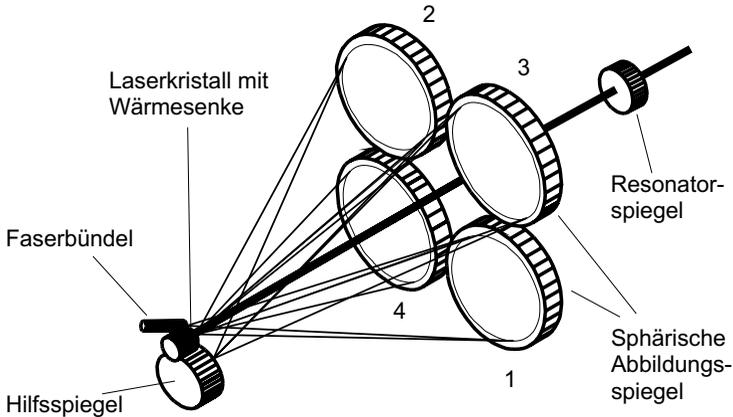


Abbildung 3.6: Experimenteller Aufbau einer Pumpoptik für acht Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe nach [23]. Die Zahlen an den sphärischen Spiegeln geben die Reihenfolge für die ersten vier Durchgänge an.

dungsmaßstab von eins auf die Scheibe abgebildet wird. Bis auf den planen Hilfsspiegel sind alle verwendeten Spiegel sphärisch und weisen einen Krümmungsradius von 51,5 mm und einen Durchmesser von 38,1 mm auf. Jeder Spiegel kann daher bei einer 1:1-Abbildung Strahlung mit einer maximalen numerischen Apertur von 0,35 ohne Verluste an den Spiegeln übertragen.

Gemäß der theoretischen Modellierung des erreichbaren Wirkungsgrads des Scheibenlasers konnten mit dieser Pumpoptik für acht Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe Wirkungsgrade größer als 50% nur durch Alkohol- oder Peltierkühlung unter 0°C erreicht werden [24, 25, 26]. Bei sechzehn Pumpstrahlungsdurchgängen ist es allerdings nach der Theorie möglich, den Scheibenlaser auch bei Raumtemperatur mit entsprechenden Wirkungsgraden betreiben zu können. Um die Durchgangszahl noch weiter zu erhöhen, kann man prinzipiell nach folgendem Schema vorgehen: man bildet zunächst die Pumpstrahlung abwechselnd auf die Scheibe und mehrere Hilfsspiegel ab, bis man die Hälfte der gewünschten Durchgänge erreicht hat, und verdoppelt diese Anzahl dann durch einen Spiegel, der die Pumpstrahlung schließlich direkt wieder auf die Scheibe abbildet. Sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge könnte man demnach mit acht sphärischen Spiegeln und drei Hilfsspiegeln erreichen. Dass dies jedoch nicht in jedem Fall ohne Verluste an den Rändern der Abbildungsspiegel möglich ist, wird im folgenden Abschnitt ausführlich untersucht.

3.2.1.2 Grenzen der direkten Abbildung

Die bei der Verwendung von direkten Abbildungen auftretenden Probleme erkennt man sofort, wenn man den Transport der Pumpstrahlung aus einer ausgedehnten Quelle durch die Pumpoptik mittels Raytracing verfolgt. Dies geschieht am anschaulichsten, indem man den mehrfach gefalteten Strahlverlauf mit Hilfe einer optisch äquivalenten Linsenleitung darstellt. Ein derartiges Verfahren wird beispielsweise in der Resonatortheorie zur Herleitung der Stabilitätsbedingung von Resonatoren eingesetzt. Die Ausbreitung der Strahlung erfolgt dann nur in eine Richtung, und alle optischen Elemente sind durch entsprechende Linsen dargestellt. Alle Planspiegel, die zur Strahlumlenkung dienen, werden in dieser Darstellung weggelassen. Da die Scheibe in der Pumpoptik mehrfach durchlaufen wird, tritt diese in der äquivalenten Linsenleitung folglich an mehreren Stellen auf. In der Abbildung 3.7 ist dies für drei Abbildungen auf die Scheibe und demnach sechs Pumpstrahlungsdurchgänge dargestellt. Man erkennt darin sofort, dass auf den Scheiben stets ein gleich großes Abbild des Faserendes erzeugt wird. Allerdings werden zur verlustfreien Übertragung der Pumpstrahlung mit steigender Durchgangszahl offensichtlich Linsen mit wachsendem Durchmesser benötigt, da die Divergenz der Pumpstrahlung nach jeder Abbildung zunimmt. Dieser Effekt wird im Folgenden mit Hilfe des Matrixformalismus analytisch untersucht, um zunächst dessen Auswirkungen auf den Pumpstrahlungstransport zu quantifizieren und schließlich Wege zur Vermeidung dieses Effektes zu finden.

Um die Zunahme des Durchmessers der Pumpstrahlung auf den Linsen im paraxialen Fall zu berechnen, betrachten wir zunächst den Durchmesser der Strahlung auf einer Abbildungslinse mit der Brennweite f für eine kreisförmige Pumpquelle mit dem Durchmesser D und einem maximalen vollen Divergenzwinkel θ der Pumpstrahlung, der im Falle einer Faser durch den doppelten Wert der numerische Apertur der Faser gegeben ist. Der Startvektor für den Matrixformalismus lautet damit:

$$\begin{pmatrix} D \\ \theta \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Für eine 1:1-Abbildung beträgt die Entfernung der Faser zur Linse die doppelte Brenn-

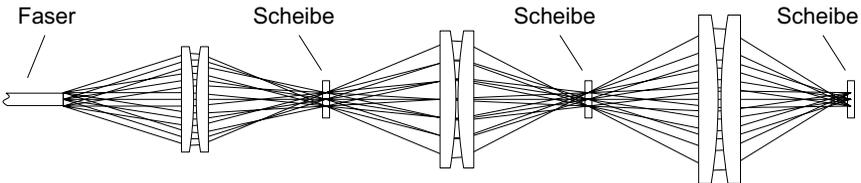


Abbildung 3.7: Äquivalente Linsenleitung einer Pumpoptik für sechs Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe mit Hilfe von direkten Abbildungen.

weite, so dass man für den Strahlvektor auf der Linse erhält:

$$\begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2f\theta + D \\ \theta \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Der Durchmesser der Pumpstrahlung an dieser Stelle beträgt demnach $2f\theta + D$. Der Strahlvektor auf der ersten Scheibe ergibt sich aus dem Startvektor durch Anwendung der Matrix (3.7) für die direkte Abbildung zu

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -1/f & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D \\ \theta \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} D \\ \theta + D/f \end{pmatrix}. \quad (3.13)$$

Wie für eine 1:1-Abbildung erwartet entspricht der Durchmesser auf der Scheibe dem Durchmesser der Faser. Das auftretende Minuszeichen drückt dabei aus, dass das Bild invertiert ist, was für unsere Betrachtung allerdings nicht relevant ist. Entscheidend ist dagegen die Beobachtung, dass sich der maximale Divergenzwinkel um den Term D/f vergrößert hat. Dies erklärt den Zuwachs des Durchmessers auf der nachfolgenden Linse, der wegen

$$\begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D \\ \theta + D/f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2f\theta + 3D \\ \theta + D/f \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

im paraxialen Fall unabhängig von der Wahl der Brennweite f der Linsen durch den doppelten Durchmesser des Pumpflecks, der in diesem Fall mit dem Faserdurchmesser D identisch ist, gegeben ist. Da sich für eine allgemeine Anzahl von N Abbildungen die iterierte Strahlmatrix als

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -1/f & -1 \end{pmatrix}^N = (-1)^N \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ N/f & 1 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

berechnen lässt, hat sich wegen

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ N/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D \\ \theta + ND/f \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

der maximale Divergenzwinkel nach der N -ten Abbildung um den Wert ND/f vergrößert, so dass der Durchmesser der nachfolgenden Linse um $2ND$ größer gewählt werden muss, als man es für die erste Abbildung berechnet hat.

Bei der Pumpoptik aus Abbildung 3.6 werden beispielsweise sechs 1:1-Abbildungen für die acht Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe benötigt, da nicht immer direkt auf die Scheibe, sondern zwischendurch auch auf den Hilfsspiegel abgebildet wird. Für einen angenommenen Pumpfleckdurchmesser von 1,0 mm, der nach Gleichung (2.5) für Pumpleistungen bis etwa 40 W geeignet ist, hat sich der Pumpstrahlungsdurchmesser auf der für die sechste Abbildung verwendeten Optik bereits um 10 mm vergrößert. Die Strahlung aus Pumpquellen mit einer numerischen Apertur von 0,35 kann daher nicht verlustfrei durch die gesamte Pumpoptik transportiert werden, da bereits nach der ersten Abbildung ein Beschnitt an der nachfolgenden Optik auftritt. Um dies zu verhindern, kann man entweder den Durchmesser der sphärischen Spiegel entsprechend vergrößern, oder man setzt eine Pumpquelle mit einer größeren Brillanz

oder Strahldichte ein. Für einen Pumpfleckdurchmesser von 1,0 mm benötigt man beispielsweise bei einem gleich großen Faserdurchmesser eine numerische Apertur der Faser von weniger als 0,26. Bei einem für eine Pumpleistung von 250 W ausgelegten Pumpfleckdurchmesser von 2,5 mm und einem ebenfalls gleich groß angenommenem Faserdurchmesser sinkt die maximal zulässige numerische Apertur bereits auf einen Wert von 0,13. Die Abhängigkeit der Pumpstrahlungsaufweitung von dem gepumpten Durchmesser auf der Scheibe führt demnach dazu, dass die Anforderungen an die Pumpquelle mit wachsender Pumpleistung ansteigen.

Für Pumpoptiken, die mehr als acht Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe mit Hilfe der direkten Abbildung erreichen, nehmen die Anforderungen an die Pumpquelle nach den Ausführungen dieses Abschnittes noch weiter zu. Für die Skalierung zu hohen Laserleistungen ist es daher notwendig, den Pumpstrahlungstransport mit einer Abbildung zu realisieren, die eine Aufweitung der Pumpstrahlung verhindert. Betrachtet man dazu die Gleichung (3.13), die die Zunahme des maximalen Divergenzwinkels beschreibt, so erkennt man, dass dies nur dann möglich ist, wenn in der ABCD-Matrix der Abbildung neben dem B -Element auch das C -Element verschwindet. Diese Bedingung wird demnach von einer so genannten afokalen Abbildung erfüllt. Der nächste Abschnitt befasst sich daher mit den Eigenschaften der afokalen oder auch telezentrisch genannten Abbildung.

3.2.2 Vielfachdurchgänge mit Hilfe telezentrischer Abbildungen

3.2.2.1 Eigenschaften der telezentrischen Abbildung

Afokale oder telezentrische Abbildungen sind dadurch gekennzeichnet, dass in der dazugehörigen ABCD-Matrix sowohl das B -Element als auch das C -Element verschwinden. Für die einfachste Realisierung einer solchen Matrix benötigt man zwei optische Elemente mit positiver Brechkraft. Wir betrachten daher im Folgenden ein optisches System aus zwei Linsen mit den Brennweiten f_1 und f_2 mit einem variablen Abstand. Die Startebene und die Zielebene werden in die vordere Brennebene der ersten Linse beziehungsweise in die hintere Brennebene der zweiten Linse gelegt. Die ABCD-Matrix lautet damit

$$\begin{pmatrix} 1 & f_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_1 + f_2 + \delta \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -f_2/f_1 & 0 \\ \delta/(f_1 f_2) & -f_1/f_2 \end{pmatrix}, \quad (3.17)$$

wobei die Größe δ die Abweichung des Abstandes der Linsen von der Summe der Brennweiten angibt. Eine telezentrische Abbildung wird demnach nur für $\delta = 0$ erreicht, so dass die beiden Linsen folglich ein Teleskop bilden. Der Abbildungsmaßstab ist dann nur durch das Verhältnis der Brennweiten der beiden Linsen gegeben. Eine

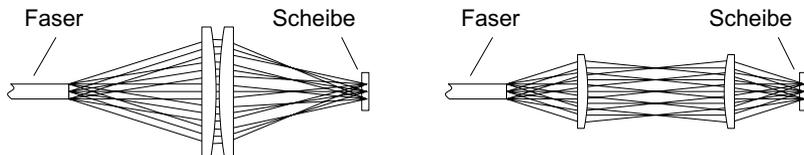


Abbildung 3.8: Vergleich des Strahlenverlaufs bei einer direkten Abbildung (links) und einer telezentrischen Abbildung (rechts) mit identischem Abstand zwischen Objekt- und Bildebene.

telezentrische 1:1-Abbildung erhält man demnach durch die Wahl der selben Brennweite für beide Linsen. Der Abstand zwischen Objekt- und Bildebene beträgt dann vier Brennweiten, und die ABCD-Matrix ist bis auf ein Minuszeichen, das die Invertierung des Bildes ausdrückt, mit der Einheitsmatrix identisch. Dadurch wird nicht nur die Amplitudenverteilung der Strahlung in der Objektebene, sondern auch deren Phasenverteilung abgebildet, so dass nach der Abbildung bis auf die Invertierung exakt die gleichen Verhältnisse vorliegen. Dies ist auch deutlich in der Abbildung 3.8 zu erkennen, die den Strahlenverlauf bei einer direkten Abbildung und einer telezentrischen Abbildung vergleicht.

3.2.2.2 Vorteile der telezentrischen Abbildung

Der Hauptvorteil der telezentrischen Abbildung ist die Vermeidung der Pumpstrahlungsaufweitung bei wiederholten Abbildungen der Pumpstrahlung auf die Scheibe, da sowohl die Amplitudenverteilung als auch die Phasenverteilung dabei abgebildet werden. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 3.9 eine äquivalente Linsenleitung für sechs Pumpstrahlungsdurchgänge darstellt. Der Abbildungsmaßstab und der Abstand der einzelnen Objekt- und Bildebenen sind dabei wie in der Abbildung 3.7 gewählt worden, so dass beide Linsenleitungen direkt verglichen werden können.

Die Verwendung der telezentrischen Abbildung bringt aber noch weitere Vorteile, die für die Auslegung von Pumpoptiken von großer Bedeutung sind. Durch Vergleich der Abbildungen 3.7 und 3.9 oder auch bereits anhand von Abbildung 3.8 erkennt man deutlich, dass der Raumbedarf zum verlustfreien Transport der Pumpstrahlung für

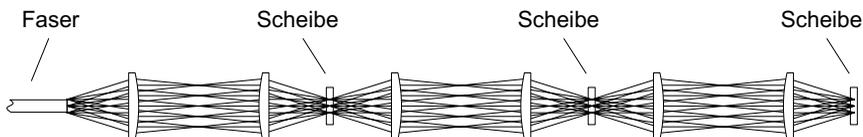


Abbildung 3.9: Äquivalente Linsenleitung einer Pumpoptik für sechs Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe mit Hilfe von telezentrischen Abbildungen.

einen identischen Abstand zwischen den einzelnen Abbildungsebenen bei der telezentrischen Abbildung fast halbiert wird. Dadurch können kompaktere Pumpoptiken realisiert werden. Aber auch die Abbildungsfehler sind bei der telezentrischen Abbildung geringer, wie im Folgenden dargestellt wird.

Für einen angenommenen Abstand von jeweils 100 mm zwischen den Objekt- und Bildebenen in der Abbildung 3.8 benötigt man für die direkte Variante zwei Plankonvexlinsen mit einer Brennweite von jeweils 50 mm und für die telezentrische Variante zwei Plankonvexlinsen mit der Brennweite von jeweils 25 mm. Analog zur Abbildung 3.4 führt die Verwendung der längeren Brennweite für die direkte Abbildung jedoch dazu, dass man einen doppelt so großen Zerstreungskreisdurchmesser erhält. Bisher wurde bei der Abbildung der Pumpstrahlung auf die Scheibe nur der Zerstreungskreis in der Bildebene betrachtet. Es muss allerdings auch die Schärfentiefe der Abbildung berücksichtigt werden, da die Pumpstrahlung in der Scheibe nicht in einer Ebene, sondern entlang der axialen Ausdehnung der Scheibe absorbiert wird. Weil sich jedoch bei der direkten Abbildung aufgrund der Pumpstrahlungsaufweitung der maximale Divergenzwinkel der Pumpstrahlung vergrößert, nimmt die Schärfentiefe mit jeder Abbildung auf die Scheibe ab. Im Gegensatz dazu bleibt die Schärfentiefe bei der telezentrischen Abbildung stets unverändert.

In den bisherigen Überlegungen wurde davon ausgegangen, dass die Pumpstrahlung auf eine plane Scheibe abgebildet wird. Dies muss jedoch in realen Systemen nicht immer der Fall sein. Die Scheibe kann bereits im ungepumpte Zustand eine Linsenwirkung besitzen. Gründe hierfür sind vor allem gekrümmte Oberflächen der Scheibe nach dem Polieren sowie die Verformung der Scheibe beim Beschichten und Aufpressen. Dazu kommt im Betrieb noch der Beitrag der thermischen Linse. Die daraus resultierende Gesamtbrennweite f_{ges} führt dann dazu, dass sich trotz der telezentrischen Abbildung die Pumpstrahlung nach dem Auftreffen auf die Scheibe aufweitet. Während dieser Effekt in der Praxis meist vernachlässigt werden kann, bietet die telezentrische Abbildung jedoch eine einfache Möglichkeit die Pumpstrahlungsaufweitung zu kompensieren. Dazu betrachtet man das Gesamtsystem aus den zwei Abbildungslinsen und der Scheibe, wobei man zunächst eine kleine Abweichung δ im Abstand der beiden Linsen zulässt. Die Strahlmatrix dieses Systems lautet wegen der Gleichung (3.17) mit $f_1 = f_2 = f$ damit:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_{\text{ges}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ \delta/f^2 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ \delta/f^2 - 1/f_{\text{ges}} & -1 \end{pmatrix}. \quad (3.18)$$

Daraus erkennt man, dass man die Bedingung $C = 0$ in der resultierenden Matrix durch die Wahl von

$$\delta = \frac{f^2}{f_{\text{ges}}} \quad (3.19)$$

erfüllen kann, so dass für diesen Fall das Gesamtsystem aus den zwei Abbildungslinsen und der Scheibe wieder eine telezentrische Abbildung realisiert.

Zusammenfassend lässt sich daher sagen, dass die telezentrische Abbildung nicht nur das Problem der Pumpstrahlungsaufweitung bei wiederholter Abbildung vermeidet,

sondern sich zusätzlich noch durch eine bessere Abbildungsqualität, geringeren Platzbedarf und höhere Flexibilität auszeichnet. Das Ziel der folgenden Abschnitte ist es daher, kompakte Pumpoptiken vorzustellen und zu untersuchen, die beliebige Anzahlen an Pumpstrahlungsdurchgängen durch die Scheibe mit Hilfe der telezentrischen Abbildung ermöglichen.

3.2.3 Kompakte Pumpoptik mit Hilfe eines Parabolspiegels

Der prinzipielle Aufbau einer kompakten Pumpoptik ist im Wesentlichen durch zwei Anforderungen vorgegeben. Dies ist zum Ersten die Position der Scheibe in den jeweiligen Brennebenen der Optiken, die die Pumpstrahlung gemäß der Abbildung 3.9 wiederholt auf die Scheibe abbilden. Zum Zweiten ist für einen geringen Raumbedarf analog zur Abbildung 3.6 eine Anordnung der Optiken um die Flächennormale der Scheibe herum vorteilhaft. Ebenso tragen Pumpstrahlfaltungen durch die Verwendung von Abbildungsspiegeln zu einem platzsparenden Aufbau bei. Damit erhält man als Hauptmerkmal einer kompakten Pumpoptik die Positionierung der Scheibe in dem gemeinsamen Brennpunkt azimuthal angeordneter Abbildungsspiegel. Die Umsetzung dieses prinzipiellen Aufbaus mit Hilfe eines Parabolspiegels, der alle benötigten Abbildungsspiegel ersetzt, wird im Folgenden ausführlich dargestellt.

3.2.3.1 Pumpoptik für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge

Der Einsatz eines Parabolspiegels zum Pumpen der Scheibe [27] erlaubt den Aufbau einer kompakten Pumpoptik, bei der die benötigten Abbildungsspiegel zu einem Parabolspiegel zusammengefasst sind. Um jedoch weiterhin einen guten Zugang zur Scheibe zu erhalten, besitzt der Parabolspiegel im Zentrum eine zylindrische Ausbohrung. Eine Prinzipskizze dieser Pumpenanordnung ist in der Abbildung 3.10 dargestellt. Die Pumpstrahlung aus einer Faser wird zunächst durch eine Linse oder Linsenkombination kollimiert. Dabei sind Faser und Linse so angeordnet, dass die kollimierte Strahlung parallel zur optischen Achse des Parabolspiegels verläuft. Trifft die Pumpstrahlung nun auf den Parabolspiegel (Position 1 in der Abbildung 3.10), wird sie auf die Scheibe im Brennpunkt des Parabolspiegels fokussiert, so dass man eine Abbildung des Faserendes mit einem Abbildungsmaßstab erhält, der durch das Verhältnis der Brennweiten von Kollimationslinse und Parabolspiegel gegeben ist. Die bei den ersten beiden Pumpstrahlungsdurchgängen nicht absorbierte Pumpstrahlung trifft den Parabolspiegel an der Position 2 und wird dadurch wiederum parallel zur optischen Achse kollimiert. Durch eine Umlenkeinheit, deren mögliche Realisierung Gegenstand des folgenden Abschnitts ist, wird die Pumpstrahlung dann wieder auf eine benachbarte Stelle (Position 3) auf dem Parabolspiegel gelenkt, wobei der dabei zurückgelegte Strahlweg gleich der doppelten Brennweite des Parabolspiegels sein muss, um eine telezentrische Abbildung zu erhalten. Durch die darauf folgende, erneute Fokussierung in die Scheibe erhält man zwei weitere Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe. Dieses Prinzip kann nun solange fortgesetzt werden, bis der zur Verfügung

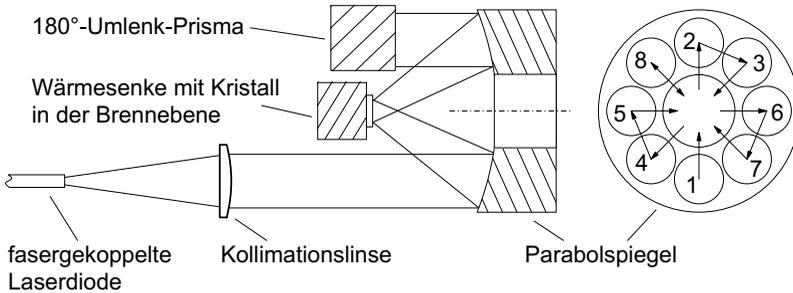


Abbildung 3.10: Prinzipskizze der Parabolspiegelpumpoptik für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe nach [27]. Die Zahlen auf dem Parabolspiegel geben die Position der transportierten Pumpstrahlung bei den ersten acht Durchgängen an.

stehende Platz auf dem Parabolspiegel aufgebraucht ist. Benötigt man, wie in Abbildung 3.10 dargestellt, stets ein 45° -Segment auf dem Parabolspiegel, so sind acht Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe möglich, bevor die Pumpstrahlung an der Position 8 den Parabolspiegel kollimiert verlässt. An dieser Stelle kann durch den Einsatz eines Planspiegels der Strahlweg umgekehrt werden, so dass sich die Anzahl der Durchgänge auf sechzehn verdoppelt.

Zur besseren Veranschaulichung des Aufbaus ist in der Abbildung 3.11 eine dreidimensionale Ansicht der Parabolspiegelpumpoptik dargestellt. Als Umlenkeinheiten werden dabei jeweils zwei 90° -Prismen benutzt, die auf ihrer Hypotenusenfläche hochreflektierend für die Pumpstrahlung beschichtet sind. Weitere mögliche Realisierungen der Umlenkeinheiten werden im Folgenden besprochen.

3.2.3.2 Mögliche Realisierungen der Umlenkeinheiten

Die Umlenkeinheiten, die die kollimierte Pumpstrahlung wieder auf eine benachbarte Stelle auf dem Parabolspiegel zurückführen, können auf verschiedene Weise realisiert werden. Eine Möglichkeit (Variante a) ist die Verwendung eines 180° -Umlenkprismas, welches auf dem Prinzip der totalen internen Reflexion basiert (siehe Abbildung 3.12a). Die Pumpstrahlung verläuft hier durch das verwendete optische Glas, und die Hypotenusenfläche benötigt zur Vermeidung von Verlusten eine Antireflex-Beschichtung. Eine weitere mögliche Realisierung (Variante b) ist in der Abbildung 3.12b dargestellt. Hierbei wird die Pumpstrahlung mit Hilfe von zwei Planspiegeln, die unter einem Winkel von 90° zueinander stehen, umgelenkt. Alternativ dazu können die verspiegelten Flächen auch durch die Hypotenusenflächen zweier Prismen, die wie in Abbildung 3.12c angeordnet sind, gegeben sein (Variante c).

Für einen Einsatz dieser Umlenkeinheiten in der Pumpoptik müssen die folgenden Forderungen erfüllt sein:

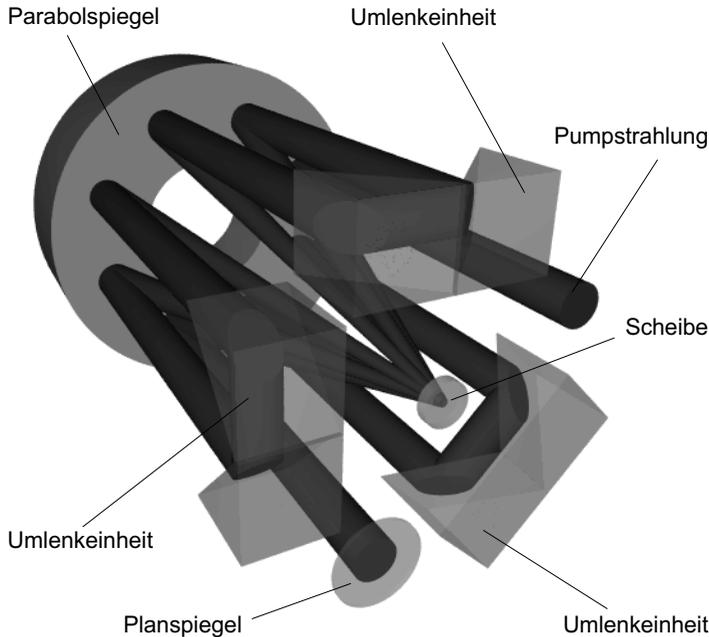


Abbildung 3.11: Dreidimensionale Darstellung der Parabolspiegelpumpoptik für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge. Als Umlenkeinheiten werden dabei jeweils zwei Prismen mit verspiegelten Hypotenusenfläche benutzt.

1. die Pumpstrahlung muss nach dem Umlenken wieder parallel zur optischen Achse des Parabolspiegels verlaufen,
2. der gesamte optische Strahlweg der Umlenkung muss gleich der doppelten Brennweite des Parabolspiegels sein und
3. die Umlenkeinheiten dürfen keine Strahlung, die von der Scheibe zum Parabolspiegel verläuft, abschatten.

Zur Erfüllung der ersten Forderung muss vor allem ein 90° -Winkel zwischen den beiden reflektierenden Flächen mit einer Genauigkeit von typischerweise einer Bogenminute erreicht werden. Während dies bei der Variante a) bereits in die Fertigung des Prismas eingeht, müssen die Varianten b) und c) mit der entsprechenden Genauigkeit justiert werden können. Darauf kann bei der Variante c) bei einer Genauigkeit der 45° -Winkel von unter einer Bogenminute jedoch verzichtet werden, wenn man die Kathetenflächen beider Prismen auf eine plane Oberfläche anlegt. Eine geringe Drehung der Umlenkeinheit in der Zeichenebene der Abbildung 3.12 ist dann für alle Varianten unkritisch, während eine Verkipfung der Umlenkeinheiten aus dieser Zeichenebene heraus ebenfalls bei allen Varianten bis auf einen typischen Wert von einer Bogenminute vermieden werden muss.

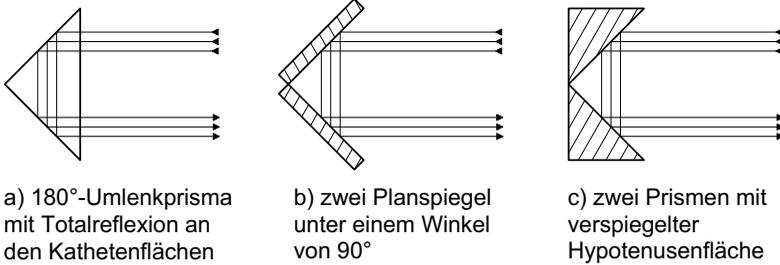


Abbildung 3.12: Vergleich möglicher Realisierungen der Umlenkeinheiten für die kollimierte Pumpstrahlung.

Die Bedingung für die Gesamtlänge des Weges bei der Umlenkung ist für die geometrische Weglänge genau dann erfüllt, wenn sich die Gerade, an der sich die reflektierenden Flächen berühren, auf der Höhe der Scheibe, also in der Brennebene des Parabolspiegels, befindet. Im Gegensatz zu den Varianten b) und c) muss aber bei der Variante a) noch der Einfluss des optischen Glases berücksichtigt werden, um aus der geometrischen Weglänge die Länge des optischen Strahlwegs zu ermitteln. Dazu betrachtet man zunächst die geometrische Weglänge im Prisma, die durch die Länge der Hypotenuse gegeben ist, wie man durch Auffalten des Strahlwegs leicht feststellen kann. Die Länge des optischen Strahlwegs im Prisma erhält man aus einer Division der geometrischen Weglänge durch den Brechungsindex des optischen Glases, so dass man das Prisma je nach Größe und Glasart vom Parabolspiegel weg verschieben muss, um die zweite Forderung zu erfüllen. Der benötigte Verschiebeweg ΔL_{Prisma} für eine Hypotenusenlänge L_{Hyp} und einen Brechungsindex n ist dabei gegeben durch

$$\Delta L_{\text{Prisma}} = \frac{L_{\text{Hyp}}}{2} \cdot \frac{n-1}{n}. \quad (3.20)$$

Ebenso wie die zweite Forderung muss die dritte Forderung vor allem bei der Variante a) berücksichtigt werden, da je nach Größe der Prismen die der Scheibe zugewandte Seitenfläche von der Pumpstrahlung, die von der Scheibe zum Parabolspiegel verläuft, getroffen werden kann. In einem solchen Fall kann man bei vorgegebenen Abmessungen der Prismen versuchen, durch eine Erhöhung des Brechungsindex und der dadurch induzierten Verschiebung eine Abschattung der Pumpstrahlung zu vermeiden.

Entscheidet man sich für den Einsatz von 180°-Umlenkprismen nach der Variante a), so muss bei der Auswahl des optischen Glases, aus dem die Prismen gefertigt werden, unbedingt der Grenzwinkel α_{TR} für die Totalreflexion beachtet werden. Dieser ist nach dem Brechungsgesetz gegeben durch

$$\alpha_{\text{TR}} = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right), \quad (3.21)$$

wobei n der Brechungsindex des optischen Glases ist, und der Brechungsindex der Luft in guter Näherung gleich eins gesetzt wurde. Der maximale Winkel gemessen zur

Normalen der Hypotenusenfläche, unter dem Strahlen im Prisma verlaufen dürfen, ist daher durch $45^\circ - \alpha_{\text{TR}}$ gegeben. Wegen der auftretenden Brechung beim Eintritt der Strahlung in das Prisma erhält man für den maximal zulässigen vollen Divergenzwinkel θ_{max} der umzulenkenden Strahlung

$$\theta_{\text{max}} = 2 \arcsin(n \sin(45^\circ - \alpha_{\text{TR}})). \quad (3.22)$$

Für BK7 mit einem Brechungsindex von etwa $n = 1,55$ im nahen Infrarot ergibt sich daraus beispielsweise ein Wert von $\theta_{\text{max}} = 15,0^\circ$, der als unkritisch betrachtet werden kann. Dies ändert sich aber bei der Verwendung von Quarzglas, dessen Brechungsindex nur $n = 1,45$ beträgt. In diesem Fall ergibt sich für den maximal zulässigen, vollen Divergenzwinkel nur $\theta_{\text{max}} = 4,0^\circ$. Dieser Wert muss mit dem Divergenzwinkel θ der kollimierten Pumpstrahlung verglichen werden, die für einen gepumpten Durchmesser D_{Pump} und eine Brennweite f_{Para} des Parabolspiegels gegeben ist durch

$$\theta = \arctan\left(\frac{D_{\text{Pump}}}{f_{\text{Para}}}\right). \quad (3.23)$$

Um keine Pumpstrahlung bei der Reflexion im Prisma zu verlieren, darf der gepumpte Durchmesser folglich den maximalen Wert

$$D_{\text{Pump,max}} = f_{\text{Para}} \tan \theta_{\text{max}} \quad (3.24)$$

nicht übersteigen. Für eine Brennweite des Parabolspiegels von $f_{\text{Para}} = 32,5$ mm bedeutet dies für Quarzglas mit $D_{\text{Pump,max}} = 2,3$ mm wegen der Gleichung (2.5) bereits eine Einschränkung auf Pumpleistungen unter 250 W, während BK7 mit $D_{\text{Pump,max}} = 8,6$ mm problemlos für Pumpleistungen von 1 kW geeignet ist. Durch die Wahl einer größeren Brennweite des Parabolspiegels kann man aber auch mit Quarzglasprismen in diesen Leistungsbereich vorstoßen.

Schließlich soll noch kurz eine weitere, alternative Form für die Umlenkeinheiten vorgestellt werden. Ebenso wie man den planen Endspiegel durch einen Tripelspiegel oder ein Tripelprisma ersetzen kann [28], lassen sich auch die Umlenkeinheiten durch eine der beiden Komponenten realisieren. Deren Symmetriezentrum muss dann in der Mitte zwischen den zwei Positionen auf dem Parabolspiegel liegen, die durch diese Umlenkeinheit verbunden werden sollen. Der Vorteil dieser Alternative besteht darin, dass die Anforderungen an die Einhaltung des 180° -Winkel bei der Umlenkung bereits vollständig durch die Genauigkeit bei der Fertigung berücksichtigt werden können, so dass nach dem Einbau der entsprechenden Umlenkeinheit in die Pumpoptik keine Justage mehr erforderlich ist. Ebenso wie bei den oben genannten Umlenkeinheiten ist eine Genauigkeit bei den auftretenden Winkeln in den Tripelspiegeln oder Tripelprismen von etwa einer Bogenminute ausreichend.

3.2.3.3 Variationen zur Erhöhung der Durchgangszahl

Bisher wurde die Parabolspiegelpumpoptik nur für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge untersucht. Der Einsatz des Parabolspiegels ermöglicht jedoch auch höhere

Durchgangszahlen, indem man mehr Bereiche auf dem Parabolspiegel nutzt. Dies kann einerseits wie bisher durch eine azimutale Anordnung von mehr als acht Positionen erreicht werden. Andererseits ist aber auch eine Ausnutzung des Parabolspiegels mit verschiedenen radialen Abständen der genutzten Bereiche von der optischen Achse des Parabolspiegels denkbar. Eine einfache Aufstellung möglicher Anordnungen findet sich in der Dissertation von Christian Stewen [29]. Die einzelnen genutzten Positionen müssen jedoch weiterhin durch Umlenkeinheiten miteinander verbunden werden. Die Anzahl N_U der Umlenkeinheiten steigt dabei mit der Zahl N_D der Durchgänge durch die Scheibe wie folgt an:

$$N_U = \frac{N_D}{4} - 1. \quad (3.25)$$

Für 24 Durchgänge durch die Scheibe werden demnach 5 Umlenkeinheiten benötigt, während für 32 Durchgänge bereits 7 Umlenkeinheiten erforderlich sind. Dadurch ist die Erhöhung der Durchgangszahl mit Hilfe des bisher diskutierten Umlenkkonzepts für die kollimierte Pumpstrahlung mit einer komplexeren Anordnung der Umlenkeinheiten und einem erhöhten Justageaufwand verbunden. In den nächsten Abschnitten wird daher ein neues Umlenkkonzept vorgestellt, das für alle möglichen Durchgangszahlen mit stets nur zwei Umlenkeinheiten auskommt.

3.2.4 Neues Umlenkkonzept für die Parabolspiegelpumpoptik

3.2.4.1 Anordnung für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge

Für die Herleitung des neuen Umlenkkonzept wird zunächst mit der Abbildung 3.13 eine weitere Darstellung des Strahlverlaufs in der bisherigen Parabolspiegelpumpoptik eingeführt, bei der der Schwerpunkt auf die Positionen der Umlenkeinheiten mit ihren jeweiligen Spiegelebenen gelegt wird. Die Position, an der die Pumpstrahlung zum ersten Mal auf den Parabolspiegel trifft, ist dabei für die folgenden Überlegungen gedreht worden. Man erkennt in der Abbildung 3.13b deutlich, wie die Pumpstrahlung durch die Spiegelungen in den drei Umlenkeinheiten durch die Parabolspiegelpumpoptik geführt wird, bis sie an der Position 8 auf den Endspiegel trifft.

Für das neue Umlenkkonzept wird nun eine größere Umlenkeinheit benutzt, die die gesamte untere Hälfte des Parabolspiegels überdeckt und deren Spiegelebene wie in der Abbildung 3.14a dargestellt angeordnet ist. Durch diese Umlenkeinheit wird die Pumpstrahlung, die an der Position 2 den Parabolspiegel kollimiert verlässt, nicht auf ein benachbartes Segment gelenkt, sondern auf die gegenüberliegende Seite der unteren Parabolspiegelhälfte (Position 3) geführt. Von dort gelangt die Pumpstrahlung über die Scheibe auf die Position 4, wo sie mit einer kleinen Umlenkeinheit wie bisher auf die benachbarte Position 5 gebracht wird. Nach einem weiteren Durchgang durch die Scheibe wird die Pumpstrahlung von der Position 6 auf die Position 7 durch eine zweite Benutzung der großen Umlenkeinheit geführt. Ein Planspiegel an der Position 8 kehrt den Weg der Pumpstrahlung dann wie gewohnt um.

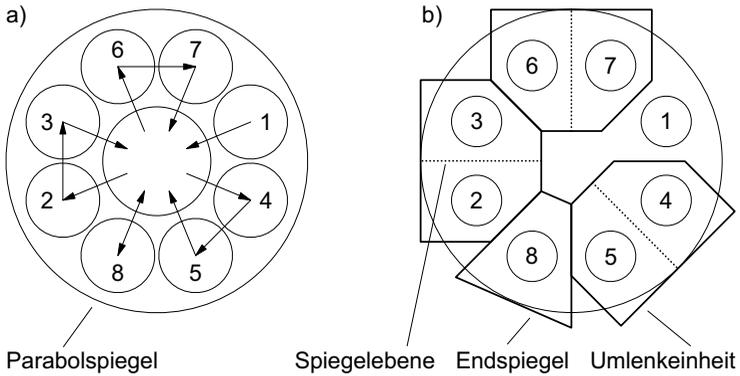


Abbildung 3.13: Aufsicht auf den Parabolspiegel a) analog zur Abbildung 3.10 sowie b) mit den Positionen der Umlenkeinheiten und deren Spiegelebenen sowie des Endspiegels.

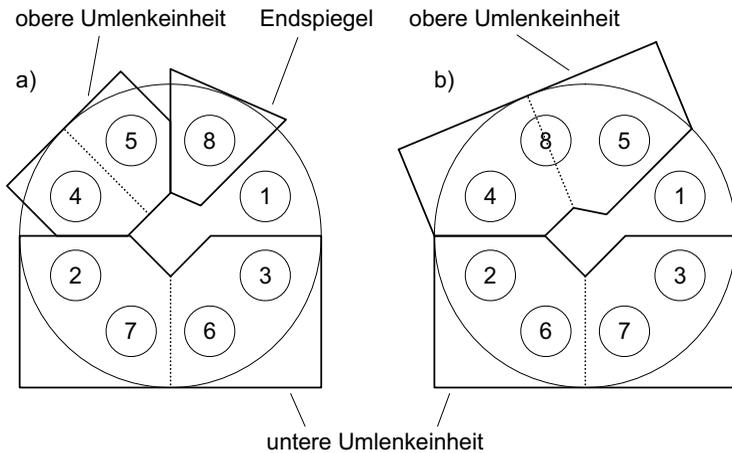


Abbildung 3.14: Form und Lage der neuen Umlenkeinheiten für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge a) mit oder b) ohne Endspiegel.

Auf den abschließenden Planspiegel kann allerdings auch verzichtet werden, falls man auch die obere Umlenkeinheit gemäß der Abbildung 3.14b vergrößert. Die Pumpstrahlung an der Position 4 wird nun nicht auf eine benachbarte Stelle auf dem Parabolspiegel geführt, sondern auf eine Stelle neben der einlaufenden Pumpstrahlung. Im Weiteren wird dann wieder die untere Umlenkeinheit benutzt bis die Pumpstrahlung schließlich an der Position 8 angekommen ist. Die Umkehrung des Strahlwegs erfolgt nun durch Umlenkung der Pumpstrahlung in sich selbst in der Kante der Umlenkeinheit. An dieser Stelle ist daher auch bei der Realisierung der Umlenkeinheit besondere Sorgfalt geboten. In der Abbildung 3.15 ist nochmals eine dreidimensionale Ansicht einer entsprechenden Pumpoptik dargestellt. Die Umlenkeinheiten werden dabei wiederum durch jeweils zwei Prismen mit geeigneten Abmessungen gebildet.

Das neue Umlenkkonzept erreicht demnach mit nur zwei Umlenkeinheiten ebenfalls sechzehn Durchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheibe. Das zugrunde liegende Prinzip ist jedoch keineswegs auf sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge begrenzt. Im nächsten Abschnitt wird daher untersucht, wie durch geringe Modifikationen auch höhere Durchgangszahlen mit nur zwei Umlenkeinheiten erreicht werden können.

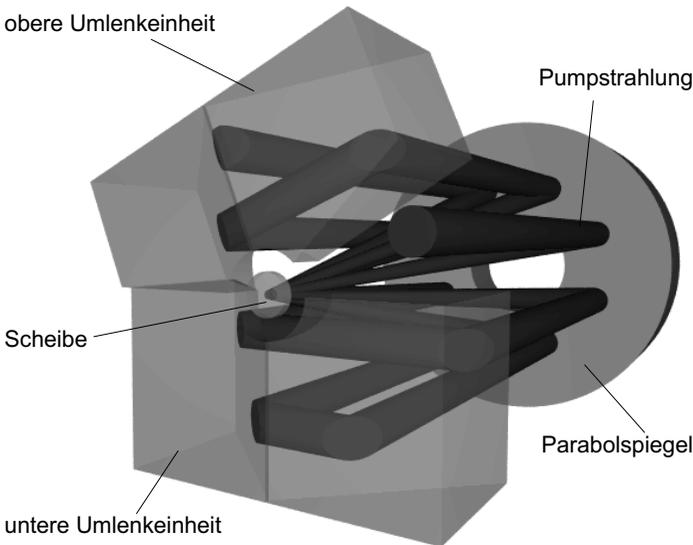


Abbildung 3.15: Dreidimensionale Darstellung der Parabolspiegelpumpoptik für sechzehn Pumpstrahlungsdurchgänge mit dem neuen Umlenkkonzept.

3.2.4.2 Beispiele für mehr als sechzehn Durchgänge

Bisher wurde das neue Umlenkkonzept nur anhand von 16 Pumpstrahlungsdurchgängen diskutiert. Für höhere Durchgangszahlen ist aber nur eine Änderung der Lage der Spiegelebene sowie eine Anpassung der Begrenzungen der oberen Umlenkeinheit erforderlich. Dies soll im Folgenden für die Beispiele von 20, 24, 28 und 32 Pumpstrahlungsdurchgängen vorgestellt werden.

Die benötigte Form für 20 Pumpstrahlungsdurchgänge ist in der Abbildung 3.16a dargestellt. Anhand der nummerierten Pumpstrahlungspositionen auf dem Parabolspiegel lässt sich der Weg der Pumpstrahlung durch die Pumpoptik leicht verfolgen. Die obere Umlenkeinheit wird nun zweimal und die untere Umlenkeinheit dreimal benutzt. Die Umkehrung des Strahlwegs findet in diesem Fall durch Reflexion in der Kante der unteren Umlenkeinheit statt. Der Winkel ϕ_{Sp} zwischen den Spiegelebenen der beiden Umlenkeinheiten, der die Anzahl der Durchgänge bestimmt, beträgt für die dargestellten 20 Durchgänge 18° im Gegensatz zu $22,5^\circ$ für die oben diskutierten 16 Durchgänge. Allgemein ist der Zusammenhang zwischen dem Winkel ϕ_{Sp} und der Anzahl N_{D} der Durchgänge gegeben durch:

$$\phi_{\text{Sp}} = \frac{360^\circ}{N_{\text{D}}}. \quad (3.26)$$

Für 24 Durchgänge erhält man daraus $\phi_{\text{Sp}} = 15^\circ$. Eine entsprechende Anordnung ist in der Abbildung 3.16b dargestellt. In diesem Fall werden beide Umlenkeinheiten dreimal benutzt, und die abschließende Reflexion findet in der oberen Hälfte statt. Sollen schließlich 28 oder 32 Pumpstrahlungsdurchgänge erreicht werden, verwendet man einfach die beiden Umlenkeinheiten noch weitere Male. Die Abbildungen 3.16c oder 3.16d zeigen die dafür benötigte Form und Lage der neuen Umlenkeinheiten. Für alle vorgestellten Anordnungen ist aber grundsätzlich auch eine Variante mit Endspiegel möglich, die die Benutzung einer Umlenkeinheit in ihrer Kante vermeidet.

Das hier vorgestellte, neue Umlenkkonzept für den Parabolspiegel stellt die wichtigste Neuentwicklung dieser Arbeit auf dem Gebiet der Pumpoptiken für den Scheibenlaser dar. Im Folgenden werden daher die daraus resultierenden Anforderungen an den Parabolspiegel, die Fertigungs- und Justagetoleranzen der Umlenkeinheiten, die Positionierung der Kristallscheibe und die Strahldichte der eingesetzten Pumpquellen untersucht.

3.2.4.3 Maximales Öffnungsverhältnis des Parabolspiegels

Alle hier vorgestellten Pumpanordnungen mit dem neuen Umlenkkonzept haben gemeinsam, dass eine Umlenkeinheit die gesamte untere Hälfte des Parabolspiegels abdeckt. Die Länge dieser Umlenkeinheit in der Richtung der Umlenkung hängt daher vom Durchmesser des Parabolspiegels ab. Dies ist auch deutlich in der Abbildung 3.17 zu erkennen, bei der nur der Parabolspiegel, die Scheibe auf dem Kühlfinger und die untere Umlenkeinheit dargestellt sind. Die Geometrie der Umlenkeinheiten führt dann

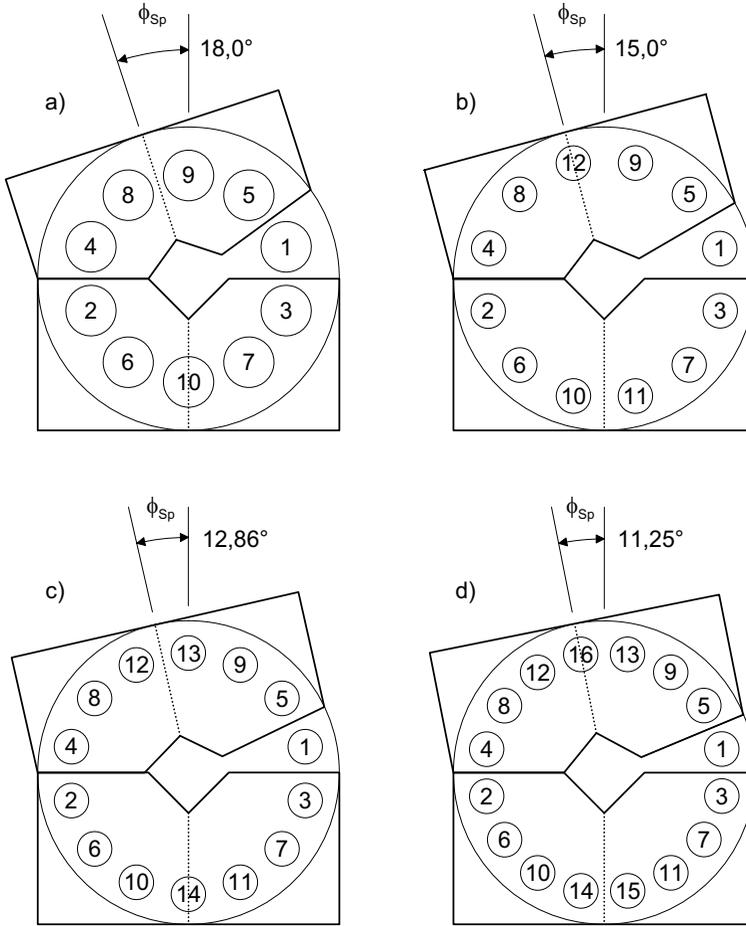


Abbildung 3.16: Form und Lage der neuen Umlenkeinheiten für a) 20, b) 24, c) 28 und d) 32 Pumpstrahlungsdurchgänge.

zu einer Ausdehnung in Richtung der optischen Achse des Parabolspiegels, die durch die halbe Länge der jeweiligen Umlenkeinheit gegeben ist. Für die untere Umlenkeinheit entspricht dies dann nach obigen Ausführungen dem halben Durchmesser des Parabolspiegels. Da sich jedoch die Kante der Umlenkeinheit in der Brennebene des Parabolspiegels befinden muss, kann der Durchmesser des Parabolspiegels bei fester Brennweite nicht beliebig groß gewählt werden, ohne dass rechnerisch eine Durchdringung von Parabolspiegel und Umlenkeinheiten auftritt. Der größtmögliche Durchmesser ist dann erreicht, wenn die Summe der Ausdehnungen von Parabolspiegel und Umlenkeinheit in Richtung der optischen Achse, wie in der Abbildung 3.17 näherungs-

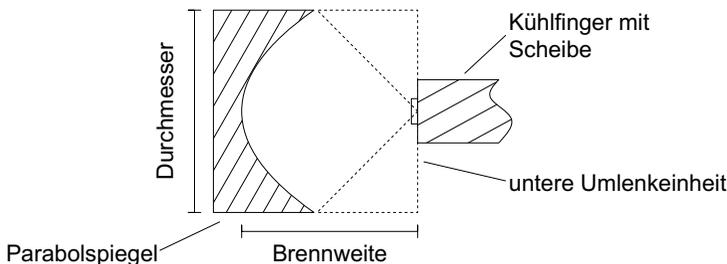


Abbildung 3.17: Parabolspiegelpumpoptik mit dem Parabolspiegel, der Scheibe auf dem Kühlfinger und der unteren Umlenkeinheit.

weise skizziert, der Brennweite entspricht. Mit Hilfe der Formel für die quadratische Form des Parabolspiegel erhält man als Bestimmungsgleichung für den größtmöglichen Durchmesser D_{Para} des Parabolspiegels:

$$f_{\text{Para}} = \frac{1}{4f_{\text{Para}}} \left(\frac{D_{\text{Para}}}{2} \right)^2 + \frac{D_{\text{Para}}}{2}, \quad (3.27)$$

wobei f_{Para} die Brennweite des Parabolspiegels bezeichnet. Daraus ergibt sich ein maximal zulässiges Öffnungsverhältnis des Parabolspiegels von

$$\frac{D_{\text{Para}}}{f_{\text{Para}}} = 4(\sqrt{2} - 1) \approx 1,66. \quad (3.28)$$

Demnach lassen sich beispielsweise für eine Brennweite von 32,5 mm Parabolspiegel-durchmesser bis etwa 53 mm verwenden. Bei einer Wahl von $f_{\text{Para}} = 60$ mm kann man Durchmesser bis fast 100 mm einsetzen.

Schließlich soll vorab noch erwähnt werden, dass die Beschränkung des Öffnungsverhältnisses gemäß der Gleichung (3.28), die sich nur aus der Geometrie der Pumpoptik ergibt, einen indirekten Einfluss auf die benötigte Strahldichte der Pumpquelle hat. Dies wird jedoch erst später im Abschnitt 3.2.5.2 in einem größeren Zusammenhang ausführlich diskutiert.

3.2.4.4 Positions- und Winkeltoleranzen

In den bisherigen Überlegungen wurden nur perfekt ausgerichtete Systeme betrachtet. In realen Systemen treten jedoch stets Abweichungen von den exakten Positionen und Winkeln auf. Dies kann bei den Pumpanordnungen beispielsweise dazu führen, dass nicht mehr alle Pumpflecken, die aus den verschiedenen Durchgängen resultieren, übereinander liegen. In diesem Abschnitt soll daher die Auswirkung von geringen Dejustagen oder Fertigungsfehlern untersucht werden.

Für die folgenden Überlegungen wird die Ausrichtung des Parabolspiegels und seiner optischen Achse als Referenz gewählt. Dies ist sinnvoll, da nur im Brennpunkt des Parabolspiegels alle Durchgänge zusammenfallen können.

Prinzipiell können durch eine Dejustage der Pumpoptik zwei Fälle bei der Abbildung auf die Scheibe auftreten:

1. die Pumpflecken entstehen, wie bereits oben angedeutet, nicht mehr alle an der selben Position in der Scheibe, oder
2. die Scheibe wird unter einem geringfügig anderen Winkel getroffen.

Bevor die Dejustagen, die zum ersten Fall führen, genauer untersucht werden, soll zunächst kurz der zweite Fall abgehandelt werden. Abweichungen im Einfallswinkel entstehen bei der Parabolspiegelpumpoptik stets dann, wenn die Auftreffpunkte der kollimierten Strahlung auf dem Parabolspiegel von den berechneten Positionen abweichen. Dies kann beispielsweise schon bei der Einkopplung der kollimierten Pumpstrahlung in die Pumpoptik auftreten. Während die resultierende Winkelabweichung vollkommen unkritisch ist, können aber durch den Versatz im Strahlweg der kollimierten Pumpstrahlung Verluste an den Aperturen im System auftreten. Dies ist jedoch nur bei Pumpoptiken der Fall, bei denen der zur Verfügung stehende Platz auf dem Parabolspiegel fast völlig ausgenutzt wird. Daher sind in den meisten Fällen keine erhöhten Anforderungen an die Justage der Freiheitsgrade der beteiligten optischen Komponenten zu stellen, die bei Abweichungen von den berechneten Werten nur den Einfallswinkel auf die Scheibe beeinflussen. Dazu zählen:

- die Position der einfallenden, kollimierten Pumpstrahlung,
- die Position der Spiegelebenen der Umlenkeinheiten,
- der Winkel ϕ_{SP} der Spiegelebenen zueinander sowie
- die Verkippung der Scheibe.

Kritisch dagegen sind Dejustagen, die ein Auseinanderlaufen der Pumpflecken bewirken, da dadurch beispielsweise die Pumpleistungsdichte in der Scheibe herabgesetzt wird. Dies kann auftreten bei

- einer Abweichung der Richtung der einlaufenden, kollimierten Pumpstrahlung von der Richtung der optischen Achse des Parabolspiegels,
- einer Verschiebung der Scheibe in Richtung ihrer Normalen aus der Brennebene des Parabolspiegels heraus,
- einer Verkippung der Umlenkeinheit aus der Ebene der gewünschten Umlenkung,
- einer Abweichungen vom 90° -Winkel in den Umlenkeinheiten sowie
- einer Verkippung des eventuell vorhandenen Endspiegels.

Um eine Vorstellung über die Größe der Effekte zu erhalten, wird im Folgenden für eine Brennweite des Parabolspiegels von 32,5 mm exemplarisch untersucht, wie sich die Mittelpunkte der einzelnen Pumpflecken auf der Scheibe aufgrund der oben genannten Dejustagen verteilen. Wegen der linearen Abhängigkeit der Ergebnisse von

der Brennweite des Parabolspiegels können daraus dann auch die Werte für andere Brennweiten ermittelt werden.

Wir betrachten zunächst eine Abweichung der Richtung der einlaufenden, kollimierten Pumpstrahlung von einer Parallelen zur optischen Achse des Parabolspiegels. Diese Dejustage kann beispielsweise bei einer schlechten Ausrichtung der Kollimationslinse oder des Faserendes auftreten. Bei der Fokussierung der Pumpstrahlung auf die Scheibe tritt dann der erste Pumpfleck nicht mehr im Brennpunkt des Parabolspiegels auf, sondern in einem Abstand davon, der durch das Produkt aus der Winkelabweichung im Bogenmaß und der Brennweite des Parabolspiegels gegeben ist. Durch die auftretende Bildrotation bei den weiteren Abbildungen der Pumpstrahlung liegen dann die einzelnen Pumpflecken auf einem Kreis, dessen Radius durch den oben genannten Abstand gegeben ist. Zur Veranschaulichung dieses Effekts wurde die Position der Pumpflecken für eine punktförmige Strahlquelle auf einer Scheibe mit einem Durchmesser von 1,0 mm für verschiedene Durchgangszahlen der Pumpstrahlung berechnet und in der Abbildung 3.18 dargestellt. Die kollimierte Pumpstrahlung ist dabei um 10 Bogenminuten von einer Parallelen zur optischen Achse des Parabolspiegels verkippt worden. Die Position der einzelnen, ebenfalls punktförmigen Pumpflecken wird durch die eingezeichneten Kreuze markiert. Man erkennt in der Abbildung 3.18 die erwartete Anordnung der Pumpflecken auf einem Kreis, dessen Radius unabhängig von der Anzahl der Durchgänge ist.

Als Nächstes soll die Auswirkung einer Verschiebung der Scheibe aus der Brennebene untersucht werden. Man erwartet dabei, dass die Separation der Pumpflecken mit der Anzahl der Durchgänge zunimmt, da sich der Effekt der Verschiebung der Scheibe bei den einzelnen Abbildungen der Pumpstrahlung aufsummieren wird. Betrachtet man daher, wie in der Abbildung 3.19, die Ergebnisse einer Berechnung der Positionen der Pumpflecken für eine angenommene Verschiebung von $20\ \mu\text{m}$ aus der Brennebene des Parabolspiegels heraus, so ist die Abhängigkeit von der Anzahl der Durchgänge deutlich ausgeprägt. Die Verteilung der Pumpflecken weist ein herzförmiges Muster auf, dessen Größe mit der Anzahl der Durchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheibe zunimmt. Eine gleichmäßige Vergrößerung der Brennweite des Parabolspiegels und des Abstandes der kollimierten Pumpstrahlung von der optischen Achse des Parabolspie-

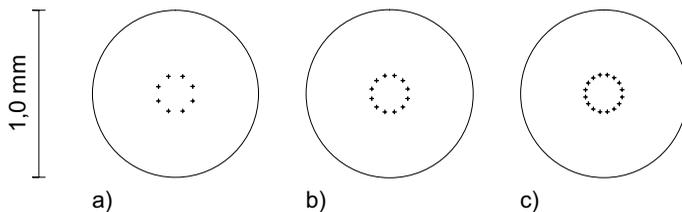


Abbildung 3.18: Verteilung der einzelnen Pumpflecken bei einer Verkippung der kollimierten Pumpstrahlung um 10 Bogenminuten für a) 16, b) 24 und c) 32 Durchgänge.

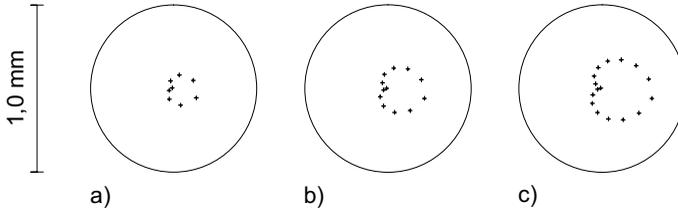


Abbildung 3.19: Verteilung der einzelnen Pumpflecken bei einer Verschiebung der Scheibe um $20 \mu\text{m}$ für a) 16, b) 24 und c) 32 Durchgänge.

gels lässt diese Muster jedoch unverändert, da in diesem Fall der Winkel, mit dem die Pumpstrahlung auf die Scheibe trifft, konstant ist.

Als letztes Beispiel für die Auswirkung der oben genannten Dejustagen in der Parabolspiegelpumpoptik wird schließlich noch die untere Umlenkeinheit betrachtet. Hierbei wurden die Auswirkungen einer Verkippung der unteren Umlenkeinheit aus der Ebene der Umlenkung heraus sowie eine Abweichung vom 90° -Winkel in der Umlenkeinheit untersucht. Für beide Fälle wurde ein Winkelfehler von zwei Bogenminuten angenommen. Die erhaltenen Ergebnisse sind in den Abbildungen 3.20 und 3.21 dargestellt. Auch hier erhält man eine Vergrößerung der auftretenden Muster, die von den Positionen der einzelnen Pumpflecken gebildet werden, mit steigender Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge. Ebenso vergrößern sich die Muster linear mit dem Winkelfehler sowie mit der Brennweite des Parabolspiegels. Für die Verkippung der Umlenkeinheit aus der Ebene der Umlenkung ergeben sich dabei stets kreisförmige Anordnungen der Pumpflecken, wobei die Mittelpunkte der Kreise nun nicht mehr im Brennpunkt des Parabolspiegels liegen. Eine Abweichung vom 90° -Winkel in der Umlenkeinheit führt dagegen zu einem herzförmigen Muster der Pumpflecken, wie es bereits in ähnlicher Weise bei einer Dejustage der Scheibenposition beobachtet wurde.

Bisher wurde stets nur die Auswirkung einer Dejustage in einer ansonsten perfekt justierten Pumpoptik betrachtet. In realen Systemen können jedoch mehrere Dejustagen gleichzeitig auftreten. Die Positionen der Pumpflecken sind dann für kleine Dejustagen

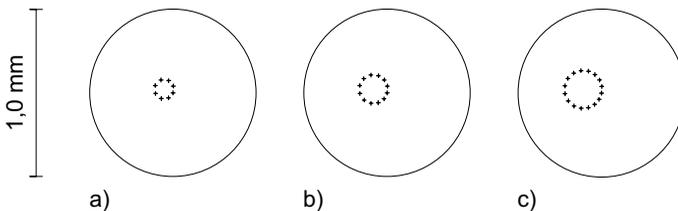


Abbildung 3.20: Verteilung der einzelnen Pumpflecken bei einer Verkippung der unteren Umlenkeinheit um 2 Bogenminuten für a) 16, b) 24 und c) 32 Durchgänge.

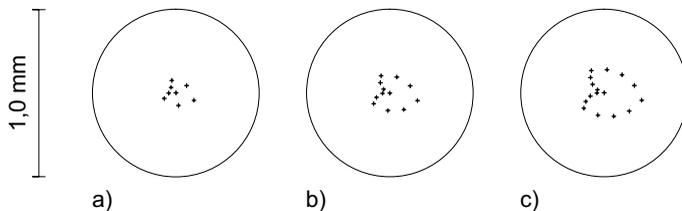


Abbildung 3.21: Verteilung der einzelnen Pumpflecken bei einer Abweichung vom 90° -Winkel der unteren Umlenkeinheit um 2 Bogenminuten für a) 16, b) 24 und c) 32 Durchgänge.

durch die Summe der Abweichungen der einzelnen Dejustagen bestimmt. Dominiert dabei eine der oben untersuchten Dejustagen, so wird man wieder das zugehörige Muster auf der Scheibe erkennen, so dass man die Pumpoptik gezielt justieren kann. Aufgrund der auffallende Ähnlichkeit der kreisförmigen Muster bei einer Verkippung der kollimierten Pumpstrahlung und einer Verkippung der unteren Umlenkeinheit sowie der herzförmigen Muster bei einer Verschiebung der Scheibe und einer Abweichung vom 90° -Winkel in der unteren Umlenkeinheit kann man jedoch vermuten, dass Dejustagen, die ähnliche Muster der Pumpflecken auf der Scheibe hervorrufen, sich auch gegenseitig kompensieren können. Um dies zu bestätigen, wurden nochmals die beiden Dejustagen der unteren Umlenkeinheit für 32 Durchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheibe betrachtet. Durch eine zusätzliche Dejustage der kollimierten Pumpstrahlung beziehungsweise der Scheibe konnten die auftretenden Verteilungen der Pumpflecken dann minimiert werden. Dies ist in der Abbildung 3.22 für die Verkippung der Umlenkeinheit und in der Abbildung 3.23 für die Abweichung vom 90° -Winkel in der Umlenkeinheit dargestellt. Man erkennt darin, dass vor allem eine Verkippung der Umlenkeinheit nahezu vollständig kompensiert werden kann. Die für die Berechnungen in diesem Abschnitt angenommenen Winkelfehler der unteren Umlenkeinheit in der Größenordnung von einer Bogenminute können daher problemlos toleriert werden. Eine entsprechende Justagemöglichkeit der Position der Scheibe mittels einer Mikrometerschraube ist dafür jedoch zwingend erforderlich. Ebenso muss die Ausrichtung der kollimierten Pumpstrahlung innerhalb eines Winkelbereichs von mehreren Bogenminuten möglich sein.

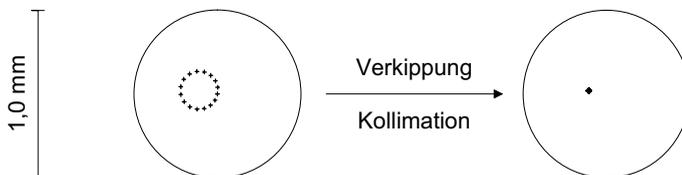


Abbildung 3.22: Kompensation der Verteilung der Pumpflecken bei einer Verkippung der unteren Umlenkeinheit durch eine Verkippung der kollimierten Pumpstrahlung.

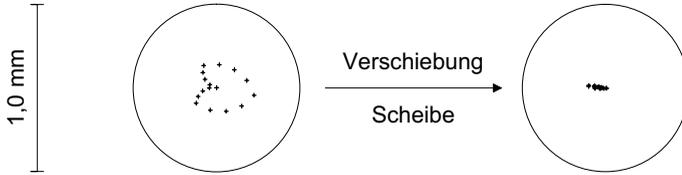


Abbildung 3.23: Kompensation der Verteilung der Pumpflecken bei einer Abweichung vom 90° -Winkel in der unteren Umlenkeinheit durch eine Verschiebung der Scheibe.

Abschließend soll noch erwähnt werden, dass die Justage der Parabolspiegelpumpoptik mit den neuen Umlenkeinheiten selbst für 32 Durchgänge innerhalb weniger Minuten erfolgen kann, wenn man eine separate Justage der Umlenkeinheiten vorgenommen hat. Diese separate Justage kann beispielsweise in einem Twyman-Green-Interferometer erfolgen. Weiterhin ist aber auch eine Justage mit Hilfe eines Autokollimators denkbar.

3.2.5 Kollimationsoptiken und Pumpquellen

In den bisherigen Überlegungen zu den Parabolspiegelpumpoptiken wurde die Wahl der Kollimationsoptik noch nicht näher untersucht, sondern es wurde stets von einer geeigneten Kollimation der Pumpstrahlung ausgegangen. Was darunter allerdings zu verstehen ist, soll in den nun folgenden Abschnitten untersucht werden.

3.2.5.1 Optimale Anordnung der Kollimationsoptik

Die wichtigste Aufgabe der Kollimationsoptik ist es, zusammen mit dem Parabolspiegel eine telezentrische Abbildung der Pumpquelle auf die Scheibe zu erreichen. Dabei legen die Brennweiten f_{Koll} und f_{Para} der Kollimationsoptik beziehungsweise des Parabolspiegels den Pumpfleckdurchmesser D_{Pump} auf der Scheibe gemäß

$$D_{\text{Pump}} = \frac{f_{\text{Para}}}{f_{\text{Koll}}} D_{\text{Quelle}} \quad (3.29)$$

fest, wobei D_{Quelle} den Durchmesser der Pumpquelle bezeichnet. Weiterhin muss aber auch berücksichtigt werden, dass der Durchmesser D_{Koll} der kollimierten Strahlung auf dem Parabolspiegel nicht den zur Verfügung stehenden Bereich überschreitet, um Verluste an den Aperturen in der Pumpoptik zu vermeiden. Dazu betrachtet man in der Abbildung 3.24 das Segment auf dem Parabolspiegel, das für die Abbildung der Pumpquelle auf die Scheibe verwendet wird. Der Winkel dieses Segments wird mit α bezeichnet und ist gemäß

$$\alpha = \frac{720^\circ}{N_D} \quad (3.30)$$

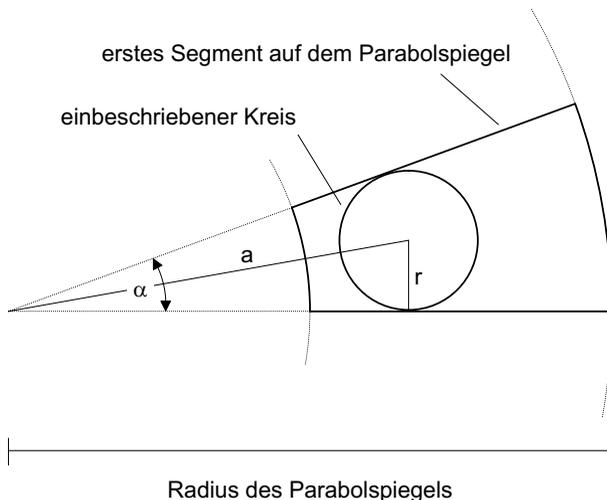


Abbildung 3.24: Geometrie zur Herleitung des maximalen Durchmessers für die kollierte Pumpstrahlung auf dem Parabolspiegel.

nur durch die gewünschte Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge N_D durch die Scheibe bestimmt. Aus der Geometrie der Abbildung 3.24 erhält man dann für den Radius r eines Kreises, der im Abstand a von der optischen Achse des Parabolspiegels beide Segmentränder berührt, die folgende Gleichung:

$$r = a \sin(\alpha/2). \quad (3.31)$$

Der Abstand a und demnach der Radius r kann aber nur soweit vergrößert werden, bis der zugehörige Kreis auch den äußeren Rand des Parabolspiegels berührt. Daher ist der Abstand a_{\max} , der den maximal möglichen Radius für den in das Segment einbeschriebenen Kreis ergibt, durch die Bedingung

$$a_{\max} + a_{\max} \sin(\alpha/2) = \frac{1}{2} D_{\text{Para}} \quad (3.32)$$

gegeben, wobei D_{Para} den Durchmesser des Parabolspiegels bezeichnet. Daraus erhält man für den maximalen Abstand

$$a_{\max} = \frac{D_{\text{Para}}}{2(1 + \sin(\alpha/2))}. \quad (3.33)$$

Dieser Abstand kann aber auch als die optimale Position für die Einkoppelung der kollierten Pumpstrahlung angesehen werden, da er den größten Abstand von den Aperturen in der Pumpoptik garantiert, so dass an dieser Stelle die Justageanforderungen minimal sind. Aus den Gleichungen (3.31) und (3.33) ergibt sich schließlich der maximale Durchmesser $D_{\text{Koll,max}}$ für die kollierte Pumpstrahlung auf dem Parabolspiegel zu

$$D_{\text{Koll,max}} = \frac{\sin(\alpha/2)}{1 + \sin(\alpha/2)} D_{\text{Para}}. \quad (3.34)$$

Mit Hilfe der Gleichung (3.28) lässt sich noch für einen Parabolspiegel maximaler Öffnung die Abhängigkeit vom Durchmesser durch eine Abhängigkeit von der Brennweite ersetzen, so dass man erhält

$$D_{\text{Koll,max}} = 1,66 \frac{\sin(\alpha/2)}{1 + \sin(\alpha/2)} f_{\text{Para}}. \quad (3.35)$$

Die dadurch auftretenden Anforderungen an die Pumpquelle werden im nachfolgenden Abschnitt ausführlich hergeleitet.

3.2.5.2 Minimale Strahldichte der Pumpquellen

Da nach der Gleichung (3.35) nur ein begrenzter Durchmesser für die kollimierte Pumpstrahlung auf dem Parabolspiegel zur Verfügung steht, soll nun untersucht werden, wodurch dieser Durchmesser bestimmt wird. Dazu betrachtet man eine kreisförmige Pumpquelle mit dem Durchmesser D_{Quelle} , die Pumpstrahlung mit einem vollen Divergenzwinkel θ_{Quelle} emittiert. Die Pumpstrahlung wird durch eine Kollimationsoptik mit der Brennweite f_{Koll} kollimiert und trifft dann auf den Parabolspiegel mit der Brennweite f_{Para} . Um eine telezentrische Abbildung zu erhalten, entspricht der Abstand zwischen Kollimationsoptik und Parabolspiegel der Summe der beiden Brennweiten. Mit dem Matrixformalismus lässt sich der dann auftretende Durchmesser D_{Koll} der kollimierten Pumpstrahlung auf dem Parabolspiegel berechnen zu

$$D_{\text{Koll}} = f_{\text{Koll}} \theta_{\text{Quelle}} + \frac{f_{\text{Para}}}{f_{\text{Koll}}} D_{\text{Quelle}}. \quad (3.36)$$

Demnach steigt der benötigte Durchmesser mit dem Durchmesser und dem Divergenzwinkel der Pumpquelle an. Durch einen Vergleich dieses Durchmessers mit dem maximal zulässigen Wert aus der Gleichung (3.35) könnte man nun obere Grenzen für den Durchmesser und den Divergenzwinkel der Pumpquelle angeben. Man erwartet aber, dass allein das Strahlparameterprodukt der Pumpquelle

$$\Pi = \frac{1}{4} D_{\text{Quelle}} \theta_{\text{Quelle}} \quad (3.37)$$

ein Maß dafür ist, ob eine Pumpquelle noch eingesetzt werden kann. Dazu eliminiert man in der Gleichung (3.36) die Abhängigkeit von f_{Koll} mit Hilfe der Gleichung (3.29) und erhält

$$D_{\text{Koll}} = \frac{4f_{\text{Para}}}{D_{\text{Pump}}} \Pi + D_{\text{Pump}}. \quad (3.38)$$

Für das maximal zulässige Strahlparameterprodukt Π_{max} der Pumpquelle ergibt sich damit

$$\Pi_{\text{max}} = \frac{D_{\text{Koll,max}} - D_{\text{Pump}}}{f_{\text{Para}}} \cdot \frac{D_{\text{Pump}}}{4} \quad (3.39)$$

mit

$$D_{\text{Koll,max}} = 1,66 \frac{\sin(\alpha/2)}{1 + \sin(\alpha/2)} f_{\text{Para}}. \quad (3.40)$$

aus der Gleichung (3.35). Daraus erkennt man, dass vor allem der gepumpte Durchmesser auf der Scheibe und wegen der Gleichung (3.30) die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge die minimale Strahlqualität der Pumpquelle bestimmen. Die Abhängigkeit von der Brennweite des Parabolspiegels ist dagegen nur gering, da f_{Para} in den Zähler und den Nenner des ersten Quotienten in der Gleichung (3.39) eingeht. In den Abbildungen 3.25 und 3.26 ist daher für eine feste Brennweite von $f_{\text{Para}} = 32,5$ mm beziehungsweise $f_{\text{Para}} = 60$ mm das maximal zulässige Strahlparameterprodukt der Pumpquelle als Funktion des gepumpten Durchmessers für verschiedene Durchgangszahlen dargestellt. Darin wurde auch der schräge Einfall der Pumpstrahlung auf die Scheibe unter einem Winkel von typischerweise 35° berücksichtigt, indem die Werte für den gepumpten Durchmesser an der Ordinate um einen entsprechenden Wert von 20% vergrößert wurden. Man erkennt, dass die Anforderungen an die Pumpquelle mit der Anzahl der Durchgänge schnell ansteigen. Durch eine Vergrößerung des gepumpten Durchmessers können die Anforderungen zwar wieder reduziert werden, die herabgesetzte Pumpleistungsdichte in der Scheibe führt dann allerdings auch zu Einbußen beim erreichbaren Wirkungsgrad. Alternativ dazu kann man auch einen Parabolspiegel mit größerer Brennweite verwenden, da dieser vor allem bei großen gepumpten Durchmessern die geringeren Anforderungen an die Pumpquelle stellt, wie man durch Vergleich der Abbildungen 3.25 und 3.26 erkennen kann.

Für große Brennweiten des eingesetzten Parabolspiegels kann in der Gleichung (3.39) der gepumpte Durchmesser D_{Pump} im Zähler des auftretenden Bruchs meist gegenüber $D_{\text{Koll,max}}$ vernachlässigt werden. In diesem Fall erhält man dann unabhängig von der

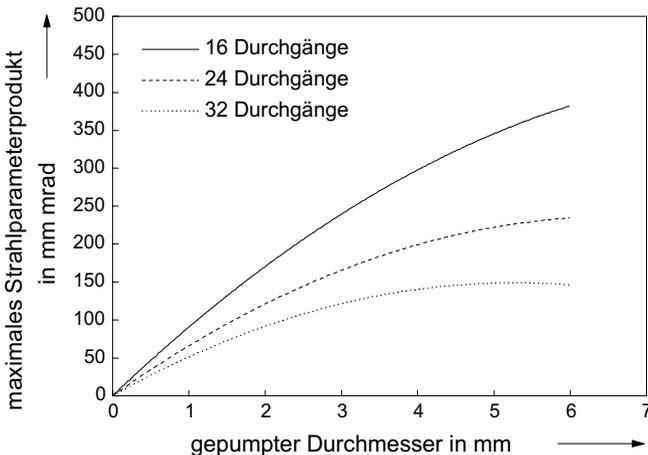


Abbildung 3.25: Maximal zulässiges Strahlparameterprodukt einer Pumpquelle für eine Parabolspiegelpumpoptik mit einer Brennweite des Parabolspiegels von 32,5 mm.

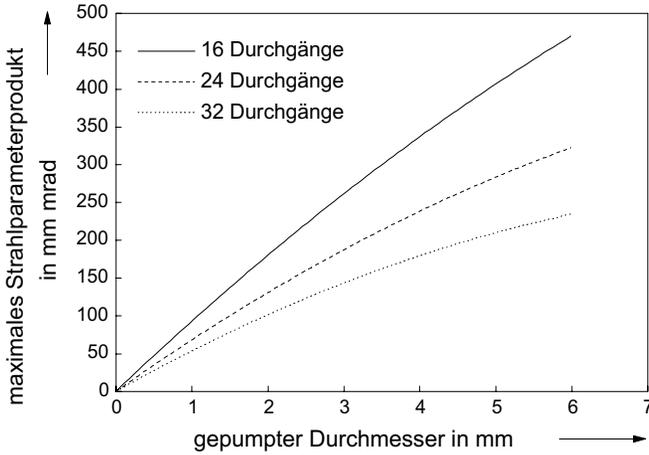


Abbildung 3.26: Maximal zulässiges Strahlparameterprodukt einer Pumpquelle für eine Parabolspiegelpumpoptik mit einer Brennweite des Parabolspiegels von 60 mm.

Brennweite des Parabolspiegels

$$\Pi_{\max} = 0,415 \frac{\sin(\alpha/2)}{1 + \sin(\alpha/2)} D_{\text{Pump}}. \quad (3.41)$$

Für eine Pumpleistung P_{Pump} ergibt sich daraus gemäß der Gleichung (A.6) für die Strahldichte L_{Quelle} der Pumpquelle

$$L_{\text{Quelle}} = \frac{P_{\text{Pump}}}{\pi^2 \Pi_{\max}^2} = 0,588 \left(\frac{1 + \sin(\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)} \right)^2 \frac{P_{\text{Pump}}}{D_{\text{Pump}}^2}. \quad (3.42)$$

Die benötigte Strahldichte der Pumpquelle hängt damit bei einer vorgegebenen Anzahl an Pumpstrahlungsdurchgängen nur von der Pumpleistungsdichte

$$E_{\text{Pump}} = \frac{4 P_{\text{Pump}}}{\pi D_{\text{Pump}}^2} \quad (3.43)$$

auf der Scheibe ab. Für eine optimale Pumpleistungsdichte von etwa 5 kW/cm^2 für einen Yb:YAG-Kristall erhält man schließlich für die minimale Strahldichte der Pumpquelle aus den Gleichungen (3.42) und (3.30)

$$L_{\text{Quelle,min}} = 3,33 \left(\frac{1 + \sin(360^\circ/N_D)}{\sin(360^\circ/N_D)} \right)^2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sr}}, \quad (3.44)$$

worin der Schrägeinfall der Pumpstrahlung auf die Scheibe bereits durch eine entsprechende Erhöhung der optimalen Pumpleistungsdichte berücksichtigt wurde. Diese

Anzahl der Durchgänge	16	20	24	28	32
minimale Strahldichte in $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$	44	60	79	100	125

Tabelle 3.1: Minimal benötigte Strahldichte einer Pumpquelle für verschiedene Anzahlen von Pumpstrahlungsdurchgängen in einem optimierten Yb:YAG-Scheibenlaser.

Anforderung an die Pumpquelle gilt für jeden Yb:YAG-Scheibenlaser mit einer Parabolspiegelpumpoptik mit maximal geöffnetem Parabolspiegel, bei dem der Durchmesser des Pumpflecks gegenüber dem Durchmesser der kollimierten Pumpstrahlung auf dem Parabolspiegel vernachlässigt werden kann. In der Tabelle 3.1 sind Zahlenwerte für 16 bis 32 Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe aufgeführt. Man erkennt, dass die geforderte, minimale Strahldichte einer Pumpquelle schnell mit der Anzahl der Durchgänge ansteigt. Kann von einer Pumpquelle die Anforderung an die Strahldichte jedoch nicht erfüllt werden, so muss man entweder die Anzahl der Durchgänge oder die Pumpleistungsdichte auf der Scheibe reduzieren, wenn man Verluste der Pumpstrahlung an den Aperturen der Pumpoptik vermeiden will.

Typische Laserdioden, die zum Pumpen des Scheibenlasers eingesetzt werden, sind Dioden mit einer Ausgangsleistung von 60 Watt aus einem Faserbündel mit einem Durchmesser von 1,55 mm und einer numerischen Apertur von 0,14. Die Strahldichte einer derartigen Pumpquelle beträgt damit $52 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$, so dass diese Dioden für maximal 16 Durchgänge geeignet sind. Neuere Laserdioden liefern dagegen bis zu 250 W aus einer Faser mit einem Durchmesser von 0,6 mm und einer numerischen Apertur von 0,22. Dies ergibt Strahldichten bis zu $582 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$, so dass sich selbst 32 Durchgänge problemlos erreichen lassen.

3.2.6 Gleichzeitiges Pumpen mehrerer Scheiben

Stößt man mit der Skalierung der Ausgangsleistung des Scheibenlasers über den gepumpten Durchmesser an Grenzen, die beispielsweise durch das Auftreten von verstärkter spontaner Emission im gepumpten Bereich gegeben sind, lässt sich die Laserleistung jedoch durch den Einsatz mehrerer Laserkristalle in einem Resonator noch weiter erhöhen [29, 30]. Dabei können die einzelnen Scheiben einerseits mit separaten Parabolspiegelpumpoptiken angeregt werden. Andererseits ist es für den kompakten Aufbau einer Laserstrahlquelle auch interessant, zwei oder mehrere Scheiben in einer einzigen Anordnung mit nur einer Pumpquelle zu pumpen. In den beiden folgenden Abschnitten werden daher zwei mögliche Pumpoptiken für mehr als eine Scheibe vorgestellt.

3.2.6.1 Puncanordnungen mit Hilfe von Parabolspiegeln

Für das gleichzeitige Pumpen von zwei Scheiben mit einer Pumpquelle benötigt man zwei Parabolspiegel, die nun miteinander durch eine weitere große Umlenkeinheit ver-

bunden sind. Ein Beispiel für eine derartige Anordnung ist in der Abbildung 3.27 dargestellt. Die an der Position 1 in die Pumpoptik einfallende Pumpstrahlung wird auf die linke Scheibe fokussiert, und der nicht absorbierte Teil wird dann an der Position 2 kollimiert. Eine neue, große Umlenkeinheit führt die Pumpstrahlung dann zur Position 3 auf dem rechten Parabolspiegel. Dort erfolgen dann zwei Durchgänge durch die rechte Scheibe mit Hilfe einer Umlenkeinheit, die die gesamte rechte Hälfte des Parabolspiegels abdeckt. Danach gelangt die Pumpstrahlung durch die Umlenkeinheit zwischen den beiden Parabolspiegeln zurück auf die linke Seite der Pumpoptik (Position 7). Es folgen dann zwei weitere Durchgänge durch die linke Scheibe, bevor die Pumpstrahlung wieder auf den rechten Parabolspiegel umgelenkt wird (Position 11). Nach ebenfalls zwei weiteren Durchgängen durch die rechte Scheibe und einer wiederholten Umlenkung auf den linken Parabolspiegel durch die große Umlenkeinheit auf die Position 15 wird der Weg der Pumpstrahlung nach einem letzten Durchgang durch die linke Scheibe wie gewohnt durch eine Reflexion in der Kante der linken Umlenkeinheit umgekehrt. Diese Pumpanordnung erreicht dadurch insgesamt 32 Durchgänge durch beide Scheiben, so dass die Dicke oder die Dotierung der einzelnen Scheiben entsprechend gewählt werden können. Durch den ständigen Wechsel von einer Scheibe zur anderen wird auch eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Pumpleistung auf beide Scheiben erreicht.

Das hier vorgestellte Prinzip ist aber auch für das gleichzeitige Pumpen von mehr als zwei Scheiben geeignet. Dazu benötigt man weitere Parabolspiegel, die beispielsweise neben dem rechten Parabolspiegel angeordnet werden und über zusätzliche, große Umlenkeinheiten analog zum Fall mit zwei Parabolspiegeln in den Strahlweg der Pumpstrahlung integriert werden. Die Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheiben entspricht dann dem doppelten Produkt aus der Zahl der Parabolspiegel und der Anzahl der jeweils genutzten Segmente.

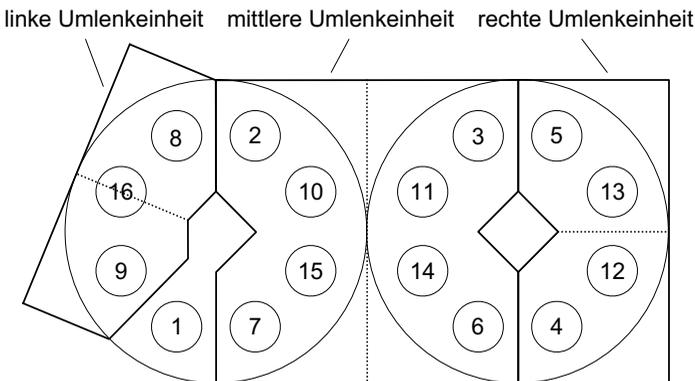


Abbildung 3.27: Form und Lage der Umlenkeinheiten für das gleichzeitige Pumpen von zwei Scheiben.

Die großen, mittleren Umlenkeinheiten können prinzipiell analog zu den bisher betrachteten Umlenkeinheiten aufgebaut werden. Auch hier muss aber beachtet werden, dass die Pumpstrahlung, die von den Scheiben zu den jeweiligen Parabolspiegeln verläuft, nicht durch die großen Umlenkeinheiten blockiert wird. In einem realen Aufbau wird es daher nötig sein, an den Stellen, die nicht für die Umlenkung benutzt werden, Aussparungen vorzunehmen. Unter Umständen müssen beim Transport der Pumpstrahlung von einem Parabolspiegel zum nächsten zusätzliche telezentrische Abbildungen verwendet werden, um die Umlenkeinheiten in einem größeren Abstand von den Parabolspiegeln positionieren zu können. Dies muss aber für jede Pumpoptik einzeln untersucht werden.

Trotz der einfachen Erweiterbarkeit dieses Prinzips auf viele Scheiben, ist dies jedoch nicht in jedem Fall auch sinnvoll. Betrachtet man beispielsweise vier Scheiben und nutzt auf jedem Parabolspiegel acht Segmente, so erhält man nach den obigen Ausführungen 64 Durchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheiben. Dies erfordert entweder eine sehr geringe Dicke oder eine geringe Dotierung aller Scheiben, damit die 64 Durchgänge auch wirklich ausgenutzt werden können. Weiterhin verursacht bei derart großen Durchgangszahlen bereits eine geringe Absorption in den einzelnen Komponenten der Pumpoptik einen großen Leistungsverlust der nutzbaren Pumpstrahlung. Um dies zu verhindern, kann man die Anzahl der genutzten Segmente verringern, um insgesamt 16 bis 32 Durchgänge zu erreichen. Dadurch bleibt jedoch ein großer Teil der Fläche des Parabolspiegels ungenutzt. Dies führt dazu, dass es vorteilhaft ist, den Parabolspiegel, der aus der Zusammenfassung von Abbildungsspiegeln entstanden ist (siehe Seite 43), wieder in einzelne, separate Optiken zu unterteilen. Eine resultierende Pumpanordnung, für die man dann vorzugsweise torische Abbildungsspiegel einsetzt, wird daher im nächsten Abschnitt besprochen.

3.2.6.2 Pumpanordnungen mit Hilfe von torischen Spiegeln

Als Beispiel für eine derartige Pumpanordnung soll in der Abbildung 3.28 ein Aufbau für das gleichzeitige Pumpen von vier Scheiben vorgestellt werden, bei dem die Pumpstrahlung über separate Abbildungsspiegel transportiert wird [21, 29]. Die von rechts einfallende, geeignet kollimierte Pumpstrahlung wird dabei durch den Spiegel links unten auf die erste Scheibe fokussiert, so dass man wie bisher ein Bild der Pumpquelle auf der Scheibe erhält. Wegen des bei der Fokussierung auftretenden Winkels ist es vorteilhaft, torische Spiegel zu benutzen, um den sonst auftretenden Astigmatismus bei der Abbildung zu vermeiden. Die Pumpstrahlung, die in der ersten Scheibe nicht absorbiert wird, trifft auf einen Spiegel in der oberen Reihe, der die Pumpstrahlung wieder kollimiert. Ein Planspiegel, der sich neben der ersten Scheibe befindet, sorgt dann für eine Umlenkung der Pumpstrahlung auf einen weiteren fokussierenden Spiegel in der unteren Reihe, so dass man eine telezentrische Abbildung des Pumpflecks der ersten Scheibe auf die zweite Scheibe erhält. Nach dem selben Prinzip wird die verbleibende Pumpstrahlung auch auf die dritte und die vierte Scheibe abgebildet. Ein gekrümmter Endspiegel kehrt schließlich den Strahlweg durch die Pumpanord-

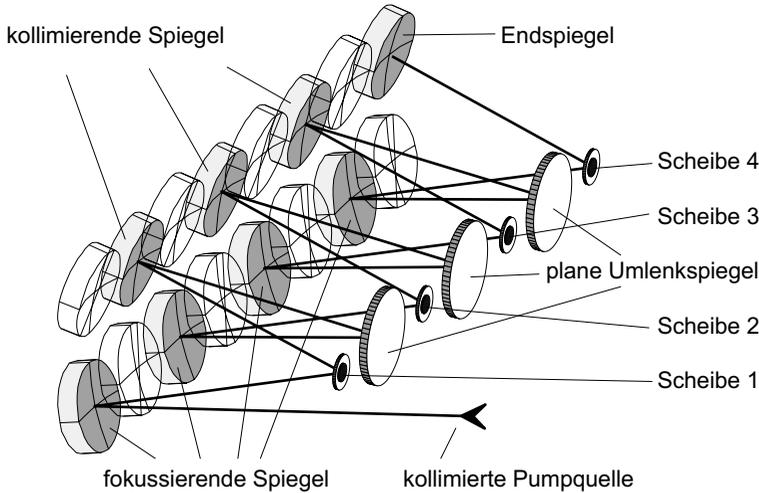


Abbildung 3.28: Pumpanordnung für vier Scheiben mit Hilfe von torischen Spiegeln nach [21, 29].

nung um, so dass man insgesamt 16 Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheiben erhält.

Bei den bisherigen Beispielen wurde stets nur eine Pumpquelle für mehrere Scheiben eingesetzt. Daher soll anhand dieser Pumpanordnung für vier Scheiben schließlich noch kurz die Verwendung einer zweiten Pumpquelle erläutert werden. Dabei wird deren Pumpstrahlung am Besten so durch die Pumpoptik geführt, dass die Pumpquelle zuerst auf die vierte Scheibe abgebildet wird. Von dort gelangt die Pumpstrahlung dann weiter auf die dritte, die zweite und schließlich die erste Scheibe, bevor ein abschließender, gekrümmter Endspiegel den Strahlweg ebenfalls wieder umkehrt. Die dafür benötigten Spiegel sind in der Abbildung 3.28 nur mit ihren Umrissen eingezeichnet. Der Strahlweg für die zweite Quelle wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit allerdings weggelassen.

Diese Pumpanordnung für vier Scheiben mit zwei Pumpquellen, mit der die bisher höchste Ausgangsleistung am Institut für Strahlwerkzeuge von 1070 W erreicht wurde [29, 30], schließt die Überlegungen zu den quasi-endgepumpten Anordnungen ab. Der nächste Abschnitt widmet sich den seitengepumpten Anordnungen, die in der Einleitung zu diesem Kapitel bereits als alternative Pumpanordnungen für hohe Laserleistungen angesprochen wurden.

3.3 Seitengepumpte Anordnungen für den Scheibenlaser

Die seitengepumpten Anordnungen unterscheiden sich von den bisher betrachteten, quasi-endgepumpten Anordnungen dadurch, dass die Pumpstrahlung nicht mehr durch die Vorderfläche der Scheibe, sondern über den Rand der Scheibe in den Laserkristall eingebracht wird [21, 31, 32]. Diese Art der Anregung des Scheibenlasers wird daher auch häufig als radiales Pumpen bezeichnet. Als Pumpquellen können ebenfalls fasergekoppelte Laserdioden eingesetzt werden. Weiterhin ist aber auch der direkte Einsatz von Laserdiodenarrays denkbar. Beide Varianten sind in der Abbildung 3.29 schematisch dargestellt. Das Ziel dieses Abschnitts ist es, die grundlegenden Gesetzmäßigkeiten für seitengepumpte Anordnungen, die einen effizienten Betrieb des Scheibenlasers erlauben, vorzustellen.

Ebenso wie bei den quasi-endgepumpten Anordnungen ist bei den seitengepumpten Anordnungen die Absorption der Pumpstrahlung und eine Reabsorption der Laserstrahlung in Quasi-Drei-Niveau-Laserkristallen voneinander entkoppelt [21], so dass die Scheibendicke variiert werden kann, ohne den Absorptionswirkungsgrad der Pumpstrahlung zu verändern. Während dies bei den quasi-endgepumpten Anordnungen allerdings nur durch die Vielfachdurchgänge der Pumpstrahlung erreicht wird, ist die Entkopplung bei seitengepumpten Anordnungen bereits durch deren Geometrie gegeben, da die Absorption der Pumpstrahlung hierbei entlang des Scheibendurchmessers stattfindet. Im Gegensatz zu den quasi-endgepumpten Anordnungen lässt sich der Pumpfleckdurchmesser jedoch nicht mehr über eine Abbildung der Pumpquelle einstellen, sondern ist durch die Absorptionslänge der Pumpstrahlung im Laserkristall bestimmt. Dadurch ergibt sich für Yb:YAG eine Untergrenze für die Pumpleistung, ab der eine seitengepumpte Anordnung sinnvoll ist. Dies soll im Folgenden kurz her-

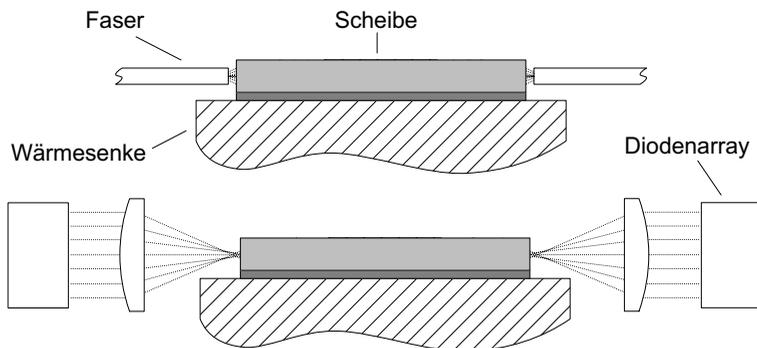


Abbildung 3.29: Mögliche Anordnungen zum radialen Pumpen der Scheibe mit fasergekoppelten Laserdioden (oben) oder Laserdiodenarrays (unten).

geleitet werden. Dazu definiert man als Pumpfleckdurchmesser bei seitengepumpten Anordnungen die doppelte Absorptionslänge, so dass innerhalb dieses Durchmesser etwa 86% der Pumpleistung absorbiert werden. Für Yb:YAG mit einer typischen Dotierung von 10% erhält man damit gemäß Abschnitt 2.2 einen gepumpten Durchmesser von ungefähr 3 mm. Daher wird eine Pumpleistung von mindestens 350 W benötigt, um die optimale Pumpleistungsdichte von 5 kW/cm^2 zu erreichen. Aus diesem Grund wurden Scheibenlaser bisher fast ausschließlich mit quasi-endgepumpten Anordnungen betrieben. Durch eine Erhöhung der Dotierung kann zwar die Absorptionslänge und damit die minimal benötigte Pumpleistung herabgesetzt werden, jedoch verhindert im Moment noch die abnehmende Lebensdauer des Laserübergangs bei Dotierungen von mehr als 15% einen effizienten Betrieb derartiger Kristalle [33]. Alternativ könnte man jedoch auch Mehrfachdurchgänge der Pumpstrahlung in der Scheibenebene verwenden, indem man beispielsweise den Rand der Scheibe stellenweise verspiegelt oder mehrere Reflektoren um die Scheibe herum anordnet, wodurch allerdings der bisher einfache Aufbau der Pumpoptik deutlich komplexer wird.

Es ist daher sinnvoll, die seitengepumpten Anordnungen nur für hohe Pumpleistung von mehr als 350 W einzusetzen. In diesem Fall kann man die Dotierung sogar noch reduzieren, um auch bei Pumpleistungen über 1 kW die optimale Pumpleistungsdichte zu erhalten. Die damit verbundene Abnahme der Reabsorption der Laserstrahlung in Yb:YAG führt dann zu einem Anstieg der erreichbaren optischen Wirkungsgrade.

Für einen Kristall mit gegebener Dotierung kann zusätzlich die Absorptionslänge der Pumpstrahlung und damit der Pumpfleckdurchmesser durch eine Verschiebung der Pumpwellenlänge aus dem Maximum der Absorption heraus vergrößert werden. Dies kann aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Diodenwellenlänge in einfacher Weise durch eine Änderung der Kühlwassertemperatur der Pumpdioden erfolgen.

Ein exakt definierter und scharf begrenzter Pumpfleckdurchmesser kann bei einer seitengepumpten Anordnung dadurch eingestellt werden, indem man, wie in der Abbildung 3.30 dargestellt, nur den zentralen Bereich der Scheibe dotiert. Derartige Scheiben können durch Bonden von dotiertem und undotiertem YAG hergestellt werden. Durch diese Maßnahme ergeben sich auch noch weitere Vorteile für den Laserbetrieb, die im Folgenden angesprochen werden sollen.

Der undotierte Randbereich der Scheibe wirkt in dieser Anordnung wie ein Wellenleiter für die Pumpstrahlung. Dies führt zu einer zusätzlichen Homogenisierung der Pumpstrahlung, so dass man einen gleichmäßigeren Verlauf der absorbierten Pumpleistung in dem dotierten Bereich erwartet. In seitengepumpten Stablasersystemen können homogene Pumpstrahlungsverteilungen dagegen nur mit diffus reflektierenden Pumpkavitäten erreicht werden [34].

Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung ist die Unterdrückung von parasitären Lasermoden in der Scheibenebene. Derartige Moden werden in der Literatur als Mantelmoden oder Whispering-Gallery-Moden bezeichnet und sind beispielsweise bei seitengepumpten Yb:YAG-Stäben beobachtet worden [35]. Durch die partielle Dotierung der Scheibe

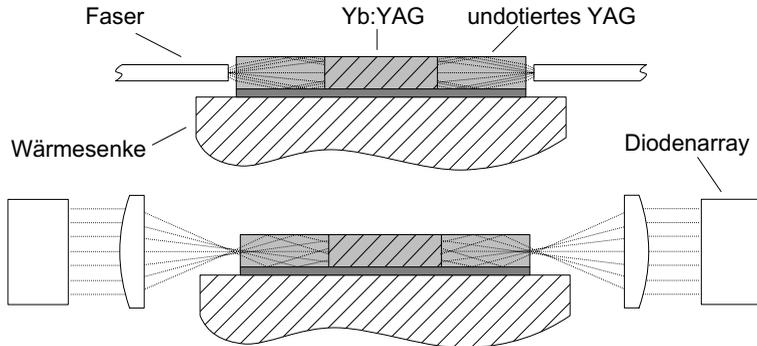


Abbildung 3.30: Erzeugung eines scharf begrenzten Pumpfleckdurchmessers durch partielle Dotierung der Scheibe im zentralen Bereich.

können diese Moden jedoch vollständig unterdrückt werden, wenn man den Durchmesser der Scheibe mindestens doppelt so groß wie den dotierten Bereich wählt, so dass der Strahlweg des niedrigsten Whispering-Gallery-Modes, der die Form eines Dreiecks hat, bereits vollständig im undotierten Bereich verläuft (siehe Abbildung 3.31).

Die Unterdrückung von parasitären Moden kann aber auch für homogen dotierte Scheiben erreicht werden, indem man eine andere Scheibengeometrie wählt. Eine Möglichkeit ist das Ansträgen der Ränder einer Scheibe, so dass dort keine Totalreflexion mehr stattfinden kann [31, 32, 36]. Aber auch in Scheiben mit einer hexagonalen Form werden Whispering-Gallery-Moden effektiv unterdrückt [36]. Beide Ansätze sind in der Scheibengeometrie, die zur Zeit am Lawrence Livermore National Laboratory untersucht wird, verwirklicht [37]. Dabei wird 15 at.% dotiertes Yb:YAG mit einer Dicke von 0,2 mm eingesetzt, auf das noch 1,3 mm undotiertes YAG gebondet wird, um die Pumpstrahlungseinkopplung von der Seite zu erleichtern. Numerische Simulationen lassen für derartige Scheiben eine maximale Ausgangsleistung von etwa 8 kW erwar-

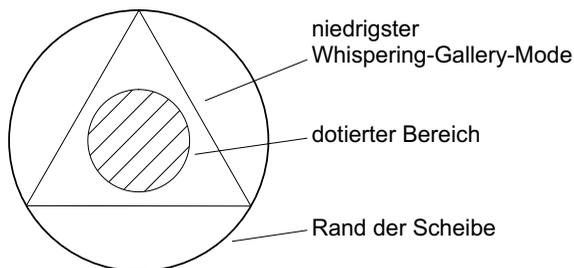


Abbildung 3.31: Verlauf des niedrigsten Whispering-Gallery-Modes, falls der Scheibendurchmesser größer als die doppelte Ausdehnung des dotierten Bereichs ist.

ten, wobei der gepumpte Durchmesser durch das Einsetzen von verstärkter spontaner Emission auf 10 bis 12 mm begrenzt ist. Mit Hilfe eines teleskopischen Resonators sollen weiterhin bei einer Abmessung von 7 mm der Scheibe eine Laserleistung von 1,8 kW bei guter Strahlqualität erreichbar sein [38]. Aufgrund der hexagonalen Form lassen sich dann einzelne Scheiben in einer dichten Anordnung kombinieren, um dadurch die Ausgangsleistung in den Bereich von 100 kW zu skalieren.

Dieser visionäre Ausblick auf das noch zu erforschende Potenzial der seitengepumpten Anordnungen schließt die Vorstellung der Pumpanordnungen für den Scheibenlaser ab. Der folgende Abschnitt fasst die erarbeiteten Erkenntnisse nochmals in kurzen Worten zusammen.

3.4 Zusammenfassung und Fazit zu Kapitel 3

Den Schwerpunkt dieses Kapitels über Pumpoptiken für den Scheibenlaser bildeten die quasi-endgepumpten Anordnungen. Dabei wird die Pumpquelle auf die Scheibe abgebildet, um einen scharf begrenzten Pumpfleck zu erzeugen. Aufgrund der geringen Dicke der Scheibe sind aber mehrere Durchgänge der Pumpstrahlung nötig, um die Pumpleistung fast vollständig zu absorbieren.

Um Wirkungsgrade von über 50% bei Raumtemperatur zu erhalten, werden sogar mindestens 16 Pumpstrahlungsdurchgänge benötigt. Daher wurde die Erzeugung der Vielfachdurchgänge durch eine wiederholte Abbildung der Pumpstrahlung auf die Scheibe untersucht. Bei der Verwendung von direkten Abbildungen tritt dabei aber eine zunehmende Aufweitung der Pumpstrahlung auf, die dazu führt, dass der benötigte Durchmesser für die abbildenden Optiken nach jeder Abbildung um den doppelten Pumpfleckdurchmesser anwächst. Dieser Effekt kann jedoch durch den Übergang zu telezentrischen Abbildungen verhindert werden, so dass für hohe Durchgangszahlen nur noch die telezentrische Abbildung geeignet ist.

Mit der Parabolspiegelpumpoptik für 16 Durchgänge wurde ein experimenteller Aufbau, der nur telezentrische Abbildungen einsetzt, vorgestellt. Neben dem Parabolspiegel werden dazu drei Umlenkeinheiten und ein planer Endspiegel benötigt. Die verschiedenen Möglichkeiten für die Realisierung der Umlenkeinheiten sowie Erweiterung der Parabolspiegelpumpoptik für mehr als 16 Durchgänge durch die Verwendung weiterer Umlenkeinheiten wurden diskutiert.

Die wichtigste Neuentwicklung dieser Arbeit wurde dann mit dem neuen Umlenkkonzept für die Parabolspiegelpumpoptik vorgestellt. Mit nur zwei Umlenkeinheiten sind damit beliebig hohe Durchgangszahlen möglich. Beispiele für 16 bis 32 Pumpstrahlungsdurchgänge wurden dazu präsentiert. Weiterhin wurden die Anforderungen an den Parabolspiegel und die Fertigungs- und Justagetoleranzen des neuen Umlenkkonzepts detailliert untersucht.

Mit der Erhöhung der Pumpstrahlungsdurchgänge steigen allerdings auch die Anforderungen an die Pumpquelle, da der zur Verfügung stehende Platz auf dem Parabolspiegel immer weiter verringert wird. Diese Anforderungen wurden durch die Angabe des maximal zulässigen Strahlparameterprodukts der Pumpstrahlung in Abhängigkeit des gepumpten Durchmessers für die verschiedenen Durchgangszahlen quantifiziert. Für große Brennweiten des Parabolspiegels oder kleine Pumpfleckdurchmesser konnte sogar die minimal benötigte Strahldichte der Pumpquelle bei jeder Durchgangszahl berechnet werden.

Außerdem wurden Pumpoptiken für das gleichzeitige Pumpen mehrerer Scheiben auf der Basis des neuen Umlenkkonzepts diskutiert. Für diesen Fall ist allerdings auch die Realisierung der telezentrischen Abbildung der Pumpstrahlung zwischen den einzelnen Scheiben durch die Verwendung von torischen Spiegeln sinnvoll.

Als eine interessante Alternative zu den quasi-endgepumpten Anordnungen für Pumpleistungen im Kilowatt-Bereich wurden schließlich seitengepumpte Anordnungen für den Scheibenlaser vorgestellt.

4 Resonatoren für den Scheibenlaser

Im folgenden Kapitel über Resonatoren wird eine weitere wichtige Komponente der Strahlquelle Scheibenlaser betrachtet, die für die Erzeugung von Laserstrahlung aus einem durch Pumpen angeregten Laserkristall benötigt wird. Während das laseraktive Medium durch seine Verstärkungskurve nur den möglichen Wellenlängenbereich für die stimulierte Emission vorgibt, werden die weiteren Eigenschaften der Laserstrahlung fast ausschließlich durch den verwendeten Resonator festgelegt [20, 39]. Dies gilt insbesondere für die Strahlqualität der erzeugten Laserstrahlung, die durch die Beugungsmaßzahl M^2 ausgedrückt wird [40], da für das Erreichen von kleinen Beugungsmaßzahlen die Anzahl der Lasermoden, die in einem Resonator anschwingen können, minimiert werden muss. Um beugungsbegrenzte Laserstrahlung mit $M^2 = 1$ zu erhalten, ist es daher nötig, den Grundmodedurchmesser des Resonators auf der Scheibe an den gepumpten Durchmesser anzupassen, wenn man auf den Einsatz von Aperturen zur Unterdrückung höherer Moden verzichten will. Dies trifft vor allem auf das laseraktive Medium Yb:YAG zu, da aufgrund der Reabsorption der Laserstrahlung im ungepumpten Bereich der Scheibe ohnehin eine Modenblende vorhanden ist [41]. Experimentelle Ergebnisse bei Pumpleistungen bis zu 60 W zeigen, dass man stabilen Grundmodebetrieb im Yb:YAG-Scheibenlaser erreicht, wenn der Grundmodedurchmesser des Resonators etwa 85% des gepumpten Durchmessers beträgt [4, 5]. Für die Gültigkeit dieser Betrachtungen muss allerdings stets die Voraussetzung erfüllt sein, dass das laseraktive Medium keine oder nur geringe Phasenstörungen aufweist.

Im Abschnitt 2.1 wurde bereits erwähnt, dass durch das Pumpen der Scheibe auch im Scheibenlaser thermisch induzierte Phasenstörungen im Laserkristall erzeugt werden. Dabei muss zwischen Phasenstörungen mit einem parabolischen Verlauf über dem Strahlquerschnitt und Phasenstörungen höherer Ordnung unterschieden werden. Phasenstörungen höherer Ordnung können nämlich die Skalierung der Grundmodeleistung begrenzen [5], während parabolische Phasenstörungen nur eine Linsenwirkung (thermische Linse) haben, die bei der Auslegung des Resonators berücksichtigt werden kann. Da die Brennweite der thermischen Linse allerdings mit der Pumpleistung variiert, ist eine exakte Berücksichtigung der thermischen Linse nur für eine feste Pumpleistung möglich. Weicht die Pumpleistung von diesem Wert ab, verändert sich mit der thermischen Linse auch der Grundmode des Resonators. Die Änderungen des Grundmodedurchmessers im laseraktiven Medium können dann zu einer Verschlechterung der Strahlqualität des Lasers führen, wenn aufgrund einer Abnahme des Grundmodedurchmessers höhere Moden im Resonator anschwingen. Dieser Effekt kann jedoch minimiert werden, indem man den Resonator so auslegt, dass in erster Näherung keine Veränderungen des Grundmodedurchmessers im laseraktiven Medium bei der Variation der thermischen Linse auftreten. Derartige Resonatoren werden als dynamisch

stabile Resonatoren bezeichnet und sind vor allem für Stablasersysteme ausführlich untersucht worden [19, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48].

Im nächsten Abschnitt wird zunächst die allgemeine Theorie für beliebige Resonatoren zusammenfassend dargestellt. Dabei wird weiterhin auch die Justageempfindlichkeit von Resonatoren berücksichtigt, indem ein quantitativer Zusammenhang zwischen einer Dejustage der Resonatorspiegel und der dadurch verursachten Verschiebung des Resonatormodes bezüglich der optischen Achse des Resonators hergeleitet wird. Das Hauptziel dieses Kapitels ist es dann, die allgemeine Theorie auf den Fall des Scheibenlasers anzuwenden, um daraus Richtlinien für die Auslegung von Resonatoren mit den folgenden Eigenschaften zu erhalten:

- bestmögliche Strahlqualität,
- dynamische Stabilität,
- geringe Justageempfindlichkeit und
- kompakte Bauweise.

Auf diesen Erkenntnissen aufbauend werden am Schluss des Kapitels auch Resonatoren für mehrere Scheiben sowie Resonatoren mit zusätzlichen Anforderungen an die Variation des Grundmodedurchmessers innerhalb des Resonators behandelt, die beispielsweise bei resonatorinterner Frequenzverdopplung auftreten.

4.1 **Eigenschaften von Resonatoren mit thermischen Linsen**

Dieser Abschnitt behandelt die grundlegenden Eigenschaften von Resonatoren mit thermischen Linsen. Dazu werden zunächst die Ergebnisse von Magni für eine thermische Linse innerhalb eines Resonators vorgestellt, die sich in der allgemeinsten Form in [19] finden. Da sich jedoch im Scheibenlaser der Laserkristall für einfache, lineare Resonatoren auch an einem Ende des Resonators befinden kann, wird dieser Sonderfall im Anschluss daran nochmals getrennt betrachtet.

4.1.1 **Thermische Linse innerhalb des Resonators**

Den Ausgangspunkt für die nachfolgenden Überlegungen bildet ein allgemeiner Resonator, wie er in der Abbildung 4.1 dargestellt ist. Die eingezeichnete Linse repräsentiert darin eine thermische Linse der Brennweite f . Für den linken und den rechten Resonatorarm sind beliebige Strahlmatrizen und Dejustagevektoren zugelassen. Die Durchlaufrichtung der jeweiligen Matrizen ist durch Pfeile gekennzeichnet. Ebenso werden in der Abbildung 4.1 drei Referenzebenen eingeführt, die sich an den beiden planen Endspiegeln sowie direkt hinter der thermischen Linse befinden. Bei Resonatoren mit gekrümmten Endspiegeln können die auftretenden Krümmungsradien, wie

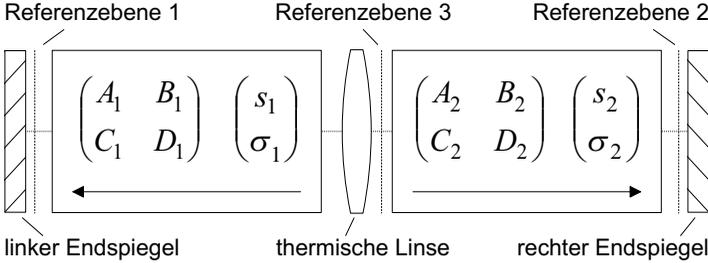


Abbildung 4.1: Allgemeiner Stehwellenresonator mit einer internen thermischen Linse der Brennweite f nach [19]. Die eingezeichneten Pfeile geben die Durchlaufrichtung der Strahlmatrizen an.

im Abschnitt 2.3.2.2 vorgestellt, bereits in den Strahlmatrizen für die beiden Resonatorarme berücksichtigt werden.

Für eine bessere Lesbarkeit der nachfolgenden Gleichungen werden wie in [19] die folgenden Variablen eingeführt:

$$\eta = \frac{1}{f} - \frac{1}{2} \left(\frac{A_1}{B_1} + \frac{C_1}{D_1} + \frac{A_2}{B_2} + \frac{C_2}{D_2} \right), \quad (4.1)$$

$$u = \frac{1}{2B_1D_1} - \frac{1}{2B_2D_2}, \quad (4.2)$$

$$v = -\frac{1}{2B_1D_1} - \frac{1}{2B_2D_2}. \quad (4.3)$$

Die Durchlaufmatrix des Resonators von der Ebene 1 zur Ebene 2, die man durch Multiplikation der einzelnen Strahlmatrizen unter Anwendung von (2.11) erhält, lautet damit:

$$M_D = - \begin{pmatrix} D_1B_2(\eta + u) & B_1B_2(\eta + v) \\ D_1D_2(\eta - v) & B_1D_2(\eta - u) \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Dabei ist η die einzige Variable, die von der Brennweite f der thermischen Linse abhängt, so dass alle vier Elemente der Durchlaufmatrix M_D lineare Funktionen der Brechkraft $1/f$ sind.

Aus der Durchlaufmatrix (4.4) lassen sich wegen der Stabilitätsbedingung (2.27) direkt die Stabilitätsgrenzen $\eta = \pm u$ und $\eta = \pm v$ ablesen. In der Tabelle 4.1 sind diese Grenzen zusammen mit den verschwindenden Matrixelementen und den entsprechenden Werten für die Brechkraft der thermischen Linse aufgelistet. Durch Einsetzen der Elemente der Durchlaufmatrix in die Stabilitätsbedingung (2.27) findet man weiterhin, dass der Resonator genau dann stabil ist, wenn $|\eta|$ innerhalb des Intervalls $[|u|, |v|]$ liegt. Daher ergeben sich für jeden Resonator stets zwei Stabilitätsbereiche bezüglich der Brechkraft der thermischen Linse, die symmetrisch um den Wert $\eta = 0$ angeordnet sind und die gleiche Breite

$$\Delta\eta = \Delta \left(\frac{1}{f} \right) = \min(|u + v|, |u - v|) = \min \left(\left| \frac{1}{B_1D_1} \right|, \left| \frac{1}{B_2D_2} \right| \right) \quad (4.5)$$

Stabilitätsgrenze	Wert von η	Brechkraft $1/f$	Zone ($uv > 0$)	Zone ($uv < 0$)
$A = 0$	$-u$	$\frac{C_1}{D_1} + \frac{A_2}{B_2}$	I	II
$D = 0$	u	$\frac{A_1}{B_1} + \frac{C_2}{D_2}$	II	I
$B = 0$	$-v$	$\frac{A_1}{B_1} + \frac{A_2}{B_2}$	I	I
$C = 0$	v	$\frac{C_1}{D_1} + \frac{C_2}{D_2}$	II	II

Tabelle 4.1: Stabilitätsgrenzen eines Resonators mit einer internen thermischen Linse nach [19].

besitzen. Dabei wird der Bereich, der durch den Fall $\eta = -v$ ($B = 0$) begrenzt wird, in der Literatur als Zone I und der Bereich, der durch den Fall $\eta = v$ ($C = 0$) begrenzt wird, als Zone II bezeichnet [19]. Die zweite Grenze ($+u$ oder $-u$) der jeweiligen Zone ist dann dadurch bestimmt, dass beide Grenzen einer Zone das gleiche Vorzeichen haben müssen. In der Tabelle 4.1 müssen daher bei der Zuordnung der Zonen zu den Stabilitätsgrenzen die Fälle $uv > 0$ und $uv < 0$ unterschieden werden.

Mit Hilfe der Gleichungen (2.28) und (2.29) erhält man aus der Durchlaufmatrix (4.4) für die Strahlradien w_1 und w_2 auf den planen Endspiegeln:

$$w_1^4 = - \left(\frac{\lambda B_1}{\pi D_1} \right)^2 \frac{(\eta - u)(\eta + v)}{(\eta + u)(\eta - v)}, \quad (4.6)$$

$$w_2^4 = - \left(\frac{\lambda B_2}{\pi D_2} \right)^2 \frac{(\eta + u)(\eta + v)}{(\eta - u)(\eta - v)}. \quad (4.7)$$

Durch Propagation dieser Strahlradien vom jeweiligen Endspiegel zur thermischen Linse mit Hilfe des ABCD-Gesetzes (2.19) findet man dann für den Strahlradius w_3 am Ort der Linse

$$w_3^4 = - \left(\frac{2\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{\eta^2}{(\eta^2 - u^2)(\eta^2 - v^2)}. \quad (4.8)$$

Daraus erkennt man sofort, dass der Strahlradius w_3 an allen vier Stabilitätsgrenzen divergiert und daher in jeder Zone ein Minimum w_{30} annimmt. In diesem Punkt ist der Resonator dynamisch stabil, da der Strahlradius in der Referenzebene 3 dann in erster Näherung unabhängig von der Brechkraft der thermischen Linse ist. Die Bedingung für die dynamische Stabilität eines Resonators erhält man daher durch Ableiten der Gleichung (4.8) nach η zu

$$\eta = \pm \sqrt{|uv|}. \quad (4.9)$$

Durch Einsetzen dieser Lösungen in die Gleichung (4.8) findet man schließlich für den minimalen Strahlradius w_{30} in beiden Zonen

$$w_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{\Delta \left(\frac{1}{f} \right)} \quad (4.10)$$

mit dem Wert von $\Delta(1/f)$ aus der Gleichung (4.5). Durch Umformung erhält man daraus für die Stabilitätsbereiche eines dynamisch stabilen Resonators bezüglich der internen thermischen Linse das wichtige Ergebnis:

$$\Delta\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{2\lambda}{\pi w_{30}^2}. \quad (4.11)$$

Die Breite der Stabilitätsbereiche ist demnach unabhängig von der speziellen Resonatorconfiguration und invers proportional zur Fläche des Grundmodes im laseraktiven Medium, für den der Resonator dynamisch stabil ist. Für die Spezialfälle $u = 0$ oder $v = 0$ berühren sich jedoch die beiden Zonen, so dass der Stabilitätsbereich um den Faktor 2 vergrößert ist. Anhand der Definition von u in der Gleichung (4.2) erkennt man, dass der Fall $u = 0$ stets durch einen symmetrischen Aufbau des Resonators bezüglich der thermischen Linse erreicht werden kann.

Die Abbildung 4.2 zeigt den qualitativen Verlauf der Strahlradien auf den Endspiegeln und der thermischen Linse als Funktion der Größe η , die nach ihrer Definition (4.1) von der Brechkraft der Linse nur um einen konstanten Betrag abweicht. Für die Darstellung wurde der Fall $v > u > 0$ gewählt. Andere Werte für die Größen u und v ergeben qualitativ ähnliche Kurven. Charakteristisch ist dabei die schwache Abhängigkeit von η innerhalb der beiden Stabilitätsbereiche, während an den Stabilitätsgrenzen die Strahlradien entweder divergieren oder auf den Wert null abfallen. Die Werte der Strahlradien, für die der Resonator dynamisch stabil ist, können daher als repräsentative Grundmoderadien für fast den gesamten Stabilitätsbereich angesehen werden.

Schließlich soll noch die Justageempfindlichkeit der dynamisch stabilen Resonatoren in den beiden Zonen untersucht werden. Die dazu benötigte Theorie wurden bereits im Abschnitt 2.3.2.2 vorgestellt. Mit Hilfe der Gleichung (2.33), die die Position der Strahlachse auf dem Spiegel 1 angibt, erkennt man sofort, dass in der Nähe der Stabilitätsgrenze der Zone II mit $C = 0$ bereits geringe Dejustagen zu einem großen Versatz auf dem Spiegel führen. Weitaus interessanter ist jedoch die Lage der Strahlachse im laseraktiven Medium, da an dieser Stelle durch Dejustagen des Resonators der Überlapp zwischen dem Resonatormode und dem gepumpten Bereich verringert wird. Als Folge davon können eine Verschlechterung der Strahlqualität und eine Abnahme des optischen Wirkungsgrads auftreten. Die Position r_3 und die Richtung r'_3 der Strahlachse im laseraktiven Medium kann beispielsweise aus der Lage der Strahlachse auf dem Spiegel 1 durch Propagation vom Spiegel zur thermischen Linse berechnet werden. Mit der in der Abbildung 4.1 eingeführten Notation erhält man [19]

$$\begin{pmatrix} r_3 \\ r'_3 \end{pmatrix} = -\frac{1}{C} \begin{pmatrix} D_2\sigma_1 + D_1\sigma_2 \\ -C_2\sigma_1 + (C_1 - D_1/f)\sigma_2 \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

mit dem Matrixelement $C = -D_1 D_2(\eta - v)$ der Durchlaufmatrix (4.4). Eine detaillierte Berechnung der Auswirkung einer Dejustage kann demnach nur für eine spezielle Resonatorconfiguration erfolgen. Die Gleichung (4.12) gibt jedoch direkt den Einfluss einer Verkippung der beiden Endspiegel wieder, wenn man für σ_1 und σ_2 die Kippwinkel von Endspiegel 1 und Endspiegel 2 einsetzt [19]. Weiterhin ergibt sich aus der Gleichung (4.12), dass die Abhängigkeit der Strahlposition r_3 von der Brechkraft der

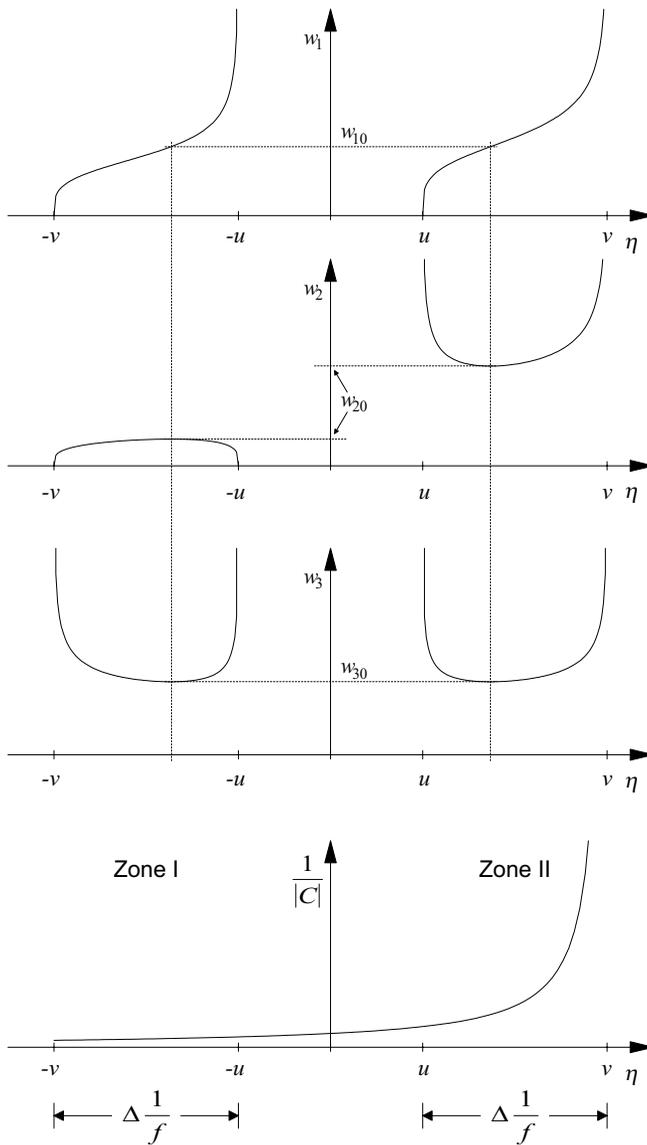


Abbildung 4.2: Strahlradien auf den Endspiegeln und der thermischen Linse sowie die Justageempfindlichkeit allgemeiner Stehwellenresonatoren als Funktion der Größe η nach [19] für den Fall $v > u > 0$.

thermischen Linse nur durch den Nenner $C = -D_1 D_2 (\eta - v)$ bestimmt wird. Daher ist in der Abbildung 4.2 ebenfalls der Verlauf von $1/|C|$, der dem Betrag der effektiven Brennweite aller resonatorinternen optischen Komponenten entspricht, als Funktion von η dargestellt. Dabei erkennt man, dass Resonatoren in der Zone II wegen der Divergenz von $1/|C|$ wesentlich empfindlicher auf geringe Dejustagen reagieren als Resonatoren in der Zone I. Resonatoren mit geringer Justageempfindlichkeit erhält man demnach nur bei einem Betrieb in der Zone I. Dabei ergibt sich jedoch auf einem der beiden Endspiegel stets ein kleiner Strahlradius, der an den Stabilitätsgrenzen der Zone I sogar verschwindet. In der Abbildung 4.2 ist dies beispielsweise für w_2 auf dem rechten Endspiegel der Fall. Eine geringe Empfindlichkeit des Resonators gegenüber Dejustagen ist daher zwangsläufig mit kleinen Strahlradien auf den Endspiegeln verbunden, so dass mit der mechanischen Stabilität einer Resonatoranordnung immer auch die Leistungsdichten auf den Endspiegeln ansteigen.

4.1.2 Thermische Linse am Ende des Resonators

Im vorangehenden Abschnitt wurde die allgemeine Theorie für eine thermische Linse innerhalb eines beliebigen Resonators vorgestellt. Bei einem Scheibenlaser mit einem linearen Resonator gemäß der Abbildung 2.1 ist jedoch die thermische Linse mit dem Endspiegel praktisch identisch. Dabei wird im Gegensatz zu einem gefalteten Resonator, in dem die Scheibe als Umlenkspiegel benutzt und daher zweimal pro Resonatorumlauf getroffen wird, die Scheibe bei jedem Resonatorumlauf nur einmal benutzt. Derartige Resonatoren für den Scheibenlaser können daher nicht als Grenzfall der oben vorgestellten Theorie, bei der die thermische Linse direkt vor einem Endspiegel positioniert ist, behandelt werden, sondern müssen als Spezialfall getrennt untersucht werden.

In der Abbildung 4.3 ist ein linearer Resonator dargestellt, bei dem der linke Endspiegel durch einen planen Spiegel mit einer möglichen thermischen Linse realisiert wird. Alle weiteren optischen Komponenten des Resonators werden durch eine allgemeine ABCD-Matrix berücksichtigt. Die Brennweite f der thermischen Linse soll für

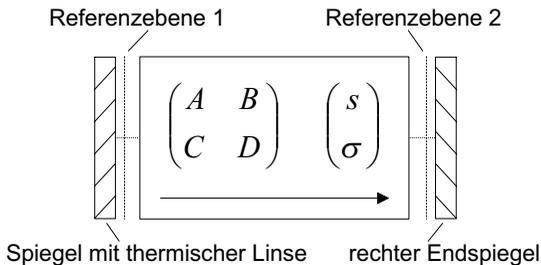


Abbildung 4.3: Allgemeiner linearer Resonator mit einer thermischen Linse am Ende des Resonators.

die nachfolgenden Betrachtungen zunächst durch den Krümmungsradius $R = 2f$ des Spiegels ausgedrückt werden. Mit den Definitionen

$$\eta = \frac{1}{R} - \frac{1}{2} \left(\frac{A}{B} + \frac{C}{D} \right) \quad (4.13)$$

und

$$u = \frac{1}{2BD} \quad (4.14)$$

erhält man für die Durchlaufmatrix des Resonators von der Ebene 1 zur Ebene 2 die folgende Darstellung:

$$M_D = \begin{pmatrix} -B(\eta - u) & B \\ -D(\eta + u) & D \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

Demnach gibt es nur zwei Stabilitätsgrenzen bei $\eta = \pm u$ und daher nur noch einen Stabilitätsbereich mit der Breite

$$\Delta\eta = \Delta \left(\frac{1}{R} \right) = 2|u| = \left| \frac{1}{BD} \right|. \quad (4.16)$$

In der Tabelle 4.2 sind die Stabilitätsgrenzen zusammen mit den verschwindenden Matrixelementen und den entsprechenden Werten für die Krümmung des Spiegels aufgelistet. Da der Stabilitätsbereich nun stets durch den Fall $C = 0$ begrenzt wird, handelt es sich hierbei immer um Zone II. Eine Zone I tritt demnach bei einer thermischen Linse am Ende des Resonators nicht mehr auf.

Aus der Durchlaufmatrix (4.15) erhält man mit Hilfe der Gleichungen (2.28) und (2.29) für die Strahlradien w_1 und w_2 auf dem linken und dem rechten Endspiegel:

$$w_1^4 = - \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{1}{(\eta^2 - u^2)}, \quad (4.17)$$

$$w_2^4 = - \left(\frac{\lambda B}{\pi D} \right)^2 \frac{(\eta - u)}{(\eta + u)}. \quad (4.18)$$

Demnach divergieren wie im vorangehenden Abschnitt die Strahlradien am Ort der thermischen Linse bei den beiden Stabilitätsgrenzen, so dass es einen minimalen Strahlradius w_{10} innerhalb des Stabilitätsbereichs gibt, an dem der Resonator dynamisch stabil bezüglich der thermischen Linse ist. Wie aus der Gleichung (4.17) direkt ersichtlich ist, wird das Minimum in der Mitte des Stabilitätsbereichs bei dem Wert

Stabilitätsgrenze	Wert von η	Krümmung $1/R$	Zone
$A = 0$	u	$\frac{A}{B}$	II
$C = 0$	$-u$	$\frac{C}{D}$	II

Tabelle 4.2: Stabilitätsgrenzen bei einer thermischen Linse am Ende des Resonators.

$\eta = 0$ angenommen und beträgt

$$w_{10}^2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1}{|u|}. \quad (4.19)$$

Daraus erhält man mit der Gleichung (4.16) für die maximal mögliche Änderung der Krümmung

$$\Delta \left(\frac{1}{R} \right) = \frac{2\lambda}{\pi w_{10}^2}, \quad (4.20)$$

so dass sich schließlich für den Variationsbereich der Brechkraft der thermischen Linse

$$\Delta \left(\frac{1}{f} \right) = \Delta \left(\frac{2}{R} \right) = \frac{4\lambda}{\pi w_{10}^2} \quad (4.21)$$

ergibt. Damit ist auch bei einer thermischen Linse am Ende des Resonators die Breite des Stabilitätsbereichs unabhängig von der speziellen Resonatorkonfiguration und invers proportional zur Fläche des Grundmodes, wenn der Resonator dynamisch stabil ist. Im Gegensatz zu den Resonatoren mit interner thermischer Linse existiert jedoch nur noch ein Stabilitätsbereich. Vergleicht man aber dessen Breite nach der Gleichung (4.21) mit der Breite der beiden Stabilitätsbereiche für Resonatoren mit interner thermischer Linse gemäß der Gleichung (4.11) für den gleichen minimalen Strahlradius, so erkennt man, dass Resonatoren mit einer thermischen Linse auf einem Endspiegel einen doppelt so großen Stabilitätsbereich aufweisen. Dabei handelt es sich allerdings stets um die Zone II, so dass an einem Ende des Stabilitätsbereichs die Justageempfindlichkeit des Resonators stets divergiert.

Nachdem bisher die Theorie für thermische Linsen innerhalb oder am Ende eines Resonators in möglichst allgemeiner Form vorgestellt worden ist, werden in den folgenden Abschnitten spezielle Resonatorkonfigurationen für den Scheibenlaser untersucht. Dazu werden zunächst Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel betrachtet.

4.2 Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel

Der einfachste Resonator mit der Scheibe als Endspiegel besteht nur aus der Scheibe und einem Auskoppelspiegel (siehe Abbildung 4.4). Derartige Resonatoren werden aufgrund ihrer Form meist auch als I-Resonatoren bezeichnet und erlauben einen schnellen Aufbau und eine einfache Justage des Scheibenlasers, da sie nur die kleinstmögliche Anzahl an optischen Komponenten benötigen. Aus diesem Grund sind auch die resonatorinternen Verluste an den optischen Komponenten für I-Resonatoren am geringsten, so dass man erfahrungsgemäß mit diesen Resonatoren die höchsten Wirkungsgrade im Multimodebetrieb erreicht.

Alleine aus der Benutzung der Scheibe als Endspiegel ergibt sich noch ein weiterer Vorteil dieser Resonatoren, der von Siegman für beliebige, laseraktive Medien an einem Resonatorende theoretisch vorhergesagt wurde [39]. Da alle in einem Resonator möglichen Longitudinalmoden einen Knoten auf den Endspiegeln aufweisen, konkurrieren

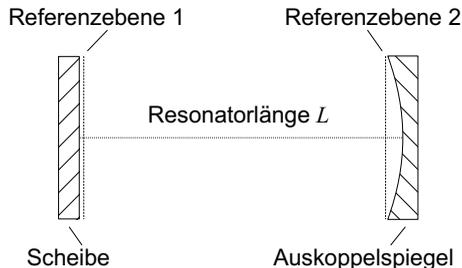


Abbildung 4.4: Einfachster Resonator für den Scheibenlaser (I-Resonator).

benachbarte Longitudinalmoden innerhalb der dünnen Scheibe um einen fast identischen Bereich des invertierten Lasermediums. Demnach können in einem Scheibenlaser mit der Scheibe als Endspiegel nur Longitudinalmoden gleichzeitig anschwingen, deren Bäuche auf der Vorderseite der Scheibe deutlich gegeneinander verschoben sind. Dies ist für einen $200\ \mu\text{m}$ dicken Yb:YAG-Kristall für einen Longitudinalmodenabstand von etwa $1\ \text{nm}$ der Fall. Da für derart große Wellenlängendifferenzen mit Hilfe von frequenzselektiven Elementen im Resonator wie beispielsweise Doppelbrechungsfiltern oder Etalons das Anschwingen eines zweiten Longitudinalmodes leicht unterdrückt werden kann, sind Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel besonders für den Einfrequenzbetrieb des Scheibenlasers geeignet.

Im Folgenden sollen nun die Grundmodeeigenschaften dieser Resonatoren untersucht werden. Dabei wird zunächst von einer planen Scheibe ausgegangen, um die mathematische Darstellung so einfach wie möglich zu halten. Für die Durchlaufmatrix M_D des Resonators aus der Abbildung 4.4 von der Scheibe zum Auskoppelspiegel erhält man in diesem Fall

$$M_D = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ -1/R_2 & 1 - L/R_2 \end{pmatrix}, \quad (4.22)$$

wobei L die Resonatorlänge und R_2 der Krümmungsradius des Auskoppelspiegels ist. Mit Hilfe der Gleichung (2.28) ergibt sich daraus für den Strahlradius w_1 des Gauß'schen Grundmodes auf der Scheibe die einfache Beziehung

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 L(R_2 - L). \quad (4.23)$$

Als Wellenlänge λ wird in allen numerischen Berechnungen stets die Emissionswellenlänge von Yb:YAG mit $\lambda = 1030\ \text{nm}$ benutzt. In der Abbildung 4.5 sind die Ergebnisse für drei verschiedene Radien des Auskoppelspiegels als Funktion der Resonatorlänge dargestellt. Für einen Grundmodebetrieb des Resonators muss nun der Modendurchmesser auf der Scheibe an den gepumpten Durchmesser angepasst werden. Als Beispiel wird daher ein Pumpfleckdurchmesser von $1,2\ \text{mm}$ gewählt, der optimal für eine Pumpleistung von $60\ \text{W}$ ist. Der Modendurchmesser sollte dann etwa 85% des gepumpten Durchmessers betragen, so dass man einen Strahlradius von etwa $500\ \mu\text{m}$

in der Scheibe benötigt. Für eine plane Scheibe kann dies nach der Abbildung 4.5 nur mit einem Krümmungsradius des Auskoppelspiegels von mindestens 1,5 m erreicht werden. Für die dazu benötigte, minimale Resonatorlänge erhält man $L = 0,75$ m für $R_2 = 1,5$ m oder $L = 0,35$ m für $R_2 = 2,0$ m. Um jedoch die Auswirkung einer möglichen thermischen Linse der Scheibe zu untersuchen, ist in der Abbildung 4.6 der Strahlradius nun als Funktion der Brechkraft der thermischen Linse für beide Resonatorkonfigurationen dargestellt. Darin erkennt man, dass der Resonator mit $L = 0,75$ m und $R_2 = 1,5$ m dynamisch stabil für eine plane Scheibe ist, während sich bei dem Resonator mit $L = 0,35$ m und $R_2 = 2,0$ m bereits eine geringe Brechkraft der Scheibe in einer Änderung des Grundmodedurchmessers bemerkbar macht.

Nach der Theorie des Abschnitts 4.1.2 können dynamisch stabile I-Resonatoren allgemein berechnet werden mit Hilfe der Bestimmungsgleichung

$$\eta = \frac{1}{R} - \frac{1}{2} \left(\frac{A}{B} + \frac{C}{D} \right) = 0, \quad (4.24)$$

wobei R der Radius der thermischen Linse ist, und die Matrixelemente A bis D aus der Durchlaufmatrix (4.22) einzusetzen sind. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann man für die weiteren Überlegungen $1/R = 0$ annehmen, da ein eventuell vorhandener Krümmungsradius der Scheibe auch in der allgemeinen Durchlaufmatrix berücksichtigt werden kann. Man erhält dann aus der Gleichung (4.24) die Bedingung

$$AD + BC = 0 \quad (4.25)$$

für die dynamische Stabilität des Resonators. Da nach der Gleichung (2.8) die Determinante jeder Strahlmatrix gleich eins ist, gilt weiterhin

$$AD - BC = 1, \quad (4.26)$$

so dass man durch Kombination der Gleichungen (4.25) und (4.26) den folgenden, wichtigen Zusammenhang für dynamisch stabile Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel findet:

$$AD = -BC = \frac{1}{2}. \quad (4.27)$$

Nach dem Einsetzen der Matrixelemente aus der Durchlaufmatrix (4.22) ergibt sich daraus für die Resonatorgrößen R_2 und L die folgende Beziehung:

$$R_2 = 2L. \quad (4.28)$$

Dynamisch stabile I-Resonatoren für eine plane Scheibe sind demnach immer semikonfokale Resonatoren, wobei die zugehörige Resonatorlänge L nach der Gleichung (4.23) durch

$$L = \frac{\pi w_1^2}{\lambda} \quad (4.29)$$

und damit durch die Rayleighlänge des gewünschten Resonatormodes gegeben ist. Für das oben gewählte Beispiel einer Pumpleistung von 60 W, bei der man einen Strahlradius von $w_1 = 500 \mu\text{m}$ benötigt, um etwa 30 W Laserleistung im Grundmode

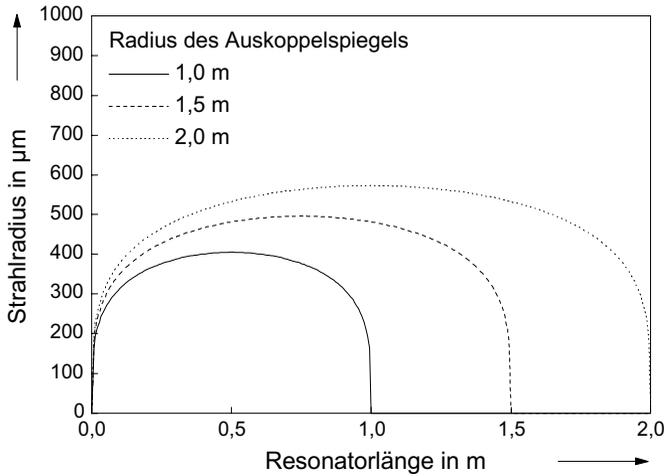


Abbildung 4.5: Strahlradius des Grundmodes auf der Scheibe für drei verschiedene Radien R_2 des Auskoppelspiegels.

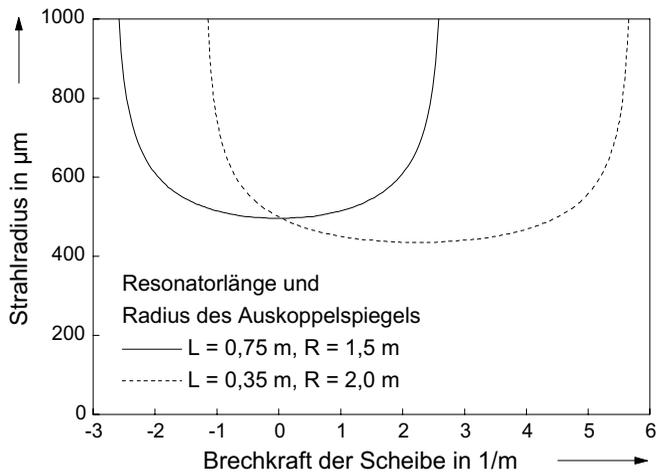


Abbildung 4.6: Strahlradius des Grundmodes auf der Scheibe als Funktion der Brechkraft der Scheibe.

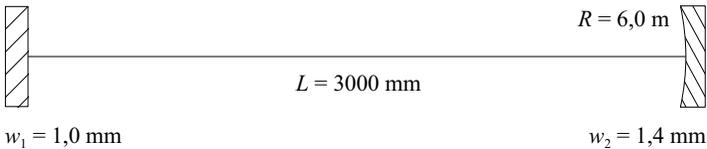
zu erreichen, ergibt sich daraus eine Resonatorlänge von $L = 0,76$ m in sehr guter Übereinstimmung mit den in der Abbildung 4.6 dargestellten Ergebnissen. Aufgrund der Leistungsskalierung des Scheibenlasers über die gepumpte Fläche steigt die erforderliche Resonatorlänge L für dynamische Resonatoren nach der Gleichung (4.29) allerdings linear mit der Grundmodeleistung an. Für eine Ausgangsleistung von etwa 60 W im Grundmode wird daher eine Resonatorlänge von $L = 1,5$ m benötigt. Um näherungsweise 100 W Grundmodeleistung zu erreichen, steigt die Resonatorlänge für einen I-Resonator bereits auf $L = 2,5$ m an, so dass es dann sinnvoll ist, zusätzliche Optiken im Resonator zu verwenden, um die Gesamtlänge deutlich zu verkürzen. Als ein Beispiel dafür sind in der Abbildung 4.7 für einen Strahlradius von 1,0 mm in der Scheibe die jeweiligen Resonatorlängen für einen semikonfokalen I-Resonator und einen Resonator mit zwei Umlenkspiegeln dargestellt. Alternativ können aber auch Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel eingesetzt werden, deren Eigenschaften im anschließenden Abschnitt dargestellt werden.

Zuvor soll aber noch die Justageempfindlichkeit des Resonators bei Verkippung der beiden Endspiegel untersucht werden. Dazu berechnet man zunächst den Dejustagevektor des Resonators aus der zugehörigen Durchlaufmatrix und den Kippwinkeln α_1 der Scheibe sowie α_2 des Auskoppelspiegels:

$$\begin{pmatrix} s \\ \sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_1 B \\ \alpha_1 D + \alpha_2 \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

Nach der Gleichung (2.33) ergibt sich daraus für die Abweichung r des Resonatormodes

Semikonfokaler Resonator, Gesamtlänge: 3 m



Resonator mit zwei weiteren Umlenkspiegeln, Gesamtlänge: 1 m

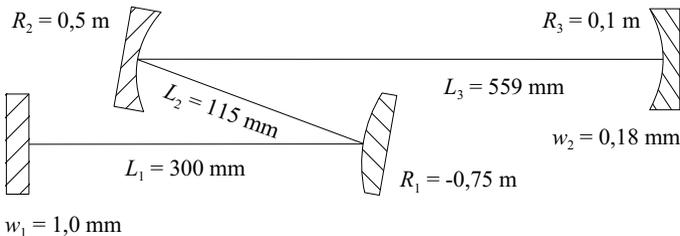


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung von zwei dynamisch stabilen Resonatoren für einen Strahlradius von $w_1 = 1,0$ mm in der Scheibe.

auf der Scheibe

$$r = -\frac{\alpha_1 D + \alpha_2}{C}. \quad (4.31)$$

Die Ausdrücke

$$\frac{r}{\alpha_1} = -\frac{D}{C} \quad \text{für } \alpha_2 = 0 \quad (4.32)$$

und

$$\frac{r}{\alpha_2} = -\frac{1}{C} \quad \text{für } \alpha_1 = 0 \quad (4.33)$$

sind dann ein Maß für die Justageempfindlichkeit der jeweiligen Spiegel, da sie direkt den Strahlversatz des Resonatormodes in mm gegenüber dem gepumpten Durchmesser für einen Kippwinkel von 1 mrad angeben. Dieser Strahlversatz führt einerseits zu einem Anschwingen höherer Moden, deren Maxima nun besser mit dem Pumpfleck übereinstimmen, und andererseits zu einer Abnahme der Ausgangsleistung aufgrund der Reabsorption im ungepumpten Bereich. Die Berechnung dieser Effekte erfordert jedoch die genaue Kenntnis des Verstärkungsprofils in der Scheibe und der Resonatorverluste, so dass aus den Werten von r/α_1 und r/α_2 keine quantitative Aussage über die Abnahme der Laserleistung gemacht werden kann. Für den Vergleich verschiedener Resonatoren ist es jedoch sinnvoll, die beiden Werte zunächst auf den Strahlradius in der Scheibe zu normieren und dann zu quadrieren, da aus Symmetriegründen die durch die Dejustage hervorgerufenen, zusätzlichen Verluste im Resonator in erster Näherung verschwinden [49]. Mit der Definition der dimensionslosen Parameter

$$S_i = \left(\frac{r}{\alpha_i w_1} \right)^2 \quad \text{mit } i = 1, 2 \quad (4.34)$$

für die Justageempfindlichkeit erhält man für allgemeine Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel:

$$S_1 = \left(\frac{D}{C w_1} \right)^2, \quad (4.35)$$

$$S_2 = \left(\frac{1}{C w_1} \right)^2. \quad (4.36)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (2.28) und (2.29) für die Strahlradien w_1 und w_2 sowie der Bedingung (4.27) für die dynamische Stabilität des Resonators lassen sich die folgenden, einfachen Ausdrücke für S_1 und S_2 finden:

$$S_1 = \frac{\pi^2 w_1^2}{\lambda^2}, \quad (4.37)$$

$$S_2 = \frac{2\pi^2 w_2^2}{\lambda^2}. \quad (4.38)$$

Die Justageempfindlichkeit S_1 der Scheibe ist demnach unabhängig von der Resonatorkonfiguration und nur durch den vorgegebenen Strahlradius w_1 auf der Scheibe bestimmt, während die Justageempfindlichkeit S_2 des Auskoppelspiegels über den Strahlradius w_2 auf dem Auskoppelspiegel beeinflusst werden kann. Für einen semikonfokalen I-Resonator gilt immer $w_2^2 = 2w_1^2$, so dass in diesem Fall S_2 stets um den Faktor 4 größer als S_1 ist. Durch zusätzliche Komponenten im Resonator, die

den Strahlradius w_2 auf dem Auskoppelspiegel verringern, lässt sich dessen Justageempfindlichkeit allerdings deutlich senken. Ein Beispiel hierfür ist der untere Resonator in der Abbildung 4.7, bei dem der Strahlradius w_2 auf dem Auskoppelspiegel wesentlich kleiner als w_1 ist.

Aufgrund der allgemeinen Theorie aus Abschnitt 4.1.2 arbeiten jedoch alle Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel in der Zone II. Daher divergiert die Justageempfindlichkeit, wenn die thermische Linse der Scheibe die entsprechende Grenze des Stabilitätsbereichs erreicht. Für die I-Resonatoren ist dies genau dann der Fall, wenn der Resonator durch eine defokussierende Form der verspiegelten Laserkristallrückseite konzentrisch wird. Soll die Divergenz der Justageempfindlichkeit der Resonatorspiegel vermieden werden, ist es nötig, den Resonator in der Zone I zu betreiben. Dies ist jedoch nur in Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel möglich, deren Eigenschaften im folgenden Abschnitt detailliert untersucht werden.

4.3 Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel

4.3.1 Einfach gefaltete Resonatoren

Einfach gefaltete Resonatoren bestehen aus zwei Endspiegeln und der Scheibe als Umlenkspiegel (siehe Abbildung 4.8). Wegen ihrer Form werden derartige Resonatoren auch als V-Resonatoren bezeichnet. Im Gegensatz zu I-Resonatoren hat man bei der Auslegung eines V-Resonators nun vier Parameter (L_1, L_2, R_1, R_2) , von denen zwei frei wählbar sind. Die beiden übrigen Parameter werden dann durch die Forderung nach dynamischer Stabilität bei einem vorgegebenen Strahlradius festgelegt. In der Praxis wählt man daher meist die zwei Endspiegel aus einem vorhandenen Spiegelsortiment aus und erhält dann die zugehörigen Resonatorlängen mit Hilfe des im Anhang A.2 vorgestellten Berechnungsverfahrens.

Die Auswahl der Endspiegel kann aber schon einen entscheidenden Einfluss darauf haben, ob die daraus berechenbaren Resonatoren in der Zone I oder der Zone II arbeiten werden. Dies soll im Folgenden für den Fall einer nahezu planen Scheibe dargestellt werden. Dazu ist es ausreichend, die Lage der Stabilitätsgrenzen für einen V-Resonator

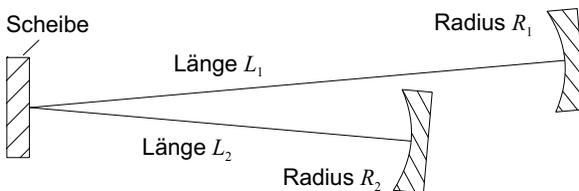


Abbildung 4.8: Einfach gefalteter Resonator für den Scheibenlaser (V-Resonator).

zu betrachten. Die Werte für die Brechkraft der Scheibe an den Stabilitätsgrenzen sind für einen allgemeinen Resonator bereits in der Tabelle 4.1 zusammengefasst. Mit den Strahlmatrizen

$$\begin{pmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/R_i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_i \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_i \\ -1/R_i & 1 - L_i/R_i \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

für die beiden Arme ($i = 1, 2$) eines V-Resonators erhält man durch Einsetzen der entsprechenden Matrixelemente für die Brechkraft an den vier Grenzen:

$$A = 0: \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2} = \frac{L_1 + L_2 - R_1}{(L_1 - R_1)L_2}, \quad (4.40)$$

$$D = 0: \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2} = \frac{L_1 + L_2 - R_2}{L_1(L_2 - R_2)}, \quad (4.41)$$

$$B = 0: \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}, \quad (4.42)$$

$$C = 0: \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2} = \frac{(L_1 + L_2) - (R_1 + R_2)}{(L_1 - R_1)(L_2 - R_2)}. \quad (4.43)$$

Ziel der weiteren Überlegungen ist es nun, eine Aussage über die Vorzeichen der einzelnen Terme machen zu können. Während das Vorzeichen von $1/f$ an der Grenze $B = 0$ stets positiv ist, hängen jedoch die Vorzeichen der drei restlichen Grenzen von der Wahl der Spiegelradien R_1 und R_2 ab.

Legt man sich auf einen planen Endspiegel ($R_1 = \infty$) und einen konkaven Endspiegel ($R_2 > 0$) fest, so erhält man aus der allgemein bekannten Stabilitätsbedingung $L_1 + L_2 < R_2$ dieses Resonators die folgende Ungleichungskette für die Resonatorgrößen L_1 , L_2 und R_2 :

$$0 < L_1, L_2 < L_1 + L_2 < R_2. \quad (4.44)$$

Mit deren Hilfe findet man durch Betrachten der Ausdrücke (4.40) bis (4.43), dass die Brechkraft an der Grenze $C = 0$ stets negativ ist. An den übrigen Grenzen $A = 0$, $B = 0$ und $D = 0$ tritt dagegen immer ein positives Vorzeichen auf, wobei man für den Fall $B = 0$ den größten Wert für die Brechkraft erhält. Exakt die gleichen Verhältnisse liegen auch in einem Konkav-Konkav-Resonator mit $R_1 < 0$ und $R_2 > 0$ vor. Für einen derartigen Resonator lautet die Stabilitätsbedingung $L_1 + L_2 < R_1 + R_2$, so dass sich als Ungleichungskette für die Resonatorgrößen ergibt:

$$0 < L_1, L_2 < L_1 + L_2 < R_1 + R_2 < R_2. \quad (4.45)$$

Aufgrund dieser Überlegungen ist in der Abbildung 4.9 die prinzipielle Abfolge der Stabilitätsgrenzen für einen Plan-Konkav- und einen Konkav-Konkav-Resonator mit der Scheibe als planen Umlenkspiegel dargestellt. An der Lage der Grenzen mit $B = 0$ und $C = 0$ erkennt man dann direkt, dass für nahezu plane Scheiben mit $1/f \approx 0$ alle Plan-Konkav- und Konkav-Konkav-Resonatoren in der Zone II arbeiten. Als mögliche Resonatoren für einen Betrieb in der Zone I kommen daher nur noch Resonatoren mit zwei konkaven Endspiegeln in Betracht.

Eine generelle Aussage über die benötigten Resonatorlängen für Konkav-Konkav-Resonatoren, die dynamisch stabil für eine plane Scheibe sind und in der Zone I

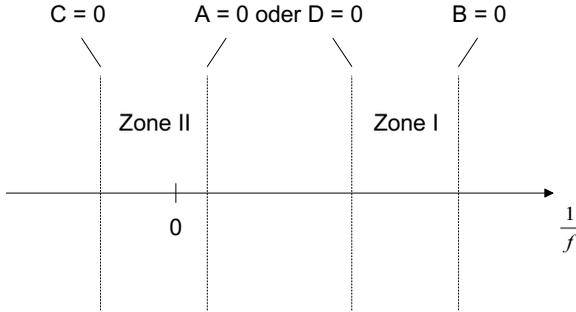


Abbildung 4.9: Prinzipielle Abfolge der Stabilitätsgrenzen für einen Plan-Konkav- und einen Konkav-Konkav-Resonator mit der Scheibe als planen Umlenkspiegel.

arbeiten sollen, lässt sich mit Hilfe der Gleichung (4.42) für die Zonengrenze $B = 0$ machen. Betrachtet man die Gleichung (4.42) als die klassische Abbildungsgleichung der Optik mit L_1 als Gegenstandsweite und L_2 als Objektweite, so ist aus den Gesetzen der Optik bekannt, dass für die Erfüllbarkeit dieser Gleichung die Summe aus der Gegenstandsweite und der Objektweite nicht kleiner als das Vierfache der Brennweite sein darf. Damit erhält man als Bedingung für die Gesamtlänge L des Resonators

$$L = L_1 + L_2 \geq 4f, \quad (4.46)$$

mit der Brennweite f der Scheibe an der Stabilitätsgrenze $B = 0$. Der Wert dieser Brennweite lässt sich dann nach unten abschätzen, indem man die zugehörige Brechkraft mit der Breite (4.11) des Stabilitätsbereichs gleich setzt:

$$\frac{1}{f} = \Delta \left(\frac{1}{f} \right) = \frac{2\lambda}{\pi w_{30}^2}. \quad (4.47)$$

Die minimal mögliche Resonatorlänge L_{\min} für einen derartigen Resonator ist damit durch den dynamisch stabilen Strahlradius w_{30} auf der Scheibe bestimmt und beträgt:

$$L_{\min} = \frac{2\pi w_{30}^2}{\lambda}. \quad (4.48)$$

In diesem Fall handelt es sich dann um einen symmetrischen, konfokalen Resonator mit der Scheibe in der Strahltaile des Resonatormodes. Dynamisch stabile V-Resonatoren für eine plane Scheibe, die in der Zone I arbeiten, sind daher mindestens doppelt so lang wie die im vorangehenden Abschnitt untersuchten I-Resonatoren.

Nach den bisher dargestellten, allgemeinen Überlegungen dieses Abschnitts zu dynamisch stabilen V-Resonatoren sollen die erhaltenen Erkenntnisse nochmals anhand von mehreren Beispielen verdeutlicht werden. Wie bei der vorangegangenen Betrachtung der I-Resonatoren wird dazu für den dynamisch stabilen Strahlradius auf der Scheibe ein Wert von $500 \mu\text{m}$ gewählt. Für V-Resonatoren können jetzt aber zusätzlich noch die Krümmungsradien R_1 und R_2 der Endspiegel vorgegeben werden. In

der Tabelle 4.3 sind daher fünf verschiedene Radienkombinationen zusammengefasst, die im Folgenden untersucht werden sollen. Mit Hilfe des in Anhang A.2 vorgestellten Berechnungsverfahrens für dynamisch stabile Resonatoren ermittelt man dann für alle Konfigurationen die möglichen Resonatorlängen L_1 und L_2 , wobei es aufgrund der Nichtlinearität der Gleichungen mehrere Lösungen für die Resonatorlängen geben kann. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 4.10 und 4.11 nach Zone I und Zone II getrennt dargestellt.

Wie nach den theoretischen Überlegungen erwartet findet man keine Lösungen für den Plan-Konkav- und den Konkav-Konkav-Resonator in der Zone I. Nur für die Konkav-Konkav-Resonatoren der Konfiguration 1 und 2 erhält man mehrere mögliche Resonatorlängen. Der kürzeste Resonator ergibt sich dabei für die Kombination 2 mit $L_1 = 973$ mm und $L_2 = 729$ mm. Die Gesamtlänge von $L = 1702$ mm liegt damit nur knapp über der minimal möglichen Länge von $L_{\min} = 1525$ mm gemäß der Gleichung (4.48).

Ganz anders liegen dagegen die Verhältnisse bei den Ergebnissen in der Zone II. Für alle fünf Kombinationen existieren mögliche Lösungen, die einen dynamisch stabilen Strahlradius von $500 \mu\text{m}$ auf der Scheibe ergeben. Ebenso findet man Resonator Konfigurationen mit Resonatorlängen deutlich unterhalb von 500 mm, die zu sehr kompakten Resonatoren führen. Vor allem der Konkav-Konkav-Resonator (Kombination 5) erweist sich in dieser Hinsicht als vorteilhaft.

Zu einer abschließenden Bewertung der Ergebnisse für V-Resonatoren werden zusätzlich noch die Justageempfindlichkeiten der berechneten Resonatoren betrachtet. Als Referenz wird dabei die Justageempfindlichkeit eines semikonfokalen I-Resonators gewählt, der für den gleichen Strahlradius von $w = 500 \mu\text{m}$ dynamisch stabil ist. Nach den Gleichungen (4.37) und (4.38) gilt dann für die S -Parameter der Scheibe und des Auskopplers:

$$S_{\text{Scheibe}} = \frac{\pi^2 w^2}{\lambda^2}, \quad (4.49)$$

$$S_{\text{Auskoppler}} = \frac{4\pi^2 w^2}{\lambda^2}. \quad (4.50)$$

Für die V-Resonatoren lässt sich allerdings keine Darstellung der S -Parameter der

Radienkombinationen	Resonatortyp	R_1	R_2
Konfiguration 1	Konkav-Konkav-Resonator	2,0 m	1,5 m
Konfiguration 2	Konkav-Konkav-Resonator	1,6 m	1,5 m
Konfiguration 3	Konkav-Konkav-Resonator	0,5 m	0,25 m
Konfiguration 4	Plan-Konkav-Resonator	∞	1,0 m
Konfiguration 5	Konvex-Konkav-Resonator	-0,25 m	0,5 m

Tabelle 4.3: Radienkombinationen für die Untersuchung von V-Resonatoren für einen dynamisch stabilen Strahlradius von $500 \mu\text{m}$ auf einer fast planen Scheibe.

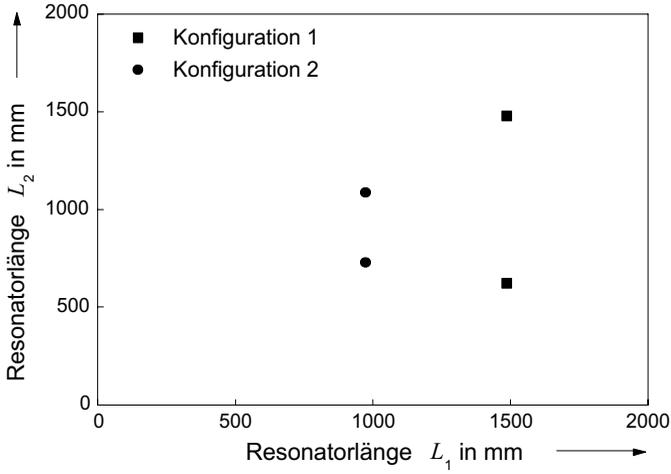


Abbildung 4.10: Resonatorlängen L_1 und L_2 für dynamisch stabile Resonatoren in der Zone I.

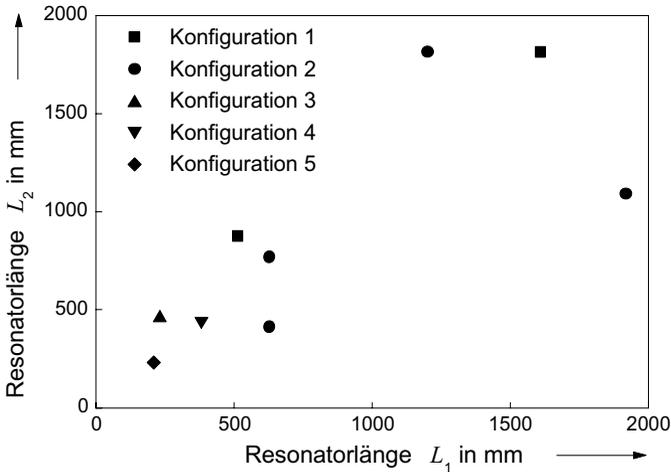


Abbildung 4.11: Resonatorlängen L_1 und L_2 für dynamisch stabile Resonatoren in der Zone II.

I-Resonator: Semikonfokaler I-Resonator in der Zone II $L = 0,76 \text{ m}, R = 1,5 \text{ m}$	
Scheibe	$S = 2,3 \cdot 10^6$
Auskoppler	$S = 9,3 \cdot 10^6$
V-Resonator: Konkav-Konkav-Resonator in der Zone II $L_1 = 0,21 \text{ m}, L_2 = 0,23 \text{ m}, R_1 = -0,25 \text{ m}, R_2 = 0,5 \text{ m}$	
Scheibe	$S = 6,8 \cdot 10^6$
Spiegel 1	$S = 0,51 \cdot 10^6$
Spiegel 2	$S = 5,9 \cdot 10^6$
V-Resonator: Plan-Konkav-Resonator in der Zone II $L_1 = 0,38 \text{ m}, L_2 = 0,44 \text{ m}, R_1 = \infty, R_2 = 1,0 \text{ m}$	
Scheibe	$S = 5,0 \cdot 10^6$
Spiegel 1	$S = 1,3 \cdot 10^6$
Spiegel 2	$S = 4,0 \cdot 10^6$
V-Resonator: Konkav-Konkav-Resonator in der Zone II $L_1 = 0,23 \text{ m}, L_2 = 0,49 \text{ m}, R_1 = 0,5 \text{ m}, R_2 = 0,25 \text{ m}$	
Scheibe	$S = 13 \cdot 10^6$
Spiegel 1	$S = 12 \cdot 10^6$
Spiegel 2	$S = 4,8 \cdot 10^6$
V-Resonator: Konkav-Konkav-Resonator in der Zone I $L_1 = 0,97 \text{ m}, L_2 = 0,73 \text{ m}, R_1 = 1,6 \text{ m}, R_2 = 1,5 \text{ m}$	
Scheibe	$S = 1,9 \cdot 10^6$
Spiegel 1	$S = 3,1 \cdot 10^6$
Spiegel 2	$S = 1,8 \cdot 10^6$

Tabelle 4.4: Justageempfindlichkeit der Resonatorspiegel für verschiedene Resonatorkonfigurationen.

einzelnen Spiegel finden, die nur vom dynamisch stabilen Strahlradius oder vom Strahlradius auf der jeweiligen Komponente abhängt. Daher müssen die Werte für jede einzelne Resonatorkonfiguration mit Hilfe der zugehörigen Dejustagevektoren der beiden Resonatorarme und der allgemeinen Gleichung (4.12) für den resultierenden Strahlversatz auf der Scheibe berechnet werden. Die Ergebnisse für den I-Resonator und vier verschiedene V-Resonatoren aus den Abbildungen 4.10 und 4.11 sind in der Tabelle 4.4 zusammengestellt.

Vergleicht man zunächst nur die Justageempfindlichkeit des Auskopplers für den I-Resonator mit den Werten für die beiden Endspiegel der verschiedenen V-Resonatoren, so findet man, dass bis auf eine Ausnahme (Konkav-Konkav-Resonator in der Zone II) die V-Resonatoren zum Teil wesentlich unempfindlicher sind. Es lässt sich allerdings kein einfacher Zusammenhang der Justageempfindlichkeit mit den auftretenden Resonatorlängen oder Krümmungsradien der Spiegel feststellen. Im Allgemeinen steigt jedoch die Empfindlichkeit eines Endspiegels mit dem Strahlradius des Resonatormodes auf dem Spiegel an.

Für die Justageempfindlichkeit der Scheibe in den fünf untersuchten Resonatoren ergeben sich jedoch deutliche Unterschiede je nach der Zone, in der der Resonator arbeitet. So findet man für alle V-Resonatoren in der Zone II teilweise erheblich schlechtere Werte als für den I-Resonator. Allein der Konkav-Konkav-Resonator in der Zone I erweist sich auch bezüglich der Scheibe als unempfindlicher in der Justage im Vergleich zu dem semikonfokalen I-Resonator.

Zusammenfassend lassen sich die einfach gefalteten V-Resonatoren wie folgt beurteilen. Aufgrund der Freiheit bei der Auswahl der Resonatorspiegel kann man teilweise sehr kompakte Resonatoren mit kurzen Armlängen finden. Diese arbeiten dann allerdings meist in der Zone II, da die Gesamtlänge dynamisch stabiler Resonatoren in der Zone I für nahezu plane Scheiben gemäß der Gleichung (4.48) nach unten beschränkt ist. Würden die Scheiben jedoch eine positive thermische Linse mit erheblich größerer Brechkraft besitzen, so wären auch kurze Resonatoren in der Zone I möglich, wie sie beispielsweise für Stablaser mit starken thermischen Linsen bereits bekannt sind [43, 44, 45, 46]. Es ist jedoch möglich, den geringen Variationsbereich der Brechkraft der Scheibe durch ein weiteres, fokussierendes Element im Resonator zu größeren Werten gewissermaßen zu verschieben. Für den Fall, dass man dazu einen konkaven Spiegel benutzt, ergeben sich dann zweifach gefaltete Resonatoren, die im nachfolgenden Abschnitt besprochen werden sollen.

4.3.2 Zweifach gefaltete Resonatoren

Wie im vorangehenden Abschnitt ausführlich dargestellt wurde, ist es in einfach gefalteten V-Resonatoren aufgrund der geringen Brechkraft der Scheibe nicht möglich, dynamisch stabile Resonatoren zu finden, die in der Zone I arbeiten und möglichst kurze Armlängen aufweisen. Die im Resonator vorliegende Brechkraft kann jedoch dadurch erhöht werden, dass man neben der Scheibe noch ein weiteres, fokussierendes Element innerhalb des Resonators verwendet. In der Praxis wird dazu meist ein konkaver Resonatorspiegel benutzt, so dass man einen zweifach gefalteten Resonator erhält, wie er in der Abbildung 4.12 dargestellt ist. Die effektive Brechkraft der Kombination

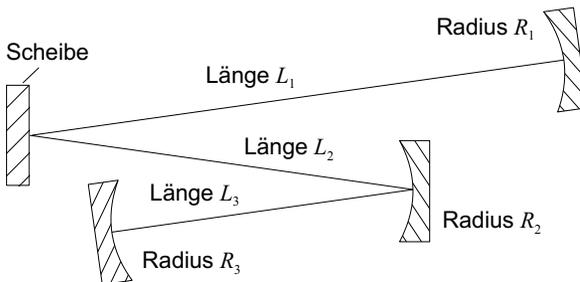


Abbildung 4.12: Zweifach gefalteter Resonator für den Scheibenlaser (N-Resonator).

aus Scheibe und Konkavspiegel innerhalb des Resonators wird bei hinreichend kleinem Krümmungsradius R_2 dann allein durch die Brechkraft des Spiegels bestimmt. Aufgrund ihrer Form werden zweifach gefaltete Resonatoren meist auch als N-Resonatoren bezeichnet.

Bei der Auslegung eines dynamisch stabilen N-Resonators hat man nun sechs Resonatorgrößen ($L_1, L_2, L_3, R_1, R_2, R_3$) zur Verfügung, von denen vier frei wählbar sind. Die beiden restlichen Resonatorgrößen sind dann durch die Bedingung der dynamischen Stabilität bestimmt. Neben den Krümmungsradien der Spiegel ist es in der Praxis sinnvoll, die Länge L_2 vorzugeben. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass die Länge L_3 mindestens 70 mm kleiner als die Länge L_2 ist, da ansonsten der Resonator aufgrund der Pumpoptik vor der Scheibe nicht aufgebaut werden kann.

Wegen der großen Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten der Spiegelradien werden die Eigenschaften und Vorteile der N-Resonatoren im Folgenden an einem konkreten Beispiel dargestellt. Dabei soll der dynamisch stabile Strahlradius auf der nahezu planen Scheibe wiederum $500 \mu\text{m}$ betragen, um direkt mit den Ergebnissen für den I-Resonator und die V-Resonatoren vergleichen zu können. Als Endspiegel werden dazu plane Spiegel ($R_1 = R_3 = \infty$) eingesetzt, und für den Umlenkspiegel im Resonator wird ein Krümmungsradius von $R_2 = 350 \text{ mm}$ gewählt. Für eine vorgegebene Länge $L_2 = 400 \text{ mm}$ findet man dann genau eine Resonatorkonfiguration in der Zone I mit $L_1 = 381 \text{ mm}$ und $L_3 = 211 \text{ mm}$ (siehe Abbildung 4.13). Die Gesamtlänge dieses N-Resonators von 992 mm ist damit deutlich kürzer als die für V-Resonatoren in der Zone I theoretisch kleinstmögliche Länge von 1525 mm (siehe Abschnitt 4.3.1). Aber auch in Bezug auf die Justageempfindlichkeit der Resonatorspiegel erweist sich der N-Resonator als vorteilhafter. Betrachtet man die in der Tabelle 4.5 zusammengestellten Werte für die einzelnen Resonatorbestandteile, so erkennt man, dass sowohl für die Scheibe als auch für die restlichen Resonatorspiegel die Justageempfindlichkeiten teilweise erheblich kleiner ausfallen als bei den vergleichbaren Resonatoren in der Tabelle 4.4. Mit den hier vorgestellten N-Resonatoren für den Scheibenlaser verfügt man demnach über ein Konzept für die Auslegung von dynamisch stabilen Resonatoren für nahezu plane Scheiben mit geringer Justageempfindlichkeit und kurzen Resonatorlängen. Durch den Einsatz von planen Spiegeln für die beiden Endspiegel des N-Resonators ergeben sich außerdem noch weitere positive Eigenschaften. So können

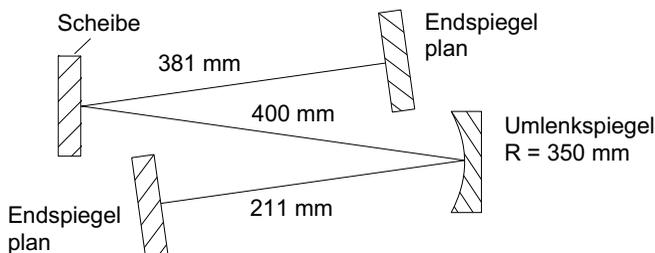


Abbildung 4.13: Beispiel für einen N-Resonator in der Zone I.

N-Resonator in der Zone I	
$R_1 = \infty, R_2 = 0,35 \text{ m}, R_3 = \infty$	
$L_1 = 381 \text{ mm}, L_2 = 400 \text{ mm}, L_3 = 211 \text{ mm}$	
Scheibe	$S = 0,81 \cdot 10^6$
oberer Endspiegel	$S = 0,20 \cdot 10^6$
Umlenkspiegel	$S = 0,49 \cdot 10^6$
unterer Endspiegel	$S = 0,12 \cdot 10^6$

Tabelle 4.5: Justageempfindlichkeit der Resonatorspiegel des N-Resonators aus der Abbildung 4.13.

beispielsweise Etalons oder ein Doppelbrechungsfilter in einen der äußeren Resonatorarme eingebracht werden, ohne dass der Resonator dejustiert wird, da der Strahlversatz, der durch diese Komponenten auf dem Planspiegel erzeugt wird, ohne Bedeutung ist. Aus dem gleichen Grund muss man auch nicht auf eine exakte Verschiebung in Richtung der Strahlachse achten, wenn man die Resonatorlängen L_1 oder L_3 bei laufendem Resonator geringfügig verändert. Eine derartige Längenänderung ist vor allem für L_3 interessant, da dadurch die Lage des Stabilitätsbereichs zu größeren oder kleineren Werten der Brechkraft hin verschoben werden kann. Dieser Effekt ist in der Abbildung 4.14 für den oben berechneten N-Resonator dargestellt. Man erkennt, dass bereits eine geringe Veränderung der Länge von etwa 10 mm ausreicht, um den Stabilitätsbereich ungefähr um ein Viertel seiner Breite zu verschieben. Auf diese Weise können N-Resonatoren bei laufendem Laserbetrieb auf die thermische Linse der Scheibe angepasst werden.

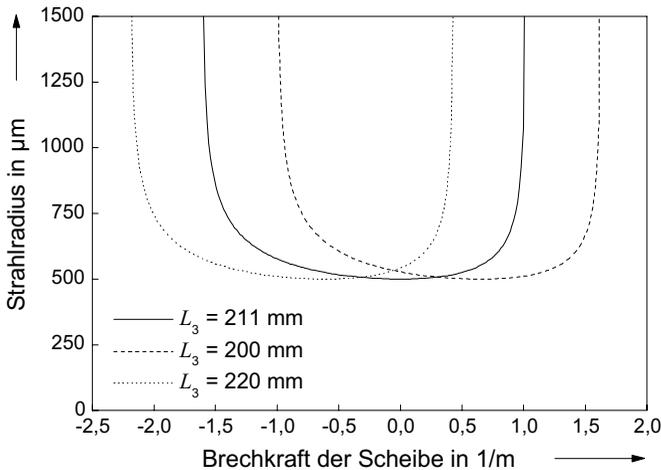


Abbildung 4.14: Mögliche Variation des Stabilitätsbereichs der Scheibe durch eine geringe Veränderung der Resonatorlänge L_3 .

Die Eigenschaften der N-Resonatoren wurden zwar bisher nur anhand einer ausgewählten Resonatorconfiguration dargestellt, für andere Radienkombinationen ergeben sich jedoch qualitativ ähnliche Verhältnisse. Durch die Wahl von negativen Werten für R_1 (konvexer Endspiegel) kann beispielsweise die Länge L_1 sogar noch weiter reduziert werden, ohne dass Einbußen bei der Justageempfindlichkeit auftreten, denn die Justageempfindlichkeit des Resonators wird im Wesentlichen durch die Brechkraft des Umlenkspiegels und damit durch den Krümmungsradius R_2 bestimmt. Eine experimentelle Untersuchung der N-Resonatoren für den Scheibenlaser vor allem in Bezug auf erreichbare Wirkungsgrade und Strahlqualität findet sich in der Dissertation von Martin Karszewski [5]. Dabei wurden bei Ausgangsleistungen im Grundmode bis etwa 30 W keine Unterschiede zu I-Resonatoren festgestellt. Weiterhin eignen sich die N-Resonatoren auch dafür, wesentlich größere, dynamisch stabile Strahlradien als $500 \mu\text{m}$ zu erzeugen, um deutlich mehr als 30 W im Grundmode zu erreichen. Ebenso können N-Resonatoren eine Basis für Resonatoren mit mehr als einer Scheibe bilden, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

4.3.3 Resonatoren für mehrere Scheiben

Die Steigerung der Ausgangsleistung eines Scheibenlasers kann einerseits durch die Vergrößerung der gepumpten Fläche erfolgen. Andererseits ist es aber auch möglich, mehrere Scheiben in einem Resonator zu betreiben. Sind dabei die Pumpfleckdurchmesser auf den verwendeten Scheiben identisch, so muss man für einen effizienten Grundmodebetrieb des Resonators darauf achten, dass auf allen Scheiben der gleiche, an den Pumpfleckdurchmesser angepasste Modenradius vorliegt. Weichen die Strahlradien auf den einzelnen Scheiben voneinander ab, so erhält man entweder eine Verschlechterung der Strahlqualität für zu kleine Strahlradien oder eine Abnahme des Wirkungsgrads, wenn der Mode auf einigen Scheiben zu groß wird. Weiterhin sollte sich wie bei den dynamisch stabilen Resonatoren für eine Scheibe der Grundmodendurchmesser in einem Mehrscheibenresonator nur leicht verändern, falls die Scheiben eine thermische Linsenwirkung zeigen. Ein idealer Grundmoderesonator für mehrere Scheiben besitzt daher auf allen Scheiben den gleichen, dynamisch stabilen Strahlradius. Derartige Resonatoren können direkt aus Resonatoren für eine Scheibe durch eine periodische Fortsetzung erzeugt werden [50], indem man nach jedem Erreichen eines Endspiegels den Resonator für mehrere Scheiben spiegelbildlich fortführt. Im Folgenden wird dieses Verfahren anhand eines Resonators für zwei Scheiben vorgestellt.

Als Ausgangspunkt für den Aufbau eines Zweiseibenresonators wird der N-Resonator aus der Abbildung 4.13 gewählt. Die periodische Fortsetzung erfolgt dann am besten über den oberen Endspiegel hinaus, so dass man den in der Abbildung 4.15 dargestellten Resonator für zwei Scheiben erhält. In beiden Scheiben liegt dann ein dynamisch stabiler Strahlradius von $500 \mu\text{m}$ vor. Mit einem derartigen Resonator konnte der Grundmodebetrieb von zwei Scheiben mit einer Ausgangsleistung von maximal 54 W demonstriert werden [4].

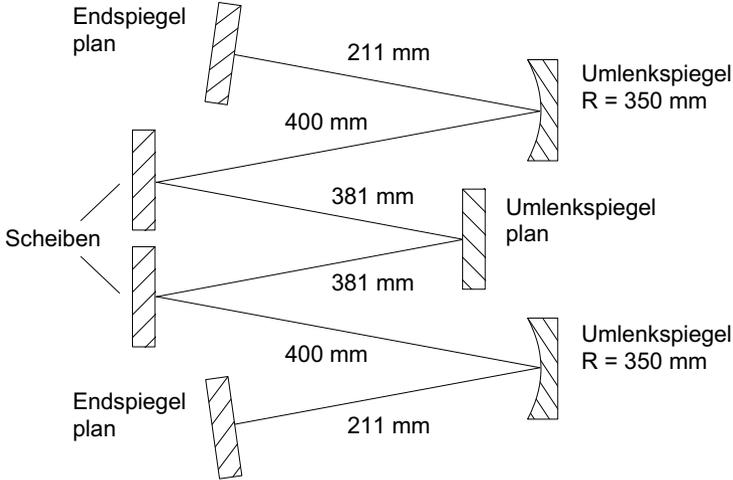


Abbildung 4.15: Resonator für die Kopplung von zwei Scheiben.

Abschließend sollen aber noch die Stabilitätsgrenzen eines periodisch fortgesetzten Resonators für zwei Scheiben betrachtet werden. Dazu bildet man die Durchlaufmatrix aus der allgemeinen Matrix (4.4) eines Resonators für eine Scheibe und erhält:

$$\begin{aligned}
 M_D &= \begin{pmatrix} B_1 D_2 (\eta - u) & B_1 B_2 (\eta + v) \\ D_1 D_2 (\eta - v) & D_1 B_2 (\eta + u) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_1 B_2 (\eta + u) & B_1 B_2 (\eta + v) \\ D_1 D_2 (\eta - v) & B_1 D_2 (\eta - u) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} B_1 D_1 B_2 D_2 (2\eta^2 - u^2 - v^2) & 2B_1^2 B_2 D_2 (\eta - u)(\eta + v) \\ 2D_1^2 B_2 D_2 (\eta + u)(\eta - v) & B_1 D_1 B_2 D_2 (2\eta^2 - u^2 - v^2) \end{pmatrix}. \quad (4.51)
 \end{aligned}$$

Gemäß der Stabilitätsbedingung (2.27) ergeben sich die Stabilitätsgrenzen aus den Stellen, an denen $B = 0$ oder $C = 0$ gilt. Aufgrund der Symmetrie der Durchlaufmatrix (4.51) führen die Stellen mit $A = D = 0$ zu keinen weiteren Stabilitätsgrenzen, da hier kein Vorzeichenwechsel des Produkts $ABCD$ in der Gleichung (2.27) auftritt. Daher erhält man für den idealen Fall mit völliger Symmetrie im periodisch fortgesetzten Resonator mit $\eta = \pm u$ und $\eta = \pm v$ wieder die gleichen Stabilitätsgrenzen wie für den Resonator mit einer Scheibe. Ebenso hat der in der Abbildung 4.16 dargestellte Strahlradius auf beiden Scheiben als Funktion der Brechkraft der Scheiben genau den gleichen Verlauf wie bei dem Einscheibenresonator in der Abbildung 4.14 mit $L_3 = 221$ mm.

Liegt jedoch eine geringe Asymmetrie in einem periodisch fortgesetzten Resonator vor, die von leicht unterschiedlichen Scheiben oder geringfügig abweichenden Resonatorlängen herrühren kann, ist die Gleichheit des A -Elements mit dem D -Element in der Durchlaufmatrix (4.51) nicht mehr gegeben. Als Folge treten weitere Stabilitätsgrenzen in der Umgebung der vorher identischen Nullstellen dieser Elemente bei

$$\eta = \pm \sqrt{\frac{u^2 + v^2}{2}} \quad (4.52)$$

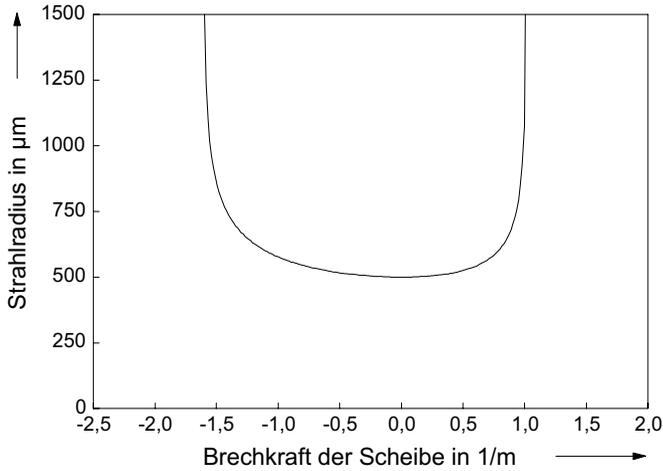


Abbildung 4.16: Stabilitätsbereich der Scheiben für den Zweischeibenresonator aus der Abbildung 4.15 bei völliger Symmetrie.

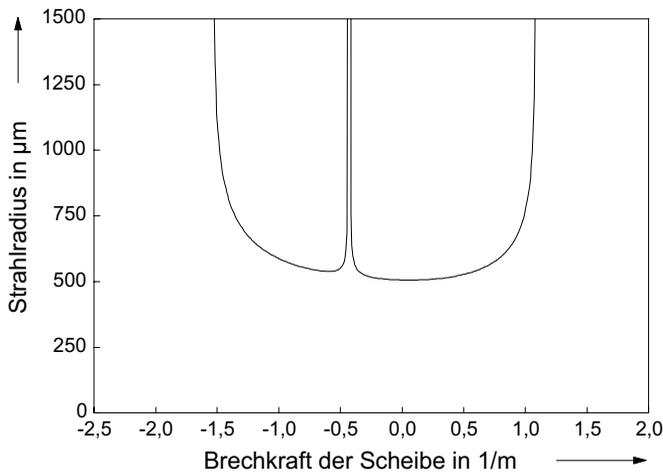


Abbildung 4.17: Stabilitätsbereich der Scheiben für den Zweischeibenresonator aus der Abbildung 4.15 bei einer geringen Asymmetrie.

auf, so dass jeder Stabilitätsbereich des idealen Zweischeibenresonators nochmals aufgespalten wird. In der Abbildung 4.17 ist dieser Effekt für eine geringe Abweichung in der Brechkraft der beiden Scheiben im Resonator aus der Abbildung 4.15 dargestellt. Die auftretende Verkleinerung des Stabilitätsbereichs fällt jedoch geringer aus als eine Halbierung des Stabilitätsbereichs gemäß der Gleichung (4.11) bei der Verdopplung der Ausgangsleistung in einem Einscheibenresonator. Die Kopplung mehrerer Scheiben in einem Resonator stellt damit auch für den Grundmodebetrieb des Scheibenlasers eine interessante Alternative zur Leistungsskalierung über die gepumpte Fläche dar.

4.4 Resonatoren für die resonatorinterne Frequenzverdopplung

Bei den bisher betrachteten Resonatoren wurde stets nur auf den Strahlradius des Resonatormodes auf der Scheibe geachtet, um durch eine Anpassung an den gepumpten Durchmesser dafür zu sorgen, dass nur der Grundmode des Resonators anschwingen kann. Zusammen mit der Forderung nach dynamischer Stabilität des Resonators für diesen Strahlradius lagen damit zwei Bedingungen an die Resonatorauslegung vor, mit deren Hilfe man dann zwei der zu bestimmenden Resonatorgrößen wie Spiegelradien oder Resonatorlängen berechnen konnte. Bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung erhält man allerdings noch eine weitere Bedingung für den Resonatormode, wie im Folgenden kurz erläutert wird.

Der Grundgedanke der resonatorinternen Frequenzverdopplung ist es, die Überhöhung der Laserleistung im Resonator zu nutzen, um auch im Dauerstrichbetrieb eine hohe Verdopplungseffizienz in nichtlinearen Kristallen zu erreichen. Dabei ist es ausreichend, wenn innerhalb des Resonators genauso viel Leistung der Grundwelle frequenzkonvertiert wird, wie der optimalen Auskopplung der Resonators ohne den nichtlinearen Kristall entspricht. Da die Konversionseffizienz von der Grundwelle in die zweite Harmonische jedoch von der einfallenden Leistungsdichte der Grundwelle abhängt, ist ein bestimmter Strahlradius im nichtlinearen Kristall erforderlich, um die optimale Konversionseffizienz für die resonatorinterne Frequenzverdopplung zu erreichen. Typischerweise liegen die geforderten Strahlradien in einem Bereich von unter $100\ \mu\text{m}$. Die Auslegung derartiger Resonatoren soll nun für einen Resonator mit der Scheibe am Ende und einen Resonator mit der Scheibe als Umlenkspiegel dargestellt werden. In der Abbildung 4.18 ist dazu für beide Resonatortypen eine geeignete Konfiguration für die resonatorinterne Frequenzverdopplung dargestellt. Der nichtlineare Kristall befindet sich in beiden Fällen direkt vor einem planen Endspiegel. Dies hat den Vorteil, dass der nichtlineare Kristall ohne große Rückwirkung auf den Resonatormode justiert werden kann. Möchte man allerdings die Strahltaile des Resonators direkt in den nichtlinearen Kristall und nicht auf den planen Endspiegel legen, so kann man alternativ auch einen konkaven Endspiegel benutzen. Durch den auftretenden Strahlversatz auf dem konkaven Endspiegel bei einer geringen Verkipfung des nichtlinearen Kristalls kann der Resonator jedoch leicht dejustiert werden.

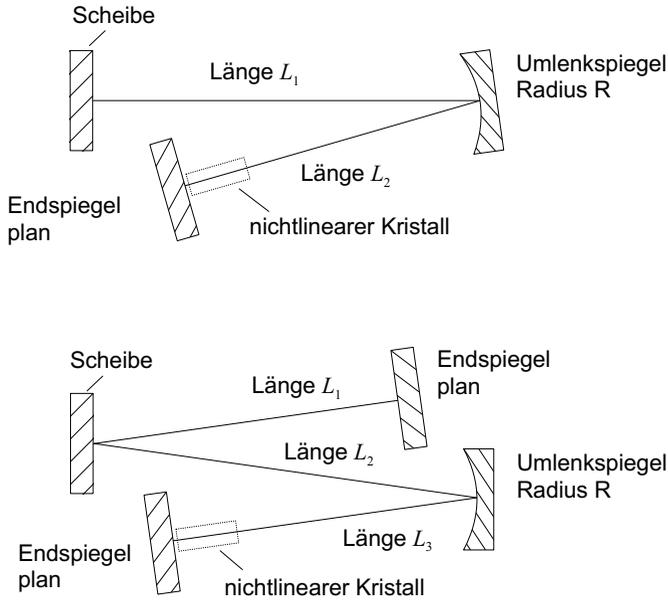


Abbildung 4.18: Geeignete Resonatoranordnungen für die Frequenzverdopplung mit der Scheibe als Endspiegel (oben) und mit der Scheibe als Umlenkspiegel (unten).

Die Auslegung des Resonators wird zuerst für Konfiguration mit der Scheibe als Endspiegel betrachtet. Für die Durchlaufmatrix dieses Resonators gilt:

$$\begin{aligned}
 M_D &= \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} 1 - 2L_2/R & L_1 + L_2 - 2L_1L_2/R \\ -2/R & 1 - 2L_1/R \end{pmatrix}. \quad (4.53)
 \end{aligned}$$

Ziel ist es nun, die drei Parameter L_1 , L_2 und R durch die Bedingungen für die Strahlradien w_1 auf der Scheibe sowie w_2 auf dem Endspiegel nach dem nichtlinearen Kristall und die Forderung nach der dynamischen Stabilität des Resonators festzulegen. Dazu erhält man durch Kombination der Gleichungen (2.28) und (2.29) zunächst die folgenden Bedingungen für die Matrixelemente der Durchlaufmatrix:

$$\frac{A^2}{D^2} = \frac{w_2^4}{w_1^4}, \quad (4.54)$$

$$\frac{B^2}{C^2} = \frac{\pi^2 w_1^2 w_2^2}{\lambda^2}. \quad (4.55)$$

Mit Hilfe der Gleichung (4.27) für dynamisch stabile Resonatoren findet man daraus

für die gesuchten Resonatorgrößen:

$$R = \frac{2\sqrt{2}\pi w_1 w_2}{\lambda}, \quad (4.56)$$

$$L_1 = \frac{R}{2} \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{w_1}{w_2} \right), \quad (4.57)$$

$$L_2 = \frac{R}{2} \left(1 \pm \sqrt{2} \frac{w_2}{w_1} \right), \quad (4.58)$$

wobei in den Gleichungen (4.57) und (4.58) stets das gleiche Vorzeichen gewählt werden muss. Die Wahl des Minuszeichens führt jedoch in den meisten Fällen zu negativen Werten für die Resonatorlängen.

Als Beispiel für eine Resonatorauslegung sollen die typischen Werte von $w_1 = 500 \mu\text{m}$ auf der Scheibe und $w_2 = 70 \mu\text{m}$ auf dem Endspiegel nach dem nichtlinearen Kristall dienen. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ erhält man damit aus der Gleichung (4.56) einen Wert von $R = 302 \text{ mm}$ für den Umlenkspiegel. Passt man diesen Radius mit $R = 300 \text{ mm}$ an einen verfügbaren Krümmungsradius an, so findet man für die Resonatorlängen Werte von $L_1 = 903 \text{ mm}$ und $L_2 = 165 \text{ mm}$.

Der gefundene Krümmungsradius von $R = 300 \text{ mm}$ kann auch als Ausgangspunkt für die Auslegung des zweiten Resonators mit der Scheibe als Umlenkspiegel verwendet werden. Dann muss man die Länge L_2 so wählen, dass auf der Scheibe und dem planen Endspiegel die gesuchten Strahlradien vorliegen. Dies ist für die oben genannten Werte bei $L_2 = 420 \text{ mm}$ der Fall. Die weiteren Resonatorlängen betragen dann $L_1 = 381 \text{ mm}$ und $L_3 = 176 \text{ mm}$. In der Abbildung 4.19 sind die beiden berechneten Resonatoren nochmals dargestellt. Wie bereits im Abschnitt 4.2 besprochen ist die Konfiguration mit der Scheibe als Endspiegel vor allem dann interessant, wenn durch zusätzliche, frequenzselektive Elemente im Resonator die Verdopplung mit nur einem Longitudinalmode durchgeführt werden soll. Beim Einsetzen eines nichtlinearen Kristalls in den Resonator ist jedoch noch dessen Brechungsindex n_{Kristall} zu berücksichtigen. Die entsprechende Resonatorlänge muss dazu um den Wert $L_{\text{Kristall}}(1 - 1/n_{\text{Kristall}})$ vergrößert werden, wobei L_{Kristall} die Länge des nichtlinearen Kristalls bezeichnet. Der Wert für den Strahlradius auf dem planen Endspiegel wird dadurch nicht verändert.

4.5 Zusammenfassung und Fazit zu Kapitel 4

Ziel dieses Kapitels war es, ein Resonator-konzept für den Scheibenlaser zu entwickeln, das die Auslegung kompakter Resonatoren mit bestmöglicher Strahlqualität und geringer Justageempfindlichkeit erlaubt. Dazu wurde zunächst die Theorie von Resonatoren mit thermischen Linsen vorgestellt, wobei man zwischen den Fällen mit der thermischen Linse innerhalb des Resonators und am Ende des Resonators unterscheiden muss. Dies führte auf das Konzept der dynamischen Stabilität, bei der sich der Resonator-mode nur gering mit der Brechkraft der thermischen Linse verändert. Für thermische

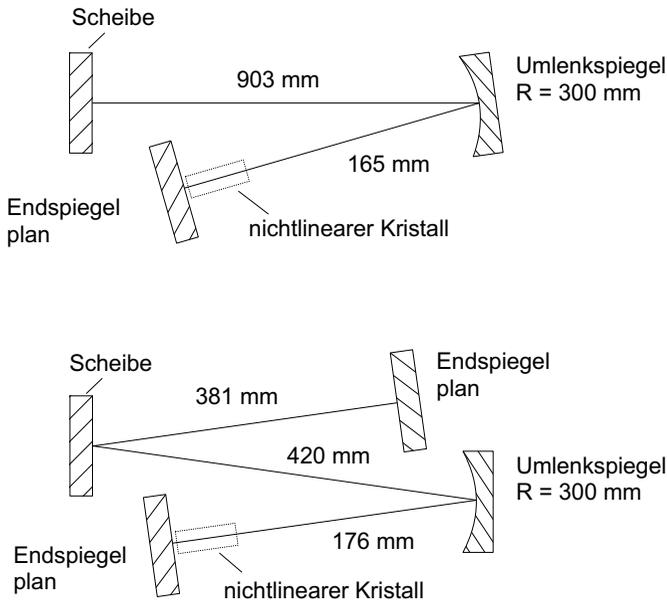


Abbildung 4.19: Resonatorkonfigurationen für die Frequenzverdopplung mit der Scheibe als Endspiegel (oben) und mit der Scheibe als Umlenkspiegel (unten). Die Strahlradien auf der Scheibe und dem Endspiegel nach dem nichtlinearen Kristall betragen $500 \mu\text{m}$ und $70 \mu\text{m}$.

Linsen innerhalb des Resonators erhält man stets zwei Stabilitätsbereiche (Zone I und Zone II) mit unterschiedlicher Justageempfindlichkeit, während man für thermische Linsen am Ende des Resonators nur einen Stabilitätsbereich (Zone II) findet.

Ein geeignetes Resonatorkonzept für den Scheibenlaser, das den oben genannten Forderungen genügt, muss daher einen dynamisch stabilen Modenradius auf der Scheibe aufweisen, der an den Pumpfleckdurchmesser angepasst ist, um einen sicheren Grundmodebetrieb zu erreichen. Für eine geringe Justageempfindlichkeit ist weiterhin der Betrieb in der Zone I empfehlenswert. Mit diesen Vorgaben wurden dann systematisch Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel und der Scheibe als Umlenkspiegel untersucht.

Bei Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel ergab sich dabei, dass die Justageempfindlichkeit der Scheibe unabhängig von der Resonatorkonfiguration nur durch den dynamisch stabilen Strahlradius auf der Scheibe bestimmt ist. Die Justageempfindlichkeit des Auskopplers für semikonfokale I-Resonatoren ist dann stets um den Faktor vier größer. Als Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel wurden daraufhin einfach gefaltete V-Resonatoren und zweifach gefaltete N-Resonatoren betrachtet. Wegen der geringen Brechkraft innerhalb des Resonators liegen V-Resonatoren für eine nahezu

plane Scheibe mit kurzen Resonatorlängen jedoch fast ausschließlich in der Zone II. Für einen Betrieb in der Zone I wurde ein Ausdruck für die minimale Resonatorlänge in Abhängigkeit vom dynamisch stabilen Strahlradius auf der Scheibe gefunden.

Bei zweifach gefalteten N-Resonatoren hat man dagegen die Möglichkeit, mit einem fokussierenden Umlenkspiegel die Brechkraft im Resonator derart zu erhöhen, dass nun kompakte Konfigurationen in der Zone I mit deutlich geringeren Justageempfindlichkeiten aller Resonatorkomponenten möglich werden. N-Resonatoren stellen daher das beste Resonatorkonzept für dynamisch stabile Resonatoren für den Scheibenlaser dar.

Weiterhin eignen sich N-Resonatoren im Gegensatz zu I-Resonatoren auch für den Aufbau von Resonatoren mit mehreren Scheiben durch eine periodische Fortsetzung des Resonators. Obwohl dabei mit einer Aufspaltung des Stabilitätsbereichs gerechnet werden muss, stellt die Kopplung mehrerer Scheiben in einem Resonator auch für den Grundmodebetrieb eine interessante Alternative zur Leistungsskalierung über die gepumpte Fläche dar.

Die Berücksichtigung zusätzlicher Bedingungen bei der Auslegung eines Resonators wurde schließlich noch am Beispiel der resonatorinternen Frequenzverdopplung vorgestellt. Dabei ergab sich, dass auch in diesem Fall N-Resonatoren ohne große Modifikationen eingesetzt werden können, wenn man nicht einen Einfrequenzbetrieb in der Grundwelle erreichen will.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden die theoretischen Grundlagen von Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser mit Yb:YAG als laseraktives Medium untersucht. Darauf aufbauend wurden einerseits neue Anordnungen für die Zuführung der Pumpstrahlung in die Scheibe entworfen. Andererseits konnte ein allgemeines Resonator-konzept für dynamisch stabile Resonatoren mit geringer Justageempfindlichkeit entwickelt werden.

Bei den Pumpoptiken für den Scheibenlaser wurde zunächst zwischen quasi-endgepumpten und seitengepumpten Anordnungen unterschieden. Beide Ansätze erlauben die für einen hohen Wirkungsgrad notwendige Entkoppelung der Absorption der Pumpstrahlung von der Reabsorption der Laserstrahlung in Quasi-Drei-Niveau-Systemen wie Yb:YAG. In quasi-endgepumpten Anordnungen werden dafür Vielfachdurchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheibe benötigt, so dass trotz der geringen Dicke des Laserkristalls eine fast vollständige Absorption der Pumpstrahlung möglich ist. Zu diesem Zweck wurde die wiederholte Abbildung der Pumpstrahlung aus einer Faser auf die Scheibe untersucht. Mittels einer optisch äquivalenten Linsenleitung konnte der Transport der Pumpstrahlung in der Pumpoptik veranschaulicht werden. Dies führte zu der Erkenntnis, dass für Vielfachdurchgänge, die mit Hilfe direkter Abbildungen erzeugt werden, nach jeder einzelnen Abbildung eine Zunahme der Divergenz der Pumpstrahlung auftritt. Daher wächst der Durchmesser der Pumpstrahlung auf den abbildenden Optiken jedes Mal um das Doppelte des gepumpten Durchmessers an. Pumpoptiken, die auf diesem Prinzip beruhen, sind daher nicht für sechzehn oder mehr Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe geeignet.

Durch die Verwendung von telezentrischen Abbildungen kann die Aufweitung der Pumpstrahlung dagegen vermieden werden, so dass dieses Prinzip auch für große Durchgangszahlen geeignet ist. Mit der Parabolspiegelpumpoptik wurde dazu zunächst ein kompakter experimenteller Aufbau vorgestellt, der neben dem Parabolspiegel noch drei Umlenkeinheiten und einen planen Endspiegel für die Erzeugung von sechzehn Pumpstrahlungsdurchgängen durch die Scheibe benötigt. Durch die Hinzunahme weiterer Umlenkeinheiten ist es dabei prinzipiell möglich, die Durchgangszahl in Viererschritten zu erhöhen, indem mehr Segmente auf dem Parabolspiegel genutzt werden.

Mit der Einführung eines neuen Umlenk-konzepts wurde darüberhinaus eine Möglichkeit gefunden, mit nur zwei Umlenkeinheiten beliebige Durchgangszahlen zu erreichen. Dazu wurden Beispiele für 16, 20, 24, 28 und 32 Pumpstrahlungsdurchgänge vorgestellt, und die Eigenschaften dieser Anordnungen detailliert untersucht. Einen Schwerpunkt bildete dabei die Betrachtung der Positions- und Winkeltoleranzen, die für die

Auslegung eines experimentellen Aufbaus benötigt werden. Mehrere Pumpoptiken für 16, 24 und 32 Durchgänge wurden bereits gefertigt und erfolgreich getestet. Aufgrund seiner geringeren Komplexität im Vergleich zu der ersten experimentellen Parabolspiegelpumpoptik mit drei Umlenkeinheiten und einem planen Endspiegel wird das neue Umlenkkonzept in Kürze auch in kommerziell erhältlichen Lasersystemen zum Einsatz kommen.

Die Erhöhung der Durchgangszahl führt zu einem höheren Wirkungsgrad und einer reduzierten thermischen Linse, gleichzeitig steigen jedoch auch die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpquelle, da die für die Pumpstrahlung zur Verfügung stehende Fläche auf dem Parabolspiegel immer weiter reduziert wird. In Abhängigkeit vom gepumpten Durchmesser ergab sich für die verschiedenen Durchgangszahlen daher ein maximales Strahlparameterprodukt, das die Pumpquelle besitzen darf. Für große Brennweiten des Parabolspiegels oder kleine Pumpfleckdurchmesser konnten weiterhin direkt Werte für die minimal benötigte Strahldichte der Pumpquelle bei jeder Durchgangszahl angegeben werden.

Auf der Basis des neuen Umlenkkonzepts lassen sich auch Anordnungen für das gleichzeitige Pumpen von mehreren Scheiben aufbauen. Als Beispiel dazu wurde eine Pumpoptik für zwei Scheiben vorgestellt. Alternativ zur Verwendung von Parabolspiegeln kann man allerdings auch Anordnungen für mehrere Scheiben realisieren, bei denen die telezentrische Abbildung zwischen den Scheiben durch torische Spiegel erfolgt.

Im Gegensatz zu den bisher betrachteten, quasi-endgepumpten Anordnungen entfalten die seitengepumpten Anordnungen ihr Potenzial erst für Pumpleistungen im Kilowatt-Bereich. In dieser Arbeit wurden zunächst nur prinzipielle Überlegungen zur Geometrie der Scheibe präsentiert. Dabei standen vor allem die Erzeugung einer homogenen Verteilung der Pumpstrahlung im dotierten Bereich und die Unterdrückung von parasitären Moden im Vordergrund. Eine detaillierte Untersuchung der seitengepumpten Anordnungen eignet sich daher als mögliche Fortführung der Arbeiten auf dem Gebiet der Pumpoptiken für den Scheibenlaser.

Für die Untersuchungen von Resonatoren für den Scheibenlaser wurde zunächst die allgemeine Theorie für thermische Linsen innerhalb und am Ende eines Resonators vorgestellt. Die Schwerpunkte lagen dabei auf den Eigenschaften von dynamisch stabilen Resonatoren, bei denen sich der Resonatormode nur leicht mit der Brechkraft der thermischen Linse verändert, sowie auf der Betrachtung der Justageempfindlichkeit einzelner Resonatorspiegel. Für thermische Linsen innerhalb des Resonators ergeben sich stets zwei Stabilitätsbereiche (Zone I und Zone II) mit unterschiedlicher Justageempfindlichkeit, während für thermische Linsen am Ende des Resonators nur ein Stabilitätsbereich (Zone II) auftritt. Auf diesen Grundlagen aufbauend wurde nach einem Resonatorkonzept für den Scheibenlaser gesucht, dass die Auslegung von dynamisch stabilen Resonatoren mit kurzen Resonatorlängen und gleichzeitig geringer Justageempfindlichkeit erlaubt.

Als Erstes wurden dazu Resonatoren mit der Scheibe als Endspiegel untersucht. Die Justageempfindlichkeit der Scheibe ist dabei unabhängig von der Resonatorkonfigura-

tion nur durch den dynamisch stabilen Strahlradius auf der Scheibe bestimmt. Als Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel wurden dann einfach gefaltete V-Resonatoren und zweifach gefaltete N-Resonatoren betrachtet. V-Resonatoren für eine nahezu plane Scheibe mit kurzen Resonatorlängen arbeiten jedoch aufgrund der geringen Brechkraft innerhalb des Resonators fast ausschließlich in der bezüglich der Justageempfindlichkeit ungünstigeren Zone II.

Erst mit einem zusätzlichen, fokussierenden Element im Resonator findet man kompakte Konfigurationen in der Zone I mit deutlich geringeren Justageempfindlichkeiten aller Resonatorbestandteile. N-Resonatoren stellen damit das beste Konzept für dynamisch stabile Resonatoren für den Scheibenlaser dar. Durch die periodische Fortsetzung der N-Resonatoren ergeben sich direkt dynamisch stabile Resonatoren für mehrere Scheiben, wobei jedoch mit einer Aufspaltung des Stabilitätsbereichs gerechnet werden muss. Weiterhin eignen sich N-Resonatoren ohne große Modifikationen auch für die resonatorinterne Frequenzverdopplung, wenn man nicht auf den Einfrequenzbetrieb in der Grundwelle angewiesen ist.

Für Grundmodeleistungen bis 30 W haben sich die dynamisch stabilen N-Resonatoren bereits im Experiment bewährt. Daher werden bei momentan durchgeführten Untersuchungen zum Grundmodebetrieb mit Ausgangsleistungen zwischen 50 W und 100 W ausschließlich N-Resonatoren mit entsprechend angepassten, dynamisch stabilen Strahlradien auf der Scheibe eingesetzt.

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser*. Stuttgart: Teubner Verlag, 1992.
- [2] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. Berlin: Springer Verlag, 1999, 5. Auflage.
- [3] UEDA, K.I.; UEHARA, N.: *Laser diode pumped solid state lasers for gravitational wave antenna*. Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering **1837** (1993) S. 336.
- [4] KARSZEWSKI, M.; ERHARD, S.; RUPP, T.; GIESEN A.: *Efficient high-power TEM₀₀ mode operation of diode-pumped Yb:YAG thin disk lasers*. In: INJEYAN, H.; KELLER, U.; MARSHALL, C. (Hrsg.): *Advanced Solid State Lasers*, OSA, Washington, DC., 2000, S. 70 (OSA Trends in Optics and Photonics, Bd. 34).
- [5] KARSZEWSKI, M.: *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*. München: Herbert Utz Verlag, 2000. Universität Stuttgart, Dissertation, 2000 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [6] FAN, T.Y.: *Quasi-Three-Level Lasers*. In: INGUSCIO, M.; WALLENSTEIN, R. (Hrsg.): *Solid State Lasers: New Developments and Applications*. New York. New York: Plenum Press, 1993, S. 189.
- [7] FAN, T.Y.: *Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29** (1993) Nr. 6, S. 1457.
- [8] FAN, T.Y.: *Diode-pumped solid state lasers*. Lincoln Laboratory Journal **3** (1990) Nr. 3, S. 413.
- [9] BRUESSELBACH, H.W.; SUMIDA, D.S.; REEDER, R.A.; BYREN, R.W.: *Low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3** (1997) Nr. 1, S. 105.
- [10] HALL, D.W.; WEBER, M.J.: *Fluorescence line narrowing in neodymium laser glasses*. Journal of Applied Physics **55** (1984) Nr. 7, S. 2642.
- [11] MCCUMBER, D.E.: *Theory of phonon-terminated optical masers*. Physical Review **134** (1964) Nr. 2A, S. A299.
- [12] DELOACH, L.D.; PAYNE, S.A.; CHASE, L.L.; SMITH, L.K.; KWAY, W.L.; KRUPKE, W.F.: *Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser applications*. IEEE Journal of Quantum Electronics **29** (1993) Nr. 4, S. 1179.
- [13] CONTAG, K.; BRAUCH, U.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *Simulations of the lasing properties of a thin disk laser combining high output powers with good beam quality*. In: *Modeling and Simulation of Higher-Power Laser Systems IV*. San Jose, CA, USA., 1997, S. 23 (SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. Proceedings of Spie - the International Society for Optical Engineering, Bd. 2989).

- [14] CONTAG, K.; ERHARD, S.; GIESEN, A.: *Calculations of optimum design parameters for Yb:YAG thin disk lasers*. In: INJEYAN, H.; KELLER, U.; MARSHALL, C. (Hrsg.): *Advanced Solid State Lasers*, OSA, Washington, DC., 2000, S. 124 (OSA Trends in Optics and Photonics, Bd. 34).
- [15] CONTAG, K.: *Numerische Modellierung des Scheibenlasers*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Universität Stuttgart, Dissertation, 2002 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [16] TIZIANI, H.J.: *Optische Grundgesetze*. 1996, 5. Auflage (Skript zur Vorlesung).
- [17] SCHRÖDER, G.: *Technische Optik*. Würzburg: Vogel Verlag, 1990, 7. Auflage.
- [18] BORN, M.; WOLF, E.: *Principles of Optics*. Oxford: Pergamon Press, 1993, 6. Auflage.
- [19] MAGNI, V.: *Multielement stable resonators containing a variable lens*. Journal of the Optical Society of America A-Optics & Image Science **4** (1987) Nr. 10, S. 1962.
- [20] HODGSON, N.; WEBER, H.: *Optische Resonatoren*. Berlin: Springer Verlag, 1992 (Laser in Technik und Forschung).
- [21] ERHARD, S.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; GIESEN, A.; CONTAG, K.; VOSS, A.: *Pumping schemes for multi-kW thin disk lasers*. In: INJEYAN, H.; KELLER, U.; MARSHALL, C. (Hrsg.): *Advanced Solid State Lasers*, OSA, Washington, DC., 2000, S. 78 (OSA Trends in Optics and Photonics, Bd. 34).
- [22] TÜNNERMANN, A.; ZELLMER, H.; SCHÖNE, W.; GIESEN, A.; CONTAG, K.: *New Concepts for Diode-Pumped Solid-State Lasers*. In: DIEHL, R. (Hrsg.): *High-Power Diode Lasers: Fundamentals, Technology, Applications*. Berlin, Heidelberg: Springer Verlag, 2000, S. 369 (Topics in Applied Physics, Bd. 78).
- [23] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, T.; OPOWER, H.: *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B-Lasers & Optics **B58** (1994) Nr. 5, S. 365.
- [24] GIESEN, A.; BRAUCH, U.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *High-power near diffraction-limited and single-frequency operation of Yb:YAG thin disc laser*. In: PAYNE SA; POLLOCK, C.R. (Hrsg.): *OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid State Lasers*. Vol. 1. San Francisco, CA, USA. Opt. Soc. America. IEEE/Laser & Electro-Opt. Soc. 31 Jan.-2 Feb. 1996., 1996, S. 11 (OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid State Lasers, Bd. 1).
- [25] GIESEN, A.; BRAUCH, U.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M.; SCHIEGG, U.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *Advanced tunability and high-power TEM₀₀-operation of the Yb:YAG thin disc laser*. In: POLLOCK CR; BOSENBERG, W.R. (Hrsg.): *OSA Trends in Optics and Photonics Series*. Vol.10 *Advanced Solid State Lasers From the Topical Meeting*. Orlando, FL, USA. Opt. Soc. America. IEEE/Lasers & Electro-Opt. Soc. 27-29 Jan. 1997., 1997, S. 280 (OSA Trends in Optics and Photonics Series, Bd. 10).
- [26] KARSZEWSKI, M.; BRAUCH, U.; CONTAG, K.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; STEWEN, C.; VOSS, A.: *100 W TEM₀₀ Operation of Yb:YAG Thin Disc Laser with High Efficiency*. In: BOSENBERG, W.R.; FEJER, M.M. (Hrsg.): *Proceedings of Meeting on Advanced Solid-State Lasers*. Washington, DC, USA, 1998, S. 296 (Advanced Solid-State Lasers. OSA Trend in Optics and Photonics

- Serie, Bd. 19).
- [27] ERHARD, S.; GIESEN, A.; KARSZEWSKI, M.; RUPP, T.; STEWEN, C.; JOHANNSEN, I.; CONTAG, K.: *Novel pump design of Yb:YAG thin disc laser for operation at room temperature with improved efficiency*. In: FEJER M. M.; INJEYAN H.; KELLER, U. (Hrsg.): Proceedings of Meeting on Advanced Solid-State Lasers. Boston, MA, USA, 1999, S. 38 (Advanced Solid-State Lasers. OSA Trend in Optics and Photonics Serie, Bd. 26).
- [28] BECK, R.: *persönliche Mitteilung*. Beck Lasertechnik GmbH, Meiningen.
- [29] STEWEN, C.: *Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung*. München: Herbert Utz Verlag, 2000. Universität Stuttgart, Dissertation, 1999 (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [30] STEWEN, C.; LARIONOV M.; GIESEN A.: *Yb:YAG thin disk laser with 1 kW output power*. In: INJEYAN, H.; KELLER, U.; MARSHALL, C. (Hrsg.): Advanced Solid State Lasers, OSA, Washington, DC., 2000, S. 35 (OSA Trends in Optics and Photonics, Bd. 34).
- [31] BRAUCH, U.; GIESEN, A.; VOSS, A.; WITTIG, K.: *Laserverstärkersystem*. Patentschrift 0 6632 551, 1994.
- [32] BRAUCH, U.; GIESEN, A.; VOSS, A.; WITTIG, K.: *Laser Amplifying System*. United States Patent 5,553,088, 1996.
- [33] PATEL, F.D.; HONEA, E.C.; SPETH, J.; PAYNE, S.A.; HUTCHESON, R.; EQUALL, R.: *Properties of Yb3Al5O12 and highly doped Yb:Y3Al5O12*. In: 1999 IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings. LEOS'99. 12th Annual Meeting. San Francisco, CA, USA. 8-11 Nov. 1999., 1999, S. 856 (1999 IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings. LEOS'99. 12th Annual Meeting. IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1999 Annual Meeting (Cat. No.99CH37009). IEEE. Par, Bd. 2).
- [34] PAVEL, N.; HIRANO, Y.; YAMAMOTO, S.; KOYATA, Y.; TAJIME, T.: *Improved pump-beam distribution in a diode side-pumped solid-state laser with a highly diffuse, cross-axis beam delivery system*. Applied Optics **39** (2000) Nr. 6, S. 986.
- [35] HONEA, E.C.; BEACH, R.J.; MITCHELL, S.C.; AVIZONIS, P.V.; MONROE, R.S.; SKIDMORE, J.A.; EMANUEL, M.A.; SUTTON, S.B.; HARRIS, D.G.; PAYNE, S.A.: *High-brightness Yb:YAG lasers*. Unveröffentlichter Konferenzbeitrag Nummer 3930-17 auf der Konferenz LASE 2000 in San Jose.
- [36] ZAPATA, L.: *persönliche Mitteilung*. Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA.
- [37] ZAPATA, L.E.; BEACH, R.J.; HONEA, E.C.; PAYNE, S.A.: *Edge-pumped thin disk laser for high average power*. Unveröffentlichter Konferenzbeitrag Nummer 3930-19 auf der Konferenz LASE 2000 in San Jose.
- [38] ZAPATA, L.E.; MASSEY, S.; SPETH, J.A.; BEACH, R.J.; PAYNE, S.A.: *Telescopic resonator for high-quality cw beam extraction from thin-laser disks*. Unveröffentlichter Konferenzbeitrag Nummer 4270-36 auf der Konferenz LASE 2001 in San Jose.
- [39] SIEGMAN, A.E.: *Lasers*. Mill Valley, CA, USA: University Science Books, 1986.
- [40] SIEGMAN, A.E.: *New developments in laser resonators*. In: Optical Resonators. Los Angeles, CA, USA. SPIE. 16-18 Jan. 1990, 1990, S. 2 (Proceedings of Spie - the International Society for Optical Engineering, Bd. 1224).

- [41] FAN, T.Y.: *Aperture guiding in quasi-three-level lasers*. Optics Letters **19** (1994) Nr. 8, S. 554.
- [42] KORTZ, H.P.; IFFLANDER, R.; WEBER, H.: *Stability and beam divergence of multimode lasers with internal variable lenses*. Applied Optics **20** (1981) Nr. 23, S. 4124.
- [43] DE SILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI, V.: *Novel stability diagrams for continuous-wave solid-state laser resonator*. Optics Letters **11** (1986) Nr. 8, S. 513.
- [44] DE SILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI, V.: *Misalignment sensitivity of solid-state laser resonators with thermal lensing*. Optics Communications **59** (1986) Nr. 1, S. 43.
- [45] DE SILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI, V.: *The role of the rod position in single-mode solid state laser resonators: optimization of a CW mode-locked Nd:YAG laser*. Optics Communications **57** (1986) Nr. 5, S. 339.
- [46] MAGNI, V.: *Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability*. Applied Optics **25** (1986) Nr. 1, S. 107.
- [47] MAGNI, V.; VALENTINI, G.; DE SILVESTRI, S.: *Recent developments in laser resonator design*. Optical & Quantum Electronics **23** (1991) Nr. 9, S. 1105.
- [48] CERULLO, G.; DE SILVESTRI, S.; MAGNI, V.: *High efficiency, 40 W CW Nd:YLF laser with large TEM₀₀ mode*. Optics Communications **93** (1992) Nr. 1-2, S. 77.
- [49] HAUCK, R.; KORTZ, H.P.; WEBER, H.: *Misalignment sensitivity of optical resonators*. Applied Optics **19** (1980) Nr. 4, S. 598.
- [50] EGGLESTON, J.M.: *Periodic resonators for average-power scaling of stable-resonator solid-state lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **24** (1988) Nr. 9, S. 1821.

A Anhang

A.1 Die Strahldichte einer Strahlquelle

Die Strahldichte L einer Strahlquelle ist definiert [16, 17] als die Leistung der Strahlquelle pro Flächeneinheit geteilt durch den Raumwinkel, in den die Strahlquelle emittiert:

$$L = \frac{P}{A\Omega}. \quad (\text{A.1})$$

Aus Symmetriegründen erfolgt diese Abstrahlung meist innerhalb eines Kegels. Der Raumwinkel ist dann gegeben durch die zugehörige Fläche auf der Einheitskugel (siehe Abbildung A.1) und kann als

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\alpha \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = 2\pi(1 - \cos \alpha) = 4\pi \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) \quad (\text{A.2})$$

aus dem halben Öffnungswinkel α des Kegels berechnet werden. Für kleine Öffnungswinkel erhält man daraus

$$\Omega = \pi\alpha^2 \quad \text{für} \quad \alpha \ll 1. \quad (\text{A.3})$$

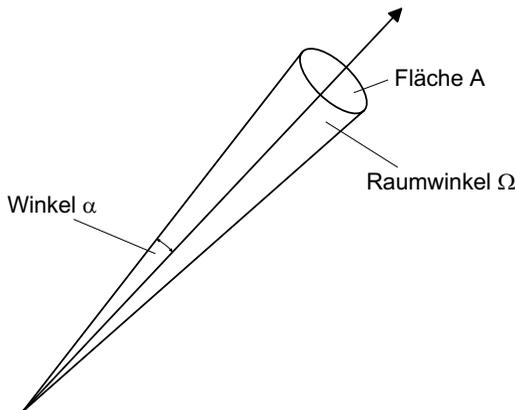


Abbildung A.1: Geometrie zur Herleitung des Raumwinkels Ω eines Kegels mit halbem Öffnungswinkel α .

Für eine Strahlquelle mit einer kreisförmigen emittierenden Fläche ergibt sich daher

$$A\Omega = \pi^2 \left(\frac{D}{2}\right)^2 \left(\frac{\theta}{2}\right)^2, \quad (\text{A.4})$$

wobei D den Durchmesser der Fläche und θ den vollen Divergenzwinkel der emittierten Strahlung bezeichnet. Mit dem Strahlparameterprodukt

$$\Pi = \frac{1}{4} D\theta \quad (\text{A.5})$$

der Strahlung lässt sich die Strahldichte der Strahlquelle dann schreiben als

$$L = \frac{P}{\pi^2 \Pi^2}. \quad (\text{A.6})$$

Demnach kann die Strahldichte schließlich auch mit Hilfe der Beugungsmaßzahl M^2 und der Wellenlänge λ der Strahlung gemäß

$$L = \frac{P}{(M^2 \lambda)^2} \quad (\text{A.7})$$

berechnen werden. Die maximal mögliche Strahldichte einer Strahlquelle der Wellenlänge λ ist daher durch

$$L_{\max} = \frac{P}{\lambda^2} \quad (\text{A.8})$$

gegeben, wenn die Quelle nur Grundmode-Laserstrahlung emittiert.

A.2 Die analytische Berechnung dynamisch stabiler Resonatoren

Die Berechnung dynamisch stabiler Resonatoren mit der Scheibe als Umlenkspiegel beginnt immer mit der Auswahl der geeigneten Resonatorform (V-Resonator, N-Resonator). Entsprechend der allgemeinen Theorie aus Abschnitt 4.1.1 stellt man dann die Durchlaufmatrizen für die beiden Resonatorarme auf, so dass man die Hilfsgrößen η , u und v gemäß ihrer Definitionen (4.1), (4.2) und (4.3) durch die noch zu bestimmenden Resonatorlängen und die Krümmungsradien der ausgewählten Resonatorspiegel ausdrücken kann. Mit der Gleichung (4.8) für den Strahlradius auf der Scheibe

$$w_3^4 = - \left(\frac{2\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{\eta^2}{(\eta^2 - u^2)(\eta^2 - v^2)} \quad (\text{A.9})$$

und der Bedingung (4.9) für die dynamische Stabilität

$$\eta = \pm \sqrt{|uv|} \quad (\text{A.10})$$

ergeben sich dann zwei Bestimmungsgleichungen, mit deren Hilfe beispielsweise zwei Resonatorlängen durch numerische Lösungsverfahren festgelegt werden können.

In der Praxis ist es jedoch wesentlich vorteilhafter, die Bestimmungsgleichungen (A.9) und (A.10) zuerst in mehrere Fälle aufzuspalten und dann noch weiter zu vereinfachen, um dadurch zu analytischen Lösungen für die Resonatorgrößen zu gelangen. Aus der Gleichung (A.10) erhält man durch Quadrieren zunächst

$$\eta^2 = |uv|, \quad (\text{A.11})$$

so dass man die Fälle $uv > 0$ und $uv < 0$ eigentlich getrennt untersuchen müsste. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann aber im Folgenden $uv > 0$ angenommen werden, da wegen

$$uv = \left(\frac{1}{2B_2D_2} \right)^2 - \left(\frac{1}{2B_1D_1} \right)^2 = \frac{(B_1D_1)^2 - (B_2D_2)^2}{4B_1^2B_2^2D_1^2D_2^2} \quad (\text{A.12})$$

diese Annahme äquivalent zu der Bedingung $|B_1D_1| > |B_2D_2|$ ist, die durch eine eventuelle Vertauschung der beiden Resonatorarme stets erfüllt werden kann. Damit erhält man aus der Gleichung (A.11) die Bedingung

$$\eta^2 = uv \quad (\text{A.13})$$

für die dynamische Stabilität des Resonators. Mit deren Hilfe lässt sich nun die Gleichung (A.9) weiter vereinfachen. Nach kurzer Rechnung findet man für den dynamisch stabilen Strahlradius auf der Scheibe

$$w_{30}^4 = \left(\frac{2\lambda}{\pi} \right)^2 (B_1D_1)^2. \quad (\text{A.14})$$

Bemerkenswerterweise ist demnach der Strahlradius w_{30} nur durch die Resonatorgrößen in einem der beiden Resonatorarme festlegt. Für die Matrixelemente dieses Arms ergeben sich dann die beiden alternativen Bestimmungsgleichungen

$$B_1D_1 = \pm \frac{\pi w_{30}^2}{2\lambda}. \quad (\text{A.15})$$

Da die Resonatorlängen und die Krümmungen der Resonatorspiegel eines Resonatorarms aber nur linear in die zugehörige Strahlmatrix eingehen, erhält man daraus zwei quadratische Gleichungen, aus denen dann beispielsweise eine Resonatorlänge als Funktion der restlichen Resonatorgrößen rein analytisch berechnet werden kann. Dadurch ist man einerseits in der Lage, alle möglichen Lösungen zu erfassen, und ist andererseits nicht auf das Raten von Anfangswerten für die gesuchten Größen angewiesen, wie es bei numerischen Lösungsverfahren meist üblich ist.

Um auch Bestimmungsgleichungen für die Resonatorgrößen des zweiten Resonatorarms zu erhalten, ist es nötig, die beiden Seiten der Gleichung (A.13) durch die Matrixelemente der jeweiligen Resonatorarme auszudrücken. Bei der Berechnung von η^2 aus der Definition (4.1) kann dabei ohne Einschränkung von $1/f = 0$ ausgegangen werden, da die thermische Linse stets in der allgemeinen Matrix eines Resonatorarms berücksichtigt werden kann. Mit dieser Vereinfachung ergibt sich zunächst

$$\begin{aligned} \eta^2 &= \frac{1}{4} \left(\frac{A_1}{B_1} + \frac{C_1}{D_1} + \frac{A_2}{B_2} + \frac{C_2}{D_2} \right)^2 \\ &= \frac{[(A_1D_1 + B_1C_1)B_2D_2 + (A_2D_2 + B_2C_2)B_1D_1]^2}{4B_1^2B_2^2D_1^2D_2^2}. \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (A.12) und (A.16) in die Bedingung (A.13) erhält man dann

$$[(A_1D_1 + B_1C_1)B_2D_2 + (A_2D_2 + B_2C_2)B_1D_1]^2 = (B_1D_1)^2 - (B_2D_2)^2. \quad (\text{A.17})$$

Die linke Seite lässt sich weiterhin wie folgt umformen:

$$\begin{aligned} & [(A_1D_1 + B_1C_1)B_2D_2 + (A_2D_2 + B_2C_2)B_1D_1]^2 = \\ & = (A_1D_1 + B_1C_1)^2(B_2D_2)^2 + (A_2D_2 + B_2C_2)^2(B_1D_1)^2 \\ & \quad + 2(A_1D_1 + B_1C_1)(A_2D_2 + B_2C_2)B_1B_2D_1D_2 \\ & = (4A_1B_1C_1D_1 + 1)(B_2D_2)^2 + (4A_2B_2C_2D_2 + 1)(B_1D_1)^2 \\ & \quad + 2(A_1D_1 + B_1C_1)(A_2D_2 + B_2C_2)B_1B_2D_1D_2, \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

wobei im letzten Schritt die aus der Determinantenbedingung (2.8) ableitbare Beziehung

$$(AD + BC)^2 = 4ABCD + 1 \quad (\text{A.19})$$

für beliebige Strahlmatrizen benutzt wurde. Damit lässt sich die Gleichung (A.17) noch weiter zu

$$\begin{aligned} & (4A_1B_1C_1D_1 + 2)(B_2D_2)^2 + 4A_2B_2C_2D_2(B_1D_1)^2 \\ & \quad + 2(A_1D_1 + B_1C_1)(A_2D_2 + B_2C_2)B_1B_2D_1D_2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

vereinfachen, und man erhält schließlich nach einer Division durch $2B_2D_2$ als Bestimmungsgleichung für die Resonatorgrößen des zweiten Resonatorarms

$$\begin{aligned} & (2A_1B_1C_1D_1 + 1)B_2D_2 + 2A_2C_2(B_1D_1)^2 \\ & \quad + (A_1D_1 + B_1C_1)(A_2D_2 + B_2C_2)B_1D_1 = 0. \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Da die Matricelemente des zweiten Resonatorarms nur als Produkte von zwei Elementen in die Gleichung (A.21) eingehen, erhält man wiederum analytisch lösbare, quadratische Gleichungen, aus denen man eine Resonatorgröße des zweiten Arms bestimmen kann.

Insgesamt wurde daher durch Umformung der Bedingungen (A.9) und (A.10) für einen dynamisch stabilen Resonator mit vorgegebenem Strahlradius auf der Scheibe in die Bestimmungsgleichungen (A.15) und (A.21) für die Matricelemente der beiden Resonatorarme die Möglichkeit geschaffen, zwei Resonatorgrößen analytisch als Funktion der restlichen Parameter zu berechnen. In der Praxis wird man meist die Krümmungsradien der vorhandenen Spiegel vorgeben, um die benötigten Resonatorlängen zu ermitteln. Im Falle von V-Resonatoren sind dann beide Resonatorlängen festgelegt. Bei N-Resonatoren kann man noch eine Resonatorlänge im gefalteten Arm frei wählen.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. Hügel für die freundliche Aufnahme an seinem Institut sowie Herrn Dr. Giesen für die Möglichkeit, die Forschung am Scheibenlaser durch meine Ideen mitzugestalten. Den Herrn Professoren Dr. H. Hügel und Dr. H. Tiziani sei weiterhin gedankt für ihr Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Haupt- und Mitberichtes.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Kolleginnen und Kollegen der Abteilung Laserentwicklung und Optik für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima. Besonderer Dank gilt Angelika Beyertt, Karsten Contag, Ingo Johannsen, Mikhail Larionov und Daniel Müller für ihre Mithilfe, diese Arbeit möglichst verständlich und fehlerfrei zu gestalten. Bei allen weiteren Mitarbeitern des Instituts bedanke ich mich für die stets freundliche Atmosphäre und die Unterstützung bei den verschiedensten Aufgaben und Problemen.

Meinen aufrichtigen Dank möchte ich schließlich meinen Eltern aussprechen, auf deren Unterstützung ich mich bei meinem Ausbildungsweg bis zur Promotion stets verlassen konnte, sowie meiner Familie, die mir in allen Phasen meiner Arbeit hilfreich zur Seite stand.

Gäufelden, 27. Juli 2002

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Goritz, Michael

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströimte CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter

Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströimten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus

Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen

Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Kreputat, Walter

Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert

Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen

Laserschweißseignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Pläß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspansung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluidynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtragens von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krattel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3