

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

C. Neugebauer
Thermisch aktive optische Bauelemente
für den resonatorinternen Einsatz beim
Scheibenlaser

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. habil. 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.

Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser

von Dr.-Ing. Christoph Neugebauer
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Heinz Kück

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., 2012

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2012

ISBN 978-3-8316-4178-9

Printed in Germany

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

Kurzfassung

Nach der Heranführung an das Thema dieser Arbeit in Kapitel 1, werden in Kapitel 2 grundlegende Modelle zur Strahlpropagation vorgestellt. Breiten Raum wird dabei dem Collins-Integral eingeräumt, welches zur Berechnung der Phasenfront und der Intensitätsverteilung durch optische Systeme herangezogen wird. Neben den Propagationsmodellen werden das Design und die besonderen Eigenschaften des Scheibenlasers näher vorgestellt. Dabei stehen die durch die Pumpleistung im laseraktiven Medium induzierten Wellenfrontstörungen, welche eine hohe Grundmodeleistung verhindern, im Vordergrund. Das Kapitel wird mit der Vorstellung der eingesetzten optischen Messmethoden beendet. Dabei wird im Speziellen auf die Interferometrie und Thermographie eingegangen.

Die Vorstellung von Bauformen, Einsatzgebieten und aktuell verwendete Aktuatoren adaptiver Optiken wird in Kapitel 3 durchgeführt. Insbesondere wird eine Abgrenzung zwischen den Begriffen “adaptive” und “aktive Optiken” vorgenommen und eine Bewertung zur Fähigkeit der vorgestellten Konzepte für den resonatorinternen Einsatz abgegeben.

Die beiden für den Scheibenlaserresonator entwickelten Lösungsansätze einer aktiven Optik sind Gegenstand des vierten Kapitels. Das erste Konzept dient der Kompensation der asphärischen Anteile der Wellenfrontstörung, die im gepumpten Bereich des laseraktiven Mediums im Scheibenlaser entstehen. Die Erzeugung maßgeschneiderter Moden ist der Hauptverwendungszweck des zweiten Spiegelkonzeptes. Nach der genauen Definition der benötigten Deformationen auf der aktiven Fläche von wenigen Mikrometern und den vorhandenen Voraussetzungen werden die Konzepte mit ihren Varianten und deren Arbeitsweise im Detail dargestellt. Auf die einzelnen Spiegel abgestimmte Simulationsmodelle überprüfen die Funktionsweise und die Auswirkungen der jeweilig vorherrschenden Fertigungstoleranzen. Mit Hilfe der optischen Messmethoden wird die Oberflächenqualität ermittelt und auf die Einsatztauglichkeit im Laserresonator hin überprüft. Der Vergleich zwischen den Ergebnissen der Funktionstests der aufgebauten Spiegelprototypen mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen und die Bewertung der Simulationsmodelle auf ihre Eignung die Spiegel zu beschreiben, bilden den Abschluss dieses Kapitels.

Kapitel 5 beschreibt den Einbau des Spiegelkonzeptes zur Erzeugung maßgeschneiderter Moden auf Basis elektrischer Heizkreise in einen Scheibenlaserresonator und zeigt dessen Funktionsfähigkeit. Hierfür werden die benötigten Oberflächenformen des Spiegels für vorab bestimmte maßgeschneiderte Moden über das Collins-Integral berechnet und mit Hilfe des Simulationsmodells die initialen Betriebsparameter bestimmt, die abschließend experimentell verifiziert werden. Beim Einsatz der aktiven Optik wird eine gute qualitative wie auch quantitative Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und den Vorausberechnungen beobachtet. Jedoch können durch die noch unzureichende Oberflächenqualität nicht alle vorgesehenen Moden realisiert werden.

Diese Arbeit zeigt, dass aktive Optiken auf Basis thermisch aktivierter Aktuatoren einen preisgünstigen Lösungsansatz bieten. Die erarbeiteten Konzepte besitzen das Potenzial, sowohl die asphärischen Anteile der thermisch induzierten Phasendeformation zu kompensieren als auch die Erzeugung von maßgeschneiderten Moden im Scheibenlaserresonator zu ermöglichen. Jedoch ist der uneingeschränkte Einsatz der konzipierten Optiken mit der derzeitigen Aufbau- und Verbindungstechnik noch nicht möglich, da die erforderliche optische Oberflächenqualität bei den Spiegeln derzeit nicht erreicht wird.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Liste der verwendeten Symbole	9
Extended Abstract	11
1 Einleitung	15
2 Grundlagen	19
2.1 Propagation von Strahlungsfeldern	19
2.2 Scheibenlaser	24
2.3 Optische und thermische Messmethoden	27
3 Adaptive Optiken	33
3.1 Bauarten und Einsatzgebiete adaptiver Optiken	34
3.2 Aktuatoren für aktive Spiegel	36
4 Radialsymmetrische thermisch aktive Optiken	39
4.1 Zielsetzung und Rahmenbedingungen	39
4.2 Simulation	41
4.3 Stufenspiegel	42
4.4 Elektro-thermischer Heizkreisspiegel	65
5 Erzeugung definierter Resonatormoden mittels aktiver Optik	91
5.1 Resonator	91
5.2 Errechnung der benötigten Spiegeloberfläche	95
5.3 Simulation und experimentelle Bestimmung der Betriebsparameter .	98
5.4 Implementierung und Funktionsnachweis im Resonator	100
6 Zusammenfassung und Ausblick	107
Literaturverzeichnis	111

Liste der verwendeten Symbole

Die folgende Auflistung beinhaltet die wichtigsten verwendeten Variablen, Symbole und Abkürzungen. Alle weiteren auftretenden Symbole sind an entsprechender Stelle im Text hinreichend erläutert.

Symbol	Bedeutung	Einheit
Lateinische Buchstaben		
A, B, C, D	Elemente der ABCD-Matrizen	, m, 1/m,
C_p	spezifische Wärmekapazität	J/(K·kg)
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
d_0	Fokusbildungsdurchmesser	m
d_{kr}	Kristalldicke des LAM	m
$E(r)$	radialsymmetrische elektrische Feldverteilung	
f	Frequenz	Hz
H	Höhe	m
$I(x, y, z)$	Intensitätsverteilung	W/m ²
k_B	Boltzmann-Konstante	J/K
L	Länge, Propagationsstrecke	m
L_{opt}	optische Weglänge	m
M	Matrizen	
M^2	Beugungsmaßzahl	
N_A	numerische Apertur	
n	Brechungsindex	
P	Laserleistung	W
q	komplexer Strahlparameter	
r	Radius	m
s	Schnittachsenkoordinate	m
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
w	Strahlradius	m
x	x Koordinate	m
y	y Koordinate	m

Symbol	Bedeutung	Einheit
z	Propagationsrichtung, z Koordinate	m
z_R	Rayleighlänge	m
z_0	Fokusposition	m

Griechische Buchstaben

$\alpha(T)$	linearer Ausdehnungskoeffizient	1/K
β	Kippwinkel	rad
γ	Wärmeübergangskoeffizient	W/m ² K
ε	Emissionskoeffizient	
ϑ	Divergenzhalbwinkel	rad
λ	Wellenlänge	m
ω	Kreisfrequenz	Hz
$\omega(z)$	Laserstrahlradius	m
$\omega_0(z)$	Grundmodestrahlradius	m
$\Phi(r)$	Phasenfront	
Θ	Divergenzvollwinkel	rad

Abkürzung Bedeutung

LAM	Laseraktives Medium
AR	nicht reflektierend (anti reflective)
HR	hoch reflektierend (high reflektive)
Yb:YAG	Ytterbium dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
o.E.	ohne Einheit
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
CCD	Charge-Couple Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DVD	Digital Versatile (Video) Disc
CD	Compact Disc
OPD	Optical Path Difference
OWL	Overwhelmingly Large Telescope
SSP	Strahlparameterprodukt

Extended Abstract

Within the last 50 years since the invention of the laser, an enormous development has taken place [1, 2]. Nowadays many applications in industry, research and medicine are unimaginable without the laser in all its varieties [3]. In addition to the fiber laser the thin disc laser, as concepts of solid state lasers, plays an important role in the field of material processing. Multimode output with power in the order of several kW is easily achieved [4, 5]. The still existing thermally induced wave front distortions in the gain material of a thin disc laser limits the development of high power single-mode disc lasers. The compensation of such phase front distortions for this kind of laser has not yet been commercially realized [6].

With the development in the field of laser sources an enormous progress has taken place in the aspect of active and adaptive optics. At the beginning of the 90s the US army had given up their top secret level on development projects on adaptive optics and, therefore also on active optics [7]. This knowledge was rapidly integrated into civilian science. Within a few years the technology expanded to encompass many applications in astronomy, microscopy, metrology and laser technology [8, 9, 10]. For every purpose, different solutions related to mirror surfaces, actuators and needed lateral resolutions were found.

The aim of this thesis is to combine the technology of active optics with the thin disc laser technology to increase the output power in single-mode operation and to be able to create various customized modes. Therefore, two different concepts with thermal mechanical actuators will be demonstrated. Simulation and detailed knowledge of beam propagation are necessary to design these concepts in a reliable and cost efficient way. Various methods, describing the beam propagation, are discussed in chapter 2.1.2. Most important for this thesis is the Collins-Integral [23], which calculates the phase and intensity distribution of an electromagnetic wave propagating through an optical setup by knowing its ABCD-matrix.

The motivation for the first concept is to compensate the thermal induced phase distortion in the laser active material interactively by phase conjugation. It is therefore necessary to measure the phase distortion of the pumped thin disc laser

material interferometrically. The measurements were used to deduce the aspherical part of the distortion. The active surface of the compensating optic was designed respectively. The design and results of the previous simulation are presented in chapter 4.3. Figure 1 shows the schematic diagram of the first concept. The base body is heated in the middle by hot water flowing through the feed nozzle (T2) and leaving it at T3. The piston is formed by the inner part of the base body. The second water circuit between T1 and T4 insulates thermally the piston from the rest of the body.

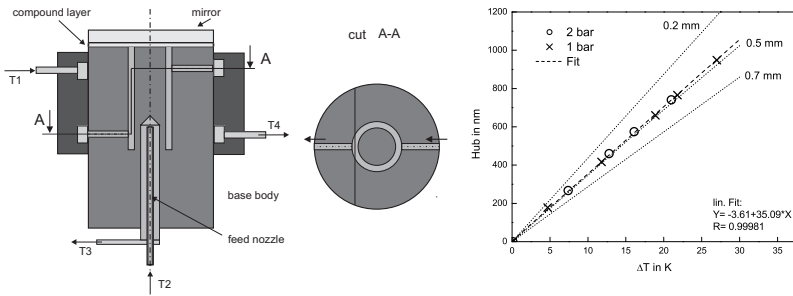


Figure 1: On the left side: schematic diagram of the mirror with the two water circulation between T1-T4 and T2-T3. On the right side: plot of the measured lineare deformation of the mirror surface versus the temperatur difference between the two water circulations.

If a temperature difference ΔT exists between the two water circuits, then the material of the piston expands towards the rest of the body and the form of the piston is impressed to the mirror substrate. The dimensions of the piston and the radial groove around it were designed that the resulting deformation of the mirror surface fits best to the aspheric part of the phase distortion. Additionally to the accordance between the form of the deformation and the phase distortion, the performance of the mirror is shown in chapter 4.3.1. An important aspect is highlighted in figure 1 on the right side. The diagram shows, that the thermal actuator (the piston) behaves in a perfect linear way independent from the water inlet pressure and therefore of the flow rate. This allows for an easy application of such a mirror in an open or closed loop optical system. Due to the insufficient compound layer an intracavity experiment is not yet possible as discussed in detail in chapter 4.3.3.

The second concept is designed to create customized modes in a thin disk laser resonator. For this it is necessary to have a very high radial resolution on the mirror surface. A circuit board with 32 central heating circuits as thermal actuators manufactured by screenprinting technology is the solution. Every single circuit acts as a thermal actuator, heating the mirror substrate material. The thermal expansion of the substrate causes the deformation of the mirror surface. The first prototype of the mirror concept is illustrated in figure 2.

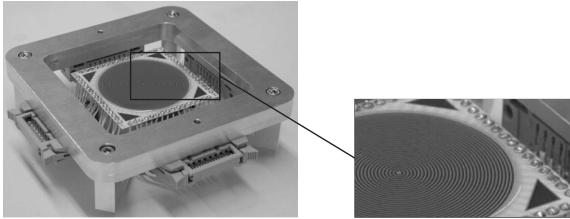


Figure 2: Prototype of the complete mirror based on a circuit board with 32 heating circuits. The mirror, glued on the board, is shown in detail.

Additionally a simulation model was set up for this mirror concept to qualify the influences of production tolerances and to determine the parameters, which create different deformations on the mirror surface. The result of the simulation and the comparison with the measured mirror surface were remarkable and can be seen in chapter 4.4.3.6. Furthermore the optical surface of the mirror was qualified. Due to the insufficient surface quality of the mirror surface, three different variations of the concept were built up to solve this problem. The mechanism, which induces the poor surface quality, and the detailed results of the surface measurements were analyzed and discussed in chapter 4.4.3.2.

Despite the poor surface quality, the mirror could be installed into the designed thin disk resonator. Several mirror surfaces to create customized modes were calculated with the help of the Collins-Integral. The simulation program gives the initial parameters for the heating circuits and helps to analyse if the given resolution of the mirror is high enough to create the needed surfaces. For the first functional test a customized ring mode was chosen. Additionally to the qualification of the result by imaging the intensity distribution from the outcoupling window to a CCD-camera, the M^2 and the power of the created beam has been measured. The created power distribution is shown in figure 3. The distribution could be created instantaneously or switching between the fundamental mode of the resonator and the customized mode is possible by enabling or disabling the mirror.

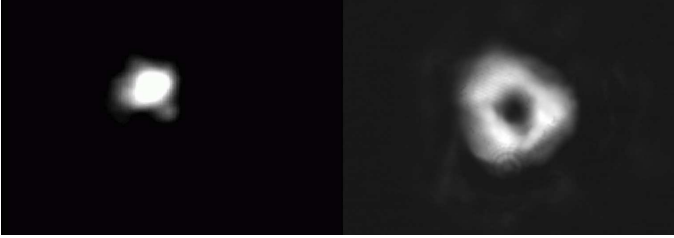


Figure 3: The left figure shows the intensity distribution with the inactive mirror. On the right the created ring mode is demonstrated.

It was thereby possible to demonstrate the overall function of this thermal mirror concept in spite of the still poor surface quality. Furthermore this result gives a rough estimate of its potential if a better surface quality is provided.

In conclusion, this thesis demonstrates, that thermal actuators have the potential to build up high-precision active optics economically without any hysteresis. Both concepts have the capability to sustain the high standing power in a thin disc resonator while compensating phase distortions or creating customized modes sufficiently. But the mounting technology has to be improved to achieve the needed flatness of the optical surfaces.

Further developments should be devoted to the studies of combining the thermal optic with a wave front detector to upgrade the active optic to an adaptive optic in closed loop operation. As long as the response time of the optical phase distortion is in the same dimension than the response time of the thermal actuator, this solution will find its way into successful products soon.

1 Einleitung

Im Jahr 2010 feierte der Laser seinen 50. Geburtstag. Am 16. Mai 1960 gelang es Theodore Maiman den ersten Laser, einen Rubinlaser, in Betrieb zu nehmen [1, 2]. Zu Beginn wurde der Laser als Erfindung ohne Anwendungsgebiet belächelt. Seit diesen Anfängen hat die Lasertechnik durch die Fähigkeit große Energiemengen auf kleinstem Raum zu konzentrieren, zahlreiche Gebiete erobert und spielt eine nicht mehr wegzudenkende Rolle in den Bereichen Telekommunikation, Messtechnik, Heimelektronik, Medizin und in der Materialbearbeitung im Maschinen- und Anlagenbau. Durch die sehr differenzierten Anforderungsprofile in diesen Bereichen haben sich die unterschiedlichsten Bauformen mit verschiedensten laseraktiven Medien durchgesetzt [3]. So sind ohne Halbleiterlaser (Diodenlaser) schnelle Glasfasernetze und optische Speichermedien wie DVD und CD nicht denkbar. Am anderen Ende des kommerziell erhältlichen Laserspektrums sind Hochleistungsgaslaser, hauptsächlich CO₂-Laser, die Zugpferde in der Lasermaterialbearbeitung. Durch Weiterentwicklungen gelingt es Hochleistungsfestkörperlasern in zunehmenden Maße in die Domäne der CO₂-Laser einzubrechen [4, 5].

Neben den Faserlasern steht mit dem Scheibenlaser heute ein Lasersystem zur Verfügung, mit dem sich höchste Leistung, höchster Wirkungsgrad und gute Strahlqualität vereinen lässt. Durch die Wahl des laseraktiven Mediums als dünne Scheibe (typische Dicke 100-200 μm) auf einer effektiven Wärmesenke ergeben sich nur noch sehr geringe Phasenstörungen durch den thermischen Linseneffekt im Resonator. Diese sind allerdings immer noch zu groß, um Grundmodelaser im kW-Bereich mit hohem Wirkungsgrad realisieren zu können. Ursache hierfür sind die asphärischen Anteile der Wellenfrontverzerrung, die sich in klassischen sphärischen Laserresonatoren nicht kompensieren lassen [6]. Für den Grundmodebetrieb des Scheibenlasers bei höchster Leistung wird daher ein resonatorinternes optisches Element benötigt, das diese verbleibende Phasenstörung kompensiert. Dabei muss die Kompensation dynamisch erfolgen, da für jede Leistung und für jeden Strahldurchmesser andere asphärische Wellenfrontverzerrungen vorherrschen. Diese Störungen sind rotationssymmetrisch, so dass mit einem rotationssymmetrischen Element bereits eine vollständige Kompensation erreicht werden kann.

Parallel zu den Entwicklungen in der Lasertechnik gibt es in der Optik Bestrebungen, optische Abbildungssysteme dadurch zu optimieren, dass vorhandene, sich schnell ändernde Störungen bestmöglich auskorrigiert werden. Auch bei der Entwicklung von adaptiven Systemen waren die theoretischen Anforderungen an solche Optiken schon mehrere Jahrzehnte bekannt, bevor sie technisch umsetzbar waren. Erst Ende der 1970er Jahre wurde ein adaptives optisches System durch die US-Air Force in Hawaii installiert. Der kalte Krieg und die militärische Geheimhaltung verhinderten bis in die 1990er Jahre eine zivile Forschung und Nutzung der Technologie für adaptive Optiken. Nach der Aufgabe der Geheimhaltung wurden die Erkenntnisse schnell in die zivile Nutzung überführt [7]. Neben dem Haupteinsatzgebiet von adaptiven Optiken in großen Teleskopen [8] eroberten sich die adaptiven Spiegel weitere Bereiche wie die Messtechnik [9], die Medizin [10] und auf vielfältig Art und Weise die Lasertechnik. Der erste breite Einsatz adaptiver Optiken in der Lasertechnik erfolgte bei CO₂-Laser-Schneidanlagen. Durch die Strahlführung über verfahrbare Bearbeitungsoptiken ändert sich die Länge des Strahlweges permanent. Daraus resultierende Änderungen der Fokusgeometrie und der Fokusslage werden durch aktiv gesteuerte Optiken auf Basis von sphärisch deformierbaren Kupferspiegeln korrigiert [11, 12].

Bei adaptiven Optiken für Lasersysteme sind mechanisch deformierbare Spiegel, die über Piezo-Stellglieder oder elektrostatisch angesteuert werden, Stand der Technik. Aufgrund der reinen mechanischen Deformation der Oberflächenmembrane und wegen der notwendigen Größe der Aktuatoren ist die laterale Auflösung stark eingeschränkt. Die Durchmesser dieser Spiegel (typisch > 20 mm) sind daher meist signifikant größer als typische resonatorinterne Laserstrahldurchmesser im nahen infrarot oder sichtbaren Wellenlängenbereich. Wenn diese Spiegel in ihrer Größe herunter skaliert werden, reduziert sich System bedingt deren Auflösung. Die hohe Auflösung ist jedoch für die komplexen, asphärischen Phasenkorrekturen bei resonatorinterner Strahlformung unabdingbar. Problematisch ist außerdem die geringe Zerstörschwelle der Membranspiegel, die mindestens eine Größenordnung unter den Werten für Hochleistungslaserspiegel liegt. Auch die in jüngerer Zeit zunehmend untersuchten Bauteile auf Flüssigkristall-Basis sind für hohe Leistungsdichten durch ihre begrenzte Reflektivität und Zerstörschwelle nicht für das Scheibenlasersystem geeignet [13]. Aus den genannten Gründen werden momentan adaptive optische Elemente für die Formung von Laserstrahlen hoher Leistungsdichte außerhalb oder innerhalb des Resonators nur sehr sporadisch eingesetzt, am ehesten noch in dem genannten Beispiel der CO₂-Laser, wo die Strahldurchmesser mehrere Zenti-

meter betragen und die Leistungsdichten außerhalb des Resonators vergleichsweise gering sind.

Basierend auf den Erkenntnissen der existierenden Spiegelsysteme werden daher Konzepte für aktive optische Elemente entwickelt, die genau die restlichen Phasenstörungen im Scheibenlaser zu kompensieren vermögen. Der primäre Ansatz dazu besteht darin, die thermisch induzierten Effekte, welche die Phasenstörung verursachen, durch eine aktive Optik mit thermomechanischem Aktuator zu kompensieren.

Untersuchungen von Michel und Vodovon zeigen eindrucksvoll, dass thermisch aktivierte Optiken in der lateralen Auflösung durchaus mit gängigen Systemen mithalten können und aus wirtschaftlicher Sicht eine sehr kostengünstige Alternative darstellen [14, 15]. Durch gezielte adressierbare Wärmeeinbringung in einen Spiegel oder den Grundkörper soll diesen Spiegeln eine radialsymmetrische Kontur eingeprägt werden, die die Wellenfrontverzerrung, die im laseraktiven Medium entsteht, kompensiert. Das ist exakt das Prinzip der Phasenkonjugation, das sich für Scheibenlaser durch die Rotationssymmetrie in besonders eleganter Weise realisieren lässt.

Neben der Phasenkompensation im Scheibenlaser können diese aktiven Konzepte ohne zusätzlichen Aufwand auch dazu benutzt werden, gezielte Moden im Resonator zu erzwingen, die für bestimmte Anwendungen von Vorteil sind. So lassen sich durch Super-Gauß-Moden mit großem Exponent annähernd “top-hat” Intensitätsprofile erzeugen, die für viele Materialbearbeitungsaufgaben wünschenswert sind, um den Prozesswirkungsgrad zu steigern. Die Erzeugung von Super-Gauß-Moden mit Hilfe eines passiven “graded-phase”-Spiegels wurde in einem CO₂-Laser schon 1994 von Richard van Neste gezeigt und 2004 an der Universität Bern an einem Nd:YAG-Laser für Festkörperlaser nachvollzogen [16, 17]. 2006 wurde von Gerber in Bern der passive Spiegel durch ein aktives Element im Resonator ersetzt und dadurch die Möglichkeit demonstriert, unterschiedliche maßgeschneiderte Moden in einem Resonator zu erzeugen [18].

Ziel dieser Arbeit ist es, Konzepte thermisch aktiver Optiken für den resonatorinternen Einsatz im Scheibenlaser zu entwickeln, welche einerseits die verbleibenden asphärischen Phasendeformationen kompensieren und zum Anderen die Möglichkeit bieten, maßgeschneiderte Moden im Scheibenlaserresonator zu erzeugen.

Hierfür werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen betrachtet. Dabei wird neben den Methoden zur Berechnung der Laserstrahlpropagation auf das Scheiben-

laserkonzept eingegangen und die in dieser Arbeit verwendeten optischen Messmethoden vorgestellt.

Im Kapitel 3 werden die Begriffe adaptive und aktive Optik behandelt. Die Bauarten und Einsatzgebiete werden eingeführt. Abgeschlossen wird das Kapitel mit einer Übersicht einsetzbarer Aktuatorkonzepte.

Die in dieser Arbeit entwickelten Konzepte für thermisch aktive Spiegel sind Gegenstand des vierten Kapitels. Zu Beginn des Kapitels wird auf die Ziele und die Randbedingungen eingegangen, welche für die Entwicklung der Konzept ausschlaggebend sind. Im Anschluss daran wird das entwickelte Simulationsprogramm beschrieben. Die beiden darauf folgenden Abschnitte sind den beiden thermisch aktiven Spiegelkonzepten gewidmet. Für jedes Spiegelkonzept getrennt werden detailliert auf das Simulationsmodell eingegangen und die Auswirkungen bestehender Fertigungstoleranzen mittels Parameterstudien überprüft. Der Charakterisierung der beiden Konzepte wird in den beiden folgenden Abschnitten ein breiter Raum eingeräumt. Von Interesse sind dabei die Eigenschaften der Spiegel in Bezug auf Oberflächenqualität, Funktions- und Einsatzfähigkeit im Scheibenlaserresonator. Die beiden Abschnitte der jeweiligen Konzepte werden mit einem Vergleich der Experimente mit den vorgenommenen Simulationen und einer Zusammenfassung der Ergebnisse abgeschlossen.

Der Einsatz eines der beiden Konzepte zur Erzeugung sogenannter maßgeschneiderter Moden in einem Scheibenlaserresonator wird in Kapitel 5 präsentiert. Hierfür werden der Resonatoraufbau vorgestellt und auf Basis dieser Auslegung mit Hilfe des Collins-Integrals die benötigten Spiegeloberflächen für mehrere Moden berechnet. Nach der Simulation der Spiegeloberfläche wird diese am realen Spiegel nachvollzogen, vermessen und im Resonatorbetrieb überprüft. Beendet wird diese Arbeit mit einer Zusammenfassung in Kapitel 6.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Formalismen, Methoden und Verfahren erläutert, die in dieser Arbeit zum Einsatz kommen. Zu Beginn werden mehrere Modelle zur Strahlpropagation behandelt und mit der Vorstellung des Gauß-Strahles abgeschlossen. Neben den Formalismen zur Laserstrahlpropagation wird auf das Konzept des Scheibenlasers eingegangen und die im laseraktiven Medium thermisch induzierten Phasenfrontdeformationen bei dieser Bauform des Festkörperlaser näher betrachtet. Das Kapitel endet mit der Beschreibung der eingesetzten Messmethoden. Insbesondere werden die Interferometrie und die Thermographie als berührungslose optische Messmethoden vorgestellt.

2.1 Propagation von Strahlungsfeldern

Für die Propagation von Laserstrahlung sind die unterschiedlichsten Modelle entwickelt worden. Das einfachste Modell kommt aus der klassischen geometrischen Optik. Unter Vernachlässigung von Beugungseffekten wird der Laserstrahl durch eine Verteilung von inkohärenten geometrischen Strahlen approximiert. Mit Hilfe von Methoden der geometrischen Optik, darunter auch die ABCD-Matrizen, können diese Strahlenbündel durch optische Systeme verfolgt bzw. berechnet werden (Ray-tracing). Im Gegensatz zum Ray-tracing-Verfahren kann mit Hilfe des Kirchhoff-Integrals die Ausbreitung von kohärenten Strahlungsfeldern unter Berücksichtigung von Beugungs- und Interferenzeffekte berechnet werden.

In den folgenden Abschnitten wird der Formalismus der ABCD-Matrizen vorgestellt. Es folgt die Einführung des Collins-Integrals und das daraus folgende ABCD-Gesetz. Die wichtigste Lösung des Kirchhoff-Integral für einen leeren, stabilen und transversal unbegrenzten sphärischen Resonator, der transversale Grundmode (TEM₀₀-Mode) dem Gauß-Strahl beendet dieses Kapitel.

2.1.1 ABCD-Matrizen

Die ABCD-Matrizen sind ein geeignetes Werkzeug, um die Propagation von Strahlung sowohl geometrisch als auch wellenoptisch durch ein optisches System zu beschreiben [1, 21]. Im geometrischen Fall werden mit den 2x2-Matrizen M die Eigenschaften eines Strahls vor dem optischen Element oder der freien Propagationsstrecke in die danach resultierenden Eigenschaften überführt. Diese Methode findet Einsatz in gängigen Ray-Tracing Programmen. Dabei werden die Strahlen des Strahlenbündels durch ihren Abstand r und deren Winkel α zur optischen Achse unter Einhaltung der optischen Vorzeichenkonvention eindeutig definiert. Für die Berechnung werden diese beiden Parameter der Einzelstrahlen zu einem Vektor

$$p = \begin{pmatrix} r \\ \alpha \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

zusammengefasst. Eine Propagation des Strahls durch ein optisches Element erfolgt durch die Multiplikation des Vektors p mit der zum optischen Element gehörenden Matrize [1].

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Exemplarisch sind im Folgenden die beiden wichtigsten Matrizen für die freie Propagation in einem homogenen Medium M_{fP} und die Propagation durch eine dünne Linse M_{dL} mit der Brennweite f aufgeführt [19].

$$M_{fP} = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, M_{dL} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Die Matrize eines komplexen optischen Systems aus n optischen Elementen berechnen sich durch Multiplikation der Matrizen der Einzelelemente zu

$$M_{Ges} = M_n \times \dots \times M_2 \times M_1. \quad (2.4)$$

Somit lassen sich beliebig komplexe optische Systeme zu einer 2x2 Matrix M_{Ges} zusammenfassen. Des Weiteren gilt bei einem Startpunkt im Medium mit dem Brechungsindex n_1 und Endpunkt im Medium mit dem Brechungsindex n_2 stets

$$\det(M) = AD + BC = \frac{n_1}{n_2} \quad (2.5)$$

[22].

2.1.2 Collins-Integral

Für die Wellenoptik gelang es Collins die aus der geometrischen Optik bekannten ABCD-Matrizen mit dem Kirchhoff-Integral, welches die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in homogenen Medien beschreibt, zum Collins-Integral zu vereinen [23]. Die Einschränkungen, welche bei der Herleitung des Kirchhoff-Integrals gemacht werden, behalten dabei ihre Gültigkeit für das Collins-Integral. So beschränkt sich die Gültigkeit auf die Propagation von Strahlung in paraxialer Näherung. Wird die Propagation des Strahlungsfeldes durch harte Blenden beschnitten oder weist diese scharfe Phasensprünge auf, ist die Einhaltung der Voraussetzungen für die Fresnel-Näherung zu überprüfen.

Unter Einhaltung der Rotationssymmetrie für das E-Feld $E(r_1)$ in der Startebene als auch in der Zielebene $E(r_2)$ kann das Integral des Winkels φ mit Hilfe der Besselfunktion erster Ordnung J_n gelöst werden. Das Ergebnis in einem homogenem Medium für den vollständig rotationssymmetrischen Fall bildet das eindimensionale Collins-Integral in Zylinderkoordinaten

$$E(r_2) = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}L_{opt}} \cdot 2\pi \int \frac{i E(r_1)}{\lambda B} e^{-i\frac{\pi}{\lambda B}(Ar_1^2 + Dr_2^2)} J_0\left(\frac{2\pi r_1 r_2}{\lambda B}\right) r_1 dr_1. \quad (2.6)$$

Hierbei sind A, B, D die Elemente der ABCD-Matrizen 2.2 der Propagationstrecke, L_{opt} die optische Weglänge und λ die Wellenlänge des Strahlungsfeldes. Das Matrix Element C ergibt sich aus Gleichung 2.5. In [17] wird gezeigt, dass für eine numerische Berechnung des E-Feldes in der Zielebene das Integral durch die Summe

$$E(r_{2,j}) = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}L_{opt}} \cdot 2\pi \frac{i \Delta r}{\lambda B} \underbrace{\sum_i e^{-i\frac{\pi}{\lambda B}(Ar_{1,i}^2 + Dr_2^2)} J_0\left(\frac{2\pi r_{1,i} r_{2,j}}{\lambda B}\right)}_{K_{r_{1,i}r_{2,j}}} r_{1,i} E(r_{1,i}) \quad (2.7)$$

angenähert werden kann. Auf diese Weise errechnen sich diskrete Stellen des Ziel-E-Feldes $E(r_{2,j})$ aus äquidistanten Stützstellen der Startfeldverteilung $E(r_{1,i})$ mit der Schrittweite Δr . Wenn zusätzlich die diskreten Stellen des E-Feldes als Vektor geschrieben werden, vereinfacht sich die Berechnung des Zielfeldvektors auf die Multiplikation des Vektors der Startfeldverteilung mit der in Gleichung 2.7 als $K_{r_{1,i}r_{2,j}}$ gekennzeichneten Matrix

$$E(r_{2,j}) = K_{r_{1,i}r_{2,j}} \cdot E(r_{1,i}). \quad (2.8)$$

Der Inhalt der Matrix $K_{r_{1,i}r_{2,j}}$ ist dabei allein von den geometrischen Gegebenheiten des optischen Aufbaus abhängig. Diese Schreibweise erlaubt es vergleichsweise

einfach bei bekannter Resonatorgeometrie die benötigte Spiegelfläche für den radialsymmetrischen Fall für eine gewünschte E-Feldverteilung am Auskoppelfenster des Resonators zu berechnen.

2.1.3 Strahlpropagation über das ABCD-Gesetz

Stigmatische Strahlen sind durch den Strahlradius $w_0(z)$ und die Strahldivergenz ϑ bzw. den Krümmungsradius der Phasenfront $R_0(z)$ des Grundmodes vollständig bestimmt. Diese können zum komplexen Strahlparameter q

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R_0(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w_0^2(z)}. \quad (2.9)$$

zusammengefasst werden. Im Fall von einfach astigmatischen Strahlen ist der q-Parameter getrennt in den beiden senkrecht zueinander stehenden Halbachsen aufzustellen. Mit Hilfe des ABCD-Gesetzes lassen sich die Strahlparameter durch lineare, optische Elemente transformieren [21]. Aus der Transformationsvorschrift für den komplexen q-Parameter im eindimensionalen Fall

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2.10)$$

lässt sich die Fortpflanzung der Strahlparameter $w(z), \vartheta$ und $R(z)$ herleiten. Zum Beispiel kann der Strahlradius des propagierenden Laserstrahles nach

$$w_{0,2}^2 = A^2 w_{0,1}^2 + 2AB \frac{w_{0,1}^2}{R_{0,1}} + B^2 \vartheta_{0,1}^2 \quad (2.11)$$

berechnet werden [24]. Für den Fall einer freien Propagation der Länge L ($A=1$, $B=L=z$, $C=0$, $D=1$ vgl. 2.3) und dem Startpunkt z_0 im Fokus des Laserstrahls mit $R_{0,1} \rightarrow \infty$ ergibt sich daraus das hyperbolische Ausbreitungsgesetz des Strahlradius nach Gleichung [1]

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 + (z - z_0)^2 \vartheta^2}. \quad (2.12)$$

2.1.4 Gaußstrahl und Strahlcharakterisierung

Neben dem ABCD-Gesetz ist der Gauß-Strahl als Grundmode eines leeren, stabilen und transversal unbegrenzten sphärischen Resonators ein wichtiges Instrument um Resonatoren auszulegen und die erzeugten Laserstrahlen zu charakterisieren. Als Musterlösung und physikalisches Optimum für einen stigmatischen Strahl erfüllt

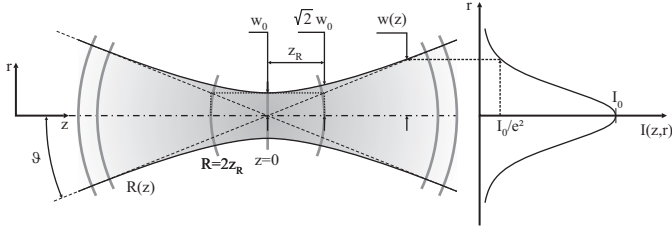


Bild 2.1: Propagation eines Gaußstrahles durch den Fokus inklusive aller Strahlparameter, die zu einer genauen Beschreibung von Laserstrahlen nötig und hilfreich sind.

der Gauß-Strahl alle Voraussetzungen des ABCD-Gesetzes und folgt wie in Bild 2.1 gezeigt der hyperbolischen Propagationsgleichung 2.12. Der Strahlradius ist beim Gauß-Strahl definiert als Abstand zwischen dem Zentrum des Strahls, an dem die Intensität I_0 maximal ist, und dem Punkt an dem die Intensität I auf $1/e^2$ von I_0 abgefallen ist.

Soll nach DIN ISO 11146 [25] die Strahlqualität bestimmt werden, so erfolgt dies über den Vergleich des strahlinvarianten Strahlparameterprodukt des realen Strahls

$$SPP_{real} = \frac{d_0 \cdot \Theta}{4} \quad (2.13)$$

mit dem Fokaldurchmesser d_0 und dem vollen Fernfelddivergenzwinkel Θ mit dem physikalischem Optimum des Gauß-Strahls $SPP_{TEM00} = \frac{\lambda}{\pi}$.

Der Quotient der strahlinvarianten Größe Strahlparameterprodukt des realen Laserstrahls SPP_{real} und des Gauß-Strahls SPP_{TEM00} ist als Beugungsmaßzahl M^2 definiert:

$$M^2 = \frac{d_0 \cdot \Theta}{4} \cdot \frac{\pi}{\lambda}. \quad (2.14)$$

Zur Bestimmung des M^2 müssen somit der Fokaldurchmesser und die Strahldivergenz des zu vermessenden Laserstrahls bestimmt werden. Hierfür werden längs einer Strahlkaustik um die Strahltaile unter Einhaltung der Vorgaben der Norm DIN ISO 11146 die Strahldurchmesser $d(z)$ bestimmt. Durch eine parabolische Kurvenanpassung an die quadrierten Strahldurchmesser

$$d^2(z) = A + Bz + Cz^2 \quad (2.15)$$

lassen sich über die Koeffizienten A , B , C der Strahltaillendurchmesser d_0 , die Strahldivergenz Θ und daraus die Beugungsmaßzahl M^2 ermitteln.

Nach der Norm [25] sind die Strahldurchmesser entlang der Strahlkaustik mit der Momentenmethode zu bestimmen. Dabei sind die Strahlabmessungen d_x und d_y als das Vierfache der Wurzel des 2. Moments der Leistungsdichteverteilung $I(x, y, z)$ definiert.

$$d_x(z) = 4\sqrt{\sigma_x^2(z)} \text{ bzw. } d_y = 4\sqrt{\sigma_y^2(z)} \quad (2.16)$$

Hierfür ist zuerst das 1. Moment der Leistungsdichteverteilung, der Schwerpunkt der Verteilung

$$\langle x(z) \rangle = \frac{\int \int x \cdot I(x, y, z) dx dy}{\int \int I(x, y, z) dx dy} \quad (2.17)$$

und im Anschluss daran das 2. zentrierte Moment der Leistungsdichteverteilung

$$\sigma^2(z) = \frac{\int \int (x - \langle x \rangle)^2 \cdot I(x, y, z) dx dy}{\int \int I(x, y, z) dx dy} \quad (2.18)$$

zu berechnen.

Bei einem Gauß-Strahl entspricht diese Definition des Strahldurchmessers genau dem Wert der für Gauß-Strahlen üblichen Definition des Strahldurchmessers als Abstand zwischen den Stellen im Strahl, bei denen die Intensität I auf $1/e^2$ von I_0 abgefallen ist.

Zur Verringerung des messtechnischen Aufwandes und der nachgelagerten Auswertung sind in der Norm noch weitere Verfahren zur Bestimmung des Strahldurchmessers im Anhang aufgeführt. Diese Verfahren beruhen allesamt auf einer Leistungsmessung hinter einem Element, das rechtwinklig zur Ausbreitungsrichtung durch den Strahl gefahren wird. So werden im Zuge dieser Arbeit ein Messgerät zur Bestimmung der Strahlqualität herangezogen, welches den Strahldurchmesser mit der Methode der rotierenden Messerschneide bestimmt. Die mit Hilfe dieser Methode ermittelten Ergebnisse stimmen jedoch nur für einen Grundmodestrahler exakt mit den Ergebnissen überein, welche über die Methode der 2. Momente bestimmt werden. Bei höhermodigen Strahlen muss trotz Korrekturparameter mit einer Abweichung zum realen Ergebnis gerechnet werden. Für weitere Informationen zur praktischen Umsetzung und zur Genauigkeit der Messungen geben die Arbeiten von Bernd Eppich [26] und Andreas Letsch [27] sehr gute Hilfestellungen.

2.2 Scheibenlaser

Das Scheibenlaserdesign verbindet ebenso wie der Faserlaser hohe Ausgangsleistungen mit hoher Brillanz. Diese Eigenschaften sind ein Ergebnis der flächigen

Kühlung des Laserkristalls. In Abbildung 2.2 ist der typische schematische Aufbau eines Scheibenlasers skizziert. Das scheibenförmige laseraktive Medium (LAM) in der verbreitetsten Form aus Yb:YAG, im Folgendem auch nur als Scheibe benannt, ist in dieser Ausführung direkt auf einen Kühlkörper hartgelötet. Das dielektrische Beschichtungsdesign der Scheibe ist so ausgelegt, dass die Vorderseite des Kristalls für die Pump- (940 nm) und Laserwellenlänge (1030 nm) antireflekierend (AR) und die Rückseite hochreflektierend (HR) ist. Im Resonator kann die Scheibe dadurch sowohl als Endspiegel als auch als Umlenkspiegel eingesetzt werden. Aufgrund der

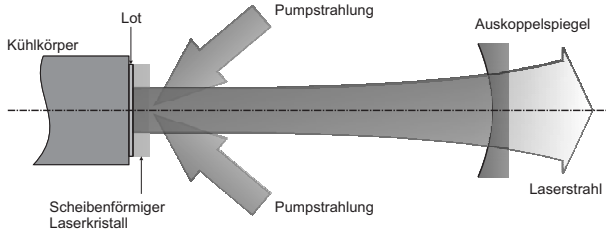


Bild 2.2: Prinzipskizze des Scheibenlasers mit aufgelötetem laseraktiven Mediums auf einem Kühlkörper nach [29].

dünnen scheibenförmigen Ausführung des LAM von wenigen zehntel Millimetern und der flächigen Verbindungs- und Kühltechnik sind die Temperaturgradienten im Kristall innerhalb der homogen gepumpten Fläche koaxial zur Laserstrahlachse ausgerichtet. Lediglich im Randbereich des Pumpflecks ergeben sich im Übergang vom gepumpten in den ungepumpten Bereich radiale Temperaturgradienten [29]. Die Auswirkungen auf die Phasenfront $\Phi(r)$ in Abhängigkeit des Radiuses r , welche im Folgenden als OPD¹ bezeichnet wird, lassen sich bei einer Kristalldicke d_{Kr} nach [6] in linearer Näherung zu

$$\Phi(r) = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \left[\int_0^{d_{Kr}} \underbrace{\left[n + \frac{\delta n}{\delta T} (T(r, z) - T_0) + \Delta n_s(r, z) - 1 \right]}_{\text{Brechungsindex}} \cdot \underbrace{[1 + \varepsilon_z(r, z)] dz - z_0(r)}_{\text{mechanisch}} \right] \quad (2.19)$$

beschreiben. Die Formel kann dabei in zwei Bereiche gegliedert werden. Der erste Bereich fasst die brechungsindexinduzierten Anteile zusammen. Dafür werden die spannungsinduzierten Brechungsindexänderungen n_s und die über das Temperaturprofil $T(r, z) - T_0$ verursachten Änderungen $\frac{\delta n}{\delta T}$ mit dem Brechungsindex n verrechnet. Die mechanischen Anteile mit der Dehnung ε_z (Strain) sowie die Grund-

¹OPD = optical path difference

verformung z_0 sind im zweiten Teil zusammengefasst. Werden die sphärischen von den asphärischen Anteilen getrennt, können diese in der Auslegung des Resonators durch Längenvariation berücksichtigt werden. Die asphärischen Anteile der Phasenstörung hingegen beeinflussen trotz der guten axialen Kühlung leistungsabhängig die Phase des Laserstrahl. Die Abbildung 2.3 zeigt exemplarisch die OPD und den asphärischen Anteil simuliert für eine Yb:YAG-Scheibe, welche mit 25 kW Pumpleistung bei einem Pumpfleckdurchmesser von 23 mm gepumpt wird. Durch die

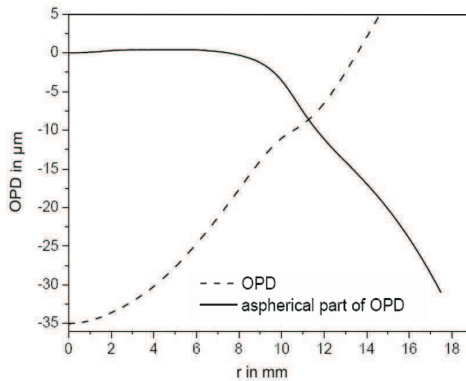


Bild 2.3: Simulierte OPD und asphärischer Anteil der OPD einer Yb:YAG-Scheibe bei 25 kW Pumpleistung aus [6].

Leistungsskalierung des Scheibenlasers über den Pumpfleckdurchmesser bei gleicher Pumpleistungsdichte ergeben sich für Systeme kleinerer Leistungen respektive kleinerem Pumpfleckdurchmesser Verläufe gleicher Gestalt. Den Haupteinfluss bildet die verwendete Verbindungstechnik. So kommen bei kommerziell erhältlichen Systemen hoher Leistung (> 1 kW) zum größten Teil direkt wassergekühlte Scheiben zum Einsatz, welche auf YAG gebondet oder auf Diamant geklebt werden. Für Systeme kleinerer Leistung sind die Scheiben auf den Kühlfinger direkt hartgelötet. Bei diesen Systemen fällt die OPD deutlich geringer aus und liegt bei ca. 250 nm [31]. Um diese Aussage zu verifizieren, wurde im Zuge dieser Arbeit die resultierende OPD des verwendeten laseraktiven Mediums im Fluoreszenzbetrieb interferometrisch ermittelt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 4.3 vorgestellt und dienen als Grundlage der Spiegelauslegung zur Kompensation der asphärischen Anteile der OPD.

Neben der guten Kühlung der dünnen Scheibe ergeben sich weitere Herausforderungen an das Gesamtsystem. So ermöglichte erst die Entwicklung einer speziellen Pumpoptik den Betrieb des Scheibenlasers bei Zimmertemperatur. Durch Mehrfachabbildung der Pumpstrahlung auf die Scheibe wird der optische Weg im Laserkristall so verlängert, dass nahezu die gesamte Pumpleistung absorbiert wird und das LAM effizient angeregt wird [30]. Neben der geringen Absorption des Pumplichts pro Durchgang ist ebenfalls die Verstärkung durch das dünne laseraktive Medium limitiert. Aus der Schawlow-Townes'sche Anschlagbedingung

$$G + V + R \geq 1 \quad (2.20)$$

setzt eine geringe Verstärkung G automatisch eine hohe mittlere Reflektivität R der Resonatorspiegel voraus, unter Annahme gleichbleibender restlicher resonatorinternen Verluste V [20]. So liegen die optimalen Auskoppelgrade je nach Scheibenlasersystem im Allgemeinen bei 2-8% [31]. Aus dieser Bedingung heraus resultieren hohe stehende Leistungen im Resonator von z. B. 50 kW bei einem 1,5 kW System und einem Auskoppelgrad von 3%. Dies bedingt eine hohe Anforderung an die Oberflächenqualität und die hochreflektierenden Beschichtungen der Resonatorspiegel, um die resonatorinternen Verluste so gering wie möglich zu halten.

2.3 Optische und thermische Messmethoden

Im Fall von adaptiven Optiken ist es unerlässlich zur Verifikation der optomechanischen Funktion auf geeignete Verfahren zur Charakterisierung zurückzugreifen. Für die hier vorgestellten thermisch aktivierten Optiken sind dies zur Bestimmung der Oberflächenbeschaffenheit die Interferometrie und für die Detektion der Temperaturverteilung die Thermographie. Beide optischen Messmethoden besitzen den Vorteil, dass mit ihnen berührungslos und schnell empfindliche optische Oberflächen orts aufgelöst vermessen werden können.

2.3.1 Interferometrie

Bei interferometrischen Messverfahren wird der physikalische Effekt der Interferenz, die bei der Überlagerung von kohärenten Lichtwellen entsteht, verwendet. Als Interferenz wird die ungestörte Überlagerung zweier oder mehrerer kohärenter Wellen bezeichnet. Elektromagnetische Wellen gelten als kohärent, wenn sie eine zeitlich sowie räumlich unveränderte Phasenbeziehung aufweisen. Überlagern sich zwei

Wellen mit ihren Bestrahlungsstärken I_j und einer Phasendifferenz $\delta_{jk} = \varphi_{0j} - \varphi_{0k}$ zwischen den einzelnen Wellen ergibt sich eine, von der Summe der einzelnen Bestrahlungsstärken I_j unterscheidende Gesamtbestrahlungsstärke I_{ges} (Superpositionsprinzip) [19].

$$I_{ges} = \sum_{j=1}^n I_j + 2 \sum_{j=1}^{n-1} \sum_{k=j+1}^n \sqrt{I_j \cdot I_k} \cos \delta_{jk} \text{ mit } I_j \sim \left| \vec{E}_j \right|^2 \quad (2.21)$$

Somit ermöglicht die Interferenz einen direkten Zusammenhang zwischen der Gesamtbestrahlungsstärke und der Phasendifferenz, welche mit Hilfe der Wellenlänge λ in eine Wegstrecke oder Laufzeitunterschied umgerechnet werden kann. Aufbauarten, die die Interferenzeffekte für Messzwecke verwenden, werden im Allgemeinen als Interferometer bezeichnet [19].

In dieser Arbeit sollen mit Hilfe eines Interferometers zum Einen die Größenordnung und die geometrischen Abmessungen der OPD des LAMs bestimmt, als auch die Oberflächen der Spiegelkonzepte charakterisiert werden. Bei beiden Messaufgaben besitzen die Messobjekte speziell für den Yb:YAG-Scheibenlaser angepasste optische Beschichtungen, die im Abschnitt 2.2 vorgestellt wurden. Als Messstrahlquelle wurde eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von $\lambda = 976$ nm ausgewählt. Dieser Wert liegt optimal zwischen der Pumpwellenlänge von 940 nm und der Laserwellenlänge von 1030 nm des Yb:YAG-Scheibenlaser und ermöglicht damit sowohl die Vermessung der OPD des LAMs im laufenden Betrieb, als auch die Charakterisierung der optischen Oberflächen der aufgebauten aktiven Spiegelkonzepte. Durch den Einsatz einer Laserdiode mit ihrer kurzen Kohärenzlänge fiel die Wahl des Interferometertyps auf eine Variation des Michelson-Interferometers, das so genannte Twyman-Green-Interferometer [19]. Diese Bauform erlaubt einen einfachen Abgleich der Länge des Referenzarms auf die Länge des Objektarms innerhalb der von der Kohärenzlänge vorgegebenen Toleranz. Des Weiteren lässt sich im Referenzarm mit Hilfe eines piezoelektrischen Antriebs eine Phasenschiebung einfach realisieren. In Abbildung 2.4 ist der für diese Arbeit entwickelte Aufbau des Twyman-Green-Interferometers dargestellt.

Bei der Auslegung wurde darauf geachtet, dass der an der Blende B erzeugte und anschließend kollimierte Messstrahl bis auf den Strahlteiler keine transmissiven Optiken mehr durchläuft, um auftretende Inhomogenitäten der Materialien zu vermeiden. Alle Spiegel sind aus der Glaskeramik Zerodur mit einer Oberflächengenauigkeit von $\lambda/20$ gefertigt und in ihrer Größe an die jeweils eingesetzte Position angepasst. Das Ergebnis der Messung, das Interferenzbild, wird nach durchlau-

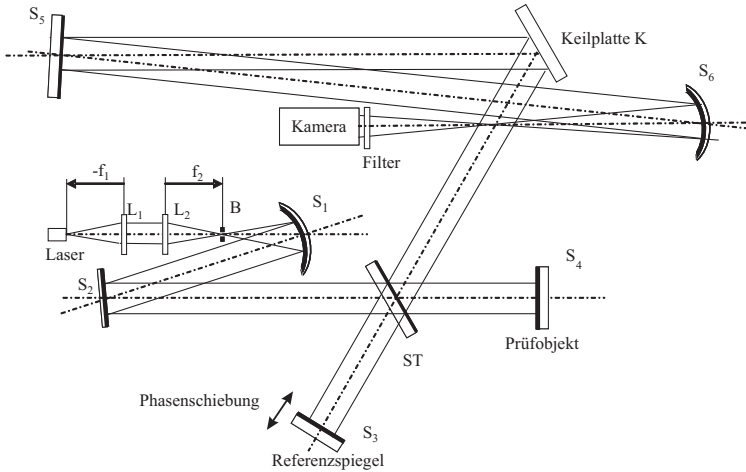


Bild 2.4: Aufbauskinne des 976 nm Twyman-Green Interferometers zur Vermessung der Spiegelflächen und zur Bestimmung der OPD des LAM.

fen eines schmalbandigen Bandpassfilters für die Messwellenlänge mit einer CCD-Kamera aufgenommen und digitalisiert. Ausgewertet werden die Interferenzbilder mit Hilfe des Phasenshift-Verfahrens. Bei dieser Methode wird die Phase der beiden Teilstrahlen in äquidistanten Schritten, typischer Weise viermal um 90° innerhalb einer Periode des sinusförmigen Intensitätssignals zu einander verschoben [49, 52]. Dies wird im verwendeten Interferometer durch Einsatz eines positionsgeregelten Piezoaktuators realisiert, mit dem der Referenzspiegel verschoben wird. Aus den dabei gewonnenen Bestrahlungsstärken $I_1 \dots I_4$ pro Bildpunkt ergibt sich die Phasendifferenz $\delta(x, y)$ zu

$$\tan \delta(x, y) = (I_1 - I_3) / (I_2 - I_4). \quad (2.22)$$

Über einen weiteren fünften Schritt von 90° ergibt sich eine weitere Bestrahlungsstärke I_5 , welche nach 360° wieder I_1 entspricht. Abweichungen zwischen Bestrahlungsstärken I_5 und I_1 resultieren zum Einen aus Schrittweitenfehlern des Piezoaktuators, die durch Vergleich von I_5 mit I_1 ermittelt und linear kompensiert werden und zum anderen aus zeitlich variablen Umgebungseinflüssen, wie Brechungsindexänderungen in der Umgebungsluft. Bei optimalen Umgebungsbedingungen erlaubt das Phasenshift-Verfahren das Vermessen von optischen Oberflächen mit einer Genauigkeit bis zu $1/200$ der eingesetzten Messwellenlänge [50]. Sämtliche konstruktiven Maßnahmen zur Verbesserung der Genauigkeit und deren Untersu-

chung können in der studentischen Arbeit von Frau Kaiser nachvollzogen werden. Dabei wurde ein Genauigkeit mit Restfehler von ± 15 nm über ein Messfeld von 20 mm nachgewiesen [51].

2.3.2 Thermographie

Das Prinzip der Thermographie beruht auf der Emission elektromagnetischer Wärmestrahlung eines jeden Körpers oberhalb des absoluten Nullpunkts von $-273,12$ °C. Durch die in der Natur vorkommende Vielfalt an strahlenden Körper mit unterschiedlichsten Eigenschaften wird mit einem Modellkörper, dem Schwarzkörperstrahler, gearbeitet. Bei gleicher Temperatur weist dieser Körper die größtmögliche Intensität an ausgesandter Strahlung auf. Die beiden Physiker Stefan und Boltzmann stellten das gleichnamige Gesetz

$$I = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (2.23)$$

auf, mit dem der Zusammenhang zwischen der abgegebenen Strahlungsintensität I und der Körpertemperatur T gezeigt wurde. Dabei ist ε der Emissionskoeffizient und σ die Stefan-Boltzmannkonstante ($5,670 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$). Die Abhängigkeit der abgestrahlten Intensität mit der vierten Potenz der Temperatur unter Berücksichtigung der spektralen Verteilung ermöglicht somit hoch genaue berührungslose Temperaturmessungen. Jedoch können Thermographiekameras nicht das komplette Strahlungsspektrum eines Schwarzkörperstrahlers erfassen. Der jeweilige spektrale Messbereich wird durch den in der Kamera eingesetzten Sensor festgelegt. Die spektrale Verteilung der vom Schwarzkörperstrahler ausgesandten Strahlung als Funktion der Temperatur und der Wellenlänge wird durch das Strahlungsgesetz nach Planck beschrieben.

$$I(\lambda, T) = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda T}} \quad (2.24)$$

Mit der 1. bzw. 2. Strahlungskonstante c_1 , c_2 ist das plancksche Strahlungsgesetz Grundlage für die Temperaturberechnung in der Thermografie. Die eingesetzte Thermokamera besitzt ein ungekühltes Microbolometerarray von 320×240 Pixel, welches in einem Spektralbereich von $7,5 \dots 14 \mu\text{m}$ Bilder mit einer Bildfrequenz von 60 Hz aufnimmt [53]. Die Bilder werden mit einem 16 bit A/D-Wandler digitalisiert und zur besseren Visualisierung in Falschfarbendarstellung zur Verfügung gestellt. Damit eignet sich die Kamera zur Vermessung der Spiegeloberflächentemperaturen in einem Temperaturbereich von $0 \dots 120$ °C mit einer Auflösung von 0,05 K bei 30 °C.

2.3.2.1 Ermittlung des Emissionskoeffizienten

Der Emissionskoeffizient ε in Gleichung 2.23 bestimmt das Verhältnis der tatsächlich ausgesandten Intensität eines realen Körpers zum theoretisch möglichen des Schwarzkörperstrahlers. Für eine genaue absolute Temperaturmessung ist es somit zwingend notwendig, den Emissionskoeffizienten des Messobjektes zu kennen. Bei realen Körpern lassen sich zwei große Materialgruppen bezüglich des Emissionskoeffizienten definieren. Das sind zum einen die elektrisch nicht leitenden Materialien mit einem Emissionskoeffizient zwischen 0,92 und 0,98 und zum anderen die elektrisch leitenden Materialien, die einen stark unterschiedlichen Emissionskoeffizienten besitzen. Dieser kann wie im Falle von Kupfer Werte zwischen 0,018 (poliert) und ca. 0,6 (oxidiert) annehmen und ist stark von der jeweiligen Oberflächenbeschaffenheit abhängig. Zahlenmäßig entspricht der Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ dem Absorptionsgrad $\alpha(\lambda)$ eines Körpers [53].

Jedes Messobjekt reflektiert $\rho(\lambda)$, absorbiert $\alpha(\lambda)$ und transmittiert $\tau(\lambda)$ mit den dazugehörigen Koeffizienten wellenlängenabhängig auftreffende Strahlung

$$\alpha(\lambda) + \rho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1. \quad (2.25)$$

Die für die Optiken verwendeten optischen Gläser sind für den Messwellenlängenbereich optisch undurchlässig und somit kann die Transmission vernachlässigt werden. Mit $\alpha(\lambda) = \varepsilon(\lambda)$ und $\rho(\lambda) = \varepsilon(\lambda) - 1$ ergibt sich unter zur Hilfenahme des planckschen Strahlungsgesetzes, die von der Kamera gemessene Strahlungsintensität aus der Summe der thermischen Strahlung des Messobjektes und der reflektierten Strahlung der Umgebung.

$$\underbrace{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda \cdot T_K}} d\lambda}_{\text{gemessene Gesamtstrahlung}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \underbrace{\varepsilon \cdot c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda \cdot T_O}}}_{\text{ausgesandte Objektstrahlung}} + \underbrace{(1 - \varepsilon) \cdot c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda \cdot T_U}}}_{\text{reflektierte Umgebungsstrahlung}} d\lambda \quad (2.26)$$

Aufgelöst nach ε ergibt sich der Emissionskoeffizient mit den Temperaturvariablen gemessene Temperatur an der Kamera T_K bei abgeschalteter Kompensation des Emissionskoeffizienten, Temperatur des Messobjektes T_O und der Umgebungstemperatur T_U zu

$$\varepsilon = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda \cdot T_K}} - \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda \cdot T_U}} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda \cdot T_O}} - \lambda^{-5} \cdot e^{\frac{-c_2}{\lambda \cdot T_U}} d\lambda}. \quad (2.27)$$

Zur Bestimmung des Emissionskoeffizienten wird ein Referenzobjekt auf einer Heizplatte erhitzt und die Oberflächentemperatur T_O mittels eines Temperaturmess-

fühlers gemessen. Unter einem Winkel von 10° wird die Oberfläche des Spiegels gleichzeitig von der verwendeten Thermokamera aufgenommen. Dabei wird bei der Auswertung der Kamerabilder der Emissionskoeffizient auf $\epsilon = 1$ gesetzt und somit ausgeschaltet. Die Strahlung der Umgebung wird mit Hilfe eines schwarzeloxierten Aluminiumblechs mit $\epsilon \geq 0,98$ gemessen, welches in Reflexion zur Kamera angebracht ist und dessen Temperatur T_U ebenfalls über einen Messfühler erfasst wird. Damit sind alle benötigten Parameter bekannt und der Emissionskoeffizient kann berechnet werden.

In Abbildung 2.5 sind die Ergebnisse der Gleichung 2.27 über der gemessenen Objekttemperatur T_O aufgetragen.

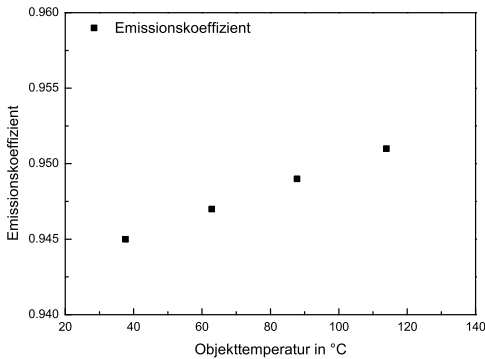


Bild 2.5: Ermittelte Emissionskoeffizienten der verwendeten beschichteten Glassubstrate bei unterschiedlichen Objekttemperaturen zwischen 30-120 °C.

Diese Emissionskoeffizienten werden für die Auswertung der aufgenommenen Temperaturbilder der aktiven Optiken herangezogen.

3 Adaptive Optiken

Eine einheitliche Definition für den Begriff “adaptive Optik” zu finden, fällt durch die verschiedensten Einsatzgebiete sehr schwer. Wird die aktive Kontrolle eines Lichtstrahls als adaptiv erachtet, so ergibt sich daraus eine Definition, welche ein riesiges Gebiet umfasst. Die gebräuchlichste Beschränkung dieser Definition führt zu dem Ansatz, dass eine adaptive Optik die Kontrolle von Licht mit Hilfe eines geschlossenen Echtzeitregelkreises durchführt. Somit sind adaptive Optiken eine Untergruppe des großen Gebietes der aktiven Optiken [32]. Neben einer aktiven Optik werden jedoch noch weitere Komponenten benötigt, um in Echtzeit die Optik an eine sich ändernde Wellenfront anzupassen, zu adaptieren. Sensoren sind dabei das Auge der aktiven Optik. Sie detektieren die vorliegende Wellenfront. Um den Regelkreis zu schließen, muss die gewonnene Wellenfrontinformation in Echtzeit in geeignete Steuersignale für die aktive Optik umgesetzt werden. Je nach Komplexität der Optik muss dafür eine sehr große Rechenleistung zur Verfügung gestellt werden. Abbildung 3.1 fasst die Definition einer adaptiven Optik mit ihren Subkomponenten aktive Optik, Sensor und Regelkreis mit Recheneinheit schematisch zusammen.

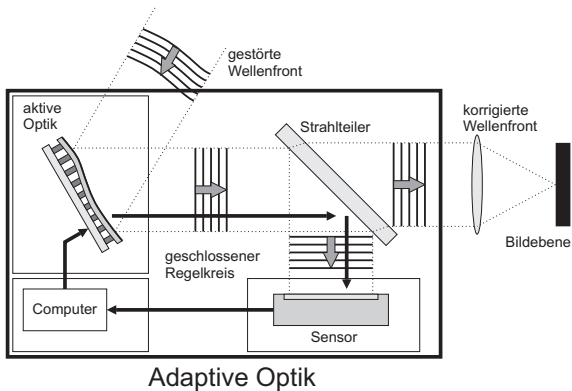


Bild 3.1: Schematische Darstellung der Definition einer adaptiven Optik als eine um einen Regelkreis erweiterte aktive Optik nach Tyson [32].

In der Literatur werden die Begriffe aktiv und adaptiv meist als Synonym oder sehr verwirrend verwendet. So ist in der Astronomie die Einteilung über die Regel- bzw. Steuerbandbreite weit verbreitet. Optische Systeme unter einer Bandbreite von $\frac{1}{10}$ Hz werden als aktiv bezeichnet, Systeme darüber als adaptiv [33]. Auch im Sprachgebrauch vieler kommerzieller Anbieter von Laseroptikkomponenten werden allzu oft aktive Spiegel als “Adaptive Optik” beworben, ohne jedoch einen geschlossenen Regelkreis zu besitzen [34].

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Begriff adaptive Optik als ein allgemein abbildendes optisches System definiert, welches sich optisch wirksam in einem Echtzeit-Regelkreis an Wellenfrontstörungen anpasst, “adaptiert”, um diese zu kompensieren oder zusätzlich eine gewünschte Eigenschaft auf die Wellenfront aufzuprägen. Aktive Optiken hingegen sind somit alle unregelten formändernden Optiken oder Unterkomponenten einer adaptiven Optik.

Bevor die in dieser Arbeit behandelten Konzepte für thermisch aktive Optiken genauer betrachtet werden, erfolgt ein Überblick über die Einsatzgebiete, den Aufbau und die verwendeten Aktuatoren aktuell erhältlicher adaptiver bzw. aktiver Optiken.

3.1 Bauarten und Einsatzgebiete adaptiver Optiken

Die ersten Ideen zur technischen Nutzung von adaptiven Optiken stammen aus den 50er Jahren. In dieser Zeit entstanden für die Astronomie erste Teleskope, die mit Hilfe eines segmentierten Kippspiegelarrays versuchten, durch atmosphärischen Turbulenzen verursachte Störungen zu korrigieren [8]. Die Astronomie ist auch heute noch eines der Haupteinsatzgebiete adaptiver Optiken. Jedoch erweiterten sich die Einsatzgebiete in den letzten Dekaden zunehmend in die Bereiche:

- der Astronomie in abbildenden Systemen [7],
- der Interferometrie [9],
- der Lasertechnik [12],
- der Mikroskopie [35],
- der Kommunikationstechnik [36].

Im Gegensatz zur Astronomie, in der vorwiegend wegen der großen Durchmesser der optischen Flächen segmentierte aktive Optiken innerhalb eines adaptiven Systems

zum Einsatz kommen, muss wegen der hohen Leistungsdichten in Lasersystemen auf kontinuierliche Oberflächen zurückgegriffen werden, um nicht die hinter dem Spiegel befindliche Mechanik und Elektrik zu zerstören.

Segmentierte Spiegel bestehen aus einem Array an Elementen, welche eine Stellmechanik mit bis zu drei Freiheitsgraden besitzen. Unterschieden wird dabei, wie in Abbildung 3.2 dargestellt ist, zwischen reinen Hubelementen und kombinierten Hub- und Verkippungselementen. Angetrieben werden die Einzelelemente nach dem derzeitigen Stand der Technik hauptsächlich über piezoelektrische Aktuatoren, die je nach realisiertem Freiheitsgrad in Anzahl und Komplexität variieren.

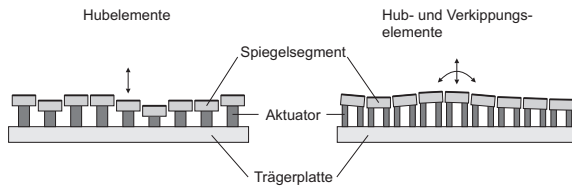


Bild 3.2: Grundaufbau segmentierter Spiegel mit reinen Hub- und kombinierten Hub-, Verkippungselementen.

Mit Hilfe dieser modularen Einzelelemente lassen sich großflächige aktive Spiegelflächen zusammensetzen. Die optische Abbildungsqualität der Spiegel ist dabei nicht durch die Größe der Spiegelflächen bestimmt, sondern über die Fehler, welche an den Schnittstellen und Ecken der Elemente entstehen [37]. Im Projekt Overwhelmingly Large Teleskope OWL (Kollektorspiegel 100 m) werden auf diese Weise bis zum Jahr 2020 mehrere aktive Spiegel mit einem Durchmesser von 8 m in einer adaptiven Optik realisiert [38]. Durch die Schnittstellen zwischen den einzelnen Segmenten, die im optimalen Fall 2% der gesamten optischen Fläche ausmachen, sind segmentierte Spiegel im Laserbereich sowohl Resonator intern als auch extern nicht einsetzbar [39]. Die zu erwartende absorbierte Leistung in den Zwischenräumen liegt bei einem high power Lasersystem ($> 100\text{W}$) so hoch, dass die Aktuatoren Schaden nehmen und ein stabiler Betrieb bei vielen Lasersystemen durch die sehr hohen resonatorinternen Verluste nicht möglich ist.

Optiken mit einer kontinuierlich deformierbaren Oberfläche hingegen sind vom Grundprinzip frei von den oben genannten Abbildungsfehlern, sind aber in ihrer Größe durch die benötigten Oberflächenqualitäten und die zur Verfügung stehenden Fertigungsverfahren limitiert. Die größte Gruppe unter den kontinuierlichen

aktiven Optiken bilden die Membranspiegel mit sogenannten MEMS¹ als Aktuatoren. Die Spiegelfläche ist dabei als elastische dünne Membrane ausgeführt. Über diskrete Aktuatoren werden Kräfte in die Membran eingeleitet oder die Membrane selbst ist Bestandteil der Aktuatoren. Abbildung 3.3 zeigt beispielhaft die beiden Grundbauformen deformierbarer Spiegel. Auf die einzelnen möglichen Aktuatoren

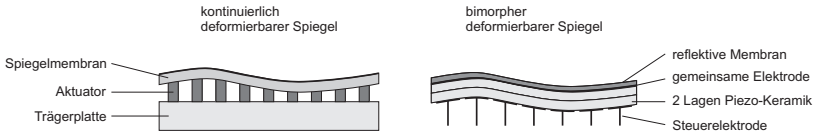


Bild 3.3: Kontinuierlich deformierbare Membranspiegel mit diskreten Aktuatoren (links) und integriertem Aktuator (rechts).

und ihre Wirkprinzipien wird im Abschnitt 3.2 näher eingegangen. Eine Untersuchung der vier gängigsten Ausführungsformen auf ihre Leistungsfähigkeit wurde von der US-Armee durchgeführt und veröffentlicht [40].

Einsatzgebiete für kontinuierlich deformierbare Spiegel ergeben sich im Arbeitsfeld von Lasern im Strahltransport und in der Strahlerzeugung. So werden bei Laser-materialbearbeitungsanlagen mit sogenannten "fliegenden Optiken"² mit Hilfe von sphärisch aktiven Optiken die Fokusslage und der Fokussdurchmesser über die gesamte Bearbeitungsfläche konstant gehalten [12]. In der Strahlerzeugung ermöglichen die aktiven Spiegel eine Kompensation der vorhandenen thermischen Linsen oder die gezielte Beeinflussung der Modenstruktur bzw. der Leistungsdichteverteilung [18, 41, 42].

3.2 Aktuatoren für aktive Spiegel

Um eine Änderung der Spiegeloberfläche einer adaptiven Optik zu erreichen, werden die reflektierenden Flächen auf Aktuatoren gelagert oder dienen in einzelnen Fällen selber als Aktuator. Der Aktuator wird dabei über ein Signal gesteuert und verformt über die eingeleitete Kraft die reflektierende Oberfläche. Die folgende Tabelle 3.1 gibt einen allgemeinen Überblick über mögliche Aktuatoren und deren Wirkprinzipien.

¹MEMS= Micro-Electro-Mechanical-System

²"fliegende Optik" = Bei einem feststehenden Laser wird die Fokussieroptik über das Werkstück geführt und der Rohstrahl über Umlenkspiegel zugeführt.

Aktuator	Wirkprinzip	Energieform
Elektromotor Elektromagnet Mikromechanischer Aktuator	Äußere elektrische/magnetische Feldkraft	Elektrische Energie
Piezoelektrischer Aktuator Magnetostriktiver Aktuator	Innere Molekularkraft	Elektrische Energie
Über-/ Unterdruckaktuator	Pneumatische Druckkräfte	Strömungsenergie
Hydraulischer Aktuator	Hydraulische Druckkräfte	Strömungsenergie
Elektro-/ magnetorheologischer Aktuator	Viskosität	Strömungsenergie
Thermo-Bimetall Dehnstoff-Aktuator	Wärmedehnung	Thermische Energie
Formgedächtnislegierung	Memory-Effekt	Thermische Energie
Elektrochemischer Aktuator	Elektrolysedruck	Chemische Energie
Chemomechanischer Aktuator	Strukturänderung	Chemische Energie

Tabelle 3.1: Übersicht verschiedener Aktuatoren mit deren Wirkprinzipien und der verwendeten Energieform nach [43].

Aus dieser Vielzahl an Aktuatoren finden nahezu alle Eingang in aktiven Optiken. Werden diese Optiken in adaptiven Systemen eingesetzt, müssen die verwendeten Aktuatoren zusätzliche Bedingungen erfüllen. Neben der Baugröße, der Anzahl der benötigten Aktuatoren, der angestrebten Auflösung und Wiederholgenauigkeit müssen noch die Größen Regelfähigkeit, Steuerzeit und letztendlich der Preis für den jeweiligen Anwendungsfall berücksichtigt werden.

In der Astronomie haben sich bei großflächigen segmentierten Spiegel piezoelektrische Aktuatoren durchgesetzt. Sie stellen den benötigten Hub mit einer sehr hohen Regelbandbreite zur Verfügung und die Ansteuerung lässt sich auch bei einer Vielzahl von Aktuatoren über elektrische Leitungen realisieren. Bei den kontinuierlichen Spiegeln sieht das Bild differenzierter aus. Im Bereich von CO₂-Lasern sind dies zum Beispiel hydraulische Aktuatoren [12, 34]. Die Spiegel besitzen eine sehr hohe Zerstörschwelle der optischen Oberfläche (Einsatz bis 10 kW Laserleistung), können aber nur zur Korrektur von sphärischen Anteilen der Wellenfront verwendet

werden. Durch ihre Robustheit und der einfachen kostengünstigen Integration in bestehende Systeme haben diese Spiegel einen schnellen Übergang vom Labor in industrielle Anlagen gefunden, wo sie die Fokusslage und dem Fokussdurchmesser über einen großen Arbeitsbereich mit langen Strahlwegen konstant halten.

Dagegen sind Systeme mit hoher lateraler Auflösung, kleinen Zeitkonstanten und der Möglichkeit Wellenfrontstörungen höherer Ordnung zu kompensieren, kommerziell hauptsächlich mit elektrischen Aktuatoren (Piezo, Tauchspulen) ausgestattet [44]. Mit zunehmender benötigter Aktuatoranzahl, bei zitiertem Beispiel aus [44] 349 Aktuatoren, wird die Ansteuerung und Verkabelung mit 2×349 Leitungen und den benötigten 349 Controllern bei begrenztem Bauraum zur großen Herausforderung. Des Weiteren muss bei solchen Systemen mit Kosten von ca. 1000 EUR³ pro Kanal kalkuliert werden.

Neben den kommerziellen Systemen werden in Laboren eine Vielzahl von Varianten der oben genannten Aktuatoren für den Einsatz in aktiven oder adaptiven Spiegeln erforscht. Auch Bauformen auf Basis von Flüssigkeiten oder Flüssigkristallen als aktive reflektierende Oberfläche, konnten ihre Leistungsfähigkeit unter Beweis stellen [45, 46]. Durch ihre liquide freie aktive Fläche lassen sich die Systeme mit Flüssigkeiten jedoch nur in der Horizontalen verbauen und sind somit für den Einsatz in gängigen Laseroptiksystemen ungeeignet. Spiegel auf Basis von Flüssigkristallen hingegen besitzen für den angedachten Einsatz eine zu geringe Zerstörschwelle.

In Bereichen, in denen eine sehr gute Auflösung von wenigen 10 nm mit einer sehr guten Wiederholgenauigkeit gefragt sind und Regelbandbreiten im Bereich von 1 Sekunde kein Problem darstellen, sind thermisch aktivierte Aktuatoren eine gute Alternative. In mehreren Arbeiten konnte gezeigt werden, dass mit der richtigen Auswahl der Heizquelle und mit auf den Anwendungsfall abgestimmten Materialien aktive und adaptive Optiken aufgebaut werden können. Ein vielversprechender Ansatz ist dabei die Verwendung von Materialien mit vergleichsweise hohen Ausdehnungskoeffizienten und einer optischen Heizquelle, die das Material mittels Belichtung über eine Maske oder über einen absorbierten Steuerstrahl ortsaufgelöst erhitzt [14, 47]. Bei geeigneter Materialwahl und konstruktiver Umsetzung bieten damit thermische Aktuatoren ein großes Potenzial kostenoptimiert thermisch induzierte Wellenfrontstörungen in laseroptischen Systemen zu kompensieren.

³Information Max-Planck-Institut für Astronomie Heidelberg, Adaptiv Optik Online

4 Radialsymmetrische thermisch aktive Optiken

Die beiden speziell für den Scheibenlaser entwickelten Konzepte für thermisch aktivierte aktive Optiken werden in diesem Kapitel vorgestellt. Um die Herangehensweise an die Auslegung der aktiven Optiken nachvollziehbar zu machen, werden zuerst die Ziele und die Rahmenbedingungen beschrieben, unter denen die Optiken entwickelt wurden. Nach der Erläuterung des Simulationsansatzes werden die beiden Spiegelkonzepte im Detail vorgestellt. Für beide Ansätze wird auf den Aufbau sowie das eingesetzte Wirkprinzip eingegangen. Die Leistungsfähigkeit und die Grenzen beider Systeme werden durch Simulationen abgeschätzt und an Hand von Laborversuchen überprüft.

4.1 Zielsetzung und Rahmenbedingungen

Nachdem das Scheibenlaserkonzept seit seiner Erfindung im gepulsten als auch im cw-Betrieb hohe mittlere Leistung mit sehr guter Strahlqualität demonstrieren konnte, ist ein Ziel heutiger Entwicklungen, den Grundmodebetrieb bei weiter steigenden Ausgangsleistungen zu erreichen [4]. Trotz der sehr guten Scheibenkühlung bildet sich bei hoher Leistung eine thermische Linse und zusätzliche asphärische Wellenfrontstörungen aus. Mit der ersten entwickelten Konzept soll durch resonatorinterne Kompensation des asphärischen Anteils dieser thermischen Störungen die Grenze des Grundmodebetriebs zu höheren Leistungen hin verschoben werden.

Neben einer hohen Grundmodeleistung besteht zunehmend das Bestreben, Laser mit speziellen Eigenschaften genau auf einen Prozess hin zu optimieren. Aus diesem Grund werden Laser mit sogenannten “customized modes” entwickelt. Diese weisen für die jeweilige Aufgabe, wie beispielsweise das Laserstrahlschneiden mit radialer Polarisation, maßgeschneiderte Polarisationen bzw. Leistungsdichteverteilung auf, um die Prozesse effektiver zu realisieren [18, 64, 65]. Dieses Ziel der Erzeugung maßgeschneiderter Moden mit Hilfe einer hochauflösenden aktiven Optik ist mit dem zweiten Konzept realisiert worden.

Beiden Aufgabestellungen gemeinsam sind die Anforderungen an die Optik, den vorherrschenden hohen Leistungsdichten in einem Scheibenlaserresonator standzuhalten und keine zusätzlichen Verluste einzubringen, wie bereits in Kapitel 2.2 ausgeführt wurde. Somit ergeben sich für die verwendeten optischen Oberflächen dieselben hohen Anforderungen, wie für die standardmäßigen resonatorinternen Optiken. Insbesondere sind das eine Reflektivität von $> 99,9\%$ für die Laserwellenlänge von 1032 nm, sowie eine Zerstörschwelle der dielektrischen Beschichtungen von $> 50 \text{ MW/cm}^2$ [66]. Beide Grenzen werden sowohl von segmentierten aktiven Optiken als auch von Optiken mit kontinuierlichen Spiegelflächen auf der Basis von Membranen mit einer optischen Beschichtung nicht annähernd eingehalten [39, 67]. Aus diesem Grund wurden äquivalent zu den eingesetzten Resonatoroptiken dielektrisch beschichtete Glassubstrate für die optische Oberfläche ausgewählt, die in ihrer Grundform eine Oberflächengenauigkeit von $\lambda/10$ aufweisen.

Die Entscheidung für einen thermischen Dehnstoffaktuator als Stueurelement erfolgt aus der Überlegung heraus, das durch Wärme induzierte Problem der thermischen Wellenfrontdeformation ebenfalls mit einem thermischen Konzept zu begegnen. Über Wärmedehnung lässt sich, bei geeigneter Werkstoffwahl der erforderliche mechanische Hub von 10 nm - 1,5 μm sehr gut realisieren. Spiel oder Hysterese wie bei Elektromotoren mit Mikrogetrieben oder bei Piezoaktuatoren treten nicht auf, so dass eine Wiederholgenauigkeit von wenigen Nanometern ohne separaten Regelkreis realisierbar ist [68, 69].

Neben der technischen Realisierung stand von Anfang an die Auslegung, Konstruktion und die Wahl der verwendeten Komponenten auch unter dem Gesichtspunkt der Wirtschaftlichkeit. Die erarbeiteten Lösungen wurden mit einem Zielpreis von 1000 Euro pro optischer Komponente exklusive der Peripheriegeräte (Stromversorgung, Heiz- und Kühlkreisläufe) kalkuliert. Aus diesem Grund werden beide Lösungsansätze im ersten Zuge als aktive Optiken aufgebaut, um die grundlegenden Funktionstests durchzuführen. Es werden jedoch die Schnittstellen bereitgestellt, um in Kombination mit einem geeigneten Sensor den Regelkreis für den Einsatz als adaptive Optik zu schließen.

Im Gegensatz zu der kompletten Eigenentwicklung des Stufenspiegels zur Kompensation der asphärischen Anteile erfolgten die ersten Arbeiten sowie der Aufbau der ersten Variante für den elektrischen Heizkreisspiegel auf Basis einer Keramikplatine im Zuge des Forschungsprojektes "Thermisch aktivierte Bauelemente für die adaptive Optik" (ThermAO) der Landesstiftung Baden-Württemberg [59, 70]. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikroaufbautechnik der Hahn-Schickhardt-

Gesellschaft entstand sowohl das Design des Heizelements als auch die konstruktive Ausführung des Gesamtspiegels. Innerhalb des dreijährigen Projektes wurden ausführliche Versuche zur Aufbau- und Verbindungstechnik durchgeführt und erste Funktionstests gemacht. Aufbauend auf den ersten Resultaten wurden im Zuge dieser Arbeit sowohl die Messmethoden verfeinert als auch die daraus abgeleiteten Weiterentwicklungen des Spiegels durchgeführt. Ebenfalls erfolgte nach Beendigung des Forschungsprojektes die Konzeptionierung und Auslegung der benötigten Stromversorgung und der Steuerungs- und Überwachungssoftware, welche im Kapitel 4.4 beschrieben und charakterisiert wird.

4.2 Simulation

Durch die Festlegung auf thermische Aktuatoren ergeben sich durch Wärmeleitung und unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Komponenten der Spiegel, die auf den ersten Blick schwer abzuschätzen sind. Für ein verbessertes Verständnis dieser Wechselwirkungen werden die Spiegel mit FEM-Modellen (Finite Elemente Methode) simuliert. Die so erstellten Modelle erlauben es, vor der Herstellung der Spiegel Optimierungen an der Geometrie vorzunehmen und die Auswirkungen der ausgewählten Materialkombinationen zu untersuchen.

Die Simulation erfolgt über einen zweistufigen Simulationsprozess, dessen Ablauf in Bild 4.1 zusammengefasst ist. In der ersten Stufe wird unter Berücksichtigung von Geometrie und Randbedingungen die Temperaturverteilung im Bauteil ermittelt. Das nachgelagerte mechanische Modell errechnet aus der übergebenen Temperaturverteilung die Verformung des Bauelements durch die eingebrachten Temperaturlastspannungen.

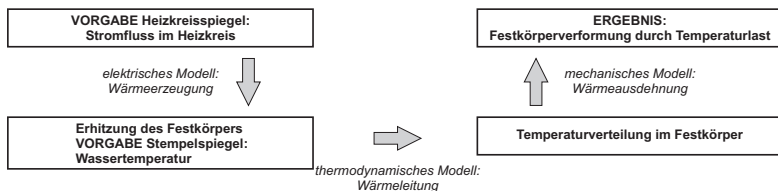


Bild 4.1: Ablauf des zweistufigen thermo-mechanischen FEM-Simulationsprozesses zur Auslegung der Spiegel.

Eine wesentliche Vereinfachung des Simulationsmodells ergibt sich durch den radialsymmetrischen Aufbau der entwickelten Optiken. Dies ermöglicht die Reduktion des dreidimensionalen (3D) Modells auf Basis der Zylinderkoordinaten (r, φ, z) auf ein zweidimensionales (2D) Modell (r, z) . Dieses kann nachträglich zur besseren Visualisierung wieder in eine 3D-Ansicht expandiert werden. Die durch das 2D Modell einhergehende erhebliche Reduktion der Komplexität ermöglicht es die sehr umfangreichen Parameterstudien mit der zur Verfügung stehenden Rechenleistung in vertretbarer Zeit durchzuführen.

Die geometrische Modellierung der Spiegel wird auf Basis der Bottom-Up-Methode durchgeführt. Dabei wird die Geometrie zuerst über Eckpunkte festgelegt [54]. Aus diesen Eckpunkten werden über Verbindungslinien Flächen definiert, denen die jeweiligen Materialeigenschaften zugewiesen werden. Die anschließende Vernetzung zerlegt die Flächen in kleine Einheiten (Finite Elemente), deren Verbindungspunkte als Knoten bezeichnet werden.

Die Details der einzelnen Modelle und die Resultate der durchgeführten Simulationen zu den einzelnen Spiegeln werden in den Abschnitten 4.3.2 und 4.4.2 vorgestellt, ausgewertet und diskutiert. Für den Vergleich der Simulationsdaten mit den Experimenten, werden für beide Spiegel die Werte der Spiegeloberflächenknoten gespeichert, die sich aus den Parameterstudien ergeben. Die Dateien enthalten die Werte der einzelnen Knotenpositionen vor und nach der Deformationsrechnung in den Koordinatenachsen (r, z) , die dazugehörigen Spannungen, sowie die jeweilige Temperatur. Mit Hilfe dieser Datensätze erfolgt der Abgleich der Simulation mit den jeweiligen ermittelten experimentellen Daten sowie eine Abschätzung der jeweiligen Belastungsgrenzen.

4.3 Stufenspiegel

Das Ziel der Konzeptstudie des sogenannten Stufenspiegels ist die Kompensation des in Kapitel 2.2 diskutierten asphärischen Anteils der thermisch induzierten Phasendeformation im LAM des Scheibenlasers. Bei einer geeigneten Kompensation der sphärischen Anteile der thermischen Linse verbleibt eine Wellenfrontdeformation, welche ein Plateau im homogen gepumpten Bereich und einen charakteristischen Knick am Übergang vom gepumpten in den ungepumpten Bereich des laseraktiven Mediums besitzt. Die Höhe der Stufe ist abhängig von der einstrahlten Pumpleistungsdichte und dem verwendeten Kontaktierungskonzept des laseraktiven Mediums auf dem Kühlkörper. Die Größenordnung der Stufe reicht

von wenigen 100 nm bis hin zu $10\ \mu\text{m}$. Dies ist in der Simulation in Bild 2.3 in der Einführung des Scheibenlasers dargestellt. Durch die in der Versuchsdurchführung begrenzt zur Verfügung stehenden Pumpleistung und der Verwendung einer gelöteten Scheibe, die im Gegensatz zu anderen Kontaktierungskonzepten nur geringe thermische Phasenstörungen verursacht, wird die Konstruktion auf eine maximale Deformation von $2\ \mu\text{m}$ begrenzt. Zur Verifizierung der Größenordnung der tatsächlich im Versuchsaufbau vorliegenden OPD wird die Pumpoptik mit LAM ohne Resonatoraufbau in das Interferometer eingebaut und das LAM mit einem Pumpfleckdurchmesser von 3,8 mm und einer Pumpleistungsdichte von $3,142\ \text{kW}/\text{cm}^2$ gepumpt. Bei dieser Pumpleistungsdichte ist eine Zerstörung des LAM im Fluoreszenzbetriebs¹ ausgeschlossen. Die dabei gewonnene optische Weglängendifferenz zwischen gepumpten und nicht gepumpten Betrieb ist in Abbildung 4.2 als OPD eingezeichnet. Die asphärischen Anteile der OPD errechnen sich durch Kompensation der sphärischen Anteile mittels der eingezeichnete Parabel. Dabei ist die Parabel so zu wählen, dass die asphärischen Anteile im Zentrum ein Plateau bilden. Die hierbei gewonnene asphärische Wellenfrontdeformation dient als Grundlage zur Auslegung des aktiven Spiegels zur Kompensation dieser Anteile.

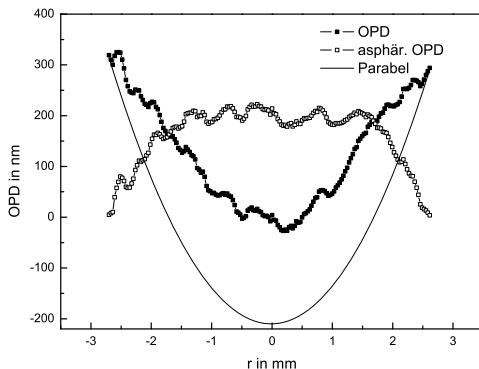


Bild 4.2: Interferometrisch vermessene OPD des LAM bei einer Pumpleistungsdichte von $3,142\ \text{kW}/\text{cm}^2$ und einem Pumpfleckdurchmesser von 3,8 mm. Ermittlung der asphärischen Anteile durch Abzug der gefitteten Parabel.

¹Die erzeugte Inversion wird über Wärme und spontane Emission inkohärent abgebaut.

Um diese Störung resonatorintern zu kompensieren, muss die aktive Optik so deformiert werden, dass sich die phasenkonjugierte Form der Wellenfrontstörung einstellt und somit die asphärischen Anteile pro Resonatorumlauf kompensieren.

4.3.1 Wirkprinzip und Aufbau

In Abbildung 4.3 ist der grundsätzliche Aufbau skizziert und die Wirkweise der aktiven Optik verdeutlicht. Der Grundkörper ist dabei sowohl der thermische Dehnstoffaktuator als auch das Basiselement, an dem alle benötigten Teile wie die Zu- und Abläufe montiert werden. Der innere Bereich des Basiselements, der als Aktuator die Hubbewegung ausführt, wird im Folgenden als Stempel bezeichnet. Durch

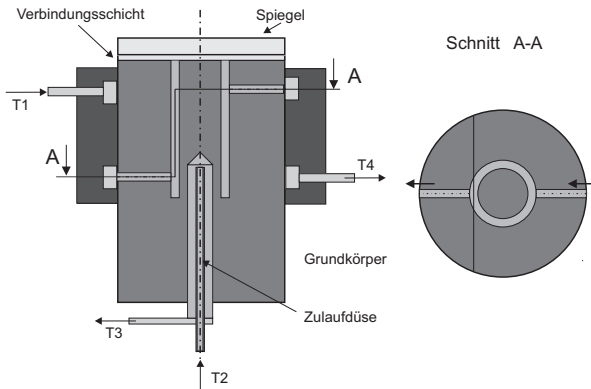


Bild 4.3: Rotationssymmetrische Prinzipskizze des Stufenspiegels mit eingezeichneten Wasserläufen und den definierten Zu- und Abgangstemperaturen (T1-T4).

die in den Körper eingebrachten Wasserkanäle ergeben sich zwei getrennte Wasserkreisläufe. Der erste Kreislauf wird durch die Zu- und Ablaufkanäle (T_1 , T_4), die Zugangsbohrungen und den ringförmigen Kanal gebildet, der den Stempel vom übrigen Grundkörper separiert. Dabei umfließt das Kühlwasser mit der Temperatur T_1 im Zulaufkanal das komplette Bauteil, passiert die Zugangsbohrung und umströmt den Stempel im Inneren des Grundkörpers. Das Wasser verlässt das Bauteil über die zweite Zugangsbohrung mit der Temperatur T_4 nachdem es ebenfalls das Bauteil umströmt hat. Durch diese Wasserführung ist der komplette äußere Teil des Grundkörpers gegenüber dem innen liegenden Stempel thermisch isoliert und besitzt somit in erster Näherung die Temperatur T_1 des Kühlwassers. Der Stempel hingegen wird über den zweiten innen liegenden Kanal mit Wasser der Temperatur

T_2 durchflossen. Das Wasser wird dafür direkt über die Zulaufdüse in den Grund der Sacklochbohrung geführt und fließt über den zulaufdüsenumschließenden Ringspalt mit einer Endtemperatur T_3 ab. Dadurch kann der Stempel gegenüber dem restlichen Grundkörper gezielt von innen erwärmt oder abgekühlt werden. Der damit erzielte Hub bezüglich des äußeren Bereichs des Grundkörpers wird direkt auf den Spiegel übertragen und bildet die gewünschte Verformung der Oberfläche aus. Der Durchmesser der erzeugten Stufe sowie die Steilheit der Flanke ergeben sich aus dem Durchmesser des Stempels und der Breite der Ringnut, durch die der Stempel umströmt wird.

Die Funktionsweise des Aktuators basiert auf dem Mechanismus der thermischen Ausdehnung von Festkörpern. Diese wird im Allgemeinen charakterisiert durch den temperaturabhängigen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha(T)$. Dieser Koeffizient bestimmt, um welche Längendifferenz Δl sich ein Körper mit der Ausgangslänge l_0 bei einer Temperaturänderung ΔT ausdehnt bzw. schrumpft [55]. Für definierte Temperaturbereiche (z.B. 20 °C - 100 °C) ist der Ausdehnungskoeffizient in Tabellenwerken und Datenblätter als lineare Größe angegeben [56, 57]. Somit stellt die verwendete lineare Gleichung zur Längenänderung

$$\Delta l = l_0 \alpha \Delta T \quad (4.1)$$

für einen Körper der Seitenlänge l_0 eine Näherung für die Ausdehnung in einer Raumrichtung im Geltungsbereich des linearen Ausdehnungskoeffizienten α dar. Der als Grundkörpermaterial verwendete Edelstahl 1.4305² besitzt für den Bereich 20 - 100 °C einen linearen Ausdehnungskoeffizienten von $\alpha = 16 \cdot 10^{-6}$ 1/K. Ausgehend von einer vorherrschenden Kühltemperatur von ca. 16 °C, einem hinreichenden Abstand zum Siedepunkt und einer vorhandenen Erwärmung des Kühlwassers im Zulaufkanal durch den Grundkörper und einer gleichzeitigen Abkühlung des warmen Wassers nach der Heizeinheit ist eine maximale Temperaturdifferenz $\Delta T = 60$ K ein realistischer Wert für die Bestimmung der benötigten aktiven Materiallänge l_0 für einen Hub von $2 \mu\text{m}$. Basierend auf Gleichung 4.1 und den getroffenen Annahmen ergibt sich die aktive Materiallänge zu $l_0 = 2$ mm.

Ausgehend von der eingesetzten Abbildungsoptik im Pumpmodul, welche die Pumpstrahlung mit einem Durchmesser von 3,8 mm auf das LAM abbildet und vorausgehenden Untersuchungen zur Phasenstörung des eingesetzten aufgelöteten LAM wird der Durchmesser des Stempels auf 3,75 mm und die Breite der Ringnut auf 0,5 mm festgelegt [60]. Zur Überprüfung der Auslegungsparameter wird der Spiegel simuliert und mit den Messungen der Wellenfront verglichen. Die nachfolgende

²1.4305 = X8 CrNiS 18-9 nach DIN EN 10027

Abbildung 4.4 zeigt die sehr gute Übereinstimmung der Spiegelauslegung mit dem ermittelten asphärischen Anteil der Wellenfrontdeformation aus Kapitel 2.2.

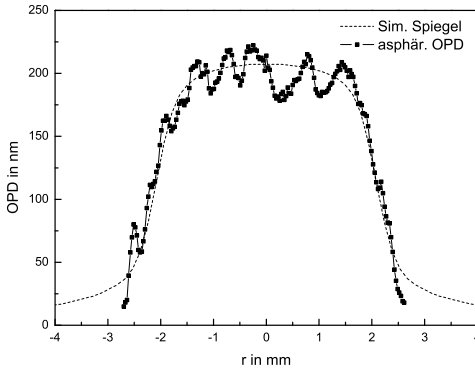


Bild 4.4: Vergleich der ermittelten asphärischen Wellenfrontdeformation des LAM bei einer Pumpleistungsdichte von $3,1 \text{ W/cm}^2$ mit der Simulation der Spiegeloberfläche bei einer Temperaturdifferenz von 5 K zwischen den beiden Wasserkreisläufen.

Auf Basis des hergestellten Grundkörpers entstanden im Laufe der Entwicklungsarbeit zwei Varianten des Stempelspiegels. In Abbildung 4.5 sind die Varianten dargestellt. Für erste Funktionstests wurde in Variante 1 ein 0,5 mm dicker hochreflektierender Spiegel aus Borosilikatglas (BK7) direkt mit Hilfe eines niederviskosen Epoxidharzes mit dem Grundkörper verklebt und unter Raumtemperatur ausgehärtet, um Spannungen durch unterschiedliche Wärmeausdehnung zu vermeiden. Damit der nach oben hin offene Wasserkanal des Grundkörpers nicht verklebt, wurde dieser mit Stearin versiegelt und nach der Aushärtung des Klebstoffes durch Erwärmen des Grundkörpers über die Bohrungen des Kühlkanals entfernt. Im weiteren Verlauf der Arbeit erhält die Variante 1 die Bezeichnung “dünner Spiegel”. Nach den ersten Funktionstests, deren Ergebnisse genauer im Kapitel 4.3.3 diskutiert werden, zeigte sich, dass die Ebenheit von $\lambda/10$ des unverklebten Spiegels zerstört wurde und für einen Einsatz im Resonator bei weitem nicht mehr ausreicht. Vorhandene Oberflächenunebenheiten des Grundkörpers, welche sich durch das dünne Spiegelsubstrat allein schon abzeichnen in Kombination mit einer durch

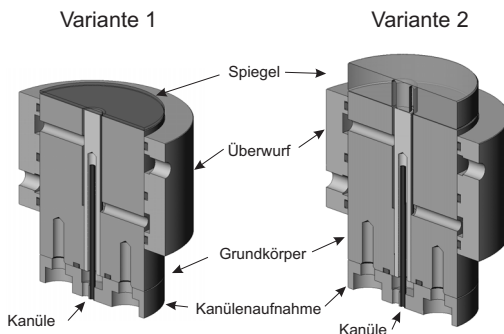


Bild 4.5: Varianten des Stempelspiegels mit plan verklebtem Substrat (links) und fortgeführten Stempel im dicken Glassubstrat in geschnittener isometrischer Darstellung (rechts).

Stearinreste verunreinigten Klebefläche verhindern eine homogene saubere Klebung.

Um die Verformung der spiegelnden Oberfläche durch die genannten Effekte zu vermeiden, muss die Fügestelle von der optischen Funktionsfläche örtlich getrennt werden. Dies wurde in der Variante 2 durch Verwendung eines Standardspiegels mit einer Substratdicke von 6,3 mm erreicht. Diese Variante erhält im weiteren Verlauf die Bezeichnung “dicker Spiegel”. Um die Funktion des Spiegels zu erhalten, wird in die Rückseite des Spiegels mittels Ultraschallbohrens eine Ringnut eingebracht. Der dabei im Spiegelsubstrat entstehende Stempel führt den Stempel des Grundkörpers im Glaskörper weiter. Die Tiefe der Nut ist dabei so dimensioniert, dass wie in Variante 1 ein Reststeg von 0,5 mm zwischen Grundkörper und Stempel verbleibt und vergleichbare Auslenkungen zu erwarten sind. Dabei ist zu beachten, dass beim Ultraschallbohren von Ringnuten prozessbedingt Toleranzen von $\pm 0,1$ mm existieren. Die daraus resultierenden Auswirkungen auf die Leistungsfähigkeit des Spiegels werden im folgenden Abschnitt mit Simulationen untersucht. Zusätzliche Änderungen werden in der Verbindungstechnik vorgenommen. So wurde das Stearin durch ein Gelatinerohr ersetzt, dessen Doppelfunktion in Abbildung 4.6 verdeutlicht wird. Zum Einen hält die Gelatine die Ringnut des Spiegels während des Klebevorgangs offen, zum Anderen wird der Spiegel auf dem Grundkörper zentriert und der Stempel symmetrisch im Glas weitergeführt. Nach erfolgter Aushärtung spült ca. 70°C warmes Wasser die Gelatine rückstandslos aus.

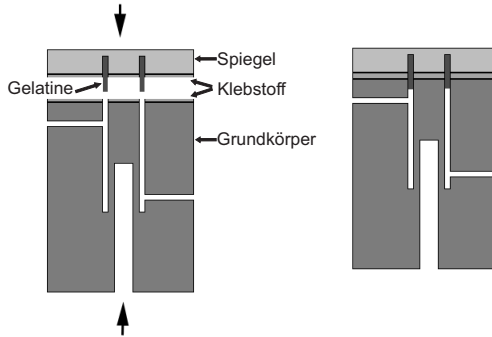


Bild 4.6: Fertigung des dicken Spiegels (Variante 2) mit eingesetztem Gelatineröhrchen zur Zentrierung des Spiegels und zur Öffnung des Wasserkanals.

Die weiteren in der Zeichnung 4.5 dargestellten Anbauteile an den Grundkörper wie die Aufnahme der Kanüle und der Überwurf dienen zur Montage der Wasserleitungen und der Aufnahme der gesamten aktiven Optik in einem Spiegelhalter.

4.3.2 Simulation

Dieser Abschnitt geht zu Beginn detailliert auf den Aufbau des Modells ein und die Randbedingungen werden festgelegt. Für die Randbedingungen erfolgt eine Abschätzung der Strömungsbedingungen in den einzelnen Wasserkanälen. Dabei wird der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wasser und Bauteil bestimmt. Die grundsätzliche Funktion und Leistungsfähigkeit des Spiegels werden über das erstellte Modell überprüft. Im Anschluss werden an Hand von Parameterstudien die Auswirkungen der Fertigungstoleranzen auf die Funktion des Spiegels untersucht. Im darauf folgenden Kapitel verifizieren Experimente die gewonnenen Ergebnisse.

4.3.2.1 Modell

Durch das einfache Grundkonzept der aktiven Optik lässt sich das Simulationsmodell auf den Grundkörper, die Verbindungsschicht und das Glassubstrat des Spiegels reduzieren. Des Weiteren ermöglicht die Radialsymmetrie der Optik die Reduktion des Modell auf den zweidimensionalen Fall. Die zusätzlichen Bauteile dienen lediglich zur Zu- und Abfuhr des Wassers zu den beiden Wasserkanälen und werden im Modell über die definierten Wärmeübergänge abgefangen.

In Abbildung 4.7 ist die Lösung einer Deformationsrechnung als expandiertes isometrisches Modell dargestellt. Neben den drei genannten Materialflächen sind zusätzlich die Wasserkanäle mit ihren Temperaturprofilen ausgeführt. Dabei wird angenommen, dass die Zu- und Abläufe eine konstante Temperatur besitzen, in den Kanälen ein linearer Temperaturübergang von der Eingangs- zur Ausgangstemperatur stattfindet und ein konstanter Wärmeübergang vorherrscht.

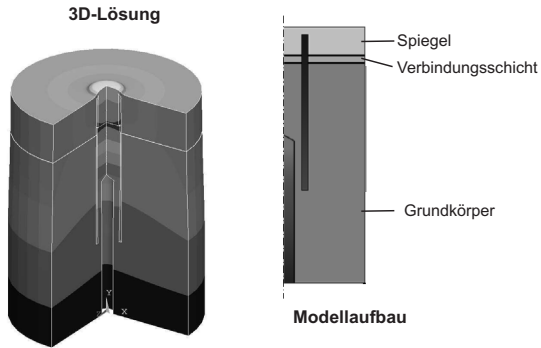


Bild 4.7: Simulationsmodelllaufbau und expandierte Lösung einer Deformationsrechnung bei 10 K Temperaturdifferenz in isometrischer Darstellung.

Den erstellten und vernetzten Bereichen werden die jeweiligen Materialeigenschaften zugewiesen. Die verwendeten Materialien sind Edelstahl 1.4305 als Grundkörpermateriale, Bor-Kron-Spiegelsubstrat (BK7) und Epoxidharz Epo-Tek 302-3M für die Verbindungsschicht. Die Materialdaten stammen aus Herstellerangaben und sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

	Dicke [mm]	Wärmeleitung [W/mK]	Wärmedehnung [1/K]	E-Modul [N/m ²]
1.4305	29,75	15	0,29	200
Epo-Tek 302-3M	0,03 ²	1,3	0,3	2,25
BK7	6,35	1,46	0,243	90,3
Legende		² = in Grenzen variabel		

Tabelle 4.1: Materialaufstellung des Stempelspiegels mit der verwendeten geometrischen Größe (Schichtdicke) und den simulationsrelevanten Materialkennzahlen: Wärmeleitung, Wärmedehnung und Elastizitätsmodul.

Zusätzlich wird die Wassertemperatur nicht direkt auf den Rand der Materialflächen aufgeprägt, sondern über den konvektiven Wärmeübergang zwischen Wasser und Bauteil eingebracht. Der Wärmeübergang an der Grenzschicht ist maßgeblich von den Strömungsbedingungen in den jeweiligen Übergängen abhängig. Eine Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten α erfolgt an Hand einer Strömungsbetrachtung in den einzelnen Kühlkanälen, welche im folgenden Abschnitt durchgeführt wird.

Strömungsbetrachtung: Der für die Simulation benötigte Wärmeübergangskoeffizient γ ist über die Definition der Nusseltzahl Nu

$$Nu = \frac{\gamma d}{\lambda} \quad (4.2)$$

mit der Wärmeleitung λ und der charakteristischen Länge d gegeben [71, 72]. Für die Nusseltzahl liegen anerkannte Näherungsansätze für zahlreiche geometrische Gegebenheiten vor, die aus dem VDI Wärmeatlas entnommen werden [74]. Für umströmte Körper ist die Nusseltzahl generell eine Funktion der Reynoldszahl Re , welche die Strömungsverhältnisse berücksichtigt und der Prandtlzahl Pr , die die Stoffeigenschaften des strömenden Fluides zusammenfasst

$$Nu = f(Re, Pr). \quad (4.3)$$

Für die Auswahl der richtigen Näherungsansätze sind in Bild 4.8 der innere und der äußere Wasserkreislauf skizziert.

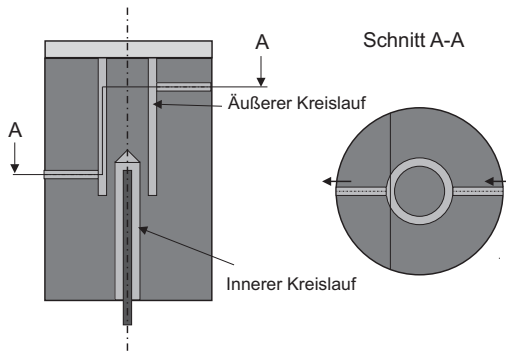


Bild 4.8: Geometrie der Wasserkanäle zur Bestimmung der Strömungsfälle im inneren und äußeren Kreislauf.

Der Wärmeübergang an einem konzentrischen Ringspalt gibt die Verhältnisse im äußeren Kühlkreislauf sehr gut wieder. Mit dem Innendurchmesser d_i , dem Außendurchmesser d_a und dem hydraulischem Durchmesser d_h bestimmt sich die Nusseltzahl nach VDI Wärmeatlas Kapitel Gd2 [74] direkt zu

$$Nu = 1,615 \cdot (1 + 0,14(d_i/d_a)^{0,1}) \sqrt[3]{Re \cdot Pr \cdot d_h/l}. \quad (4.4)$$

Der innere Wasserkreis wird mit einem durchflossenen Rohr abgeschätzt. Für ein durchflossenes Rohr ergibt sich die Nusseltzahl nach Kapitel Gb1 zu

$$Nu = 1,841 \cdot \sqrt[3]{Pr} \cdot \sqrt{Re \cdot Pr \cdot d_i/l} \quad (4.5)$$

bei turbulenter Strömung erweitert sich die Näherungsformel zu

$$Nu = \frac{\left((1,82 \log_{10} Re - 1,64)^{-2} / 8 \right) (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\left((1,82 \log_{10} Re - 1,64)^{-2} / 8 \right) (Pr^{2/3} - 1)}} \left\{ 1 + \left(\frac{d_i}{l} \right) \right\}^{2/3} \quad (4.6)$$

Nach der experimentellen Bestimmung des Volumenstroms Q durch den geschlossenen Wasserkreislauf, der Berechnung der Reynoldszahl und der Bestimmung der Prandtlzahl über das Tabellenwerk aus [74], werden die Wärmeübergangskoeffizienten γ der einzelnen Teilbereiche, welche in Abbildung 4.9 eingezeichnet sind, mit Hilfe der obigen Formeln abgeschätzt. Die Volumenströme wurden für 1 bar zu $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ und für 2 bar zu $1,4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$ bestimmt. Für die einzel-

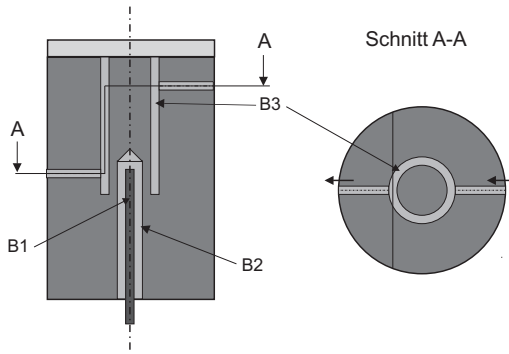


Bild 4.9: Spiegelskizze mit den beiden Wasserkreisläufen und den definierten Strömungsbereichen B1: Düsenzulauf, B2: Düsenablauf, B3: Umströmung des Stempels.

nen Strömungsbereiche sind in Tabelle 4.2 die Ergebnisse der Berechnung (B1-B3)

für den Zuleitungsdruck von 2 bar aufgeführt. Über den Querschnitt der Wasserkanäle lässt sich mit Hilfe des Volumenstroms Q die Strömungsgeschwindigkeit v bestimmen. Die Berechnung der Reynoldszahl gibt Aufschluss, ob im betrachteten Bereich eine turbulente oder laminare Strömung vorliegt. Die Grenze zwischen laminarer und turbulenter Strömung liegt bei einer Reynoldszahl von $Re = 2300$. Mit dem Ergebnis der Reynoldszahl und der Prandtlzahl von Wasser bei 20 °C lässt sich die Nusseltzahl mit der geeigneten Näherungsgleichung bestimmen. Der Wärmeübergangskoeffizienten γ ergibt sich abschließend über die Definition der Nusseltzahl. Die Abschätzung zeigt deutlich, dass zwischen dem äußeren und dem

	Einheit	Düse Zu	Düse Ab	Umströmung
Zeichnung		B1	B2	B3
A	10^{-6}m^2	0,196	2,356	18
v	m/s	7,225	0,601	0,078
Re		3597	598	152
Pr		7,001		
Nu		26,97	7,56	8,56
γ	$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$	32278	4523,9	2639,7

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Strömungsabschätzung in den Teilbereichen bei einem Wasserdruck von $P = 2$ bar.

inneren Kreislauf unterschiedliche Strömungsverhältnisse vorliegen. Der Düsenabflusses (B2) muss gesondert betrachtet werden. Beim Austritt des Wassers aus der Düse prallt der Wasserstrahl mit hoher Geschwindigkeit auf den Bohrgrund der Sacklochbohrung, so dass dort starke Verwirbelungen entstehen, welche sich bei Rohrleitungen erst nach mehreren Metern legen [71]. Somit wird für die Simulation im oberen aktiven Bereich (B2) des Stempels der Turbulenzwert Re aus B1 zur Berechnung des Wärmeübergangs genommen.

Durch die Abschätzung der Strömungsbedingungen sind alle Parameter des Modells bekannt. Die einzigen Variablen sind die Zu- und Abgangstemperaturen (T_1 - T_4 und T_2 - T_3) der beiden Wasserkreisläufe. Durch die Vorgabe dieser Temperaturen kann das Modell in erster Linie ein vorhandenes System wiedergeben. Durch Gleichsetzen der Zugangs- und Abgangstemperatur des jeweiligen Wasserkanals können sehr gute Abschätzungen bei Veränderungen des Designs gemacht werden.

Für die Auswertung der Simulationsergebnisse mit einer einheitlichen Definition der verwendeten Größen werden diese im Folgenden festgelegt und sind in Abbildung 4.10 eingezeichnet. Die Differenz der verformten Spiegeloberfläche zur Ausgangs-

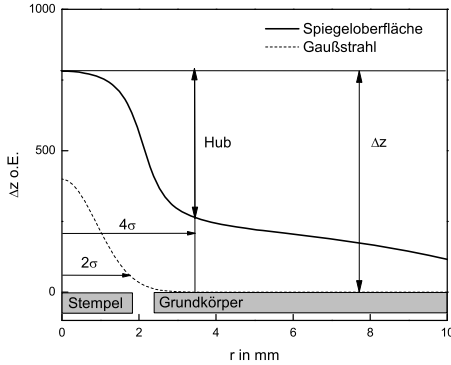


Bild 4.10: Definition der verwendeten Begrifflichkeiten zur Beschreibung der erzielten Deformationen anhand einer beispielhaft simulierten Oberflächenverformung des Stempelspiegels.

lage der Oberfläche erhält die Bezeichnung Δz . Diese Größe ist für den direkten Vergleich der einzelnen Simulationen geeignet und zeigt bei Parameterveränderungen die Auswirkungen auf die Gesamtverformung auf. Für die Bestimmung der Leistungsfähigkeit ist Δz jedoch nicht die geeignete Größe, sondern vielmehr der Hub des Spiegels, der tatsächlich vom Laserstrahl gesehen wird. Zur Definition dieses Hubes wird der als Konstruktionsgrundlage verwendete Gaußstrahl mit einem Radius $\omega_0 = 2\sigma = 1,8$ mm verwendet. Jedoch enthält die Fläche innerhalb des Radius beim Gaußstrahl per Definition nur 86 % der Leistung. An der Position $2\omega_0 = 4\sigma = 3,6$ mm enthält die Fläche 99,99 % der Laserleistung und wird als Grenze des vom Strahl abgedeckten Bereichs festgesetzt. Somit definiert sich der Hub zu

$$\text{Hub} = \Delta z(0) - \Delta z(4\sigma) \quad (4.7)$$

und ermöglicht bei der Charakterisierung des Spiegels in Abschnitt 4.3.3 den direkten Vergleich mit den interferometrischen Versuchsergebnissen.

4.3.2.2 Belastungsgrenze

Die Leistungsfähigkeit des aktiven Stufenspiegels hängt im Wesentlichen von der Elastizitätsgrenze des Glaskörpers ab. Durch die Verformung der Spiegeloberfläche

treten in der Verformungszone sowohl Druck als auch Zugspannungen auf. Mit 900 N/mm^2 für Druckbelastungen und 50 N/mm^2 für Zugbelastungen als Richtwert der Zerstörschwelle zeigt Glas bei schnell auftretenden Belastungen die typischen Eigenschaften eines spröden Werkstoffes. Zur Abschätzung der maximal erreichbaren Auslenkung Δz werden in einer Parameterstudie die Temperaturdifferenzen kontinuierlich erhöht. Dabei wird der erreichte Hub und die maximal vorherrschende Zugspannung im Glaskörper bestimmt.

Abbildung 4.11 zeigt das Ergebnis dieser Simulationsreihe. Dabei wurde die maximale ermittelte Zugspannung σ über dem Hub der Spiegeloberfläche aufgetragen. Der lineare Zusammenhang zwischen der Zugspannung und der Auslenkung ermöglicht eine einfache und genaue Ermittlung der Leistungsfähigkeit des Spiegels.

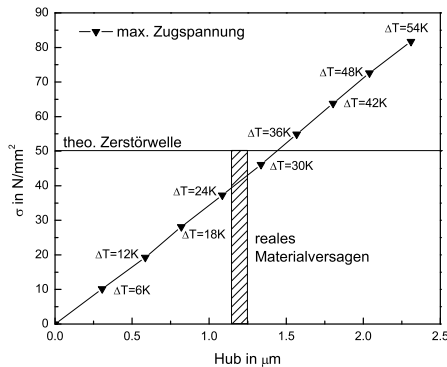


Bild 4.11: Simulation der max. im Glaskörper erreichten Zugspannung in Abhängigkeit des erzielten Hubes. Zusätzlich eingezeichnet ist die theoretische und real erreichte Grenze der Zugfestigkeit des Glaskörpers, sowie die verwendete Temperaturdifferenz ΔT .

Zusätzlich zu den Simulationsergebnissen ist in das Diagramm sowohl die theoretische Zerstörschwelle für Zugbelastung als auch der Bereich eingezeichnet, in dem die realen Bauteile versagten. Theoretisch ergibt sich eine maximale Auslenkung von $1,5 \mu\text{m}$, jedoch wird dabei von einer unverletzten polierten Materialoberfläche ausgegangen. Das reale Bauteil besitzt durch die eingebrachte Ultraschallbohrung im Bohrgrund zahlreiche Beschädigungen der Oberfläche durch Mikrorisse, welche die theoretische Grenze herabsetzen. Dadurch erklärt sich auch das frühere Versagen

der realen Bauteile. Es wurden drei Bauteile bis zu ihrer Zerstörung betrieben und die dabei erreichte Auslenkung protokolliert. Die Ergebnisse der Zerstörprüfung sind in der schraffierten Fläche im Diagramm wiedergegeben. Werden die Auslenkungen mit den Simulationsergebnissen verglichen, ergibt sich daraus eine maximal zulässige Zugspannung von $\sigma = 35 \text{ N/mm}^2$. Ein sicherer Betrieb des Spiegels ist bis zu einer Auslenkung von $1 \text{ }\mu\text{m}$ ohne weiteres möglich.

Die Ergebnisse der Zerstörprüfung erlauben neben der Ermittlung der realen Belastungsgrenze auch die Überprüfung des Simulationsergebnisses. So zeigt der Vergleich der Simulationsergebnisse mit dem realen Bruchbild in Abbildung 4.12 sehr gut die örtliche Übereinstimmung der maximalen Zugspannung mit dem Initialriss im realen Bauteil.

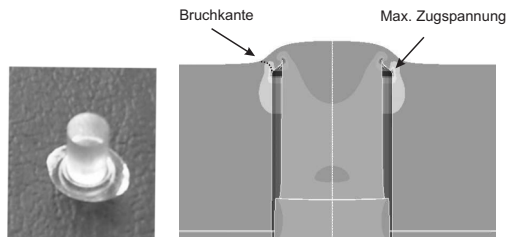


Bild 4.12: Vergleich des realen Bruchbildes (links) am Beispiel des ausgebrochenen Glasstempels mit der Spannungssimulation (rechts) mit eingezeichnetem Bruchverlauf.

4.3.2.3 Parameterstudien zu den Fertigungstoleranzen

Mit Hilfe der durchgeführten Parameterstudien sollen die Einflüsse der Fertigungstoleranzen auf die Leistungsfähigkeit des Spiegels abgeschätzt werden. Im Zuge der eingesetzten Fertigungsverfahren sind sowohl die Klebschichtdicke als auch die genaue Bohrtiefe der Ultraschallbohrung im Falle des dicken Spiegels nicht exakt bekannt. Für die Parameterstudien wird das Modell aus der Belastungsabschätzung beibehalten und mit einer gleichbleibenden Temperaturdifferenz von 30 K simuliert. Der Betriebspunkt mit einer Temperaturdifferenz von 30 K wird gewählt, um die erzielten Ergebnisse mit dem realen Bauteil vergleichen zu können, ohne den Spiegel zu nahe an der erwarteten theoretischen Zerstörschwelle zu betreiben. Die Bestimmung der realen Versagensgrenze wurde erst im Anschluss an

die Simulationen und nach dem Aufbau der Prototypen durchgeführt. Somit war die Temperaturdifferenz von 24 K für das reale Versagen zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt.

In der ersten Studie werden die Auswirkungen der Verbindungsschichtdicke zwischen Grundkörper und Glassubstrat auf die Auslenkung der aktiven Optik untersucht. Durch die manuelle Klebung können sich starke Schwankungen in der Klebstoffdicke ergeben. Ausgehend von einer bei der eingesetzten Technik minimal theoretisch erreichbaren Klebstoffdicke von $20\ \mu\text{m}$ wurde die Simulation bis zu einer vierfachen Dicke von $80\ \mu\text{m}$ durchgeführt. Trotz der großen Änderung des Parameters zeigen die Ergebnisse in Abbildung 4.13 keine wesentlichen Auswirkungen auf den erzielten Hub der aktiven Optik. Durch den nahezu 100-fach kleineren

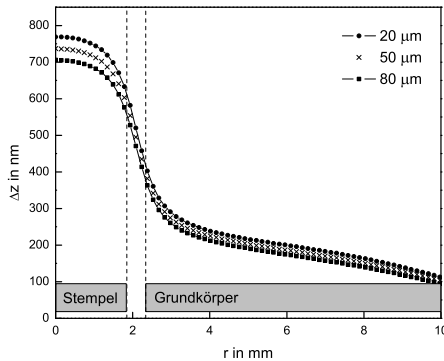


Bild 4.13: Parameterstudie der Klebstoffdicke für 20, 50 und $80\ \mu\text{m}$ bei konstanter Temperaturdifferenz von $\Delta T = 30\ \text{K}$.

Elastizitätsmodul des Klebstoffes gegenüber Stahl wird der aufgebaute Druck des Stempels in einer dickeren Klebeschicht stärker abgebaut. Das Resultat ist eine geringere Auslenkung der Spiegeloberfläche bei steigenden Klebstoffschichtdicken. Ebenfalls verringern sich die Zugspannungen im äußeren Grundkörperbereich, was zu einer geringeren Anhebung der Spiegeloberfläche führt. Der effektive Unterschied zwischen dem inneren und äußeren Bereich, welche vom Laser bestrahlt werden, ändert sich bei $\Delta T = 30\ \text{K}$ und einer Vervierfachung der Klebstoffschichtdicke um ca. 40 nm. Aus den Ergebnissen vorab vorgenommener Versuchsklebung ist eine Schichtdicke von $35\ \mu\text{m} \pm 10\ \mu\text{m}$ zu erwarten. Die daraus resultierenden Auswir-

kungen auf die Leistungsfähigkeit der aktiven Optik können somit vernachlässigt werden.

Gegenüber den Ergebnissen der Klebstoffdickenstudie sind die Auswirkungen der Reststegdicke auf den Hub deutlich größer. In Abbildung 4.14 sind die Verschiebungen der Spiegeloberfläche für die einzelnen Reststegwerte über dem Radius der Optik aufgetragen. Variiert wurde die Reststegdicke um die konstruktive Zielgröße von 0,5 mm im Bereich von $\pm 0,2$ mm in 0,1 mm Schritten. Durch die konstante

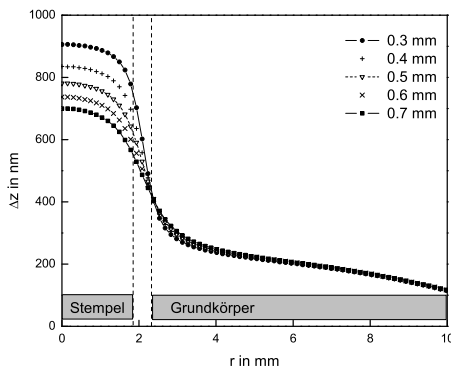


Bild 4.14: Variation der Reststegdicke bei konstanter Temperaturdifferenz von 30 K und einer Variation der Reststegdicke von 0,3-0,7 mm.

Klebstoffdicke ergeben sich im Bereich des Grundkörpers keine Unterschiede für die einzelnen Reststegdicken für $r > 2,5$ mm. Im Bereich des Übergangs zwischen Grundkörper und Stempel werden durch die geringere Steifigkeit die Übergänge deutlicher schärfer. Die größte Auswirkung zeigt sich jedoch im erreichbaren maximalen Hub. Wird die maximal erreichte Deformation in Abhängigkeit von den Reststegdicken über der angelegten Temperaturdifferenz aufgetragen, ergeben sich Ursprungsgeraden, die in Abbildung 4.15 als Geradenschar dargestellt sind. Sie verdeutlichen die Bandbreite der Leistungsfähigkeit, die durch die Toleranzen der Ultraschallbohrung zu erwarten sind. Zusätzlich sind im Diagramm exemplarisch Linien gleicher maximaler Zugspannung im Spiegelsubstrat eingezeichnet. Sie geben Aufschluss, wann bei den unterschiedlichen Reststegdicken mit dem Erreichen der Versagensgrenze von 40 N/mm^2 gerechnet werden muss.

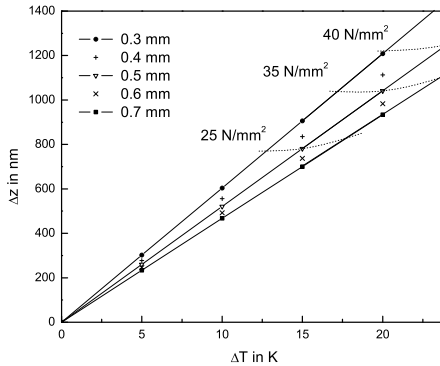


Bild 4.15: Simulationsergebnisse der Deformation über der Temperaturdifferenz für die Reststegdicken von 0,3-0,7 mm mit eingezeichneten Linien gleicher max. Zugspannung im Spiegelsubstrat.

Diese Abschätzungen mit Hilfe der Parameterstudien zeigen, dass bei der Fügung des Spiegels mit dem Grundkörper eine enge Toleranz der Klebstofffilmdicke nicht nötig ist. Die Tiefe der Ultraschallbohrung und der daraus resultierende Reststeg beeinflusst die erzielbare Deformation des Spiegels durch die variierende Steifigkeit hingegen stark. Da die Auswirkungen auf den Hub aber mit einem linearen Faktor beschrieben werden kann, bleibt der Spiegelhub einfach berechenbar. Lediglich die mechanische Festigkeit muss im Auge behalten werden. So ergibt sich beim Vergleich des Ergebnisses der Deformation bei einer Reststegdicke von 0,3 mm mit den Ergebnissen der Belastungsgrenzen von 40 N/mm² aus Abschnitt 4.3.2.2, dass mit einem Versagen des Spiegels schon bei einer Temperaturdifferenz von 20 K gerechnet werden muss. Die 40 N/mm² erreicht zum Vergleich der Spiegel mit dem konstruktiven Nennmaß von 0,5 mm Reststegdike erst bei einer Temperaturdifferenz von 24 K.

4.3.3 Charakterisierung der optischen Oberfläche

Für die Charakterisierung der Optik wird die optische Oberflächenqualität der aufgebauten aktiven Optiken überprüft. Das Hauptaugenmerk liegt dabei, in wie weit sich die gewählte Konstruktion und Verbindungstechnik auf die Optik auswirkt und

ob eine hinreichende Oberflächenqualität erreicht wird, die einen resonatorinternen Einsatz ermöglicht. Im zweiten Teil wird die Funktionsfähigkeit der Optik getestet. Dabei wird der erzielbare Hub in Abhängigkeit unterschiedlicher Durchflussmengen ermittelt und die Ergebnisse mit der Parameterstudie zur Reststegdicke verglichen. Mit Hilfe von Höhenprofilen an mehreren Betriebspunkten werden die Form der erzeugten Deformation und der erzielte Hub mit den Ergebnissen des Simulationsmodells verglichen.

Hierfür werden die Optiken in den Objektarm des extra für diese Arbeit entwickelten und in Kapitel 2.3 vorgestellten Interferometers eingebaut. Wie in den Strömungsabschätzungen zur Simulationen berücksichtigt, sind die beiden Wasserkreisläufe miteinander verbunden, so dass im gesamten System bei konstantem Druck im Zulauf der gleiche Volumenstrom Q vorherrscht. Zwischen dem Äußeren und dem inneren Kreislauf erfolgt die Erhitzung des kalten Wassers mit Hilfe eines Peltierelementes. Dies ermöglicht eine einfache Steuerung der Temperaturdifferenz über die elektrische Leistungsaufnahme des Peltierelementes. Die vorherrschenden Temperaturen in den Zu- und Abläufen der beiden Kreisläufe messen Temperatursensoren (Pt 100-Elementen), die gegenüber einem geeichten Temperaturmesser kalibriert wurden. Die Auswertung der Experimente erfolgt über die im Phasenshift-Verfahren gewonnenen Interferometerbilder.

4.3.3.1 Optische Oberfläche

Für die Charakterisierung der optischen Oberfläche werden die beiden Varianten der aktiven Optik aus Abbildung 4.5 in das Interferometer eingebaut und bei einheitlicher Wassertemperatur ($\Delta T = 0\text{K}$) vermessen. Das Interferometer ermöglicht die Vermessung der gesamten Spiegeloberfläche mit einem Durchmesser von 25 mm. In Abbildung 4.16 sind die Interferenzbilder der beiden Varianten direkt gegenübergestellt. Visuell ergeben sich deutliche Unterschiede in der Oberflächenbeschaffenheit zwischen den beiden Varianten, die im Folgenden quantitativ ausgewertet und diskutiert werden.

Die Auswertung der Interferenzbilder bestätigt den visuellen Eindruck. Das linke Bild in Abbildung 4.17 zeigt die aus den Interferenzbildern errechnete Spiegeloberfläche. Die hellen Flächen stellen gegenüber den dunklen die angehobenen Stellen dar. Die inhomogene Verteilung und der starke Kontrast lassen zusätzlich auf eine sehr wellige Oberfläche mit starken Gradienten schließen. Bestätigt wird dies durch die beiden orthogonalen Schnitte durch die Oberfläche des Spiegels, die auf

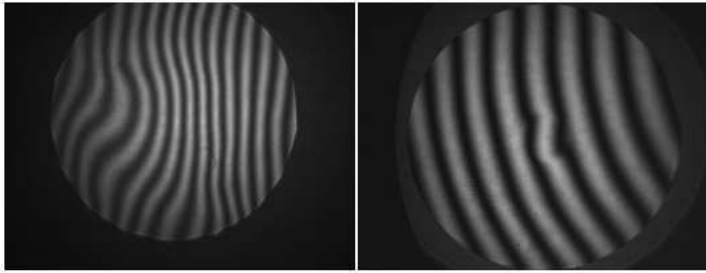


Bild 4.16: Qualitativer Vergleich der optischen Oberflächen anhand von aufgenommenen Interferenzbildern nach Fertigung der Variante 1, dünner Spiegel (links), und Variante 2, dicker Spiegel (rechts), bei $\Delta T = 0$ K.

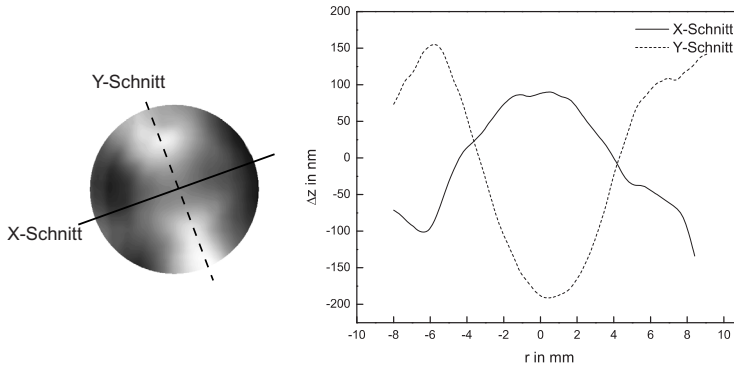


Bild 4.17: Asphärische Anteile der Oberfläche des dünnen Spiegels (links) mit den beiden Höhenprofilen entlang der eingezeichneten Achsen (rechts) bei $\Delta T = 0$ K.

der rechten Seite der Abbildung 4.17 über den Radius r aufgetragen sind. Sie zeigen quantitativ die Höhe der Deformationen. Die Nulllinie wird dabei automatisch in die Mitte der Deformation gelegt, so dass die Abweichungen sowohl in positiver als auch in negativer Richtung aufgetragen werden. Die beiden Schnitte sind das Resultat einer Sattelfläche mit einer Abweichung zur theoretischen Nulllinie von bis zu 200 nm. Mit dieser Oberfläche ist der Spiegel nicht in einem Laserresonator einsetzbar.

Die Auswertung des dicken Spiegels zeigt in Abbildung 4.18 auf der linken Seite im Gegenzug eine nahezu plane Oberfläche. Im Zentrum des Spiegels zeichnet sich

der Stempel scharf in der Oberfläche ab. Für ein besseres Verständnis warum, der Stempel sich so deutlich abzeichnen werden auch beim dicken Spiegel (Variante 2) zwei Schnitte durch die Oberfläche gelegt und das Höhenprofil ist auf der rechten Seite aufgetragen.

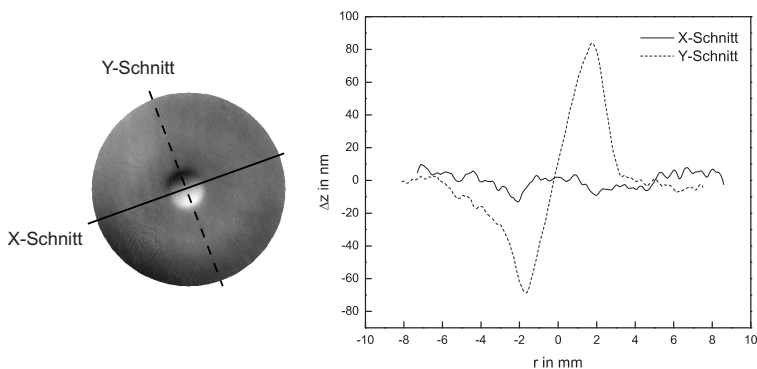


Bild 4.18: Asphärische Anteile der Oberfläche des dicken Spiegels (links) mit den beiden Höhenprofilen entlang der eingezeichneten Achsen (rechts).

Der X-Schnitt zeigt eine horizontale Linie mit einer Restwelligkeit von ± 10 nm um die Nulllinie. Bei einer Auflösung des Interferometers von 15 nm ist die Oberfläche in dieser Achse quasi deformationsfrei. Durch den Y-Schnitt wird deutlich, dass der Stempel in Richtung des Y-Schnittes gegenüber der restlichen Spiegeloberfläche verkippt ist. Der Drehpunkt der Verkipfung liegt dabei im Zentrum des Stempels und es bildet sich die symmetrische Deformation um die Nulllinie aus, die den Stempel im linken Oberflächenbild so deutlich abzeichnen lässt. Der Kippwinkel β errechnet sich in paraxialer Näherung aus dem Quotienten des Betrages der symmetrischen Deformation und dem Stempeldurchmesser zu

$$\beta = \frac{150 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{3,75 \cdot 10^{-3} \text{ m}} = 40 \cdot 10^{-6} \text{ rad.}$$

Für einen einsatzfähigen Spiegel mit maximal zulässiger Deformation von 20 nm muss die verwendete Fügetechnik gewährleisten, dass eine Verschiebung des Stempels gegenüber dem Grundkörper auf maximal 40 nm begrenzt ist. Mit dem manuellen Fügeverfahren, welches in dieser Arbeit angewendet wurde, ist dies nicht zu erreichen.

4.3.3.2 Funktion

Nach der Charakterisierung der optischen Oberfläche wird für den Funktionstest die Variante 2 der aktiven Optik verwendet. Hierfür verbleibt der Spiegel im Interferometer und die beiden Wasserkreisläufe sind miteinander verbunden. Die Temperaturdifferenz zwischen dem inneren und dem äußerem Kreislauf wird weiterhin mit Hilfe eines Peltierelements realisiert und an den Zu- bzw. Abflüssen über PT 100-Elemente überwacht. Die Temperaturdifferenz wird dabei als Differenz der beiden Zuläufe definiert. Aus der Auswertung der vorgenommen Interferometermessungen errechnet sich der erreichte Hub nach der Definition aus Abbildung 4.10.

Neben dem erzielten Hub ist für die Funktionsfähigkeit die Form der erzielten Deformation von entscheidender Bedeutung, da sie die Korrektur an der Phasenfront vornimmt. Für die Bestimmung der Formtreue werden die Messpunkte für 2 bar Wasserdruck aus den durchgeführten Messreihen als Beispiel herangezogen und mit den Simulationsergebnissen für diese Parameter verglichen. Im Diagramm der Abbildung 4.19 sind die Schnitte durch das Zentrum der Spiegeloberfläche für die vier Betriebspunkte mit den dazugehörigen Simulationen über dem Radius r aufgetragen. Um ein vergleichbares Ergebnis zwischen der realen Deformation und der Simulation zu erhalten, wird nur der X-Schnitt aus der Oberflächenvermessung herangezogen, in dem die Verkipfung des Stempels nicht zum Tragen kommt. Dabei wird die Nulllinie des Schnittes auf der Spiegeloberfläche belassen und mit der simulierten Oberfläche gleichgesetzt.

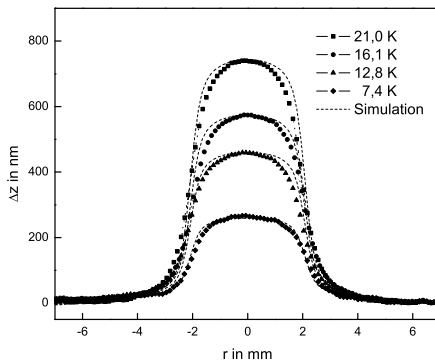


Bild 4.19: Vergleich der Simulation mit den gemessenen Oberflächenprofilen für die Temperaturdifferenzen von 21; 18,1; 12,8; 7,4 K bei 2 bar.

Das Ergebnis des Vergleiches zeigt neben der sehr guten Übereinstimmung des Hubes, auch eine weitestgehende Deckungsgleichheit zwischen der simulierten und der realen vorhandenen Oberfläche. Lediglich bei sehr großen Auslenkungen ist der Übergang zum Stempel in der Realität weicher als die Simulation erwarten lässt.

Die Ergebnisse der Versuchsreihen mit 1 und 2 bar Wasserdruck sind in Abbildung 4.20 zusammengefasst. Zusätzlich zum vorgenommenen linearen Fit durch die Messergebnisse wird zum Vergleich das Ergebnis der Reststegparameterstudie aus Abbildung 4.14 hinterlegt.

Sowohl die Messergebnisse für 1 bar als auch die Ergebnisse für 2 bar liegen mit einem Bestimmtheitsgrad von 99,98 % auf der berechneten Fitgeraden. Daraus wird geschlossen, dass die Strömungsverhältnisse in den Wasserkanälen in beiden Fällen voll ausgebildet sind. Des Weiteren verhält sich der Spiegel im Einsatzbereich vollkommen linear nach der eindimensionalen Wärmeausdehnung. Wird die gefittete Gerade $Y = A + B \cdot X$ mit Gleichung 4.1 verglichen, ergibt sich durch Koeffizientenvergleich eine theoretische aktive Materiallänge

$$l_0 = \frac{B}{\alpha}. \quad (4.8)$$

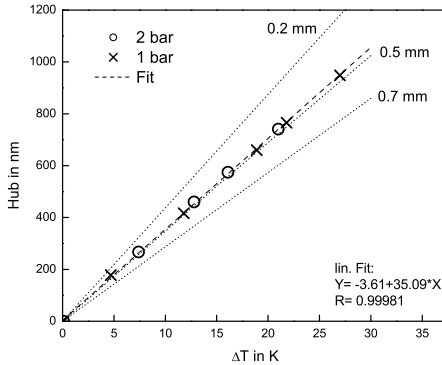


Bild 4.20: Erzielter Hub für zwei Zulaufwasserdrücke mit linearem Fit im Vergleich mit den Simulationen zur Reststegdicke.

Im vorliegenden Fall errechnet sich mit dem Ausdehnungskoeffizient $\alpha = 16 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ und dem Koeffizienten B der Fitgeraden die aktive Länge zu 2,19 mm. Dieses Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Eingangs Abschnitt 4.3.1 abgeschätzten 2 mm. Mit Einführung der theoretischen aktiven Länge l_0 ist der aktive Spiegel in Bezug auf den Hub vollständig charakterisiert und ermöglicht eine exakte Vorausberechnung und Steuerung des Spiegels über die Temperaturdifferenz ΔT . Der Vergleich mit den Simulationen für die Reststegdicke ergibt, dass der am realen Spiegel vorliegende Reststeg sehr gut mit dem Konstruktionsmaß von 0,5 mm übereinstimmt.

4.3.4 Zusammenfassung

Im Rahmen des hier vorgestellten thermisch aktiven Spiegel konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe von thermischen Aktuatoren kostengünstig hochgenau gewünschte Deformationen der Spiegeloberfläche realisiert werden konnten. Dabei wurden durch ein radialsymmetrisches Simulationsmodell die Funktion und die Belastungsgrenzen der eingesetzten Materialien vorab berechnet. Aufbauend auf diesen Simulationsergebnissen wurden zwei Varianten des thermisch aktiven Stufenspiegels aufgebaut und auf ihre optische Oberflächenqualität und Funktionsfähigkeit hin untersucht. Die Variante 1 zeigte durch das verwendete dünne Spiegelsubstrat nach

dem Verkleben mit dem Grundkörper eine stark inhomogen deformierte Oberfläche mit einer Welligkeit von $\lambda/5$. Aus diesem Grund wurde der dünne Spiegel (Variante 1) nicht weiter untersucht.

Im Gegensatz dazu zeichnete sich der dicke gebohrte Spiegel (Variante 2) mit dem dicken Glassubstrat im Grundzustand durch eine sehr gute Oberflächenqualität im Bereich des Grundkörpers mit einer Restwelligkeit von $\pm 10\text{nm}$ aus. Lediglich verhinderte die manuell durchgeführte Verbindungstechnik mit der sich dadurch ergebenden Verkippung des Stempels bezüglich des Grundkörpers eine nicht optimale Gesamtoberfläche des Spiegels. Dadurch war ein sinnvoller Einsatz des Spiegels in einem Scheibenlaserresonators nicht möglich. Die eingebrachten Wellenfrontstörungen durch die Stufe in der Spiegeloberfläche wären gegenüber den thermisch induzierten Wellenfrontdeformationen zu groß, um eine grundlegende Aussage über die Kompensationsmöglichkeiten zu machen. Bei einer verbesserten Aufbau- und Verbindungstechnik sollte die Kompensation jedoch durch die präzise Einstellbarkeit des Hubes und der Übereinstimmung der Spiegeloberfläche mit der Wellenfrontstörung gegeben sein. Bei den durchgeführten Funktionstest konnte gezeigt werden, dass der Stempelspiegel mit dem dicken Substrat für mehrere Wasserdrücke ein gleichbleibendes hysteresefreies lineares Verhalten über der Stellgröße der Temperaturdifferenz ΔT aufweist. Mit der Einführung der theoretisch aktiven Länge l_0 wurde eine Größe geschaffen, die den Spiegel bezüglich des Ausdehnungsverhaltens eindeutig charakterisiert und eine einfache Vorausberechnung des Hubes ermöglicht. Bei der Charakterisierung der Oberfläche im Betrieb konnte an mehreren Messpunkten die Formtreue der Stufe nachgewiesen werden. In allen durchgeführten Untersuchungen erwies sich das radialsymmetrische Simulationsmodell mit den vorgenommenen Abschätzungen der Strömungsverhältnisse als geeignet, den Spiegel in seinem Verhalten vollständig nachzubilden.

4.4 Elektro-thermischer Heizkreisspiegel

Die Erzeugung sogenannter maßgeschneiderter Moden (customized modes) kann mit Hilfe eines einzelnen Aktuators nur schwer erreicht werden. Je nach gewünschter Modenstruktur sind komplexe Oberflächenstrukturen auf der aktiven Optik notwendig, die von der Optik ein hohes Maß an Flexibilität und Auflösungsvermögen verlangen. Dabei ist nicht nur die zum Laserstrahl koaxiale Auflösung des Hubes von Interesse, sondern vielmehr die radiale Auflösung, um die Phasenfronten für die Moden geeignet zu modulieren. Im Folgenden wird ein Konzept für

eine radialsymmetrische thermisch aktive Optik vorgestellt, das ausgelegt ist maßgeschneiderte Moden im Scheibenlaserresonator zu erzeugen. Durch den Einsatz elektro-thermischer Aktuatoren stellt dies eine wirtschaftliche Lösungsmöglichkeit gegenüber hochauflösenden Piezo-Spiegeln dar.

4.4.1 Wirkprinzip und Aufbau

Die Konstruktion der radialsymmetrischen aktiven Optik besteht aus vier miteinander verbundenen Baugruppen. Die Basis des aktiven Elements ist der hutförmige Kühlkörper aus einer Kupfer-Wolfram-Knetlegierung, die in ihrer Wärmeausdehnung an das verwendete Glassubstrat angepasst ist. Des Weiteren dient er zur Aufnahme der Medienversorgung und als Montageplattform für den Schutzrahmen mit den elektrischen Steckverbindungen für die 32 diskreten Heizkreise. Durch die angepassten Außenmaße lässt er sich und damit der gesamte aktive Spiegel in einen 2-Zoll Spiegelhalter einsetzen und ermöglicht auf diese Weise einen leichten justagefreundlichen Einbau in einen Resonator oder optischen Aufbau. Die Kontaktierung des Heizelements mit der Kühlfläche wird über eine Klebeverbindung realisiert. Das aktive Heizelement ist eine Keramikplatine mit konzentrischen Widerstandsleiterbahnen. Die Platine besteht aus der Keramik Al_2O_3 mit einer Wärmeausdehnung sehr nahe an den Fügepartnern und hat das Format von $47 \times 47 \text{ mm}^2$ und besitzt eine Dicke von 0,25 mm. Die Widerstandsleiterbahnen auf der Oberseite der Platine, im Folgenden Heizkreise genannt, bestehen aus einer leitenden Paste mit einem spezifischen Widerstand von $0,0229 \Omega \cdot \text{mm}$. Die Paste wird in Dickschichttechnik auf das dünne Keramikplättchen aufgedruckt und anschließend gebrannt. Mit der gleichen Technik entstehen die Zuleitungsbahnen auf der Unterseite der Platine. Verglichen mit den Heizkreisen ist ihr spezifischer Widerstand allerdings um das 50-fache kleiner. Die Heizkreise haben eine Breite von 0,3 mm, die Dicke der Schicht beträgt $16 \mu\text{m}$. Sie sind konzentrisch in einem Abstand von 0,3 mm angeordnet. Das Bild 4.21 zeigt den schematischen Aufbau der thermisch aktiven Platine. Die Durchkontaktierung zwischen den hochohmigen Heizkreisen und den niederohmigen Zuleitungsbahnen erfolgt über kleine Bohrungen durch die Platine an jeweils gegenüberliegenden Punkten der Heizkreise.

Das dünne Spiegelsubstrat ist direkt mit dem Heizelement verklebt und stellt die deformierbare Oberfläche der Optik dar. Die Oberfläche des Quarzglas-Substrates ist mit einer hochreflektiven Beschichtung für eine Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ versehen. Das Substrat besitzt eine Dicke von 0,5 mm und hat einen Durchmesser von 40 mm. Eine Deformation der Oberflächenkontur wird durch die gezielte Erwär-

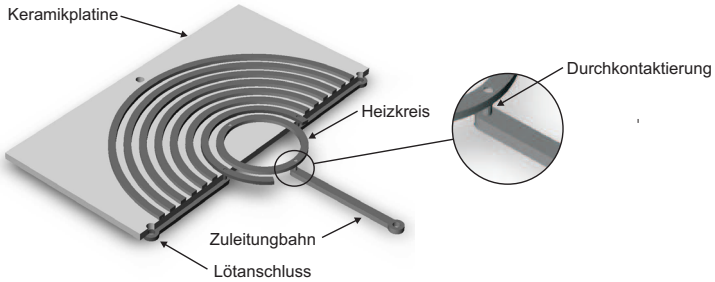


Bild 4.21: Partielle schematische Prinzipskizze des Heizelement mit obenliegenden Heizkreisen und untenliegenden Zuleitungsbahnen. Eine ausgeführte Durchkontaktierung ist im Detailausschnitt hervorgehoben [61].

mung des Werkstoffverbundes und der damit einhergehenden Wärmeausdehnung der Festkörper erreicht. Die nötige Heizleistung wird am ohmschen Widerstand der Leiterbahnen erzeugt. Hierbei wirkt jede der 32 einzelnen Leiterbahnen wie ein diskretes elektrisches Heizelement, das sich entsprechend der jeweils angelegten Laststromstärke erwärmt. Entsprechend der Gestaltung und Anordnung der Leiterbahnen ist es möglich dem Glassubstrat rotationssymmetrische Erhebungen aufzuprägen.

Neben der thermischen Ausdehnung des Festkörpers als Aktuator ist die Wärmeleitung hauptverantwortlich für die erzielbare Auflösung zwischen den Heizkreisen. Besitzt ein homogener isotroper Festkörper einen räumlichen Temperaturgradienten, so stellt sich eine Wärmestromdichte q

$$q = \frac{Q}{A} = -\lambda(T) \nabla T(r, \varphi, z) \quad (4.9)$$

ein [58]. Die Wärmestromdichte, die den Wärmestrom Q pro Austauschfläche A beschreibt, ist proportional zum räumlichen Temperaturgradienten $\nabla T(r, \varphi, z)$ und dem Proportionalitätsfaktor $\lambda(T)$. Im Allgemeinen wird $\lambda(T)$ als spezifische Wärmeleitfähigkeit bezeichnet und steht als Stoffkonstante bei definierter Umgebung in Tabellenwerken zur Verfügung [74]. In Anlehnung an das Kühlkonzept des Scheibenlasers wird bei der Auslegung des Heizkreisspiegels darauf geachtet, dass sich zwischen den Heizelementen und dem Kühlkörper ein quasi 1-dimensional Wärmefluss einstellt und ein Wärmefluss in radialer Richtung zu den benachbarten Heizelementen minimiert wird. Zusätzliche Wärmebarrieren zwischen Heizelement und Kühlkörper sind zu verhindern, da sie den quasi 1-dimensionalen Wärmefluss

behindern und das radiale Auflösungsvermögen durch eine resultierende radiale Wärmeleitung herabsetzt. Zur Gewährleistung einer kurzen Abklingzeit der thermischen Deformationen und um eine Überhitzung zu verhindern, ist die Optik mit einer Wasserkühlung ausgestattet. Die Kühlung ist somit der Rückstellmechanismus der Dehnstoff - Aktuatoren. Eine schnelle Wärmeabfuhr sorgt außerdem dafür, dass der Einflussbereich eines einzelnen Aktuators auf seine unmittelbare Umgebung scharf begrenzt bleibt. Dadurch wird die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Heizkreise verringert und die räumliche Auflösung erhöht. Der gesamte Aufbau mit Schutzrahmen ist mit der Detailvergrößerung des Spiegels auf der Platine in Bild 4.22 zu sehen.

Für eine sinnvolle Verwendung des Spiegels im Resonatorbetrieb erwies sich die Praxis, ein einzelnes Netzteil pro Heizkreis zu benutzen, als nicht praktikabel. Aus dieser Erfahrung heraus und in Hinblick auf einen Einsatz des Spiegels außerhalb des Laborbetriebes wurde eine Steuereinheit entwickelt, die modular aufgebaut ist und rechnergestützt die einzelnen Heizkreise ansteuert. Jeweils acht Module finden in einem 19"-Einschub Platz. In Bild 4.23 ist das Funktionsschema der Spiegelansteuerung skizziert. Für die Versuchsreihen in dieser Arbeit reichen die acht zur Verfügung stehenden Heizkreise aus, um den Laserstrahl mit einer ausreichenden Auflösung zu beeinflussen. Für Scheibenlaser mit einer Ausgangsleistung von mehreren kW und damit einhergehenden größeren Strahldurchmessern im Resonator kann die Ansteuerung mit weiteren Stromreglern modular bis auf 32 Kanäle erweitert werden.

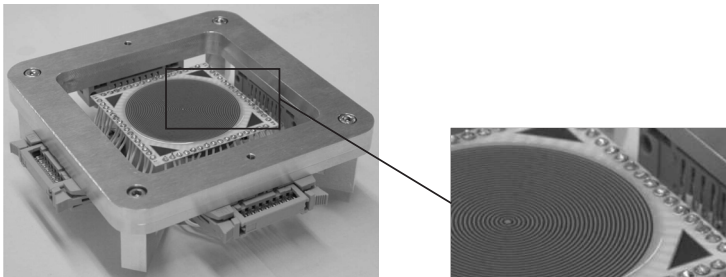


Bild 4.22: Gesamter Aufbau des Heizkreisspiegels inklusive angebaubtem Schutzrahmen mit der elektrischen Schnittstelle. Im vergrößerten Detailausschnitt des Heizplatinen-Spiegel-Verbundes ist der auf dem Heizelement verklebte Spiegel zu sehen.

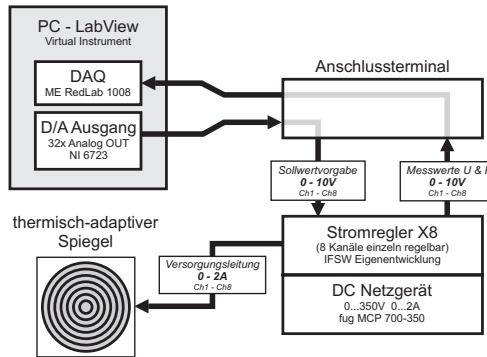


Bild 4.23: Funktionsschema der Steuer- und Messkette des Heizkreisspiegels mit Steuer-PC, Stromregler und Versorgungsnetzteil [61].

Herzstück des Stromreglers ist eine Mutterplatine im Format für ein 19"-Einschub. Auf ihrer Rückseite befinden sich die Schnittstellen für die Steuersignale, die Leistungsanschlüsse und die Abgänge für die einzelnen Heizkreise. Die eigentliche Stromsteuerung für die Heizkreise erfolgt über Steckplatten, die senkrecht auf die Mutterplatine aufgesteckt werden. Die Steckkarten beherbergen für jeden Kanal einen eigenen Taktregler, der verlustarm die benötigte Leistung für die vorgewählte Stromstärke aus der Versorgungsspannung herausgreift. Des Weiteren ist jede Steckkarte über Lötbrücken eindeutig binär codiert und einem Kanal zugewiesen. Die Umsetzung des Steuersignals von 0 - 10 V auf die Spanne der Stromstärke von 0-2 A wird über 2 Potenziometer auf jeder Platine kalibriert.

Neben der manuellen Ansteuerung der einzelnen Kanäle über Drehpotentiometer, wurde über die externe Schnittstelle des Stromreglers eine einfache und übersichtliche Ansteuerungsmöglichkeit geschaffen. Über eine rechnerinterne 32 Kanal-D/A Wandlerkarte werden wie im Bild 4.23 veranschaulicht die Steuersignale (0-10 V) an die Elektronik gegeben. In der ersten Ausbaustufe finden 8 der 32 zur Verfügung stehenden analogen Kanäle Verwendung. Des Weiteren werden über die binären Digitalausgänge der D/A-Wandlerkarte die einzelnen Kanäle binär codiert angesprochen und die aktuell anliegenden Spannungswerte abgefragt, welche über eine Datenerfassungskarte an den Rechner übergeben und erfasst werden. Die Schnittstelle zum Benutzer ist über ein Labview-Programm realisiert. Es ermöglicht die Ansteuerung der einzelnen Kanäle und das Setzen und Abspeichern von Standardwerten. Neben der einfachen Steuerung des Spiegels ermöglicht die realisierte

Schnittstelle in Zusammenarbeit mit einer Sensoreinheit den Aufbau einer adaptiven Optik mit einer Zeitkonstanten im Bereich von einer Sekunde.

4.4.2 Simulation

Zu Beginn dieses Abschnittes wird das entwickelte Modell vorgestellt und die vorgenommenen Vereinfachungen erläutert. Die Auswirkungen der Fertigungstoleranzen auf das Auflösungsvermögen und die Leistungsfähigkeit sind Gegenstand der durchgeführten Parameterstudien. Auf umfangreiche Studien zur Materialauswahl und zu geometrischen Größen wird in dieser Arbeit verzichtet und auf die Ergebnisse des Forschungsprojektes Thermisch aktivierte Bauelemente für die adaptive Optik (ThermAO) der Landesstiftung Baden-Württembergs verwiesen [59]. Der Vergleich des Simulationsmodells mit dem Verhalten des realen Bauteils wird unter Berücksichtigung der exakten Verbindungsschichtdicken in Abschnitt 4.4.3 vorgenommen.

4.4.2.1 Modell

Aufbauend auf dem Simulationsmodell, das im Projekt ThermAO zur Auslegung der Heizplatine Verwendung fand [59], wurde das Modell um die Anbindung und die ausgeführte Geometrie des Kühlkörpers erweitert und somit an den real umgesetzten aktiven Spiegel angepasst. Durch den komplexeren vielschichtigen Aufbau des Heizkreisspiegels ist eine exakte Nachbildung des Spiegels sehr aufwendig und rechenintensiv. Um die Rotationssymmetrie zu erhalten, wurde die quadratische Form der Platine außer Acht gelassen und nur der rotationsymmetrische Innenbereich mit den Heizkreisen modelliert. Die Zuleitungsbahnen werden nicht einzeln ausgeführt, sondern durch eine homogene Schicht mit dem Material und der Dicke der Leiterbahn berücksichtigt. Von den 32 Heizkreise auf der Frontseite der Platine sind drei Heizkreise ausgeführt, welche frei auf der Platinenoberfläche platziert werden können. Dies ermöglicht neben der Simulation einzelner Heizkreise auch die Simulation der Wechselwirkungen zwischen benachbarten Heizkreisen und die Nachbildung komplexerer Oberflächen mit mehreren Heizkreisen. Das mit diesen Vereinfachungen erstellte Modell ist in einem Beispiel für einen aktiven Heizkreis in Abbildung 4.24 dargestellt.

Die acht Schichten des Modells bauen auf der Leiterbahnplatine aus der Keramik Rubalit 708S und den hochohmigen Leiterbahnen aus 7400 AgPd auf der Vorderseite und der niederohmigen Zuleitungen aus 7474AgPd auf der Rückseite auf. Passiviert werden die Zuleitungsbahnen durch eine Glaspasivierung aus dem Material

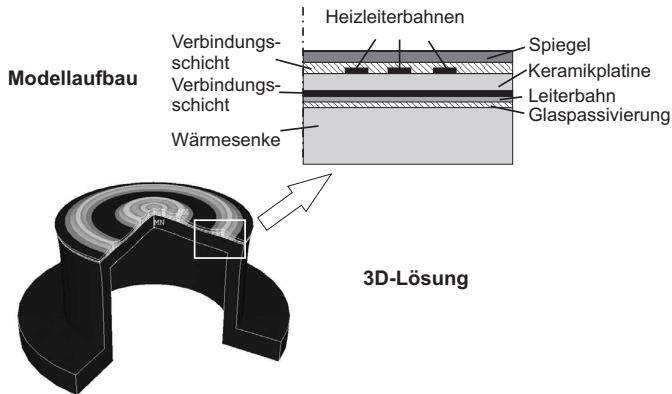


Bild 4.24: Simulationsmodell aufbau des Heizkreisspiegels mit einer dreidimensional expandierten Lösung einer Deformationsrechnung mit drei aktiven Heizkreisen.

QQ550. Sowohl das Spiegelsubstrat aus Quarzglas als auch der Kühlkörper aus der Kupferwolframnetlegierung Cu/W werden mit dem Hochtemperaturoxidharz Duralco 4460 mit der Platine verklebt. Die Tabelle 4.3 fasst die simulationsrelevanten Materialkennzahlen zusammen.

	Dicke [mm]	Wärmeleitung [W/mK]	Wärmedehnung [1/K]	E-Modul [N/m ²]
Quarzglas	0,5	1,4	0,57	72
Duralco 4460	0,055 ²	0,58	64	5
7400 AgPd	0,016	120 ³	7 ²	130 ⁴
Rubalit 708S	0,25	24	6,8	340
7474 AgPd	0,016	200 ³	7 ²	130 ⁴
QQ550	0,01	0,2 ³	7,3 ²	82 ²
Duralco 4460	0,015 ²	0,58	64	5
Cu/W	3	225	8,3	280
Legende		² = in Grenzen variabel	³ = abgeleitet	⁴ = abgeschätzt

Tabelle 4.3: Materialaufstellung des Heizkreisspiegels mit der verwendeten geometrischen Größe (Schichtdicke) und den simulationsrelevanten Materialkennzahlen: Wärmeleitung, Wärmedehnung und Elastizitätsmodul.

Den erstellten und vernetzten Bereichen werden die jeweiligen Materialeigenschaften zugewiesen, die aus Herstellerangaben übernommen wurden. Wie bereits beim Stempelspiegel wird auch in diesem Modell die Wassertemperatur nicht direkt auf die Innenfläche des Kühlkörpers aufgeprägt, sondern über den konvektiven Wärmeübergang zwischen Wasser und Bauteil eingebracht. Bei der Auslegung der Übergangsschicht im Kühlfinger konnte auf die Ergebnisse von Karsten Contag für die Kühlfingerauslegung des Scheibenlasers zurückgegriffen werden [31].

4.4.2.2 Parameterstudien

Um die Wechselwirkungen der Materialpaarungen und die optimalen Werkstoffdicken zu ermitteln, fanden umfangreiche Parameterstudien zur Auslegung des Heizelements statt. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Parameterstudien haben den Fokus auf dem Einfluss der Fertigungstoleranzen auf die Funktionsfähigkeit. Dies sind insbesondere die beiden Verbindungsschichten zwischen den Fügepartnern Kühlkörper-Platine und Platine-Spiegelsubstrat.

Der kritischere von den beiden Parameter ist die Schichtdicke zwischen Kühlkörper und der Heizleiterplatine. Durch die sehr geringe Wärmeleitfähigkeit der Verbindungsschicht bildet diese eine thermische Barriere zwischen dem Kühlkörper und der Heizkreisplatine. Trotz gleichbleibender Heizleistung in der Leiterbahn ergeben sich so bei steigender Verbindungsschichtdicke deutlich höhere Oberflächentemperaturen, wie im Diagramm in Abbildung 4.25 zu sehen ist. Darüber hinaus kommt es durch die geringere Wärmeabfuhr zu einer Verbreiterung des thermischen Profils. So ist zum Beispiel beim simulierten Heizkreis die Wärmeabfuhr nur bei einer Schichtdicke von $15 \mu\text{m}$ so gut, dass im Zentrum des Spiegels wieder die Grundtemperatur erreicht wird und somit dort keine Verformung zu erwarten ist. Bei Schichtdicken größer $50 \mu\text{m}$ ist dies durch die schlechtere laterale Wärmeabfuhr nicht möglich. Durch den behinderten Wärmefluss zum Kühlkörper beginnt die Wärme mit steigender Schichtdicke in radialer Richtung zu fließen mit einer einhergehenden Reduktion der radialen Auflösung.

Die aus dem Temperaturfeld hervorgehenden Deformationen, die im Diagramm der Abbildung 4.26 gezeigt sind, bestätigen die Ergebnisse der thermischen Simulation. Je nach Verbindungsschichtdicke ergibt sich durch die thermische Ausdehnung eine absolute Deformation, die dem vorherrschenden thermischen Feld folgt. Bei dickeren Schichten wirkt sich dies durch einen Offset in der absoluten Deformation

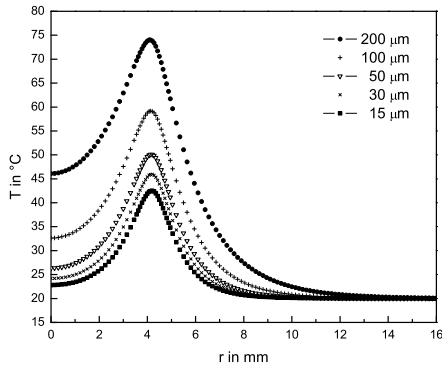


Bild 4.25: Oberflächentemperatur bei Variation der Verbindungsschichtdicke von 15-200 μm zwischen Kühlkörper und Platine.

und in einer Verbreiterung des Heizprofils aus. Mit der Verbreiterung des Heizprofils geht eine Reduktion der radialen Auflösung des Spiegels einher. Somit ist eine

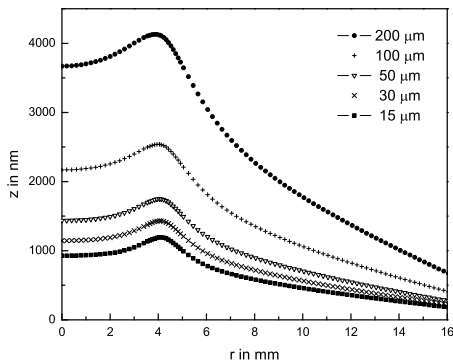


Bild 4.26: Oberflächenänderung bei Variation der Verbindungsschichtdicke von 15-200 μm zwischen Kühlkörper und Platine.

dünne engtolerierete Verbindungsschicht zwischen Kühlkörper und Heizelement für eine hohe radiale Auflösung entscheidend.

Eine Variation der zweiten Verbindungsschicht von 15-120 μm zwischen Heizkreisplatte und dem Spiegelsubstrat hat auf die simulierte Oberflächentemperatur bei sonst konstanten Parametern einen geringen Einfluss. Die Ergebnisse der Variation sind in Abbildung 4.27 dargestellt und zeigen bei Verbindungsschichtdicken zwischen 15-120 μm lediglich einen Temperaturanstieg um 4 K.

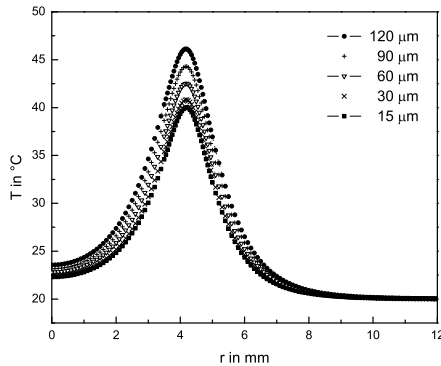


Bild 4.27: Oberflächentemperatur bei Variation der Verbindungsschichtdicke von 15-120 μm zwischen Platine und Spiegelsubstrat.

Durch den Vergleich mit Abbildung 4.25 und den ansonsten konstanten Parameter ist davon auszugehen, dass sich in der Verbindungsschicht trotz der Variation der Schichtdicke ein nahezu gleichbleibendes Temperaturfeld ausbildet. Dies wird ebenfalls durch die Ergebnisse der Festkörperverformung unterstützt. Bei linear steigender Schichtdicke erhöht sich die Verformung linear, wie in Abbildung 4.28 dargestellt. Durch die vorhandene konstante Temperaturdifferenz (ΔT) kann zur Abschätzung der linearen Längenänderung bei zunehmender Schichtdicke (l_0) Gleichung 4.1 vereinfachend herangezogen werden.

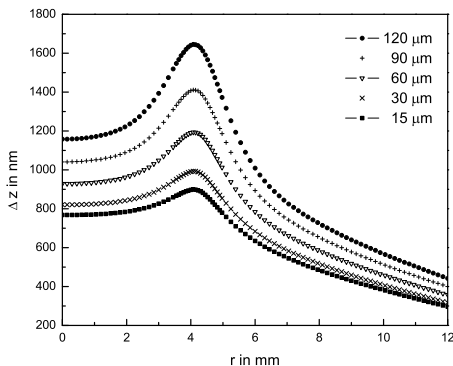


Bild 4.28: Oberflächenänderung bei Variation der Verbindungsschichtdicke von 15-120 μm zwischen Platine und Spiegelsubstrat.

Somit beeinflusst die Verbindungsschichtdicke zwischen Platine und Spiegelsubstrat in erster Linie die Ausdehnung in Richtung der z-Achse. Der Einfluss auf die radiale Auflösung des Spiegels ist sehr begrenzt und kann vernachlässigt werden.

4.4.3 Charakterisierung

Der aktive Heizkreisspiegel wird im Zuge dieser Charakterisierung optisch und elektrisch vermessen. Das Hauptaugenmerk der optischen Vermessung liegt dabei auf der gewählten Konstruktion und den Auswirkungen der eingesetzten Verbindungstechnik auf die optischen Eigenschaften und darauf, ob eine Oberflächenqualität erreicht werden kann, die auch in diesem Fall einen resonatorinternen Einsatz ermöglicht. Durch Schlifffbilder werden der Schichtaufbau des Spiegels untersucht und die Dimensionen der einzelnen Schichten ermittelt. Die Ergebnisse der optischen Charakterisierung werden im weiteren Verlauf diskutiert und Lösungsansätze aufgezeigt.

Auf der elektrischen Seite werden die Kanäle der Stromsteuerung kalibriert und die Homogenität der Wärmeerzeugung in den Heizkreisen überprüft. Des Weiteren werden mit Hilfe von Höhen- und Temperaturprofilen an mehreren Betriebspunkten

die Form der erzeugten Deformation und der erzielte Hub mit den Ergebnissen des Simulationsmodells verglichen.

4.4.3.1 Optische Charakterisierung

Die ersten interferometrischen Untersuchungen der optischen Oberfläche des Heizkreisspiegels haben gezeigt, dass die Klebprozesse große Auswirkungen auf die Ausgangsform des Spiegelsubstrates haben. Die Auswertung der Verformungen der Oberfläche zeigt, dass die asphärischen Anteile visuell einem Verursacher zugewiesen werden können. Die Ergebnisse dieser asphärischen Anteile sind in Abbildung 4.29 dargestellt und direkt dem verwendeten Heizelement gegenübergestellt.

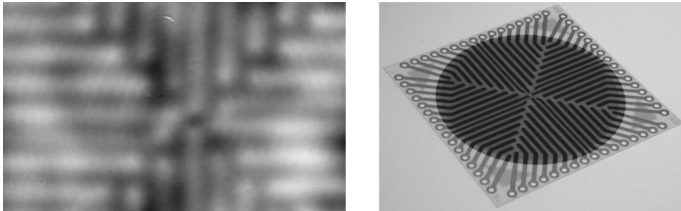


Bild 4.29: Visueller Vergleich der asphärischen Anteile der Spiegeloberfläche (links) mit der Leiterbahnenstruktur auf der Rückseite des Heizelementes (rechts). Eine tiefere Betrachtung der Ursachen erfolgt in Abschnitt 4.4.3.2 [61].

Der Vergleich der asphärischen Oberflächenanteile mit der Rückseite des Heizelementes zeigt eindeutig, dass die asphärischen Oberflächendeformation ihren Ursprung in den Zuleitungsbahnen auf der Rückseite der Platine haben. Mögliche Mechanismen, welche erklären, wie sich die Zuleitungsbahnen durch das komplette Heizelement auf die Spiegeloberfläche übertragen, werden im weiteren Verlauf des Kapitels in Abschnitt 4.4.3.2 vorgestellt. Für eine quantitative Aussage über die Deformationen der Spiegeloberfläche wird durch die Mitte des Spiegels ein Höhenprofil erstellt, welches in Abbildung 4.30 dargestellt ist. Die Schnittachse S folgt dem Schnitt und liegt in der (x,y) -Ebene der Keramikplatine. Die aufgetragenen Werte auf der z -Achse sind die asphärischen Anteile der Spiegeloberfläche entlang der Schnittgeraden.

Das angefertigte Höhenprofil weist eine oszillierende Störung mit der Periode der Zuleitungsbahnen von ca. 3 mm und einem maximalen Höhenunterschied von 112 nm auf, welches auf die Laserwellenlänge bezogen einen Wert von etwa $\lambda/10$ entspricht. Dabei befinden sich die erhöhten Stellen der Spiegeloberfläche direkt

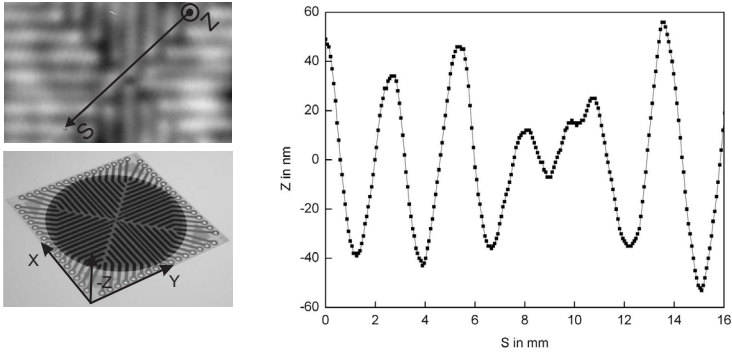


Bild 4.30: Asphärische Anteile des Spiegeloberflächenprofils in der Schnittachse durch das Zentrum des Spiegel-Heizplatinen-Verbundes [61].

über den Zuleitungsbahnen des Heizelements. Mit dieser gemessenen Spiegeloberfläche ist der Heizkreisspiegel nicht für einen resonatorinternen Einsatz geeignet.

Neben der optischen Charakterisierung der Spiegeloberfläche sind für den Vergleich der Simulation mit dem realen Bauteil die real vorhandenen Klebstoffdicken wichtig. Zur Bestimmung dieser Schichtdicken wurde ein Querschliff durch das Zentrum des kompletten Spiegelaufbau angefertigt und unter einem Lichtmikroskop vermessen. In Abbildung 4.31 ist der komplette Schichtaufbau des Heizkreisspiegels dargestellt. Die einzelnen Schichten des Aufbaus sind zur besseren Visualisierung durch gestrichelte Linien voneinander getrennt.

Durch die aufgebraute HR-Beschichtung ergibt sich eine konvexe Ausgangsform des dünnen Spiegelsubstrats. Durch sie stellt sich zwischen der planen Platine und dem Spiegelsubstrat eine Klebeschicht mit unterschiedlichen Dicken ein. Im Zentrum des Spiegels beträgt die Klebeschichtdicke $60 \mu\text{m}$ und verjüngt sich zum Rand hin auf $30 \mu\text{m}$. Die sphärische Form des Spiegels erlaubt es für die innersten 10 Heizringe im zentralen Bereich des Spiegel die Schichtdicke von $60 \mu\text{m}$ als konstant anzusetzen. Im Zentrum des Bildes ist die Ausführung einer Durchkontaktierung gut zu erkennen. Das hochohmige Material der Heizleiterbahn ist durch Unterdruck in das Durchgangsloch der Platine hineingesaugt worden und stellt mit der aufgedruckten niederohmigen Zuleitungsbahn den elektrischen Kontakt her. Die Isolation zum metallischen Kühlfinger gewährleistet die $10 \mu\text{m}$ dicke homogene Glaspasivierungsschicht. An den Stellen der Zuleitungsbahnen verdrängt diese die Klebstoffschicht, welche zwischen den Leiterbahnen mit einer Dicke von $15 \mu\text{m}$ die

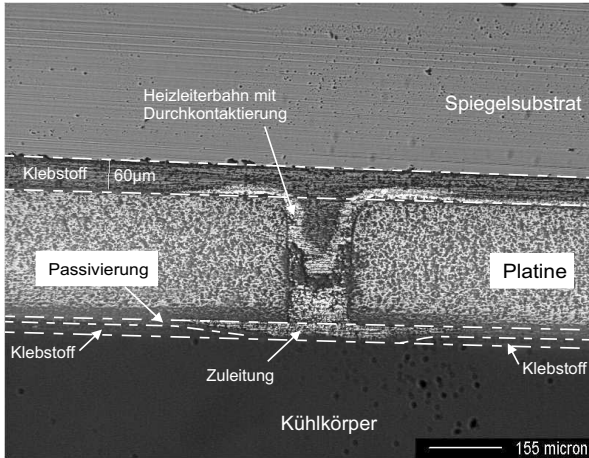


Bild 4.31: Mikroskopaufnahme eines Schliffes durch den Schichtaufbau des Heizkreisspiegels mit einer ausgeführten Durchkontaktierung.

Verbindung zum Kühlfinger herstellt. Neben den realen Schichtdicken, welche zur Anpassung des Simulationsmodells herangezogen werden, fließen die Erkenntnisse zur Beschaffenheit der Verbindungsschicht zwischen Kühlfinger und Heizkreisplatine in die nachfolgende Diskussion der Abzeichnungseffekte auf der Spiegeloberfläche mit ein.

4.4.3.2 Ursachen der Oberflächenstruktur

Auf der Spiegeloberfläche zeichnen sich die Leiterbahnstrukturen des Heizelementes ab. Die Tatsache, dass nur die Zuleitungsbahnen der Platinenrückseite und nicht die Heizkreisbahnen auf der Spiegel zugewandten Seite zu sehen sind, ist dabei besonders auffällig. Im Folgenden wird der Mechanismus vorgestellt, welcher dieses Verhalten erklären kann und bei der Weiterentwicklung des Spiegelkonzeptes berücksichtigt wird.

Diese Verformung wird auf den zweistufigen Klebeprozess bei der Herstellung des Heizkreisspiegels zurückgeführt. Im ersten Schritt wird die Heizkreisplatine mit dem Kühlkörper verklebt und im Anschluss ausgehärtet. Anschließend wird in einem zweiten Schritt das Spiegelsubstrat mit der Platine verbunden. Die Abbildung

4.32 zeigt die Verhältnisse während der zweiten Klebung und verdeutlicht die Zustände des Schichtsystems während des Aushärtezykluses.

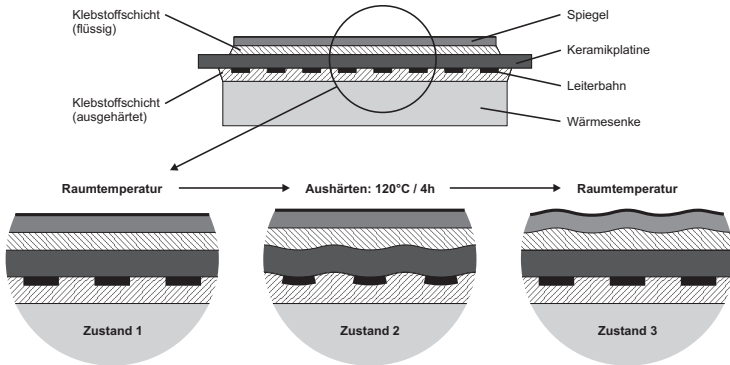


Bild 4.32: Modell zur Entstehung der deformierten Oberfläche während des Fertigungsprozesses durch unterschiedliche Wärmeausdehnung der Fügepartner [61].

In der Detailansicht von Zustand 1 sind die Verhältnisse zu Beginn des Aushärteprozesses dargestellt. Auf der mit dem Kühlkörper fest verbundenen Heizkreisplatine schwimmt das Spiegelsubstrat auf der flüssigen Klebstoffschicht. Interferometrische Messungen der Spiegeloberfläche im vorliegenden Zustand zeigen eine sphärische Form ohne jegliche zusätzliche Störungen. Während des Aushärtevorgangs bei 120 °C in einem Trockenofen stellt sich der Zustand zwei ein. Als Folge der Wärmeeinwirkung dehnen sich die verbundenen Fügepartner aus. Durch die deutliche Differenz des Wärmeausdehnungskoeffizienten zwischen dem ausgehärteten Klebstoff ($64 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$) und dem Leiterbahnmaterial ($7 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$) dehnen sich die Bereiche zwischen den Leiterbahnen stärker aus. Bei der vorliegenden Konfiguration der Platine mit einer Zuleitungsbahndicke von $16 \mu\text{m}$ ergibt dies eine Differenz der Ausdehnungslänge von 85 nm. Während dieses Zustandes vernetzt das Epoxidharz und die wellige Struktur des Untergrundes wird in einer unterschiedlich dicken Klebstoffschichtdicke ausgeglichen und eingefroren. Nach der Abkühlungsphase auf Raumtemperatur, welche in Zustand 3 dargestellt ist, liegt die Platine eben auf dem Kühlkörper. Die unregelmäßige Klebstoffschicht kann vom dünnen Spiegelsubstrat nicht mechanisch abgefangen werden und überträgt sich auf die Spiegeloberfläche. Erfolgt die Übertragung der Verformung ohne größere Verluste in den dünnen Schichten des Systems stimmt die Größenordnung der Spiegelflächendeformation sehr gut mit den gemessenen Ergebnissen aus Abbildung 4.30 überein.

4.4.3.3 Varianten des Heizkreisspiegels

Aus den Erfahrungen der optischen Charakterisierung mit dem Prototypen des Heizkreisspiegels (Variante A) entstanden mit den zur Verfügung stehenden Materialien weitere Varianten des Spiegels. Bei diesen Varianten soll durch konstruktive Maßnahmen (Variante B) und Veränderungen in der Verbindungstechnik (Variante C) verhindert werden, dass die Spiegeloberfläche durch den im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Mechanismus deformiert wird. Die Abbildung 4.33 zeigt einen Schnitt durch die isometrische Darstellung der beiden Varianten B und C.

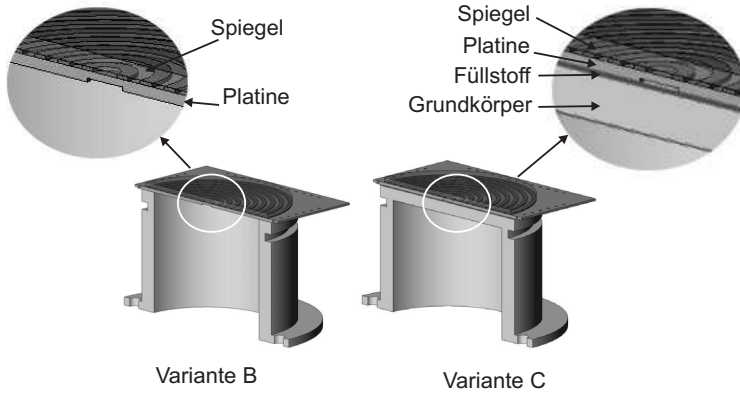


Bild 4.33: Schnittskizze durch die isometrische Darstellung der Variante B (links) und C (rechts) des thermischen Heizkreisspiegels mit jeweiliger Detailansicht des Schichtaufbaus.

Die konstruktiven Änderungen in der Variante B betreffen die Ausführung des Kühlkörpers. Die plane Kühlfläche des Kühlkörpers wird entfernt und die Heizkreisplatte mit dem verklebten Spiegel direkt mit dem zylindrischen Restkühlkörper verklebt. Somit ist die Verbindungsschicht zwischen Kühlkörper und Platine nicht mehr existent. Des Weiteren ergibt sich aus dieser Ausführung eine direkte Wasserkühlung der Platine, weshalb diese Variante im Folgenden auch als "direkt gekühlt" bezeichnet wird. Bei der Erstinbetriebnahme der direkt gekühlten Variante zeigte sich, dass der Aufbau mit der 0,25 mm dünnen Platine und dem 0,5 mm dicken Spiegel dem Wasserdruck nicht Stand hält. Bei einem Kühlwasserdurchfluss von größer 0,8 l/min versagt die ringförmige Verbindungsnaht durch die eingebrachten Scherspannungen in Verbindung mit dabei eindringendem Wasser. Erst bei einer Reduktion des Kühlwasserdruckes mit einer einhergehenden Reduktion

des Durchflusses auf 0,3 l/min hat der Spiegel eine hinreichende Langzeitstabilität. Neben der geringen Durchflussmenge mit einer unzureichenden Kühlung des gesamten Spiegels zeigte die Überwachung der Spiegeloberfläche im Interferometer, dass neben der wasserdruckabhängigen sphärischen Verformung des Spiegels, vorherrschende Druckschwankungen und Druckstöße im Kühlwasserkreislauf direkt an die Spiegeloberfläche übertragen werden und somit ein stabiler Einsatz im Laser unmöglich ist. Wie im weiteren Verlauf des Abschnitts noch ausgeführt wird, ist ein Einfluss der Leiterbahnen auf die Oberflächenqualität des Spiegels nicht nachweisbar. Trotz des sehr guten Auflösungspotenzials dieser Spiegelvariante durch die direkte Wasserkühlung wird diese Variante durch die instabilen Bedingungen im Betrieb für den Einsatz im Laser verworfen.

Im Gegensatz zur direkt gekühlten Variante muss beim Aufbau der Variante C keine Veränderung der Konstruktion vorgenommen werden. Die durchgeführte Änderung der Verbindungstechnik soll dabei gezielt die Verformung durch die unterschiedliche Ausdehnung der Werkstoffe verhindern. Das genaue Vorgehen ist dafür in Abbildung 4.34 dargestellt.

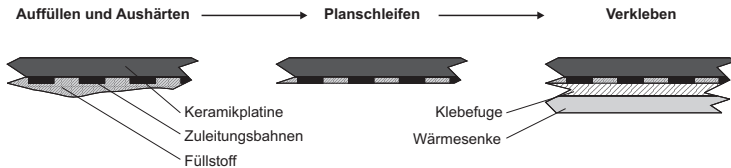


Bild 4.34: Veränderte Prozessschritte beim Fügen des Heizelementes mit dem Kühlfinger im Fall der Variante C durch Integration einer Planarisierungsschicht.

So werden in einem ersten Schritt die Zwischenräume der Zuleitungsbahnen mit einem Füllstoff aufgefüllt und ausgehärtet. Als Füllstoff dient das zur Klebung verwendete Epoxidharz mit beigemischem Keramikpulver. Durch die Beimischung wird die Wärmedehnung des Werkstoffverbundes reduziert und somit den Eigenschaften der Zuleitungsbahn angenähert. Im Anschluss an das Aushärten wird die Unterseite der Keramik im Optimalfall bis auf die Passivierungsschicht plangeschliffen und mit dem Kühlkörper flächig verklebt. Auf diese Weise werden Deformationen vermieden, die aufgrund von variablen Schichtdicken und unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten entstehen. Für den weiteren Verlauf wird diese Variante C "planarisierter Spiegel" genannt. Am realen Bauteil ist der Schleifvorgang deutlich vor Erreichen der Passivierungsschicht beendet worden, um die Zuleitungsbahnen im Randbereich der Platine nicht zu beschädigen. Somit muss durch die Restschicht des Füllmaterials und dem doppelten Klebevorgang mit einer di-

ckeren Gesamtverbindingsschicht gerechnet werden, die nach den Simulationen in Abschnitt 4.4.2.2 zu Einbußen im Auflösungsvermögen führt. Ein Vergleich des Auflösungsvermögens zwischen dem Prototypen und dem planarisierten Spiegel wird im weiteren Verlauf dieses Abschnittes vorgenommen.

Im Folgenden werden die Spiegeloberflächen der beiden neuen Varianten interferometrisch Vermessen und mit den Ergebnissen des Prototypenspiegels (Variante A) verglichen. Bei allen drei Varianten findet ein quadratisches Auswertefester von 8 mm im Zentrum des Spiegels Verwendung. Um die Vergleichbarkeit der Messungen zu gewährleisten wird in allen drei Fällen das gleiche sphärische Kompensationsschema bei der Auswertung der Interferometerbilder angewendet, welches als Ergebnis die asphärischen Anteile der Oberfläche darstellt. In Abbildung 4.35 sind die asphärischen Anteile der Oberflächentopographie innerhalb des Auswertefester auf der linken Seite gegenübergestellt. Auf der rechten Seite befinden sich die Schnittdiagramme durch das Zentrum der Spiegeloberfläche. Bei den Schnitten der drei unterschiedlichen Varianten liegt das Nullniveau auf dem Mittelwert der jeweiligen Messwerte und ermöglicht den direkten Vergleich an der so definierten Nulllinie, die die ideale Oberfläche der jeweiligen Variante des Spiegels annähert.

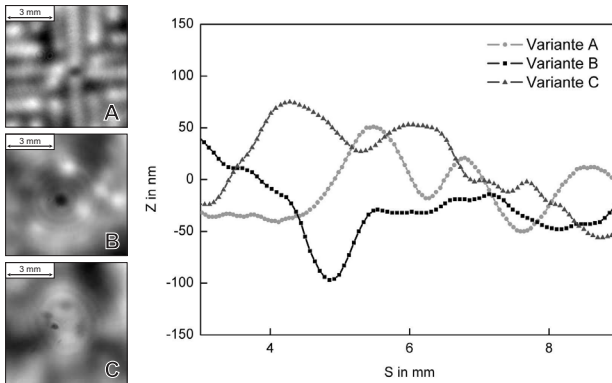


Bild 4.35: Gegenüberstellung der drei Aufbauvarianten A (Prototyp), B (direkt gekühlter Spiegel) und C (planarisierte Spiegel): Topographie und Schnittdiagramm der asphärischen Anteile der Spiegeloberfläche [61].

Durch die Modifikationen sind keine regelmäßigen Strukturen der Zuleitungsbahnen auf der Spiegeloberfläche zu erkennen. Die vorhandenen Störungen sind zufällig und weisen kein übergeordnetes Muster auf. Bezüglich der absoluten Konturabweichung zeigen sich jedoch in den Schnittdiagrammen quantitativ keine wesentlichen

Verbesserungen. Die Oberflächenstörungen liegen bei allen drei Varianten in der gleichen Größenordnung. Lediglich der Effekt der Zuleitungsleiterbahnen konnte mit dem direkt gekühlten und dem planarisierten Spiegel verhindert werden.

Neben der Oberflächenqualität wird im Folgenden direkt der Ausgangsspiegel mit dem Planarisierten verglichen um die Auswirkungen der dickeren Verbindungsschicht auf das Auflösungsvermögen des Heizkreisspiegels zu erörtern. Hierfür werden zwei Heizkreise (Heizring 4 und 7) im Zentrum der beiden Spiegelvarianten in Betrieb genommen und die Oberflächentemperatur der Spiegelfläche im eingeschwungenen Zustand über die Thermographiekamera aufgenommen. Auf eine interferometrische Vermessung wird verzichtet, da die Deformation sich entsprechend zur vorherrschenden Temperatur verhält. Dabei wird die verwendete Stromstärke in allen Fällen so eingestellt, dass die maximale Spiegeloberflächentemperatur 50 °C beträgt. In den aufgenommenen Thermographiebildern wird unter 90° zu den Durchkontaktierungspunkten durch das Zentrum des Spiegels eine Schnittgerade gelegt. Die gewonnenen Temperaturprofile sind in Abbildung 4.36 für den jeweiligen Heizkreis gegenübergestellt.

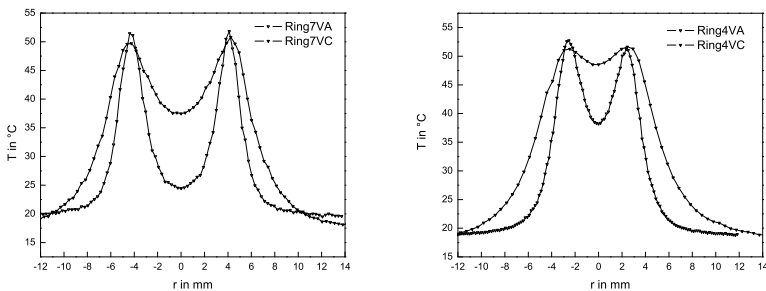


Bild 4.36: Vergleich der örtlichen Auflösung des Prototypen (VA) und dem planarisierten Spiegel (VC) für die Heizringe 7 und 4.

Die Auswertungen der Oberflächentemperatur der beiden Heizkreise zeigen deutlich den Einfluss der Verbindungsschichtdicke auf das Auflösungsvermögen der aktiven Optik. In beiden Fällen weist der Prototyp mit der im Schlibbild Abbildung 4.31 nachgewiesenen 60 μm dicken Verbindungsschicht die deutlich steileren Flanken auf und ermöglicht im Fall des 7. Rings fast eine komplette Durchmodulation der Oberflächentemperatur im Zentrum des Spiegels. Im Gegensatz dazu ergibt sich beim planarisierten Spiegel, wie beim 4. Ring zu sehen ist, nicht die Möglichkeit

innerhalb eines Durchmessers von 4,9 mm noch eine signifikante Reduktion der Temperatur zu erzielen. Da von der planarisierten Version kein Schliffbild vorliegt, wird die Schichtdicke unter Zuhilfenahme der Simulationen aus Abschnitt 4.4.2.2 Abbildung 4.25 auf ca. 200 μm abgeschätzt. In beiden Fällen herrscht im Falle des 4. Rings noch ungefähr 50 % der maximalen Oberflächentemperatur im Zentrum vor. Erst beim Durchmesser des 7. Rings von 8,5 mm ergibt sich im planarisierten Fall eine Reduktion der Temperatur im Zentrum des Spiegels, die vom Ausgangssystem schon im Fall des 4. Ringes realisiert wird.

4.4.3.4 Elektrische Charakterisierung

Die rechnergestützte Steuerung des aktiven Heizkreisspiegels erfolgt über die Vorgabe der gewünschten Stromstärke für jeden der acht Kanäle des Stromreglers. Zu diesem Zweck werden die einzelnen Kanäle des Stromreglers mit einem Lastwiderstand beschaltet. In Abbildung 4.37 sind beispielhaft für den 1. Kanal die tatsächliche Stromstärke I_{IST} über dem Sollwert I_{SOLL} aufgetragen und die Messwerte zusammen mit den relativen Abweichungen Ψ dargestellt. Die Unsicherheit der relativen Abweichung $\Delta\Psi$ wird mit Hilfe der Fehlerfortpflanzungsrechnung nach Gauß [73] zu

$$\Delta\Psi = \frac{\delta\Psi}{\delta I_{IST}} \cdot \Delta I_{IST} \quad (4.10)$$

berechnet und durch Fehlerbalken berücksichtigt. Die Messgröße I_{IST} wird mit einer Messgenauigkeit von $\Delta I_{IST} = \pm 0,01\text{A}$ bestimmt und ist in Abbildung 4.37 nicht dargestellt.

Die Iststromstärke ist beim untersuchten Kanal konstant um 25 mA zu klein. Dieser systematische Fehler führt bei kleinen Stromstärken zu dem starken Anstieg der relativen Abweichung in diesem Bereich. Im nachgelagerten Kalibrierungsverfahren wird dies softwaretechnisch kompensiert. Die ausführliche Inbetriebnahme, Ansteuerung und Kalibrierung aller Kanäle der Stromsteuerung wurde im Zuge einer Studienarbeit durchgeführt und detailliert in [61] dokumentiert.

4.4.3.5 Homogenität der Heizkreise

Grundlage für eine homogene ringförmige Verformung der Spiegeloberfläche ist eine homogene Heizleistung über den kompletten Heizkreis. Um den konzeptionellen Schwachpunkt der Anschlusspunkte an die Heizleiterbahn so gering wie möglich

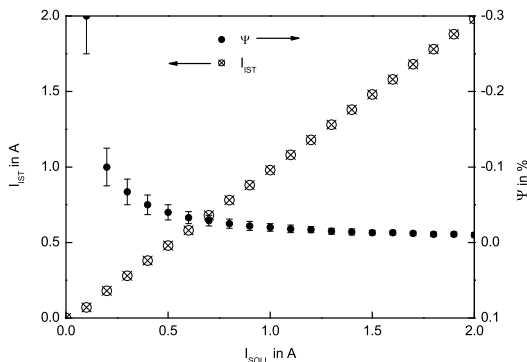


Bild 4.37: Vergleich der Sollstromstärke mit der Iststromstärke und der relativen Abweichung der Stromstärke vom Zielwert für Kanal 1 der Stromversorgung [61].

zu halten, ist die elektrische Anbindung der Heizkreise mittels Durchkontaktierungen von der Platinenrückseite realisiert. Durch die Durchkontaktierungen an zwei gegenüberliegenden Punkten entstehen mit der hochohmigen Heizleiterbahn zwei Halbkreise, die eine Parallelschaltung bilden. Daraus entsteht das Risiko, dass bei unterschiedlichen Widerständen in den beiden Halbkreisen unterschiedliche Heizleistungen umgesetzt werden und eine homogene ringförmige Deformation des Spiegels nicht möglich ist.

Um die Homogenität der Heizleistung in den Widerstandleiterbahnen zu prüfen, wurde die gefertigte Platine mit einer Thermokamera vermessen. Hierfür wurden nach der Verklebung der Leiterplatine mit der wassergekühlten Wärmesenke des Kühlkörpers die Heizkreise überprüft. Die Heizkreise wurden konstant mit 0,5 A betrieben. Gleichzeitig wird die Homogenität der umgesetzten Heizleistung über den Temperaturanstieg entlang der Widerstandsleiterbahn mittels Thermokamera ermittelt und untersucht.

Nachfolgend sind in Abbildung 4.38 beispielhaft die Thermographiebilder der Heizkreise 3, 10 und 16 gezeigt. Zwischen den beiden Durchkontaktierungspunkten stellt sich bei allen Heizkreisen eine homogene Temperaturverteilung ein. Somit sind Probleme durch unterschiedliche Widerstände in der Parallelschaltung der Heizbahnen am fertigen Spiegel nicht zu erwarten. Die Durchkontaktierungspunkte selbst be-

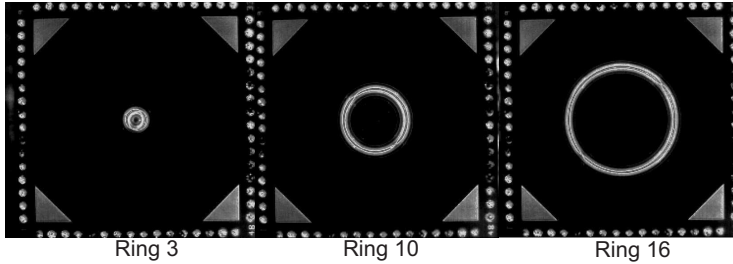


Bild 4.38: Thermographiebilder der Heizringe 3, 10 und 16 bei 0,5 A und aktiver Wasserkühlung mit 16,8°C.

stehen aus dem gleichen niederohmigen Material, welches auch bei den Zuleitungsbahnen Verwendung findet. Somit fällt an ihnen keine große Heizleistung ab. Die Auswirkung der unterbrochenen Heizbahnen auf die Qualität der erzeugten Verformung auf der Spiegeloberfläche werden konstruktiv durch die Verdrehung der benachbarten Durchkontaktierungen um jeweils 90° von Leiterbahn zu Leiterbahn kompensiert. Die Verdrehung führt bei einem Betrieb zweier benachbarter Heizkreise zu einem nahezu homogenen Heizbereich. Zusätzlich hilft die schlechte Wärmeleitung des Klebstoffes und des Spiegelsubstrats. Sie führt zu einer schlechten Ableitung der Wärme und die Zuführung wird thermisch nahezu überbrückt.

4.4.3.6 Funktionsfähigkeit des Heizkreis spiegels

Die durchgeführte Überprüfung der Funktion und der Abgleich mit dem erstellten Simulationsmodell wird analog zu den Untersuchungen des Stufenspiegels in Abschnitt 4.3.3 durchgeführt. Die durch den Querschliff gewonnenen realen Verbindungsschichtdicken wurden in das Simulationsmodell eingepflegt und die im Experiment umgesetzte elektrische Leistung auf die Leiterbahn aufgeprägt. Die aus dem radialsymmetrischen Modell gewonnenen Informationen über die Oberflächendehformation und -temperatur werden am Mittelpunkt gespiegelt, um eine Vergleichbarkeit mit den experimentellen Messungen über den ganzen Durchmesser des Spiegels zu erhalten.

Für die Dauer des Experiments ist der Spiegel im Referenzarm des Interferometers verbaut und wird mit Kühlwasser einer Temperatur von 18°C durchfließen. Die Thermographiekamera wird zur Bestimmung der Oberflächentemperatur bei Bedarf in den Strahlengang eingespiegelt und nimmt die komplette Oberfläche des

Spiegels auf. Die umgesetzte Leistung P wird über die vorgegebene Stromstärke I und den Anschlusswiderstand R_{an} des Heizkreises zu

$$P = I^2 \cdot R_{an} \quad (4.11)$$

errechnet. Der Anschlusswiderstand wird zwischen den beiden Anschlusspins auf der Platine gemessen und beinhaltet somit den Widerstand der Zuleitungsbahn und des Heizkreises. Durch den 50-fach kleineren Widerstand der Zuleitungsbahn kann dieser in der Betrachtung vernachlässigt werden.

Für die Auswertung der Oberflächentemperatur wird ein Schnitt durch das Zentrum des Spiegels 90° zu den Durchkontaktierungen gelegt. Der Nullpunkt der Schnittgeraden liegt auf dem Zentrum des Spiegels und kann direkt mit den Werten aus der Simulation verglichen werden. In Abbildung 4.39 ist der Vergleich der Oberflächentemperatur mit der Simulation für drei unterschiedliche Heizleistungen aufgetragen.

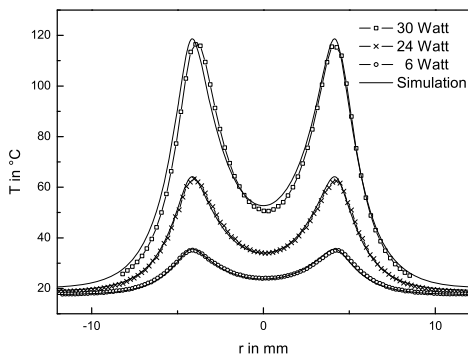


Bild 4.39: Vergleich der experimentell bestimmten Oberflächentemperatur mit der Simulation für 6, 24, 30 W Heizleistung.

Für die unterschiedlichen Leistungen bildet das entwickelte Modell die Oberflächentemperaturen, die am realen Spiegel vorherrschen, sehr gut nach. Sowohl die Amplitude als auch die laterale Verteilung werden von der Simulation korrekt wiedergegeben. Lediglich für die höchste Leistung ergibt sich durch eine nicht genau zentrierte Schnittachse ein leichter Offset in der x-Achse.

Bestätigt wird die Leistungsfähigkeit des Simulationsmodells beim Vergleich der Oberflächendeformation in Abbildung 4.40. Hier wird die Oberfläche in einem Bereich von 16 mm Durchmesser interferometrisch vermessen, mit dem Phasenshift-Verfahren ausgewertet und die Referenzoberfläche des Spiegels abgezogen. Als Ergebnis bleibt die Differenz zum Ausgangsspiegel übrig, welche direkt mit den errechneten Verschiebungen der Oberfläche verglichen wird.

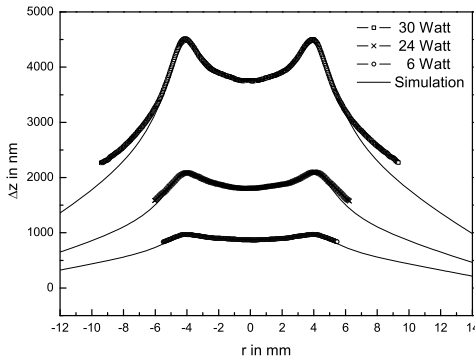


Bild 4.40: Vergleich der interferometrisch ermittelten Oberflächendeformation mit der Simulation für 6, 24, 30 W Heizleistung.

Lediglich in den Randbereichen zeigen die Messungen für größere Heizleistungen eine signifikante Abweichung zur Simulation. Die Abweichung betrifft jedoch nur Bereiche, die vom Laserstrahl in der Regel nicht genutzt werden. Eine Erklärung der Abweichung ist in der Lagerung des Kühlfingers zu suchen. So besitzt der reale Kühlfinger am Rand der Kontaktierungsfläche einen Freistich, der in der Simulation nicht nachvollzogen wurde, wodurch sich das Simulationsmodell zum Rand hin steifer verhält als der reale Spiegel.

In den vorgenommenen Messungen der Funktionalität konnte die Leistungsfähigkeit des Spiegels gezeigt werden. Mit wenigen Watt Heizleistung können Hübe bis zu mehreren Mikrometer erreicht werden. Im Fall von 30 Watt Heizleistung waren dies $4,5 \mu\text{m}$. In dem vom Laserstrahl abgedeckten Durchmesser von 10 mm beträgt der Hub 800 nm. Dies ist für die Erzeugung von maßgeschneiderten Moden und der Kompensation der thermisch induzierten Phasendeformationen notwendig. Der Vergleich der experimentell ermittelten Daten mit der Simulation zeigt,

dass das Modell die Gegebenheiten des Spiegels sehr gut nachvollzieht und für die Vorausberechnung gewünschter Spiegeloberflächen herangezogen werden kann.

4.4.4 Zusammenfassung

Dass auch hochauflösende aktive Spiegel mit thermischen Aktuatoren möglich sind, konnte mit dem vorgestellten Heizkreiskonzept bewiesen werden. Die Kombination des Hezelementes aus Keramik mit gedruckten Heiz- und Leiterbahnen mit einem dünnen Hochleistungsspiegel zusammen mit dem effektiven Kühlkonzept aus dem Scheibenlaser führt zu einer sehr kostengünstigen Lösung, die schnell angepasst und in hohen Stückzahlen gefertigt werden kann.

Das für dieses Konzept entwickelte Simulationsmodell zeigte trotz der vorgenommenen Vereinfachungen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem realen Verhalten des Spiegels. Über die durchgeführten Parameterstudien wurden die Auswirkungen der Fertigungstoleranzen in den Verbindungsschichtdicken auf die radiale Auflösung und den Hub aufgezeigt. Dabei zeigte sich, dass die Ausführung der ersten Verbindungsschicht zwischen Kühlkörper und Hezelement die entscheidende Größe für die radiale Auflösung des Spiegelkonzepts darstellt. Die optische Charakterisierung der Spiegeloberfläche des Prototypen (Variante A) ergibt eine unzureichende Oberflächenqualität für den intra-cavity Einsatz. Für die Effekte, welche zu der Deformation führen, wurde ein Ansatz vorgestellt und bei den weiteren Varianten des Konzeptes berücksichtigt. Die weiteren zur Verbesserung der Oberflächenqualität aufgebauten Varianten wurden ebenfalls auf ihre optische Qualität hin untersucht. Neben dem nicht betriebstauglichen direkt gekühlten Spiegel (Variante B) zeigte der planarisierte Spiegel (Variante C) eine deutliche Verbesserung der optischen Qualität in Bezug auf die Abzeichnung der Leiterbahnen auf der Spiegeloberseite. Die gewünschte Verbesserung in der absoluten Oberflächenqualität konnte mit den vorgenommenen Maßnahmen noch nicht erzielt werden. Mit asphärischen Anteilen von $> \lambda/10$ ist keine der Varianten in der Lage eine effektive Kompensation der asphärischen Wellenfrontanteile zu gewährleisten. Mit der planarisierten Variante wird trotz der derzeit unzureichenden Oberflächenqualität und des konstruktionsbedingt herabgesetzten Auflösungsvermögens im folgenden Kapitel der Funktionsnachweis erbracht, dass mit diesem Konzept maßgeschneiderte Moden erzeugt werden können.

Für eine Weiterentwicklung dieses vielversprechendem Konzeptes könnte das Löten als Alternative zur verwendeten Verbindungstechnik entscheidende Fortschritte

bringen. Dies wird durch eine beispielhafte Simulation in Anlehnung an die Kontaktierung des LAM auf den Kühlfinger beim Scheibenlaser bestätigt. Wie in Abbildung 4.41 dargestellt, führt die deutlich höhere Wärmeleitfähigkeit des Lotes zu einer signifikanten Verbesserung des Auflösungsverhaltens.

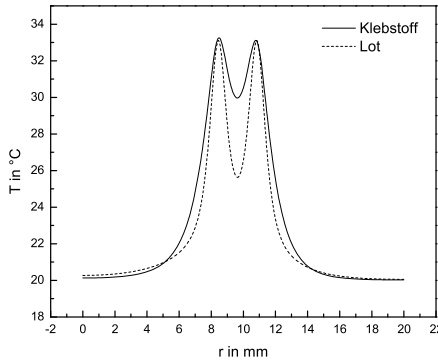


Bild 4.41: Simulation der Oberflächentemperatur an zwei benachbarten Leiterbahnen durch Änderung des Materials in der Verbindungsschicht zwischen Kühlkörper und Platine von Klebstoff zu einem Lot.

Eine weitere Verbesserung der optischen Oberflächenqualität sollte das Ansprengen des dünnen Spiegels auf ein angepasstes Endmaß während des Fügevorgangs bringen. Der Fügepartner hält den Spiegel bis zur Beendigung des Prozessschrittes in seiner Sollform. In Verbindung mit einem überarbeiteten Platinendesign in Dünnschichttechnik oder eingebetteten Leitungsbahnen zeigt das Konzept ein hohes Potenzial kostengünstig sehr flexibel einsetzbare radialsymmetrische aktive Optik zur Verfügung zu stellen. Diese Optiken sollten die Anforderungen für einen resonatorinternen Einsatz im Scheibenlaser erfüllen und sowohl zur Kompensation der radialsymmetrischen Restphasenfehler als auch zur Erzeugung maßgeschneiderter Moden einsetzbar sein.

5 Erzeugung definierter Resonatormoden mittels aktiver Optik

Nach der Vorstellung der Spiegelkonzepte wird trotz der aktuell noch unzureichenden Spiegeloberflächenqualität im Folgenden der Einsatz des radialsymmetrischen Heizkreisspiegels zur Erzeugung maßgeschneiderter Moden im Scheibenlaserresonator beschrieben. Hierfür wird in einem ersten Schritt ein geeigneter Resonator für einen Scheibenlaser mit integrierter aktiver Optik ausgelegt. Basierend auf der Resonatorgeometrie wird über das Collins-Integral die Spiegeloberfläche für mehrere maßgeschneiderte Moden berechnet. Mit Hilfe des Simulationsmodells werden die Betriebsparameter für die berechneten Oberflächen bestimmt und an der überarbeiteten Spiegelvariante mit den nivellierten Zuleitungsbahnen im Interferometer überprüft. Im eingebauten Zustand wird dann der emittierte Strahl charakterisiert und die Ergebnisse des aktiven Spiegels dargestellt.

5.1 Resonator

Für die Auslegung einer geeigneten Resonatorgeometrie werden folgende Randbedingungen definiert:

- Der Resonator soll einen nahezu beugungsbegrenzten Strahl emittieren ($M^2 \approx 1,1 \dots 3$).
- Der gepumpte Bereich des LAM ist durch den Faserdurchmesser der Pumpdiode und der verwendeten Pumpoptik auf 3,6 mm begrenzt.
- Der thermisch aktive Heizkreisspiegel wird als Endspiegel eingesetzt.
- Auf dem Spiegel soll eine möglichst große Anzahl der zur Verfügung stehenden Heizkreise zur Beeinflussung der Phasenfront nutzbar gemacht werden.

Die Auslegung des Resonators wird rechnergestützt für einen leeren sphärischen Resonator durchgeführt. Als Ergebnis stehen die geometrischen Abstände der optischen Elemente und der Radius der sich reproduzierenden Grundmode zur Verfügung. Um einen beugungsbegrenzten Laserstrahl zu erzeugen, muss verhindert

werden, dass höhere transversale Moden im Resonator Verstärkung erfahren. Über den Zusammenhang

$$w(z)_{TEM_{xy}} = w(z) \cdot \sqrt{M_{xy}^2} \quad (5.1)$$

aus [22] lässt sich in Abhängigkeit des Grundmoderadius abschätzen, welche Moden verstärkt werden und damit mit welcher Beugungsmaßzahl zu rechnen ist. Im vorliegenden Versuchsaufbau ist der Pumpfleckdurchmesser durch das eingesetzte Pumpmodul auf einen Durchmesser von 3,6 mm scharf begrenzt. In [31] wurde durch Simulationen gezeigt, dass das optimale Verhältnis zwischen Grundmode- und gepumptem Durchmesser für einen Grundmodescheibenlaser bei einem “Top-Hat”-Pumpprofil bei circa 72% liegt. Leicht höhere Werte sind jedoch auf Kosten des Wirkungsgrades zu bevorzugen, um höhere Moden sicher zu unterdrücken. In der Praxis hat sich ein Wert von um die 80% bewährt. Für den Strahlradius am LAM $w(\text{LAM})$ ergibt sich daraus als erste Randbedingung ein zu realisierender Wert von 0.9...1.4 mm zur Erzeugung eines Laserstrahls mit einer Beugungsmaßzahl M^2 nahe bei 1.

Die weiteren beiden Randbedingungen beziehen sich direkt auf den Einsatz der radialsymmetrischen aktiven Optik als Endspiegel im Resonator. Die rechnergesteuerte Stromregleinheit besitzt in ihrer ersten Ausbaustufe die Möglichkeit bis zu acht Kanäle parallel anzusteuern. Werden die innersten acht Heizkreise der aktiven Optik ausgewählt ergibt sich daraus eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 9,4 mm. Bei der Auslegung des Strahldurchmessers auf der aktiven Optik muss somit ein Kompromiss gefunden werden zwischen Auflösung und hinreichender Möglichkeiten, außerhalb des definierten $1/e^2$ -Strahldurchmessers auf die Wellenfront des Strahles Einfluss zu nehmen. Jeder Entwurf ist somit ein Kompromiss, da in den seltensten Fällen alle genannten Bedingungen eingehalten werden können [75].

5.1.1 Resonatorgeometrie und Stabilität

Abbildung 5.1 zeigt das Ergebnis des Resonatordesigns unter Berücksichtigung der definierten Randbedingungen. Eine nachträgliche Justage durch den variablen Auskoppelspiegel ermöglicht den Resonatorbetrieb in unterschiedlichen Konfigurationen. Für zwei Konfigurationen sind in Abbildung 5.1 die geometrischen Parameter und der rechnerische Grundmoderadius aufgetragen. Es wird deutlich, dass sich durch Verlängern der Strecke L1 der Grundmoderadius über den ganzen Resonator ebenfalls vergrößert. Dies ermöglicht eine einfache Veränderung des Grundmoderadius am Ort des LAM und somit über den beschriebenen Zusammenhang in

Gleichung 5.1 eine Einstellung des zu erwartenden M^2 . Die Konfiguration 1 ist dabei so ausgelegt, dass von einem $M^2=3$ ausgegangen wird, und wird als “kurzer Resonator” bezeichnet. Durch die Verlängerung der Strecke L1 im Fall der Konfiguration 2 wird der Grundmoderadius am Ort des LAM so vergrößert, dass der “lange Resonator” im Grundmodebetrieb läuft.

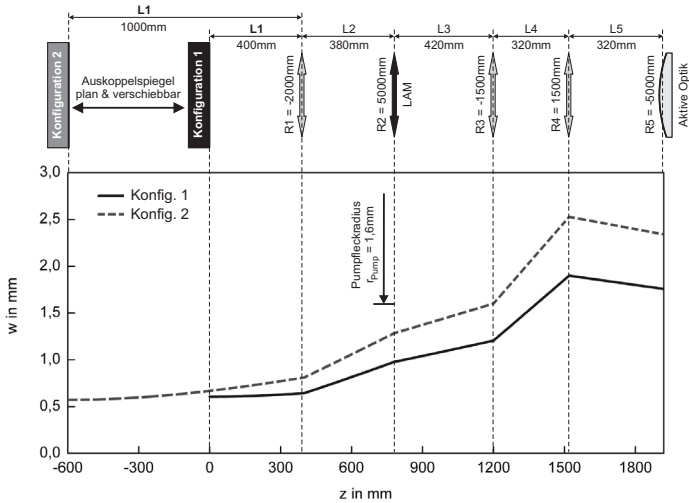


Bild 5.1: Resonatorgeometrie mit Verlauf der Grundmoderadien auf den Optikelementen und dem aktiven Heizkreisspiegels in Abhängigkeit der Auskoppelspiegelposition exemplarisch für den kurzen (Konfig.1: $M^2=3$) und langen Resonator (Konfig.2: Grundmode) [61].

Nach der Auslegung des Resonatordesigns werden die beiden Konfigurationen auf ihre Stabilität hin überprüft. Dafür wird nach [22] die Resonatormatrix M_R für einen vollständigen Umlauf in Abhängigkeit des Abstandes L1 berechnet. Entsprechend der Stabilitätsbedingungen werden die Matrixelemente A_R und D_R für die Bewertung herangezogen.

In Abbildung 5.2 ist das Ergebnis des Stabilitätsmaß in Abhängigkeit der Länge L1 aufgetragen. Es wird deutlich, dass sich der Resonator bei Vergrößerung des Abstandes L1 über 500 mm linear an die Stabilitätsgrenze annähert. Aus diesem Grund wird für die Versuche die Konfiguration für ein $M^2=3$ (Konfig.1) gewählt, da sie trotz der schlechten Oberflächenqualität der aktiven Optik eine ausreichende Sicherheit für einen stabilen Laserbetrieb bereithält.

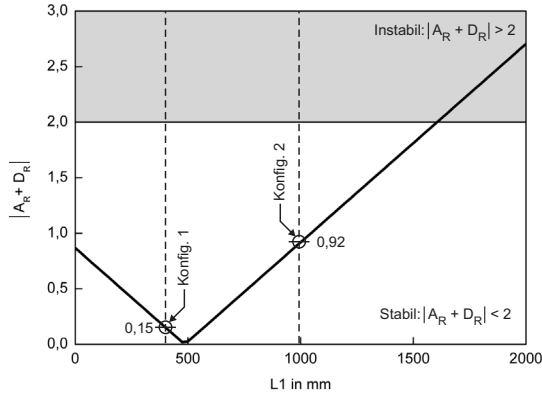


Bild 5.2: Resonatorstabilität in Abhängigkeit der Auskoppelspiegelposition L_1 mit den beiden Betriebspunkten für Konfiguration 1 und 2 [61].

5.1.2 Versuchsaufbau

Der endgültige Resonatoraufbau zur Erzeugung der maßgeschneiderten Moden ist in Abbildung 5.3 skizziert. Zusätzlich zum fünffach gefalteten Laserresonator ist zur Überwachung der aktiven Optik die Thermokamera installiert. Sie ermöglicht die Echtzeitüberwachung der Spiegeloberflächentemperatur und dient somit der Visualisierung des Betriebszustandes sowie der Sicherstellung eines zerstörungsfreien Betriebs. Gleichzeitig werden die Strahleigenschaften mit dem in Abbildung 5.3 grau hervorgehobenen Versuchsaufbau ermittelt. Mit dem Leistungsdetektor wird die ausgekoppelte Laserleistung gemessen. Dafür werden 99% der Leistung an einer reflektierenden Planplatte reflektiert und über einen konvexen Spiegel aufgeweitet und auf die Detektorfläche gelenkt. Die transversale Leistungsdichteverteilung des ausgekoppelten Laserstrahls am Ort des Auskoppelspiegels wird in Transmission des planen HR-Spiegel auf eine CCD-Kamera abgebildet und erfasst. Der reflektierte Strahl wird über einen weiteren HR-Spiegel gefaltet und mit Hilfe einer plankonvexen Linse nahezu kollimiert. Das nachgelagerte Strahlvermessungssystem "Mode-Master" der Firma Coherent führt automatisiert eine Kaustikvermessung durch und stellt als Ergebnis die Beugungsmaßzahl und die Kaustik zur Verfügung, wie im Abschnitt 5.4 dargestellt ist.

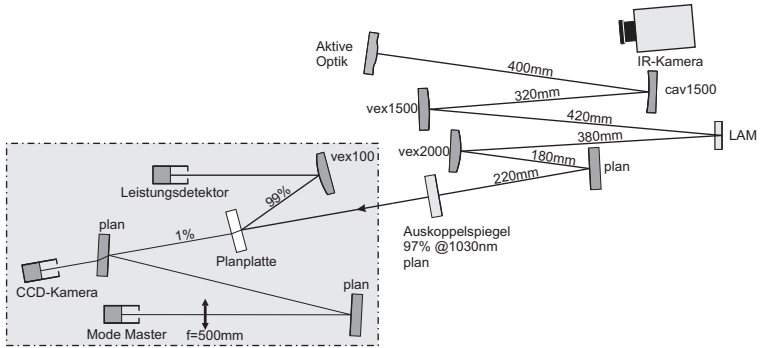


Bild 5.3: Schematischer Resonatoraufbau mit aktiver Optik. Grau hinterlegt ist der nachgelagerte Messaufbau zur Bestimmung der Laserleistung, der Strahlqualität und zur Visualisierung der Leistungsdichteverteilung am Ort des Auskoppelfensters.

5.2 Errechnung der benötigten Spiegeloberfläche

Auf Basis des im vorangegangenen Kapitel 5.1 vorgestellten Resonators wird mit Hilfe des in Kapitel 2.1.2 besprochenen Collins-Integral die benötigte Oberflächenform der thermisch aktiven Optik auf Basis des kurzen Resonators berechnet. Der plane Auskoppelspiegel ermöglicht durch die ebene Phasenfront eine einfache Aufstellung der Startfeldverteilung $E(r_1)$ der angestrebten Mode. Für die Berechnung werden folgende drei Feldverteilungen zugrunde gelegt.

Gauß	“Supergauß” 6. Ordnung	Ring
$E(r) = e^{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2}$	$E(r) = e^{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^6}$	$E(r) = r \cdot e^{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2}$

Tabelle 5.1: Aufstellung, der zur Berechnung der Spiegeloberfläche verwendeten Feldverteilungen.

Die Gauß-Verteilung dient in erster Linie zur Verifikation der Rechnung und zur Überprüfung der Resonatorauslegung. Als Grundmode eines leeren sphärischen Resonators sollte nach der Berechnung des Collins-Integrals keine asphärischen Anteile der Phase am Ort der thermisch aktiven Optik vorhanden sein. Die beiden weiteren Verteilungen stehen stellvertretend für die Klasse der “maßgeschneiderten Moden”. Sie sind keine Lösung eines sphärischen Resonators und müssen durch

gezielte Manipulation der Phase im Resonator generiert werden. Der Supergauss-Mode ist dabei durch seine steilen Flanken und den großen Bereich konstanter Intensität im Zentrum von großem Interesse für Anwendungen in der Materialbearbeitung. Gleichzeitig ermöglicht die “top hat“- förmige Verteilung eine bestmögliche Ausnutzung des gepumpten Bereichs des laseraktiven Mediums bei Beibehaltung einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität von $M^2 = 1,3$.¹ Der Ring-Mode ist für die Erzeugung radial polarisierte Strahlen interessant. Im Gegensatz zu linear polarisierter Strahlung ergeben sich beim Laserstrahlschneiden Schneidgeschwindigkeitsvorteile um den Faktor 1,5-2 [62, 63].

Aufbauend auf die Ausführungen zum Collins-Integral in Kapitels 2.1.2 wird die Berechnung mit folgenden Schritten durchgeführt, welche in Abbildung 5.4 dargestellt sind.

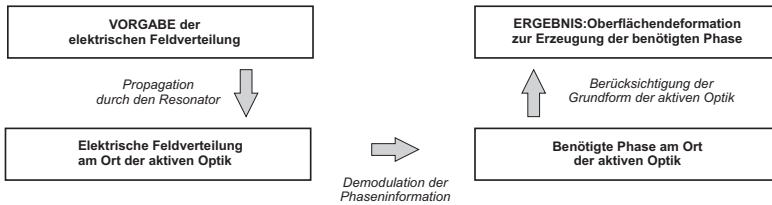


Bild 5.4: Durchgeführte Schritte zur Bestimmung der Oberflächen deformation der aktiven Optik aus einer vorgegebenen Feldverteilung.

Mit einem einheitlichen Strahlradius von $w_o = 0,6\text{mm}$ und einem Betrachtungsbereich bis $r = 2\text{mm}$ wird aus den Feldverteilungen mit 4500 äquidistanten diskreten Stützstellen der Vektor der Startfeldverteilung $E(r_{1,i})$ für die Berechnung der Spiegeloberfläche für alle vorgegebenen Feldverteilungen aufgestellt. In Abbildung 5.5 ist der radiale Verlauf der rotationsymmetrischen Verteilungen dargestellt. Unter Verwendung der Matrixelemente der Resonatormatrix aus Kapitel 5.1 werden die diskreten komplexen Werte der Feldverteilung am Ort der aktiven Optik mit Hilfe der Gleichung 2.8 berechnet. Aus dem Imaginärteil, welcher die Phaseninformation enthält, ergibt sich durch Demodulation der gesuchte Phasenverlauf am Ort der aktiven Optik. Kompensiert um die sphärische Ausgangsform der aktiven Optik ist die zu erzeugende Deformation für die drei ausgewählten Verteilungen in Abbildung 5.6 dargestellt.

¹Beugungsmaßzahl für Supergauß 6. Ordnung berechnet nach [16]

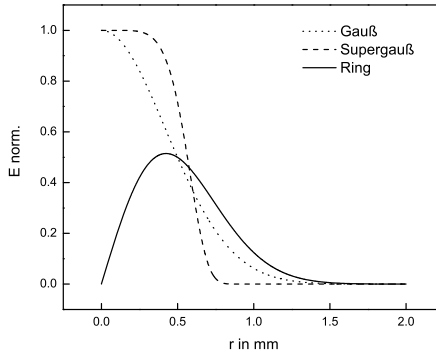


Bild 5.5: Radiale Verteilung des elektrischen Feldes für die Gauß-, “Supergauß-” und Ringmode am Ort des planen Auskoppelspiegels.

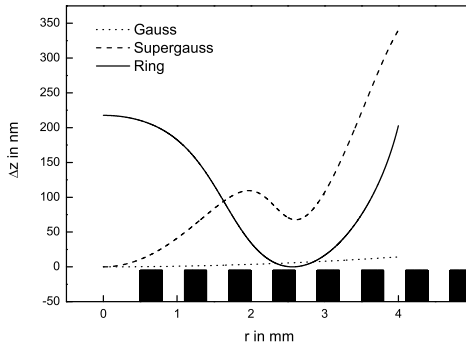


Bild 5.6: Berechnete Spiegeloberflächen kompensiert um den sphärischen Anteil der Ausgangsform der aktiven Optik. Die schwarzen Balken symbolisieren maßstabsgetreu die zur Verfügung stehenden Heizkreise.

Zusätzlich zu den Oberflächenprofilen werden die zu Verfügung stehenden Heizkreise maßstabsgetreu durch die schwarzen Balken symbolisiert. Sie geben einen

Anhaltspunkt, welche Heizkreise zur Erzeugung des gewünschten Profils einzusetzen sind.

5.3 Simulation und experimentelle Bestimmung der Betriebsparameter

Aus den in Kapitel 4.4 gezeigten Varianten des Heizkreisspiegels konnte nur mit der Variante C ein stabiler Laserbetrieb im Resonator aus Kapitel 5.1.1 realisiert werden. Somit werden die nachfolgenden Simulationen und experimentellen Versuche auf Basis des planarisierten Spiegels durchgeführt. In einem ersten Schritt wird auf das bestehende Simulationsmodell des planarisierten Spiegels zurückgegriffen und geprüft, in wie weit die gewünschten Spiegeloberflächen realisiert werden können. Aus der Simulation ergeben sich die jeweiligen Parameter für die einzelnen Heizkreise, die als Startwerte für die experimentelle Überprüfung herangezogen werden. Abbildung 5.7 zeigt hierzu schematisch die Herangehensweise zur Bestimmung der Parametersätze für die angesetzten Spiegeloberflächen.

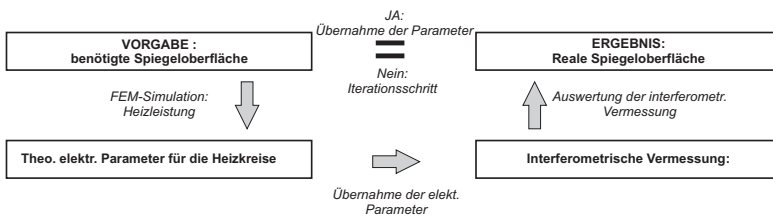


Bild 5.7: Schematischer Ablauf zur Bestimmung der Startparameter für die Heizkreise auf Basis des Simulationsmodells und deren Überprüfung am realen Spiegel.

Der im vorangegangenen Kapitel in Abschnitt 4.4.3.3 durchgeführte Vergleich zwischen dem Prototypen und der planarisierten Variante zeigt deutlich die verminderte laterale Auflösung des in diesem Versuch verwendeten planarisierten Spiegels. Der verminderte Wärmefluss durch die größere Klebeschichtdicke zwischen Kühlfinger und Keramik verhindert die für manche Konturen benötigte laterale Auflösung. Dies wurde im vorangegangenen Kapitel in Abschnitt 4.4.2.2 durch die Variation der Verbindungsschichtdicke gezeigt. Diese Voraussetzung lässt es nicht zu die Kontur, welche in Abbildung 5.6 für den Supergauß Mode berechnet ist sowohl im Zentrum ($r < 2$ mm) des Spiegels, als auch den Sattelpunkt bei $r = 2,6$ mm zu realisieren.

Die berechnete Oberflächenkontur der Ringverteilung aus Abbildung 5.6 mit ihrer deutlich langwelligeren Struktur erscheint hingegen aufgrund der geringer benötigten Auflösung besser geeignet zu sein. Analog zur Simulation des Supergauß Modes werden ebenfalls für den Ringmode die Startparameter für die einzelnen Heizkreise ermittelt. Als Startparameter ergeben sich für den 1. Heizkreis ein Stromfluss von 0,5 A und für den 7. von 0,9 A. Alle übrigen Heizkreise können inaktiv bleiben.

Für die experimentelle Überprüfung der gefundenen Startparameter wird der thermisch aktive Spiegel in das im Kapitel 2.3.1 beschriebene Interferometer eingebaut und die tatsächliche Spiegeloberfläche ermittelt. Bei der Ermittlung der Spiegeloberfläche wird wie in den vorangegangenen Interferometermessungen die sphärische Ausgangskrümmung der Oberfläche kompensiert. In Abbildung 5.8 ist das Ergebnis der radialen Simulation mit der ermittelten Spiegeloberfläche verglichen. Dazu wurde das Zentrum der Spiegeloberfläche mit der Simulation gleichgesetzt und ein radialer Schnitt der Topographie zum Vergleich herangezogen.

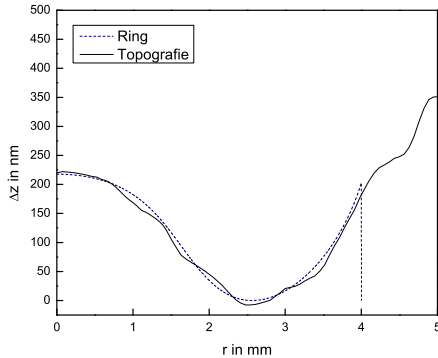


Bild 5.8: Vergleich eines ausgewählten radialen Schnittes durch die erzeugte Spiegeltopographie mit der für die Ringmode errechneten Oberfläche.

Das Ergebnis des Vergleiches zeigt in der gewählten Schnitttrichtung eine sehr gute Übereinstimmung mit der errechneten Oberfläche für den Ringmode. Die zusätzlichen Modulationen auf dem Schnitt der Spiegeltopographie sind die Auswirkungen der schlechten Oberflächenqualität des Spiegels.

5.4 Implementierung und Funktionsnachweis im Resonator

Trotz der in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Einschränkungen in der Oberflächenqualität des derzeit zur Verfügung stehenden thermisch aktiven Heizspiegels wird dieser in den im Kapitel 5.1 vorgestellten Resonator als Endspiegel eingebaut und in Betrieb genommen. Zielsetzung ist der Nachweis der Funktionsfähigkeit der thermisch aktiven Optik im Resonatorbetrieb.

Bevor die eigentlichen Untersuchungen zur aktiven Optik durchgeführt werden, sollen die Auswirkungen der unzureichenden Oberflächenqualität der aktiven Optik auf die ausgekoppelte Laserleistung P_{Laser} und den differentiellen Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{diff}} = \frac{\Delta P_{\text{Laser}}}{\Delta P_{\text{pump}}} \quad (5.2)$$

des Resonators untersucht werden. Hierfür wird nach der Vermessung der Leistungskurve die thermisch aktive Optik durch einen sphärischen Resonatorspiegel mit einer vergleichbaren Spiegelkrümmung von konvex 5000 mm ersetzt. Der Resonator wird dafür in der Konfiguration 1 betrieben und auf die maximal auskoppelbare Leistung justiert. Die sowohl mit dem sphärischen als auch mit der thermisch aktiven Optik aufgenommenen Leistungskurven sind in Abbildung 5.9 aufgetragen. Am Verlauf der beiden Leistungskurven zeigt sich, dass der Resonator durch die unzureichende Oberflächenqualität der aktiven Optik starke Verluste erfährt. Dies macht sich durch eine höhere Laserschwelle und einen deutlich kleineren differentiellen Wirkungsgrad bemerkbar. In Tabelle 5.2 sind die ermittelten Ergebnisse zusammengefasst.

	HR-Spiegel vex 5000	nivellierter Heizkreisspiegel
Schwellpumpleistung	50 W	67 W
diff. Wirkungsgrad	0,42	0,26

Tabelle 5.2: Laserschwelle und differentieller Wirkungsgrad des Resonators mit sphärischem Ersatzspiegel und eingebauter aktiver Optik.

Nach der Überprüfung der Auswirkungen auf den Resonator wurde die Funktionsfähigkeit der Optik anhand der Leistungsdichteverteilung am Ort des Auskoppelfensters und der Bestimmung der Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls geprüft. Die eingesetzte CCD-Kamera und das Strahlvermessungssystem sind, wie

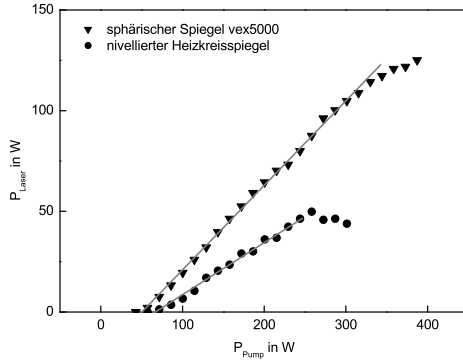


Bild 5.9: Leistungskurve des Lasers mit sphärischen Ersatzspiegel vex 5000 mm und nicht aktiven Heizkreisspiegel im Vergleich.

in Abbildung 5.3 vorgestellt wurde, in den Strahlengang eingebaut. Mit Hilfe des Kameraobjektivs wird der Ort des Auskopperlfensters auf den CCD-Chip abgebildet. Die Anpassung der Intensität auf den Empfindlichkeitsbereich der Kamera erfolgt über die beiden eingebauten HR-Planspiegel. Abbildung 5.10 zeigt die erzeugten Leistungsdichteverteilungen am Ort des Auskoppelspiegels bei einer optischen Pumpleistung von 180 W.

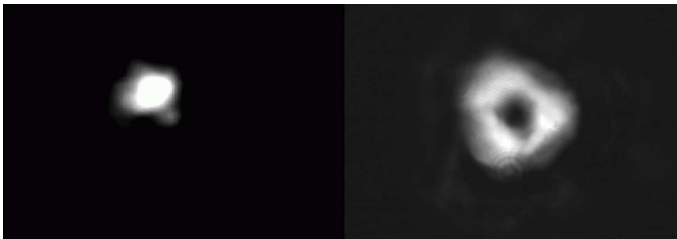


Bild 5.10: Vergleich der Leistungsdichteverteilung am Ort des Auskoppelfensters bei 180 W optischer Pumpleistung. Links die Verteilung mit inaktiven Heizkreisspiegel und rechts geheizt mit den Parametern für den Ringmode.

In der linken Teilabbildung ist die Leistungsdichteverteilung im ungeheizten Ausgangszustand der Optik zu sehen. Der Strahl besitzt ein $M^2 = 1,25$ und eine Leistung von 37 W. Auf der rechten Seite wird der Spiegel mit den in der Simulation

bestimmen Parametern geheizt. Nach einer minimalen Nachjustage der Heizleistungen im 1. Ring von 0,5 A auf 0,48 A und im 7. Ring von 0,9 A auf 1 A, konnte die Ringstruktur aus der rechten Teilabbildung erzielt werden. Der Strahl hat durch die bessere Ausnutzung des laseraktiven Mediums eine höhere Leistung von 54 W und eine Beugungsmaßzahl $M^2 = 3,11$. Die erzielte Leistungsdichteverteilung zeigt jedoch signifikante Abweichungen zu der errechneten Verteilung. Im Anschluss an dieses Kapitel wird näher betrachtet in wie weit die Oberflächenfehler des Spiegels für diese Abweichungen verantwortlich sind.

Die Messungen der Strahleigenschaften erfolgten mit dem Mode Master System der Firma Coherent. Zum Einsatz kommt der Aufbau aus Abbildung 5.3, in dem der Strahl über die Z-Faltung auf die optische Achse des Messsystem justiert wird. In den Abbildungen 5.11 und 5.12 sind sowohl die Ergebnisse der Kaustikvermessung als auch die ermittelten Werte für die Strahlparameter dargestellt.

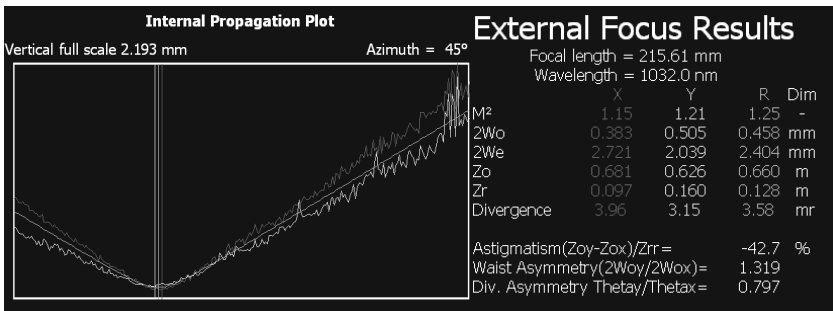


Bild 5.11: Ergebnisprotokoll der Strahlcharakterisierung des Mode Master mit passiver aktiver Optik.

Mit diesen Ergebnissen stellt die thermisch aktive Optik trotz ihrer derzeit noch vorhandenen Defizite die prinzipielle Funktionsfähigkeit unter Beweis. Es wurde gezeigt, dass die benötigte Spiegeloberfläche berechnet und mit dem aufgestellten Simulationsmodell die Startparameter für die Heizkreise ermittelt werden können.

5.4.1 Auswirkung der Oberflächenfehler auf die erreichte Leistungsdichteverteilung

Zur Bestimmung der Auswirkungen der vorhandenen Oberflächenfehler auf die erzielte Leistungsdichteverteilung wird nochmals auf das Collins-Integral zurück-

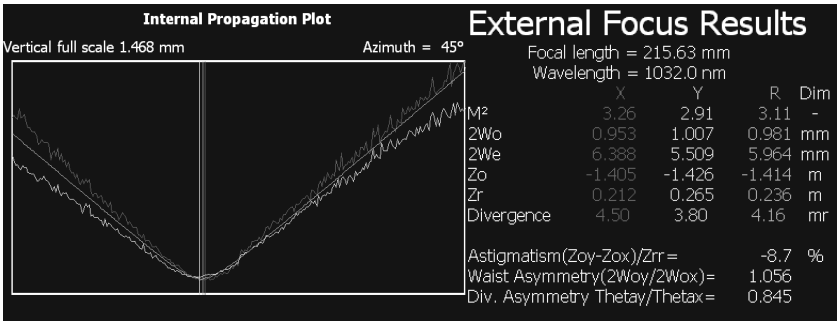


Bild 5.12: Ergebnis der Strahlcharakterisierung mit aktiver Optik bei Verwendung der Heizkreisparametern für die Ringmode.

gegriffen. Mit Hilfe des Collins-Integrals soll die Feldverteilung der Eigenmode am Auskoppelspiegel für einen kompletten Resonatorumlauf unter Berücksichtigung der Oberflächenfehler der aktiven Optik ermittelt werden. Exemplarisch werden dafür drei radiale Schnitte durch die Spiegeloberfläche aus dem Zentrum des Spiegels heraus betrachtet, welche die signifikantesten Abweichung von der optimalen Oberfläche aufweisen. Die für die Betrachtung herangezogenen Schnittachsen sind in Abbildung 5.13 in die interferometrisch vermessene Oberfläche der im Resonator eingebauten Variante des Heizkreisspiegels eingezeichnet und der erzielten Leistungsdichteverteilung am Ort des Auskoppelspiegels gegenüber gestellt.

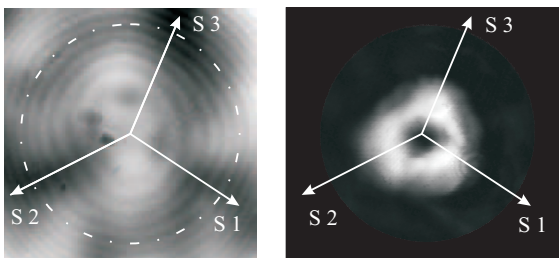


Bild 5.13: Lage der betrachteten Schnitte 1-3 durch die Oberfläche der aktiven Optik. Gegenüberegestellt die geometrische Lage der Schnitte in der erzielten Leistungsdichteverteilung am Ort des Auskoppelspiegels.

Für die ausgewählten Schnitte 1-3 werden die radialen Phasenfehler der aktiven Optik bestimmt, welche sie im geheizten Zustand mit den Parametern der Ringmode hat. In Abbildung 5.14 sind die drei ausgewählten Schnitte radial aufgetragen und der berechneten optimalen Oberfläche für die Ringmode aus dem vorangegangenen Kapitel Abbildung 5.8 als Referenz zur Seite gestellt.

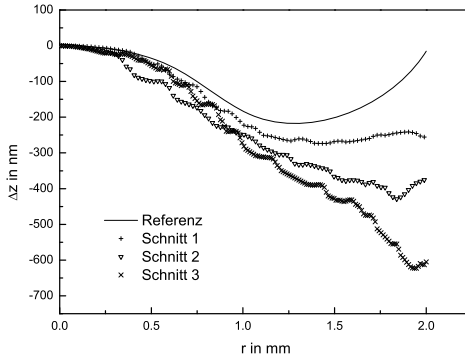


Bild 5.14: Radiale Oberflächenkonturen der Schnitte 1-3 durch die Spiegeloberfläche im geheizten Zustand mit den Parametern der Ringmode. Im Vergleich anbei gestellt die berechnete Referenzoberfläche der Ringmode.

Über das in [22] sehr gut beschriebene Vorgehen werden für den kompletten Resonatorumlauf die Feldverteilung der Eigenmode berechnet und die Phasenfehler der einzelnen Oberflächenkonturen am Ort der aktiven Optik in der Berechnung berücksichtigt. Aus Gründen der Vereinfachung wird auf die Berechnung für den radialsymmetrischen Fall zurückgegriffen. Die Ergebnisse der Berechnung der Feldverteilungen sind in Abbildung 5.15 zusammengefasst und mit dem berechneten Fall verglichen.

Das Ergebnis zeigt für alle drei ausgewählten Fälle eine signifikante Verbreiterung der Feldverteilung gegenüber der ausgelegten Verteilung. Diese Verbreiterungen können in Abbildung 5.13 in den betrachteten Schnittachsen durch die erzielte Leistungsdichteverteilung ebenfalls beobachten werden. Der direkte Vergleich zwischen den simulierten Feldverteilungen und der Leistungsdichteverteilungen entlang der Schnittachsen 1-3 ist in jeweils einer eigenen Grafik in Abbildung 5.16 dargestellt.

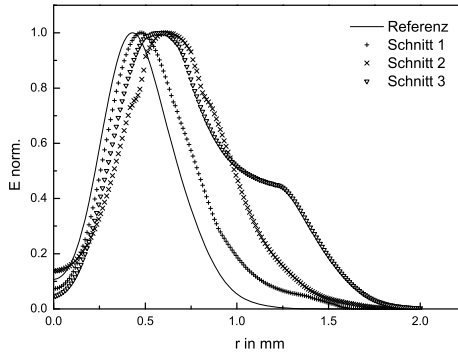


Bild 5.15: Referenzfeldverteilung und Feldverteilungen der Eigenmode am Auskoppelspiegel berechnet für die eingebrachten radialen Phasenstörungen der Schnitte 1-3.

Sie bestätigen, dass die Simulationsläufe mit den getroffenen Annahmen die signifikanten Merkmale der einzelnen realen Verteilungen auf den Schnittachsen sehr gut wiedergeben.

Somit konnten mit Hilfe des Collins-Integrals die Abweichungen der Leistungsdichteverteilung auf die Oberflächenfehler der aktiven Optik zurückgeführt werden. Soll eine exakte Simulation der Oberflächenfehler und deren Auswirkungen auf die Leistungsdichteverteilung untersucht werden, muss vom radialsymmetrischen Fall Abstand genommen und die Berechnung des Collins-Integrals für die Bestimmung der Eigenmode in kartesischer Form aufgestellt werden. Dies erhöht die Komplexität und den Rechenaufwand enorm, so dass im Zuge dieser Arbeit darauf verzichtet wird und die Ergebnisse für den radialsymmetrischen Fall als aussagekräftig angesehen werden.

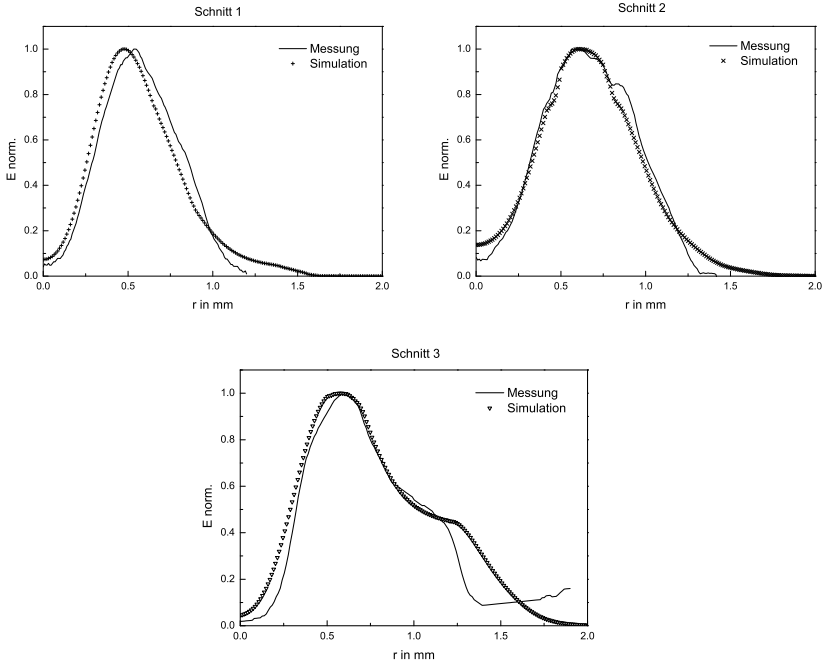


Bild 5.16: Vergleich der errechneten Feldverteilung mit der normierten Leistungsdichteverteilung entlang der Schnittachsen 1-3 aus Abbildung 5.13.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Es war das Ziel dieser Arbeit Konzepte für thermisch aktive Optiken zu erarbeiten und zu untersuchen, die speziell für den Einsatz in einem Scheibenlaserresonator ausgelegt sind. Hierzu wurden zwei thermisch aktive Spiegelkonzepte entwickelt, in unterschiedlichen Konstruktionsvarianten geprüft und jeweils Prototypen in mehreren Varianten aufgebaut. Das erste Konzept hat die Kompensation der asphärischen Anteile der thermisch induzierten Phasenfrontdeformation zum Ziel, die im laseraktiven Medium des Scheibenlasers vorherrschen. Die resonatorinterne Erzeugung maßgeschneiderter Moden konnte mit Hilfe des zweiten Spiegelkonzeptes verwirklicht werden. Die Ergebnisse zeigen, dass beide Konzepte eine preiswerte Lösung der Problemstellung darstellen. Doch die gegenwärtig verwendeten Aufbau- und Verbindungstechniken konnten noch nicht die geforderten hohen Vorgaben für die Oberflächenqualität der Spiegelschichten eingehalten.

Grundlage der Auslegung aktiver Spiegeloberflächen und der Entwicklung geeigneter Spiegelkonzepte ist das Wissen, welche Phasendeformationen kompensiert beziehungsweise erzeugt werden müssen. Ohne eine ausreichende Auseinandersetzung mit der Strahl- als auch der Wellenfrontpropagation durch ein optisches System sind darüber keine Aussagen möglich. Zu diesem Zweck wurde in Kapitel 2 auf grundlegende Strahlpropagationsmodelle und deren Grenzen eingegangen. Insbesondere wurde das Collins-Integral für den radialsymmetrischen Fall behandelt. Damit lässt sich auf einfache Art und Weise sowohl die Leistungsdichteverteilung als auch die Wellenfront eines Laserstrahls durch ein bekanntes optisches System berechnen.

Um die Optiken für den Einsatz in einem Scheibenlaserresonator auszulegen, wurden zudem der Aufbau und die Besonderheiten des Scheibenlaserdesigns beschrieben. Die wichtigsten Eigenschaften sind die hohe stehende Leistung im Resonator, sowie die typische Wellenfrontstörung durch die eingebrachten thermischen Spannungen im gepumpten Bereich des laseraktiven Mediums. Beide Merkmale beeinflussen entscheidend die Auslegung der Spiegelkonzepte bei der Auswahl der Spiegeloberfläche und der Wahl der Aktuatoren. Bei der Auslegungen beider Spiegelkonzepte wurde deutlich, dass der benötigte Hub der Spiegel im Bereich von 1-2 Mikrometer liegt, jedoch nur Abweichungen von wenigen 10 Nanometern auf

der Spiegeloberfläche toleriert werden dürfen. Zur Überprüfung dieser Deformationen und der Charakterisierung der kompletten Spiegeloberflächen für den resonatorinternen Einsatz wurde im Zuge dieser Arbeit ein Interferometer entwickelt, mit dem die optische Oberfläche der Spiegel mit Hilfe des Phasenschift-Verfahrens berührungslos flächig mit ausreichender Auflösung vermessen wird.

Zur Auslegung beider Konzepte wurde im Zuge des dritten Kapitels dieser Arbeit eine Übersicht bestehender Konzepte für aktive beziehungsweise adaptive Optiken erstellt. Im Vordergrund stand dabei die genaue Abgrenzung zwischen den Begriffen adaptiver und aktiver Optik, sowie deren Einsatzgebiete und Bauformen. Sowohl die Bauformen als auch die in Frage kommenden Aktuatoren wurden daraufhin untersucht, inwieweit sie technisch und wirtschaftlich für das Ziel dieser Arbeit tauglich sind. Aus der vorgenommenen Untersuchung geht hervor, dass ein kontinuierlich deformierbarer Spiegel in Verbindung mit einem thermischen Dehnstoffaktor die Anforderungen des Scheibenlasers als auch die wirtschaftlichen Erwartungen verbinden kann.

In Kapitel 4 wurde jeweils ein radialsymmetrisches Simulationsmodell zur Überprüfung der Funktionsweise und des Zusammenspiels der unterschiedlich verwendeten Materialien entwickelt. Mit Parameterstudien wurden dazu vorab die Auswirkungen auf das Verhalten ermittelt, welche durch die Fertigungstoleranzen beim Aufbau der Spiegel entstehen können. Die auf Basis der Auslegungen gefertigten Prototypen wurden sowohl auf ihre Funktionsfähigkeit als auch auf ihre Eignung zum resonatorinternen Einsatz untersucht. Hierfür wurden beide Spiegeloberflächen interferometrisch vermessen und die asphärischen Fehler bestimmt und bewertet. Beide Konzepte konnten hierbei mit der derzeit zur Verfügung stehenden Aufbau- und Verbindungstechnik die gewünschte Oberflächenqualität noch nicht erzielen. Jedoch zeigten die experimentellen Ergebnisse im Vergleich mit den Simulationen eine sehr gute Übereinstimmung bezüglich der erzielbaren Oberflächenverformungen und den vorherrschenden Betriebszuständen.

Im Gegensatz zum Stufenspiegel, dessen optische Fehler noch zu groß für einen sinnvollen Einsatz im Resonator sind, konnte der Heizkreisspiegel trotz der nicht optimalen Oberflächenqualität des Spiegelsubstrats in Kapitel 5.4 seine Leistungsfähigkeit im resonatorinternen Einsatz unter Beweis stellen. Hierfür wurde der aktive Spiegel in einen beugungsbegrenzten Scheibenlaserresonator eingebaut und für zwei ausgewählte maßgeschneiderte Moden die benötigten Spiegeloberflächen mit Hilfe des Collins-Integrals berechnet. Die Parametrisierung des realen Spiegels für die gewünschten Oberflächen erfolgte über das entwickelte Simulationsmodell. Die

gewonnenen Simulationsparameter wurden auf den realen Spiegel übertragen und die erzeugte Oberfläche mit Hilfe des Interferometers experimentell verifiziert. Im resonatorinternen Einsatz konnten die bestimmten Betriebsparameter übernommen werden und sowohl der direkte Betrieb im “maßgeschneiderten Mode” als auch der Wechsel zwischen Grundmode und ausgewähltem “maßgeschneiderten Mode” reproduzierbar demonstriert werden. Die dabei aufgetretenen Abweichungen der Leistungsdichteverteilung vom errechneten Optimum konnten über die Berechnung der Feldverteilung der Eigenmode mit Hilfe des Collins-Integrals auf die Oberflächenfehler der aktiven Optik zurückgeführt werden.

Diese Arbeit zeigt, dass thermische Aktuatoren das Potenzial besitzen, preiswert hochgenaue hysteresefreie aktive Optiken zu realisieren. In Kombination mit einer verbesserten Aufbau- und Verbindungstechnik ist die Überführung der ausgeführten Konzepte in den industriellen Einsatz in kurzer Zeit denkbar. Ebenfalls ist die Erweiterung der thermisch aktiven Optiken über einen geeigneten Sensor zu einer adaptiven Optik mit geschlossenem Regelkreis möglich, solange die Zeitkonstanten der auszuregelnden Störungen im Bereich der Reaktionszeit des thermischen Aktuators liegen.

Literaturverzeichnis

- [1] A. D. SIEGMAN: *Laser*. University Science Books. Mill Valley USA, 1986
- [2] T. H. MAIMAN: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature 187 4736, pp. 493-494, 1960
- [3] J. EICHLER: *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag, 2006
- [4] A. KILI ET AL.: *The broad applicability of the Disk Laser principle - from CW to ps*. Proc. Spie, Vol. 7193, 71931T, 2009
- [5] V.P. GAPONTSEV: *New Milestones in the development of super high power fiber lasers*. Photonics West, OE/LASE, pp. 21-26, 2006
- [6] J. SPEISER AND A. GIESEN: *Numerical Modeling of High Power Continuous-Wave Yb:YAG Thin Disk Lasers, Scaling to 14 kW*, in Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper WB9, 2007
- [7] F. RODDIER: *Adaptive Optics in Astronomy*. Cambridge University Press, 1999
- [8] J. W. HARDY: *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes*. Oxford Series in optical and imaging science Vol. 16. Oxford, New York: Oxford University Press, 1998
- [9] G.C. LOOS: *Using adaptive optics to enhance Michelson interferometry*. Applied Optics 31 p. 6632-6636, 1992
- [10] N. DOPLE ET AL.: *Use of a microelectromechanical mirror for adaptive optics in the human eye*. Optics letters 2002, vol. 27, no. 17, 2002
- [11] M. GÖRRITZ: *Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen*. Universität Stuttgart, Dissertation, Stuttgart: Teubner Verlag, 1993
- [12] M. BEA: *Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung*. Universität Stuttgart, Dissertation. In: Laser in der Materialbearbeitung - Forschungsberichte des IFSW, Stuttgart: Teubner Verlag, 1997
- [13] G. WERNIKE, S.KRÜGER: *Schaltbare diffraktive-optische Elemente zur Steuerung von Laserlicht*. Photonik 1/2004, Fellbach: AT-Fachverlag, 2004
- [14] D. MICHEL, T. GRAF, H.J. GLUR, W. LÜTHY, H.P. WEBER: *Thermooptically driven adaptive mirror for laser applications*. Applied Physics B 79,

- p. 721-724, 2004
- [15] G. VODOVIN, M. LOKTEV: *Deformable mirror with thermal actuators*. Optics Letters Vol. 29, No.9, 2002
- [16] R. VAN NESTE, C. PARÉ, R. LACHANCE, P. BÉLANGER: *Graded-phase mirror resonator with a super-gaussian output in a CW-CO₂ Laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. 30, pp. 2663-2669 No. 11, 1994
- [17] M. GERBER, T. GRAF: *Generation of Super-Gaussian Mode in Nd:YAG Lasers with a graded-phase mirror*. IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. 40, pp. 741-746 No. 6, 2004
- [18] M. GERBER, T. GRAF, A. KUDRYASHOV: *Generation of custom modes in a Nd:YAG Lasers with a semipassiv bimorph adaptive mirror*. Appl. Phys. B83, p. 43-50, 2006
- [19] E. HECHT: *Optik*. München; Wien: Oldenburg, 2005
- [20] H. HÜGEL: *Strahlwerkzeug Laser: eine Einführung*. Teubner, Stuttgart, 1992
- [21] H. KOGELNIK, T. LI: *Laser Beams and Resonators*. Proceedings of the IEEE 54 p. 1312-1329, 1966
- [22] T. GRAF: *Laser. Studium: Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Vieweg-Teubner, Stuttgart, 2009
- [23] S.A. COLLINS: *Lens-System Diffraction Integral Written in Terms of Matrix Optics*, J. Opt. Soc. Am. 60, pp. 1168-1177, 1970
- [24] N. RENG: *Charakterisierung und Ausbreitung von partiell kohärenten, quasinomonochromatischen Strahlungsfeldern*. Technische Universität Berlin, Dissertation, Aachen: Shaker Verlag, 1995
- [25] DIN ISO 11146-3: *Optik und optische Instrumente- Laser und Laseranlagen- Prüfverfahren für Laserstrahlparameter: Strahlmessungen, Divergenzwinkel und Strahlpropagationsfaktor*
- [26] B. EPPICH: *Die Strahlqualität von Lasern: Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahlqualität in der Praxis?*. Laser Technik Journal 2/2004, pp. 63-66, 2004
- [27] A. LETSCH: *Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente*. Universität Stuttgart, Dissertation. In: Laser in der Materialbearbeitung - Forschungsberichte des IFSW, München: Herbert Utz Verlag, 2009
- [28] A. GIESEN, H. HÜGEL, A. VOSS, K. WITTIG, U. BRAUCH, H. OPOWER: *Scalable Concept for Diode-Pumped-High-Power-Solid-State-Lasers*. Appl. Physics B 58, p. 365, 1994
- [29] A. GIESEN: *Der Scheibenlaser: Ergebnisse und Skalierungsgesetze*. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, kumulative Habilitation, 2006

- [30] S. ERHARD, A. GIESEN, M. KAESZEWSKI, T. RUPP, C. STEWEN, I. JOHANNSEN, K. CONTAG: *Novel pump design of Yb:YAG thin disc laser for operation at room temperature with improved efficiency*. OSA Trends in Optics and Photonics vol. 34 Advanced Solid-State Laser M.M. FEJER, H. INJEYUSN, U. KELLER: Eds: Optical Society of America, pp 38-44, 2000
- [31] K. CONTAG: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart, Universität, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation
- [32] R. K. TYSON: *Principles of adaptive optics -2nd Edition*. Academic Press, Bosten [u.a.], 1998
- [33] R. N. WILSON, F.FRANZA, L.NOETHE: *The ESO 3.5m NTT-Active optics I: a system for optimizing the optical quality and reduce the cost of large telescopes*. J.Mod.Opt. 34, p.485-511, 1987
- [34] Produktinformation: *Adaptive Optik*, LT Ultra-Precision Technology GmbH, Herdwanen-Schönach, http://www.lt-ultra.de/deutsch/pdf/adaptive_optik_deutsch.pdf, 29.03.2009
- [35] T. WILSON: *Active and adaptive optics in confocal microscopy*. CWH5 Conference on Lasers & Electro-Optics (CLEO), 2005
- [36] R. K. TYSON: *Bit-error rate for free-space adaptive optics laser communications*. Journal of Opt. Soc. Am. A Vol. 19 No. 4, 2002
- [37] N. YAITSKOVA, K. DOEHLN, P. DIETRICKX: *Diffraction in OWL: Effects of segmentation and segments edge misfigure*. Proc. SPIE conference Future Giant Telescope, Hawaii, 2002
- [38] EUROPEAN SOUTHERN OBSERVATORY: *The ESO 100-m optical telescope concept* In: <http://www.eso.org/projects/owl/>, 09.07.2004
- [39] B. HULBURD, D. SANDLER: *Segmented mirrors for atmospheric compensation*. Optical Engineering Vol. 29, No. 10, p. 1186-1190, 1990
- [40] T. WEVRAUCH, M.-A. VORONTOV, T.G. BIFANO, A. TUANTRANONT, V.M. BRIGHT, J. KARPINSKY, J. HAMMER: *Performance evaluation of micromachined mirror arrays for adaptive optics*. Proceedings of SPIE Vol 4124, 2000
- [41] T. CHEREZOVA ET AL.: *Active laser resonator performance: formation of a specified intensity output*. Appl. Optics Vol. 40, No. 33, pp. 6026 -6033, 2001
- [42] K. NEMOTO ET AL.: *Optimum control of laser beam intensity profile with a deformable mirror*. Appl. Optics Vol. 36, No. 36, pp. 7689 -7695, 1997
- [43] K. BERNS, B SCHÜRSMANN, M.TRAPP: *Eingebettete Systeme: Systemgrundlagen und Entwicklung eingebetteter Software*. Vieweg+Teubner Verlag, Wies-

- baden, 2010
- [44] Produktinformation: *Deformable Mirrors*, Northrop Grunman Xinetics Inc., Devens, Massachusetts, USA
http://www.aoainc.com/xinetics/products/Deformable_Mirrors.html,
 04.03.2009
- [45] E. VUELBAN, N. BHATTACHARAYA, J.J.M. BRAAT: *Liquid deformable mirror for high-order wavefront correction*. Optics Letters Vol. 31, No. 11, 2006
- [46] D. BROUSSEAU, E.F. BORRA, H. JEAN-RUEL, J. PARENT: *A magnetic liquid deformable mirror for high stoke and low order axially symmetrical aberration*. Optics Express Vol. 14, No. 24, 2006
- [47] K.-O. MÜLLER: *Korrektur von Wellenfrontverzerrungen durch thermisch adaptive Optik*. Dissertation Universität Hannover, Institut für Atom- und Molekülphysik, 1995
- [48] R. K. TYSON: *Introduction to adaptive optics*. SPIE Press, Bellingham, Washington, 2000
- [49] M. BASS: *Handbook of optics*. New York: Mc Graw-Hill, 1995
- [50] W. OSTEN: *Grundlagen der technischen Optik*, Universität Stuttgart, Vorlesungsskript, 2004
- [51] U. KAISER: *Fehleruntersuchung und Optimierung eines Interferometers zur Vermessung optischer Oberflächen*. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Studienarbeit IFSW 07-02, 2007
- [52] H. J. BRUNNING ET.AL.: *Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses*. Applied Optics 13 p. 2693-2703, 1974
- [53] N. SCHUSTER, V. G. KOLOBRODOV: *Infrarotthermographie*. Weinheim: WILEY-VCH, 2004
- [54] C. GROTH, G. MÜLLER: *FEM für Praktiker- Band 1*, Expert Verlag, 3. Auflage, 197
- [55] E. Hornbogen, G. EGGERLER, E. WERNER: *Werkstoffe: Aufbau und Eigenschaften von Keramik-, Metall-, Polymer- und Verbundwerkstoffen*, 9. Aufl., Springer Verlag, 2008
- [56] M. WEGST, C. WEGST: *Stahlschlüssel-Taschenbuch: Wissenswertes über Stähle*, 21. Aufl., Stahlschlüssel, 2007
- [57] G. ONDRACEK: *Werkstoffkunde. Leitfaden für Studium und Praxis*. 2.Aufl., Expert-Verlag, 1986
- [58] U. GRIGULL, H. SANDNE: *Wärmeleitung*. 2.Aufl., Springer-Verlag, Berlin, 1990
- [59] C. NEUGEBAUER, V. MAYER, C.PRUSS, T. GRAF, H. KÜCK, W. OSTEN: *Abschlussbericht: "Forschung Optischer Technologien 2003/2004"* Pro-

- jekt: Thermisch aktivierte Bauelemente für die adaptive Optik (ThermAO)*, Landesstiftung Baden-Württemberg, 2008
- [60] E. SCHMID: *Adaptive Optik zur Kompensation der OPD beim Scheibenlaser*. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Diplomarbeit IFSW 08-07, 2008
- [61] T. KÜHNLE: *Automatisierung und Implementierung einer thermisch adaptiven Optik in einen Scheibenlaserresonator*. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Studienarbeit IFSW 09-05, 2009
- [62] V. G. NIZIEV, A. V. NESTEROV: *Influence of beam polarization on laser cutting efficiency*. J. Phys. D: Appl. Phys. 32, pp. 1455-1461, 1999
- [63] R. WEBER ET AL.: *Effects of Radial and Tangential Polarization in Laser Material Processing*. Physics Procedia 12 pp. 21-30, 2011
- [64] M. ABDOU AHMED ET AL.: *Radially polarized high-power lasers*. Proc. Spie, Vol. 7131, 7131I, 2008
- [65] M. ABDOU AHMED ET AL.: *Radially polarized Yb:YAG thin-disc laser*. Proc. Spie, Vol. 6998, 6998H, 2008
- [66] Produktinformation: *Catalog 2007 cw and nano-second laser optics*, Layertec GmbH, Mellingen, http://www.layertec.de/uploads/media/cw_nanosecond_optics.pdf, 15.05.2009
- [67] Produktinformation: *product datasheet dm52 deformable mirror*, Alpao, Saint Martin d'Hères France, http://www.alpao.fr/pdf/DM52_datasheet.pdf, 27.05.2009
- [68] B. ARMINGER ET AL.: *Piezo-Aktoren und-Sensoren in der Rastersondenmikroskopie*. Elektrotechnik & Informationstechnik 125/3, pp. 86-91, Springer-verlag, 2008
- [69] R. SLATTER, R. DEGEN: *Micro-mechatronische Antriebe für hochdynamische und hochgenaue Positionieraufgaben*. Mircosystemtechnik-Kongress 2005, pp. 379-382, VDE Verlag, 2005
- [70] C. NEUGEBAUER: *Thermisch aktivierte Bauelemente für die adaptive Optik*. Forschungsergebnisse Optische Technologien der Landesstiftung Baden-Württemberg, http://www.photonicsbw.de/forschungsergebnisse-ot/files/phbw-news-0208-focus-research_1.pdf, 18.12.2010
- [71] H. D. BAEHR, K. STEPHAN: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer-Verlag, 1994
- [72] E. HAHNE: *Technische Thermodynamik Einführung und Anwendung*. 2. Aufl., Addison-Wesley GmbH, 1993
- [73] : H.-J. EICHLER, H.-D. KRONFELDT, J. SAHM: *Das neue physikalische*

Grundpraktikum. Springer Verlag, 2006

- [74] VDI Wärmeatlas: *Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*. VDI-Verlag, 1991
- [75] R. PROSCHATTA: *Resonatordesign - unterschätztes Potential für bessere Laser*. Laser Technik Journal Nr. 4, pp. 50-53, 2007

Danksagung

Prof. Dr. Graf danke ich recht herzlich für die interessante Aufgabenstellung und die Übernahme des Hauptberichts. Prof. Dr. Kück sei für die Übernahme des Mitberichts gedankt. Mein besonderer Dank gilt neben Prof. Dr. Graf Dr. Giesen für die Möglichkeit in der Laserentwicklung und Optik-Gruppe mit großer Freiheit forschen und arbeiten zu können.

Dr. Andreas Letsch danke ich besonders für die unermütlche Bereitschaft zur Diskussion und der freundschaftlichen Zusammenarbeit. Sein kritischer Blick und seine Diskussionsbeiträge haben meine Arbeit in vielfacher Weise weitergebracht. Bei Andreas Michalowski ebenso wie bei Birgit Weichelt möchte ich mich bedanken für Ihre Unterstützung in Ihren jeweiligen Fachgebieten.

Allen Kollegen und Mitarbeitern während mein Zeit am IFSW besonders Johannes Früchtenicht danke ich für die stets freundliche und hilfsbereite Zusammenarbeit.

Bei meinen Studenten Elke Schmid, Ulrike Kaiser und Timo Kühnle bedanke ich mich für Ihre gründliche und wertvolle Arbeit, den ausdauernden Einsatz und die hervorragende Zusammenarbeit, die mir immer große Freude bereitet und meine Arbeit auf vielfältige Weise bereichert hat.

Ganz besonders danke ich von ganzem Herzen Sibylle für die große Unterstützung und die Schaffung der benötigten freien Zeit. Meinen Eltern danke ich für die immerwährende Unterstützung und die Möglichkeit mit meinem Studium dieses Ziel zu erreichen. Meine Arbeit widme ich meinen beiden Söhnen Julius Peter und Paul Friedrich.

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 CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

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

Borik, Stefan

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

Paul, Rüdiger

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

Wahl, Roland

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

Frederking, Klaus-Dieter

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

Grünewald, Karin M.

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

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

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

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

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

Griebsch, Jürgen

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

Krepulat, Walter

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

Xiao, Min

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

Glumann, Christiane

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

Gross, Herbert

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

Rapp, Jürgen

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

Wittig, Klaus

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

Grünenwald, Bernd

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

Lee, Jae-Hoon

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

Albinus, Uwe N. W.

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

Wiedmaier, Matthias

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

Bloehs, Wolfgang

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

Bea, Martin

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

Stöhr, Michael

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

Plaß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

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

Krupka, René

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

Pfeiffer, Wolfgang

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

Volz, Robert

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

Bartelt-Berger, Lars

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

Müller-Hummel, Peter

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

Rohde, Hansjörg

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

Huonker, Martin

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

Callies, Gert

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

Schubert, Michael E.

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

Kern, Markus

Gas- und 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

Bahn Müller, Jochen

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

Schellhorn, Martin Carl Johannes

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

Angstenberger, Birgit

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

Bachhofer, Andreas

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

Breitschwerdt, Sven

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

Mochmann, Gunter

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

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötlens 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-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozesssicherheit, Fle-
xibilität 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 ke-
ramischen 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 Metal-
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-
temkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-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 Präzi-
sion 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 Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung

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 Laser-pulsen

2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit vari-ablem 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 La-sermaterialbearbeitung

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 Nahteigen-schaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len 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 La-serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-mente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

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 Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breitting

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 Leistungskalierung
von Halbleiter-Scheibenlasern
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5

Sonja Kittel

Verzugsarmes Laserstrahlschweißen an axial-
symmetrischen Bauteilen
2011, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4088-1

Andrey Andreev

Schweißen mit dem Scheibenlaser im Getriebe-
bau – 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

