Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

M. Stubenvoll
Messung und Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontdeformationen in optischen Elementen

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, 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.

Messung und Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontdeformationen in optischen Elementen

von Dr.-Ing. Martin Stubenvoll
Universität Stuttgart

utzverlag München

Als Dissertation genehmigt
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: apl. Prof. Dr. rer. nat. Alexander Egner
Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Oliver Sawodny

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation
in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische
Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2019

D 93

Das Werk ist urheberrechtlich geschützt.
Sämtliche, auch auszugsweise Verwertungen bleiben vorbehalten.

Copyright © utzverlag GmbH 2019

ISBN 978-3-8316-4819-1

Printed in Germany

utzverlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis **5**

Abkürzungen **7**

Formelzeichen **8**

Kurzfassung der Arbeit **11**

Extended Abstract **13**

1 Einleitung **17**

1.1 Motivation und Zielsetzung ... 17

1.2 Aufbau der Arbeit ... 18

2 Thermisch induzierte Aberrationen **21**

2.1 Grundlegende Effekte ... 21

2.1.1 Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex ... 22

2.1.2 Thermische Expansion ... 24

2.1.3 Thermisch induzierte Spannungen ... 25

2.2 Thermo-optische Effekte in optischen Elementen ... 26

2.2.1 Analytische Näherung ... 27

2.2.2 Simulationsmethodik ... 29

3 Photothermische Absorptionsmessung **33**

3.1 Absorptionsmessung an optischen Elementen: Stand der Technik ... 33

3.2 Wellenfrontmessung mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen ... 38

3.3 Simultane Oberflächen- und Volumenabsorptionsbestimmung ... 42

3.4 Absorptionsbestimmung an nichtlinearen Kristallen ... 44

3.4.1 Aufbau und Messung ... 44

3.4.2 Simulation anisotroper Kristalle ... 46

3.4.3 Auswertung ... 47

3.4.4 Ergebnisse 49
3.4.5 Fazit 53

4 Passive Kompensation thermisch induzierter optischer Effekte 55
4.1 Methoden der Kompensation: Stand der Technik 55
4.1.1 Aktive Kompensation 55
4.1.2 Passive Kompensation 56
4.2 Theoretische Überlegungen zur passiven Kompensation 57
4.2.1 Passive Kompensation des Taillenlagenshifts 57
4.2.2 Passive Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung 60
4.3 Passive Kompensation des Taillenlagenshifts 66
4.3.1 Kompensationseignung von Elementen mit negativem dn/dT 66
4.3.2 Überprüfung der Kompensation mit Strahlkaustikmessungen 70
4.4 Passive Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung 72
4.4.1 Simulation und Auslegung 72
4.4.2 Experimentelle Untersuchung 78
4.4.2.1 Direkte Wellenfrontmessungen am F-Theta-Objektiv 79
4.4.2.2 Überprüfung der Kompensation mit Kaustikmessungen 82
4.5 Fazit 84

5 Zusammenfassung der Arbeit 87

A Simulationsparameter für KTP und BBO 91

B Materialparameter für BK7, N-PK51 und Quarzglas 93

Literatur- und Quellenverzeichnis 95

Publikationsliste 105

Danksagung 107

Abkürzungen

AR	Antireflex
BBO	β-Bariumborat
cw	Dauerstrich (*Continuous Wave*)
FD	Finite Differenzen
FWHM	Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum)
KTP	Kaliumtitanylphosphat
NIR	Nahes Infrarot
OPD	Gangunterschied (*Optical Path Difference*)
OPO	Optisch parametrischer Oszillator
PV	*Peak-to-Valley*
RMS	Quadratisches Mittel (*Root Mean Square*)
SPP	Strahlparameterprodukt
UV	Ultraviolett
Yb	Ytterbium

Formelzeichen

B	m^2/N	Spannungsoptischer Tensor
C	Pa	Elastizitätstensor
c_s	-	Strahlformkoeffizient
d_L	mm	Laserstrahldurchmesser (Gauß; $I = 1/e^2 \cdot I_{max}$)
E	Pa	Elastizitätsmodul
E	V/m	E-Feldvektor
f	mm	Brennweite
I	W/m^2	Intensität
K	K^{-1}	Thermo-optischer Parameter
L, l	mm	Elementlänge in Strahlrichtung
δl	mm	Längenänderung
n	-	Brechzahl
P_L	W	Laserleistung
R	mm	Elementradius
r_L	mm	Laserstrahlradius (Gauß)
T	K	Temperatur
δT	K	Temperaturänderung
u	-	Verschiebungsvektor
V	m^3	Volumen

w	nm	thermisch induzierte Wellenfrontdeformation (relativ)
w_{abs}	nm	absolute Wellenfrontstörung
w_{norm}	nm/W	w normiert auf absorbierte Leistung
w_{PV}	nm	*Peak-to-Valley*-Wert der Wellenfrontdeformation
w_{RMS}	nm	RMS-Wert der Wellenfrontdeformation

α	K^{-1}	Wärmeausdehnungskoeffizient
α_m	$C \cdot m^2 \cdot V^{-1}$	Polarisierbarkeit
β	-	Oberflächenabsorptionskoeffizient
ε	-	Abbruchkriterium
κ	W/m^2	Wärmeübergangskoeffizient
λ	nm	Wellenlänge
λ_h	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
μ	m^{-1}	Effektiver Absorptionskoeffizient
μ_V	m^{-1}	Volumenabsorptionskoeffizient
ν	-	Poissonzahl
$\boldsymbol{\sigma}$	Pa	Spannungstensor

Kurzfassung der Arbeit

Die kommerzielle Verfügbarkeit von Festkörperlasern mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung bei hoher Leistung (d.h. hoher Brillanz) birgt großes Potenzial für industrielle Anwendungen. Eine Steigerung der Brillanz ermöglicht einerseits eine Produktivitätssteigerung durch höhere Prozessgeschwindigkeiten und andererseits die Erschließung und Verbesserung neuer Laserverfahren wie z.B. das Remote-Schweißen oder die Generative Fertigung. Die wirtschaftlichen Vorteile des Einsatzes solcher Laserstrahlquellen sind der Antrieb permanenter Entwicklungsbestrebungen, um zu höheren (mittleren und/oder Spitzen-)Leistungen bei sehr guter Fokussierbarkeit zu gelangen. Das volle Potenzial hoher Laserleistung bei hervorragender Fokussierbarkeit kann jedoch nur ausgeschöpft werden, wenn die zur Strahlführung und -formung eingesetzten optischen Elemente nur eine minimale Absorption der Laserstrahlung aufweisen und auf diese Weise vernachlässigbare thermisch induzierte Aberrationen hervorrufen, so dass die Strahlqualität auf dem Weg von der Strahlquelle zur Wechselwirkungszone erhalten bleibt.

Voraussetzung für ein aberrationsarmes Optikdesign sind zum einen optische Materialien mit niedriger Absorption und zum anderen eine gute Kenntnis der Absorptionswerte der eingesetzten Substrate und Vergütungsschichten. Vor allem in Fällen, in denen keine eindeutigen Herstellerangaben oder Literaturwerte vorliegen, können Absorptionsmessungen hierbei die benötigten Informationen liefern und die Entwicklung komplexer Optiken wesentlich unterstützen. In dieser Arbeit wird daher ein am Laser-Laboratorium Göttingen entwickeltes photothermisches Messverfahren erweitert, das die Bestimmung von Schicht- bzw. Oberflächen- und Volumenabsorption aus einer einzigen Messung an einer Quaderprobe ermöglicht. Durch Modifikationen des Aufbaus, der Kalibrierung anhand von numerischen Berechnungen sowie der Auswertungsmethodik wird die Anwendbarkeit dieses Verfahrens von relativ großen, isotropen Glasproben ausgeweitet auf anisotrope Materialien und relativ kleine Quaderproben (laterale Dimension ca. drei- bis vierfacher Strahldurchmesser). Anhand von Messungen an zwei verschiedenen optisch nichtlinearen Kristallen (KTP, BBO) wird die Eignung des angepassten Verfahrens demonstriert.

Neben der Messung der Absorption ist ebenso die quantitative Betrachtung der daraus resultierenden thermo-optischen Aberrationen von erheblicher praktischer Relevanz. Beim Einsatz von Hochleistungslasern im Umfeld der industriellen Fertigung können durch thermisch induzierte Verschiebungen der Strahltaille unerwünschte Prozessinstabilitäten verursacht werden. Ist eine ausreichende Vermeidung der Absorption als Ursache der thermo-optischen Effekte nicht möglich, bilden geeignete Kompensationsmethoden eine Möglichkeit, um die erforderlichen Prozessparameter zu gewährleisten. Hierzu werden in dieser Arbeit Untersuchungen eines Verfahrens zur passiven Kompensation thermisch induzierter Effekte gezeigt. Zunächst wurde eine Kompensation des thermisch induzierten Taillenlagenshifts mit einem einfachen, planparallelen Kompensationselement entwickelt und die Tauglichkeit durch Messungen nachgewiesen. Schließlich wurde mit dem Ziel der Vermeidung inhärenter Einschränkungen und Nachteile dieser einfachen Methode ein darauf aufbauendes Konzept einer umfassenderen passiven Kompensation thermo-optischer Effekte mit einem mehrstufigen, planparallelen Kompensationselement entwickelt. Dessen Eignung zur passiven Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung wurde mit Simulationen und Experimenten untersucht und nachgewiesen.

Extended Abstract

In order to increase the efficiency of industrial laser-based manufacturing processes, but also to broaden the field of application for scientific laser applications, it is desirable that average powers and/or pulse energies as well as beam quality be further increased. However, with any advancement in laser development leading to higher brilliance, the performance of beamline optics requires careful consideration. The advantages of high-power lasers with beam qualities close to the diffraction limit can only be fully exploited when the optical elements which guide and shape the beam exhibit negligible amounts of thermally induced effects.

In order to design low-aberration optics for high-power laser applications, it is thus necessary to gain knowledge about the absorption properties of the employed optical materials. While for many standard materials volume absorption values are available from datasheets, it may sometimes be necessary to individually measure the absorption characteristics of optical materials. With respect to characterizing coating/surface absorptions it is all the more inevitable to carry out particular measurements in many cases. Alongside a number of existing measurement techniques at disposal, each one with their inherent advantages and drawbacks, a crossed-beam photothermal method has been developed at Laser-Laboratorium Göttingen which allows for comparatively short measurement times and a simultaneous but separate acquisition of bulk and surface absorptions. One of the drawbacks of this technique has been so far its limited applicability to large, isotropic glass samples. In order to extend its field of application, further development has been made to enable absorption measurements of anisotropic crystal samples with small dimensions relative to their thermal diffusion length. To this end, the measurement setup, the calibration procedure by means of numerical simulations as well as the evaluation procedure were modified, enhanced and adapted to the conditions of small anisotropic samples. The suitability of the improved technique was verified by investigating absorptions of KTP and BBO crystal samples. With this technique, the effect of annealing on the relaxation of irradation-induced structural damages ("*gray-tracking"*) in KTP and their effect on bulk absorption could be shown. For BBO, a wavelength-dependent study of bulk absorption in the NIR range was made, comparing the results of the enhanced photothermal method to literature values.

Besides the quantification of absorption properties of laser optics it may, furthermore, also prove necessary to control their consequences on functionality. Residual absorptions in laser optics lead to an increase of the temperature and consequently to thermo-optic effects, which in turn partly or fully obliterate the intrinsic advantages of a high-brilliance laser beam. The most prominent effect in this regard is the thermally induced focal shift, which leads to a displacement of the beam waist along the beam axis. However, the entirety of thermo-optic effects is much more complex, comprising not only focal shifts but also higher-order aberrations, which deteriorate the focusability and therefore affect process parameters. If, for any laser application, thermo-optic effects do not range within the required parameter window, compensation approaches may become of interest.

Among all conceivable compensation schemes, actively controlled adaptive optics offer the greatest flexibility. By means of e.g. adaptive mirrors, highly flexible and dynamic correction of aberrations up to higher orders is possible. However, active compensation techniques generally require additional electronic equipment, such as beam monitoring devices, control units, and actuators. Thus, in order to establish an active compensation of thermo-optic effects, a large amount of complexity must be introduced to the optical system. However, in terms of cost and reliability, but also with respect to the aptitude for easy retrofitting, this may be undesirable, particularly for industrial applications.

As an auspicious alternative to expensive and elaborate active compensation systems, passive compensation approaches may be taken into consideration. Through the utilization of optical materials with a negative temperature coefficient of the refractive index ($\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$), compensation systems can be designed, exploiting the thermo-optic behaviour of these materials to counteract the thermally induced effects of the actual optical system. In this work, the development of a passive compensation technique for a high-power NIR focusing optics for material processing purposes is demonstrated. As a first step, the thermo-optic behaviour of different optical materials was characterized by means of Hartmann-Shack wavefront measurements with the objective of assessing their potential for passive compensation. Subsequently, a reduction of the thermally induced focal shift of an F-Theta lens was shown by measurements of the beam caustic, using a single plane optical Schott N-PK51element.

With the knowledge of the limitations and shortcomings of the above straightforward one-element approach gained from the experiments, a more sophisticated passive compensation scheme was developed. Aiming at passive compensation of higher-order aberrations, theoretical considerations were made about the elimination of aberrations

with a multi-stage layout and counterbalancing stress-birefringence by exploiting polarization effects. Through the use of various consecutive compensating elements of different materials, the number of degrees of freedom for an optimized compensation of wavefront deformations was increased. The enhanced layout was simulated and optimized numerically. It was demonstrated that an effective passive compensation of higher-order aberrations is possible and the effects of stress-birefringence can be levelled out by distributing the compensating mechanism over two symmetric sections and rotating the polarization of the laser beam by 90° in between, thus achieving a polarization-neutral compensation. Based on the numerical results, an experimental setup was designed and fabricated. The efficacy of the compensation of astigmatism through stress-birefringence was verified by means of wavefront measurements. Beam caustic measurements complemented the findings, proving a passive compensation of the focal shift and higher-order aberrations.

1 Einleitung

1.1 Motivation und Zielsetzung

Die schnelle und nach wie vor anhaltende Entwicklung von Festkörperlasern mit hoher Leistung bei hervorragender Strahlqualität wurde – hauptsächlich im vergangenen Jahrzehnt – dominiert durch die industrielle Einführung des Scheibenlasers sowie durch die kommerzielle Verfügbarkeit von multi-kW-Faserlasern. Mit modernen Scheiben- und Faserlasern stehen Strahlquellen zur Verfügung, die hohe Leistungen, gute Strahlqualitäten und hohe Wirkungsgrade vereinen [1-4]. Treiber dieser Entwicklung ist das Interesse an einer Steigerung der Produktivität von industriellen Laserprozessen bzw. an der Erschließung neuer Anwendungsfelder. Zur Maximierung der Wirtschaftlichkeit beim fertigungstechnischen Einsatz von Hochleistungslasern ist es häufig notwendig, möglichst hohe Leistungen bei hoher Strahlqualität (d.h. kleiner Beugungsmaßzahl M^2 bzw. hoher „Fokussierbarkeit“) in die Wechselwirkungszone zu übertragen. Hohe Laserleistungen sind aus ökonomischer Sicht insbesondere deshalb wünschenswert, da durch höhere Leistungsdichten eine Erhöhung der Prozessgeschwindigkeiten und damit der Produktivität ermöglicht wird. Gleichzeitig wird eine hohe Strahlqualität angestrebt, da sich hieraus produktions- und anlagentechnische Vorteile in Bezug auf die drei Größen Fokusdurchmesser, Arbeitsabstand und Optikdimensionen ergeben [5-8].

Die durch eine Brillanzsteigerung gewonnenen Vorteile können allerdings nur dann vollumfänglich genutzt werden, wenn in den zur Strahlführung und -formung eingesetzten transmittierenden Optiken nur vernachlässigbar kleine thermo-optische Effekte durch die teilweise Absorption der transmittierten Energie des Laserstrahls erzeugt werden. Durch diese Restabsorption, sowohl an Vergütungsschichten als auch im Glasvolumen, ist aber eine gewisse thermische Reaktion grundsätzlich nicht vermeidbar. Jede Steigerung der Brillanz in der Strahlquellenentwicklung rückt daher konsequenterweise auch immer wieder die Eignung der Strahlführungsoptiken in den Blickpunkt und macht eine Betrachtung der im Strahlengang verwendeten Elemente und deren thermischen Verhaltens erforderlich [9].

Gerade beim Einsatz von Lasern mit Strahlleistungen im Kilowattbereich findet bereits bei geringfügiger Absorption der Strahlung in den optischen Gläsern und Vergütungsschichten eine oft nicht mehr zu vernachlässigende Erwärmung statt. Phasenfrontdeformationen des Strahls aufgrund von thermisch induzierten Brechzahlgradienten und thermomechanischen Effekten sind die Folge. Diese Phasenfrontdeformationen äußern sich zum einen durch eine Verschiebung der Strahltaillenlage entlang der optischen Achse des Systems (Aberration erster Ordnung [10,11]), dem häufig auch so genannten „Fokusshift". Hierzu gibt es eine Vielzahl von Untersuchungen zu Materialbearbeitungsoptiken, z.B. in [5,12,13]. Da sich thermisch induzierte Wellenfrontdeformationen aber in aller Regel nicht wie ideale Linsen auswirken, zeigen sich die thermo-optischen Effekte zum anderen auch in einer Verschlechterung der Strahlqualität, bzw. Erhöhung der Beugungsmaßzahl M^2, was zu einer schlechteren Fokussierbarkeit führt (Aberrationen höherer Ordnung) [14]. Effiziente und stabile Laserprozesse erfordern jedoch stabile Strahleigenschaften innerhalb geeigneter Toleranzen [5]. Thermisch induzierte Aberrationen sollten deshalb durch die Minimierung von Absorptionen vermieden werden. Sind thermische Effekte nicht ausreichend vermeidbar, sodass das optische System die geforderte Taillenlage, Leistungsdichte und -verteilung – und damit die Prozessstabilität – nicht mehr zu gewährleisten vermag, können des Weiteren Möglichkeiten der Kompensation in Betracht gezogen werden.

Es sind also zwei Themen zur Beherrschung thermischer Effekte in Laseroptiken herausragend: Zum einen ist die Kenntnis von Absorptionswerten von Schichten und Substraten für die Charakterisierung und Auslegung von optischen Komponenten notwendig. Zum anderen können geeignete Kompensationsmethoden dabei helfen, das thermische Verhalten der Laseroptik auszugleichen und auf diese Weise Prozesssicherheit herzustellen. Zu beiden Themen soll diese Arbeit einen Beitrag leisten. Dokumentiert werden einerseits die Weiterentwicklung einer photothermischen Messmethode zur gleichzeitigen Bestimmung von Oberflächen- und Volumenabsorptionskoeffizienten und andererseits die Entwicklung einer passiven Kompensationsmöglichkeit von thermischen Effekten in Hochleistungsoptiken.

1.2 Aufbau der Arbeit

Für alle Untersuchungen in dieser Arbeit spielen thermisch induzierte Aberrationen in dielektrischen Medien eine wesentliche Rolle. In Kapitel 2 werden dazu die grundlegenden Effekte erläutert. Es wird eine analytische Näherung für thermo-optische Wel-

lenfrontdeformationen gegeben sowie das verwendete numerische Simulationsverfahren kurz vorgestellt.

Auf der Grundlage der in Kapitel 2 beschriebenen thermo-optischen Effekte wird in Kapitel 3 zunächst ein auf thermo-optischen Effekten beruhendes und im Rahmen der hier dokumentierten Arbeiten weiterentwickeltes photothermisches Messverfahren zur Ermittlung von Absorptionskoeffizienten optischer Materialien mit seiner Besonderheit der gleichzeitigen Bestimmung von Oberflächen- und Volumenabsorption erläutert. Anschließend werden einige typische Messungen gezeigt und diskutiert. Darauf aufbauend wird die weiterentwickelte Methode beschrieben, die eine Absorptionsmessung an nichtlinearen Kristallen bei kleinen Probendimensionen ermöglicht. Die dafür nötigen experimentellen, messtechnischen und numerischen Erfordernisse werden erörtert und schließlich Ergebnisse von Messungen an zwei verschiedenen Kristallen vorgestellt.

In Kapitel 4 werden verschiedene Methoden der Kompensation von thermisch induzierten Aberrationen vorgestellt und dabei die Vor- und Nachteile des gewählten passiven Ansatzes diskutiert. Dazu werden die erforderlichen technisch-physikalischen Grundlagen zur Umsetzung einer solchen passiven Kompensation vorgestellt. Hierfür wird zunächst ein analytischer Ansatz zur Beschreibung der Kompensation des thermisch induzierten Taillenlagenshifts aufgezeigt. Nach einer Betrachtung der Probleme und Einschränkungen dieser einfachen Methode werden daraus Anforderungen an eine komplexere passive Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung abgeleitet und ein zielführender Ansatz beschrieben. Darauffolgend wird von der experimentellen Untersuchung der Kompensation des Taillenlagenshifts berichtet und die dabei gewonnenen Ergebnisse vorgestellt. Anhand der dort gezeigten, wie auch zuvor schon theoretisch diskutierten, Einschränkungen des einfachen Ansatzes zur Kompensation des Taillenlagenshifts wird die Notwendigkeit eines komplexeren Ansatzes aufgezeigt. Zur experimentellen Umsetzung dieses Ansatzes wird zunächst die Auslegung der Kompensation anhand von numerischen Simulationen beschrieben. Ausgehend von den dabei gewonnenen Daten und Kenntnissen werden dann die realisierte Kompensationsanordnung und die damit durchgeführten Experimente zu Verifizierung dieser Methode beschrieben. Anschließend werden die damit gewonnenen experimentellen Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

Schließlich werden in Kapitel 5 die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.

2 Thermisch induzierte Aberrationen

2.1 Grundlegende Effekte

Die Wechselwirkung zwischen elektromagnetischer Strahlung und Materie kann sich im Allgemeinen durch verschiedene, linear und nichtlinear mit der Strahlungsintensität skalierende Effekte äußern [15,16]. Deshalb verdienen gerade solche Strahlführungsoptiken, die zur Handhabung von Laserstrahlung hoher Leistungsdichte dienen, in dieser Hinsicht auch mit Blick auf zukünftige Entwicklungen (vgl. Abschnitt 1.1) große Aufmerksamkeit. Thermische Effekte spielen selbstverständlich nicht nur in Strahlführungsoptiken, sondern auch in der Laserkavität und dort insbesondere im laseraktiven Medium eine wesentliche Rolle. Da in dieser Arbeit der Fokus aber auf Messung und Kompensation von thermo-optischen Effekten in Strahlführungsoptiken liegt, sind die folgenden Ausführungen generell auf optische Materialien und Optiken außerhalb der Laserkavität bezogen. Es werden die für diese Arbeit relevanten Mechanismen beschrieben und deren Auswirkungen auf die Funktion der Optik diskutiert. Da die Feldstärken und Photonenenergien bei cw-Laserstrahlung im NIR-Bereich gering sind, ist die Betrachtung von linearer Absorption und damit die Umwandlung von elektromagnetischer Strahlung in thermische Energie hier ausreichend [16].

Propagiert eine elektromagnetische Welle in z-Richtung durch ein homogen absorbierendes Medium, wird deren Intensität I nach dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$I(z) = I_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu_V z} \tag{2.1}$$

gedämpft [6], wobei I_0 die in das Medium eindringende Intensität und μ_V der Volumenabsorptionskoeffizient ist. Bei schwach absorbierenden Medien wie optischen Gläsern kann für viele Anwendungen vereinfachend eine konstante Intensität im Medium angenommen werden.

Die Absorption der Strahlungsenergie geschieht dabei nahezu instantan (fs bis ps) durch eine Wechselwirkung der Photonen mit den gebundenen Elektronen des Materials [6,17]. In einem zweiten Schritt findet dann die Thermalisierung des Festkörpers statt, indem die kinetische Energie der Elektronen durch Stoßvorgänge (bzw. Elektron-

Phonon-Wechselwirkung) in Form von Schwingungsenergie auf die Atome des Festkörpers übertragen wird. Dieser Vorgang findet auf Zeitskalen im Pikosekunden- bis Nanosekundenbereich statt [6,17]. Sämtliche Vorgänge, die auf größeren Zeitskalen stattfinden, im Hinblick auf diese Arbeit insbesondere thermo-optische Effekte bei cw-Laserstrahlung, können daher mit klassischer Wärmeleitung behandelt werden.

Optische Gläser, bzw. Dielektrika im Allgemeinen, sind für elektromagnetische Strahlung dann transparent, wenn deren Bandlücke größer als die Photonenenergie ist. Erst wenn die Photonenenergie gleich oder größer als die Bandlücke ist, kann lineare Absorption im Material stattfinden [17]. Quarzglas besitzt beispielsweise eine Bandlücke von 8,9 eV [18]; eine lineare Absorption ist somit erst im UV-Bereich zwischen $\lambda = 100$ nm und 200 nm möglich. Die lineare Absorption von Strahlung im NIR-Bereich findet in optischem Glas deshalb in erster Linie an Verunreinigungen, Defekten oder chemischen Zusätzen statt. Im Fall von Quarzglas handelt es sich hierbei meist um geringfügige Verunreinigung durch OH-Gruppen, die bei der Flammenpyrolyse ins Material eingebracht werden, sowie um metallische Verunreinigungen [19]. Im Fall von anderen optischen Gläsern wie Kron- oder Flintglas handelt es sich vor allem um gezielt eingebrachte Zusätze, vorwiegend in Form verschiedener Metalloxide, um die optischen Eigenschaften des Glases gezielt zu beeinflussen [20].

Nachdem in einem optischen Material durch Absorption Strahlungsenergie in thermische Energie umgewandelt worden ist, treten in der Folge verschiedene thermo-optische Effekte auf. Dies sind im Wesentlichen drei verschiedene Mechanismen, die in ihrer Gesamtheit eine thermisch induzierte Phasenfrontdeformation des transmittierenden Lichts verursachen: die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex, die thermische Expansion und thermisch induzierte Spannungen. Bei vielen Laseranwendungen mit zylindersymmetrischen Optiken liegt, bedingt durch die Intensitätsverteilung im Strahl und die Wärmeleitungsverhältnisse, ein negativer Gradient $\mathrm{d}T/\mathrm{d}r$ in radialer Richtung vor. Thermo-optische Effekte unterliegen deshalb häufig einer radialen Abhängigkeit.

2.1.1 Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex

Der grundlegende Parameter zur Beschreibung optischer Materialien ist die Brechzahl n. Diese unterliegt zugleich verschiedenen Abhängigkeiten. So ist die Brechzahl unter anderem eine Funktion der Temperatur T des Mediums. Diese Abhängigkeit ist durch den thermo-optischen Koeffizienten $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ gegeben [21].

Herrscht in einem zylindersymmetrischen Element eine inhomogene Temperaturverteilung, lässt sich die lokale Brechzahl somit durch

$$n\left(\delta T\left(r,z\right)\right) = n_0 + \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\delta T\left(r,z\right) \tag{2.2}$$

mit der Temperaturdifferenz $\delta T(r,z)$, bezogen auf eine Ausgangstemperatur T_0, ausdrücken [22].

In erster Näherung folgt aus der Lorentz-Lorenz-Beziehung [15,23] ein positiver Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex eines Stoffes und dessen Teilchendichte. Aus diesem Grund nimmt der Brechungsindex bei einer Temperaturerhöhung ab, da die Teilchendichte aufgrund von thermischer Expansion kleiner wird. Dieses Verhalten entspricht einem negativen thermo-optischen Koeffizienten $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$. Für Gase und mit Einschränkungen auch für Flüssigkeiten ist diese Folgerung richtig. So hat beispielsweise Wasser bei Zimmertemperatur einen relativ stark negativen thermo-optischen Koeffizienten $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T = -10^{-4}\ \mathrm{K}^{-1}$ [20]. Allerdings weisen viele optische Materialien einen positiven thermo-optischen Koeffizienten auf, weil entgegengesetzt zur thermischen Ausdehnung und der damit einhergehenden abnehmenden Teilchendichte ein zunehmendes Volumen V außerdem eine positive Änderung des Brechungsindex über die Polarisierbarkeit α_m [24,25] und damit eine Änderung des thermo-optischen Koeffizienten hin zu positiven Vorzeichen bewirkt. Insofern bestimmen (bei gegebener Wellenlänge) die Beträge und Vorzeichen der beiden Materialparameter thermischer Expansionskoeffizient α und die Änderung der Polarisierbarkeit mit dem Volumen $\mathrm{d}\alpha_\mathrm{m}/\mathrm{d}V$ über das Vorzeichen des thermo-optischen Koeffizienten eines Materials. Bei Materialien mit kleiner thermischer Ausdehnung – also auch bei vielen optischen Materialien – dominiert daher die Änderung der Polarisierbarkeit mit dem Volumen. Das im Hochleistungsbereich sehr häufig verwendete Quarzglas mit seiner sehr geringen thermischen Ausdehnung besitzt aus diesem Grund einen relativ stark positiven thermo-optischen Koeffizienten von ungefähr $9\cdot10^{-6}\ \mathrm{K}^{-1}$ und das ebenfalls breit eingesetzte Borosilikatglas BK7 von ungefähr $3\cdot10^{-6}\ \mathrm{K}^{-1}$ [20].

Des Weiteren besteht eine Abhängigkeit der Polarisierbarkeit von der Frequenz bzw. Wellenlänge. Der thermo-optische Koeffizient $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ selbst ist daher dispersiv. Je näher die Photonenenergie dabei der Bandlücke des Materials kommt, desto größer (ggf. weniger negativ) wird der thermo-optische Koeffizient $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ [24]. Dadurch kommt es bei einigen Materialien (z.B. Schwerflint) sogar zu einem Vorzeichenwechsel von $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ beim Übergang zu kürzeren Wellenlängen, wie an N-SF66 von Schott in Bild 2.1 beispielhaft gezeigt. In [26] wird ein physikalisch signifikantes Modell beschrie-

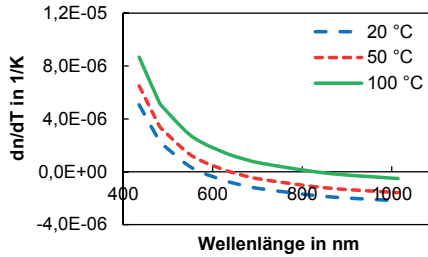

Bild 2.1: Thermo-optischer Koeffizient von N-SF66 in Abhängigkeit der Wellenlänge und Temperatur. Die Werte für dn/dT wurden mit einer empirischen Formel aus [27] ermittelt.

ben, das nicht nur die Dispersion der Brechzahl, sondern auch die des thermo-optischen Koeffizienten abbildet.

2.1.2 Thermische Expansion

Neben thermisch induzierten Variationen der Brechzahl ist außerdem die thermische Expansion verantwortlich für thermo-optische Phasenfrontdeformationen in optischen Elementen. Bei inhomogener Erwärmung kommt es zu einer geometrischen Änderung der Oberflächen, die einen Einfluss auf die optische Funktion des Elements hat. Die radiusabhängige Längenänderung eines zylindersymmetrischen Elements mit der Länge L beträgt [22]

$$\delta l(r) = \int_0^L \frac{\partial u_z}{\partial z}(r,z)\,\mathrm{d}z \overset{\text{ohne therm. ind. Spannungen}}{=} \alpha \int_0^L \delta T(r,z)\,\mathrm{d}z\,. \tag{2.3}$$

mit dem Verschiebungsvektor $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ und kann bei bekannten Werten für E-Modul, Poissonzahl ν und Expansionskoeffizient α mit den Gleichungen für das elastische Gleichgewicht numerisch berechnet werden.

Da praktisch alle optischen Materialien einen positiven Wärmeausdehnungskoeffizienten α besitzen [20], findet im Regelfall (d.h. Absorption des Laserstrahls als zentrale Wärmequelle und vorwiegend zur Mantelfläche gerichtete Wärmeleitung) die größte thermische Ausdehnung im Zentrum des optischen Elements entlang der optischen Achse statt. Dies hat zur Folge, dass in einem absorbierenden Medium der durch thermische Expansion verursachte optische Gangunterschied (OPD) für den Laserstrahl im Zentrum immer größer sein wird als am Rand (vgl. Bild 2.2). Aus diesem Grund wirkt

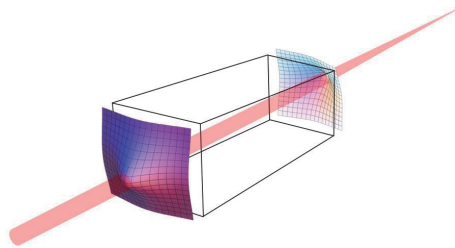

Bild 2.2: Qualitative, überhöhte Darstellung der numerisch berechneten Deformation der Eintritts- und Austrittsflächen eines planparallelen BK7-Quaders (35x35x42 mm³). Der kollimierte Strahl wird im Medium teilweise absorbiert, wodurch Temperaturgradienten im Material hervorgerufen werden. Aufgrund der daraus folgenden Wärmeausdehnung, die makroskopisch in einer Krümmung der Oberflächen resultiert, erfährt der Strahl eine Fokussierung.

die Wärmeausdehnung in optischen Elementen immer in erster Näherung als Sammellinse. In einem planen Element, durch das ein kollimierter Heizstrahl propagiert, wird aufgrund der dort stattfindenden Absorption und Wärmeleitung ein Temperaturgradient erzeugt, welcher durch thermische Expansion eine Krümmung der Eintritts- und Austrittsflächen des Elements verursacht. Abhängig von den jeweiligen Material- und Strahlparametern bewirkt der Strahl also beim Durchgang durch das Element mehr oder weniger stark seine eigene Fokussierung.

2.1.3 Thermisch induzierte Spannungen

Der dritte für thermo-optische Phasenfrontdeformationen verantwortliche Effekt ist der photoelastische Effekt, der bei Vorliegen thermisch induzierter Spannungen im Material zu einer Deformation des Indexellipsoids [23] führt und dabei auch isotropen optischen Materialien doppelbrechende Eigenschaften aufprägt. Die Änderung des Indexellipsoids $\Delta(1/n^2)$ ist in linearer Näherung gegeben durch

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = B_{ijkl} \cdot \sigma_{kl} \text{ mit } i,j,k,l : x,y,z \tag{2.4}$$

mit den Komponenten des spannungsoptischen Tensors B_{ijkl} und dem Spannungstensor σ_{kl} (Einsteinsche Summenkonvention). Sind die Koeffizienten B_{ijkl} und der Spannungszustand bekannt, so kann die lokale Brechzahl in einem zylindersymmetrischen, isotropen Medium mit

$$n\left(\sigma\left(r,z\right)\right)_{r,\phi} = n_0 - \frac{n_0^{\,3}}{2}\left(\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma}\right)_{r,\phi} \tag{2.5}$$

berechnet werden [3,9].

Die Indizes *r* und ϕ stehen jeweils für die radialen und azimutalen Polarisationsanteile. In isotropen Medien, wie z.B. optischen Gläsern, ist der spannungsoptische Tensor invariant bei Rotation um alle drei Achsen. Die Doppelbrechung hängt in diesem Fall also allein vom Spannungszustand im Medium ab. Da bei zentral geheizten und radial wärmeleitenden, zylindersymmetrischen Elementen Spannungen in radialer und azimutaler Richtung vorliegen, richten sich auch die Achsen des lokalen Indexellipsoids nach diesen Spannungsrichtungen aus. Bei Propagation des Strahls in z-Richtung sind die *x*,*y*-Schnitte des Indexellipsoids (Brechzahlellipsen) relevant. Bild 2.3 illustriert diesen Fall.

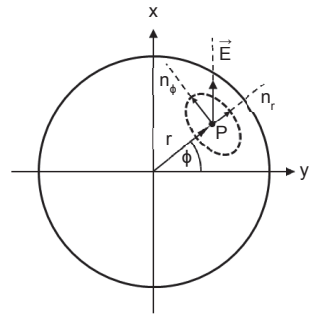

Bild 2.3: Skizze einer Indexellipse (gestrichelt) in einer kreisrunden Apertur für einen zur x-Richtung parallelen E-Feldvektor am Punkt P in Abhängigkeit von Winkel ϕ und Radius *r* (nach [28]).

2.2 Thermo-optische Effekte in optischen Elementen

Die drei in Abschnitt 2.1 beschriebenen Effekte leisten jeweils ihren Beitrag zum gesamten thermo-optischen Verhalten eines optischen Elements. Die dadurch hervorgerufenen Phasenfrontdeformationen werden zusammenfassend oft als „thermische Linse“ bzw. „*thermal lens*“ bezeichnet. Dieser zwar prägnante Begriff ist allerdings im Wortsinne nicht zutreffend, da die Bezeichnung „Linse“ ein Element zur Erzeugung einer sphärischen Phasenfrontkrümmung impliziert. Eine thermisch induzierte Gradientenlinse wird jedoch nur näherungsweise im Spezialfall eines homogen geheizten

Stabes mit radialer Wärmeleitung und unter Vernachlässigung von thermischer Expansion und elasto-optischen Einflüssen erzeugt. Durch das dabei hervorgerufene parabolische Temperaturprofil über den Stabquerschnitt bildet sich ein ebenfalls parabolischer Brechzahlverlauf aus [3]. Dieser entspricht in guter Näherung dem idealen Verlauf für Gradientenlinsen, der einer Sekans Hyperbolicus-Funktion folgt [29,30]. Da in den meisten Anwendungsfällen für optische Elemente weder ein homogenes Heizen des Materials stattfindet, noch ein rein radialer Wärmeleitungsfall vorliegt und zudem weitere thermisch induzierte Effekte (vgl. Abschnitt 2.1) nicht zu vernachlässigen sind, kann in der Regel nicht von einer thermischen „Linse“ gesprochen werden. Eine thermo-optisch beeinflusste Wellenfront kann zwar durch eine Sphäre approximiert werden, die eine Linsenwirkung mit einer bestimmten Brennweite repräsentiert, es handelt sich hierbei jedoch um eine starke Vereinfachung der realen Verhältnisse. In dieser Arbeit werden daher die allgemeineren Bezeichnungen „(thermo-optische) Phasenfrontdeformation“ bzw. „Wellenfrontdeformation“ bevorzugt.

2.2.1 Analytische Näherung

Propagiert ein kollimierter Laserstrahl mit dem Radius r_L durch ein zylindersymmetrisches optisches Element (Länge L, Radius R, Brechzahl n_0), wird entsprechend den Oberflächen- und Volumenabsorptionskoeffizienten β und μ_V ein Teil der Strahlung durch das Element absorbiert. Die resultierende Temperaturdifferenz $\delta T(r,z)$ erzeugt durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Effekte eine Phasenfrontdeformation w gegenüber einer Referenzwellenfront (z.B. vor dem Einschalten des Heizlasers aufgenommen) aufgrund von lokalen optischen Gangunterschieden. Für radial (r) bzw. azimutal (ϕ) polarisierte Strahlung ist mit den Gleichungen (2.2), (2.3) und (2.5) die thermisch induzierte Phasenfrontdeformation $w_{r,\phi}$ bei vernachlässigbarer Ablenkung des Strahls im Medium gegeben durch [9]

$$\begin{aligned} w_{r,\phi}(r) &= \int_0^L \left[(n_0 - 1)\frac{\Delta L}{L} + \Delta n_T + \Delta n_\sigma \right] \mathrm{d}z \\ &= \int_0^L \left[(n_0 - 1)\frac{\partial u_z}{\partial z}(r,z) + \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\delta T(r,z) - \frac{n_0^3}{2}(\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma})_{r,\phi} \right] \mathrm{d}z \,. \end{aligned} \tag{2.6}$$

Bild 2.4 illustriert den von Gleichung (2.6) beschriebenen Fall und die dafür relevanten Parameter.

Da nur die Wellenfrontgradienten und damit die Differenz $w(r)$ - $w(R)$ optisch relevant sind, wird $w(R) = 0$ vorausgesetzt. Nach der numerischen Berechnung des thermo-

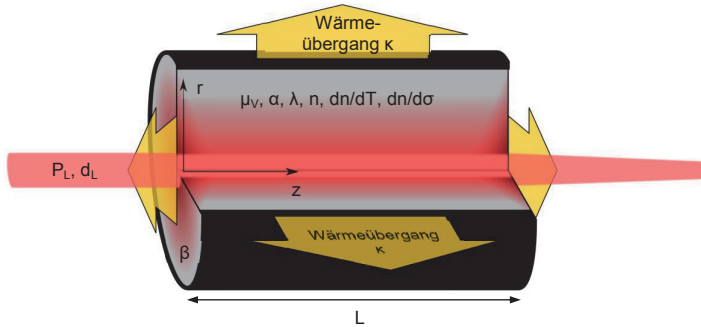

Bild 2.4: Übersicht der Mechanismen der thermischen Wellenfrontdeformation und wichtige Materialparameter (nach [33]).

elastischen Zustands im Element mit der Wärmeleitungsgleichung und den Gleichungen für das elastische Gleichgewicht kann mit Gleichung (2.6) die thermo-optische Wellenfrontdeformation des Strahls berechnet werden. Als erste Näherung ergibt sich aus dem parabolischen Anteil der Wellenfront eine Sphäre mit der Brechkraft [9]

$$\frac{1}{f_{r,\phi}} = -\frac{\mathrm{d}^2 w_{r,\phi}(r)}{\mathrm{d}r^2}_{|r=0}. \tag{2.7}$$

Mit Gleichung (2.6) kann dabei w, abhängig vom Spannungszustand, allein durch δT ausgedrückt werden und es ergibt sich [31,32,9]

$$\frac{1}{f} = -K \cdot L \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}r^2} \delta T(r)_{|r=0}. \tag{2.8}$$

Dabei ist K der thermo-optische Parameter und beträgt je nach Spannungszustand (ebener Spannungszustand, „*plane stress*“ bzw. ebener Verzerrungszustand, „*plane strain*“)

$$\begin{aligned} K_{pl.stress} &= \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} + (n_0 - 1)\alpha(1+\nu) + \frac{n_0^3}{4}\left(B_{\parallel} + B_{\perp}\right)\alpha E \\ K_{pl.strain} &= \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} + \frac{n_0^3}{4}\left(B_{\parallel} + (1+2\nu)B_{\perp}\right)\alpha E \end{aligned} \tag{2.9}$$

mit dem thermischen Expansionskoeffizienten α, dem Elastizitätsmodul E, der Poissonzahl ν und den spannungsoptischen Koeffizienten für parallele und senkrechte Po-

larisation zur anliegenden Spannungsrichtung $B_{\parallel}$, $B_{\perp}$ [9]. Ein ebener Spannungszustand liegt im Allgemeinen dann vor, wenn die die Spannungskomponente senkrecht zu einer Körperoberfläche null beträgt und nur in zwei Raumrichtungen Spannungen auftreten. Dies ist der Fall bei sehr dünnen, ebenen Elementen, die keine Krafteinleitung senkrecht zu ihrer Ebene erfahren. Eine solche Näherung kann z.B. bei optischen Planplatten vorgenommen werden. Der gegenteilige Fall, ein ebener Verzerrungszustand, liegt im Allgemeinen dann vor, wenn die Verzerrung eines Körpers in einer Raumrichtung eingeschränkt ist. Ist ein Element unendlich lang, sind nur Dehnungen in zwei Raumrichtungen möglich. Diese Näherung kann bei optischen Elementen z.B. für lange Stäbe vorgenommen werden [34].

Zusammen mit dem parabolischen Anteil der Temperaturverteilung in der Nähe der Zylinderachse [9]

$$\delta T(r) = \delta T_0 - c_s \frac{\mu P_L}{4\pi r_L^{\,2} \lambda_h} r^2 \tag{2.10}$$

mit der Temperatur auf der Zylinderachse δT_0, ergibt sich aus Gleichung (2.8) [9]

$$\frac{1}{f} = K \cdot L \frac{c_s \mu P_L}{2\lambda_h \pi r_L^{\,2}}. \tag{2.11}$$

c_s ist dabei ein Koeffizient zur Berücksichtigung der Strahlform (z.B. $c_s = 1$ für einen Flattop- und $c_s = 2$ für einen Gauß-Strahl) und

$$\mu = \mu_V + 2 \cdot \frac{\beta}{L} \tag{2.12}$$

ist ein effektiver Absorptionskoeffizient, der sich entsprechend aus dem Absorptionskoeffizienten für das Volumen μ_V und dem Absorptionskoeffizienten für die Oberfläche β zusammensetzt.

2.2.2 Simulationsmethodik

Sowohl für den Vergleich mit experimentellen Wellenfrontmessungen als auch für die Kalibrierung des Messverfahrens zur Absolutbestimmung der Probenabsorption wird der Einsatz numerischer Verfahren zur Lösung der zugrundeliegenden partiellen Differentialgleichungen erforderlich. Obwohl die Entwicklung von entsprechendem Computercode nicht Gegenstand dieser Arbeit ist, soll wegen der häufigen Verwendung

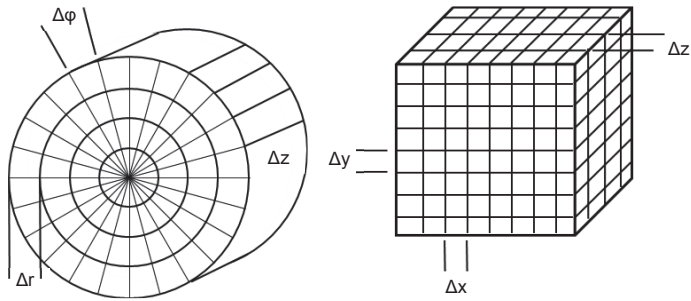

Bild 2.5: Diskretisierung in Zylinderkoordinaten bzw. kartesischen Koordinaten.

numerischer Ergebnisse auf die prinzipielle Vorgehensweise sowie auf die Wahl der Materialparameter und Randbedingungen kurz eingegangen werden.

Für die Berechnungen wurde ein am LLG entwickelter Softwarecode auf der Basis der Methode der finiten Differenzen (FD) eingesetzt. Zur numerischen Lösung der Gleichungen für Temperatur, elastische Verformung [22] und schließlich der Wellenfrontdeformation (Gleichung (2.6)) wurden die optischen Elemente je nach Geometrie wie in Bild 2.5 dargestellt in N Teilvolumina zerlegt, und die Differentialgleichung mit Hilfe von FD-Approximationen diskretisiert. Zur iterativen Lösung des resultierenden linearen $N \times N$ Gleichungssystems $\mathbf{Ax} - \mathbf{b} = 0$ kommt eine Variante des Verfahrens der bi-konjugierten Gradienten [35] zum Einsatz, als Abbruch- bzw. Konvergenzkriterium dient die Norm des Residuums $\mathbf{r}_l$ in der l-ten Iteration

$$\frac{\|\mathbf{r}_l\|}{\|\mathbf{b}\|} = \frac{\|\mathbf{A}\mathbf{x}_l - \mathbf{b}\|}{\|\mathbf{b}\|} < N\varepsilon \tag{2.13}$$

mit Werten für ε von 10^{-6} bis 10^{-8}. Bild 2.6 zeigt graphisch die Schritte des numerischen Verfahrens.

Nach der Berechnung von Temperatur und elastischen Spannungen bzw. Verzerrungen ergibt sich der optische Gangunterschied

$$OPD_{ij} = \sum_k \left((n_0 - 1) \frac{\partial u_z}{\partial z}_{ijk} + \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} \delta T_{ijk} + \frac{n_0^3}{2} (\mathbf{B}\boldsymbol{\sigma})_{ijk} \right) \Delta z \tag{2.14}$$

an den diskreten Stützstellen i, j durch Summation über den z-Index k.

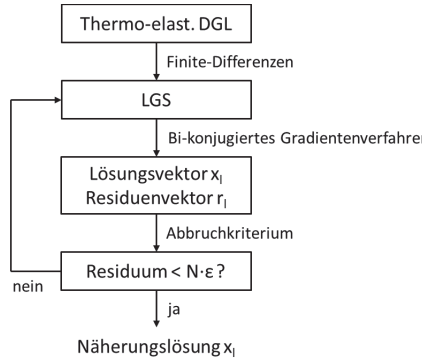

Bild 2.6: Übersicht des Vorgehens zur numerischen Lösung der Differentialgleichungen für Temperatur und elastische Verformungen.

Neben einer konsistenten und numerisch stabilen Lösung des FD-Systems ist die Wahl der Materialparameter und Randbedingungen entscheidend für die Richtigkeit der numerischen Approximation (vgl. hierzu auch Tabelle A.1). Für Quarzglas und Standardgläser von Schott sind die Materialdaten gut bekannt und konnten den entsprechenden Datenblättern entnommen werden. In dieser Hinsicht problematischer sind die Materialparameter der anisotropen Kristalle β-Bariumborat (BBO) und Kaliumtitanylphosphat (KTP), für die in der Literatur zum Teil signifikant voneinander abweichende Daten angegeben werden. Deshalb wurden in diesen Fällen für eine Fehlerabschätzung mehrere Simulationen mit unterschiedlichen Datensätzen vorgenommen und die mittlere thermisch induzierte Wellenfrontdeformation verwendet.

Als Randbedingungen für die Temperaturberechnung wurde in allen Simulationen ein fester Wert von $\kappa = 10\ \mathrm{W/m^2}$ für den Wärmeübergangskoeffizienten verwendet. Dies entspricht bei kleinen Temperaturdifferenzen in etwa dem Wert für trockenen Stickstoff bei freier Konvektion. Die Berechnung der elastischen Verformung erfolgte unter der Annahme einer kräftefreien Oberfläche.

3 Photothermische Absorptionsmessung

3.1 Absorptionsmessung an optischen Elementen: Stand der Technik

Durch die Verfügbarkeit von Lasersystemen mit hoher und weiter steigender Leistung wachsen gleichzeitig die Anforderungen an die optischen Systeme und die darin eingesetzten optischen Materialien zur Strahlführung und -formung. Da bei hoher Lichtleistung bereits kleine Bruchteile absorbierter Leistung zu nicht mehr vernachlässigbaren thermo-optischen Effekten oder gar zur Schädigung des Materials führen können, sind sehr geringe Absorptionswerte der optischen Komponenten für den Einsatz in Hochleistungsoptiken wesentlich. Dies gilt einerseits für optisch isotrope Materialien wie optische Gläser, aber andererseits auch umso mehr für optisch nichtlineare Kristalle. Diese sind aufgrund der Natur ihres Einsatzes z.B. als elektro-optische Güteschaltung (Pockels-Zelle) oder zur Frequenzkonversion prinzipbedingt hohen Intensitäten ausgesetzt [36]. Der Einsatz nichtlinearer Kristalle wird außerdem in diesem Zusammenhang zunehmend auch für Hochleistungsanwendungen interessant. Die mittleren Leistungen von gütegeschalteten Kurzpulslasern reichen inzwischen bis an den Kilowatt-Bereich heran [37,38] und die Entwicklung frequenzkonvertierter Festkörperlaser für Hochleistungsanwendungen gewinnt weiter auch an kommerzieller Bedeutung [39]. Die Folge von Absorptionen im Kristall sind einerseits thermisch induzierte Phasenfrontdeformationen der transmittierten Strahlung. Andererseits kommen weitere unerwünschte Effekte hinzu, wie z.B. eine Vergrößerung des *Phase-Mismatch* bei der Frequenzkonversion und damit eine Verringerung der Konversionseffizienz [40], ein verringertes Kontrastverhältnis von Güteschaltungen [41] oder eine Abnahme des Transmissionsgrades von Kristallen durch das sogenannte *gray-tracking* [42,43]. Obwohl die Bestimmung von Absorptionsgrößen aufwändige und teure Messverfahren erfordert, kann diese dennoch wichtig für eine Ermittlung oder Abschätzung der Einflüsse thermischer und thermo-optischer Effekte sowie zur Bestimmung der Einsatzgrenzen von nichtlinearen Kristallen sein [44,45].

Die am weitesten verbreiteten Messmethoden zur Bestimmung sehr niedriger Absorptionskoeffizienten von optisch transparenten Materialproben nutzen indirekte Mess-

prinzipien, da die zu messende Größe (d.h. die Abschwächung des transmittierten Lichts durch die Probe) im *parts-per-million*-Bereich und damit erheblich unterhalb der Detektionsgrenze direkter Verfahren, wie z.B. der Spektrophotometrie, liegen [46]. Indirekte Prinzipien zur Absorptionsmessung nutzen im Wesentlichen drei verschiedene physikalische Effekte: Wird elektromagnetische Strahlung durch Materie absorbiert, führt dieser Vorgang erstens zur Umwandlung der Strahlung in thermische Energie und damit zu einem Temperaturanstieg des Materials, zweitens zu einer daraus folgenden thermomechanischen Expansion und drittens zu thermo-optischen (und in geringerem Maße spannungsoptischen) Effekten [47].

Die unmittelbare Messung dieses Temperaturanstiegs an der Probe und der Rückschluss auf die gesuchten Absorptionskoeffizienten wird in kalorimetrischen Verfahren ausgenutzt [48-50] und ist als Prüfverfahren nach ISO 11551 [51] standardisiert. Der Vorteil der Kalorimetrie liegt insbesondere darin, dass es sich hierbei im Prinzip um ein absolutes Messverfahren handelt. Mit einer Temperaturmessung der Probe sowie der Kenntnis der Materialdaten (v.a. Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit) des Probenmaterials und der verwendeten Lichtleistung lässt sich ohne weitere Annahmen ein Absorptionskoeffizient berechnen [52]. Auch mit unbekannten Materialdaten kann mit Hilfe einer geeigneten Kalibrierung (z.B. elektrisches Heizen einer Probe oder eine Referenzprobe mit bekannter Absorption [49-51]) ein Absorptionswert ermittelt werden. Allerdings wird die Absorption nur integral erfasst, da sämtliche Dissipationsvorgänge in der Probe ins Messergebnis eingehen. Eine Separierung von Oberflächen- und Volumenabsorption ist daher nur indirekt z.B. durch Extrapolation mithilfe einer Dickenserie, d.h. mehrere Proben unterschiedlicher Länge, möglich. Zum Erreichen einer hohen Genauigkeit erfordert das Messverfahren außerdem eine aufwändige thermische Isolierung der Probe, eine gute thermische Kontaktierung der Temperaturfühler an die Probe und die Vermeidung von reflektierter oder gestreuter Strahlung innerhalb der Probenkammer. Die Messdauer beim Einsatz von kalorimetrischen Verfahren ist relativ lang (bis zu 300 s), da eine ausreichende Wärmeausbreitung innerhalb des Probenvolumens oder sogar ein stationärer thermischer Zustand erreicht werden muss [51].

Die durch Absorption und Aufheizung verursachte thermische Expansion des Probenmaterials wird bei photoakustischen Absorptionsmessverfahren ausgenutzt. Unter Einsatz gepulster Laserstrahlung werden durch das absorbierende und damit expandierende Volumen Druckwellen im Probenmaterial erzeugt. Anhand einer piezoakustischen Vermessung der Druckwellen können daher Rückschlüsse auf die absorbierte Energie gezogen werden. Prinzipiell ist auch hier ein Zusammenhang zwischen dem Schall-

druck der akustischen Welle und der durch die durch die Druckwelle transportierte (und somit im Material absorbierte) Energie hergeleitet worden [46,47]. In [46,53] wird dennoch über eine Kalibrierung des Verfahrens an stark absorbierenden Medien anhand eines alternativen Messverfahrens berichtet. Auch photoakustische Verfahren erfassen in erster Linie die integrierte Absorption der Probe und eignen sich daher eher schlecht zur Separierung von Oberflächen- und Volumenabsorption. Ein wesentlicher Vorteil des photoakustischen Messverfahrens gegenüber der Kalorimetrie besteht darin, dass die Empfindlichkeit der Messung trotz sehr niedriger Probenabsorption nicht durch eine möglichst hohe mittlere Leistung erreicht werden muss und somit auch gepulste Laserstrahlung zur Anregung der Druckwellen verwendet werden kann. Dies eröffnet dem Verfahren die Möglichkeit der wellenlängenabhängigen Absorptionsmessung unter Einsatz einer durchstimmbaren Quelle wie z.B. eines optisch-parametrischen Oszillators (OPO) [46].

Schließlich werden durch eine Erwärmung des Materials aufgrund von absorbierter Strahlung thermo-optische Effekte hervorgerufen, welche erfasst und zur Bestimmung von Absorptionsgrößen herangezogen werden können. Verschiedene thermo-optische Messverfahren mit ihren Vor- und Nachteilen stehen hierfür zur Verfügung, so z.B. *Photothermal Common-Path Interferometry* (PCI) [54,55], *Laser Induced Deflection* (LID) [56,57] oder photothermische Methoden anhand von Messungen der durch die thermisch beaufschlagte Probe hervorgerufenen thermo-optischen Wellenfrontdeformationen [22,33,58]. Alle genannten Verfahren haben gemeinsam, dass jeweils ein Heizstrahl zur Aufbringung der thermischen Last und ein Beobachtungs- bzw. Teststrahl zur Erfassung des verursachten Effekts zum Einsatz kommt. Bei PCI kommt ein kohärenter Teststrahl zur Erfassung der in der Probe durch den Heizstrahl erzeugten thermo-optischen Effekte zum Einsatz, welcher den Heizstrahl unter einem Winkel kreuzt. Die durch thermo-optische Effekte verursachte lokale Fokussierung des Teststrahls bewirkt dessen Selbst-Interferenz. Mithilfe eines Photodetektors werden die durch Interferenz hervorgerufenen Intensitätsunterschiede aufgezeichnet. Aufgrund der interferometrischen Wirkungsweise erreicht PCI eine sehr hohe Empfindlichkeit bei relativ kurzen Messzeiten [46]. Durch die Möglichkeit des Scannens des Kreuzungspunktes der Heiz- und Teststrahlen innerhalb der Probe ist zudem eine grobe Ortsauflösung der Absorptionsmessung und damit auch eine Trennung zwischen Oberflächen- und Volumenabsorption möglich. Zur Absolutbestimmung von Absorptionswerten ist eine geeignete Kalibrierung der Messanordnung nötig [54]. Auch LID nutzt thermo-optische Effekte, die in einer Probe durch die Absorption eines Heizstrahls generiert werden. Dabei werden ein oder mehrere Teststrahlen durch die in der Probe thermisch induzierten Brechungsindexgradienten von ihrem ursprünglichen Pfad abge-

lenkt. Die Auslenkung des Strahls wird mittels einer positionsempfindlichen Diode erfasst und ist in Zusammenwirken mit einer Kalibrierung (z.B. elektrisches Heizen [57]) ein Maß für die in der Probe in Wärme umgewandelte Strahlungsenergie. Auch mit LID ist eine gewisse Ortsauflösung bzw. eine Trennung zwischen Oberflächen- und Volumenabsorption durch die gleichzeitige oder aufeinanderfolgende Auswertung der Ablenkung mehrerer Teststrahlen erreichbar, wobei diese mit unterschiedlichen Distanzen zur absorbierenden Oberfläche positioniert werden müssen. Die Nachteile von LID sind eine geringere Empfindlichkeit und eine längere Messdauer gegenüber PCI [46,56].

Die am Laser-Laboratorium Göttingen entwickelten Methoden zur Absorptionsmessung basieren auf der Erfassung der charakteristischen, durch eine durchstrahlte Probe hervorgerufenen thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen mittels eines Hartmann-Shack-Wellenfrontsensors und der Kalibrierung des Wellenfrontsignals. In [22,33] wird hierzu eine in die Referenzprobe eingebrachte Kette elektrischer Widerstände zur Einbringung einer definierten Energiemenge genutzt, wobei die Oberflächenabsorption vernachlässigt wird. Eine alternative Methode wird hingegen in [58] beschrieben. Dabei kreuzen sich Heiz- und Teststrahlen im rechten Winkel innerhalb der Probe, wobei der Teststrahl einen erheblich größeren Durchmesser als der Heizstrahl besitzt und außerdem den Bereich in der Nähe der Eintrittsfläche des Heizstrahls in die Probe überdeckt, um so das Signal der durch Oberflächenabsorption verursachten Wellenfrontdeformation mit dem Hartmann-Shack-Sensor erfassen zu können. Da die Effekte der Volumenabsorption über die gesamte Probenlänge in Erscheinung treten, die Effekte der Oberflächenabsorption sich aber in Oberflächennähe konzentrieren, kann durch eine dementsprechend gewählte Kalibrierung eine Separierung der Oberflächen- und Volumenbeiträge vorgenommen werden. Dies kann insbesondere durch die Verwendung numerischer Berechnungen als Kalibrierwerte erreicht werden. Können diese Berechnungen instationär ausgeführt werden, so kann die Messdauer dadurch reduziert werden. Diese Methode vereint also die Vorteile kurzer Messzeiten, einer hohen räumlichen Auflösung mittels einer einzigen Aufnahme, eines relativ einfachen experimentellen Aufbaus, sowie als herausragendes Alleinstellungsmerkmal die Möglichkeit der gleichzeitigen, aber separaten, Messung von Oberflächen- und Volumenabsorption. Demgegenüber steht ein erhöhter Kalibrieraufwand, da zur vollumfänglichen Anwendung des Verfahrens komplexe Simulationsrechnungen durchgeführt werden müssen. Des Weiteren wurde das Verfahren zur simultanen Messung von Oberflächen- und Volumenabsorption in [58] allerdings nur zur Messung gängiger, isotroper optischer Materialien bei monochromatischer Heizstrahlung untersucht, während in [53,59,60] bereits die spektrale Absorptionsmessung an optisch nichtlinearen

Kristallen mit photoakustischen Methoden gezeigt wurde. Aufgrund der Möglichkeit zur direkten Kalibrierung, z.B. durch elektrisches Heizen, sind sämtliche andere beschriebene Methoden überdies nahezu unabhängig von den zu messenden Materialien. Ebenso waren die in der zuvor genannten Publikation [58] verwendeten Proben relativ groß ($25 \times 25 \times 45$ mm³), wobei bei der Kalibrierung vereinfachende Annahmen möglich sind.

Gleichzeitig bietet die photothermische Methode mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen aber einige herausragende Vorteile, die auch bei der Vermessung von kleinen, optisch nichtlinearen Kristallen zum Tragen kommen können. Alle anderen zuvor beschriebenen Verfahren erlauben – abgesehen von der Möglichkeit des Scannens über die Probe – lediglich eine integrale oder quasi-punktuelle Betrachtung der Probenabsorption und bieten daher keine Möglichkeit einer Ortsauflösung und damit einer gleichzeitigen Messung der Oberflächen- und Volumenabsorption. Außerdem erfordern diese z.T. hohen experimentellen Aufwand. Aus diesen Gründen bestand für die beschriebene photothermische Methode mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen die besondere Herausforderung, die Möglichkeit eines Einsatzes des komplexen, mehrdimensionalen Verfahrens zur Absorptionsbestimmung an bislang nicht eingesetzten Probenmaterialien und -dimensionen zu untersuchen bzw. für solche Anwendungsfälle weiter zu entwickeln. Die Methode wurde dabei erstmals für Messungen an optisch nichtlinearen Kristallen mit anwendungstypischen, im Verhältnis zu den eingesetzten Heizstrahldurchmessern bzw. thermischen Diffusionslängen relativ kleinen, Probendimensionen eingesetzt. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit der Wellenfrontmessung mit dem Hartmann-Shack-Sensor wurde zudem der Einsatz gepulster Laserstrahlung mit niedriger mittlerer Leistung zum Heizen der Probe untersucht, wodurch die Eignung dieses Verfahren auch zur spektralen Analyse der Absorption mithilfe einer durchstimmbaren Strahlquelle gezeigt werden konnte. Die Motivation zur Erweiterung des Einsatzbereichs dieses Absorptionsmessverfahrens ergab sich also aus den beschriebenen, anfangs bestehenden Einschränkungen gegenüber anderen Absorptionsmessverfahren, bei gleichzeitig einigen wesentlichen Vorteilen dieser Methode. In Anbetracht der genannten vorteilhaften Eigenschaften dieses Messverfahrens und der noch nicht untersuchten und erschlossenen Ausweitung dessen Einsatzgebietes ergab sich damit, aufbauend auf der genannten vorangegangenen Publikation [58], weiterer Forschungsbedarf.

3.2 Wellenfrontmessung mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen

Die in [58] erstmals vorgestellte Methode der photothermischen Absorptionsmessung mit gekreuzten Strahlen wurde vom Verfasser für einige der in [9] beschriebenen Untersuchungen unverändert angewandt. Da in diesem Kapitel über eine Weiterentwicklung dieser Methode berichtet wird, sollen als Grundlage einige typische Ergebnisse von Messungen der thermisch induzierten Wellenfrontdeformation mit gekreuzten Strahlen aus [9] kurz aufgezeigt werden. Diese wurden mit einem Aufbau wie in Bild 3.1 skizziert ermittelt. Die quaderförmige und an vier Seiten polierte Probe wird so positioniert, dass der Heizstrahl in z-Richtung propagiert. Des Weiteren wird der Teststrahl so ausgerichtet, dass dieser parallel zu den Stirnflächen in y-Richtung einfällt. Auf diese Weise können gleichzeitig sowohl thermo-optische Effekte in der Nähe der Eintrittsfläche des Heizstrahls als auch im Volumen des Quaders quer zur Strahlrichtung mit einem Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor [22,33] aufgenommen werden. Zur Messung wird zunächst eine Referenzwellenfront bei ausgeschaltetem Heizlaser aufgenommen. Anschließend wird der Heizlaser zugeschaltet. Eine erneute Messung nach 10 s Bestrahlungsdauer nimmt die Phasenfrontdeformation durch den thermisch induzierten optischen Gangunterschied (OPD) auf. Die auf diese Weise gemessene[1] relative Phasenfrontdeformation enthält einerseits Informationen über die Oberflächenabsorption (nahe der Eintritts- oder Austrittsfläche des Heizstrahls) und andererseits über die Volumenabsorption (entlang der Propagationsstrecke im Material). Für die im Folgenden erläuterten Messungen wurden quaderförmige Glasproben mit den Maßen 25 × 25 × 45 mm³ verwendet. Als Heizstrahl wurde der kollimierte Strahl eines Yb-Faserlasers (IPG-YLR-500-AC; $P_{L,max} = 256$ W; $d_L = 2{,}6$ mm; $\lambda = 1070$ nm, $M^2 < 1{,}2$) verwendet. Dieser tritt durch die Stirnseiten in die Probe ein bzw. wieder aus. Als Teststrahl wurde das kollimierte Licht einer Plasmaquelle (Energetiq EQ 99XFC LDLS, $d \approx 30$ mm) in Kombination mit einem Interferenzfilter (zentrale Wellenlänge 800 nm, 10 nm FWHM) eingesetzt, welcher durch die Längsseiten der Probe propagiert. Die durch eine teilweise Absorption des Heizstrahls verursachten thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen wurden mit einem Hartmann-Shack-Sensor gemessen. Zur Aufnahme des photothermischen Signals wurde der Teststrahl nach dem Probendurchgang mit Hilfe eines Teleskops 3-fach verkleinert. Anders als bei dem in

[1] Da bei der Messung von Wellenfrontdeformationen mit dem Hartmann-Shack-Sensor ein Rekonstruktionsalgorithmus zum Einsatz kommt, handelt es sich bei den verwendeten Daten nicht um Rohdaten, sondern immer um bereits numerisch aufbereitete Daten. Die Wellenfrontrekonstruktion erfolgt durch den Fit mit Zernike- oder Legendre-Polynomen, siehe hierzu z.B. [11].

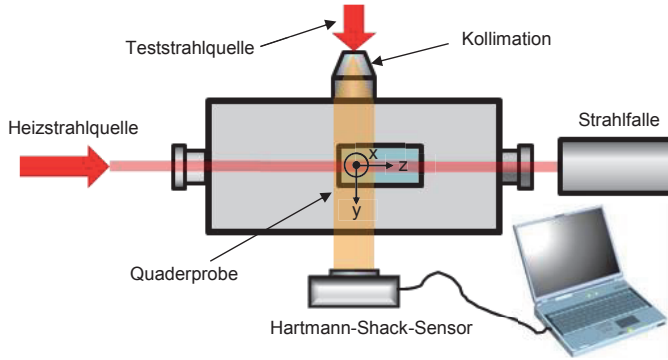

Bild 3.1: Aufbau zur Messung von thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen.

[58] beschriebenen Aufbau wurde dabei keine Laserdiode als Teststrahlquelle verwendet. Dies hat einerseits den Vorteil, dass mit Hilfe von Bandpassfiltern beliebige Testwellenlängen selektiert werden können, andererseits verringert das inkohärente Licht störende Artefakte auf dem Wellenfrontsensor, die z.B. durch Interferenzen aufgrund von Streulicht oder Reflexion an Oberflächen entstehen.

In Bild 3.2 sind Messergebnisse des oben beschriebenen Verfahrens für verschiedene optische Materialien gezeigt. Mit dem Hartmann-Shack-Wellenfrontsensor wurden Relativmessungen durchgeführt. Mit der Größe w_{PV} sind in der linken Spalte des Bildes die *Peak-to-Valley*-Werte der gemessenen Wellenfrontstörungen angegeben. Die Proben aus Quarzglas und N-FK5 waren für $\lambda = 1064$ nm AR-beschichtet, die N-PK51-Probe besaß eine unbeschichtete Eintrittsfläche. Die Wellenfrontverteilungen zeigen alle eine mehr oder weniger stark ausgeprägte mittige „Rinne“. Durch die Absorption des Heizstrahls entlang des Quadervolumens und der resultierenden Temperaturerhöhung stellt sich dort aufgrund des thermo-optischen Koeffizienten dn/dT an lokalen Temperaturänderungen eine abweichende Brechzahl sowie durch thermische Expansion eine abweichende Geometrie ein. Beide Effekte führen zu einem optischen Gangunterschied (OPD) und damit zu einer messbaren Wellenfrontdeformation quer zum Heizstrahl. Aufgrund der durch Oberflächen- bzw. Schichtabsorption zusätzlich erhöhten Absorption des Heizstrahls nahe den Eintrittsflächen ist dort aufgrund desselben Mechanismus jeweils eine starke Krümmung der Wellenfront messbar.

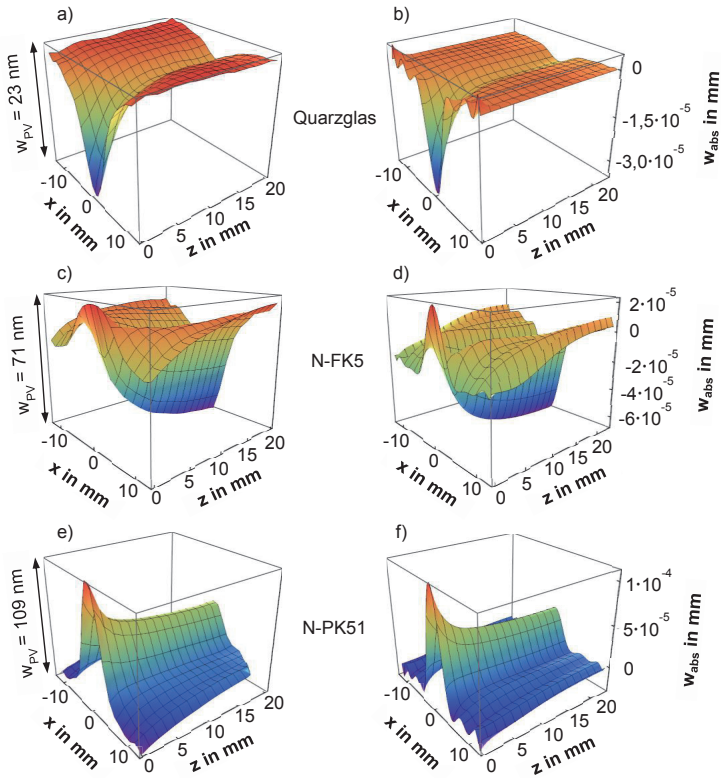

Bild 3.2: Vergleich von Messungen mit gekreuzten Heiz- und Messstrahlen (linke Spalte) und Simulationen (rechte Spalte) der absoluten thermisch induzierten Wellenfrontstörung w_{abs} für drei verschiedene optische Gläser (Heizlaser: $P_{L,max} = 256$ W; $d_L = 2{,}6$ mm; $\lambda_L = 1070$ nm) [9]. Die für die Simulation verwendeten Absorptionskoeffizienten wurden zunächst mit dem in diesem Abschnitt beschriebenen Verfahren bestimmt.

Im Fall von Quarzglas (positiver thermo-optischer Koeffizient dn/dT, positiver thermischer Expansionskoeffizient α) bewirken Oberflächen- und Volumenabsorption eine Krümmung der Wellenfrontdeformation in die gleiche Richtung. Typischerweise erhält man für vergütetes Quarzglas eine thermisch induzierte Phasenfrontdeformation wie in Bild 3.2(a) gezeigt, wo nahe der Eintrittsfläche eine vergleichsweise starke Absorption an der AR-Schicht und dadurch eine Phasenfrontverzögerung (dn/dT > 0!) stattfindet. Im weiteren Verlauf entlang des Heizstrahls äußert sich die Volumenab-

sorption durch eine relativ flache Rinne mit konstanter Tiefe. Dies gilt in ähnlicher Form für N-PK51, allerdings mit umgekehrtem Vorzeichen, bedingt durch einen dominanten negativen thermo-optischen Koeffizienten dn/dT.

Das komplexere Verhalten von N-FK5 kann mit folgendem Modell beschrieben werden: Durch die relativ hohe Volumenabsorption in N-FK5 ($\mu_V = 0{,}12\ m^{-1}$ [9]) wird eine starke Aufwölbung der längsseitigen Flächen (Eintritt und Austritt des Teststrahls) durch thermische Expansion hervorgerufen. Das negative dn/dT wird dadurch überkompensiert, sodass in einiger Entfernung von der Stirnfläche in Summe eine Phasenfrontverzögerung vorliegt (Wellenfrontdeformation w nimmt negative Werte an). Nahe der Stirnfläche (Eintritt des Heizstrahls) wird jedoch einerseits die thermische Expansion bzw. die Aufwölbung der längsseitigen Flächen durch Wärmeabfluss über die Stirnfläche reduziert. Im Bereich des Heizstrahls kommt es andererseits durch die relativ starke Absorption an der AR-Schicht zusätzlich zu einer Temperaturerhöhung. Dies führt in Summe dazu, dass das negative dn/dT in der unmittelbaren Umgebung des Strahleintritts die Ausbildung der thermisch induzierten OPD dominiert. Sichtbar wird dies an der überhöhten Wellenfront im Bereich der Eintrittsfläche nahe der Strahlachse, wo die thermisch induzierte OPD negative Werte annimmt, es damit zu einer Phasenfrontvoreilung kommt und die Wellenfrontdeformation w daher positive Werte annimmt. Aufgrund der insgesamt starken Dominanz der thermischen Expansion ist N-FK5 also trotz des negativen dn/dT als Kompensationsmaterial nicht geeignet.

In der rechten Spalte von Bild 3.2 sind die dazugehörigen numerischen Simulationen für diese Werkstoffe zu sehen, wobei die experimentell ermittelten Absorptionskoeffizienten verwendet wurden. Offensichtlich ist eine gute Übereinstimmung sogar für die komplexe Wellenfrontdeformation bei thermischer Beaufschlagung der N-FK5-Quaderprobe gegeben. An der simulierten absoluten Wellenfrontstörung w_{abs} ist hier gut abzulesen, dass tatsächlich ein Vorzeichenwechsel des optischen Gangunterschieds (OPD) und damit der thermisch induzierten Phasenfrontdeformation in unmittelbarer Nähe des Heizstrahl-Eintritts stattfindet. Die seitlichen Oszillationen bei den drei gezeigten Simulationen der Wellenfrontdeformation sind numerische Artefakte, die beim Fit von Legendre-Polynomen an die numerischen Ergebnisse erzeugt werden [9]. Wird die Amplitude dieser Artefakte berücksichtigt, sowie die Tatsache, dass die Wellenfrontmessung aufgrund der endlichen Ortsauflösung des Mikrolinsenarrays nicht bis direkt an die Eintrittsfläche möglich ist, wo der steilste Gradient vorliegt, so stimmen die *Peak-to-Valley*-Werte sehr gut mit denen der Messung überein.

3.3 Simultane Oberflächen- und Volumenabsorptionsbestimmung

Aus den in Kapitel 2 beschriebenen thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen können mit Methoden der Wellenfrontmessung und einer geeigneten Kalibrierung Informationen über das Absorptionsverhalten von optischen Elementen gewonnen worden. In [58] ist eine Methode beschrieben, die dazu geeignet ist, mit einer einzigen Messung Oberflächen- und Volumenabsorptionen getrennt ermitteln zu können. Es werden dazu gekreuzte Heiz- und Teststrahlen und eine quaderförmige, an vier Seiten polierte Probe verwendet, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben. Die Kalibrierung erfolgt mit Hilfe numerisch berechneter Wellenfrontdeformationen (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Die in Gleichung (2.6) eingeführte Wellenfrontdeformation w kann – hier in kartesischen Koordinaten – als eine Linearkombination einer Summe aus zwei Summanden

$$w(x,z,t) \overset{\mu_V L,\beta \ll 1}{=} P_L\left[\mu_V \cdot V(x,z,t) + \beta \cdot S(x,z,t)\right] \tag{3.1}$$

geschrieben werden [58,61]. P_L ist dabei die mittlere Laserleistung. V und S sind Formfunktionen für reine Volumen- bzw. reine Oberflächenabsorption und hängen ab von der Probengröße, dem Heizstrahlprofil sowie von den Gegebenheiten der Wärmeleitung und des Wärmeübergangs. Sie sind jedoch unabhängig von P_L und den Absorptionskoeffizienten μ_V und β [58]. Die Bedingungen $\mu_V \cdot L, \beta \ll 1$ müssen gelten, damit die Abschwächung der Intensität durch Absorption im optischen Material vernachlässigt werden kann.

Die Formfunktionen V und S werden anhand von Simulationsrechnungen bestimmt. Es werden hierzu zwei verschiedene Berechnungen des thermo-optischen Verhaltens des Probenquaders (mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen) durchgeführt. Zum einen wird eine Formfunktion V für die thermisch induzierte Wellenfrontdeformation bei ausschließlicher Volumenabsorption bestimmt, indem für die Berechnung ein willkürlicher Volumenabsorptionskoeffizient $\mu_{V,Sim}$ festgelegt wird und der Oberflächenabsorptionskoeffizient β_{Sim} gleich null gesetzt wird. Zum anderen wird die thermo-optische Formfunktion bei ausschließlicher Oberflächenabsorption S mit einem beliebig gewählten Koeffizienten β_{Sim} sowie $\mu_{V,Sim} = 0$ numerisch ermittelt. Die simulierte Leistung des Heizstrahls $P_{L,Sim}$ wird für beide Berechnungen ebenfalls willkürlich gewählt. Die diskreten Werte der beiden simulierten Wellenfronten werden auf die zuvor willkürlich gewählten Absorptionskoeffizienten und auf die willkürlich gewählte Heiz-

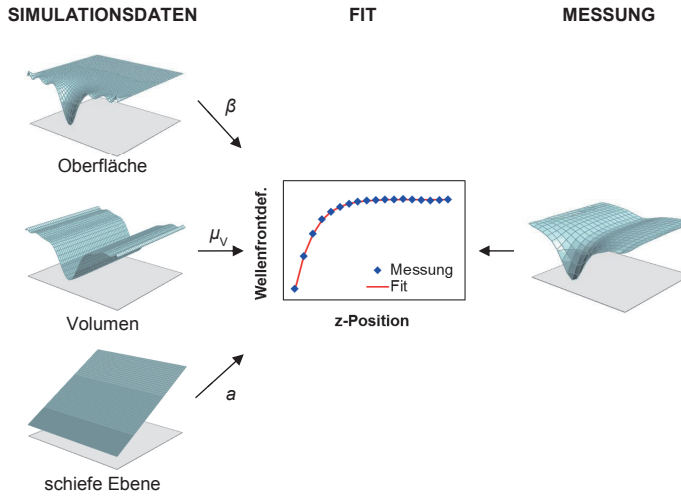

Bild 3.3: Vorgehen zur getrennten Bestimmung von Volumen- und Oberflächenabsorption an einer Quaderprobe mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen. Aus den simulierten Wellenfronten für reine Volumen- bzw. Oberflächenabsorption und einer Komponente für die Verkippung (schiefe Ebene) werden normierte Formfunktionen entlang der Mittellinie entnommen und durch Gewichtungsfaktoren an die Mittellinie der gemessenen Wellenfront gefittet. Die Gewichtungsfaktoren β, μ_V entsprechen den Absorptionskoeffizienten der Heizstrahl-Eintrittsfläche und des Volumens der Quaderprobe.

strahlleistung normiert (Division der simulierten Wellenfrontwerte durch $P_{L,Sim}$ und jeweils $\mu_{V,Sim}$ oder β_{Sim}). In [58] wurden nur die zentralen Messwerte entlang der Mittellinie (Strahlachse des Heizstrahls, $x = 0$) und die zugehörigen Werte der Mittellinien der berechneten Formfunktionen V, S zur Absorptionsbestimmung ausgewertet. Es können so mit einer Anzahl von N Messpunkten $w(z_N)$ aus der Wellenfrontmessung entlang der Mittellinie des Messbereichs und den zugehörigen N Werten der Mittellinien der simulierten Formfunktionen die Absorptionskoeffizienten

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} \beta & \mu_V & a \end{pmatrix}^T = \mathbf{A}^+ \cdot \frac{1}{P_L} \begin{pmatrix} w(z_1) & \dots & w(z_N) \end{pmatrix}^T \tag{3.2}$$

bestimmt werden [58], mit P_L als der für die Wellenfrontmessung verwendeten Heizstrahlleistung. Die Pseudo-Inverse $\mathbf{A}^+$ der $3 \times N$ -Matrix

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} S'(z_1) & V'(z_1) & F(z_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ S'(z_N) & V'(z_N) & F(z_N) \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

wird mit Hilfe einer Singulärwertzerlegung [35] bestimmt. *S'*, *V'* sind hier die Werte entlang der Mittellinien der bekannten Formfunktionen *S*, *V* und *F* eine diskrete, lineare Formfunktion (d.h. Punkte auf einer Gerade). Damit ist eine Näherungslösung für β, μ_V und *a* in Gleichung (3.2) nach der Methode der kleinsten Quadrate gegeben. Die lineare Formfunktion *F* ist erforderlich, um mit dem Fit des zugehörigen Koeffizienten *a* eine mögliche Verkippung der gemessenen Wellenfront berücksichtigen zu können [58]. Eine grafische Darstellung dieses Vorgehens ist in Bild 3.3 skizziert.

3.4 Absorptionsbestimmung an nichtlinearen Kristallen

Die in diesem Abschnitt dokumentierten Untersuchungen dienten der Weiterentwicklung der in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Methode der Absorptionsmessung. Die Untersuchungen wurden in [61] veröffentlicht. Die folgenden Ausführungen sind deshalb an die der Publikation angelehnt.

3.4.1 Aufbau und Messung

Für die in Abschnitt 3.1 als sinnvoll erörterte Weiterentwicklung des Messverfahrens wurden als Testobjekte je eine Quaderprobe aus Kaliumtitanylphosphat (KTP) mit den Dimensionen 6 × 6 × 9 mm^3, sowie eine Probe aus β-Bariumborat (BBO) mit den Dimensionen 5 × 5 × 18 mm^3 verwendet. Beim KTP-Kristall ist nur die Eintrittsfläche AR-beschichtet, während beim BBO-Kristall beide Stirnflächen AR-beschichtet sind, jeweils für 1030 nm. Beide Quaderproben waren zuvor für einige Zeit ihrer eigentlichen Bestimmung gemäß als optischer Schalter (BBO) bzw. in einem optisch-

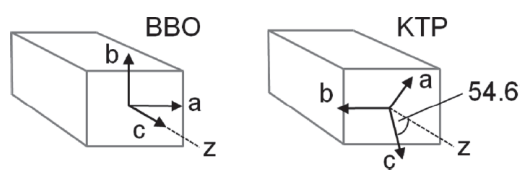

Bild 3.4: Ausrichtung der kristallographischen Achsen der BBO- und KTP-Probe zur Propagationsrichtung *z* des Heizstrahls [61].

	Wellen-länge	Puls-dauer	Strahldurchm.	Repeti-tionsrate	Leistung
IPG-YLR-500-AC	1070 nm	cw	2,9 mm (Gauß)	-	25/50 W
Innolas DPSS OPO	1700 – 2300 nm	9 ns	~1,5 mm (Flattop)	100 Hz	0,21 – 0,02 W

Tabelle 3.1: Spezifikationen der verwendeten Heizlaser [61].

parametrischen Oszillator (KTP) verwendet worden. Die Orientierungen der kristallografischen Achsen der beiden Proben sind in Bild 3.4 dargestellt. Zur differenzierten Bestimmung von Schicht- und Volumenabsorption wurde der in Bild 3.1 bereits vorgestellte Aufbau mit gekreuzten Heiz- und Teststrahlen verwendet. Die Kristalle wurden dabei so positioniert, dass die Eintrittsfläche des Heizstrahls und ein 8 mm langer Bereich in dessen Propagationsrichtung entlang der z-Achse durch den Teststrahl erfasst und mit dem Hartmann-Shack-Sensor vermessen werden konnten. Zum Aufbringen der thermischen Last kamen sowohl der bereits in Abschnitt 3.3 erwähnte Yb-Faserlaser als auch der durchstimmbare Idler-Strahl eines Innolas-Lasers mit optisch-parametrischem Oszillator zum Einsatz. Genauere Spezifikationen der verwendeten Heizstrahlquellen sind Tabelle 3.1 zu entnehmen. Als Teststrahlquelle wurde ebenfalls die im vorigen Abschnitt benannte Energetiq Plasmaquelle verwendet, deren Breitbandspektrum durch einen schmalbandigen Interferenzfilter nach dem Faserausgang auf die Zentralwellenlänge von 650 nm (10 nm FWHM) begrenzt wurde. Der Teststrahl wurde aus dem Lichtleiter kommend auf einen Durchmesser von ungefähr 30 mm aufgeweitet, kollimiert und senkrecht zum Heizstrahl bzw. parallel zur y-Achse (d.h. parallel zur Stirnfläche der Quaderprobe, vgl. Bild 3.1) ausgerichtet. Auf eine Verkleinerung des Teststrahldurchmessers vor dem Hartmann-Shack-Sensor konnte verzichtet werden, da die vertikalen Probendimensionen der verwendeten Kristalle mit 5 bzw. 6 mm klein genug waren, um diese mit einem kollimierten Teststrahl vollständig auf den Sensor zu projizieren. Der aufgeweitete Teststrahl wurde auf diese Weise durch die Apertur des Hartmann-Shack-Sensors beschnitten. Bei der KTP-Probe wurden so 26 × 17 Subaperturen zur Wellenfrontrekonstruktion verwendet, bei der BBO-Probe waren es 26 × 14 Subaperturen (vgl. Bild 3.5). Der Periodenabstand des Mikrolinsenarrays betrug 300 µm, die Brennweite $f = 46$ mm und der verwendete CCD-Chip hatte 1392 × 1040 Pixel bei einer Pixelgröße von 6,45 µm. Genauere Spezifikationen des Hartmann-Shack-Sensors finden sich ebenfalls in [61].

Für die Messung wurden zunächst vier Bilder aufgenommen und gemittelt. Anschließend wurde der Heizstrahl eingeschaltet, nach 10 s Wartezeit erneut vier Bilder aufgenommen und erst dann der Heizstrahl wieder abgeschaltet. Diese Prozedur wurde fünf Mal wiederholt, jeweils nach geeigneten Abkühlzeiten von zwischen 45 s und 60 s. Die fünf auf diese Weise gemessenen Wellenfrontdeformationen wurden vor der weiteren Auswertung ebenfalls gemittelt.

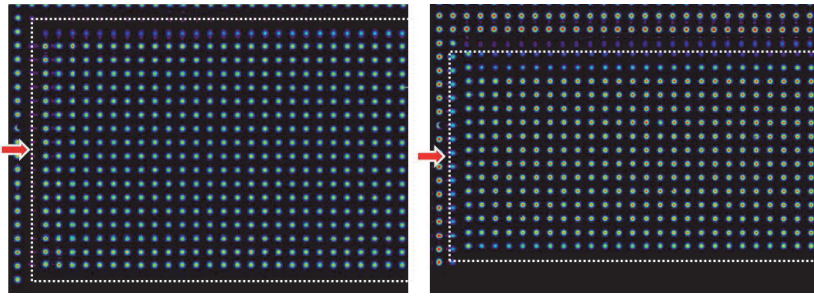

Bild 3.5: Aufnahme der Spotmuster von KTP- (links) und BBO-Quadern (rechts) mit Abbildung von Eintrittsfläche und Volumen auf den Hartmann-Shack-Sensor. Die Umrisse der Quader und die Eintrittspunkte des Heizlasers sind markiert.

3.4.2 Simulation anisotroper Kristalle

Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, ist zur Kalibrierung des gemessenen photothermischen Signals eine thermisch induzierte Wellenfrontdeformation mit bekannten Eigenschaften notwendig. Diese wird aufgrund der hohen Komplexität der thermo-optischen, thermo-mechanischen und elasto-optischen Vorgänge in der Probe anhand von Simulationen ermittelt. Die Berechnung der Wärmeverteilung und der Spannungen und Dehnungen erfolgte zeitabhängig bis zur Messdauer von 10 s mit dem in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Finite-Differenzen-Algorithmus. Die Materialparameter wurden aus der Literatur übernommen und sind in Tabelle A.1 im Anhang zusammengefasst. Sofern es sich um Tensorgrößen handelt, mussten diese entsprechend der Orientierung der Kristallachsen (vgl. Bild 3.4) rotiert werden. Die mechanische Randbedingung wurde als kräftefrei, d.h. ohne Einspannung, festgelegt. Anschließend wurde die thermisch induzierte optische Pfadlänge bzw. die daraus resultierende Wellenfrontdeformation analog zu Gleichung (2.6) bestimmt, aufgrund der Probenform jedoch in kartesischen Koordinaten und durch Integration in y-Richtung (d.h. in Richtung des Teststrahls). Um eine bessere Übereinstimmung zur gemessenen Wellenfrontdeformation zu erreichen, bei deren Rekonstruktion eine Entwicklung mit Le-

gendre-Polynomen zur Anwendung kam, wurden an die simulierten Wellenfronten ebenfalls Legendre-Polynome vom selben Entwicklungsgrad angenähert. Die Gitterperiode wurde als ganzzahliges Vielfaches der Periode des Mikrolinsenarrays gewählt, um den Aufwand für die Interpolation bei der Auswertung zu verringern.

Für eine Abschätzung des Diskretisierungsfehlers wurden zusätzlich außerdem Berechnungen auf einem Gitter mit einer halb so großen und einer doppelt so großen Gitterperiode ausgeführt. Die Abweichungen des RMS-Werts der simulierten Wellenfronten wurden dann auf die Gitterperiode null extrapoliert, was für das gewählte Gitter einen Diskretisierungsfehler von 9% ergibt. Zur Ermittlung des Fehlereinflusses der Materialparameter wurden mehrere Simulationen mit abweichenden Parametern aus verschiedenen Literaturquellen durchgeführt. Die maximale Abweichung des RMS-Werts der Wellenfront betrug dabei ca. 20 %. Schließlich wurde noch der Fehlereinfluss des Wärmeübergangskoeffizienten κ untersucht. Für den Wärmeübergang vom Kristall zu trockener, ruhender Luft gilt ein ungefährer Wert von $\kappa \approx 10$ W/m². In Simulationen mit $\kappa = 5$, 10 und 20 W/m² betrug die Abweichung des RMS-Wertes der simulierten Wellenfronten weniger als 5 %. Für alle Rechnungen wurde deshalb der Wert $\kappa = 10$ W/m² verwendet. Insgesamt liegt der Fehler der Simulationen somit bei ungefähr 22 %.

Anders als in Abschnitt 3.1 dargestellt, waren – zumindest für die KTP-Probe – Simulationen der thermo-optischen Effekte an der Eintritts- als auch an der Austrittsfläche des Heizstrahls notwendig, da durch die vergleichsweise kleinen Probendimensionen ein Einfluss der Absorption an der Austrittsfläche aufgrund von Wärmeleitung nicht mehr grundsätzlich vernachlässigt werden kann. Zur Bestimmung der erforderlichen Formfunktionen für Oberflächen- und Volumenabsorption waren also bis zu drei verschiedene Wellenfrontdeformationen (Ein- und Austrittsfläche, Volumen) notwendig. Die Simulation fand mit willkürlich gewählten Leistungen und Absorptionskoeffizienten statt. Anschließend wurden die errechneten Wellenfrontdeformationen auf diese normiert.

3.4.3 Auswertung

Die Auswertung der Messungen findet angelehnt an die in Abschnitt 3.1 beschriebene Fit-Methode statt. Durch das größere Verhältnis von thermischer Diffusionslänge zu den Probenabmessungen und durch die Anisotropie der Proben wird aber, anders als dort gezeigt, ein höherer Aufwand für den Fit erforderlich. Während für die zuvor beschriebenen Messungen lediglich ein Fit an die Mittellinie (Strahlachse des Heiz-

strahls) durchgeführt wurde, machten die Kristallproben eine zweidimensionale Approximation der gesamten Phasenfrontdeformation erforderlich, um so einen höheren Informationsgehalt für den Fit zur Verfügung zu haben und den Einfluss einzelner Messunsicherheiten zu verringern. Wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt, wurde aufgrund der kleinen Probenabmessungen auch die von der Absorption an der rückseitigen Stirnfläche (Austrittsfläche des Heizstrahls) verursachte Wellenfrontdeformation S_{II} mit einem Fitparameter berücksichtigt. Als Freiheitsgrade für etwaige Verkippungen um die *x*- und *z*-Achsen in der Messung wurden zwei entsprechende Fitparameter a_{x} und a_{z} für die schiefen Ebenen F_{x} und F_{z} eingeführt. Schließlich wurde noch in beiden Fällen ein Parameter *b* im Fit berücksichtigt, der eine Konstante festlegt, um die relativen Wellenfrontmessungen an die absoluten Simulationswerte anzupassen. Dies erwies sich als notwendig, da bei den kleinen Probendimensionen quer zum Heizstrahl (und der bei KTP zusätzlich relativ hohen Wärmeleitfähigkeit) eine Temperaturerhöhung der längsseitigen Flächen durch Wärmeleitung innerhalb der Heizdauer nicht mehr vernachlässigbar ist. Der resultierende Vektor der Fitparameter

$$\mathbf{x} = \begin{pmatrix} \beta_{\mathrm{I}} & \beta_{\mathrm{II}} & \mu_{\mathrm{V}} & a_{\mathrm{x}} & a_{\mathrm{z}} & b \end{pmatrix}^{\mathrm{T}} = \mathbf{A}^{+} \cdot \frac{1}{P} \begin{pmatrix} w(x_1, z_1) & \dots & w(x_M, z_N) \end{pmatrix}^{\mathrm{T}} \tag{3.4}$$

wird analog zu Gleichung (3.2) aus dem (M · N)-Vektor der Messwerte *w*/*P* (von M × N Subaperturen) und der (M · N) × 6-Matrix

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} S_{\mathrm{I}}(x_1, z_1) & S_{\mathrm{II}}(x_1, z_1) & V(x_1, z_1) & F_x(x_1, z_1) & F_z(x_1, z_1) & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ S_{\mathrm{I}}(x_M, z_N) & S_{\mathrm{II}}(x_M, z_N) & V(x_M, z_N) & F_x(x_M, z_N) & F_z(x_M, z_N) & 1 \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

bestimmt. Wie in Gleichung (3.1) ist für die Anwendbarkeit des Fitverfahrens die Bedingung $\mu_{\mathrm{V}} \cdot l_{\mathrm{s}}, \beta \ll 1$ notwendig. Ist dies nicht der Fall, wie bei BBO für $\lambda > 2$ µm, wird Gleichung (3.4) nichtlinear, da die Volumenformfunktion *V* dann selbst von μ_{V} abhängig wird. Unter diesen Umständen bietet sich eine iterative Lösung von Gleichung (3.4) an:

$$\begin{pmatrix} \beta_{\mathrm{I}} & \beta_{\mathrm{II}} & \mu_{\mathrm{V}} & a_{\mathrm{x}} & a_{\mathrm{z}} & b \end{pmatrix}^{\mathrm{T}}_{k+1} = \mathbf{A}^{+}_{k} \cdot \frac{1}{P} \begin{pmatrix} w(x_1, z_1) & \dots & w(x_M, z_N) \end{pmatrix}^{\mathrm{T}} . \tag{3.6}$$

Die Einträge für $V'(x_i,z_i)$ in Gleichung (3.4) bzw. (3.5) werden dann im *k*+1-ten Iterationsschritt von Gleichung (3.6) zu $V'(x_i,z_i,\mu_{\mathrm{V},k})$ und beschreiben die simulierte Formfunktion der Volumenabsorption mit dem Absorptionskoeffizienten $\mu_{\mathrm{V},k}$ aus der *k*-ten Iteration. Für einen Startwert $\mu_{\mathrm{V},0} = 0{,}1\ \mathrm{m}^{-1}$ waren jeweils $k_{\max} = 3 \ldots 5$ Iterationen aus-

reichend, um eine Änderung von $\mu_{V,k}$ von weniger als 5% bei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten zu erzielen. Aufgrund der starken Volumenabsorption muss ein ermittelter Absorptionskoeffizient der Austrittsfläche β_{II} gemäß Gleichung (2.1) mit dem berechneten $\mu_{V,k,max}$ korrigiert werden und beträgt dann

$$\beta_{II,korr} = \beta_{II} \cdot e^{\mu_{V,k,max} \cdot l_z} . \tag{3.7}$$

3.4.4 Ergebnisse

Zur Bestimmung der Absorptionskoeffizienten wurde das in Abschnitt 3.4.3 beschriebene Verfahren angewendet. In Bild 3.6 wird ein Vergleich zwischen dem Ergebnis der Messung der durch einen Heizstrahl der Wellenlänge 1070 nm (vgl. Tabelle 3.1) thermisch induzierten Wellenfrontdeformation und dem Fit der mit numerischen Berechnungen ermittelten Formfunktionen an diese Messung angestellt. Im Bild links ist also die linke Seite der Gleichung $\mathbf{w} = \mathbf{A}\cdot\mathbf{x}$ (Umformung von Gleichung (3.4)) dargestellt, im Bild rechts entsprechend die rechte Seite mit dem nach Gleichung (3.4) ermittelten, optimierten Parametervektor $\mathbf{x}$. Zur besseren Vergleichbarkeit der relativen Messwerte des Hartmann-Shack-Sensors mit den absoluten Simulationswerten wurden beide Wellenfrontdarstellungen so entlang der vertikalen Achse verschoben, dass die Summe aller Punkte der dargestellten Oberfläche null ist. Aufgrund der Normierung der Messwerte auf die verwendete Heizstrahlleistung im Experiment sowie der Normierung der berechneten Werte auf die in der Simulation verwendete Heizstrahlleis-

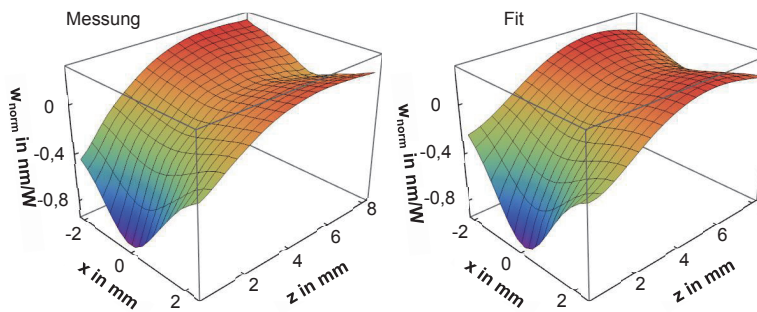

Bild 3.6: Links: Auf die Heizstrahlleistung P_L normierte Messung der thermisch induzierten Wellenfrontdeformation in einem KTP-Kristall mit gekreuzten Strahlen ($\lambda_L = 1070$ nm, $P_L = 50$ W (cw), $t = 10$ s, $d_L = 2{,}9$ mm, $\lambda_{mess} = 650$ nm). Rechts: Auf die simulierte Leistung normierter Least-Square-Fit an die gemessene Wellenfront als gewichtete Summe aller Formfunktionen (vgl. Gleichung (3.4) und (3.5)) [61].

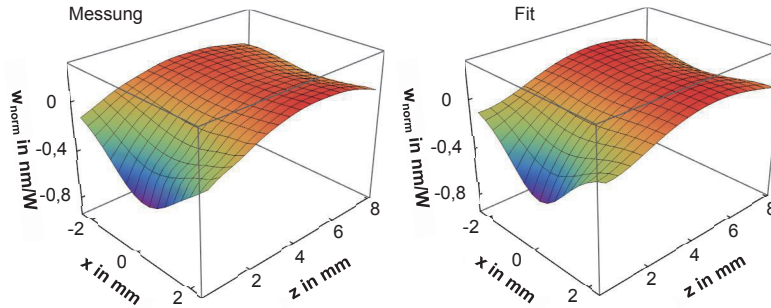

Bild 3.7: Links: Auf die Heizstrahlleistung normierte Messung der thermisch induzierten Wellenfrontdeformation in einem KTP-Kristall nach der Wärmebehandlung (48 h, 120 °C) mit denselben Parametern wie oben. Rechts: Normierter Least-Square-Fit an die gemessene Wellenfront wie oben [61].

tung ergibt sich eine normierte thermisch induzierte Wellenfrontdeformation w_{norm} in nm/W. Der durch den Fit ermittelte Volumenabsorptionskoeffizient betrug $\mu_{\mathrm{V}} = 0{,}028\ \mathrm{m}^{-1}$. Auch hier – wie schon bei der Vorstellung der Messungen in Abschnitt 3.3 – ist eine deutlich erhöhte Absorption durch die AR-Schicht der Eintrittsfläche zu erkennen. Die Volumenabsorption äußert sich ebenfalls durch eine mittige Rinne.

Da der KTP-Kristall, wie erwähnt, vor der Messung bereits zur Frequenzkonversion im Einsatz war, war eine erhöhte Absorption durch *gray-tracking* denkbar. In [42] wird berichtet, dass eine Wärmebehandlung für 48 h oberhalb von 100 °C eine Regeneration des *gray-tracking* bewirkt. Zur Plausibilitätsprüfung wurde der zuvor photothermisch vermessene Kristall deshalb für 48 h auf 120 °C erwärmt. Die so behandelte Probe zeigte bei einer erneuten Messung übereinstimmend mit dem in der Literatur berichteten Verhalten eine deutlich verringerte thermisch induzierte Wellenfrontdeformation, wie in Bild 3.7 dargestellt. Der daraus ermittelte Volumenabsorptionskoeffizient war daraufhin um den Faktor 3,7 reduziert und beträgt $\mu_{\mathrm{V}} = 0{,}0074\ \mathrm{m}^{-1}$. Dieser Wert stimmt angesichts der vorherigen Materialschädigung und abweichenden Versuchsbedingungen (Polarisation, Wellenlänge, Ausrichtung der Kristallachsen) gut mit den in [62] gegebenen Koeffizienten für KTP überein.

Ebenfalls wurde eine BBO-Probe im selben Aufbau unter gleichen Bedingungen vermessen. In Bild 3.8 ist zunächst der Einfluss des negativen dn/dT von BBO sehr auffällig. Auch hier findet die größte Wellenfrontdeformation in der Nähe der AR-beschichteten Eintrittsfläche statt. Durch das negative Vorzeichen des thermo-

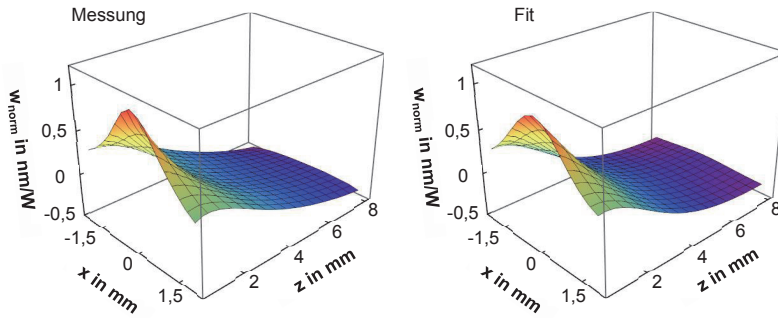

Bild 3.8: Links: Auf die Heizstrahlleistung normierte Messung der thermisch induzierten Wellenfrontdeformation in einem BBO-Kristall mit gekreuzten Strahlen ($\lambda_L = 1070$ nm, $P_L = 50$ W (cw), $t = 10$ s, $d_L = 2{,}9$ mm, $\lambda_{mess} = 650$ nm). Rechts: Normierter Least-Square-Fit an die gemessene Wellenfront wie oben [61].

optischen Koeffizienten handelt es sich in diesem Fall aber um eine Phasenfrontvoreilung durch einen positiven Gangunterschied (OPD) bei einer Temperaturerhöhung. Die Auswertungsmethode nach Gleichung (3.4) bzw. (3.5) ergibt hier einen Volumenabsorptionskoeffizienten von $\mu_V = 0{,}021$ m^{-1}. Bei der BBO-Probe konnte die Absorption an der Austrittsfläche aufgrund der größeren Probenlänge und der kleineren Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zu KTP vernachlässigt werden und dadurch die Formfunktion S_{II}' entfallen. Außerdem lieferte der Fit hier bereits nur bei Berücksichtigung einer Verkippung um die x-Achse zufriedenstellende Ergebnisse.

	μ [m^{-1}]	Fehler	β_1	Fehler	β_2	Fehler	R^2
KTP (vor Wärmebeh.)	0,028	23 %	$2{,}7\cdot10^{-4}$	22 %	$8{,}0\cdot10^{-5}$	23 %	0,97
KTP (nach Wärmebeh.)	0,0074	38 %	$1{,}8\cdot10^{-4}$	22 %	$1{,}1\cdot10^{-4}$	33 %	0,94
BBO	0,021	24 %	$2{,}3\cdot10^{-4}$	22 %	-	-	0,98

Tabelle 3.2: Absorptionskoeffizienten für KTP und BBO bei $\lambda_{heiz} = 1070$ nm. Die Austrittsfläche (β_2) bei KTP ist unbeschichtet. Die maximalen Fehler ergeben sich jeweils aus dem RMS-Wert des numerischen Fehlers (vgl. Abschnitt 3.4.2) und der Standardabweichung aus fünf Messwiederholungen. R^2 ist das Bestimmtheitsmaß des Fits mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate [61].

Alle ermittelten Werte der Absorptionskoeffizienten für KTP und BBO bei $\lambda_{heiz} = 1070$ nm sind in Tabelle 3.2 angegeben. An den Werten sowie den Plots der Wellenfrontdeformationen lässt sich erkennen, dass ein beträchtlicher Beitrag zur Gesamtabsorption durch die AR-Beschichtungen verursacht wird. Eine Folge daraus sind die relativ kleinen Standardabweichungen für β_1 aus den jeweiligen fünf Messwiederholungen, so dass der angegebene Fehler fast ausschließlich von den numerischen Unsicherheiten bestimmt wird.

Aufgrund der deutlich höheren Absorption durch BBO im Spektralbereich zwischen $\lambda = 1700$ nm und $\lambda = 2300$ nm konnten in einem weiteren Versuch wellenlängenabhängige Absorptionswerte anhand der photothermischen Methode mit gekreuzten Test- und Heizstrahlen ermittelt werden. Als Heizstrahlquelle wurde dafür der Idler-Strahl eines Innolas SpitLight DPSS OPO verwendet (vgl. Tabelle 3.1). Die mittlere Leistung des Idler-Strahls betrug maximal $P_L = 0{,}21$ W bei einer Wellenlänge von 1700 nm und sinkt bis $\lambda = 2300$ nm auf $P_L = 0{,}02$ W ab. Die wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten wurden mit der durch Gleichung (3.6) bereits beschriebenen, iterativen Fitmethode ermittelt und sind in Bild 3.9 gezeigt.

Die so ermittelten Absorptionswerte weisen eine gute Übereinstimmung mit Literaturwerten [63,64] auf. Diese sind in Bild 3.9 als durchgezogene Linie dargestellt. Die zunehmende Größe des Fehlerintervalls bei längeren Wellenlängen ist insbesondere der größeren Unsicherheit bei der Wellenfrontmessung durch die abnehmende Heizstrahlleistung und der daraus folgenden größeren Standardabweichung der Absorptionswerte zuzuschreiben. Außerdem resultierte aus der verminderten Strahlqualität des OPO im Vergleich zum IPG-Faserlaser ein qualitativ anderes Strahlprofil (durch Blen-

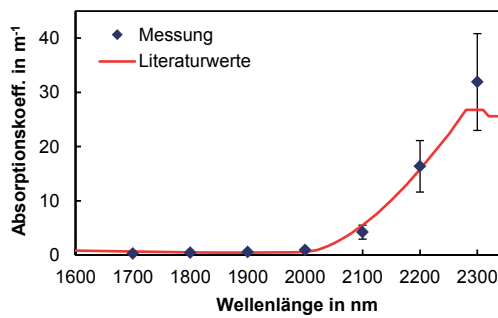

Bild 3.9: Wellenlängenabhängige Volumenabsorptionskoeffizienten für BBO [61]. Die Werte (Punkte) wurden mit der in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen Methode ermittelt. Die durchgezogene Linie gibt Literaturwerte [63,64] wieder.

de begrenztes Flattop-Profil), was ebenfalls weitere Unsicherheiten verursachen kann. Abweichungen zwischen den gemessenen Werten und Literaturwerten können mit der vorherigen Verwendung der verwendeten BBO-Probe als Güteschaltung, mit Messungenauigkeiten sowie der abweichenden Ausrichtung der Kristallachsen bei den in der Literatur beschriebenen Messungen begründet werden [61].

3.4.5 Fazit

Die in [58] vorgestellte Messmethode mit gekreuzten Heiz- und Messstrahlen wurde im Rahmen der in dieser Arbeit dokumentierten Untersuchungen weiterentwickelt. Während in der erwähnten Veröffentlichung lediglich relativ große, isotrope Glasproben untersucht worden waren, wurden über die Absorptionsbestimmung an anisotropen Kristallen mit konkurrierenden Messverfahren, wie in Abschnitt 3.1 dargelegt, bereits verschiedene Untersuchungen publiziert. Auch die Probengröße spielte bei anderen Absorptionsmessverfahren, zum Teil prinzipbedingt, eine geringere Rolle. Da die Methode mit gekreuzten Heiz- und Messstrahlen aber einige einzigartigen Vorteile bietet, sollte diese dahingehend modifiziert werden, dass sie auch bei kleinen Probendimensionen und für anisotrope Medien eingesetzt werden kann. Dies geschah einerseits durch numerische Berechnung von thermo-optischen Effekten in anisotropen Kristallen zur Kalibrierung der durchgeführten Messungen und andererseits zur Anpassung des Messaufbaus und des Fitverfahrens an die veränderten geometrischen und messtechnischen Gegebenheiten.

Es konnte gezeigt werden, dass die Formfunktionen für Oberflächen- und Volumenabsorptionen in relativ kleinen KTP- und BBO-Kristallen mit dem modifizierten Fitverfahren gut an die Messwerte angenähert werden können. Aus den berechneten Fitparametern wurden die gesuchten Absorptionskoeffizienten mit guter Genauigkeit bestimmt. Bei KTP konnte die zu erwartende Reduktion der Volumenabsorption nach einer Wärmebehandlung gezeigt werden. Die Übereinstimmung mit Absorptionswerten von BBO aus der Literatur im Spektralbereich zwischen 1700 nm und 2300 nm konnte ebenfalls nachgewiesen werden.

Die Vorteile dieses Messverfahrens gegenüber der Kalorimetrie sind die sehr kurzen Messzeiten sowie die Möglichkeit der orts- und zeitaufgelösten Messung. Gegenüber einfachen Transmissions- und Reflexionsmessungen zeichnet sich das Verfahren durch eine höhere Genauigkeit bei kleinen Absorptionen und der Unempfindlichkeit gegenüber Streulicht aus [61]. Eindeutiges Alleinstellungsmerkmal des Verfahrens ist wei-

terhin die Möglichkeit, Volumen- bzw. Schicht- und Oberflächenabsorptionen mit einer einzigen Messung getrennt zu bestimmen.

Durch die beschriebene Verbesserung des Messverfahrens wird das Anwendungsfeld der photothermischen Absorptionsmessung erweitert. In dem sich schnell entwickelnden Bereich der UKP-Hochleistungslaser und der Frequenzkonversion kann dieses Messverfahren einen Beitrag zur Entwicklung und Auslegung von Anwendungen mit optisch nichtlinearen Kristallen leisten.

4 Passive Kompensation thermisch induzierter optischer Effekte

Die in diesem Kapitel beschriebenen theoretischen und experimentellen Untersuchungen der passiven Kompensation des thermisch induzierten Taillenlagenshifts sowie der passiven Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung wurden jeweils in [9] und [65] veröffentlicht. Die in diesem Kapitel folgenden Ausführungen basieren deshalb auf diesen beiden Veröffentlichungen.

4.1 Methoden der Kompensation: Stand der Technik

Wie im ersten Kapitel dieser Arbeit bereits beschrieben, stellen aktuelle Entwicklungen bei industriellen Hochleistungslasern hohe Anforderungen an die Strahlführungsoptiken, um die geforderte Stabilität und Effizienz des Laserbearbeitungsprozesses bei hoher Strahlqualität und Leistungsdichte zu gewährleisten. Können diese Forderungen nicht ohne weiteres eingehalten werden, werden Ansätze zur Kompensation der thermo-optischen Effekte interessant. Dabei gibt es zwei grundlegend verschiedene Konzepte: aktive und passive Kompensation.

4.1.1 Aktive Kompensation

Aktive Kompensationsmechanismen bieten die bei weitem größte Flexibilität. In der Literatur wird über eine Vielzahl von Lösungen hierzu berichtet. Diese reichen von hochflexiblen adaptiven Spiegeln, die über Piezo-Aktuatoren angesteuert werden und Wellenfrontkorrekturen bis in höhere Ordnungen zulassen [66-69], über durch Wasserdruck [6] oder Piezo-Aktuatoren [70] deformierbare Spiegel, über Kompensationsplatten mit Heizringen im Randbereich [71-73], über adaptive Linsen durch das Heizen von Flüssigkristallschichten [74] oder durch Druck manipulierbare Flüssigkeitslinsen [75,76] bis hin zu konventionellen Linsensystemen, die per Lineartrieb entlang der Strahlachse verschiebbar sind und so eine Anpassung der Fokuslage ermöglichen [76,77]. Allen diesen Beispielen ist gemein, dass die Kompensationseinheit von außen angesteuert werden muss. Dies muss mindestens durch eine Open-Loop-Steuerung

geschehen, mit welcher anhand eines Modells des zu kompensierenden Systems das Kompensationselement beeinflusst wird. Im komplexeren Fall handelt es sich sogar um eine Closed-Loop-Regelung, bei der dann zusätzlich die zu beeinflussende Größe online erfasst und ein entsprechendes Regelsignal für die Kompensation errechnet werden muss. In beiden Fällen kann somit ein erheblicher Aufwand nötig und zusätzliche Komplexität ins System eingeführt werden. Genau dies ist aber gerade bei Strahlführungsoptiken im industriellen Umfeld meist wenig wünschenswert, wo Kosteneffizienz und Zuverlässigkeit eine maßgebliche Rolle spielen.

4.1.2 Passive Kompensation

Besonders im Hinblick auf die Nachrüstbarkeit bei bestehenden Lasersystemen ohne steuerungsseitige Kompensationsmöglichkeit sind passive Kompensationsmethoden eine vielversprechende Alternative zu aktiven Lösungsansätzen. Bei transmittierenden Optiken werden hierzu Materialien mit einem negativen thermo-optischen Koeffizienten $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ interessant. Verschiedene Publikationen behandeln solche passiven Kompensationsmethoden, meist in Bezug auf thermo-optische Effekte in der Laserkavität [78-84]. Im Bereich der Strahlführungsoptiken außerhalb des Laserresonators existieren bislang weniger Untersuchungen zu passiver Kompensation. Ein Ansatz zur vollständig passiven Kompensation des Defokus (Phasenfrontstörung erster Ordnung, „Fokusshift“) in einer Kollimationsoptik aus Materialien mit thermo-optischen Koeffizienten unterschiedlichen Vorzeichens wird in [85] vorgestellt. Die einfache, analytische Lösung berücksichtigt jedoch nur eine Temperaturänderung des gesamten Systems und vernachlässigt Temperaturgradienten im optischen Material. Zudem macht dieser Ansatz die Herstellung von Linsen aus verschiedenen Materialien erforderlich. Eine theoretische Behandlung der Kompensation von thermo-optischen Effekten unter Berücksichtigung von Temperaturgradienten ist in [14] gegeben und eine Auslegungsmethodik für passiv kompensierte optische Systeme mit einem Schwerpunkt auf thermo-optischer Simulation wird in [44] vorgestellt.

Aufgrund der bislang wenig untersuchten Möglichkeiten der passiven thermischen Kompensation von Strahlführungsoptiken für Hochleistungslaser sollen daher einfache und zuverlässige Methoden zur Kompensation des Taillenlagenshifts und insbesondere auch zur Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung identifiziert und sowohl durch Simulation als auch im Experiment untersucht werden. Als erster Schritt wird daher ein ähnlicher Ansatz wie in [14] und [85] verfolgt und eine Materialkombination gesucht, die es erlaubt, mit Elementen mit negativem $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ die allesamt in positiver Richtung wirkenden thermo-optischen Effekte einer Quarzglas-Optik zu kompensie-

ren. Darauf aufbauend wird anschließend eine Methode zur passiven Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung entwickelt und untersucht.

4.2 Theoretische Überlegungen zur passiven Kompensation

4.2.1 Passive Kompensation des Taillenlagenshifts

Um die thermisch induzierte Brechkraft eines Elements I mit einem Kompensationselement II aufzuheben, kann aus Gleichung (2.11) bei vernachlässigbarer Abschwächung und gleichbleibendem Strahldurchmesser bzw. dicht beieinander stehende Elemente abgeleitet werden, dass

$$L_{\mathrm{II}} = -L_{\mathrm{I}} \frac{\mu_{\mathrm{I}} \lambda_{\mathrm{h,II}}}{\mu_{\mathrm{II}} \lambda_{\mathrm{h,I}}} \cdot \frac{K_{\mathrm{I}}}{K_{\mathrm{II}}} \tag{4.1}$$

gelten muss [9]. Da in isotropen Materialien sowohl die thermische Expansion $\Delta L/L$ als auch Δn_σ (Gleichung (2.6)) immer positiv sind, wird für ein Element I mit $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T > 0$ ein Element II mit einem thermo-optischen Parameter $K_{\mathrm{II}} < 0$ benötigt. Gleichung (2.9) setzt hierbei einen thermo-optischen Koeffizienten

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} < \frac{-n_0^3 \alpha E \left(B_{\parallel} + (1+2\nu) B_{\perp} \right)}{4} \tag{4.2}$$

für das Kompensationselement voraus [9]. In Tabelle 4.1 sind die relevanten Kennzahlen für verschiedene Materialien gegeben. Der thermo-optische Parameter $K_{\mathrm{pl.stress}}$ für den ebenen Spannungszustand (*„plane stress“*) zeigt, dass in diesem Fall keines der Materialien eine passive Kompensationswirkung aufweisen kann. Erst im Fall des

	$\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ [10^{-6}/K] (bei 1060 nm)	$K_{\mathrm{pl.stress}}/\lambda_{\mathrm{h}}$ [10^{-6} m/W]	$K_{\mathrm{pl.strain}}/\lambda_{\mathrm{h}}$ [10^{-6} m/W]
Quarzglas	8,3	6,3	6,0
Schott N-PK51	-8,4	2,8	-10
Schott N-FK5	-2,4	4,8	-1,2

Tabelle 4.1: Thermo-optischer Koeffizient $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T$ und thermo-optische Parameter K für verschiedene optische Materialien [9].

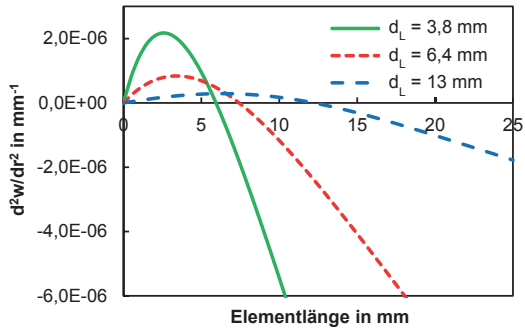

Bild 4.1: Numerische Berechnung des thermisch induzierten Defokus (sphärische Näherung im Bereich der Strahlachse) eines ebenen N-PK51-Elements ($d = 35$ mm) bei $P_L = 100$ W in Abhängigkeit der Länge und des Strahldurchmessers. Die verwendeten Absorptionskoeffizienten sind $\mu_V = 0.09$ m^{-1} und $\beta = 15$ ppm [9].

ebenen Verzerrungszustands (*„plane strain"*, d.h. ein „langes" Element) zeigt sich, dass sich das Schott-Glas N-PK51 vergleichsweise sehr gut als Kompensationselement eignet. Zugleich wird aber deutlich, dass Kompensationselemente aus Werkstoffen mit $dn/dT < 0$ erst ab einer gewissen Länge wirksam werden können, da der Beitrag des negativen dn/dT entlang der Propagationsrichtung des Strahls aufsummiert wird, wohingegen die aus der thermischen Expansion resultierende Aufwölbung der Stirnflächen für ein langes Element unabhängig von dessen Länge ist. Aus diesem Grund muss ein Kompensationselement für einen gegebenen Strahldurchmesser eine gewisse Länge aufweisen, damit der thermo-optische Parameter K von dn/dT dominiert wird und die Wärmeausdehnung und spannungsoptische Effekte kompensiert werden können [9]. Unterhalb dieser Länge tragen diese Elemente selbst zur Verstärkung des zu kompensierenden Effekts bei. Es muss bei diesen Materialien demzufolge mit zunehmender Länge ein Vorzeichenwechsel von K und somit der Wellenfrontkrümmung zu beobachten sein. In Bild 4.1 wird dieses Verhalten anhand numerischer Berechnungen für einen N-PK51-Rundstab gezeigt. In Abhängigkeit vom Heizstrahldurchmesser (Gaußprofil) erfährt die berechnete Wellenfrontkrümmung bei zunehmender Elementlänge einen Vorzeichenwechsel.

Die Leistungsabhängigkeit der Wellenfrontdeformation ist hingegen für eine gegebene Länge in sehr guter Näherung linear. Dies wird in Bild 4.2 anhand der RMS-Werte von simulierten thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen in einem 10 mm langen N-PK51-Element in Abhängigkeit der eingestrahlten Laserleistung gezeigt. Bei hinreichender Überschreitung der Länge, die zur Selbstkompensation des Elements

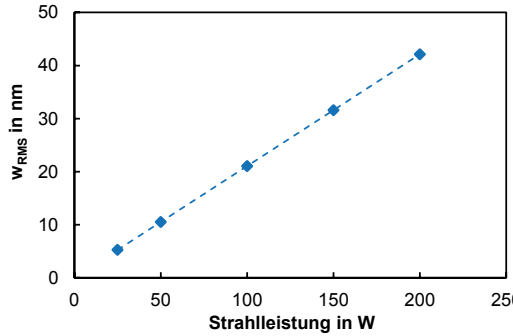

Bild 4.2: Simulierte stationäre RMS-Wellenfrontdeformation durch thermo-optische Effekte in einem N-PK51-Planelement (d_L = 6 mm, $l_{N\text{-}PK}$ = 10 mm, Auswertungsdurchmesser 12,6 mm, μ_V = 0.09 m^{-1}, β = 30 ppm) in Abhängigkeit von der Laserleistung.

benötigt wird, ist also davon auszugehen, dass sich die Wellenfrontdeformation eines Kompensationselements linear proportional zur Leistung verhält. Demzufolge müssen auch die aufsummierten Wellenfrontdeformationen mehrerer optischer Elemente hintereinander linear mit der Leistung skalieren. Diese Betrachtung ist besonders im Hinblick auf eine passive Kompensation eines Strahlengangs mit einer Kombination von mehreren Elementen mit jeweils verschiedenem dn/dT von Bedeutung. Der resultierende RMS-Wert der Wellenfrontdeformation w_{RMS} einer derartig kompensierten Strahlführung wird also, unter der Voraussetzung eines näherungsweise konstanten Strahldurchmessers, linear mit der Leistung skalieren und immer um einen konstanten Faktor kleiner als der des unkompensierten Strahlengangs sein.

Wird die Länge des Kompensationselements für ein optisches System unter Berücksichtigung der Materialparameter und des Strahldurchmessers optimal gewählt, kann der sphärische Anteil der thermisch induzierten Phasenfrontdeformation vollständig kompensiert werden. Die leistungsabhängige Verschiebung der Taillenlage beträgt dann null, d.h. die Fokusebene des Strahls bleibt konstant. Reale thermisch induzierte Wellenfrontstörungen sind allerdings weitaus komplexer. Trotz vollständiger Kompensation des thermisch induzierten Fokusshifts weist das System unter thermischer Last also eine verringerte Abbildungsqualität aufgrund von Aberrationen höherer Ordnung auf.

4.2.2 Passive Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung

Aberrationen höherer Ordnung tragen zu einer Reduzierung der Strahlqualität bei, bewirken also eine verminderte Fokussierbarkeit bzw. eine größere Beugungsmaßzahl M^2 und damit eine verringerte Intensität im Fokus. Da Laseroptiken in der Regel aus radialsymmetrischen Elementen aufgebaut sind, ist hierbei zunächst an radialsymmetrische Aberrationen, insbesondere sphärische Aberration, zu denken. Durch thermisch induzierte Spannungen können jedoch auch Doppelbrechungs-Effekte eine Rolle spielen, die durch Depolarisation rotationswinkelabhängige Aberrationen, in erster Linie Astigmatismus, verursachen.

Es wäre daher wünschenswert, auf passive Weise nicht nur den Defokus, sondern auch Aberrationen höherer Ordnung kompensieren zu können. Ein Ansatz zu einer solchen passiven Kompensation wird in Bild 4.3 illustriert. Dabei wird nun nicht mehr nur ein einziges, ebenes Kompensationselement mit $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T < 0$ verwendet, sondern ein mehrstufiges Kompensationselement aus verschiedenen optischen Werkstoffen, wovon mindestens einer einen thermo-optischen Koeffizienten $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T < 0$ besitzen muss. Abhängig von den jeweiligen Geometrie- und Materialparametern leistet jedes einzelne Element einen spezifischen Beitrag zum gesamten Aberrationsterm. Bei entsprechender Auslegung werden die von den Kompensationselementen aufgeprägten Aberrationen beim Durchgang durch die Optik eliminiert. Aus der großen Zahl von relevanten Parametern (vgl. Bild 2.4) sind die Geometrieparameter, speziell die Länge, leicht beeinflussbar. Ist der Aberrationsterm für jedes Element bekannt, kann so ein Minimierungsproblem formuliert werden, das umso komplexer wird, je mehr Elemente (also Freiheitsgrade) eingesetzt werden und je höher die Ordnung der zu kompensierenden Aberrationen ist.

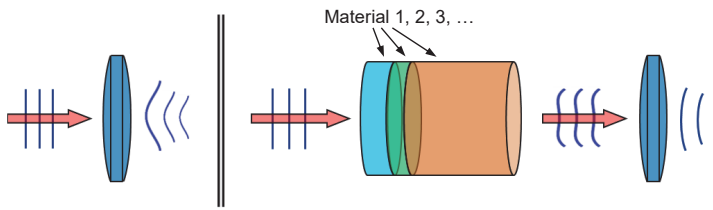

Bild 4.3: Links: Ebene Wellenfronten treffen auf die Optik. Beim Durchgang werden dem Strahl thermisch induzierte Aberrationen aufgeprägt. Rechts: Gezielte Beeinflussung der auf die Optik einfallenden Wellenfront durch eine geeignete Kombination verschiedener Planelemente aus unterschiedlichen optischen Materialien.

Nicht berücksichtigt sind bis hierhin die Einflüsse der Spannungsdoppelbrechung. Da hier die Brechzahl von der Polarisation des einfallenden Lichtes abhängt, wird die Wellenfront eines linear polarisierten Strahls bei der Propagation durch das doppelbrechende Element astigmatisch. Unter der Annahme eines kollimierten Strahls mit kreisförmigem Querschnitt, rotationssymmetrischen optischen Elementen und kleinen thermisch induzierten Aberrationen, so dass die Näherung eines kollimierten Strahls für alle optischen Elemente gilt, können die Aberrationsterme der einzelnen Elemente k bzw. der Optik bei gegebener Leistung durch die Potenzreihen $w_k(r)$ bzw. $w_{\mathrm{opt}}(r)$ ausgedrückt werden, wobei diese Bezeichnungen an das Formelzeichen w der Wellenfrontdeformation angelehnt sind und hier eine polynomiale Funktion zur Darstellung der Wellenfrontdeformation mit einem Radialparameter r repräsentieren. Die Aberration des gesamten Systems kann dann durch die Aufsummierung

$$\begin{aligned} w_{\mathrm{komp}}^{\mathrm{R}}\left(r,l_k\right) &= \sum_{k=1}^{\mathrm{K}}\sum_{m} w_{k,m}^{\mathrm{R}}\left(l_k\right) r^{2m} + \sum_{m} w_{\mathrm{opt},m}^{\mathrm{R}} r^{2m} \\ w_{\mathrm{komp}}^{\mathrm{T}}\left(r,l_k\right) &= \sum_{k=1}^{\mathrm{K}}\sum_{m} w_{k,m}^{\mathrm{T}}\left(l_k\right) r^{2m} + \sum_{m} w_{\mathrm{opt},m}^{\mathrm{T}} r^{2m} \end{aligned} \tag{4.3}$$

der einzelnen Beiträge für radiale (R) und tangentiale (T) Polarisation approximiert werden [65]. Die Koeffizienten $w_{k,m}$ der Reihe werden hier jeweils nur als Funktionen der Elementlängen l_k beschrieben, da diese später als Optimierungsparameter dienen. Prinzipiell sind thermisch induzierte Aberrationen von einer Vielzahl von Material- und Geometriegrößen, wie z.B. dn/dT, den Absorptions- und Wärmeleitkoeffizienten oder den Strahl- und Elementdurchmessern, abhängig. Diese werden in Gleichung (4.3) als konstant betrachtet.

Für eine gegebene Anzahl K von Kompensationselementen mit jeweils gegebener Länge l_k wird jeder Term der Differenz

$$\begin{aligned} \Delta w_{\mathrm{komp}} &= w_{\mathrm{komp}}^{\mathrm{R}}\left(r\right) - w_{\mathrm{komp}}^{\mathrm{T}}\left(r\right) \\ &= \sum_{k=1}^{K} w_k^{\mathrm{R}}\left(r\right) - w_k^{\mathrm{T}}\left(r\right) + w_{\mathrm{opt}}^{\mathrm{R}}\left(r\right) - w_{\mathrm{opt}}^{\mathrm{T}}\left(r\right) \\ &= \sum_{k=1}^{K} \frac{n_k^3}{2}\left(B_{rrrr}^k + B_{rrtt}^k\right)\left(\sigma_{tt}^k - \sigma_{rr}^k\right) + \frac{n_{\mathrm{opt}}^3}{2}\left(B_{rrrr}^{\mathrm{opt}} + B_{rrtt}^{\mathrm{opt}}\right)\left(\sigma_{tt}^{\mathrm{opt}} - \sigma_{rr}^{\mathrm{opt}}\right) \end{aligned} \tag{4.4}$$

der beiden Gleichungen (4.3) positiv [65]. n_k und n_{opt} sind die Brechzahlen der einzelnen Kompensationselemente und der zu korrigierenden Optik. σ_{rr}, σ_{tt} und B_{rrrr}, B_{rrtt} sind jeweils die über die Elementlänge integrierten Komponenten der radialen und

tangentialen Spannungsanteile und die Komponenten des spannungsoptischen Tensors. Da auf der Strahlachse ($r = 0$) $\sigma_{tt} = \sigma_{rr}$ gilt, sowie auf der Mantelfläche des Zylinders $\sigma_{tt} > 0$ und $\sigma_{rr} = 0$ (azimutale Zugspannung, radiale Kräftefreiheit), ist die Differenz $\sigma_{tt} - \sigma_{rr}$ immer größer oder gleich null. Die spannungsoptischen Konstanten B_{rrrr} und B_{rrtt} sind für isotrope Materialien proportional zu den elasto-optischen Koeffizienten und nehmen daher für die meisten optischen Gläser ebenfalls einen positiven Wert an (siehe z.B. [20]). Die Differenz Δw_{komp} nimmt demzufolge mit der Anzahl der verwendeten Kompensationselemente stetig zu, d.h. eine Kompensation der Spannungsdoppelbrechung ist so nicht erreichbar. Wird jedoch innerhalb der mehrstufigen Kompensationsanordnung zwischen den Elementen K_1 und $K_1 + 1$ die Polarisation des Strahls um 90° gedreht, wird die Differenz

$$\begin{aligned}\Delta w_{\mathrm{komp}} &= \sum_{k=1}^{K_1} w_k^{\mathrm{R}}(r) - w_k^{\mathrm{T}}(r) + \sum_{k=K_1+1}^{K} w_k^{\mathrm{T}}(r) - w_k^{\mathrm{R}}(r) + w_{\mathrm{opt}}^{\mathrm{T}}(r) - w_{\mathrm{opt}}^{\mathrm{R}}(r) \\ &= \sum_{k=1}^{K_1} \frac{n_k^3}{2}\left(B_{rrrr}^k + B_{rrtt}^k\right)\left(\sigma_{tt}^k - \sigma_{rr}^k\right) - \sum_{k=K_1+1}^{K} \frac{n_k^3}{2}\left(B_{rrrr}^k + B_{rrtt}^k\right)\left(\sigma_{tt}^k - \sigma_{rr}^k\right) \\ &\quad - \frac{n_{\mathrm{opt}}^3}{2}\left(B_{rrrr}^{\mathrm{opt}} + B_{rrtt}^{\mathrm{opt}}\right)\left(\sigma_{tt}^{\mathrm{opt}} - \sigma_{rr}^{\mathrm{opt}}\right)\end{aligned} \tag{4.5}$$

und kann damit positive und negative Werte annehmen [65]. Hierdurch kann eine Kompensation der Spannungsdoppelbrechung realisiert werden.

Damit die thermisch induzierte Wellenfrontdeformation $w_{\mathrm{opt}}(r)$ der zu kompensierenden Optik verschwindet, muss

$$\sum_{k=1}^{K_1} w_k^{\mathrm{R}}(r) + w_k^{\mathrm{T}}(r) + \sum_{k=K_1+1}^{K} w_k^{\mathrm{R}}(r) + w_k^{\mathrm{T}}(r) = w_{\mathrm{opt}}^{\mathrm{R}}(r) + w_{\mathrm{opt}}^{\mathrm{T}}(r) \tag{4.6}$$

gelten. Sofern die Doppelbrechung der zu kompensierenden Optik vernachlässigbar ist (wie z.B. bei Quarzglas), kann eine vom Azimut unabhängige Brechzahlverteilung dadurch erreicht werden, dass die Kompensation (bei näherungsweise konstanten Werten von Intensität und Strahldurchmesser) auf zwei symmetrische Bereiche aufgeteilt wird und dazwischen eine Drehung der Polarisation um 90° stattfindet. Trägt die zu kompensierende Optik selbst einen bestimmten Betrag zur Doppelbrechung des Systems bei, könnte dies durch eine asymmetrische Auslegung der Kompensation berücksichtigt werden. Da auf diese Weise ein Strahl jede lokale Indexellipse in jedem Element jeweils zweimal mit einem Polarisationswinkelversatz von 90° durchläuft, ist die

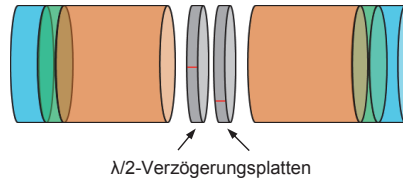

Bild 4.4: Anordnung zur Drehung der Polarisation eines statistisch polarisierten Strahls um 90° mit zwei λ/2-Platten zwischen zwei symmetrischen Kompensationsbereichen. Die Ausrichtung der beiden schnellen Achsen (siehe Markierung) der Verzögerungsplatten ist um 45° verdreht.

Brechzahlverteilung beim Durchgang durch das gesamte System rotationssymmetrisch.

Bei (horizontal oder vertikal) linearer Polarisation führt Doppelbrechung nach der Fokussierung direkt zu unterschiedlichen *z*-Positionen der Taille in der horizontalen und vertikalen Ebene. Dies ist bei unpolarisierter Strahlung nicht der Fall, da hier keine Vorzugsrichtung der Polarisation vorliegt. Wird unpolarisierte Strahlung aber als zu einem Zeitpunkt und an einem Ort linear polarisierte Strahlung betrachtet, so führt die Doppelbrechung zu jedem Zeitpunkt zu verschiedenen horizontalen und vertikalen Taillenlagen. Im zeitlichen Mittel stellt sich dadurch ein größerer Taillendurchmesser ein, was ein größeres M^2 und somit eine schlechtere Fokussierbarkeit zur Folge hat.

Da für eine Kompensation des Astigmatismus durch Spannungsdoppelbrechung lediglich eine Drehung der Polarisation um 90° erforderlich ist, die absolute Ausrichtung aber unerheblich bleibt, können zwei um 45° gegeneinander verdrehte λ/2-Verzögerungsplatten eingesetzt werden. Die Erweiterung der Anordnung aus Bild 4.3 zur Kompensation von Einflüssen der Doppelbrechung ist in Bild 4.4 gezeigt und besteht im einfachsten Fall aus zwei identischen rotationssymmetrischen, mehrstufigen Elementen und zwei um 45° gegeneinander verdrehten λ/2-Platten.

Wenn jedes Kompensationselement (z.B. unter dem Einfluss von Spannungsdoppelbrechung) eine Phasenplatte mit azimutal und radial unterschiedlichen Brechzahlen $n_{r,\phi}$ darstellt, ergibt sich für einen linear horizontal polarisierten Strahl mit dem Feldvektor $\mathbf{E} = E\mathbf{e}_x$ und $\mathbf{e}_x = (1\ 0)^T$ nach durchlaufen des ersten Elements mit einer Übertragungsmatrix

$$\begin{aligned}\mathbf{T_e} &= \mathbf{R}^{\mathrm{T}}(\phi)\begin{pmatrix} e^{iq_r} & 0 \\ 0 & e^{iq_\phi}\end{pmatrix}\mathbf{R}(\phi) \\ &= \begin{pmatrix} e^{iq_r}\cos^2\phi + e^{iq_\phi}\sin^2\phi & \sin\phi\cos\phi\left(e^{iq_r} - e^{iq_\phi}\right) \\ \sin\phi\cos\phi\left(e^{iq_r} - e^{iq_\phi}\right) & e^{iq_r}\sin^2\phi + e^{iq_\phi}\cos^2\phi\end{pmatrix}\end{aligned} \tag{4.7}$$

für den Feldvektor

$$\mathbf{E}_{e1} = E\begin{pmatrix} e^{iq_r}\cos^2\phi + e^{iq_\phi}\sin^2\phi \\ \sin\phi\cos\phi\left(e^{iq_r} - e^{iq_\phi}\right)\end{pmatrix} \tag{4.8}$$

mit $q_{r,\phi} = \sum_j \frac{2\pi n_{r,\phi}^j l_j}{\lambda}$, wobei l_j die Dicke der einzelnen Komponenten der Kompensationselemente bezeichnet.

Die Transformationsmatrix der beiden λ/2-Platten ist

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_{\lambda/2}\cdot\mathbf{R}^{\mathrm{T}}\mathbf{T}_{\lambda/2}\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0\end{pmatrix} \tag{4.9}$$

mit $\mathbf{T}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i\end{pmatrix}$ und der 45°-Rotation $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos\pi/4 & \sin\pi/4 \\ -\sin\pi/4 & \cos\pi/4\end{pmatrix}$.

Daher ergibt sich für den Feldvektor nach Durchgang durch die beiden λ/2-Platten

$$\mathbf{E}_{\lambda/2} = E\begin{pmatrix} -\cos\phi\sin\phi\left(e^{iq_r} - e^{iq_\phi}\right) \\ \cos^2\phi\cdot e^{iq_r} + \sin^2\phi\cdot e^{iq_\phi}\end{pmatrix} \tag{4.10}$$

und nach dem zweiten Kompensationselement (erneute Multiplikation mit $\mathbf{T}_e$)

$$\mathbf{E}_{e2} = E\cdot e^{\left(i\left(q_r+q_\phi\right)\right)}\begin{pmatrix} 0 \\ 1\end{pmatrix}. \tag{4.11}$$

Die gesamte Anordnung dreht daher den Feldvektor des Strahls um 90°, ohne dass Depolarisation stattfindet. Aus der Unabhängigkeit der Transformation

$$\mathbf{T_e T T_e} = e^{\left(i\left(q_r + q_\phi\right)\right)} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{4.12}$$

vom Azimut ϕ folgt, dass die beschriebene Anordnung sowohl für beliebig linear polarisiertes, als auch für elliptisch polarisiertes und unpolarisiertes Licht geeignet ist. Für den Fall eines kollimierten Strahls in isotropen Medien ergibt sich, dass die Phasen q_r und q_ϕ nur von der Radialkoordinate r abhängen. Obwohl jedes Kompensationselement für sich spannungsinduzierte Doppelbrechung und Astigmatismus zeigt, weist der Strahl somit auch nach Durchlaufen der Anordnung eine radialsymmetrische Wellenfrontdeformation auf.

Bild 4.5 zeigt das gesamte Konzept der Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung mit zwei verschiedenen Kompensationswerkstoffen. Als zu kompensierende Optik wird in dieser Arbeit ein F-Theta-Objektiv aus mehreren Quarzglas-Elementen verwendet. Dies hat den Vorteil, dass Spannungsdoppelbrechung im Objektiv aufgrund der sehr geringen Wärmeausdehnung vernachlässigt werden kann. Die Auslegung der Kompensation erfolgte deshalb für zwei spiegelsymmetrische Bereiche und den mittig angeordneten λ/2-Platten. Die Bestimmung der Elementlängen erfolgt anhand von numerischen Berechnungen der einzelnen Elemente und einer Minimierung der daraus abgeleiteten, mit Polynomen wie in Gleichung (4.6) parametrisierten Wellenfrontdeformationen unter Berücksichtigung der Polarisationseinflüsse.

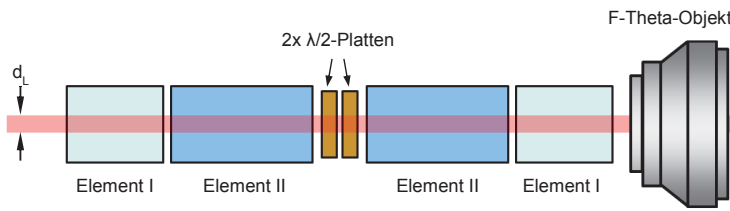

Bild 4.5: Schema zur Kompensation von Defokus und Aberrationen höherer Ordnungen eines Objektivs [65]. Die Kompensation wird auf zwei symmetrische Bereiche aufgeteilt. Dazwischen findet an den Verzögerungsplatten eine Drehung der (statistischen) Polarisation um 90° statt.

4.3 Passive Kompensation des Taillenlagenshifts

4.3.1 Kompensationseignung von Elementen mit negativem d*n*/d*T*

Zur Wellenfrontmessung an komplexen Fokussieroptiken ist ein Messplatz erforderlich, dessen Heiz- und Teststrahlen koaxial angeordnet sind. Aus diesem Grund wurde ein Aufbau wie in Bild 4.6 gezeigt realisiert. Dieser erlaubt das Einschwenken des Heizstrahls mit Hilfe von Klappspiegeln. Vor dem Einschwenken wird die Referenz aufgenommen. Anschließend werden die Spiegel in die Heizposition geschwenkt und der Heizlaser angeschaltet. Nach der vorgegebenen Heizdauer wird der Heizlaser ausgeschaltet und die Spiegel wieder in die Messposition geschwenkt, wodurch der Teststrahl wieder zur Wellenfrontmessung freigegeben wird. Prinzipbedingt kann auf diese Weise nur während der Abkühlphase gemessen werden.

Mit dem skizzierten Aufbau wurden zunächst Wellenfrontmessungen an zylindrischen Planelementen aus N-PK51 und Quarzglas als Repräsentanten für Kompensation (dn/dT < 0) und zu kompensierende Optik (dn/dT > 0) durchgeführt. In Bild 4.7 sind Messungen thermisch induzierter Wellenfrontdeformationen in beiden Materialien bei einem Heizstrahldurchmesser d_L = 1,2 mm dargestellt. Die thermisch induzierte Wellenfrontdeformation in Quarzglas wird durch die gemeinsame Wirkungsrichtung von dn/dT und thermischer Expansion bestimmt und weist dadurch eine positive Krüm-

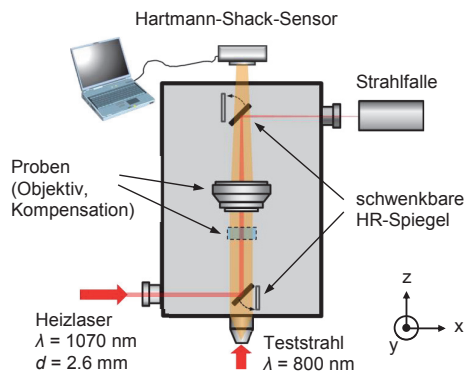

Bild 4.6: Skizze des Messaufbaus mit Klappspiegeln und koaxialen Heiz- und Messstrahlen zur Wellenfrontmessung an komplexen Optiken (wie z.B. dem hier angedeuteten F-Theta-Objektiv). Der Abstand zwischen Objektiv und Sensor beträgt ungefähr 250 mm [9].

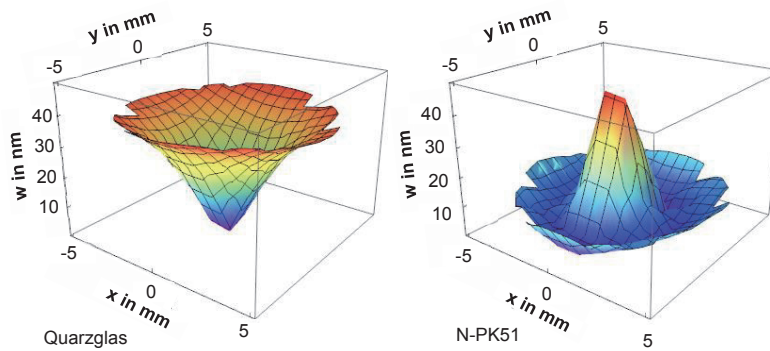

Bild 4.7: Thermisch induzierte Wellenfrontdeformationen in zylindrischen Proben aus Quarzglas und N-PK51 ($l = 12$ mm, $d = 25$ mm, $P_L = 168$ W, $d_L = 1{,}2$ mm, $t_{heiz} = 10$ s).

mung im Bereich der Strahlachse sowie einen stetigen Gradienten in radialer Richtung auf. Bei N-PK51 hingegen ergibt sich sowohl für die Beträge als auch für die Vorzeichen von zentraler Krümmung und radialem Gradienten ein deutlich abweichendes Ergebnis.

Wie bereits in Abschnitt 4.1.2 erläutert, existiert für Materialien mit negativem thermo-optischem Koeffizienten ein Umschlagverhalten von positiver zu negativer Wellenfrontkrümmung. Dies kann anhand des in Bild 4.7 (rechts) dargestellten Messergebnisses bestätigt werden. Während im Zentrum der Probe der Einfluss des thermo-optischen Koeffizienten durch die höhere Temperatur im Bereich des Heizstrahls bereits deutlich zum Tragen kommt, dominiert im äußeren, nur durch Wärmeleitung geheizten, Bereich noch der konkurrierende Effekt der thermischen Ausdehnung (Oberflächenaufwölbung). Die Wellenfront ist in diesem Bereich bei den gegebenen Parametern deshalb noch in die gegensätzliche Richtung gekrümmt. Dieses „Umstülpen" der Wellenfront deutet darauf hin, dass sich das System bei den gegebenen Parametern nahe am Umschlagspunkt befindet (vgl. Bild 4.1).

Zur Untersuchung und Realisierung einer praxisnahen passiven Kompensation wurden in einem weiteren Schritt neben Planelementen auch F-Theta-Objektive der Firma Sill Optics unter thermischer Last im skizzierten koaxialen Messaufbau untersucht. Hierzu kam ein Heizstrahl mit einem Durchmesser von $d_L = 3{,}8$ mm zum Einsatz. Das untersuchte F-Theta-Objektiv vom Typ S4LFT1420 hat eine Brennweite von 420 mm und einen Arbeitsabstand von 499,2 mm. Es ist aus vier Einzellinsen und einem Schutzglas

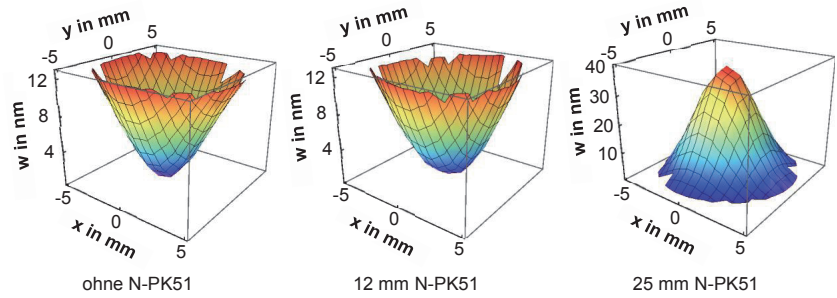

Bild 4.8: Thermisch induzierte Wellenfrontdeformationen eines F-Theta-Objektivs ($P_L = 100$ W, $d_L = 3{,}8$ mm, $t_{heiz} = 10$ s) in Kombination mit N-PK51-Kompensationselementen unterschiedlicher Dicke [9].

aufgebaut. Alle Elemente bestehen aus Quarzglas und sind mit einer optimierten, absorptionsarmen AR-Schicht vergütet.

Bild 4.8 zeigt gemessene thermisch induzierte Wellenfrontdeformationen für verschiedene Kombinationen von ebenen, unbeschichteten N-PK51-Kompensationselementen mit dem F-Theta-Objektiv. Links im Bild ist die thermisch induzierte Wellenfrontdeformation des unkompensierten Objektivs mit einem *Peak-to-Valley*-Wert von $w_{PV} \approx 12$ nm gezeigt. Die in der Mitte dargestellte Wellenfrontdeformation wird hingegen von einer Kombination aus einem 12 mm dicken N-PK51-Element und dem Objektiv selbst erzeugt. Offensichtlich ist, dass sich der w_{PV}-Wert der Wellenfront praktisch nicht verändert, lediglich die Gradienten in der Nähe des Zentrums werden etwas kleiner. Dies deutet darauf hin, dass sich das Kompensationselement für den gegebenen Strahldurchmesser nahe am Umschlagspunkt befindet und gerade eben den Zustand der Selbstkompensation erreicht hat.

Die in Bild 4.9 gezeigte Wellenfrontdeformation des einzelnen Kompensationselements mit 12 mm Länge belegt dies. Der gemessene Wert für w_{PV} beträgt hier lediglich 3,2 nm. Im Randbereich dominiert dort noch die Aufwölbung des Elements, während im wärmeren Zentrum bereits das negative dn/dT den dominanten Einfluss hat. Dies steht insofern auch nicht im Widerspruch zur simulierten Wellenfrontkrümmung für $d_L = 3{,}8$ mm in Bild 4.1, da der Vorzeichenwechsel der Krümmung in der Strahlmitte bei deutlich kürzeren Längen erfolgt und hier schon eindeutig negativ ist. Die Wellenfrontdeformation im Bild 4.8 rechts wird schließlich von einer Kombination aus einem 25 mm dicken N-PK51-Element und dem Objektiv erzeugt. Dabei kommt es offensichtlich bereits zu einer Überkompensation der thermisch induzierten Wellenfrontdeformation des Objektivs. Die optimale Länge für

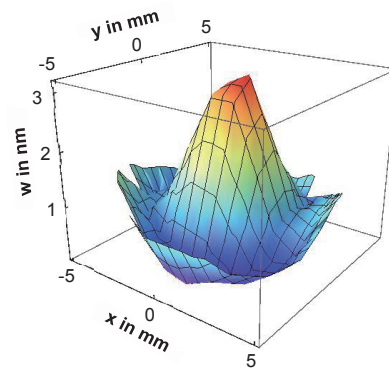

Bild 4.9: Thermisch induzierte Wellenfrontdeformationen eines 12 mm dicken N-PK51-Kompensationselements. (P_L = 100 W, d_L = 3,8 mm, t_{heiz} = 10 s).

ein geeignetes Kompensationselement beim gegebenen Strahldurchmesser beträgt daher bei linearer Interpolation ungefähr 16 mm.

Allerdings konnten die N-PK51-Elemente aufgrund der geplanten Weiterverwendung nicht gekürzt werden. Da aber eine Beeinflussung der thermo-optischen Effekte über eine vielzahl von Parametern möglich ist (vgl. Bild 2.4) – damit u.a. auch über den Strahldurchmesser – konnte durch eine Reduzierung des Strahldurchmessers auf d_L = 2,6 mm und die Verwendung des 12 mm dicken Kompensationslements ein

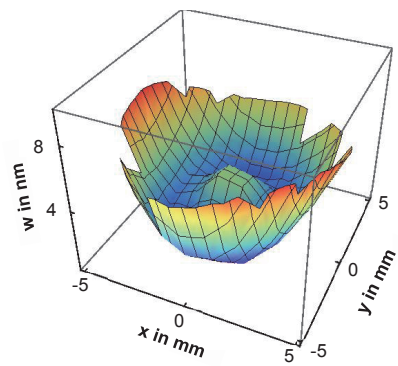

Bild 4.10: Thermisch induzierte Wellenfrontdeformationen eines F-Theta-Objektivs in Kombination mit einem 12 mm dicken N-PK51-Kompensationselement. Die ringförmige Deformation zeigt eine dominante sphärische Aberration an. (P_L = 100 W, d_L = 2,6 mm, t_{heiz} = 10 s).

Zustand erzielt werden, welcher der bestmöglichen Kompensation nahe kommt. Das Ergebnis der mit dieser Konfiguration durchgeführten Messung ist in Bild 4.10 dargestellt. Deutlich wird an der gezeigten Messung der Wellenfrontdeformation ebenfalls, dass auch bei optimaler Anpassung eines einzelnen Kompensationselements mit negativem dn/dT Aberrationen höherer Ordnung zurückbleiben (vgl. Abschnitt 4.2.1), hier in erster Linie sphärische Aberration.

4.3.2 Überprüfung der Kompensation mit Strahlkaustikmessungen

Für die weitere Untersuchung der Kompensation unter tatsächlichen Einsatzbedingungen (d_L = 13 mm, λ_L =1070 nm) wurde ein Aufbau zur Kaustikmessung realisiert, um die Verschiebung der Taillenlage direkt messen zu können und Dispersionseffekte durch eine abweichende Messwellenlänge zu vermeiden. Der Aufbau ist in Bild 4.11 skizziert. Zur Primärabschwächung wurden, wie im Bild dargestellt, zwei Quarzkeile verwendet, für die aufgrund der extrem geringen thermischen Ausdehnung ($\alpha \approx 0{,}5 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{K}^{-1}$) kein messbarer Einfluss auf die Parameter des Teststrahls nachgewiesen werden konnte. Die Keile sind jeweils ungefähr im Brewsterwinkel ($\theta_B \approx 56°$ bei Quarzglas) zum einfallenden Strahl ausgerichtet. Auf diese Weise trifft nur die zur Einfallsebene y-z senkrechte bzw. zu x parallele Polarisation auf die Kamera, so dass trotz der statistischen Polarisation des Laserstrahls polarisationsabhängige Effekte in der Messung mitberücksichtigt werden können. Zur genauen Anpassung der Intensität an den Dynamikumfang der Kamera wurden außerdem ein teildurchlässiger Spiegel (Reflexionsgrad 90 %) und erst danach Neutraldichtefilter zur Feinabstimmung verwendet.

Aufgrund der langen Messzeit für die Aufnahme einer gesamten Kaustik kann mit dieser Anordnung nur im thermischen Gleichgewicht gemessen werden. Vor jeder

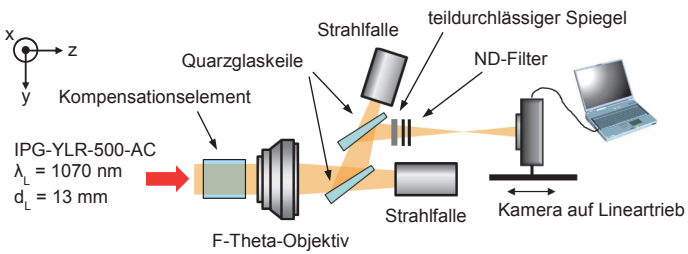

Bild 4.11: Skizze des Messaufbaus für die Kaustikmessung zur Bestimmung der Taillenlagenverschiebung von kompensierten und unkompensierten F-Theta-Objektiven.

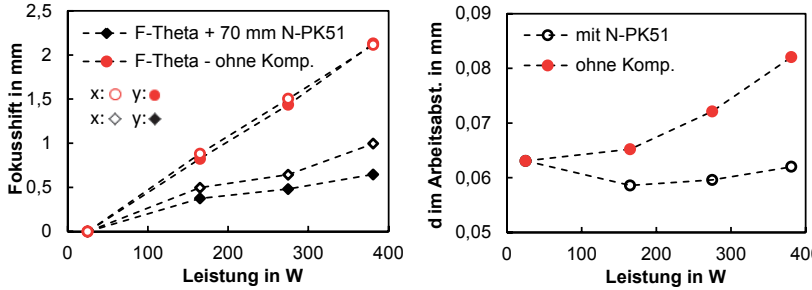

Bild 4.12: Links: Thermisch induzierte Verschiebung der Taillenlage eines F-Theta-Objektivs in der vertikalen (x) und horizontalen (y) Ebene mit und ohne Kompensation bezogen auf einen Referenzwert bei der minimalen Heizleistung von $P_L = 25$ W. Rechts: Berechneter mittlerer Strahldurchmesser (Mittelung über x- und y) auf einer angenommenen Werkstückoberfläche im Arbeitsabstand von 499,2 mm [9].

Kaustikmessung wurde das System deshalb ca. zwei Minuten bei konstanter Laserleistung bestrahlt. Die Kaustikmessungen wurden nach ISO 11146 [86] durchgeführt. Zur Kompensation wurde ein 70 mm langes N-PK51-Element verwendet. Die Festlegung der Länge erfolgte anhand von Abschätzungen, da bis zu diesem Zeitpunkt keine Versuche mit so großen Strahldurchmessern gemacht worden waren. Die einzelnen optischen Elemente des F-Theta-Objektivs und das Schutzglas waren mit einer Standardbeschichtung von Sill Optics („*328*“) vergütet.

Bild 4.12 (links) zeigt die aus den Kaustikmessungen ermittelte, leistungsabhängige Verschiebung der Taillenlage für die vertikale (x) und horizontale (y) Ebene (vgl. Bild 4.11) beim kompensierten und unkompensierten F-Theta-Objektiv. Die Verschiebung der Taillenlage, d.h. der Fokusshift durch eine verkürzte Brennweite, ist beim Einsatz eines Kompensationselements über den gesamten Leistungsbereich um einen Faktor ~2,5 reduziert. Durch den Einfluss der Spannungsdoppelbrechung in N-PK51 wird allerdings auch eine zunehmende, Aufspaltung der Taillenlagen durch Astigmatismus offensichtlich (Abweichung ~0,3 mm bei 381 W). Dennoch steigt der rechts in Bild 4.12 gezeigte, in x- und y-Richtung gemittelte, leistungsabhängige Strahldurchmesser im Arbeitsabstand 499,2 mm bei zunehmender Leistung deutlich langsamer an als bei der unkompensierten Anordnung. Zur Eliminierung von Abweichungen durch Fertigungsungenauigkeiten des Kompensationselements (ballige Stirnflächen) und durch statistische Messfehler wurden die Werte für die kompensierte Anordnung so korrigiert, dass die mittleren Strahldurchmesser bei 25 W übereinstimmen.

4.4 Passive Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung

Nachdem die Möglichkeit der Kompensation des thermisch induzierten Taillenlagenshifts mit einem passiven Kompensationselement in Versuchen gezeigt worden ist (vgl. Abschnitt 4.3), soll darauf aufbauend eine Kompensation höherer Ordnungen, wie in Abschnitt 4.2.2 theoretisch behandelt, beschrieben werden. Um den Aufwand für Auslegung und Versuch überschaubar zu halten, wurde das Kompensationspotenzial bei drei Kompensationsmaterialien (N-PK51, N-FK5 und BK7) und zwei Kompensationsmaterialien (N-PK51 und BK7) zunächst anhand von Simulationsrechnungen verglichen. Es zeigte sich, dass das Kompensationspotenzial (im Sinne der Erreichbarkeit einer ebenen Wellenfront bei thermischer Beeinflussung aller Elemente im Strahl) mit drei Kompensationsmaterialien nur unwesentlich größer ist als mit zwei. Aufgrund seiner Kompensationseignung mit dem stark negativen thermo-optischen Koeffizienten $K_{\mathrm{pl.strain}}$ (vgl. Tabelle 4.1) kann auf N-PK51 nicht verzichtet werden. Aus Kosten- und Handhabungsgründen wurde als zweites Material BK7 ausgewählt.

Im Folgenden wird zunächst die Auslegung der Kompensation beschrieben. Hierzu wurden die thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen für ein Modell des zu kompensierenden Quarzglas-Objektivs und die beiden λ/2-Verzögerungsplatten numerisch berechnet, wobei Polarisationseffekte aufgrund der sehr geringen Spannungsdoppelbrechung vernachlässigt wurden. Für die BK7- und N-PK51-Elemente wurden polarisations- und längenabhängige Berechnungen durchgeführt. Die numerisch bestimmten thermisch induzierten Deformationen der optischen Pfadlänge wurden dann längenabhängig parametrisiert und schließlich die minimale Wellenfrontdeformation in Abhängigkeit der Länge der Kompensationselemente ermittelt. Anschließend werden die durchgeführten Messungen mit einer entsprechend ausgelegten Konfiguration gezeigt.

4.4.1 Simulation und Auslegung

Die Simulation der thermisch induzierten Wellenfrontdeformation erfolgte für aufsteigende Längen (3, 6, 12, 18, 25, 40 und 70 mm) der beiden Werkstoffe N-PK51 und BK7 auf einem Querschnitt von 35 × 35 mm². Zur Aufbringung der thermischen Last wurde ein Grundmode-Strahl (d_{L} = 6 mm (Gauß), λ_{L} = 1070 nm, lineare Polarisation, P_{L} = 120 W) angenommen. Der Strahldurchmesser wurde so festgelegt, damit im Experiment ein vollständiger Durchgang durch die Verzögerungsplatten mit einer freien

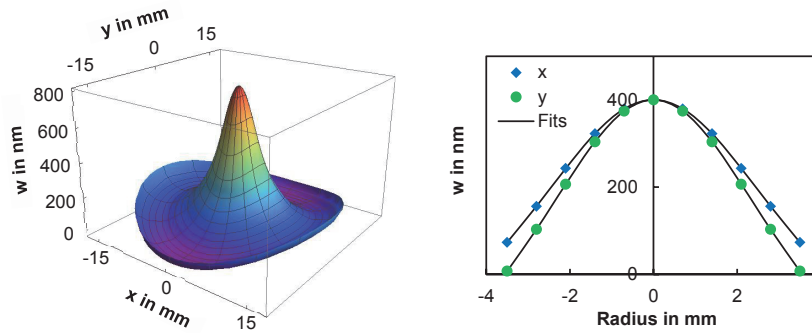

Bild 4.13: Links: Numerisch berechnete Wellenfrontdeformation eines mit $P_L = 120$ W bestrahlten N-PK51-Elements der Dimensionen 35 × 35 × 70 mm³. Rechts: Polynomfit sechsten Grades (durchgezogene Linie) an die simulierte Wellenfront (Punkte) im Bereich des Laserstrahls mit $d_L = 6$ mm entlang der x- und y-Richtung bzw. parallel und senkrecht zur Polarisationsrichtung [65].

Apertur von 19 mm sichergestellt war. Die in der Simulation verwendeten, wichtigsten Materialparameter sind im Anhang in Tabelle B.1 gegeben. Aufgrund der relativ groben Herstellerangaben wurden für BK7 und N-PK51 jeweils die in [9] bzw. [87] ermittelten Volumenabsorptionskoeffizienten verwendet.

Zur Berücksichtigung des Einflusses der Spannungsdoppelbrechung wurden anschließend für jeden Werkstoff und jede Länge l parallel (entlang der x-Achse bzw. parallel zur vertikalen Ebene) und senkrecht (entlang der y-Achse bzw. parallel zur horizontalen Ebene) zur Polarisationsrichtung Polynome sechsten Grades der Form

$$w_{\parallel,\perp}(r) = ar^6 + br^4 + cr^2 + d \tag{4.13}$$

auf einem Radius von 3,5 mm (um einen weiteren Randbereich um den $1/e^2$-Durchmesser zu berücksichtigen; eingeschlossene Leistung $P_L > 93$ %) an die numerisch berechneten Werte gefittet. Bild 4.13 zeigt die simulierte Verteilung der Wellenfrontdeformation eines N-PK51-Elements von 70 mm Länge, sowie die Polynomfits entlang der x- und y-Achsen. Die Abweichung von der Rotationsymmetrie durch den Einfluss der polarisationsabhängigen Spannungsdoppelbrechung ist dabei gut zu erkennen.

Als Modellfunktion zur Parametrisierung der Koeffizienten a, b und c in Gleichung (4.13) – die Konstante d kann unberücksichtigt bleiben, da sie keine optische Funktion besitzt – wurde eine gebrochen-rationale Funktion der Form

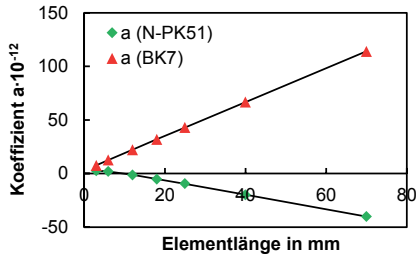

Bild 4.14: Simulierte Werte (Punkte) und gebrochen-rationale Parameterfunktionen zur leistungsabhängigen Modellierung der Koeffizienten a von N-PK51 und BK7. Zu erkennen ist das Umschlagverhalten von N-PK51 ($\mathrm{d}n/\mathrm{d}T < 0$) im Bereich $l < 10$ mm und die Linearität bei großen Längen [65].

$$a,b,c(l) = \frac{(pl+q)l}{(rl+s)} \tag{4.14}$$

gewählt [65]. Dieser Ansatz hat insbesondere den Vorteil, dass das typische Umschlagverhalten thermisch induzierter Wellenfronten gut abgebildet werden kann, da sie für kleine und große Längen l ein lineares Verhalten mit unterschiedlichen Steigungen annähert und so die Modellierung des Übergangs vom ebenen Spannungszustand in den ebenen Verzerrungszustand ermöglicht. In Bild 4.14 sind exemplarisch Koeffizienten der simulierten Wellenfrontdeformation sowie die daran angenäherten gebrochen-rationalen Parameterfunktionen beispielhaft gezeigt.

Die thermisch induzierte Wellenfrontdeformation des F-Theta-Objektivs wurde ebenfalls simuliert und polynominal approximiert. Da nur die thermisch induzierten Aberrationen des Objektivs korrigiert werden sollen, die (sphärische) optische Funktion jedoch erhalten bleiben soll, wurden die Objektivkomponenten in den Simulationen als Planplatten mit den jeweiligen Mittendicken der Einzellinsen modelliert (vgl. Bild 4.15). Die Gesamtdeformation für das Objektiv ergibt sich dann als Summe der Wellenfrontdeformationen der einzelnen Planplatten. Von den sehr dünnen Verzögerungsplatten eingeführte Aberrationen werden ebenfalls numerisch berechnet und aufsummiert. Obwohl die Verzögerungsplatten aus kristallinem Quarz bestehen, wurden diese der Einfachheit halber als 0,5 mm dicke Quarzglasplatten behandelt, da der zu erwartende Beitrag zu den gesamten Aberrationen in jedem Fall sehr klein ist.

Die gesamte zu kompensierende thermisch induzierte Aberration setzt sich bei vernachlässigbarer Abschwächung des Strahls und Änderung der Divergenz innerhalb der Elemente also zusammen aus den Aberrationen der zwei Verzögerungsplatten und aus

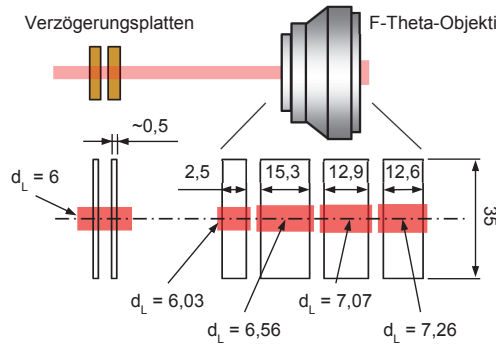

Bild 4.15: Näherung der Quarzglas-Linsen des F-Theta-Objektivs als Planplatten der entsprechenden Mittendicken (vgl. hierzu auch Bild 4.5). Die Aufweitung des Strahls im Objektiv wurde in der Simulation berücksichtigt (alle Maße in mm) [65].

denen der vier Linsen, jeweils aus kristallinem Quarz bzw. Quarzglas. Ein Schutzglas stand in diesem Fall für den Versuch nicht zur Verfügung und wurde deshalb nicht in der Auslegung berücksichtigt. An die so ermittelte thermisch induzierte Wellenfrontdeformation wurde nun ebenfalls ein Polynom $w^{\mathrm{Obj}}(r)$ gemäß Gleichung (4.13) angefittet und repräsentiert die zu kompensierende Wellenfrontdeformation der Optik $w_{\mathrm{opt}}(r)$ in Gleichung (4.6). Es ergibt sich für drei Koeffizienten $w_{1\ldots3}$ und zwei Kompensationsmaterialien unter Berücksichtigung der Polarisation ($\parallel, \perp$) für die beiden Kompensationswerkstoffe N-PK51 und BK7 eine, die Wellenfrontdeformation des gesamten Systems repräsentierende, Polynomsumme

$$
\begin{aligned}
&w_{\mathrm{komp}}\left(r, l_{\mathrm{NPK}}, l_{\mathrm{BK}}\right) = \\
&\overbrace{\begin{matrix} w_{1,\parallel}^{\mathrm{BK}}\left(l_{\mathrm{BK}}\right)r^2 + w_{1,\parallel}^{\mathrm{NPK}}\left(l_{\mathrm{NPK}}\right)r^2 \\ +w_{2,\parallel}^{\mathrm{BK}}\left(l_{\mathrm{BK}}\right)r^4 + w_{2,\parallel}^{\mathrm{NPK}}\left(l_{\mathrm{NPK}}\right)r^4 \\ +w_{3,\parallel}^{\mathrm{BK}}\left(l_{\mathrm{BK}}\right)r^6 + w_{3,\parallel}^{NPK}\left(l_{\mathrm{NPK}}\right)r^6 \end{matrix}}^{\text{Elemente vor Polarisationsdrehung}}
\overbrace{\begin{matrix} +w_{1,\perp}^{\mathrm{BK}}\left(l_{\mathrm{BK}}\right)r^2 + w_{1,\perp}^{\mathrm{NPK}}\left(l_{\mathrm{NPK}}\right)r^2 \\ +w_{2,\perp}^{\mathrm{BK}}\left(l_{\mathrm{BK}}\right)r^4 + w_{2,\perp}^{\mathrm{NPK}}\left(l_{\mathrm{NPK}}\right)r^4 \\ +w_{3,\perp}^{\mathrm{BK}}\left(l_{\mathrm{BK}}\right)r^6 + w_{3,\perp}^{\mathrm{NPK}}\left(l_{\mathrm{NPK}}\right)r^6 \end{matrix}}^{\text{Elemente nach Polarisationsdrehung}}
\overbrace{\begin{matrix} +w_1^{\mathrm{Obj}}r^2 \\ +w_2^{\mathrm{Obj}}r^4 \\ +w_3^{\mathrm{Obj}}r^6 \end{matrix}}^{\text{Objektiv}}, \quad (4.15)
\end{aligned}
$$

deren RMS-Wert mit den Parametern l_{NPK} und l_{BK} gemäß

$$
\sqrt{\frac{1}{r_{\mathrm{L}}} \cdot \int_0^3 w_{\mathrm{komp}}\left(r, l_{\mathrm{NPK}}, l_{\mathrm{BK}}\right)^2 \mathrm{d}r} \overset{!}{=} min, \qquad (4.16)
$$

über den Strahlradius minimiert wurde [65]. In Gleichung (4.15) und (4.16) wurden zur kompakteren Darstellung verkürzte Indizes „NPK“ für N-PK51 und „BK“ für BK7 verwendet. Außerdem wurden die Längen l der Kompensationselemente für die ver-

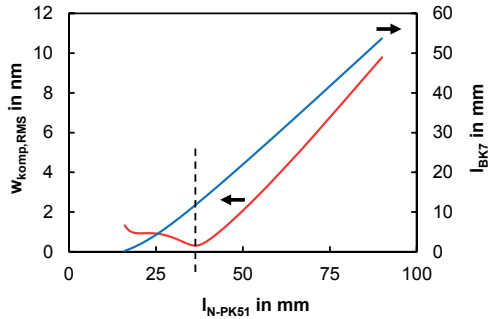

Bild 4.16: Minimaler RMS-Wert der Polynomsumme (Gleichung (4.16)) des Gesamtsystems aus N-PK51, BK7, Verzögerungsplatten und Quarzglas-Objektiv in Abhängigkeit der Länge von N-PK51 auf einem Strahldurchmesser von $d_L = 6$ mm und jeweils zugehörige Länge von BK7 [65].

schiedenen Polarisationsrichtungen gleichgesetzt, da aufgrund der vernachlässigbaren Spannungsdoppelbrechung in Quarzglas ein symmetrisches Kompensationslayout beabsichtigt ist (vgl. hierzu Bild 4.5). Für Gleichung (4.16) lässt sich in Abhängigkeit von l_{NPK} und l_{BK} numerisch ein Minimum ermitteln. Der RMS-Wert des aufsummierten Polynoms, berechnet auf einem Querschnitt mit dem Durchmesser $d_L = 6$ mm, ist in Abhängigkeit der Länge von N-PK51 im Diagramm in Bild 4.16 dargestellt und hat ein Minimum bei $l_{N-PK51} = 36{,}4$ mm. Die dafür jeweils notwendige Länge von BK7 ist im selben Diagramm gegeben und beträgt bei minimaler Deformation $l_{BK7} = 11{,}8$ mm.

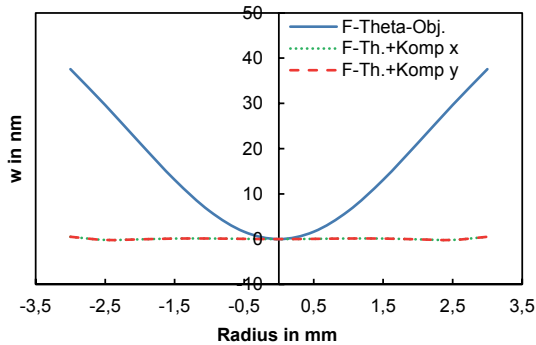

Bild 4.17: Resultierende minimale Wellenfrontdeformation des Systems aus F-Theta-Objektiv und Kompensationselementen parallel (x) und senkrecht (y) zur Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls sowie die durch das unkompensierte F-Theta-Objektiv verursachte Wellenfrontdeformation.

Die daraus resultierende, minimale Wellenfrontdeformation ist in Bild 4.17 in x- und y-Richtung dargestellt. Aufgrund der mitberücksichtigten Drehung der Polarisation zwischen den Elementen sind beide Teile deckungsgleich und die Wellenfront selbst ist damit exakt rotationssymmetrisch. Anhand eines Vergleichs mit der numerisch berechneten Wellenfrontdeformation des unkompensierten F-Theta-Objektivs lässt sich die deutliche Reduktion der Gesamtdeformation erkennen. Die theoretisch mögliche Reduktion des Einflusses thermo-optischer Effekte beträgt hier ungefähr zwei Größenordnungen.

Werden die einzelnen Elemente mit den optimierten Längen $l_{\text{N-PK51}} = 36{,}4$ mm und $l_{\text{BK7}} = 11{,}8$ mm sowie der Einfluss des F-Theta-Objektivs getrennt simuliert und deren thermisch induzierte Wellenfrontdeformationen anschließend aufsummiert, so ergibt sich die in Bild 4.18 (obere Fläche) gezeigte Summe. Der Vergleich der Gesamtde-

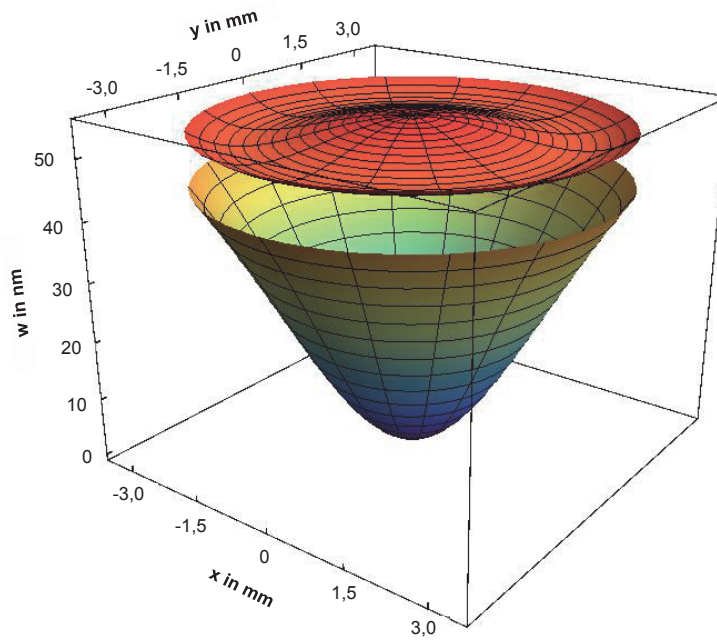

Bild 4.18: Simulation der resultierenden thermisch induzierten Wellenfrontdeformation des optimierten Gesamtsystems (oben) mit $w_{\text{RMS}} = 1{,}03$ nm im Vergleich zur Wellenfrontdeformation des unkompensierten F-Theta-Objektivs (unten) mit $w_{\text{RMS}} = 12{,}82$ nm im Bereich des Strahldurchmessers von $d_{\text{L}} = 6$ mm für $P_{\text{L}} = 120$ W [65].

formation des kompensierten Systems zu der vom Objektiv alleine verursachten Deformation (untere Fläche) offenbart die beträchtliche Reduktion der thermisch induzierten Aberration des Gesamtsystems. Die resultierende Wellenfrontsumme ist, bis auf einen kleinen Anteil sphärischer Aberration, stark reduziert. Ein wesentlicher Faktor ist hierbei die Eliminierung der spannungsoptischen Effekte durch die Polarisationsdrehung zwischen den jeweils zweiteiligen Kompensationselementen aus BK7 und N-PK51.

4.4.2 Experimentelle Untersuchung

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die numerische Optimierung einer mehrstufigen Kompensation gezeigt. Die auf der Grundlage dieser theoretischen Betrachtungen aufbauenden experimentellen Untersuchungen und die dabei gewonnenen Ergebnisse werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Entsprechend den in der Simulation abgebildeten Kompensationselementen wurden dafür jeweils zwei Elemente aus BK7 und N-PK51 angefertigt. Obwohl das in Bild 4.16 dargestellte Optimum bei ungefähr 36 mm pro N-PK51-Element liegt, wurden diese mit einer Länge von $l_{\text{N-PK51}} = 60$ mm hergestellt. Die BK7-Elemente, die dementsprechend eine Länge von ungefähr 30 mm aufweisen müssten, wurden zunächst auf eine Länge von $l_{\text{BK7}} = 35$ mm festgelegt, während die Durchmesser aller Kompensationselemente 35 mm betrugen.

Für dieses Vorgehen gibt es zweierlei Gründe: Zum einen musste damit gerechnet werden, dass die Absorptionskoeffizienten der beiden Werkstoffe von den in der Si-

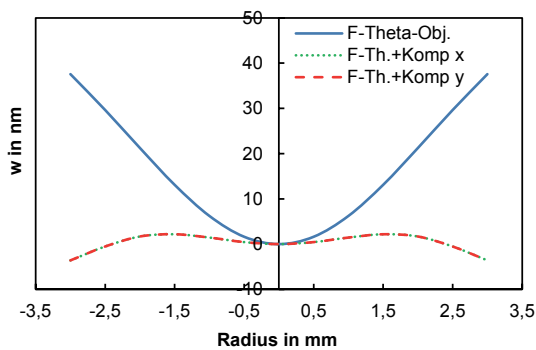

Bild 4.19: Resultierende, numerisch berechnete thermisch induzierte Wellenfrontdeformation des kompensierten Systems in x- und y-Richtung bei $l_{\text{N-PK51}} = 60$ mm und $l_{\text{BK7}} = 29{,}8$ mm, sowie die durch das unkompensierte F-Theta-Objektiv verursachte Wellenfrontdeformation für $P_{\text{L}} = 120$ W.

mulation verwendeten abweichen. Erfahrungsgemäß fällt die Absorption von N-PK51 geringer aus als vom Hersteller angegeben (normalerweise „worst case"-Angabe) und ist zudem chargenabhängigen Schwankungen unterworfen. Die zuvor in [9] ermittelten Absorptionswerte waren deshalb nicht endgültig gesichert. Durch eine größere Länge der N-PK51-Elemente sollte vermieden werden, dass der zur Kompensation erforderliche Effekt des negativen dn/dT aufgrund kleinerer Absorptionskoeffizienten zu gering ausfällt. Zum anderen sollte durch die zusätzliche Überdimensionierung der Länge der BK7-Elemente eine nachträgliche Kürzung der N-PK51-Stäbe vermieden werden, da deren Bearbeitung (schneiden, polieren) schwieriger ist und zusätzlich Aufwand und Kosten eines fehlgeschlagenen Bearbeitungsversuchs erheblich größer wären. Die BK7-Elemente konnten auf diese Weise nachträglich für die beste Kompensation angepasst werden. Trotz der Abweichung vom Optimum sollte dennoch weiterhin eine deutliche Verbesserung gegenüber dem unkompensierten Objektiv erreichbar sein. Die numerisch berechneten Querschnitte der minimal erzielbaren, rotationssymmetrischen Wellenfrontdeformationen mit der für die Messungen angefertigten Länge $l_{\text{N-PK51}} = 60$ mm im Vergleich zur thermisch induzierten Deformation des Objektivs sind in Bild 4.19 dargestellt.

4.4.2.1 Direkte Wellenfrontmessungen am F-Theta-Objektiv

Der Aufbau zur direkten Messung von Wellenfrontdeformationen am F-Theta-Objektiv zum Nachweis der Kompensation ist in Bild 4.20 skizziert. Dazu musste der Strahl stark abgeschwächt werden, ohne zusätzliche thermisch induzierte Aberrationen einzuführen. Die Abschwächung erfolgte analog zu dem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Vorgehen polarisationsselektiv durch doppelte Reflexion an zwei Quarzglaskeilen im Brewsterwinkel, so dass die Polarisationsrichtung parallel zur x-Achse ist (vgl.

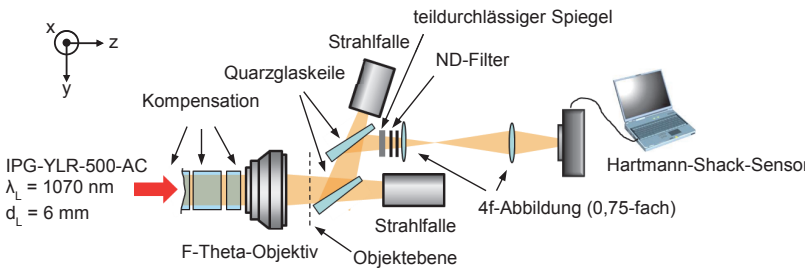

Bild 4.20: Skizze des Aufbaus zur direkten Messung von Wellenfrontdeformationen durch das F-Theta-Objektiv mit und ggf. ohne Kompensation. Es wird eine Ebene in 80 mm Entfernung vom Austritt aus dem Objektiv auf den Sensor abgebildet.

Bild 4.20), außerdem mit einem teildurchlässigen Spiegel (Reflexionsgrad 90 %) und Neutraldichtefiltern zur Feinabstimmung. Der Strahl wurde mit einer 4f-Anordnung im Verkleinerungsmaßstab 0,75 auf den Hartmann-Shack-Sensor abgebildet. Die Objektebene befand sich 80 mm nach Austritt aus dem Objektiv in dessen Hauptebene. Aufgrund der Aufweitung im Objektiv hatte der konvergente Strahl an dieser Stelle denselben Durchmesser wie der kollimierte Eingangsstrahl. Zur Anpassung des Strahldurchmessers auf die erforderliche Größe waren zudem vor dem dargestellten Messaufbau zusätzliche optische Elemente notwendig. Es wurden deshalb mit dem beschriebenen Messaufbau zunächst die thermischen Aberrationen des Strahlengangs ohne Objektiv und Kompensation gemessen, um diese bei der Referenzierung der anschließenden Messungen berücksichtigen zu können.

In vorläufigen Messungen zur Abschätzung des Beitrags der einzelnen Kompensationselemente konnte im Vergleich mit Simulationen thermisch induzierter Phasenfrontdeformationen anschließend ermittelt werden, dass die Absorption von N-PK51 erheblich unter dem in der Simulation verwendeten Wert lag und etwa $\mu_V \approx 0{,}05\ \mathrm{m}^{-1}$ betrug. Gleichzeitig war die Absorption des verwendeten BK7 höher und betrug ungefähr $\mu_V \approx 0{,}13\ \mathrm{m}^{-1}$. Aus diesem Grund mussten die beiden BK7-Elemente bis auf 9 mm gekürzt werden, um so die erforderliche Kompensationswirkung in Kombination mit dem zu kompensierenden Objektiv zu erreichen. Nach der AR-Beschichtung aller Elemente für $\lambda = 1064$ nm wurden alle folgenden Messungen mit der in Bild 4.5 gezeigten Konfiguration durchgeführt, wobei $l_{BK7} = 9$ mm und $l_{N\text{-}PK51} = 60$ mm betrugen. Als λ/2-Verzögerungsplatten wurden zwei AR-beschichtete Multi-Order-Platten (Qioptiq) mit einer Dicke von ungefähr je 0,5 mm eingesetzt.

Aufgrund der sehr kleinen Messgrößen (wenige zehn nm Wellenfrontdeformation des F-Theta-Objektivs bei 100 W) und den damit einhergehenden Anforderungen an die Positioniergenauigkeit war es nicht ohne weiteres möglich, Messungen mit und ohne Fokussieroptik (d.h. mit kollimiertem und konvergentem Strahl in der Objektebene) direkt zu vergleichen. Dies erschwerte es insbesondere, den Einfluss der Strahlführung vor dem eigentlichen Aufbau direkt von der Messung des Objektivs zu separieren. Dennoch konnte die Kompensation der Doppelbrechung sehr gut anhand von Wellenfrontmessungen nachgewiesen werden. Für die Veranschaulichung ist dabei die ausschließliche Darstellung der relevanten Effekte der Wellenfront hilfreich. In einem rotationssymmetrischen optischen System sind dabei in erster Linie sphärische Aberrationen von Bedeutung. Spannungsdoppelbrechung äußert sich wiederum in einem astigmatischen Beitrag zur Gesamtaberration. Aus diesem Grund wurden für die Rekonstruktion der Wellenfrontmessungen nur die radialen Terme des „*University of Arizona*

Fringe-Sets“ [10] bis zur sechsten Ordnung sowie diejenigen für primären Astigmatismus (0° und 45°) berücksichtigt. Bild 4.21 zeigt die so aufbereiteten Ergebnisse. Es handelt sich hierbei um Differenzbilder der Messung des F-Theta-Objektivs mit Kompensation und des F-Theta-Objektivs alleine (prinzipbedingt jeweils inklusive der Effekte der davor liegenden Strahlführung) bei P_L = 75 W und d_L = 6 mm. Der Unterschied zwischen den beiden Messungen bestand lediglich in den zusätzlich eingebrachten λ/2-Platten zwischen den spiegelsymmetrisch angeordneten Kompensationselementen.

Die fast vollständige Kompensation des Astigmatismus durch Spannungsdoppelbrechung wird dabei offensichtlich. Ohne eine Polarisationsdrehung um 90° ist eine Kompensation der thermisch induzierten Aberrationen auf diese Weise nicht möglich, der Zernike-Koeffizient für Astigmatismus beträgt $C_4 = 3{,}5 \cdot 10^{-5}$ (Nummerierung ebenfalls entsprechend [10]). Durch die Drehung der Polarisation steht dagegen eine nahezu rotationssymmetrische, dem thermischen Verhalten des Quarzglasobjektivs entgegengesetzte Wellenfrontdeformation mit einer *Peak-to-Valley*-Deformation von $w_{PV} \approx 40$ nm und einem um fast zwei Größenordnungen reduzierten Zernike-Koeffizienten $C_4 = 5{,}8 \cdot 10^{-7}$ zur Kompensation des Quarzglasobjektivs zur Verfügung. Das in Bild 4.18 dargestellte Simulationsergebnis des F-Theta-Objektivs weist allerdings erst bei P_L = 120 W einen *Peak-to-Valley*-Wert der verursachten thermischen Wellenfrontdeformation von ungefähr 40 nm auf, d.h. das gemessene Kompensations-

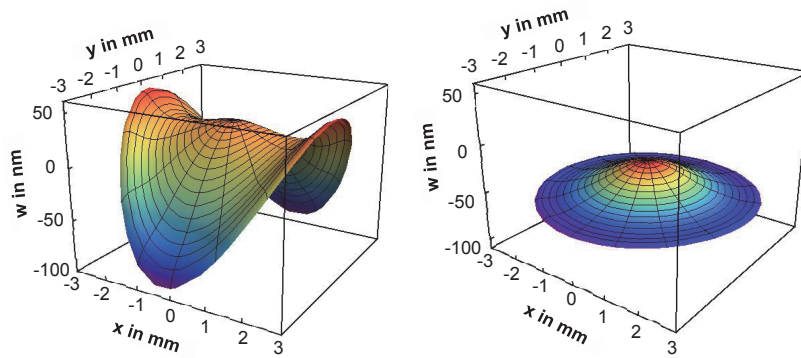

Bild 4.21: Differenzbilder von Wellenfrontmessungen des F-Theta-Objektivs mit Kompensation und der Messung des F-Theta-Objektivs alleine bei P_L = 75 W, d_L = 6 mm. Dargestellt sind die radialen Zernike-Polynome und primärer Astigmatismus. Der linke Plot zeigt die Messung der kompensierten Wellenfront ohne λ/2-Platten, zur Messung der Wellenfront im rechten Plot wurden die λ/2-Platten verwendet. Eine fast vollständige Kompensation des Astigmatismus wird dadurch sichtbar [65].

system würde ein sich so verhaltendes, reales Objektiv überkompensieren. Da aufgrund des thermischen Einflusses der Strahlführung mit dem Wellenfrontsensor allein keine umfassende Bewertung der Wirkung des realen Systems aus Objektiv und Kompensation möglich ist, wurden in einem weiteren Schritt erneut Messungen der Strahlkaustik wie in Abschnitt 4.3.2 durchgeführt.

4.4.2.2 Überprüfung der Kompensation mit Kaustikmessungen

Zur Vergleichbarkeit von kompensiertem und unkompensiertem Objektiv bzw. zur Überprüfung der zuvor beschriebenen Kompensationsmethode bei unterschiedlichen Laserleistungen wurden zusätzlich Kaustikmessungen durchgeführt. Hierzu wurden die Abbildungsoptik und der Hartmann-Shack-Sensor durch eine Kamera mit Linearachse ersetzt. Die Versuchsanordnung entsprach im Wesentlichen der in Bild 4.11 gezeigten, jedoch mit $d_L \approx 6$ mm (und selbstverständlich einer mehrstufigen Kompensation). Auch hier – wie bereits bei den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Versuchen – hatte die Thermik der Strahlführung vor der eigentlichen Messanordnung einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf das Messergebnis. Anhand von zuvor mit dem Wellenfrontsensor aufgenommenen Daten des Strahlengangs ohne Proben (d.h. ohne Kompensationselemente, λ/2-Platten und F-Theta-Objektiv) konnte jedoch dessen Einfluss auf die Taillenlagenverschiebung leistungsabhängig bestimmt und damit eliminiert werden. Hierzu wurden leistungsabhängig die thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen der Strahlführung aufgenommen. Aus den Messdaten konnte durch eine Ermittlung des sphärischen Anteils der Wellenfrontdeformation der von der Strahlführung verursachte, zusätzliche thermisch induzierte Taillenlagenshift näherungsweise eliminiert werden.

Die leistungsabhängigen Messungen der Taillenlage für verschiedene Konfigurationen von Objektiv und Kompensation sind in Bild 4.22 gezeigt. Die Taillenlagen sind bereits um den Beitrag der davor liegenden Strahlführung anhand der Wellenfrontdaten korrigiert. Auffällig ist zunächst der in erster Näherung linear zunehmende Taillenlagenshift beim unkompensierten F-Theta-Objektiv. Bei den vorherrschenden Temperaturgradienten und einem positiven thermo-optischen Koeffizienten dn/dT von Quarzglas entspricht dieser Shift einer stärkeren Fokussierung, bzw. einer Taillenlagenverschiebung zum Objektiv hin. Die Aufspaltung bei höheren Leistungen geht möglicherweise auf Abweichungen des Aufbaus von der Rotationssymmetrie durch thermische Einflüsse zurück.

Werden zusätzlich die Kompensationselemente (je 2x BK7 bzw. N-PK51) eingebracht, zeigt sich die sehr starke Aufspaltung der Taillenlagen parallel und senkrecht

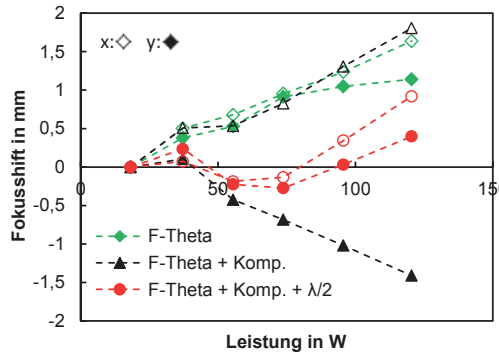

Bild 4.22: Durch Kaustikmessungen bestimmte Taillenlagenverschiebungen in Abhängigkeit der Leistung. Markierungen ohne Füllung geben die Taillenlage der x-Richtung (vertikale Ebene) an, ausgefüllte die Taillenlage der y-Richtung (horizontale Ebene; vgl. Bild 4.20) [65].

zur Polarisationsrichtung durch die thermisch induzierte Spannungsdoppelbrechung in den Kompensationselementen. Dabei folgt die Taillenverschiebung der x-Richtung relativ genau der des unkompensierten F-Theta Objektivs. Hier lässt sich ein Zusammenhang zu den in Bild 4.21 (links) gezeigten Wellenfrontmessungen herleiten. Dort liegen entlang der x-Achse bzw. parallel zur Polarisationsrichtung sehr kleine Gradienten vor, was zeigt, dass in dieser Richtung kaum Kompensationswirkung vorhanden sein kann. Demgegenüber liegen in Bild 4.21 (links) entlang der y-Achse bzw. senkrecht zur Polarisationsrichtung sehr große Gradienten vor. Diese sind den Gradienten des zu kompensierenden Objektivs entgegengesetzt und bewirken deshalb eine starke Überkompensation, d.h. eine Taillenverschiebung weg vom Objektiv.

Erst wenn zusätzlich die Polarisationsdrehung zwischen den Kompensationselementen stattfindet, kann die durch die Kompensationsanordnung geformte Wellenfront die Wellenfrontdeformation des Objektivs symmetrisch kompensieren (vgl. Bild 4.21 rechts). In der Kaustikmessung zeigt sich dies durch eine Taillenlage, die sich bei steigender Leistung in erster Näherung entlang der Nulllage bewegt und in vertikaler (x) und horizontaler (y) Richtung geringe Aufspaltung aufweist, d.h. der Astigmatismus ist weitgehend kompensiert. Aus Bild 4.22 geht außerdem hervor, dass der mittlere, betragsmäßige Taillenlagenshift des kompensierten gegenüber dem unkompensierten Objektiv um den Faktor 2 bis 5 reduziert ist und damit die Stabilität der Fokuslage bei zunehmender Leistung deutlich erhöht werden kann.

4.5 Fazit

Ausgehend von den in Abschnitt 4.1.2 formulierten Zielen wurden in diesem Kapitel Untersuchungen zu passiven Kompensationsmethoden für thermo-optische Effekte in Hochleistungslaseroptiken diskutiert. Dabei wurde zunächst der in [9] veröffentlichte Ansatz zur Kompensation des thermisch induzierten Taillenlagenshifts beschrieben. Anhand von Wellenfrontmessungen wurden das thermo-optische Verhalten eines F-Theta-Objektivs sowie planer Kompensationselemente aus dem Schott-Glas N-PK51 charakterisiert. Mit Messungen der Strahlkaustik konnte anschließend das Potenzial dieses Kompensationsansatzes nachgewiesen werden. Über den betrachteten Leistungsbereich konnte die Taillenlagenverschiebung damit im Mittel um den Faktor ~2,5 reduziert werden. Die Zunahme des Strahldurchmessers in der Werkstückebene durch thermo-optische Effekte konnte auf diese Weise deutlich reduziert werden. Durch eine weitere Anpassung der Länge des Kompensationselements an die thermo-optischen Gegebenheiten wäre eine vollständige Kompensation des (mittleren!) thermisch induzierten Taillenlagenshifts möglich gewesen.

Allerdings konnten mit dieser einfachen Methode sowohl die Spannungsdoppelbrechung in den Kompensationselementen als auch radiale Aberrationen höherer Ordnung nicht eliminiert werden. Aus diesem Grund wurde der in Abschnitt 4.2.2 theoretisch behandelte Ansatz einer zweigeteilten, mehrstufigen Anordnung mit Polarisationsdrehung zur Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung in einer Fokussieroptik untersucht und dessen Kompensationspotenzial nachgewiesen. Zunächst war dafür eine Auslegung und Optimierung der Kompensation auf der Basis von Simulationsrechnungen notwendig. Als Materialien für die mehrstufige Kompensation wurden die Schott-Gläser BK7 und N-PK51 ausgewählt. Die anhand der Simulationen ermittelte, maximal mögliche Reduktion der Wellenfrontdeformation betrug dabei ca. zwei Größenordnungen. Aus der Simulation wurden anschließend die Dimensionen der Teile für die experimentellen Untersuchungen abgeleitet.

Mit den angefertigten Versuchsteilen konnte anhand von Wellenfrontmessungen nachgewiesen werden, dass mit diesem Kompensationssystem eine nahezu vollständige Eliminierung der durch die Spannungsdoppelbrechung hervorgerufenen Effekte möglich ist. Durch eine Optimierung der Längen der verschiedenen Kompensationselemente kann somit auf passive Weise gezielt eine leistungsabhängige Wellenfrontdeformation zur Kompensation von thermo-optischen Effekten in der eigentlichen Fokussieroptik erzeugt werden. Des Weiteren konnte durch Messungen der Strahlkaustik nachgewiesen werden, dass mit diesem Kompensationsansatz einerseits eine sehr gute

Kompensation des Astigmatismus durch Spannungsdoppelbrechung und andererseits eine Stabilisierung der Fokuslage möglich ist. Die leistungsabhängige Taillenlagenverschiebung konnte bis um den Faktor 5 verringert werden. Die passive Methode eignet sich jedoch nicht zur Kompensation dynamischer Effekte bei großen Leistungsgradienten aufgrund des unterschiedlichen thermischen Verhaltens – insbesondere durch die unterschiedliche Wärmeleitfähigkeit – der verschiedenen Elemente.

5 Zusammenfassung der Arbeit

Thermo-optische Aberrationen in Laseroptiken stellen, ausgelöst durch die anhaltenden Fortschritte auf dem Gebiet der brillanten Festkörperlaser, Laser-, Laseroptik- und Laserprozessentwickler fortwährend vor Herausforderungen. Vor dem Hintergrund eines Einsatzes von Strahlquellen mit hoher Leistung und Strahlqualität für hochpräzise und -produktive Laserprozesse, mit den entsprechend hohen Anforderungen an die eingesetzten optischen Systeme und notwendigen Prozessfenster, sollten thermo-optische Effekte in Hochleistungsoptiken im Rahmen dieser Arbeit einer eingehenden Betrachtung unterzogen werden.

Im ersten Kapitel wurden daher insbesondere anhand verschiedener Veröffentlichungen, die sich den Einflüssen thermisch induzierter Effekte im Bereich der Materialbearbeitung annehmen, Probleme aufgezeigt und Ziele formuliert. Zu zwei Aspekten der Beschreibung und Beherrschung von thermo-optischen Effekten in Strahlführungsoptiken sollte diese Arbeit einen Beitrag leisten: Einerseits zur Absorptionsmessung an optischen Materialien anhand von thermo-optischen Effekten und andererseits zur Kompensation von thermo-optischen Effekten als Folge von linearer Absorption in optischen Materialien. Im zweiten Kapitel der Arbeit wurde daher zunächst ein Überblick über thermisch induzierte optische Effekte als Folge von Absorption in transmissiven Elementen gegeben. Neben physikalischen Grundlagen wurden Methoden der mathematischen Beschreibung von thermo-optischen Effekten aufgezeigt.

Mit dem Ziel der Erweiterung und Anpassung einer photothermischen Absorptionsmessmethode mit gekreuzten Mess- und Heizstrahlen an kleine Quaderproben mit anisotropen optischen und mechanischen Eigenschaften wurde im dritten Kapitel zunächst die Nutzbarkeit thermo-optischer Effekte zur Absorptionsmessung erläutert und das Messverfahren theoretisch und anhand von einigen typischen Messergebnissen vorgestellt. Anschließend wurden die zur Messung kleiner, optisch anisotroper Medien notwendigen Anpassungen am experimentellen Aufbau beschrieben. Die zur Kalibrierung der Messungen an KTP- und BBO-Kristallen nötigen thermo-mechanischen und thermo-optischen Simulationen wurden mit einem Finite-Differenzen-Algorithmus durchgeführt. Die dafür erforderlichen Parameter wurden aus der Literatur übernommen. Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wurden die getrennt simulierten,

normierten Formfunktionen für Oberflächen- und Volumenabsorption als gewichtete Summe an die Messergebnisse angenähert und auf diese Weise Absorptionskoeffizienten ermittelt. Da bei der deutlich reduzierten Probengröße die Temperaturerhöhung an den Außenflächen nicht mehr vernachlässigt werden konnte und zudem der Einfluss der Verkippung auf das Messergebnis deutlicher hervortrat, mussten weitere Freiheitsgrade in das Fitverfahren eingeführt werden. Statistische Messungenauigkeiten machten außerdem die Auswertung der gesamten gemessenen Wellenfrontdeformation erforderlich. Anhand zweier Quaderproben aus den optisch nichtlinearen Kristallen KTP und BBO konnte die Eignung des Messverfahrens unter Einsatz verschiedener Heizwellenlängen nachgewiesen werden. So wurden für KTP und BBO Absorptionskoeffizienten bei $\lambda_{\mathrm{heiz}} = 1070$ nm ermittelt, außerdem wurde die Abnahme des durch *gray-tracking* erhöhten Absorptionskoeffizienten bei KTP nach dem Anlassen nachgewiesen. Des Weiteren wurde die Möglichkeit einer Ermittlung der spektralen Absorptionswerte für BBO im nahen Infrarot ab $\lambda_{\mathrm{heiz}} = 1700$ nm durch Messungen gezeigt und durch Literaturwerte bestätigt. Der Fehler aufgrund numerischer Unsicherheiten durch abweichende Literaturwerte und Diskretisierungsfehler wurde auf ungefähr 22 % bestimmt. Die kombinierte Unsicherheit aus Numerik und statistischem Messfehler betrug im ungünstigsten Fall 38 %.

Mit der Motivation, thermo-optische Effekte in optischen Materialien nicht nur zur Absorptionsmessung zu nutzen, sondern auch auf einfache und zuverlässige Weise kompensieren zu können, wurde im vierten Kapitel die Entwicklung eines passiven Kompensationskonzepts auf der Basis von optischen Planelementen beschrieben. Nach einem kurzen Überblick über alternative Kompensationsansätze wurde das geplante passive Konzept zur Kompensation thermisch induzierter Effekte vorgestellt. Dabei wurde als erster Schritt ein einfacher Ansatz zur passiven Kompensation der thermisch induzierten Brechkraft in einem optischen Element theoretisch beschrieben. Da auf diese Weise weder Aberrationen höherer Ordnung noch thermisch induzierte Spannungsdoppelbrechung kompensiert werden können, wurde in einem zweiten Schritt ein komplexerer passiver Ansatz mit einem mehrstufigen Kompensationselement abgeleitet und einer theoretischen Betrachtung unterzogen. Zur Dokumentation der experimentellen Überprüfung des einfachen Ansatzes (Kompensation der thermisch induzierten Brechkraft) wurden Messungen an einer Anordnung mit einem F-Theta-Objektiv der Firma Sill Optics und einem Planelement aus N-PK51 ($\mathrm{d}n/\mathrm{d}T < 0$) beschrieben. Anhand von Wellenfrontmessungen wurden das thermische Verhalten des Elements sowie des Objektivs und deren Kombination untersucht. Mit Kaustikmessungen wurde dann das Potenzial dieses Ansatzes zur Kompensation des thermisch induzierten Taillenlagenshifts nachgewiesen. Dabei wurden gleichzeitig die bereits

theoretisch dargelegten, prinzipiellen Schwächen dieser einfachen Kompensationsanordnung aufgezeigt: So führt die Spannungsdoppelbrechung durch das Kompensationselement einerseits zusätzliche Wellenfrontstörungen – hauptsächlich in Form von Astigmatismus – ein, andererseits eignet sich diese Art der Kompensation lediglich zum Ausgleich der thermisch induzierten Taillenlagenverschiebung, nicht aber zur Kompensation von Aberrationen höherer Ordnung.

Aus diesem Grund wurde darauf aufbauend auch die Kompensation mit einem mehrstufigen Kompensationselement aus verschiedenen optischen Materialien beschrieben. Mithilfe von Simulationsrechnungen und numerischer Optimierung wurde eine Reduktion der thermisch induzierten Deformationen der Phasenfront mit zwei verschiedenen Kompensationsmaterialien (N-PK51, BK7) theoretisch nachgewiesen. Es wurde gezeigt, dass diese Methode unter Ausnutzung von Polarisationseffekten und unterschiedlicher Materialparameter in der Lage ist, Aberrationen höherer Ordnung passiv zu kompensieren. Auf Grundlage der theoretischen Optimierung wurde eine experimentelle Anordnung realisiert. Mit Wellenfrontmessungen konnte hierbei eine nahezu vollständige Eliminierung des spannungsinduzierten Astigmatismus nachgewiesen werden. Mit Kaustikmessungen am selben Aufbau wurde schließlich demonstriert, dass die in dieser Arbeit vorgeschlagene Methode zur passiven Kompensation in der Lage ist, die Strahltaillenposition unter Vermeidung von Bifokussierung über einen größeren Leistungsbereich in der Nähe der Nulllage zu halten.

A Simulationsparameter für KTP und BBO

	KTP	BBO
Dimensionen [mm^3]	6 × 6 × 9	5 × 5 × 18
Gitterknoten	19 × 19 × 31	17 × 17 × 61
Gitterabstand [mm]	0,3	0,3
n (bei 650 nm)	(a) und (b): 1,76 (c):1,86 [20]	(o): 1,66 (e): 1,54 [20]
dn/dT [K^{-1}]	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$ [20]	(o): $-1{,}66 \cdot 10^{-5}$ (e): $-9{,}3 \cdot 10^{-6}$ [88]
μ_V [m^{-1}]	0,1	0,1
β	0,001	0,001
α [K^{-1}]	(a): $1{,}1 \cdot 10^{-5}$ (b): $9 \cdot 10^{-6}$ (c): $6 \cdot 10^{-7}$ [20]	(a) und (b): $4 \cdot 10^{-6}$ (c): $3{,}4 \cdot 10^{-5}$ [20]
κ	10	10
λ_h [W m^{-1} K^{-1}]	(a): 2 (b): 3 (c): 3,3 [20]	(a) und (b): 1,2 (c): 1,6 [20]
Elastizitätstensor **C** [Pa] (Voigt-Notation)	C_{11}: $1{,}63 \cdot 10^{11}$; C_{12}: $1{,}63 \cdot 10^{10}$ C_{66}: $5{,}92 \cdot 10^{10}$; C_{22}: $1{,}74 \cdot 10^{11}$ C_{13}: $4{,}00 \cdot 10^{10}$; C_{23}: $3{,}50 \cdot 10^{10}$ C_{33}: $1{,}50 \cdot 10^{11}$; C_{44}: $4{,}31 \cdot 10^{10}$ C_{55}: $5{,}45 \cdot 10^{10}$ [89]	C_{11}: $1{,}24 \cdot 10^{11}$; C_{12}: $6{,}03 \cdot 10^{10}$ C_{66}: $3{,}18 \cdot 10^{10}$; C_{13}: $4{,}94 \cdot 10^{10}$ C_{33}: $5{,}33 \cdot 10^{10}$; C_{44}: $7{,}80 \cdot 10^{9}$ [63]
Spannungsopt. Koeff. B_{ij} [Pa^{-1}]	B_{11}: $2{,}66 \cdot 10^{-12}$; B_{12}: $2{,}20 \cdot 10^{-12}$ B_{66}: $-1{,}69 \cdot 10^{-12}$; B_{22}: $-1{,}24 \cdot 10^{-12}$ B_{13}: $2{,}47 \cdot 10^{-12}$; B_{32}: $5{,}29 \cdot 10^{-12}$ B_{33}: $1{,}15 \cdot 10^{-11}$; B_{44}: $-2{,}32 \cdot 10^{-12}$ B_{55}: $-1{,}83 \cdot 10^{-12}$ [89]	B_{11}: $-1{,}51 \cdot 10^{-12}$; B_{12}: $-1{,}54 \cdot 10^{-12}$ B_{66}: $1{,}57 \cdot 10^{-14}$; B_{22}: $3{,}49 \cdot 10^{-13}$ B_{44}: $-5{,}0 \cdot 10^{-12}$; B_{33}: $2{,}63 \cdot 10^{-12}$ [90]

Tabelle A.1: Material- und Gitterparameter der numerischen Simulation von KTP und BBO.

B Materialparameter für BK7, N-PK51 und Quarzglas

C	BK7	N-PK51	Quarzglas
n	1,506	1,52	1,45
dn/dT [K^{-1}]	$1{,}43 \cdot 10^{-6}$	$-8{,}1 \cdot 10^{-6}$	$8{,}3 \cdot 10^{-6}$
μ_V [m^{-1}]	0,099 [87]	0,093 [9]	0,001
β	$4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$
α [K^{-1}]	$8{,}3 \cdot 10^{-6}$	$1{,}24 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-7}$
λ [W/(m K)]	1,11	0,65	1,38
E [GPa]	82	74	75
κ [W/(m^2 K)]	10	10	10

Tabelle B.1: In der Simulation verwendete Materialparameter für die Kompensationselemente bzw. für das Quarzglas des Objektivs (vgl. Abschnitt 4.4.1). Die Materialparameter von N-PK51 und BK7 sind, wo nicht anders angegeben, [27] entnommen. Die Materialparameter von Quarzglas entstammen Herstellerangaben (z.B. Heraeus, Ohara, Sico). Daten für die Oberflächen- und Volumenabsorption von Quarzglas sind langjährige Erfahrungswerte aus Absorptionsmessungen am LLG. Der Wert für κ gilt für ruhende Luft (vgl. hierzu auch Abschnitt 3.4.2).

Literatur- und Quellenverzeichnis

[1] NEUGEBAUER, C.: *Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser.* München: Herbert Utz Verlag, 2012. Universität Stuttgart, IFSW, Dissertation, 2012 (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).

[2] LICHTNER, F.: *Der Scheibenlaser: Von der Idee bis zur Serienreife*. Laser Magazin, Ausgabe 4/2003.

[3] GRAF, T.: *Laser : Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2009.

[4] TER-MIKIRTYCHEV, V.: *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifiers*. Cham (CH): Springer, 2014.

[5] ABT, F.; HESS, A.; DAUSINGER, F.: *Temporal behaviour of the focal shift of beam forming optics for high power single mode lasers.* In: Proc. of the Laser Materials Processing Conference ICALEO, Temecula (CA), 2008, S. 561-568.

[6] HÜGEL, H.; GRAF, T.: *Laser in der Fertigung : Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren.* Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2009.

[7] LARIONOV, M.: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser.* München: Herbert Utz Verlag, 2009. Universität Stuttgart, IFSW, Dissertation, 2008 (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).

[8] WEBERPALS, J.-P.: *Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserschweißen.* München: Herbert Utz Verlag, 2010. Universität Stuttgart, IFSW, Dissertation, 2010 (Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW).

[9] STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.: *Measurement and compensation of laser-induced wavefront deformations and focal shifts in near IR optics.* Opt. Express **22** (2014) Nr. 21, S. 25385.

[10] WYANT, J. C.; CREATH. K: *Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology*. In: Shannon, R. R.; Wyant, J. C. (Hrsg.): Applied Optics and Optical Engineering, Vol. XI. New York (NY): Academic Press, 1992.

[11] MALACARA, D.: *Optical Shop Testing*. Hoboken (NJ): John Wiley & Sons, 2007.

[12] BLOMSTER, O.; PÅLSSON, M.; ROOS, S.-O.; BLOMQVIST, M.; ABT. F.; DAUSINGER, F.; DEININGER, C.; HUONKER, M.: *Optics Performance at High-Power Levels*. In: Clarkson, W.A.; Hodgson, N.; Shori, R.K. (Hrsg.): Solid State Lasers XVII: Technology and Devices (Proc. of SPIE, San Jose (CA), 2008). Bellingham (WA): SPIE, 2008, 68712B (SPIE Vol. 6871).

[13] WOLF, S.; KRAMER, R.; MÄRTEN, O.; SCHWEDE, H.; BRANDL, V.: *Temporal Behaviour of Focus Shift with Laser Power*. In: Ostendorf, A.; Graf, T.; Petring, D.; Otto, A. (Hrsg.): Proc. of the Fifth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing, München, 2009. Stuttgart: AT-Fachverlag, 2009, S.287-292.

[14] PIEHLER, S.; THIEL, C.; VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Self-compensation of thermal lensing in optics for high-brightness solid-state lasers*. In: Beyer, E.; Morris, T. (Hrsg.): High Power Laser Materials Processing: Lasers, Beam Delivery, Diagnostics, and Applications (Proc. of SPIE, San Francisco (CA), 2012). Bellingham (WA): SPIE, 2012, 82390Z (SPIE Vol. 8239).

[15] HAKEN, H.; WOLF, H.C.: *Molekühlphysik und Quantenchemie*. Berlin: Springer, 2006.

[16] POPRAWE, R.: *Lasertechnik für die Fertigung : Grundlagen, Perspektiven und Beispiele für den innovativen Ingenieur*. Berlin: Springer, 2005.

[17] HORN, A.: *Zeitaufgelöste Analyse der Wechselwirkung von ultrakurz gepulster Laserstrahlung mit Dielektrika*. Aachen: Shaker Verlag, 2003. RWTH Aachen, Dissertation, 2003 (Reihe Berichte aus der Lasertechnik).

[18] LAUGHLIN, R.B.: *Optical absorption edge of SiO_2*. Phys. Rev. B **22** (1980) Nr. 6, S. 3021.

[19] BERTAU, M.; MÜLLER, A.; FRÖHLICH, P.; KATZBERG, M.: *Industrielle Anorganische Chemie*. Weinheim: Wiley-VCA Verlag, 2013.

[20] WEBER, M.J. (Hrsg.): *Handbook of Optical Materials*. Boca Raton (FL): CRC Press, 2003.

[21] GHOSH, G.: *Sellmeier coefficients and dispersion of thermo-optic coefficients for some optical glasses*. Appl. Opt. 3**6** (1997) Nr. 7, S. 1540.

[22] SCHÄFER, B.; GLOGER, J.; LEINHOS, U.; MANN, K.: *Photo-thermal measurement of absorptance losses, temperature induced wavefront deformation and compaction in DUV-optics*. Opt. Express **17** (2009) Nr. 25, S. 23025.

[23] BORN, M.; WOLF, E.: *Principles of Optics*. Cambridge (UK): Cambridge University Press, 1999.

[24] BASS, M. (Hrsg.): *Handbook of Optics Vol. II : Devices, Measurements, and Properties*. New York (NY): McGraw-Hill, 1995.

[25] BOSMAN, A.J.; HAVINGA, E.E.: *Temperature Dependence of Dielectric Constants of Cubic Ionic Compounds*. Phys. Rev. **129** (1963) Nr. 4, S. 1593.

[26] GHOSH, G.: *Model for the thermo-optic coefficients of some standard optical glasses*. J. Non-Cryst. Solids **189** (1995), S. 191.

[27] Firmenschrift SCHOTT North America, Inc.: *Optical Glass : Data Sheets*. Datenblatt, 2013.

[28] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. New York (NY): Springer, 2006.

[29] MESSERSCHMIDT, B.: *Gradientenoptik : Innovative Mikrooptiken für Laserdiodenstrahlformung und Sensorik*. Laser Technik Journal **2** (2005) Nr. 3, S. 47.

[30] MARCHAND, E.W.: *Gradient-index imaging optics today*. Appl. Opt. **21** (1982) Nr. 6, S. 983.

[31] BROWN, D.C.: *Nonlinear Thermal Distortion in YAG Rod Amplifiers*. IEEE J. Quant. Electron. **23** (1998) Nr. 12, S. 2383.

[32] ANDRADE, A.A.; CATUNDA, T.; BODNAR, I.; MURA, J.; BAESSO, M.L.: *Thermal lens determination of the temperature coefficient of optical path length in optical materials*. Rev. Sci. Instrum. **74** (2003) Nr. 1, S. 877.

[33] SCHÄFER, B.; FLÖTER, B.; MANN, K.: *Photo-Thermal Measurement of Absorptance Losses, Temperature Induced Wavefront Deformation and Compaction in DUV-Optics*. In: Lehmann, P.H. (Hrsg.): Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VI (Proc. of SPIE, München, 2009). Bellingham (WA): SPIE, 2009, 73891D (SPIE Vol. 7389).

[34] MEYERS, M.; CHAWLA, K.: *Mechanical Behavior of Materials*. New York (NY): Cambridge University Press, 2009.

[35] PRESS, W.H.; TEUKOLSKY, S.A.; VETTERLING, W.T.; FLANNERY, B.P.: *Numerical Recipes : The Art of Scientific Computing*. New York (NY): Cambridge University Press, 2007.

[36] LEIDINGER, M.; FIEBERG, S.; WAASEM, N.; KÜHNEMANN, F.; BUSE, K.; BREUNIG, I.: *Comparative study on three highly sensitive absorption measurement techniques characterizing lithium niobate over its entire transparent spectral range*. Opt. Express **23** (2015) Nr. 17, S. 21690.

[37] NEGEL, J.-P.; VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; GRAF, T.: *1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses*. Opt. Lett. **38** (2013) Nr. 24, S. 5442.

[38] EIDAM, T.; HANF, S.; ANDERSEN, T.V.; SEISE, E.; WIRTH, C.; SCHREIBER, T.; GABLER, T.; LIMPERT, J.; TÜNNERMANN, A.: *Fiber Based Ultrashort Pulse System with Kilowatt Level Average Power*. In: Proc. of the IEEE Conference on Optical Fiber Communication, San Diego (CA), 2010. Washington, D.C.: Optical Society of America, 2010 (OSA Technical Digest).

[39] NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; VOSS, A.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm*. Opt. Express **23** (2015) Nr. 16, S. 21064.

[40] SEIDEL, S.; MANN, G.: *Numerical modeling of thermal effects in nonlinear crystals for high average power second harmonic generation*. In: Farrukh, U.O.; Basu, S. (Hrsg.): Modeling and Simulation of Higher-Power Laser Systems IV (Proc. of SPIE, San Jose (CA), 1997). Bellingham (WA): SPIE, 1997, S. 204 (SPIE Vol. 2989).

[41] EIMERL, D.: *Thermal Aspects of High-Average-Power Electrooptic Switches*. IEEE J. Quant. Electron. **23** (1987) Nr. 12, S. 2238.

[42] BOULANGER, B.; ROUSSEAU, I.; FÈVE, J.P., MAGLIONE, M.; MÉNAERT, B.; MARNIER, G.: *Optical Studies of Laser-Induced Gray-Tracking in KTP*. IEEE J. Quant. Electron. **35** (1999) Nr.3, S. 281.

[43] ZHANG, Q.; FENG, G.; HAN, J.; LI, B.; ZHU, Q.; XIE, X.: *High repetition rate laser pulse induced damage in KTP crystal: Gray-tracking and catastrophic damage*. Optik 122 (2011) Nr. 15, S. 1313.

[44] GATEJ, A.: *Modeling and Compensation of Thermally Induced Optical Effects in Highly Loaded Optical Systems.* RWTH Aachen, Fakultät für Maschinenwesen, Dissertation, 2014.

[45] LEIDINGER, M.; FIEBERG, S.; WAASEM, N.; KÜHNEMANN, F.; BUSE, K.; BREUNIG, I.: *Comparative study on three highly sensitive absorption measurement techniques characterizing lithium niobate over its entire transparent spectral range.* Opt. Express **23** (2015) Nr. 17, S. 21690.

[46] WAASEM, N.; FIEBERG, S.; HAUSER, J.; GOMES, G.; HAERTLE, D.; KÜHNEMANN, F.; BUSE, K.: *Photoacoustic absorption spectrometer for highly transparent dielectrics with parts-per-million sensitivity*. Rev. Sci. Instrum. **84** (2013) Nr. 2, 023109.

[47] TAM, A.C.: *Applications of photoacoustic sensing techniques*. Rev. Mod. Phys. **58** (1986) Nr. 2, S. 381.

[48] ITOH, M.; OGURA, I.: *Absorption measurements of laser optical materials by interferometric calorimetry*. J. Appl. Phys. **53** (1982) Nr. 7, S. 5140.

[49] EVA, E.; MANN, K.: *Calorimetric measurement of two-photon absorption and color-center formation in ultraviolet-window materials*. Appl. Phys. A **62** (1996) Nr. 2, S. 143.

[50] GÖRLING, C.; LEINHOS, U.; MANN, K.: *Comparative studies of absorptance behaviour of alkaline-earth fluorides at 193 nm and 157 nm*. Appl. Phys. B **74** (2002) Nr. 3, S. 259.

[51] Norm ISO 11551, 2003. *Optik und optische Instrumente – Laser und Laseranlagen – Prüfverfahren für den Absorptionsgrad von optischen Laserkomponenten*.

[52] KOMMA, J.: *Optische Eigenschaften von Substratmaterialien für zukünftige kryogene Gravitationswellendetektoren*. Friedrich-Schiller-Universtät Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, Dissertation, 2016.

[53] WAASEM, N.; BUSE, K.; KÜHNEMANN, F.: *High-sensitivity photoacoustic absorption spectroscopy of nonlinear optical materials*. In: Digonnet, M.J.F.; Jiang, S.; Dries, J.C. (Hrsg.): Optical Components and Materials X (Proc. of SPIE, San Francisco (CA), 2013). Bellingham (WA): SPIE, 2013, 862109 (SPIE Vol. 8621).

[54] ALEXANDROVSKI, A.; FEJER, M.; MARKOSYAN, A.; ROUTE, R.: *Photothermal common-path interferometry (PCI): new developments*. In: Clarkson, W.A.; Hodgson, N.; Shori, R.K. (Hrsg.): Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices (Proc. of SPIE, San Jose (CA), 2009). Bellingham (WA): SPIE, 2009, 71930D (SPIE Vol. 7193).

[55] ALEXANDROVSKI, A.L.; FOULON, G.; MYERS, L.E.; ROUTE, R.K.; FEJER, M.M.: *UV and visible absorption in $LiTaO_3$*. In: Schaffers, K.I.; Myers, L.E. (Hrsg.): Laser Material Crystal Growth and Nonlinear Materials and Devices (Proc. of SPIE, San Jose (CA), 1999). Bellingham (WA): SPIE, 1999, S. 44 (SPIE Vol. 3610).

[56] GUNTAU, M.; TRIEBEL, W.: *Novel method to measure bulk absorption in optically transparent materials*. Rev. Sci. Instrum. **71** (2000) Nr. 6, S. 2279.

[57] TRIEBEL, W.; MÜHLIG, C.; KUFERT, S.: *Application of the laser-induced deflection (LID) technique for low absorption measurements in bulk materials and coatings*. In: Duparré, A.; Geyl, R.; Wang, L. (Hrsg.): Optical Fabrication, Testing, and Metrology II (Proc. of SPIE, Jena, 2005). Bellingham (WA): SPIE, 2005, 59651J (SPIE Vol. 5965).

[58] SCHÄFER, B.; SCHÖNECK, M.; BAYER, A.; MANN, K.: *Absolute measurement of surface and bulk absorption in DUV optics from temperature induced wavefront deformation*. Opt. Express **18** (2010) Nr. 21, S. 21534.

[59] FIEBERG, S.; WAASEM, N.; KÜHNEMANN, F.; BUSE, K.: *Sensitive absorption measurements in bulk material and coatings using a photothermal and a photoacoustic spectrometer*. In: Vodopyanov, K.L. (Hrsg.): Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications XIII (Proc. of SPIE, San Francisco (CA), 2014). Bellingham (WA): SPIE, 2014, 896410 (SPIE Vol. 8964).

[60] WAASEM, N.; KÜHNEMANN, F.; BUSE, K.: *High-sensitivity measurement of residual absorption of lithium triborate crystals*. In: Proc. of the IEEE Conference on Lasers & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference (CLEO EUROPE/IQEC), München, 2013. Red Hook (NY): Curran Associates, 2014, S. 376.

[61] STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.; NOVÁK, O.: *Photothermal method for absorption measurements in anisotropic crystals*. Rev. Sci. Instrum. **87** (2016) Nr. 2, 023904.

[62] TJÖRNHAMMAR, S.; MAESTRONI, V.; ZUKAUSKAS, A.; UŽDAVINYS, T.K.; CANALIAS, C.; LAURELL, F.; PASISKEVICIUS, V.: *Infrared absorption in KTP isomorphs induced with blue picosecond pulses*. Opt. Mater. Express **5** (2015) Nr. 12, S. 2951.

[63] EIMERL, D.; DAVIS, L.; VELSKO, S.; GRAHAM, E.K.; ZALKIN, A.: *Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate*. J. Appl. Phys. **62** (1987) Nr. 5, S. 1968.

[64] CHENG, L.K.; BOSENBERG, W.; TANG, C.L.: *Growth and characterization of low temperature phase barium metaborate crystals*. J. Cryst. Growth **89** (1988) Nr. 4, S. 553.

[65] STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.: *Passive compensation of laser-induced higher-order aberrations in high-power NIR optics*. Opt. Express **25** (2017) Nr. 21, S. 25407.

[66] KUDRYASHOV, A.; SAMARKIN, V.; RUKOSUEV, A.; ALEXANDROV, A.: *High-power lasers and adaptive optics*. In: Kudryashov, A.V.; Paxton, A.H. (Hrsg.): Laser Resonators and Beam Control VII (Proc. of SPIE, San Jose (CA), 2004). Bellingham (WA): SPIE, 2004, S. 45 (SPIE Vol. 5333).

[67] KUDRYASHOV, A.; SAMARKIN, V.; ALEKSANDROV, A.; SHELDAKOVA, J.; ROMANOV, P.: *Wide Aperture (More Than 500 mm) Deformable Mirrors for High Power Laser Beam Correction*. In: Kudryashov, A.V.; Paxton, A.H.; Ilchenko, V.S.; Aschke, L.; Washio, K. (Hrsg.): Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XVI (Proc. of SPIE, San Francisco (CA), 2014). Bellingham (WA): SPIE, 2014, 89601G (SPIE Vol. 8960).

[68] DAINTY, J.C.; KORYABIN, A.V.; KUDRYASHOV, A.V.: *Low-order adaptive deformable mirror*. Appl. Opt. **37** (1998) Nr. 21, S. 4663.

[69] SINHA, S.; MANSELL, J.D.; BYER, R.L.: *Deformable Mirrors for High-Power Lasers*. In: Gonglewski, J.D.; Vorontsov, M.A.; Gruneisen, M.T. (Hrsg.): High-Resolution Wavefront Control: Methods, Devices, and Applications III (Proc. of SPIE, San Diego (CA), 2001). Bellingham (WA): SPIE, 2002, S. 55 (SPIE Vol. 4493).

[70] UCHINO, K.; TSUCHIYA, Y.; NOMURA, S.; SATO, T.; ISHIKAWA, H.; IKEDA, O.: *Deformable mirror using the PMN electrostrictor*. Appl. Opt. **20** (1981) Nr. 17, S. 3077.

[71] DEGALLAIX, J.; ZHAO, C.; JU, L.; BLAIR, D.: *Simulation of bulk-absorption thermal lensing in transmissive optics of gravitational waves detectors*. Appl. Phys. B **77** (2003) Nr. 4, S. 409.

[72] DEGALLAIX, J.; ZHAO, C.; JU, L.; BLAIR, D.: *Thermal lensing compensation for AIGO high optical power test facility*. Class. Quantum Grav. **21** (2004) Nr. 5, S. 903.

[73] ZHAO, C.; DEGALLAIX, J.; JU, L.; FAN, Y.; BLAIR, D.G.; SLAGMOLEN, B.J.J.; GRAY, M.B.; MOW LOWRY, C.M.; MCCLELLAND, D.E.; HOSKEN, D.J.; MUDGE, D.; BROOKS, A.; MUNCH, J.; VEITCH, P.J.; BARTON, M.A.; BILLINGSLEY, G.: *Compensation of Strong Thermal Lensing in High-Optical-Power Cavities*. Phys. Rev. Lett. **96** (2006) Nr. 23, 231101.

[74] KNITTEL, J.; RICHTER, H.; HAIN, M.; SOMALINGAM, S.; TSCHUDI, T.: *A temperature controlled liquid crystal lens for spherical aberration compensation*. Microsyst. Technol. **13** (2007) Nr. 2, S. 161.

[75] BLUM, M.; BÜELER, M.; GRÄTZEL, C.; ASCHWANDEN, M.: *Compact optical design solutions using focus tunable lenses*. In: Mazuray, M; Wartmann, R.; Wood, A.; Tissot, J.-L.M.; Raynor, J.M. (Hrsg.): Optical Design and Engineering IV (Proc. of SPIE, Marseille, 2011). Bellingham (WA): SPIE, 2011, 81670W (SPIE Vol. 8167).

[76] EBERLE, G.; CHIRON, V.; WEGENER, K.: *Simulation and realization of a focus shifting unit using a tunable lens for 3D laser material processing*. In: Emmelmann, C.; Zäh, M.F.; Graf, T.; Schmidt, M. (Hrsg.): Proc. of the Seventh International WLT Conference on Lasers in Manufacturing, München, 2013. Amsterdam: Elsevier, 2013, S. 441 (Phys. Procedia Vol. 41).

[77] Firmenschrift SCANLAB GmbH: *varioSCAN Datenblatt.* Datenblatt, 2016.

[78] KASINSKI, J.J.; BURNHAM, R.L.: *Near-diffraction-limited, high-energy, high-power, diode-pumped laser using thermal aberration correction with aspheric diamond-turned optics*. Appl. Opt. **35** (1996) Nr. 30, S. 5949.

[79] KOCH, R.: *Self-adaptive optical elements for compensation of thermal lensing effects in diode end-pumped solid state lasers – proposal and preliminary experiments*. Opt. Commun. **140** (1997) Nr. 1-3, S. 158.

[80] WEBER, R.; GRAF, T.; WEBER, H.P.: *Self-Adjusting Compensating Thermal Lens to Balance the Thermally Induced Lens in Solid-State Lasers*. IEEE J. Quant. Electron. **36** (2000) Nr. 6, S. 757.

[81] GRAF, T.; WYSS, E.; ROTH, M.; WEBER, H.P.: *Laser resonator with balanced thermal lenses*. Opt. Commun. **190** (2001) Nr. 1-6, S. 327.

[82] ROTH, M.S.; WYSS, E.W.; GRAF, T.; WEBER, H.P.: *End-Pumped Nd:YAG Laser With Self-Adaptive Compensation of the Thermal Lens*. IEEE J. Quant. Electron. **40** (2004) Nr. 12, S. 1700.

[83] ROTH, M.S.; ROMANO, V.; FEURER, T.; GRAF, T.: *Self-compensating amplifier design for cw and Q-switched high-power Nd:YAG lasers*. Opt. Express **14** (2006) Nr. 6, S. 2191.

[84] YOSHIDA, H.; TAKEUCHI, N.; OKADA, H.; FUJITA, H.; NAKATSUKA, M.: *Thermal-Lens-Effect Compensation of Nd:YAG Rod Laser Using a Solid Element of*

Negative Temperature Coefficient of Refractive Index. Jpn. J. Appl. Phys. **46** (2007) Nr. 3A, S. 1012.

[85] SCAGGS, M.; HAAS, G.: *Thermal lensing compensation optic for high power lasers*. In: Kudryashov, A.V.; Paxton, A.H.; Ilchenko, V.S.; Aschke, L. (Hrsg.): Laser Resonators and Beam Control XIII (Proc. of SPIE, San Francisco (CA), 2011). Bellingham (WA): SPIE, 2011, 79130C (SPIE Vol. 7913).

[86] Norm ISO 11146, Teil 1, 2005. *Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios*.

[87] STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.; WALTER, A.; ZITTEL, L.: *Photothermal Absorption Measurements for improved thermal Stability of high-power Laser Optics*. In: Exarhos, G.J.; Gruzdev, V.E.; Menapace, J.A.; Ristau, D.; Soileau, M.J. (Hrsg.): Laser-Induced Damage in Optical Materials (Proc. of SPIE, Boulder (CO), 2013). Bellingham (WA): SPIE, 2013, 88851R (SPIE Vol. 8885).

[88] NIKOGOSYAN, D.N.: *Beta Barium Borate (BBO) : A Review of Its Properties and Applications*. Appl. Phys. A **52** (1991) Nr. 6, S. 359.

[89] ZUBRINOV, I.I.; SAPOZHNIKOV, V.K.; PESTRYKOV, E.V.; ATUCHIN, V.V.: *Elastic and elastooptic properties of $KTiOPO_4$*. In: Kulchin, Y.N.; Vitrik, O.B. (Hrsg.): Fundamental Problems of Optoelectronics and Microelectronics (Proc. of SPIE, Vladivostok, 2002). Bellingham (WA): SPIE, 2003, S.249 (SPIE Vol. 5129).

[90] ANDRUSHCHAK, A.S.; BOBITSKI, Y.V.; KAIDAN, M.V.; TYBINKA, B.V.; KITYK, A.V.; SCHRANZ, W.: *Spatial anisotropy of photoelastic and acoustooptic properties in β-BaB_2O_4 crystals*. Opt. Mater. **27** (2004) Nr. 3, S. 619.

Publikationsliste

STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.; WALTER, A.; ZITTEL, L.: *Photothermal absorption measurements for improved thermal stability of high-power laser optics*. In: Exarhos, G.J.; Gruzdev, V.E.; Menapace, J.A.; Ristau, D.; Soileau, M.J. (Hrsg.): Laser-Induced Damage in Optical Materials (Proc. of SPIE, Boulder (CO), 2013). Bellingham (WA): SPIE, 2013, 88851R (SPIE Vol. 8885).

STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.: *Measurement and compensation of laser-induced wavefront deformations and focal shifts in near IR optics.* Opt. Express **22** (2014) Nr. 21, S. 25385.

THIEL, C.; STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; KROL, T. A.: *Reliable Beam Positioning for Metal-based Additive Manufacturing by Means of Focal Shift Reduction*. Proc. of the WLT Conference on Lasers in Manufacturing, München, 2015.

MANN, K.; SCHÄFER, B.; STUBENVOLL, M.; HENTSCHEL, K.; ZENZ, M.: *Measurement and compensation of wavefront deformations and focal shifts in high-power laser optics*. In: Exarhos, G.J.; Gruzdev, V.E.; Menapace, J.A.; Ristau, D.; Soileau, M.J. (Hrsg.): Laser-Induced Damage in Optical Materials (Proc. of SPIE, Boulder (CO), 2015). Bellingham (WA): SPIE, 2015, 96321D (SPIE Vol. 9632).

STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.; NOVÁK, O.: *Photothermal method for absorption measurements in anisotropic crystals*. Rev. Sci. Instrum. **87** (2016) Nr. 2, 023904.

STUBENVOLL, M.; SCHÄFER, B.; MANN, K.: *Passive compensation of laser-induced higher-order aberrations in high-power NIR optics*. Opt. Express **25** (2017) Nr. 21, S. 25407.

Danksagung

Die Inhalte dieser Dissertation entstanden während meiner Tätigkeit am Laser-Laboratorium Göttingen e.V. (LLG) mit Betreuung durch Herrn Prof. Thomas Graf. Ihm möchte ich für die langjährige Begleitung meiner Arbeit und die Übernahme des Hauptberichts danken. Ebenso bin ich dem Institutsdirektor des LLG, Herrn Prof. Alexander Egner, und Herrn Prof. Oliver Sawodny für die Übernahme der Mitberichte dankbar.

Von den Abteilungskollegen am LLG gilt zuallererst mein Dank Dr. Bernd Schäfer, von dem ich einen Großteil meiner fachlichen Prägung als Doktorand erhalten habe und dank dessen wertvoller Unterstützung ich den Schritt vom Studenten zum Wissenschaftler vollziehen konnte. Mein Dank geht außerdem an Dr. Klaus Mann und an alle Kollegen der Abteilung "Optik / Kurze Wellenlängen" für jahrelange gute Zusammenarbeit und unterhaltsame bis kontroverse Zeiten in Mensa, Irish Pub und Kaffeepausen. Die häufig geäußerte Voraussage, ich werde später einmal sagen, dass ich bei den Göttingern, fernab der schwäbischen Heimat, viel gelernt habe, hat sich aus heutiger Perspektive und auf mehreren Ebenen mit Sicherheit erfüllt. Auch die unter Kollegen zuweilen scherzhaft geäußerte Feststellung, dass das Institutsleben manchmal nahe an die Vorlage von Big Bang Theory heranreiche (oder war es andersherum…?), erfüllt mich bis heute mit Schmunzeln und einer umfangreichen Sammlung an Anekdoten. Danken möchte ich auch den weiteren Mit-Doktoranden am LLG für das gute Miteinander sowie Dr. Ondrej Novák von HiLASE (CZ) für gemeinsame Messkampagnen in Göttingen und Prag, die teilweise auch Eingang in diese Arbeit gefunden haben. Herrn Konrad Hentschel und Herrn Manuel Zenz von der Firma Sill Optics danke ich für die zur Verfügung gestellten Versuchsobjektive und für unbürokratische Hilfe bei der Vergütung von Kompensationselementen.

Sehr verbunden fühlte ich mich von Anfang an mit Göttingen, dieser großen, kleinen, spannenden, entspannten Stadt. Und ein Ort wäre nichts ohne seine Menschen. Mein Dank geht an alle, die mich in diesen prägenden viereinhalb Jahren ein Stück begleitet haben und vor allem an jene, die dies auch weiterhin tun. Besonders dankbar bin ich meinen Spitzengöttingern Roman, Niklas, Madeleine, Micha, Anna, Ann-Katrin und der Liesel für unzählige gute, witzige und lange Abende, Wochenenden, Feuerzangen-

bowlen, Gespräche, Wein, Musik, Mensen, Radtouren und Sommernächte auf dem Willi. Aber auch meinem alten Freund Lexi in der Heimat für lange Diskussionen, Ermutigung und gegenseitige Unterstützung in verschiedenster Hinsicht, telefonisch, vor Ort oder bei gemeinsamen Trips durchs australische Outback.

Schließlich geht mein Dank an meine Familie, meinen Vater Karl, meine Mutter Eva und meine Brüder Tobias und Micha für über drei Jahrzehnte bedingungslose und in jeder Hinsicht wohlwollende Unterstützung und Zuneigung. Und zum Schluss an Kristina. Ohne Göttingen als meinen Lebensmittelpunkt wäre ich dir nicht begegnet und fast die ganze Zeit über warst du dabei. Als sich dieser Lebensabschnitt dem Ende zuneigte sagtest du Ja, jetzt bist du meine geliebte Frau.

Stuttgart, im August 2019

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

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

Mohr, Ursula
Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO_2-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 längsgeströmte CO_2-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 längsgeströmten CO_2-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 CO_2-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

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

Xiao, Min
Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO_2- 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
Laserschweißeignung 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 CO_2-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 CO_2-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

Plaß, Wilfried
Zerstörschwellen und Degradation von CO_2-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 verfahrentechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO_2-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 CO_2-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 Zerspanung
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 CO_2-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 magnetofluiddynamische 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

Bahnmüller, 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

Erhard, Steffen
Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

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

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

Staud, Jürgen
Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzel, Cornelius M.
Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael
Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd
Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd
Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokustechnik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Flexibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut
Neue Konzepte der Laserstrahlformung und -führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph
Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig
Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen Bestimmung des Reflexionsgrades optischer Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke
Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner
Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

Reinhard Winkler
Porenbildung beim Laserstrahlschweissen von Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler
Optische und gerätetechnische Entwicklungen zum Laserstrahlspritzen
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

Andreas Ruf
Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan
Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Systemkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth
Schweißen von Mischverbindungen aus Aluminiumguß- und Knetlegierungen mit CO_2-Laser unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch
Effiziente Lösung des inversen Problems beim Laserstrahlschweißen durch Simulation und Experiment
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

Thomas Wawra
Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzision mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

Michael Honer
Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

Thomas Herzinger
Prozessüberwachung beim Laserbohren von Turbinenschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl
Herstellung von Randschichten auf Aluminiumgusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich
Marangoni-effekt beim Laserstrahltiefschweißen von Stahl
2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller
Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign
2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao
Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheibenlaser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzverdopplung
2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref
Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik
2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert
Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen
2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel
Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fertigungssystemen
2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß
Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit
2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold
Absorption technischer Oberflächen in der Lasermaterialbearbeitung
2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau
Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen
2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter
Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und –regelung
2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch
Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze
2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser
Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen
2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov
Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser
2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

Jürgen Müller-Borhanian
Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen
2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

Andreas Letsch
Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente
2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler
Modellierung und Simulation des Halbleiterscheibenlasers
2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

Günter Ambrosy
Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen
2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

Agnes Ott
Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierungen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung
2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breitling
Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung
2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

Dmitrij Walter
Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung
2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

Jan-Philipp Weberpals
Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen
2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

Angelika Beyertt
Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse
2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

Christian Stolzenburg
Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich
2011, 184 Seiten, ISBN 978-3-8316-4041-6

Svent-Simon Beyertt
Quantenfilm-Pumpen zur Leistungsskalierung von Halbleiter-Scheibenlasern
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5

Sonja Kittel
Verzugsarmes Laserstrahlschweißen an axialsymmetrischen Bauteilen
2011, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4088-1

Andrey Andreev
Schweißen mit dem Scheibenlaser im Getriebebau – Prozessmerkmale und Anlagenkonzepte
2011, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-4103-1

Christian Föhl
Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum Präzisionsbohren von Metallen
2011, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4120-8

Andreas Josef Birnesser
Prozessregelung beim Laserstrahlschweißen
2011, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4133-8

Christoph Neugebauer
Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser
2012, 220 Seiten, ISBN 978-3-8316-4178-9

Andreas Dauner
Fluidmechanische Maßnahmen zur Reduzierung von Schmelzablagerungen beim Hochgeschwindigkeitslaserbohren
2012, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4194-9

Axel Heß
Vorteile und Herausforderungen beim Laserstrahlschweißen mit Strahlquellen höchster Fokussierbarkeit
2012, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4198-7

Christian Gehrke
Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen
2013, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4271-7

David Schindhelm
In-Prozess Qualitätssicherung für das Laserstrahlschneiden von Metallen
2013, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4345-5

Moritz Vogel
Speciality Fibers for High Brightness Laser Beam Delivery
2014, 187 Seiten, ISBN 978-3-8316-4382-0

Andreas Michalowski
Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen
2014, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-4424-7

Georg Stöppler
Untersuchung eines OPOs im mittleren Infrarot im Hinblick auf Anwendungen für minimalinvasive Chirurgie
2015, 144 Seiten, ISBN 978-3-8316-4437-7

Patrick Mucha
Qualitäts- und produktivitätsbeeinflussende Mechanismen beim Laserschneiden von CF und CFK
2015, 120 Seiten, ISBN 978-3-8316-4516-9

Claus-Dieter Reiniger
Fluiddynamische Effekte beim Remote-Laserstrahlschweißen von Blechen mit Fügespalt
2015, 188 Seiten, ISBN 978-3-8316-4528-2

Andreas Leitz
Laserstrahlschweißen von Kupfer- und Aluminiumwerkstoffen in Mischverbindung
2016, 172 Seiten, ISBN 978-3-8316-4549-7

Peter Stritt
Prozessstrategien zur Vermeidung von Heißrissen beim Remote-Laserstrahlschweißen von AlMgSi 6016
2016, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4555-8

Katrin Sarah Wentsch
Analyse Ytterbium-dotierter Materialien für den Einsatz in ultrakurz-gepulsten Scheibenlasersystemen
2016, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4578-7

Jan-Philipp Negel
Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich
2017, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4632-6

Christian Freitag
Energietransportmechanismen bei der gepulsten Laserbearbeitung Carbonfaser verstärkter Kunststoffe
2017, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-4638-8

Andreas Popp
Faserlaser und Faserlaserverstärker als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen
2017, 242 Seiten, ISBN 978-3-8316-4638-8

Karin Heller
Analytische Temperaturfeldbeschreibung beim Laserstrahlschweißen für thermographische Prozessbeobachtung
2017, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4654-8

Stefan Piehler
Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern
2017, 148 Seiten, ISBN 978-3-8316-4690-6

Felix Abt
Bildbasierte Charakterisierung und Regelung von Laserschweißprozessen
2017, 232 Seiten, ISBN 978-3-8316-4691-3

Volker Rominger
Untersuchungen der Prozessvorgänge bei Einschweißungen in Baustahl mit Lasern hoher Brillanz
2017, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-4692-0

Thomas Rataj
Hochleistungstaugliche faserintegrierte Strahlweichen
2018, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4733-0

Michael Diez
Pulsformung zur schädigungsarmen Laserbearbeitung von Silizium
2018, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4737-8

Andreas Heider
Erweitern der Prozessgrenzen beim Laserstrahlschweißen von Kupfer mit Einschweißtiefen zwischen 1 mm und 10 mm
2018, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4738-5

Marcel Schäfer
Energetische Beeinflussung von Schmelzefluss und Heißrissbildung beim Laserstrahlschweißen von Vergütungsstahl
2018, 146 Seiten, ISBN 978-3-8316-4742-2

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Forschungsberichte des IFSW ab 2019 erschienen im utzverlag, München

Tom Dietrich
Gitterwellenleiterstrukturen zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern
2019, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4785-9

Martin Rumpel
Applications of Grating Waveguide Structures in Solid-State Lasers
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4801-6

Michael Eckerle
Generation and amplification of ultrashort pulsed high-power cylindrical vector beams
2019, 112 Seiten, ISBN 978-3-8316-4804-7

Martin Stubenvoll
Messung und Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontdeformationen in optischen Elementen
2019, 118 Seiten, ISBN 978-3-8316-4819-1