

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

M. Larionov
Kontaktierung und Charakterisierung
von Kristallen für 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.

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser

von Dr.-Ing. Mikhail Larionov
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. Günter Huber
PD Dr. rer. nat. Adolf Giesen

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., 2008

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 2009

ISBN 978-3-8316-0855-3

Printed in Germany

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

Kurzfassung

Scheibenlaser finden zunehmend Einsatz in industriellen und wissenschaftlichen Anwendungen. Die Geometrie des Lasermediums – eine dünne Scheibe, die durch eine Stirnseite gekühlt wird – gibt dem Design seinen Namen. Eine geringe Dicke des Lasermediums, die typischerweise einige Hundert Mikrometer beträgt, ermöglicht eine effiziente Kühlung, die besonders für den Betrieb von Quasi-Drei-Niveau-Lasermaterialien vorteilhaft ist. Die Ausgangsleistung kann über die Fläche des gepumpten Bereichs skaliert werden, da sowohl die mechanischen Spannungen im Lasermedium als auch seine Temperatur hauptsächlich von der Leistungsdichte und nicht von der absoluten Leistung abhängig ist. Der Wärmefluss ist annähernd parallel zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls. Daher ist die Verzerrung der Wellenfront beim Durchgang durch das Lasermedium gering und ein effizienter Betrieb mit hoher Ausgangsleistung und guter Strahlqualität ist möglich.

Das Lasermaterial in Form einer dünnen Scheibe wird für den Laserbetrieb üblicherweise auf einem Träger befestigt, um die notwendige mechanische Stabilität zu erreichen. Der Kontakt zum Träger soll homogen und mechanisch dauerhaft stabil sein. Zusätzlich soll er einen niedrigen Wärmewiderstand aufweisen. Verschiedene Kontaktierungsmöglichkeiten, wie Löten und Kleben auf einen Träger oder eine Komposit-Scheibe, bei der der Träger transparent ist und vom Laserstrahl durchquert wird, werden beschrieben und miteinander verglichen.

Insbesondere das Löten der Laserscheiben auf den Träger hat am IFSW Einsatz gefunden. Die Auswahl des Lotes und die verwendete Technik werden beschrieben. Um die Lötung zu charakterisieren, wurde ein Testaufbau entwickelt, der die Fehlstellen der Lötverbindung visualisiert.

Das meist eingesetzte Material im Scheibenlaserdesign ist Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG). Das dreifach ionisierte Ytterbium besitzt eine einfache Energie-Struktur, die keine zusätzlichen Zerfallsprozesse außer spontanen und induzierten Emissionen zulässt. Bei den im Scheibenlaserdesign typischen Anregungsdichten ist aber zusätzlicher nichtstrahlender Zerfall (engl.: Quenching) vorhanden, der die Anregungsenergie zum großen Teil in Wärme umwandelt und so die erreichbare Verstärkung und die maximal zulässige Pumpleistungsdichte begrenzt. Dieser Zerfall wurde in Ytterbium dotiertem Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) experimentell nachgewiesen. Ein Messaufbau, der die gleichzeitige Messung der absorbierten Leistung, Temperatur und Verstärkung des Lasermaterials ermöglicht, wurde verwendet, um die Rate und die Wärmeerzeugung des zusätzlichen Zerfalls zu quantifizieren. Eine starke Abhängigkeit der Zerfallsrate von der Dotierung wurde festgestellt, so dass die Dotierung für die Laserexperimente auf 10 at. % Ytterbium begrenzt wurde.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Symbolverzeichnis	11
Abkürzungen	15
Extended Abstract	17
1 Einleitung	21
1.1 Stand der Technik	22
1.2 Scheibenlaserdesign	25
1.2.1 Besonderheiten des Scheibenlaserdesigns	27
1.3 Zielstellung und Aufbau der Arbeit	29
2 Grundlagen	31
2.1 Messung relevanter Materialparameter von Yb:YAG	31
2.1.1 Yb:YAG – spektrale Eigenschaften	31
2.1.2 YAG – thermomechanische und thermooptische Eigenschaften	36
2.1.3 YAG – Wärmeleitfähigkeit	38
2.1.4 Yb:YAG – Zusammenfassung der Materialparameter	39
2.2 Analytisches Modell des Scheibenlasers	39
2.2.1 Ratengleichungen	40
2.2.2 Nulldimensionales Modell	42
2.2.2.1 Berücksichtigung der Pumpoptik	42
2.2.2.2 Lösung für den Fluoreszenzbetrieb	43
2.2.2.3 Lösung für Dauerstrichbetrieb	44
2.2.3 Axiale Temperaturverteilung	47
2.2.4 Nulldimensionales Modell mit Berücksichtigung der Temperatur	48
2.2.4.1 Fluoreszenzbetrieb	49
2.2.4.2 Scheibentemperatur und Laserwirkungsgrad	54
2.3 Fluoreszenz im Scheibenlaserdesign: ASE und Absorption der Fluoreszenz in der Beschichtung	56

2.3.1	ASE	57
2.3.2	Wärmeerzeugung in der Beschichtung und Unterdrückung der ASE	60
2.4	Laserbetrieb und Scheibenform	64
2.4.1	Beugungsverluste	65
2.4.2	Optische Phasendifferenz (OPD) in einer Laserscheibe	67
2.4.3	Inversionsabhängigkeit des Brechungsindex	67
3	Quenching in Yb:YAG	69
3.1	Messaufbau	72
3.2	Vergleich zwischen Laser- und Fluoreszenzbetrieb	76
3.3	Auswertung der Messungen im Fluoreszenzbetrieb	79
3.4	Ergebnisse der Messungen	84
3.5	Zusammenfassung des Kapitels 3 und Ausblick	89
4	Kontaktierungsdesign und Kühlung	93
4.1	Beschichtungsdesign	95
4.1.1	Beschichtungsmaterialien	96
4.1.2	Designs	97
4.1.3	Wärmewiderstand der HR-Beschichtung	98
4.1.4	Mechanische Festigkeit	99
4.1.5	Pulsfestigkeit	99
4.1.6	Beschichtungsprozess und eingebaute Spannungen	101
4.2	Scheibe auf dem Träger	103
4.2.1	OPD in Laserscheibe im Betrieb	103
4.2.2	Aufpressen	105
4.2.3	Löten	107
4.2.3.1	Lötfähige Beschichtung	108
4.2.3.2	Spannungen nach dem Löten	108
4.2.3.3	Auswahl des Lotes	111
4.2.3.4	Das Lot Au80Sn20	114
4.2.3.5	Löten mit Gold-Zinn auf Kupfer-Wolfram	115
4.2.4	Kleben	117

4.2.4.1	Klassifizierung und Vergleich der Klebstoffe	118
4.2.4.2	Klebeaufbau und -prozedur	121
4.2.4.3	Experimentelle Ergebnisse	124
4.3	Scheibe auf der Vorderseite kontaktiert.....	126
4.3.1	Experimente	128
4.4	Vergleich einiger Kontaktierungsdesigns mittels FEM-Rechnungen	130
4.4.1	Multimode-Betrieb.....	131
4.4.2	Absorption und ASE.....	132
4.4.3	Mittlere Temperatur und Spannungen	134
4.4.4	Brechkraft der thermischen Linse.....	136
4.4.5	Verstärkung und Beugungsverluste	137
4.4.6	Pulsbetrieb.....	139
5	Charakterisierung der Kristalle für Scheibenlaser	141
5.1	Anforderungen	141
5.2	Technologischer Ablauf.....	142
5.3	Kontaktierungsqualität	143
5.4	Form	149
6	Zusammenfassung.....	154
7	Anhang.....	158
7.1	Einfluss der dreidimensionalen Wärmeleitung.....	158
7.2	Temperaturverteilung über einen Lötdefekt	160
7.3	Gleichungen und Aufgaben der Elastizitätstheorie	161
7.3.1	Axial symmetrische Formulierung der Gleichungen.....	161
7.3.2	Berücksichtigung der Temperaturverteilung	162
7.3.3	Aufgabe: Spannungen in einer dünnen Scheibe nach dem Löten	163
7.3.4	Aufgabe: Scherspannungen im Lot beim Abkühlen.....	163
7.3.5	Aufgabe: Verbiegung der Wärmesenke bei einem radial homogenen axialen Wärmefluss im Pumpfleck	165
7.3.6	Dünne Platten.....	167
7.3.6.1	Aufgabe: Verbiegung einer dünnen Platte unter Wasserdruck	168

7.3.6.2 Aufgabe: Verbiegung der Scheibe mit Beschichtungsspannungen	168
Literaturverzeichnis	170

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Beschreibung
A	1	Absorptionsgrad der Laserscheibe bei einer Reflexion
A_p	m^2	Pumpfleckfläche
C	m/s	Lichtgeschwindigkeit in Vakuum
d oder d_s	m	Dicke der Laserscheibe
d_l	m	Dicke der Lotschicht
d_w	m	Dicke der Wärmesenke
D_{th}	m^{-1}	Brechkraft der thermischen Linse
$D_{th, Laser}$	m^{-1}	Brechkraft der thermischen Linse im Laserbetrieb
$D_{th, Fluo}$	m^{-1}	Brechkraft der thermischen Linse im Fluoreszenzbetrieb
D	N·m	Biege widerstand
D_p	m	Pumpfleckdurchmesser
D_s	N·m	Biege widerstand der Laserscheibe
D_w	N·m	Biege widerstand der Wärmesenke
E	V/m	elektrisches Feld
E_{elast}	Pa	Elastizitätsmodul
$E_{elast, s}$	Pa	Elastizitätsmodul des Lasermaterials
E_{fl}	W/m^2	Leistungsdichte der spontanen Fluoreszenz
E_{HR}	Pa	Elastizitätsmodul des Beschichtungsmaterials
$E_{HR, Laser}$	W/m^2	Wärmefluss der in der HR-Beschichtung absorbierten Laserstrahlung
$E_{HR, Fluor}$	W/m^2	Wärmefluss der in der HR-Beschichtung absorbierten Fluoreszenz
$E_{HR, Pump}$	W/m^2	Wärmefluss der in der HR-Beschichtung absorbierten Pumpstrahlung
E_i	J	Energie des i -ten Energieniveaus
E_{lm}	V/m	Feldverteilung des Gauss-Laguerre-Modes (l, m)
E_p	W/m^2	Pumpleistungsdichte
$E_{p, s}$	W/m^2	Schwellenpumpleistungsdichte
E_r	W/m^2	resonatorinterne Leistungsdichte
$E_{r, eff}$	W/m^2	effektive resonatorinterne Leistungsdichte
$E_{s,p}$	W/m^2	Sättigungpumpleistungsdichte
E_{vol}	W/m^2	Wärmefluss der im Lasermaterial erzeugten Wärme
E_{wr} und E_{wz}	W/m^2	radialer und axialer Wärmefluss

F	N	Kraft
h	J·s	Plank'sche Konstante ($6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s)
$h(r)$	m	Verbiegung der unteren Seite der Laserscheibe
g_0	m^{-1}	Koeffizient der Kleinsignalverstärkung
g_i	1	Entartung des i -ten Energieniveaus
G	1	Verstärkung bei einer Reflexion auf der Laserscheibe
GW	1	Grauwert eines Kamerapixels
G_{fl}	1	Verstärkung bei einer Reflexion auf der Laserscheibe im Fluoreszenzbetrieb
I	W/m	spektrale Leistungsverteilung
I_0, I_l	-	Bessel-Funktionen entsprechender Ordnung
$\hat{I}(\lambda, T)$	1	normierte spektrale Leistungsverteilung
I_p	W/m	spektrale Pumpleistungsverteilung
k	J/K	Boltzmann's Konstante ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K)
K_0, K_l	-	modifizierte Bessel-Funktionen entsprechender Ordnung
K_{abs09}	1	Anteil der absorbierten Leistung innerhalb des Messflecks mit einem Durchmesser von 0,9 mm
K_{ASE}	1	Verhältnis der Leistung der ASE zur Leistung der spontanen Fluoreszenz
$K_{HR, Fluor}$	1	Verhältnis von $E_{HR, Fluor}$ zu E_{fl} in der Mitte des Pumpflecks
K_{max}	1	Verhältnis von Grundmoderadius auf der Laserscheibe zu R_p , bei dem die maximale Pulsenergie erreicht wird
L_0	1	nicht in der Scheibe lokalisierte Verluste
L_B	1	Beugungsverlust
L_l	-	Laguerre-Polynom l -er Ordnung
L_{opt}	m	optische Länge (Produkt aus Brechungsindex und Abstand)
L_{res}	1	Umlaufverlust des Resonators
M_p	1	Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall
M_r	1	Anzahl der Durchgänge durch den Laserkristall bei einem Resonatorumlauf
M^2	1	Beugungsmaßzahl
n	1	Brechungsindex
N_0	m^{-3}	Dichte der Y^{3+} -Ionen in YAG
N_1	m^{-3}	Dichte der nicht angeregten Yb^{3+} -Ionen
N_2	m^{-3}	Dichte der angeregten Yb^{3+} -Ionen
$N_{2,s}$	m^{-3}	Dichte der angeregten Yb^{3+} -Ionen an der Laserschwelle
N_{AR}	1	Anzahl der Reflexionen der Fluoreszenz an der AR-Seite

N_{HR}	1	Anzahl der Reflexionen der Fluoreszenz an der HR-Seite
N_{max}	1	Nummer des höchsten zulässigen Modes
N_{dot}	m^{-3}	Dichte der Yb^{3+} -Ionen in Yb:YAG
P	Pa	Druck
P_{abs}	W	absorbierte Leistung
P_{abs09}	W	absorbierte Leistung innerhalb des Messflecks mit einem Durchmesser von 0,9 mm
P_{ASE}	W	Leistung der verstärkten spontanen Emission
P_l	W	Laserleistung
P_{lm}	W	Leistung im Mode (l, m)
P_p	W	Pumpleistung
Q_{vol}	W/m^3	Volumenwärmeleistungsdichte
R	m	radiale Koordinate
r_D	m	Radius eines Defekts
R	1	Reflexionsgrad
R_0	m	Einspannungsradius der Wärmesenke
R_{AR}	1	Reflexionsgrad der AR-Seite der Laserscheibe
R_{HR}	1	Reflexionsgrad der HR-Seite der Laserscheibe
R_{kr}	m	Krümmungsradius
R_p	m	Pumpfleckradius
R_{Sch}	m	Radius der Laserscheibe
$R_{th, HR}$	$K \cdot m^2/W$	Wärmewiderstand der HR-Beschichtung
$R_{th, Kontakt}$	$K \cdot m^2/W$	Wärmewiderstand der Kontaktierung
$R_{th, Wasser}$	$K \cdot m^2/W$	Wärmewiderstand der Wassergrenzschicht
S	Pa	In HR-Beschichtung eingebaute Spannungen
SG	-	Supergaussfunktion
T	s	Zeit
T	K	Temperatur
T_g	K	Glasübergangstemperatur eines Polymers
T_m	K	mittlere Temperatur der Laserscheibe
T_{max}	K	Oberflächentemperatur der Laserscheibe (AR-Seite)
T_{min}	K	Temperatur der Laserscheibe an der HR-Seite
T_{Wasser}	K	Kühlwassertemperatur
T_{OC}	1	Auskoppelgrad
$T_{OC, opt}$	1	optimaler Auskoppelgrad

T_{PO}	1	Transmission der Pumpoptik für die Pumpstrahlung zwischen zwei Reflexionen auf der Laserscheibe
u	m	radiale Komponente des Verschiebungsvektors in zylindrischen Koordinaten
u_i	m	Verschiebungsvektor
u_{ij}	1	Verzerrungstensor
w	m	axiale Komponente des Verschiebungsvektors in zylindrischen Koordinaten
W_+	1/s/m ³	Bevölkerungsrate des oberen Multipletts
W_-	1/s/m ³	Entvölkerungsrate des oberen Multipletts
W_{ASE}	1/s/m ³	Entvölkerungsrate durch ASE
W_{nl}	1/s/m ³	Entvölkerungsrate durch nichtlineare Prozesse
z	m	Koordinate senkrecht zur Stirnfläche der Laserscheibe
Z_U	1	Zustandssumme des unteren Multipletts
Z_O	1	Zustandssumme des oberen Multipletts
α_{tir}	rad	Winkel der totalen Reflexion
α_s	1/K	Wärmeausdehnungskoeffizient des Lasermaterials
α_{ih}	1/K	Wärmeausdehnungskoeffizient
α_w	1/K	Wärmeausdehnungskoeffizient des Wärmesenkenmaterials
χ_{ASE}	1	mittlerer Wärmeerzeugungsgrad der ASE
χ_{nl}	1	Wärmeerzeugungsgrad der nichtlinearen Prozesse
χ_q	1	Quantendefekt
$\chi_{q,f}$	1	mittlerer Quantendefekt in Fluoreszenzbetrieb
$\chi_{q,l}$	1	Quantendefekt in Laserbetrieb
δ	rad	Phasenunterschied
Δn_{KK}	1	Änderung des Brechungsindex aufgrund der Inversion
ΔT_D	K	Anstieg der mittleren Kristalltemperatur über der Mitte des Kontaktdefekts
ΔT_{min}	K	minimale auflösbare Änderung der mittleren Kristalltemperatur
γ	m ³ /s	„up-conversion“ – Koeffizient
η_{abs}	1	Absorptionseffizienz
η_{opt}	1	optischer Wirkungsgrad
η_q	1	Quanteneffizienz
η_{res}	1	Resonatorwirkungsgrad
η_{St}	1	Stockes-Wirkungsgrad
φ	rad	azimutale Koordinate

$\Phi(r)$	rad	Phasenprofil
λ	m	Wellenlänge
λ	Pa	Lamé Koeffizient λ , siehe (7.103)
λ_f	m	mittlere Wellenlänge der spontanen Fluoreszenz
λ_l	m	Laserwellenlänge
λ_p	m	mittlere Pumpwellenlänge
λ_{th}	W/m/K	Wärmeleitfähigkeit
ν	1	Poissonzahl
ν_s	1	Poissonzahl des Laserscheibenmaterials
ν_w	1	Poissonzahl des Wärmesenkenmaterials
μ	Pa	Lamé Koeffizient μ , siehe (7.103)
μ_l	Pa	Lamé Koeffizient des Lotes
ω	m	Strahlradius eines Gauss-Strahls
Ω	sr	Raumwinkel
π	-	3,1415
ρ	cps (mPa·s)	Viskosität
θ	rad	Koordinate im sphärischen Koordinatensystem
σ_{em}	m ²	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt
$\sigma_{em, l}$	m ²	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt für die Laserstrahlung
$\sigma_{em, p}$	m ²	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt für die Pumpstrahlung
σ_{abs}	m ²	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt
$\sigma_{abs, l}$	m ²	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt für die Laserstrahlung
$\sigma_{abs, p}$	m ²	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt für die Pumpstrahlung
$\sigma_{\text{Oberfläche, kleb}}$	N/m	Oberflächenspannung des Klebstoffs
τ	s	effektive Fluoreszenzlebensdauer
τ_f	s	Fluoreszenzlebensdauer
ψ	m ²	Potenzialfunktion der Verschiebungen
ζ	m	Verbiegung einer dünnen Platte

Abkürzungen

AR	Entspiegelung, antireflektierende Beschichtung
ASE	Verstärkte spontane Emission (amplified spontaneous emission)
HR	Verspiegelung, hochreflektierende Beschichtung

LAM	Laseraktives Material
OPD	Optische Phasendifferenz
ppm	von engl. „parts per million“, 10^{-6}

Extended Abstract

Thin disk laser concept was introduced in 1992 by the „Institut fuer Strahlwerkzeuge (IFSW)“ und „Deutsches Zentrum fuer Luft- und Raumfahrt (DLR)“. The design employs a disk with a thickness, which is much smaller than the diameter of the pumped spot in the disk. This allows a very efficient cooling over one of the flat disk faces, making an efficient operation of quasi-three-level materials such as Yb:YAG possible. The heat flow is almost one-dimensional and collinear with the propagation direction of the laser light. The absence of strong radial heat flow eliminates in a first approximation the problem of thermal lensing and diffraction losses in laser operation with good beam quality.

The scalability of the output power with the pumped area is the next important feature of the thin disk laser design. Using the same pump and laser fluences on the laser disk the size of the pumped area can be enlarged without any significant increase of the crystal temperature and therefore with the same efficiency in multimode operation. However the diffraction losses due to a residual thermal lens reduce the efficiency in the operation with good beam quality for higher pump powers.

The heat flow through the cooled face of the laser disk achieves several hundred Watts per square centimetre, making a fluid cooling necessary. However a laser disk with a typical thickness of 0,2 mm and a typical diameter of 10 mm cannot be cooled directly. The mechanical stability of the disk has to be improved by some mechanically rigid mounting.

The mounting of the laser disk should fulfil several conditions:

- + providing a plane or spherical shape of the laser disk during laser operation
- + withstanding the mechanical stress during laser operation
- + being homogeneous at least in the pumped region
- + having a low heat resistance (in case of heat sink)

Especially the first requirement is hard, because the deviation from the spherical shape should be smaller than $\lambda/20$, that means at a laser wavelength of 1 μm the deviation should be smaller than 50 nm.

There are two major possibilities to mount the laser disk - to contact a transparent mechanically stable carrier disk to the uncooled side of the laser disk or to contact the laser disk with its cooled side to a mechanically stable heat sink. The first possibility can be realized e.g. by bonding of a thick undoped YAG disk to the laser disk. Gluing or soldering of the laser disk on the heat sink are examples of the second possibility. These three techniques – bonding, gluing and soldering – were studied by the author experimentally and theoretically.

A bonded laser disk can be directly cooled with a cooling fluid, eliminating the heat resistance of a heat sink. This reduces the temperature of the laser material and enhances the laser efficiency. The undoped cap on the laser disk reduces the amplification of spontaneous emission (ASE). So a higher gain can be achieved in high power operation with a large pump spot and more energy can be stored in the

disk. A disadvantage of this design is the three-dimensional heat flow in the thick carrier disk. This leads for pump spot diameters, D_p smaller than eight times the crystal thickness, d ($D_p < 8d$) to stronger thermal lensing. The change of the refractive power of the spherical part of the thermal lens is large and the diffraction losses due to the aspherical part of the thermal lens are high, making an efficient laser operation with a good beam quality impossible without phase correction.

Laser disks can also be mounted on a heat sink with an adhesive. Adhesives have generally a low heat conductivity of about $0,1 \text{ W/(K}\cdot\text{m)}$ – $0,2 \text{ W/(K}\cdot\text{m)}$. In order to minimize the heat resistance of the mounting the thickness of the adhesive layer have to be limited to approximately $1 \mu\text{m}$. It is technologically difficult to produce a thin adhesive layer and a good spherical shape of the mounted laser disk, simultaneously. Using a transparent adhesive and a transparent heat sink the absorption of the fluorescence at the bottom of the crystal can be avoided and the effect of ASE can be reduced, simultaneously. The total heat generation in the disk can be reduced compared with the soldering case. Using UV-curing adhesives the material of the heat sink can be free chosen, since it is not necessary to heat up the disk for curing. For example it is advantageous to use diamond due to its high mechanical rigidity, high thermal conductivity and transparency.

Soldering is a mounting technique, which is currently employed at the IFSW. But solders commonly used in the electronic industry have a low mechanical strength at the operation temperature and plastic deformation of solder in laser operation can occur. In this case the shape of the laser disk changes during laser operation, making a stable laser operation impossible. Therefore a special solder – the gold-tin eutecticum (Au80Sn20) with a melting temperature of $280 \text{ }^\circ\text{C}$ was chosen. Its tensile strength of 250 MPa is high enough to avoid any mechanical deformation of the mounting in laser operation. To avoid a contacting stress due to the high soldering temperature a cte-matched heat sink made of copper-tungsten is used.

A mounted laser disk should have a homogeneous heat contact and mechanical bond in the pumped area. Any imperfections cause local phase distortions and stress. Local phase distortions reduce the efficiency in the laser operation with good beam quality and local stress can destroy the laser crystal. However, contact delaminations are common for soldering with gold-tin because of very rapid oxidation of the solder surface. A special soldering technique was developed to minimize the number of soldering defects.

In order to test the soldered crystals and qualify them for laser operation with a given pump spot size a special set-up was developed to visualize the contact defects. A spot with a diameter of 2 mm on the laser crystal is pumped with a power of 500 W . The crystal is illuminated with a collimated beam of a green helium-neon laser ($\lambda=543 \text{ nm}$). Interference of the green light reflected from both sides of the crystal can be observed with a CCD camera. Any local temperature rise during laser operation is visualized as a change of the interferometric fringe pattern. Additionally, the laser crystal can be moved in the disk plane, so the whole disk can be tested.

Another key issue of the thin disk laser design is the choice of the laser material. The excitation density is very high in the thin disk laser design. Up to 40% of the ytterbium ions are excited in pulse laser operation at low repetition rate. At such high

excitation densities several additional decay mechanisms other than the spontaneous and induced emission exist in Yb:YAG. A measuring set-up allowing a simultaneous measurement of the absorbed power, the small signal gain, surface temperature of the disk with and without laser operation was used in order to investigate these processes. The measured data were analysed using an analytical model. The main assumption of the model is the homogeneous distribution of the absorbed power across the thickness of the laser disk. This assumption was proved using a numerical 2D-modelling and found to be correct for typical operation conditions. Absorption and emission cross sections of Yb:YAG were measured in the temperature range of interest between room temperature and 300 °C. The measured cross sections were used in the evaluation of the measurements.

For all materials a decay rate and a heat generation higher than predicted by the model was measured. Changing of the cooling water temperature from 16 °C to 85 °C showed, that the decay is only slightly dependent on the temperature in this temperature range. The rate of the additional decay – “quenching” – depends mainly on the density of excited ytterbium ions. Two types of additional decay were identified. The rate of the first one is lower than that of the spontaneous fluorescence. It increases nonlinearly with the density of the excited ions. The second one is a threshold process. It starts at some threshold density of the excited ytterbium ions and is so fast, that the density of the excited ions does not increase further by increasing the pump power. Approximately half of the pump photon energy is converted into heat by excited ions decaying through this channel. The threshold density depends on the doping concentration and is lower for higher doping concentrations. This type of quenching limits the achievable density of the excited ions and the gain of the laser disk. Using crystals with thicknesses optimised for efficient cw operation a maximum gain of 22 % with a doping concentration of 9 %, a gain of 7 % with a doping concentration of 12,7 % and only a gain of 1 % with a doping concentration of 15,7 % was achieved.

Concluding, two key issues of thin disk laser design are addressed in this thesis; the choice of the material and the mounting of the laser crystal are discussed in detail. It is shown experimentally, that the doping concentration of Yb should be kept low for an efficient laser operation. In the pulsed laser operation with low repetition rates ($<1/\tau_f$) the doping concentration should be lower than 10 %. In continuous wave operation an efficient operation is possible with a doping concentration of 12,7 % as well. Quenching in Yb:YAG was experimentally observed and empirically described. The quenching rate depends strongly on the density of excited Yb ions and on the doping concentration.

Three mounting techniques: soldering, adhesive bonding and diffusion bonding are compared experimentally and theoretically. Soldering with gold-tin is the most promising mounting technique for the output powers up to several kW. The manufacturing process for laser disks beginning with the polishing and coating of the crystal and finishing by the testing of the soldered crystal was developed and is described in the thesis.

1 Einleitung

Die Festkörperlaser finden zunehmend Einsatz in der Industrie. Dank ihrer Kompaktheit und Zuverlässigkeit gewinnen sie immer größere Anteile des Weltlasermarkts. Auch in der Materialbearbeitung, die einst von CO₂-Laser bedient wurde, gewinnen sie zunehmend an Bedeutung. Hier kommt dem Festkörper die Emissionswellenlänge zugute, die bei den üblichen Festkörperlasern etwa zehnmals unter der eines CO₂-Lasers liegt. Das hat insbesondere zwei Auswirkungen – der Laserstrahl kann durch eine Glasfaser transportiert werden und die durch die Beugungsmaßzahl ausgedrückte Strahlqualität des Lasers darf zehnmals schlechter sein, ohne dass die Fokussierbarkeit des besten CO₂-Lasers unterschritten wird.

Die prinzipiell mögliche bessere Strahlqualität würde dem Anwender erlauben [1], eine günstigere Kombination aus Arbeitsabstand, Fokusgröße und Größe der eingesetzten Optik auszunutzen. Entweder kann der Fokus verkleinert werden, wobei die anderen beiden Parameter konstant bleiben, der Arbeitsabstand unter Beibehaltung der Fokus- und Optikgröße erhöht werden, oder es können kleinere und billigere Optiken zur Fokussierung des Laserstrahls eingesetzt werden. Es ist auch denkbar, dass alle drei Parameter geändert werden, so dass die Bearbeitungsanlage schneller oder effektiver wird.

Die Fokussierbarkeit ist maximal, wenn ein Gaußstrahl eingesetzt wird. Dieser stellt unter allen möglichen Intensitätsverteilungen das Optimum dar, für das das Produkt aus Fokusdurchmesser und Fernfelddivergenz minimal ist. Für die Anwendung bedeutet das, dass auch bei einem kleinen Fokusdurchmesser die Fokussieroptik relativ klein bleibt bzw. ein großer Arbeitsabstand gewählt werden kann. Eine weitere Verbesserung der Fokussierbarkeit könnte durch weitere Verkürzung der Wellenlänge erreicht werden.

Was bedeutet Strahlqualität für den Laserentwickler? Physikalisch gesehen setzt sie eine obere Grenze für die Indizes m, n der Gauß-Moden TEM _{m, n} , die im Laserresonator zugelassen sind. Im Grenzfall oszilliert nur ein Mode – der Gauß-Mode TEM₀₀. Man spricht in diesem Fall vom Grundmodebetrieb. In der Praxis wird leider üblicherweise eine Verschlechterung der Lasereffizienz bei einer Verbesserung der Strahlqualität verzeichnet. Abgesehen von dem kleineren Überlapp zwischen Verstärkungsbereich und Resonatormode ist die mit der Verbesserung der Strahlqualität steigende Empfindlichkeit des Lasers auf Phasenstörungen der wichtigste Grund dieser Verschlechterung.

Unter der Annahme, dass alle Resonatorelemente ohne Last eine ideal sphärische Form besitzen, werden die Phasenstörungen im Betrieb durch die Änderung der Form für reflektierende Elemente und zusätzlich durch die Änderung des Brechungsindex für transmittierenden Elemente verursacht. Die Änderungen werden durch Erwärmung hervorgerufen. Da das laseraktive Medium üblicherweise die größte Erwärmung aufweist, entstehen die größten Phasenstörungen im laseraktiven Medium. Die Wärme im laseraktiven Medium entsteht u.a. wegen des Quantendefekts. Das Pumpphoton hat mehr Energie als das Laserphoton. Die Energiedifferenz verbleibt im Lasermaterial in Form von Wärme. Je mehr Laserphotonen produziert werden, desto mehr Wärme entsteht. Die thermischen Probleme werden mit steigender Ausgangsleistung

gravierender. Die Situation wird durch die niedrige Wärmeleitfähigkeit der meisten Lasermaterialien erschwert, die typischerweise 50-fach geringer als die von Kupfer und 100 bis 1000 mal niedriger als die von Diamant ist.

Um die zwei Anforderungen, die seitens der Anwendung gestellt werden – höhere Ausgangsleistung und bessere Strahlqualität oder gar einen beugungsbegrenzten Strahl – gerecht zu werden, wurden und werden unterschiedliche Laserkonzepte verfolgt.

1.1 Stand der Technik

Das Stablasersdesign hat zuerst den Weg in die Industrie gefunden. Wie der Name sagt, hat das Lasermaterial die Form eines Stabs. Der Stab wird entweder durch die zylindrische Oberfläche oder durch die Stirnflächen mit Lampen oder Diodenlasern gepumpt. Die erzeugte Wärme wird durch die zylindrische Oberfläche abgeführt. Der Wärmefluss und der Temperaturgradient sind damit radial. Die radiale Temperaturverteilung erzeugt im Laserstab eine starke thermische Linse, die wegen der nicht vollständig homogenen Pumpstrahlungsverteilung und Kühlung nicht perfekt sphärisch ist. Die asphärischen Anteile verursachen Verluste beim Betrieb mit guter Strahlqualität. Außerdem begrenzen die Brechkraft der thermischen Linse und die mechanischen Spannungen im Stab, die Doppelbrechung und Depolarisationsverluste verursachen, die extrahierbare Laserleistung.

Eine Gruppe aus Japan hat einen quasi-cw Nd:YAG Stablasers mit einer mittleren Leistung von 1 kW und einer Strahlqualität von $M^2 < 9$ [2] demonstriert. Eine andere Gruppe aus Japan hat eine Leistung von 12 kW bei einer elektrisch-optischer Effizienz von 22 % und einer Beugungsmaßzahl von etwa 30 erzielt [3]. Kommerziell werden diodengepumpte Stablasers für die Materialbearbeitung z. B. von den Firmen TRUMPF Laser [4] und ROFIN SINAR [5] angeboten. Laser mit einer Ausgangsleistung von 6 kW bei einer Strahlqualität von $M^2 = 75$, mit 4,5 kW mit einer Strahlqualität von $M^2 = 48$ (TRUMPF) bzw. $M^2 = 36$ (ROFIN SINAR) stehen im Lieferprogramm. Die Leistung wird in eine Faser mit einem Durchmesser von 600 μm (6 kW) bzw. 400 μm (4,5 kW) eingekoppelt und zum Werkstück geführt.

Um einen effizienten Grundmodebetrieb im Stabdesign zu gewährleisten müssen spezielle Maßnahmen wie Kompensation der Depolarisation und der thermischen Linse ergriffen werden (s. z. B. [6] und [7]).

Eine Verbesserung der Wärmeabfuhr kann mit einem Design erreicht werden, in dem das Lasermedium dünn ist, so dass der Weg des Wärmeflusses im Lasermaterial möglichst kurz ist. Zur Zeit werden drei Ansätze verfolgt, die nach der Form des Lasermediums benannt werden: Slab, Faser und Scheibe [8].

Im Slablasersdesign [9, 10, 11, 12] besitzt das Lasermedium die Form eines Quaders (engl. Slab), der in einer Richtung dünn ist (einige mm oder unter 1 mm). Die Kühlung wird so aufgebaut, dass der Wärmefluss parallel zur kürzesten Kante ist. Der Laserstrahl verläuft senkrecht dazu. Aufgrund der Kühlgeometrie weist das Slablasersdesign unterschiedlich starke thermische Linsen und dementsprechend auch typischerweise unterschiedliche Strahlqualitäten für die tangentiale und sagittale Richtungen auf. Die Kühlung ist viel effizienter als im Stablasersdesign. Die Probleme der Doppelbrechung und der thermischen Linse sind stark reduziert.

Der Resonator kann so aufgebaut werden, dass das Licht im Zig-Zag mehrmals durch den Slab geschickt wird. Auf diese Weise haben SHNITZLER ET. AL. [10] eine Ausgangsleistung von 982 W mit einer elektro-optischen Effizienz von 16 % erreicht. Die Beugungsmaßzahl ist richtungsabhängig und wurde zu $M^2 < 3$ und $M^2 < 7$ gemessen. Auch höhere Leistungen von 5,4 kW [13] und 6,1 kW [14] sind bereits demonstriert. Die Firma EdgeWave GmbH [15] bietet Slablaser bis zu einer Ausgangsleistung von 200 W bei einer Beugungsmaßzahl $M^2 < 2$ an [16].

Alternativ kann ein rechteckiger Strahl entsprechend der Apertur des Slabs ausgekoppelt werden. Die Verwendung eines Auskoppelspiegels mit einem über den Strahlquerschnitt variierenden Reflexionsgrad erlaubt es, einen Strahl mit gleicher Strahlqualität in beide Richtungen zu erzeugen. HOFFMAN ET.AL. [11] haben mit diesem Ansatz eine Ausgangsleistung von 220 W mit $M^2 < 1,5$ in beide Richtungen demonstriert.

Im Faserlaserdesign ist üblicherweise die Strahlqualität durch den Faserkerndurchmesser und numerische Apertur der Faser gegeben. Falls die Faser nur einen Mode zulässt, kann nur ein Mode anschwingen. Die Strahlqualität des Lasers wäre in diesem Fall nahezu beugungsbegrenzt. Die kleinen Endflächen einer Faser und die nichtlinearen Effekte in der Faser begrenzen allerdings die Ausgangsleistung des Faserlasers.

Mittels Verwendung von „double-cladding“ und einer Faser mit einer kleinen numerischen Apertur im Kern wurde allerdings eine Leistung von über 1 kW mit einer Beugungsmaßzahl von 3,4 und einer optisch-optischen Effizienz von 80 % demonstriert [17]. Eine kompliziertere Faserstruktur mit drei Ummantelungen hat eine Leistung von 1,3 kW [18] ermöglicht. Die Verwendung der „photonischen Faser“ – der Faserquerschnitt enthält in einer besonderen Weise angeordnete Poren [19] – könnte eine Vergrößerung des Faserquerschnitts unter Beibehaltung der guten Strahlqualität ermöglichen.

Um die Leistung zu erhöhen, kann die Strahlung mehrerer Faserlaser in eine Faser gekoppelt werden. Die Strahlqualität wird dabei schlechter. Auf diese Weise hat die Firma IPG Photonics eine Laserausgangsleistung von 5,5 kW mit $M^2 = 12$ [20] und 10,4 kW mit $M^2 = 34$ [3] demonstriert. Die Gesamteffizienz des 10,4 kW-Lasers ist mit über 25 % sehr hoch.

Im Scheibenlaserdesign ist der Wärmefluss kollinear mit dem Laserstrahl. Die Scheibe ist dünn. Die Wärme wird durch eine oder beide Stirnflächen abgeführt. Diese Anordnung verkleinert die Phasenstörungen und erlaubt einen effizienten Betrieb mit guter Strahlqualität. Inzwischen sind Scheibenlaser kommerziell erhältlich. Sie werden zur Zeit von den Firmen TRUMPF Laser (4 kW mit $M^2 = 21$, gekoppelt in eine 200 μ -Faser [4]), ROFIN SINAR Laser (3 kW mit $M^2 = 36$, gekoppelt in 300 μ -Faser [5]), JENOPTIK L.O.S. (8 W bei $\lambda = 532$ nm mit $M^2 < 10$ [22]) und ELS (100 W mit $M^2 < 1,1$ [23]) angeboten. Im IFSW beträgt die höchste zur Zeit erreichte Grundmodelleistung 225 W mit $M^2 < 1,2$ [24].

Die bisher genannten Ergebnisse beziehen sich auf den Dauerstrichbetrieb. Der Pulsbetrieb mit guter Strahlqualität und hoher mittleren Leistung bedeutet hohe Wärmeerzeugung, große Phasenstörungen und niedrige Effizienz im Betrieb mit guter

Strahlqualität. Deswegen muss das Problem der Wärmeabfuhr ebenfalls behandelt werden, was durch Verwendung der oben genannten Designs möglich ist.

Im folgenden wird zwischen Piko- und Nanosekundenbetrieb unterschieden, da die Laser unterschiedlich aufgebaut werden. Falls die Pulsdauer im Pikosekundenbereich oder kürzer ist, treten viele zusätzliche Effekte auf. Nichtlineare Effekte verbreitern das Spektrum des Pulses, die Dispersion der eingesetzten Resonatorelemente muss kompensiert werden. Außerdem muss die Bandbreite des verstärkenden Mediums ausreichend groß sein. Diese zusätzlichen Effekte müssen bei der Laserauslegung berücksichtigt werden und begrenzen die mittlere Leistung bzw. die Pulsenergie.

Abgesehen von der „national ignition facility“ [25] und Militärprojekten [26] wird die z.Zt. höchste Pulsleistungsdichte von mehrstufigen Titan-Saphire-Lasern erreicht. Die Pulsenergie liegt bei einigen Joule, die Pulsrepetitionsrate ist unter 100 Hz und die Pulsdauer beträgt deutlich unter 1 ps [27].

Im Faserlaserdesign begrenzen die nichtlinearen Effekte die erreichbare Pulsenergie. In der Gruppe von PROF. TÜNNERMANN [28] wurde ein Faserlaser mit einer Pulsenergie von maximal 4 mJ und einer Pulslänge von 50 ns bei einer Pulsrepetitionsrate von 3 kHz demonstriert. Bei Erhöhung der Pulsrepetitionsrate auf 50 kHz steigt die mittlere Leistung auf 100 W. Die Strahlung ist beugungsbegrenzt. Die Verwendung einer Faser mit einem größeren Kerndurchmesser ermöglicht eine Steigerung der Pulsenergie auf 8 mJ bei einer Verschlechterung der Strahlqualität auf etwa $M^2=10$.

Im Pikosekundenbereich werden z. B. von IMRA America Inc. Faserlaser mit eingebauten Verstärker angeboten. Die Geräte zeichnen sich durch kompakte und robuste Bauform aus. Die höchste mittlere Leistung im Angebot beträgt z.Zt. 400 mW [29] bei einer Pulsdauer von unter 300 fs. Die höchste Pulsenergie beträgt etwa 100 μ J. Die CPA-Technik – Verlängerung der Pulsdauer vor der Verstärkung und anschließende Komprimierung – und Fasern mit großem Kerndurchmesser kommen zum Einsatz [30].

In den Scheiben- und Slabdesigns kann die Größe des Strahls im LAM theoretisch so groß gehalten werden, dass die Zerstörung vermieden wird. Falls die Verstärkung hoch und die Resonatorlänge klein ist, können Pulse mit einer Pulsdauer von einigen Nanosekunden im gütegeschalteten Betrieb erzeugt werden. So werden z. B. von der Firma EdgeWave GmbH [15] gütegeschaltete Laser mit einer Pulsdauer von etwa 5 ns und einer Pulsenergie von maximal 20 mJ bei einer Strahlqualität von $M^2<2$ im Slablaserdesign angeboten. Die höchste angebotene mittlere Leistung beträgt 80 W und die Repetitionsrate 50 kHz.

Die Eignung des Scheibenlaserdesigns für den Pulsbetrieb war aufgrund der geringen Verstärkung der Scheibe von 10 % - 20 % nicht selbstverständlich. Im gütegeschalteten Betrieb sind die Pulse im Scheibenlaserdesign deswegen länger als bei den anderen Konzepten. Die Pulsdauer beträgt 100 ns und mehr [31]. Wegen der kleinen Phasenstörungen sind die Verluste allerdings so niedrig, dass das Verhältnis von Verstärkung zu Verlusten günstig ist und das Erreichen einer Verstärkung von 10^6 und mehr in einem regenerativen Scheibenlaserverstärker möglich ist. Im Nanosekundenbereich ist eine Pulsenergie von 37 mJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz und einer Pulslänge von 10 ns demonstriert worden [31]. Im

Pikosekundenbereich wurde eine mittlere Leistung von 26 W bei 20 kHz und einer Pulslänge von 1,8 ps gezeigt [32]. Die höchste demonstrierte Pulsenergie beträgt 4,5 mJ bei einer Pulsdauer von 5 ps [33]. Im modengekoppelten Betrieb mit sättigbarem Halbleiter-Absorber (SESAM) wurde im Scheibenlaserdesign eine mittlere Leistung von 60 W bei einer Repetitionsrate von 34 MHz mit einer Yb:YAG-Scheibe erreicht [34]. Die Pulslänge beträgt dabei 810 fs.

1.2 Scheibenlaserdesign

Das Scheibenlaserprinzip ist in Abbildung 1.1 illustriert. Der Laserkristall hat die Form einer Scheibe mit einem Radius R_{sch} und einer Dicke d . Eine Seite des Laserkristalls ist für die Pump- und Laserwellenlänge entspiegelt (AR vom engl. anti reflection) und wird weiter AR-Seite genannt. Die andere Seite ist für die beiden Wellenlängen verspiegelt (HR vom engl. high reflection) und wird im weiteren HR-Seite genannt.

Der Laserkristall wird über die HR-Seite gekühlt. Die Pumpstrahlung beaufschlagt den Laserkristall von der anderen Seite und wird im Laserkristall absorbiert. Der gepumpte Teil des Laserkristalls wird im weiteren Pumpfleck genannt. Der Pumpfleck ist meistens radialsymmetrisch und hat einen Radius von R_p . Es ist auch denkbar, dass der Kristall vollflächig gepumpt wird. Das ist z. B. der Fall, wenn die Pumpleistung durch die zylindrische Mantelfläche in den Laserkristall radial eingestrahlt wird [40, 35, 36]. Diese Pumanordnung kann für einen multi-kW-Betrieb interessant sein. Das Erreichen einer homogenen Verteilung der absorbierten Leistung, was für einen effizienten Betrieb mit guter Strahlqualität notwendig ist, ist in dieser Anordnung allerdings schwieriger zu realisieren.

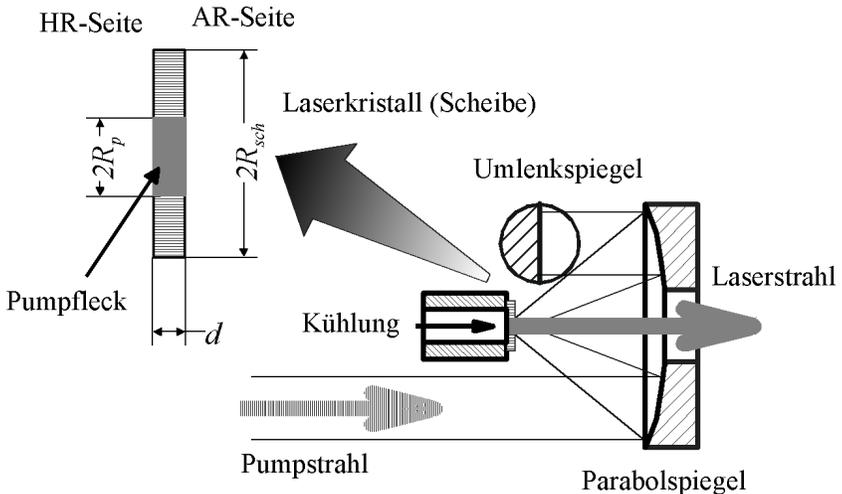


Abbildung 1.1: Scheibenlaserprinzip

Der Laserkristall wird im Resonator als Spiegel verwendet. Der Laserstrahl verläuft senkrecht oder nahezu senkrecht zur Laserkristallebene und wird an der HR-Seite des Laserkristalls reflektiert.

Die Dicke des laseraktiven Mediums muss klein im Vergleich zum Pumpfleckradius sein, um einen überwiegend eindimensionalen Wärmefluss im Laserkristall zu gewährleisten.

$$\frac{d}{R_p} \ll 1 \quad (1.1)$$

Wenn diese Bedingung erfüllt ist, ist der Wärmefluss senkrecht zum Laserstrahl im Gegensatz zum Stablaserdesign gering. Deswegen ist der Temperaturunterschied in der Scheibenebene im Pumpfleck klein, aber aufgrund der restlichen dreidimensionalen Wärmeleitung und radialen Pumpstrahlungsverteilung nicht gleich Null. Das radiale Temperaturprofil führt zu einer Phasenänderung Φ der Laserstrahlung, die von der radialen Koordinate r abhängig ist und thermische Linse genannt wird. Die Funktion $\Phi(r)$ kann in eine Potenzreihe über die geraden Potenzen von r entwickelt werden. Der konstante Term ist für den Laserbetrieb irrelevant. Der nächste parabolische Term beschreibt in der paraxialen Näherung eine sphärische Linse, die durch ihre Brechkraft beschrieben wird. Die restlichen Summanden und die nicht radial symmetrischen Anteile der thermischen Linse sind asphärisch und verursachen Verluste im Laserbetrieb mit guter Strahlqualität.

Die thermische Linse im Scheibenlaserdesign ist klein verglichen mit dem Stablaserdesign. Ihre Brechkraft ist weit unter 1 m^{-1} (im Stablaserdesign typischerweise über 10 m^{-1}). Die asphärischen Anteile der thermischen Linse sind auch klein, was einen effizienten Betrieb mit hoher Ausgangsleistung und guter Strahlqualität ermöglicht.

Mit einem Scheibendurchmesser von 10 mm und einem Pumpfleckdurchmesser von 6 mm und einer Scheibendicke von 205 μm ist im IFSW eine Leistung von 650 W im Dauerstrichbetrieb demonstriert worden [37]. Für die höheren Ausgangsleistungen bzw. eine andere Betriebsart muss der Pumpfleckradius und dementsprechend der Scheibendurchmesser angepasst werden. Eine Laserleistung von 5,3 kW aus einer Laserscheibe wurde bereits von der Firma TRUMPF Laser demonstriert [38].

Aufgrund der kleinen Dicke des Laserkristalls ist die Absorption der Pumpstrahlung bei einer Reflexion auf dem Laserkristall niedrig, typischerweise 10 % - 30 %. Um trotzdem einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen, muss eine Pumpoptik eingesetzt werden. Sie ist in Abbildung 1.1 mit Parabol- und Umlenkspiegel schematisch dargestellt. Die Aufgabe der Pumpoptik ist es, den nichtabsorbierten Teil der Pumpstrahlung nach der Reflexion auf dem Laserkristall mehrmals wieder auf den Laserkristall zu richten, bis die Pumpstrahlung möglichst vollständig absorbiert ist. Es können unterschiedliche Konzepte eingesetzt werden, wie es in den Arbeiten von STEFFEN ERHARD [39, 40] beschrieben ist. Es hat sich herausgestellt, dass der Einsatz eines Parabolspiegels zur Abbildung der Pumpstrahlung auf den Laserkristall besonders vorteilhaft ist, da in diesem Fall mehrere (16, 24, 32 und mehr) Pumpstrahlungsdurchgänge in einer einfachen Weise mit einem Parabolspiegel und vier Umlenkspiegeln realisiert werden können.

Der Einsatz einer Pumpoptik sieht auf den ersten Blick wie ein Nachteil des Scheibenlaserdesigns aus, ermöglicht aber die Entkopplung der Absorption der Pumpstrahlung und der Verstärkung der Laserstrahlung, was für einen effizienten Betrieb eines Drei-Niveau-Lasermaterials wichtig ist.

Die Besonderheiten des Scheibenlaserdesigns, die aus Gl. (1.1) folgen, werden im folgenden kurz aufgeführt und unter den Aspekten, die für diese Arbeit interessant sind, diskutiert. Für eine ausführliche Beschreibung des Scheibenlaserdesigns können die am IFSW abgeschlossenen Dissertationen von KARSTEN CONTAG [41] und ANDREAS VOSS [42], wissenschaftliche Veröffentlichungen [43, 40, 37] und der Beitrag im Sammelwerk von R. DIEHL [44] empfohlen werden.

1.2.1 Besonderheiten des Scheibenlaserdesigns

Die Ausgangsleistung bzw. Pulsenergie ist im Scheibenlaserdesign prinzipiell über die Fläche des gepumpten Bereichs skalierbar. Weder die Scheibentemperatur noch die mechanischen Spannungen steigen wesentlich bei einer Vergrößerung des Pumpflecks unter Beibehaltung einer konstanten Pumpleistungsdichte. Der Skalierung stehen nur einige technologische Probleme im Weg – die Handhabung einer größer werdenden Scheibe ist schwieriger und ein Resonator mit einem großen Strahlradius auf der Scheibe ist empfindlicher gegen Verkipfung der Resonatorspiegel und Änderung der Brechkraft der Scheibe [45].

Im Scheibenlaserdesign werden hohe Leistungen aus einem kleinen Volumen (einige mm^3) extrahiert. Deswegen sind die Anregungsdichte und die Wärmeerzeugung groß, was hohe Temperaturen (100 °C und mehr) und eine hohe Dichte der angeregten Ionen im Betrieb bewirkt. Die Eigenschaften der Lasermaterialien in diesem Temperaturbereich sind meistens nicht bekannt und werden im allgemeinen ungünstiger für den Laserbetrieb. Die hohe Anregungsdichte zusammen mit einer hohen Dotierung, die für das Scheibenlaserdesign theoretisch vorteilhaft wäre, begünstigen die Energiemigration zu Verunreinigungen und anderen Störstellen oder die Anregung von Bändern des Wirtsmaterials mit Energien einiger angeregten Ionen. Diese Prozesse erzeugen zusätzliche Wärme im Material und bauen die Anregung ab. Sie begrenzen z.Zt. die Dotierung von Yb:YAG auf 10 at. % im Puls- und auf etwa 12 at. % im Dauerstrichbetrieb. Bei höheren Dotierungen wird der Laserbetrieb ineffizienter.

Die Kleinsignalverstärkung der Scheibe bei einer Reflexion ist gering, typischerweise 10 % bis 30 %. Um dennoch einen effizienten Verstärkerbetrieb zu erreichen muss entweder ein regenerativer Verstärker eingesetzt werden oder viele Reflexionen auf der Scheibe müssen geometrisch realisiert werden [46, 48].

Die Depolarisation in einer Laserscheibe ist niedrig, typischerweise unter 0,1 %, was einen effizienten TEM₀₀-Betrieb und den Betrieb mit einer festgelegten Polarisation, wie es z. B. für einen regenerativen Verstärker erforderlich ist, ermöglicht.

Eine effektive Kühlung wird benötigt, um die entstehende Wärmeleistungsdichte von einigen 100 W/cm² ohne große Temperaturerhöhung des laseraktiven Mediums abzuführen. Im IFSW wurden Untersuchungen unterschiedlicher Kühlkonzepte durchgeführt [47]. Mit dem Konzept, in dem das Wasser die Scheibe oder den Träger der Scheibe direkt anspritzt, wurden die besten Ergebnisse erzielt. Das zweitbeste

Konzept - die Mikrokanalkühlung - wird viel in der Laserdiodenindustrie eingesetzt. Die Mikrokanalkühler haben aber generell für den Einsatz für die Kühlung der Scheibenlaser den Nachteil, dass die Wärme lokal und nicht flächig abgeführt wird, was dem Scheibenlaserkonzept widerspricht.

Die dünne Scheibe hat einen zu niedrigen Biege­widerstand, um direkt mit Wasser gekühlt zu werden. Deswegen muss sie auf einen Träger kontaktiert werden. Die beiden am häufigsten eingesetzten Kontaktierungsmöglichkeiten sind in Abbildung 1.2 gezeigt.

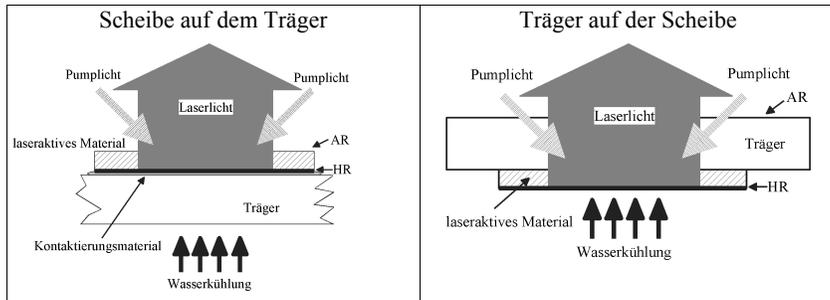


Abbildung 1.2: Kontaktierungsmöglichkeiten

Entweder wird die Scheibe mit der HR-Seite auf einer Wärmesenke montiert, beispielsweise durch Kleben oder Löten (in der Abbildung links) oder ein transparenter Träger wird an die andere Seite der Scheibe kontaktiert (in der Abbildung rechts). Die obere Seite des Aufbaus wird mit einer Entspiegelung für Pump- und Laserstrahlung versehen.

In der Methode „Scheibe auf dem Träger“ fließt die in der Scheibe produzierte Wärme durch die Wärmesenke, was zu einer höheren Temperatur im Lasermaterial führt. Die Geometrie des Aufbaus – die heißeste Stelle ist in der Abbildung oben, die kälteste unten - sorgt für die Wölbung der Wärmesenke und so zu einer Änderung der Scheibenform im Betrieb.

Im anderen Fall ist der Wärmewiderstand zwischen Laserkristall und Wasser kleiner. Das Trägermaterial muss transparent und die Grenze zwischen dem Träger und dem Lasermaterial verlust- und reflexionsarm sein. Der Wärme­fluss in dem Trägermaterial ist dreidimensional. Da die Laserstrahlung den Träger durchquert, führt dies zu einer viel stärker ausgeprägten thermischen Linse als bei der Rückseitenkontaktierung (die aber immer noch um Größenordnungen schwächer ist als im Stab­laserdesign) und zu höheren Beugungsverlusten.

Es sind viele weitere Konzepte neben den beiden oben vorgestellten denkbar, wie ein dünnes Lasermedium gepumpt und gekühlt werden kann. Der Laserkristall kann z. B. mit einer Gasströmung gekühlt werden. Die Kontaktierung des Laserkristalls auf der Wärmesenke kann durch Aufpressen mit einem transparenten Fenster [49] geschehen. Oder der Kristall kann direkt mit Flüssigkeit durch die Mikrokanäle in einer strukturierten Wärmesenke gekühlt werden [50]. Bis jetzt haben sich allerdings nur die beiden oben genannten Varianten bewährt.

Die letzte Besonderheit des Scheibenlaserdesigns, die hier angesprochen werden soll, ist der Wellenleitereffekt einer dünnen Scheibe. Eine dünne Scheibe kann die Fluoreszenz aus dem Pumpfleck zum Rand hin durch Totalreflexion an den Stirnflächen führen. Nach der Reflexion an der Seitenfläche wird der Weg der Fluoreszenz umgekehrt. Die auf diese Weise in der Scheibe umlaufende Fluoreszenz baut die Inversion im Pumpfleck zusätzlich ab und stellt einen parasitären Prozess dar, der ASE (von engl. Amplified Spontaneous Emission) genannt wird und z. B. aus dem „Aktivspiegel“-Design („active mirror“ [51]) bekannt ist. Die ASE begrenzt die Pumpfleckgröße und damit die theoretisch erreichbare Ausgangsleistung. Die Grenze ist allerdings in Experimenten noch nicht erreicht und liegt je nach Design unterschiedlich hoch.

1.3 Zielstellung und Aufbau der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines technologischen Ablaufs für die Herstellung von kontaktierten Laserkristallen für den Scheibenlaser. Der Autor hat die Herstellung der Laserkristalle von der Kristallzucht bis hin zum Kontaktieren und Testen betreut und teilweise entwickelt. Die Erfahrungen bilden das Grundgerüst dieser Arbeit.

Theoretisch bringt eine höhere Dotierung Vorteile für den Laserbetrieb im Scheibenlaserdesign. Der Kristall kann dünner werden, die mittlere Kristalltemperatur sinkt. Eine niedrigere Kristalltemperatur senkt die Laserschwelle im Dauerstrichbetrieb bzw. erhöht die Verstärkung der Scheibe im Pulsbetrieb. Beim Versuch die Dotierung von Yb:YAG von 9 at. % auf 12 at. % und mehr zu erhöhen, hat sich aber herausgestellt, dass diese kleine Änderung der Dotierung zu einer dramatischen Verschlechterung der Lasereigenschaften führt. Die Gründe dafür wurden untersucht und die Anwesenheit von nichtlinearen Prozessen, die die Anregung abbauen und zum großen Teil in Wärme umwandeln, wurde gezeigt. Diese nichtlinearen Prozesse sind vermutlich unabhängig von der Reinheit des Materials und den Zuchtbedingungen in Yb:YAG immer präsent. Sie begrenzen die Dotierung, bei der Yb:YAG im Scheibenlaserdesign effizient eingesetzt werden kann.

Die Untersuchungen der nichtlinearen Prozesse und die Kontaktierung der Kristalle sind die zwei Hauptthemen dieser Arbeit. Die nichtlinearen Prozesse bestimmen die Wahl des Lasermaterials, das erst durch Kontaktierung als Laserkristall verwendet werden kann.

Entsprechend ist diese Arbeit gegliedert. Im Kapitel 2 *Grundlagen* werden Messungen und theoretische Überlegungen vorgestellt, die weiter in der Arbeit verwendet werden und von allgemeinem Interesse sind. Zuerst werden die relevanten gemessenen Materialparameter von Yb:YAG und YAG bei den im Scheibenlaserdesign üblichen bzw. möglichen Temperaturen beschrieben. Diese Daten werden bei der Auswertung der Messungen und bei der Modellierung verwendet.

Anschließend wird ein Modell eingeführt, das in einer einfachen Weise die Temperaturerhöhung im Betrieb berücksichtigt. Die aufgeführten Formeln können von einem Laserentwickler verwendet werden, um ohne FEM-Rechnungen die experimentellen Ergebnisse nachzurechnen, auszuwerten oder einen Laser auszulegen. Als Beispiel werden die Formeln zur Veranschaulichen des Einflusses der Temperatur

im Dauerstrichbetrieb verwendet, um die Anforderungen an den Wärmewiderstand der Kontaktierung zu erklären.

Das beiden letzten Unterkapitel behandeln die zwei Teilprobleme, die im Scheibenlaserdesign in einer besonderen Weise berücksichtigt werden müssen – ASE und thermische Linse.

Das Kapitel 3 *Quenching in Yb:YAG* stellt den verwendeten Messaufbau vor. Die nichtlinearen Prozesse werden quantitativ beschrieben, ihre Ursache und Gegenmaßnahmen werden diskutiert.

Das Kapitel 4 *Kontaktierungsdesign und Kühlung* widmet sich dem Thema Kontaktierung. Unterschiedliche Möglichkeiten der Kontaktierung werden diskutiert. Die entwickelten Verfahren und Aufbauten werden beschrieben, sowie die Erfahrungen mit der jeweiligen Kontaktierungsmethode bzw. mit den auf diese Weise kontaktierten Kristallen. Zum Schluss werden die drei aussichtsreichsten Kontaktierungsmethoden mit Hilfe von FEM-Rechnungen verglichen.

Ein Bestandteil des Fertigungsprozesses ist die Qualitätskontrolle, die in Kapitel 5 *Charakterisierung der Kristalle für Scheibenlaser* vorgestellt wird. Sie hilft, fehlerhafte Kristalle bereits auf frühen Stufen im Fertigungsprozess auszusortieren und so die Kosten zu senken. Dem Anwender erspart sie Zeit und Nerven bei den Versuchen mit einem schlechten Laserkristall. Der entwickelte technologische Ablauf wird zuerst skizziert. Die einzelnen Kontrollen sowie die verwendeten Qualitätskriterien werden ausführlich beschrieben. Die entwickelten Aufbauten werden dargestellt.

Eine *Zusammenfassung* gibt die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit wider. Im *Anhang* sind die mathematischen Ausführungen platziert. Außerdem beinhaltet er einige Formeln der Elastizitätstheorie, die für die Abschätzungen für die im Scheibenlaserdesign üblichen Größenverhältnisse nützlich sind.

2 Grundlagen

2.1 Messung relevanter Materialparameter von Yb:YAG

Das Ytterbium-Ion (Yb) ist sehr interessant für den Einsatz in Hochleistungs-Festkörperlasern. Der Quantendefekt ist verglichen mit Neodymium (Nd) niedrig. Es gibt ein Absorptionsband im Wellenlängenbereich zwischen 900 nm und 1000 nm, in dem Diodenlaser als Pumpquelle erhältlich sind. Die Energiestruktur ist sehr einfach und besteht aus nur sieben Niveaus. Es lässt keine störende „up-conversion“ und „cross-relaxation“ Prozesse zu, wie sie z. B. in den Nd-basierten Lasern bekannt sind.

Die Eigenschaften des Wirtsmaterials, wie Wärmeleitfähigkeit, mechanische Festigkeit und Bearbeitbarkeit bestimmen die Eignung eines Materials als Wirtsmaterial für Hochleistungslaser. Die Verzerrung der Wellenfront der Laserstrahlung beim Durchgang durch das aktive Laserelement, die thermische Linse, spielt für die Festkörperlaser eine besondere Rolle. Die Effizienz eines Lasers im Betrieb mit guter Strahlqualität wird durch die Form dieser Linse maßgeblich bestimmt. In den Stablasern legt die thermische Linse die Grenze der aus einem Stab extrahierbaren Leistung fest. Die Stärke der Phasenänderung im laseraktiven Element wird dabei durch Temperaturverteilung und thermooptischen und thermomechanischen Eigenschaften des Wirtsmaterials bestimmt.

Alle Experimente in dieser Arbeit sind mit Yb-dotiertem Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) durchgeführt worden. Daher werden die Eigenschaften von Yb:YAG in dem für das Scheibenlaserdesign relevanten Temperaturbereich im weiteren näher beschrieben.

2.1.1 Yb:YAG – spektrale Eigenschaften

Das Yb^{3+} -Ion ersetzt ein Y^{3+} im Gitter vom Yttrium-Aluminium-Granat (YAG). Bedingt durch die lokale Symmetrie der Gitterplätze werden die zwei Energieniveaus eines freien Yb^{3+} -Ions in sieben Energieniveaus gespalten. Vier Energieniveaus entstehen im unteren ${}^2F_{5/2}$ Multiplett und drei im oberen ${}^2F_{7/2}$ Multiplett. Die Zuordnung der Energieniveaus zu den Peaks in gemessenen Absorptions- und Emissionsspektren ist durch die starke Elektronen-Phononen-Kopplung erschwert, die für mehrere Nebenpeaks im Spektrum sorgt, die auch bei niedrigen Temperaturen nicht verschwinden. Diese Situation hat dazu geführt, dass die Energien der einzelnen Niveaus, besonders im oberen Multiplett, unterschiedlich bestimmt wurden [52, 53, 54]. Der Autor gibt die Energien (s. Abbildung 2.1) nach LUPEI ET.AL. [55] an. In dieser Arbeit werden die resonante bzw. „quasiresonante“ Elektron-Phononen-Kopplung in Betracht gezogen und die Lage der Niveaus unter Einbeziehung von der mit Raman- bzw. IR-Spektroskopie gemessenen Phononendichte errechnet. Diese Definition der Energieniveaus unterscheidet sich nur unwesentlich von der in [56], in der diese indirekt mit Hilfe von der FÜRCHTENBERG-LADENBURG Beziehung überprüft wurde.

Die Aufspaltung der Energieniveaus innerhalb eines Multipletts ist vergleichbar mit der Phononenenergie, die in YAG 1000 cm^{-1} erreicht. Daher ist die Relaxationszeit im

Pikosekundenbereich und es kann angenommen werden, dass die Besetzung der Niveaus innerhalb eines Multipletts der Boltzmann-Verteilung folgt.

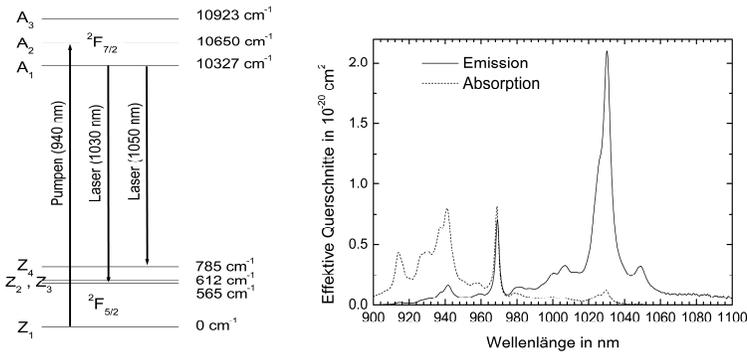


Abbildung 2.1: Energieschema der Yb-Ionen in YAG (links) und effektive Wirkungsquerschnitte von Yb:YAG bei Raumtemperatur.

Die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte von Yb:YAG sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei einer sehr niedrigen Temperatur ist nur das untere Niveau des unteren Multipletts Z_1 besetzt und das Absorptionsspektrum sollte aus drei Peaks bestehen, die den Übergängen $Z_1 \rightarrow A_1$ („zero-phonon-line“), $Z_1 \rightarrow A_2$ und $Z_1 \rightarrow A_3$ entsprechen. Bei Raumtemperatur sind die Peaks stark verbreitert. Die Maxima liegen bei 969 nm, 941 nm und 912 nm. Aus diesen drei Peaks eignet sich wegen seiner Stärke und Breite besonders der Peak bei 941 nm für das Pumpen mit Diodenlasern. Die „zero-phonon-line“ ist sehr attraktiv wegen des geringen Unterschieds zwischen Pump- und Laserwellenlänge. Die Breite des Peaks ist mit 2,6 nm (FWHM) allerdings zu klein, um dauerhaft effizientes Pumpen mit Hochleistungslaserdioden zu realisieren. Der kleine Peak bei 1030 nm in Abbildung 2.1 entspricht dem Übergang $Z_{2,3} \rightarrow A_1$ und zeigt, dass bereits bei Raumtemperatur eine Absorption der Strahlung bei der Laserwellenlänge stattfindet. Der Grund dafür ist der kleine Abstand zwischen dem Grundniveau und dem unteren Laserniveau Z_2 bzw. Z_3 . Bei Raumtemperatur sind die Niveaus nennenswert thermisch besetzt. Die Absorption bei der Laserwellenlänge im laseraktiven Material erhöht daher die Laserschwelle im Vergleich zu einem Vier-Niveau-Laser um einen Beitrag, der benötigt wird, um das Lasermaterial transparent bei der Laserwellenlänge zu machen.

Der Emissionswirkungsquerschnitt kann anhand des Absorptionswirkungsquerschnitts berechnet werden [57] und es gilt:

$$\sigma_{em}(\lambda, T) = \frac{Z_U(T)}{Z_O(T)} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \sigma_{abs}(\lambda, T) \quad (2.2)$$

Dabei ist $Z_U(T)$ die Zustandssumme des unteren Multipletts und $Z_O(T)$ die des oberen Multipletts. Sie können für ein Material mit bekannter Lage der Energieniveaus E_i mit

Hilfe von (2.3) berechnet werden, wobei g_i die Entartung der einzelnen Niveaus bezeichnet. Für Yb:YAG sind alle Niveaus einfach entartet, also $g_i = 1$.

$$Z_U = \sum_{i=1}^4 g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right), \quad Z_O = \sum_{i=1}^3 g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (2.3)$$

Diese Beziehung ist eine Erweiterung der Tatsache, dass der Einsteinkoeffizient B für stimulierte Emission und Absorption gleich ist. Sie wurde von D. E. MCCUMBER [57] für Systeme mit einem durch Phononen verbreiteten Spektrum bewiesen. Gleichung (2.2) ist hilfreich, um das Emissionsspektrum anhand eines gemessenen Absorptionsspektrums zu bestimmen, da das Absorptionsspektrum oft einfacher zu messen ist. Auch wenn die genaue Lage der Energieniveaus nicht bekannt ist, kann $\sigma_{em}(\lambda)$ bis auf einen Faktor bestimmt werden.

Die Genauigkeit dieser Methode nimmt für längere Wellenlängen stark ab, da die unteren Niveaus dieser Übergänge bei den im Laserbetrieb üblichen Temperaturen nur schwach bevölkert sind. Deswegen ist die Absorption sehr schwach und der Messfehler groß.

Ein anderer Weg, den Emissionswirkungsquerschnitt zu messen, ist eine Messung des Fluoreszenzspektrums. Aus dem Fluoreszenzspektrum kann der Emissionswirkungsquerschnitt mit Hilfe der FÜRCHTBAUER-LADENBURG-Beziehung berechnet werden.

$$\sigma_{em}(\lambda, T) = \frac{\lambda^4}{8\pi^2(\lambda, T)c\tau_f} \hat{I}(\lambda, T) \quad (2.4)$$

$\hat{I}(\lambda, T)$ ist das mit (2.5) normierte Fluoreszenzspektrum $I(\lambda, T)$, das in experimentell relevanten Einheiten W/m (W pro Wellenlängeneinheit) gemessen ist. Die Funktion $\hat{I}(\lambda, T)$ stellt die normierte Anzahl der pro Wellenlängenintervall ausgestrahlten Fluoreszenzphotonen dar.

$$\hat{I}(\lambda, T) = \frac{\mathcal{I}(\lambda, T)}{\int \mathcal{I}(\lambda, T) d\lambda} \quad (2.5)$$

Die Messung des Fluoreszenzspektrums kann durch Reabsorption und anschließende Reemission von Fluoreszenzphotonen bei einer anderen Wellenlänge verfälscht werden. Durch den Einsatz von dünnen Kristallen und Blenden kann dem entgegengewirkt werden. Die Kenntnis der Fluoreszenzlebensdauer ist für die Berechnung notwendig. In [64] wird sie zu $\tau_f=948,9 \mu\text{s}$ bestimmt. Die Reabsorption der Fluoreszenz wird rechnerisch berücksichtigt. Das Ergebnis stimmt mit dem von FAN gemessenen Wert von $951 \mu\text{s}$ [65] gut überein.

In der letzten Zeit wurden neue Daten für Yb:YAG publiziert. Eine direkte Messung der Fluoreszenzdauer von niedrig dotierten Yb:YAG (0,1 %) mit der „pin-hole“-Methode liefert eine Lebensdauer von $\tau_f=1040 \mu\text{s}$ [73]. Die gleiche Lebensdauer wird bei ausreichender Reinheit der Ausgangsmaterialien und Behandlung des Kristalls nach der Zucht bis zu einer Dotierung von 15 % gemessen. Der früher gemessene niedrigere Wert der Fluoreszenzlebensdauer kann vermutlich mit der schlechteren

Reinheit der Ausgangsmaterialien erklärt werden. Der Wert von $1040 \mu\text{s}$ wird auch durch die Messungen in Kapitel 3 bestätigt.

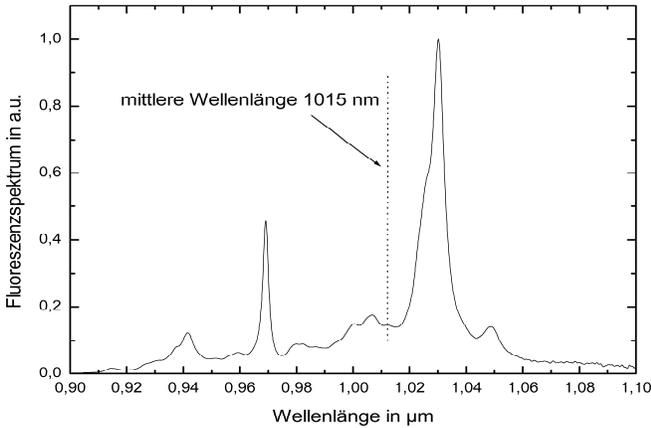


Abbildung 2.2: Fluoreszenzspektrum von Yb:YAG bei 100°C , berechnet aus dem Absorptionsspektrum.

In Abbildung 2.2 ist das gerechnete Fluoreszenzspektrum von Yb:YAG bei 100°C dargestellt. Dieses Spektrum wurde mit Hilfe der FÜRCHTBAUER-LADENBURG-Beziehung (2.4) aus dem Emissionswirkungsquerschnitt gerechnet, der wiederum mit Hilfe der MCCUMBER-Beziehung (2.2) aus dem gemessenen Absorptionswirkungsquerschnitt gewonnen ist. Das Maximum der Fluoreszenz ist bei 1030 nm (Übergang $A_1 \rightarrow Z_{2,3}$).

Die mittlere Energie der Fluoreszenzphotonen entspricht der eines Photons bei einer Wellenlänge von $\lambda_f = 1015 \text{ nm}$. Der Quantendefekt von Yb:YAG, der dem mittleren Unterschied zwischen der Energie eines absorbierten Photons und eines abgestrahlten Photons entspricht, beträgt für Yb:YAG beim Pumpen bei 941 nm $7,4\%$.

Ein freilaufender Yb:YAG Laser emittiert bei 1030 nm , der Quantendefekt im Laserbetrieb ist daher größer und beträgt $8,6\%$. Manchmal wird auch die Stockes-Effizienz η_{St} benutzt. Sie beträgt für den Laserbetrieb bei 1030 nm $\eta_{St} = 91,4\%$.

Das Scheibenlaserdesign zeichnet sich durch hohe Temperaturunterschiede senkrecht zur Scheibenoberfläche aus. Die Temperatur an der nicht gekühlten Oberfläche des Kristalls kann 200°C und mehr erreichen. Die Kenntnis der spektralen Eigenschaften bei höheren Temperaturen ist daher sehr wichtig, um den Laserbetrieb modellieren zu können. Der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt wurde in der Dissertation von ANDREAS VOSS [42] bei unterschiedlichen Temperaturen von -60°C bis 80°C vermessen. Die Messungen wurden mit einem Fourier-Transform-Interferometer (FTIR) der Firma Bruker durchgeführt. An die gemessenen Daten wurde von VOSS [42] eine Funktion $f(T) = C_1 + C_2 \exp(-T/T_0)$ und von CONTAG [41] eine Funktion $f(T) = (C_1 + C_2 T + C_3 T^2) \exp(-C_4 \cdot T)$ angepasst. In dieser Arbeit wurde $\sigma_{abs}(\lambda)$ bis

300 °C vermessen. Die gemessenen Daten wurden auf einen aus der Literatur bekannten Wert (s. [58]) $\sigma_{abs}(\lambda=941 \text{ nm}, T=300 \text{ K})=0,77 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ normiert. Die normierten Messwerte sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Sie stimmen mit den ebenfalls dargestellten Literaturwerten gut überein.

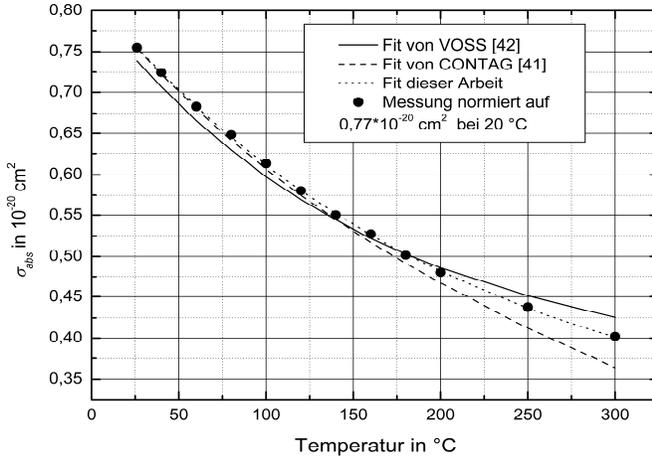


Abbildung 2.3: Abhängigkeit des effektiven Absorptionswirkungsquerschnitts von Yb:YAG bei 941 nm von der Temperatur

Die beiden Literaturkurven basieren zwar auf nur bis 80 °C gemessenen Werten stimmen aber recht gut mit den experimentellen Daten bei höheren Temperaturen überein. In dieser Arbeit wird ein exponentieller Fit verwendet:

$$\sigma_{abs}(\lambda = 941 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,27 + 2 \cdot \exp\left(-\frac{T}{210,5}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.6)$$

Die anderen relevanten Fits für Pump- und Laserwellenlängen im Temperaturbereich von Raumtemperatur bis 300°C sind unten aufgeführt. Es wurde jeweils die Absorption vermessen, der Emissionswirkungsquerschnitt wurde mit Hilfe der MCCUMBER-Beziehungen errechnet.

$$\sigma_{em}(\lambda = 941 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,19 - 1,07 \cdot \exp\left(-\frac{T}{77,64}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.7)$$

$$\sigma_{em}(\lambda = 1030 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,54 + 9,83 \cdot \exp\left(-\frac{T}{163,8}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.8)$$

$$\sigma_{abs}(\lambda = 1030 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,191 - 2,37 \cdot \exp\left(-\frac{T}{84,77}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.9)$$

2.1.2 YAG – thermomechanische und thermooptische Eigenschaften

Die Wärmeausdehnung α_{th} und die Brechungsindexänderung dn/dT von YAG wurden bereits in vielen Arbeiten untersucht [59, 60, 61]. In den meisten Arbeiten wird aber nur der Bereich um die Raumtemperatur oder bei niedrigeren Temperaturen berücksichtigt. Deswegen wurden die Abhängigkeiten des Wärmeausdehnungskoeffizienten $\alpha_{th}(T)$ und die des Brechungsindex $n(T)$ von der Temperatur in einem dafür entwickelten Aufbau [62] bei Temperaturen von 25 °C bis 300 °C gemessen. Die Messung erfolgt interferometrisch, analog zu [60].

Der Aufbau besteht aus einem Kupferrohr, das auf die gewünschte Temperatur aufgeheizt wird. Im Rohr befindet sich eine Probe in Form eines Würfels mit einer Kantenlänge von ca. 10 mm. Die Probe liegt auf der spiegelnd beschichteten Seite eines teildurchlässigen Spiegels. Oben auf der Probe liegt ein weiterer teildurchlässiger Spiegel - wieder mit der beschichteten Seite zur Probe. Die beiden Spiegel bilden ein Fabry-Perot Interferometer. Beide Spiegel sind größer als die Probe. Deswegen sind sowohl das Interferenzmuster in der Probe als auch außerhalb der Probe sichtbar. Beim Heizen ändert sich der Abstand zwischen den Spiegeln. Die Abstandsänderung kann durch Zählen der durchlaufenen Transmissionsmaxima außerhalb der Probe bestimmt werden. Dies erlaubt die Bestimmung der Wärmeausdehnung.

Die gemessene Wärmeausdehnung von YAG ist in Abbildung 2.4 zusammen mit dem Fit der Literaturwerte aus der Dissertation von KARSTEN CONTAG [41] dargestellt. Da der Fit gut mit den Literaturwerten übereinstimmt, wird auf deren Darstellung verzichtet.

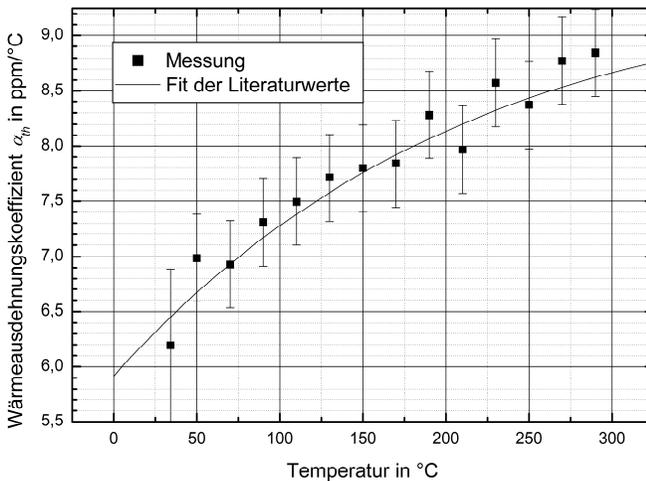


Abbildung 2.4: Wärmeausdehnungskoeffizient von YAG

Die größte Abweichung beträgt $0,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Deswegen wird in dieser Arbeit der Fit aus [41] übernommen.

$$\alpha_{th}(T) = 9,459 \cdot 10^{-6} \left[1 - \exp\left(-T/191,2\right) \right]^{1,71} \quad (2.10)$$

Die Zählung der durchgelaufenen Maxima in der Probe erlaubt die Berechnung der Änderung der optischen Länge (Produkt aus Brechzahl und Abstand) zwischen den Spiegeln. Da die Änderung des Spiegelabstands aus der Messung der Wärmeausdehnung bereits bekannt ist, kann anschließend die Änderung der Brechzahl bestimmt werden.

In der Literatur wird die Ableitung der Brechzahl nach der Temperatur dn/dT angegeben. Die hier bestimmten Werte sind in Abbildung 2.5 zusammen mit einigen Literaturwerten dargestellt.

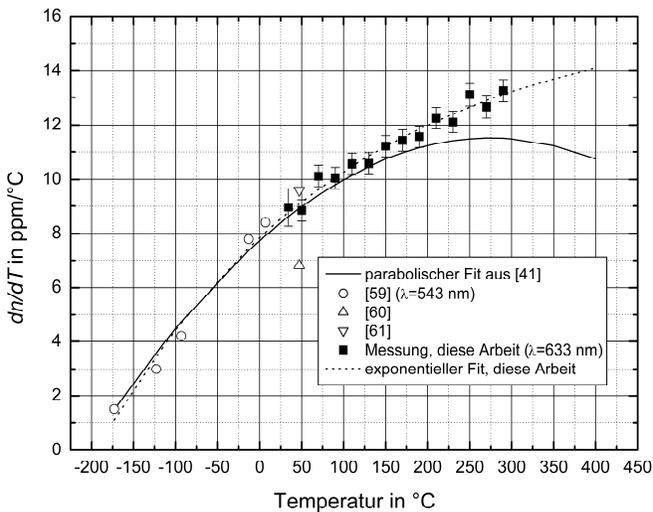


Abbildung 2.5: Abhängigkeit der Brechzahländerung von YAG von der Temperatur ($\lambda=633$ nm)

Der Fit von CONTAG stimmt bis zu einer Temperatur von 150 °C mit den Messwerten im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Bei höheren Temperaturen weicht die parabolische Kurve von den gemessenen Werten ab und sinkt für die Temperaturen über 280 °C sogar ab, was physikalisch nicht zu erwarten ist. Deswegen wird ein exponentieller Fit in der Form (2.11) verwendet, der für den ganzen Bereich von – 175 °C bis 300 °C mit den experimentellen Daten im Einklang ist.

$$\frac{dn}{dT} \text{ (in } 10^{-6} \text{ 1/K)} = 21,3 \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{T(\text{in K})}{292}\right) \right) - 5,1 \quad (2.11)$$

Der Fit ergibt bei Temperaturen unter 80 K einen negativen Wert für dn/dT . Das zeigt, dass in diesem Bereich der Fit nicht mehr gültig ist.

2.1.3 YAG – Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG wurde bei unterschiedlichen Temperaturen und für unterschiedliche Dotierungen von CONTAG veröffentlicht [44].

$$\lambda_{th}(300\text{ K}, c_{dot}) = (7,28 - 7,30 \cdot c_{dot}) \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \quad (2.12)$$

$$\lambda_{th}(T, c_{dot}) = \lambda_{th}(300\text{ K}, c_{dot}) \cdot \left(\frac{204\text{ K}}{T - 96\text{ K}} \right)^{0,48 - 0,46c_{dot}} \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}} \quad (2.13)$$

Die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Dotierung kann für Dotierungen von 5 at. % bis 25 at. % mit (2.12) beschrieben werden. Zur Veranschaulichung sind die gemäß Formeln (2.12) und (2.13) berechnete Wärmeleitfähigkeitswerte für unterschiedliche Dotierungen in Abbildung 2.6 gegen Temperatur aufgetragen.

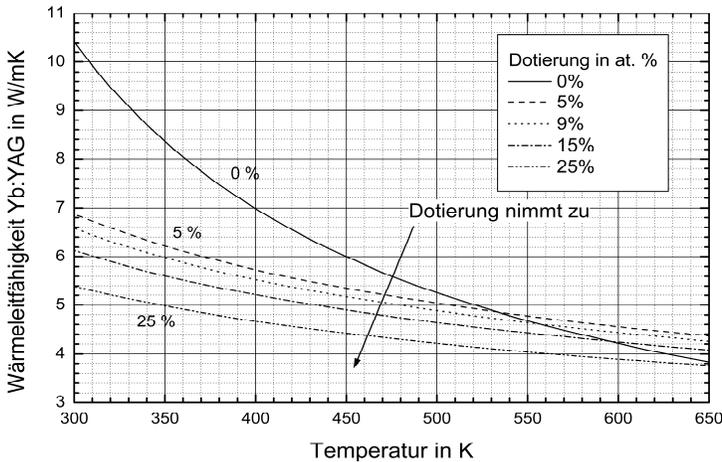


Abbildung 2.6 : Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG für unterschiedliche Dotierungen in Abhängigkeit von der Temperatur

Eine Verschlechterung der Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG um den Faktor zwei im Vergleich zu reinem YAG ($\lambda_{th}(300\text{K})=10,41\text{ W/K/m}$) ist bereits für eine Dotierung von 5 at. % ($\lambda_{th}(300\text{K})= 6,19\text{ W/K/m}$) zu verzeichnen. Die Störungen im Kristallgitter, die durch den größeren Ionenradius von Yb^{3+} im Vergleich zum ersetzten Y^{3+} hervorgerufen werden [63], verursachen vermutlich die Verschlechterung der Wärmeleitfähigkeit.

Die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von der Temperatur kann mit (2.13) berechnet werden. Da sie relativ schwach ist, kann für die meisten Abschätzungen die Wärmeleitfähigkeit bei Raumtemperatur verwendet werden.

2.1.4 Yb:YAG – Zusammenfassung der Materialparameter

Die wichtigsten Materialparameter von Yb:YAG, die in dieser Arbeit verwendet werden, sind in der Tabelle 2.1 aufgeführt. Die meisten Daten sind der Dissertation von KARSTEN CONTAG entnommen. Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Daten wurden in den Kapiteln 2.1.1 und 2.1.2 bereits diskutiert. Die Daten sind für eine Dotierung von 9 at.% angegeben.

Parameter	Symbol	Wert
Wärmeleitfähigkeit bei 9 % Dotierung und 80 °C	λ_{th}	6 W/m/K
Ausdehnungskoeffizient bei 80 °C	α_{th}	$7,05 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Thermo-optischer Koeffizient bei 80 °C	dn/dT	$9,84 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Fluoreszenzlebensauer	τ_f	1040 μs [73]
Elastizitätsmodul	E_{elast}	284 GPa
Poissonzahl	ν	0,25
Quantendefekt im Laserbetrieb	$\chi_{q,l}$	8,6 %
Quantendefekt im Fluoreszenzbetrieb	$\chi_{q,f}$	7,4 %
Dichte der Y^{3+} -Ionen in YAG	N_0	$1,38 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Materialparameter von Yb:YAG bei einer Dotierung von 9 at.%. Die Quantendefekte sind für eine Pumpwellenlänge von 941 nm und im Fall von Laserbetrieb für eine Laserwellenlänge von 1030 nm angegeben.

2.2 Analytisches Modell des Scheibenlasers

Das einfache „nulldimensionale“ (0D) Modell eines Scheibenlasers wurde von ANDREAS VOSS [42] kurz nach der Erfindung des Scheibenlaserkonzepts [66] entwickelt und von KARSTEN CONTAG [41] weiter verfeinert. Das Modell geht von der homogenen Verteilung aller laserrelevanten Größen, wie der Pumpstrahlungsdichte, der Besetzungsdichte des oberen Multipletts, der Volumenleistungsdichte der absorbierten Leistung innerhalb des gepumpten Bereichs und der Temperatur aus. Um den Einfluss der Erwärmung des laseraktiven Mediums zu berücksichtigen, kann eine mittlere Temperatur eingeführt werden.

Es wird im Modell weiter berücksichtigt, dass die Verstärkung in der Scheibe im Dauerstrichbetrieb klein ist (weil die Scheibendicke gering ist), so dass die effektive resonatorinterne Leistungsdichte, die für die induzierte Emission relevant ist, durch Multiplikation der umlaufenden Resonatorleistungsdichte E_r mit der Anzahl der Durchgänge durch das Lasermedium M_r gefunden werden kann.

$$E_{r,eff} = E_r \cdot M_r \quad (2.14)$$

Die radiale Verteilung der Pumpstrahlung ist stark abhängig von der eingesetzten Pumpquelle. Für eine fasergekoppelte Pumpstrahlungsquelle mit Einzelfaser kann das Pumpstrahlungsprofil mit einem „top-hat“ angenähert werden. Wird aber eine nicht fasergekoppelte Pumpquelle eingesetzt, kann es in der Pumpstrahlungsverteilung

Spitzen geben, die lokal hohe Temperatur und mechanische Spannung verursachen, die sogar zur Scheibenzerstörung führen können [67]. Im 0D-Modell wird angenommen, dass die Pumpstrahlungsverteilung einem „top-hat“-Profil entspricht.

Die Verteilung der relativen Besetzung des oberen Multipletts entlang der Laserachse ist, wie numerische Berechnungen zeigen, weitgehend homogen. Der Grund dafür ist die homogene Verteilung der absorbierten Leistung über die Scheibendicke wegen der geringen Absorption des Laserkristalls und mehrerer Reflexionen der Pumpstrahlung auf der Scheibe in der Pumpoptik.

Die Temperatur ist die einzige physikalische Größe, die im Scheibenlaserdesign senkrecht zur Scheibenoberfläche stark variiert, da der Wärmefluss senkrecht zur Stirnfläche der Scheibe ist. Die Temperatur spielt allerdings für die Lasermaterialien mit der Quasi-Drei-Niveau-Energiestruktur, wie Yb:YAG eine große Rolle für die Lasereigenschaften.

In den nächsten Kapiteln wird das bestehende Modell so formuliert, dass eine einfache Berücksichtigung von zusätzlichen Zerfallsprozessen, wie z. B. Upconversion, möglich ist. Außerdem wird eine analytische Lösung für die Berechnung der Absorption in der Pumpoptik vorgeschlagen.

Um den Einfluss der Temperatur zu berücksichtigen, wird ein nulldimensionales Modell mit Berücksichtigung der Temperatur entwickelt. Im Modell wird angenommen, dass nur die Temperatur und die davon abhängigen Materialparameter entlang der Laserachse variieren.

Anschließend werden einige Beispiele mit dem „0D“-Modell mit Berücksichtigung der Temperatur analytisch und mit einem eindimensionalen Modell numerisch berechnet. Die Ergebnisse werden vorgestellt und verglichen. Sie zeigen, dass das entwickelte analytische „0D“-Modell mit Berücksichtigung der Temperatur für die typischen Betriebsarten nur geringe Abweichungen von dem „1D“-Modell aufweist.

2.2.1 Ratengleichungen

Wir betrachten ein Material mit der Dichte der laseraktiven Ionen N_{dot} . Wenn Ionen sich in zwei Energiezuständen befinden können, kann die zeitliche Änderung der Dichte der angeregten Ionen N_2 als

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = W_+ - W_- \quad (2.15)$$

geschrieben werden, wobei W_+ die Bevölkerungsrate des oberen Zustands und W_- die Entvölkerungsrate ist. Im stationären Zustand ist die zeitliche Ableitung gleich Null und aus Gleichung (2.15) ergibt sich:

$$W_+ = W_- \quad (2.16)$$

Die Bevölkerungsrate W_+ ist hauptsächlich durch die Absorption der Pumpstrahlung bestimmt. Es kann in bestimmten Bereichen des Laserkristalls vorkommen, dass auch die Absorption der Fluoreszenz zu einer nennenswerten Bevölkerung des oberen Multipletts führt (z. B. am Rand des gepumpten Bereichs). Dieser Effekt kann allerdings nur mit einem hohen rechnerischen Aufwand berücksichtigt werden, wie er beispielweise in [41] beschrieben ist.

In dieser Arbeit wird in W_+ nur der Einfluss der Pumpstrahlungsabsorption berücksichtigt, was Gleichung (2.17) für eine Pumpquelle mit einer spektralen Verteilung $I_p(\lambda)$ angibt.

$$W_+ = \int_{\lambda} d\lambda \frac{\lambda}{hc} I_p(\lambda) (\sigma_{abs}(\lambda) N_1 - \sigma_{em}(\lambda) N_2) \quad (2.17)$$

Da die aktiven Ionen sich nur in zwei Zuständen befinden können, kann noch eine Gleichung aufgestellt werden, die die Bevölkerung der beiden Zustände N_1 und N_2 verbindet.

$$N_1 + N_2 = N_{dot} \quad (2.18)$$

Die Integration in (2.17) kann durch Multiplikation ersetzt werden, wenn das Spektrum der Pumpquelle mittels effektiver Pumpwirkungsquerschnitte $\sigma_{abs,p}$ und $\sigma_{em,p}$ berücksichtigt wird. In (2.19) ist λ_p die mittlere Wellenlänge der Pumpstrahlung und $\sigma_{abs,p}$ bzw. $\sigma_{em,p}$ drücken den Überlapp zwischen dem Pumpspektrum und dem Absorptions- bzw. Emissionsspektrum aus. Die Pumpleistungsdichte E_p muss beim Einsatz einer Pumpoptik durch $E_{p,eff}$ ersetzt werden, da die Pumpoptik effektiv eine Überhöhung der Pumpleistungsdichte auf der Laserscheibe bewirkt. Diese Überhöhung wird in Kapitel 2.2.2.1 genauer betrachtet.

$$\begin{aligned} W_+ &= \frac{\lambda_p}{hc} E_p (\sigma_{abs,p} N_1 - \sigma_{em,p} N_2) = \frac{\lambda_p}{hc} E_p (\sigma_{abs,p} N_{dot} - N_2 (\sigma_{abs,p} + \sigma_{em,p})) \\ \lambda_p &= \frac{1}{P_p} \int_{\lambda} I_p(\lambda) \lambda \cdot d\lambda \\ \sigma_{abs/em,p} &= \frac{1}{\lambda_p P_p} \int_{\lambda} [I_p(\lambda) \lambda \sigma_{abs/em}(\lambda) \cdot d\lambda] \end{aligned} \quad (2.19)$$

Die Entvölkerungsrate W_- setzt sich aus vier Anteilen zusammen (2.20). Die Summanden sind spontane Fluoreszenz (N_2/τ_f), Lasertätigkeit, verstärkte spontane Emission oder ASE (W_{ASE}) und die restlichen Prozesse, deren Rate in W_{nl} zusammengefasst ist.

$$W_- = \frac{N_2}{\tau} = \frac{N_2}{\tau_f} + \frac{\lambda_l E_{r,eff}}{hc} (\sigma_{em,l} N_2 - \sigma_{abs,l} N_1) + W_{nl} + W_{ASE} \quad (2.20)$$

Der zweite Term in der Gleichung, der für das Abräumen durch die Lasertätigkeit steht, muss analog zu (2.17) als Intergral über die Wellenlänge geschrieben werden. Da aber ein freilaufender Dauerstrich-Yb:YAG-Laser weit über der Schwelle schmalbandig bei 1030 nm emittiert, kann die Integration mit ausreichender Genauigkeit durch eine Multiplikation ersetzt werden.

Der Koeffizient der Kleinsignalverstärkung g_0 für ein Drei-Niveau-Medium mit einer Konzentration der aktiven Ionen von N_{dot} und einer Dichte der angeregten Ionen N_2 ist durch

$$g_0(\lambda) = N_2 \sigma_{em}(\lambda) - N_1 \sigma_{abs}(\lambda) = N_2 \cdot (\sigma_{abs}(\lambda) + \sigma_{em}(\lambda)) - N_{dot} \sigma_{abs}(\lambda) \quad (2.21)$$

gegeben. Mit seiner Hilfe kann der zweite Term in (2.20), der die induzierte Emission beschreibt, in der üblichen Form geschrieben werden.

$$g_0 E_{r, \text{eff}} \frac{\lambda_l}{hc} \quad (2.22)$$

Der Term W_{nl} beschreibt nichtlineare Prozesse (lineare Prozesse werden im Fluoreszenzbetrieb mit N_2/τ_f beschrieben), die nicht mit induzierter und spontaner Emission zusammenhängen. Obwohl die ASE auch nichtlinear ist, wird die Bezeichnung „nichtlineare Prozesse“ verwendet, da die Abgrenzung von der ASE klar ist. In der Literatur hat sich der englische Begriff „quenching“ für solche Prozesse etabliert. Auf die nichtlineare Prozesse in Yb:YAG wird in Kapitel 3 näher eingegangen.

Hier wird nur vermerkt, dass der Einfluss von quenching im Fluoreszenzbetrieb stärker ist. Im Laserbetrieb ist die Entvölkerungsrate durch stimulierte Emission (2.22) proportional zu $E_{r, \text{eff}}$. Bei einer ausreichend hohen resonatorinternen Leistungsdichte $E_{r, \text{eff}}$ können die nichtlinearen Prozesse vernachlässigt werden.

Die Funktion $W_{nl}(N_2)$ kann in eine Taylor-Reihe entwickelt werden:

$$W_{nl}(N_2) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \frac{d^k W_{nl}}{dN_2^k} N_2^k \quad (2.23)$$

Der konstante und der lineare Term sind in (2.23) gleich Null, da diese Raten in (2.20) bereits explizit vorhanden sind. Der erste nichtlineare Term ist der Quadratische. Wenn nur dieser Term berücksichtigt wird, kann die Rate W_{nl} so geschrieben werden:

$$W_{nl} = \gamma N_2^2 + \dots \quad (2.24)$$

Dieser Ausdruck beschreibt in vielen Lasermaterialien Zwei-Ionen-Prozesse, wie z. B. „up-conversion“, die allerdings in Yb:YAG nicht vorhanden ist.

2.2.2 Nulldimensionales Modell

2.2.2.1 Berücksichtigung der Pumpoptik

Durch mehrfache Reflexionen der Pumpstrahlung an der Laserscheibe wird in einer Pumpoptik eine effektive Erhöhung der Pumpleistungsdichte ($E_{p, \text{eff}}$) an der Laserscheibe im Vergleich zu einem Durchgang der Pumpstrahlung (E_p) durch das Lasermedium erreicht.

Die Absorption im Laserkristall unter Berücksichtigung der Verluste in einer realen Pumpoptik kann einfach berechnet werden. Nehmen wir an, der Transmissionsgrad der Pumpoptik zwischen zwei Reflexionen der Pumpstrahlung auf dem Laserkristall ist gleich T_{pO} . A ist die Absorption im Laserkristall bei einer Reflexion. Die Absorption ist wegen des Ausbleichens des Lasermaterials von der Pumpleistungsdichte E_p abhängig. Sie kann aber für den gegebenen Betriebspunkt berechnet werden.

Die absorbierte Leistungsdichte im Kristall E_{abs} bei einer Pumpleistungsdichte E_p ist gleich der Summe der absorbierten Leistungsdichten in den einzelnen Pumpstrahlungsdurchgängen:

$$\begin{aligned}
 E_{abs} &= AE_p T_{PO} + A \cdot E_p T_{PO} \cdot (1-A) T_{PO} + \dots + A \cdot E_p T_{PO} \cdot [(1-A) T_{PO}]^{M_p/2-1} = \\
 &= AE_p T_{PO} \frac{1 - ((1-A) T_{PO})^{M_p/2}}{1 - (1-A) T_{PO}} = AE_{p,eff}
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

In (2.25) ist die absorbierte Leistungsdichte E_{abs} eine endliche geometrische Reihe, deren Summe für eine gegebene Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge von M_p berechnet werden kann.

Die Verluste in der Pumpoptik werden zum größten Teil durch den Parabolspiegel verursacht. Ein gedrehter und anschließend hochreflektierend beschichteter Kupferparabolspiegel hat eine relativ hohe Oberflächenrauigkeit, die die erreichbare Reflektivität der Spiegel begrenzt. Sie ist typischerweise nicht wesentlich höher als die Reflektivität von diamantgefrästem Kupfer von 98,5 %. Um die Verluste in der Pumpoptik zu senken muss entweder die Spiegeloberfläche nachbearbeitet werden, um die Rauigkeit zu reduzieren, oder es können alternativ polierte und anschließend beschichtete Parabolspiegel aus Glas eingesetzt werden.

Die effektive einfallende Leistungsdichte $E_{p,eff}$ ist entsprechend (2.25) gleich E_{abs}/A . Für eine typische Laserscheibe in einer Pumpoptik mit $M_p=32$ ist die effektive Pumpleistungsdichte durch 16 Reflexionen der Pumpstrahlung auf der Laserscheibe um einen Faktor von ca. 2,3 für den Laserbetrieb und um ca. 3,6 für den Fluoreszenzbetrieb höher als die einfallende Pumpleistungsdichte.

2.2.2.2 Lösung für den Fluoreszenzbetrieb

Im Fluoreszenzbetrieb gibt das gepumpte Lasermaterial die absorbierte Energie als Fluoreszenzstrahlung und Wärme ab. Diese Betriebsart kommt in der Praxis im Pulsbetrieb bei niedrigen Repetitionsraten oder im Dauerstrichbetrieb, wenn der Resonator unterbrochen wird, vor. Die Ratengleichung (2.16) kann für eine Pumpquelle mit einem konstanten Pumpspektrum und unter Vernachlässigung von nichtlinearen Prozessen und ASE analytisch gelöst werden.

$$N_2 = \frac{\lambda_p \sigma_{abs,p} N_{dot} \tau_f}{hc} \cdot \frac{E_p}{1 + \frac{E_p}{E_{s,ps}}} \tag{2.26}$$

$$\text{wobei } E_{s,p} = \frac{hc}{\lambda_p \tau_f} \cdot \frac{1}{\sigma_{abs,p} + \sigma_{em,p}}$$

Falls eine Pumpoptik eingesetzt wird, muss E_p durch $E_{p,eff}$ ersetzt werden. Bei einer Betriebstemperatur von 100 °C beträgt die Pumpsättigungsleistungsdichte für Yb:YAG $E_{s,p}=26 \text{ kW/cm}^2$ bei einer Pumpwellenlänge von 941 nm. Für höhere Temperaturen steigt die Pumpsättigungsleistungsdichte, da die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{abs,p}$ und $\sigma_{em,p}$ sinken.

Die Dichte der angeregten Ionen N_2 wächst linear mit der Pumpleistung für kleine Pumpleistungsdichte $E_p \ll E_{s,p}$. Für höhere Pumpleistungsdichten nähert sich N_2 asymptotisch einem Grenzwert an, der durch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gegeben ist und daher von der Pumpwellenlänge und der Temperatur abhängt. Zum

Pumpen von Yb:YAG bei 941 nm beträgt die maximal erreichbare Dichte der angeregten Ionen 78 % von N_{dot} bei einer Temperatur von 100 °C.

Besonders einfach sieht die Lösung aus, falls die absorbierte Leistungsdichte E_{abs} bekannt ist. Gleichung (2.26) vereinfacht sich zu

$$N_2 = \tau_f \frac{\lambda_p}{hc} \cdot \frac{E_{abs}}{d} \quad (2.27)$$

Die Dichte der angeregten Ionen steigt proportional zur absorbierten Leistungsdichte und ist begrenzt durch die erreichbare absorbierte Leistungsdichte, die bei hohen Pumpleistungsdichten $E_p \gg E_{s,p}$ nicht weiter ansteigt.

Die Berücksichtigung der nichtlinearen Prozesse und/oder der ASE führt dazu, dass die effektive Fluoreszenzlebensdauer τ (2.20), die in der Formel die Fluoreszenzlebensdauer τ_f ersetzt und von N_2 abhängig ist, kleiner wird. Bei der gleichen absorbierten Leistungsdichte wird eine niedrigere Dichte der angeregten Ionen N_2 erreicht. Die Kurve $N_2(E_{abs})$ weicht von der Geraden (2.27) ab.

2.2.2.3 Lösung für Dauerstrichbetrieb

Da im Dauerstrichbetrieb die nichtlinearen Prozesse und ASE meistens vernachlässigt werden können, wird hier $W_{nl}=W_{ASE}=0$ gesetzt. Die Formeln sind den Arbeiten [42] und [41] entnommen. Die Dichte der angeregten Ionen an der Laserschwelle bekommt man aus der Bedingung, dass das Produkt aus Verstärkung und Verlusten bei einem Resonatorumlauf gleich eins ist:

$$N_{2,s} = N_{dot} \frac{\sigma_{abs,l}}{\sigma_{em,l} + \sigma_{abs,l}} + \frac{T_{OC} + L_{res}}{dM_r(\sigma_{em,l} + \sigma_{abs,l})} \quad (2.28)$$

Der erste Term – die Transparenzschwelle – zeigt welche Dichte der angeregten Ionen benötigt wird, um die Transparenz bei der Laserwellenlänge zu erreichen. Da die beiden Wirkungsquerschnitte temperaturabhängig sind, ist auch die Transparenzschwelle temperaturabhängig und nimmt mit steigender Temperatur zu. Der zweite Term zeigt, welche zusätzliche Verstärkung benötigt wird, um die Resonatorverluste zu kompensieren. Er ist für Drei-Niveau-Lasermaterialien typischerweise kleiner als die Transparenzschwelle.

Die Schwellenpumpleistungsdichte berechnet sich aus (2.26) und (2.28) unter Berücksichtigung der Absorptionseffizienz η_{abs} zu:

$$E_{p,s} = \frac{hcd}{\lambda\tau_f \eta_{abs}} N_{2,s} \quad (2.29)$$

Die Schwellenpumpleistungsdichte steigt mit der Temperatur und ist daher abhängig von der Pumpleistung.

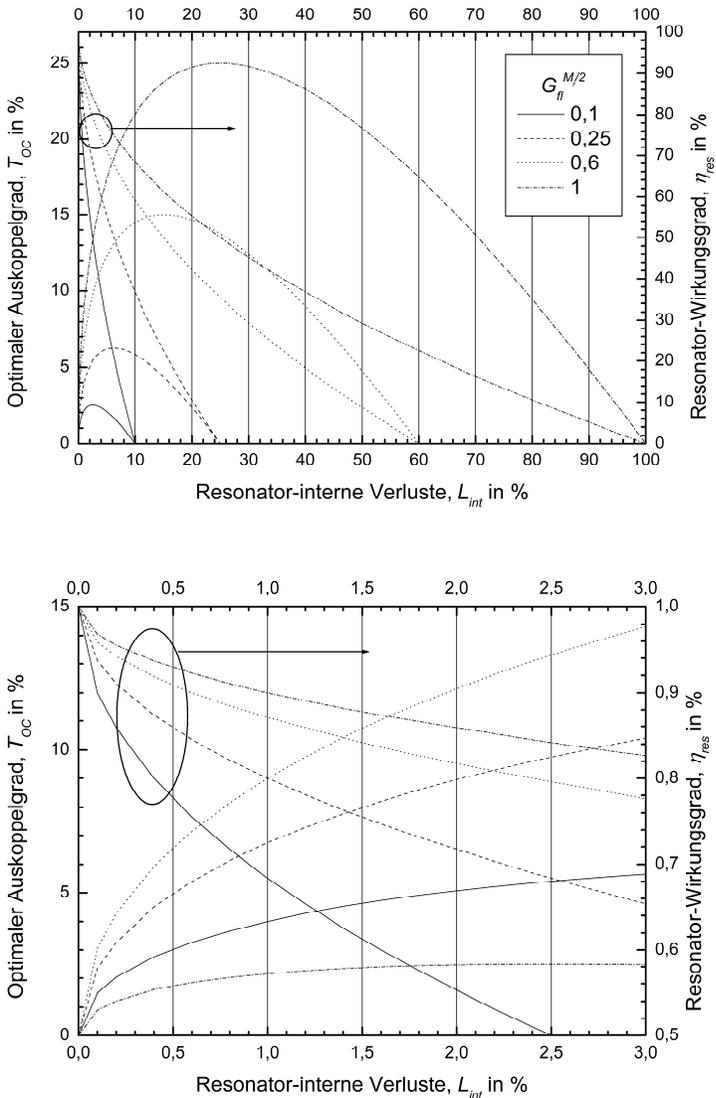


Abbildung 2.7: Optimaler Auskoppelgrad und entsprechender Resonator-Wirkungsgrad in Abhängigkeit von den resonatorinternen Verlusten und von der Verstärkung pro Resonatorumlauf. Im Bild oben variieren die resonatorinternen Verluste von 0 % bis 100 %. Im Bild unten ist der für den Scheibenlaser relevante Ausschnitt von $L_{int}=0\%$ bis $L_{int}=3\%$ dargestellt.

Der optische Wirkungsgrad des Lasers errechnet sich zu:

$$\eta_{opt} = \frac{P_l}{P_p} = \eta_{res} \eta_{St} \eta_{abs} \left(1 - \frac{E_{p,s} \cdot A_p}{P_p} \right) \quad (2.30)$$

wobei der Resonatorwirkungsgrad von der Transmission des Auskoppelspiegels T_{OC} und von den resonatorinternen Verlusten pro Resonatorumlauf L_{res} abhängt.

$$\eta_{res} = \frac{T_{OC}}{T_{OC} + L_{res}} \quad (2.31)$$

Der optimale Auskoppelgrad kann durch Differenzieren von (2.30) nach T_{OC} gefunden werden und beträgt:

$$T_{OC, opt} = \sqrt{L_{res} G_{fl}^{M/2}} - L_{res} \quad (2.32)$$

G_{fl} gibt die Verstärkung der Scheibe bei der gegebenen Pumpleistung an, wenn die Scheibe ohne Resonator im Fluoreszenzbetrieb betrieben würde.

Die Verstärkung pro Reflexion an der Scheibe kann einen Wert zwischen 20 % und 30 % erreichen (s. Kapitel 3.3). Für einen Resonator, in dem die Scheibe als Umlenkspiegel benutzt wird, ist die Verstärkung pro Umlauf größer, somit liegt der optimale Auskoppelgrad höher. Mit spezieller Resonatorauslegung mit vier Reflexionen auf der Scheibe pro Umlauf, kann eine Verstärkung von 100 % erreicht werden. Diese Fälle sind in Abbildung 2.7 dargestellt. Je größer die Verstärkung pro Umlauf ist, desto unempfindlicher reagiert der Laser auf die resonatorinternen Verluste. Für einen Resonator mit der Scheibe als Endspiegel und einer typischen Verstärkung von $G_{fl}=25\%$ wird der Wirkungsgrad bereits bei $L_{res}=7\%$ halbiert. Für zwei Reflexionen an der Scheibe geschieht das erst bei $L_{res}=16\%$ und bei vier Reflexionen erst bei $L_{res}=30\%$.

Für einen Multimode-Laserbetrieb sind die resonatorinternen Verluste unabhängig von der Scheibenform und dementsprechend von der Pumpleistung. Die Leistung geht nur durch Streuung an der Scheibe und den Spiegeln und durch eine Restabsorption der Scheiben- und Spiegelbeschichtungen verloren.

Die resonatorinternen Verluste können durch eine Messung der absorbierten Leistung und der Laserleistung bei unterschiedlichen Auskoppelgraden bestimmt werden. Die Auskoppelgrade müssen so klein gewählt werden, dass die Resonatorschwelle weit unter der Transparenzschwelle liegt. Die Schwellenpumpleistungsdichte ist dann unabhängig vom Auskoppelgrad. Die resonatorinternen Verluste L_{res} können aus der

Steigung der Gerade $\left(\frac{dP_l}{dP_{abs}} \right)^{-1}$ in Abhängigkeit von $\frac{1}{T_{OC}}$ bestimmt werden. Die so

ermittelten resonatorinternen Verluste betragen im Scheibenlaserdesign für Multimode-Betrieb mit Yb:YAG 0,1 % bis 0,2 %. Für einen typischen Auskoppelgrad von 2 % (Scheibe als Endspiegel) beträgt der Resonatorwirkungsgrad 95 %.

2.2.3 Axiale Temperaturverteilung

Für einen Wärmefluss in der Laserscheibe senkrecht zur Scheibenoberfläche kann die Temperaturverteilung aus einer eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung gewonnen werden. Die Grenzen der Verwendbarkeit des eindimensionalen Modells sind in Anhang 7.1 ausführlicher diskutiert. Als Faustregel kann die Bedingung benutzt werden, dass der Pumpfleckradius sechsmal größer als die Kristalldicke ist (s. Anhang 7.1).

Wenn weiter die Wärmeerzeugung von z und die Wärmeleitung von der Temperatur unabhängig sind, folgt die Temperaturverteilung in der Scheibe einem parabolischen Verlauf, so dass gilt:

$$T(z) = T(z=0) + \frac{Q_{vol}}{\lambda_{th}} z \left(d - \frac{z}{2} \right) \quad (2.33)$$

wobei d die Scheibendicke und Q_{vol} die Volumenwärmeleistungsdichte in der Scheibe ist. Die Wärme wird in allen Zerfallsprozessen erzeugt - Lasertätigkeit, spontane und induzierte (ASE) Fluoreszenz und nichtlineare Prozesse.

$$Q_{vol} = \frac{hc}{\lambda_p} \left[\frac{N_2}{\tau_f} \chi_{q,f} + \frac{\lambda_l}{hc} g_0 E_{r,eff} \chi_{q,l} + W_{nl} \chi_{nl} + W_{ASE} \chi_{ASE} \right] \quad (2.34)$$

Hier bezeichnen $\chi_{q,f}$, $\chi_{q,l}$, χ_{ASE} und χ_{nl} die Wärmeerzeugungsgrade der einzelnen Prozesse – welcher Anteil der absorbierten Energie in diesem Prozess in Wärme umgewandelt wird. Bei ASE und spontaner Fluoreszenz handelt es sich dabei um mittlere Wärmeerzeugungsgrade, da die Leistung in einem breiten Wellenlängenspektrum abgestrahlt wird.

Ein zusätzlicher Beitrag zur Wärmeerzeugung entsteht durch die Absorption der Laserstrahlung in der AR-Beschichtung. Da die Wärme durch die volle Kristalldicke fließt, kann sie zu einer relevanten Temperaturerhöhung führen. Es sind leider keine zuverlässigen Daten über die Absorption in der AR-Beschichtung vorhanden. Angenommen, dass die Absorption der AR-Beschichtung 10^{-5} beträgt, ergibt sich im Laserbetrieb mit einem typischen Auskoppelgrad von 2% und einer Scheibendicke von 100 μm eine Temperaturerhöhung von wenigen $^{\circ}\text{C}$. Dieser Betrag wird im Folgenden vernachlässigt. Für dicke Kristalle, z. B. diffusionsgebundene Scheiben, muss er allerdings berücksichtigt werden.

Die Temperatur an der unteren Seite des Kristalls T_{min} hängt von den Wärmewiderständen der HR-Beschichtung $R_{th,HR}$, der Kontaktierung (z. B. Lot und Träger) $R_{th,Kontakt}$ und der Wassergrenzschicht $R_{th,wasser}$ ab. Der Gesamtwärmefluss aus der Scheibe setzt sich aus drei Teilen zusammen. Außer der Volumenwärmeerzeugung im Lasermaterial (E_{vol}) wird ein Teil der Wärme in der HR-Beschichtung durch Absorption der Fluoreszenz ($E_{HR,Fluor}$), der Laserstrahlung ($E_{HR,Laser}$) und der Pumpstrahlung ($E_{HR,pump}$) in der HR-Beschichtung erzeugt. Fluoreszenzabsorption kann in einer guten Näherung unter Vernachlässigung der Fluoreszenzverstärkung proportional zur absorbierten Leistungsdichte angenommen werden. Der Proportionalitätsfaktor hängt von dem Beschichtungsdesign und von der Scheibendicke ab. Die Wärmeerzeugung in der HR-Beschichtung ist eine

Flächenwärmeerzeugung an der Fläche des ersten Materials im Beschichtungs- bzw. Kontaktierungsdesign, das für die Laser- und Fluoreszenzwellenlänge opak ist. Enthält das Kontaktierungs- und Beschichtungsdesign nur transparente Materialien, dann entfällt dieser Wärmeanteil. Der entsprechende Wärmefluss fließt nicht durch die HR-Beschichtung, die meistens den größten Wärmewiderstand darstellt. Deswegen verursacht diese Wärme nur eine vergleichsweise geringe Temperaturerhöhung im Laserkristall.

$$T_{\min} = T(z=0) = T_{\text{wasser}} + (R_{th, \text{Wasser}} + R_{th, \text{Kontakt}}) \cdot (E_{HR, \text{Laser}} + E_{HR, \text{Fluor}} + E_{HR, \text{Pump}}) + (R_{th, \text{Wasser}} + R_{th, \text{Kontakt}} + R_{th, HR}) \cdot E_{vol} \quad (2.35)$$

Der Wärmefluss aus dem Kristall aufgrund der Volumenwärmeerzeugung im Lasermaterial kann als Integral über die Dicke berechnet werden.

$$E_{vol} = \int_{z=0}^d Q_{vol}(z) dz \quad (2.36)$$

Die maximale Temperatur wird an der oberen Seite der Scheibe bei $z=d$ erreicht und beträgt:

$$T_{\max} = T(z=d) = T_{\min} + \frac{Q_{vol}}{\lambda_{th}} \frac{d^2}{2} \quad (2.37)$$

Die mittlere Kristalltemperatur T_m ist etwas niedriger:

$$T_m = T_{\min} + \frac{Q_{vol}}{\lambda_{th}} \frac{d^2}{3} = T_{\min} + \frac{2}{3} (T_{\max} - T_{\min}) \quad (2.38)$$

Das System aus Raten-, Resonator- und Wärmeleitungsgleichungen kann numerisch iterativ gelöst werden (1D-Modell), wie es in [42] beschrieben ist. Allerdings reicht es meistens aus, die mittlere Temperatur der Scheibe zu berücksichtigen.

2.2.4 Nulldimensionales Modell mit Berücksichtigung der Temperatur

Für eine genauere Betrachtung muss die Temperaturabhängigkeit dreier Materialparameter berücksichtigt werden: Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte und Wärmeleitfähigkeit. Im Allgemeinen kann auch die Fluoreszenzlebensdauer temperaturabhängig sein. Es wird angenommen, dass dies im relevanten Temperaturbereich nicht der Fall ist.

Für den Laserbetrieb sind nur Integralgrößen wie Verstärkung der Scheibe, Absorption der Scheibe oder optische Weglänge in der Scheibe interessant. Die Verstärkung G und die Absorption A können beide in der Form (2.39) geschrieben werden.

$$(G+1) \text{ bzw. } (1-A) = \left[\exp \left(\int_{z=0}^d dz (\sigma_{abs} + \sigma_{em}) N_2 - N_{dot} \int_{z=0}^d dz \sigma_{abs} \right) \right]^2 \quad (2.39)$$

Die Wirkungsquerschnitte sind über die Temperatur von z abhängig. Falls für die Wirkungsquerschnitte eine lineare Näherung angenommen wird, kann gezeigt werden, dass bei einer parabolischen Temperaturverteilung (wie (2.33)) die Integration durch eine Multiplikation ersetzt werden kann, so dass

$$(G + 1) \text{ bzw. } (1 - A) = \exp[2dN_2(\sigma_{abs}(T_m) + \sigma_{em}(T_m)) - 2dN_{dot}\sigma_{abs}(T_m)] \quad (2.40)$$

Diese Näherung wird in dieser Arbeit verwendet. Die Grenzen ihrer Anwendbarkeit sind durch die nichtlineare Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Temperatur bei einem zu hohen Temperaturunterschied zwischen der unteren und oberen Seite der Laserscheibe und durch eine nicht parabolische Temperaturverteilung gegeben. Letztere wird durch die temperaturabhängige Wärmeleitung und die nicht konstante Dichte der angeregten Ionen N_2 über die Dicke hervorgerufen. Der Unterschied der Dichte der angeregten Ionen über die Kristalldicke wird aber ebenfalls durch den Temperaturunterschied verursacht. Die Näherung (2.40) gilt folglich nur für kleine Temperaturunterschiede in der Scheibe. Um die Grenzen ihrer Anwendbarkeit zu eruieren, werden im Folgenden einige Beispiele mit Hilfe des 1D- und des 0D-Modells berechnet. Die Fälle mit typischer und erhöhter Wärmeentwicklung werden betrachtet und im Kapitel 2.2.4.1 diskutiert. Es zeigt sich, dass die Abweichungen zwischen beiden Modellen sind klein. Die einzige Ausnahme ist die Oberflächentemperatur für den Fall mit erhöhter Wärmeerzeugung. Hier ergibt das 0D-Modell eine um 30 °C zu hohe Oberflächentemperatur.

Die Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der beiden Modelle zeigt, dass unter den oben genannten Bedingungen das „nulldimensionale“ Modell mit Berücksichtigung der Temperatur für Yb:YAG verwendet werden darf. Für kompliziertere Rechnungen, wie z. B. Laserbetrieb im Grundmode, Berechnungen der Spannungen oder der Durchbiegung der Scheibe bleiben die mehrdimensionalen Modelle unerlässlich.

2.2.4.1 Fluoreszenzbetrieb

In diesem Kapitel werden die bisher abgeleiteten Formeln für die Berechnung eines Beispiels angewendet. Als Beispiel ist ein typischer Laserkristall mit folgenden Daten gewählt:

Material	Yb:YAG
Dotierung	8,8 at. %
Dicke	180 μm
Kontaktierung	Lötung mit Goldzinn (Au80Sn20) auf Kupferwolfram
Lotdicke	40 μm
Wärmewiderstand des Lotes	0,57 $\text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$
Trägerdicke	1 mm
Wärmewiderstand des Trägers	4,55 $\text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$
Wärmewiderstand der HR	6 $\text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$
$R_{rh, \text{Wasser}}$	3 $\text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$

Tabelle 2.2 : Daten des Kristalls für die Berechnungen in diesem Kapitel

Für Pumpleistungsdichten von 0 bis 20 kW/cm^2 werden ohne Berücksichtigung der Pumpoptik, also für eine Reflexion auf dem Kristall, die relevanten Parameter mit dem

0D- und 1D-Modellen berechnet. Die Ergebnisse der 0D- und 1D-Modellen werden verglichen, um zu untersuchen, ob der genaue Temperaturverlauf bei den typischen Betriebsbedingungen eines Scheibenlasers im Fluoreszenzbetrieb berücksichtigt werden muss.

Im 0D-Modell werden die Gleichungen für N_2 (2.26), Q_{vol} (2.34), T_{min} (2.35) und T_m (2.38) numerisch gelöst.

Im 1D-Modell wird zuerst die Verteilung der absorbierten Leistung über die Dicke entsprechend der Temperaturverteilung im Kristall berechnet. Für jede Position z wird mit Hilfe der Gleichung (2.27) die Dichte der angeregten Ionen N_2 ermittelt. Im Fall mit Quenching wird die Gleichung entsprechend modifiziert. Die Volumenwärmeerzeugung und anschließend die Temperaturverteilung werden berechnet. Der Prozess wird iterativ wiederholt, bis eine vorgegebene Genauigkeit von N_2 erreicht wird.

In jedem der Abbildungen 2.8 - 2.11 sind sechs Kurven (1-6) dargestellt, die für folgende Fälle berechnet worden sind:

Bezeichnung im Grafik	Erläuterung	Modell
(1)	Ein ideales Material ohne Quenching	1D
(5)	gleich, wie (1)	0D
(2)	Ein Material mit schwachem Quenching, $\gamma=74 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$ mit niedriger Wärmeerzeugung durch Quenching, $\chi_{nl}=0,2$	1D
(3)	wie (2), aber die doppelte Quenching-Rate, $\gamma=148 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$	1D
(4)	wie (2), aber die Anregungsenergie wird durch Quenching vollständig in Wärme umgewandelt, $\chi_{nl}=1$	1D
(6)	gleich, wie (4)	0D

Tabelle 2.3 : Legende für die Abbildungen 2.8 - 2.11.

Die Kurven (1) und (5) sowie (4) und (6) sind jeweils für die gleichen Parameter mit nulldimensionalem (0D) und eindimensionalem (1D) Modellen berechnet.

Die Oberflächentemperatur (Abbildung 2.8) des idealen Materials (1) weist einen annähernd linearen Anstieg mit der absorbierten Leistungsdichte. Die Anwesenheit einer zusätzlichen Wärmeerzeugung macht den Verlauf der Kurve erstmals nichtlinear. Bei niedriger zusätzlichen Wärmeerzeugung unterscheidet sich die Oberflächentemperatur (2) wenig von dem idealen Material. Die Materialien mit hoher Wärmeerzeugung durch Quenching ((3) und (4)) erreichen schnell hohe Oberflächentemperaturen, die zur Zerstörung des Kristalls führen können.

Das „nulldimensionale“ Modell ergibt in diesem Fall bei der höchsten Pumpleistung eine um 30 °C höhere Oberflächentemperatur als das 1D-Modell. Das liegt daran, dass die Dichte der angeregten Ionen N_2 in Richtung der gekühlten Seite ansteigt. Daher wird in der Nähe der gekühlten Seite mehr Wärme produziert, was zu einer niedrigeren Oberflächentemperatur als bei einem über der Kristalldicke konstanten N_2 führt.

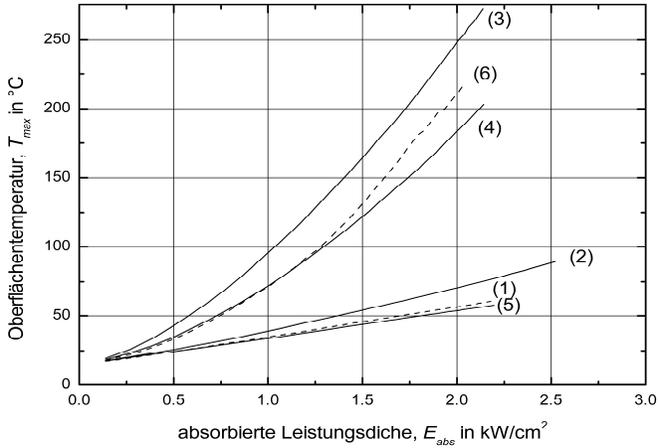


Abbildung 2.8: Oberflächentemperatur ist berechnet mit 0D- (gestrichelte Linien) und 1D-Modellen (durchgezogene Linien) für vier unterschiedliche Sätze der Materialparameter. Siehe Tabelle 2.3 für Legende.

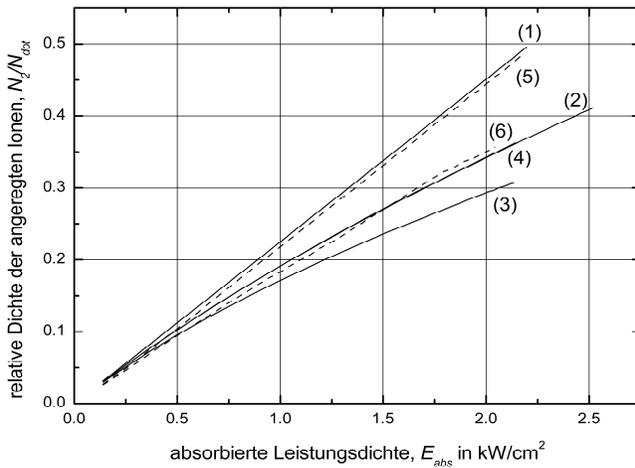


Abbildung 2.9: Relative Dichte der angeregten Ionen ist berechnet mit 0D- (gestrichelte Linien) und 1D-Modellen (durchgezogene Linien) für vier unterschiedliche Sätze der Materialparameter. Siehe Tabelle 2.3 für Legende. Die Kurven (2) und (4) mit der gleichen Quenchrates ($\gamma = 74 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3/\text{s}$) liegen übereinander.

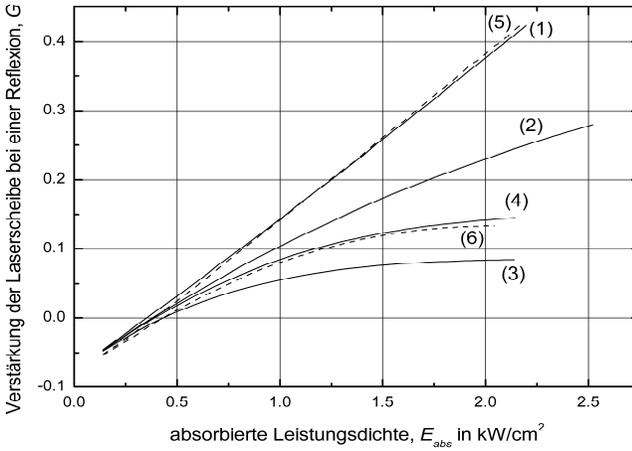


Abbildung 2.10: Verstärkung des Laserkristalls ist berechnet mit 0D- (gestrichelte Linien) und 1D-Modellen (durchgezogene Linien) für vier unterschiedliche Sätze der Materialparameter. Siehe Tabelle 2.3 für Legende.

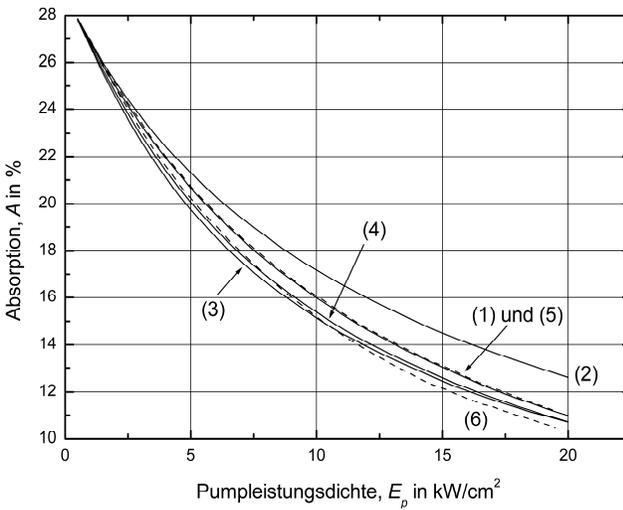


Abbildung 2.11: Absorption des Laserkristalls ist berechnet mit 0D- (gestrichelte Linien) und 1D-Modellen (durchgezogene Linien) für vier unterschiedliche Sätze der Materialparameter. Siehe Tabelle 2.3 für Legende. Die Werte sind gegen Pumpleistungsdichte aufgetragen.

Für die Dichte der angeregten Ionen N_2 (Abbildung 2.9) ist die Rate des Prozesses und nicht die Temperatur entscheidend. Je schneller der Abbau desto kleiner ist die Dichte. Das ideale Material zeigt eine Gerade entsprechend der Gleichung (2.27). Die Kurven für die Materialien mit Quenching weichen von der Gerade nach unten ab.

Die Kurven für die beiden Materialien mit der gleichen schwachen Quenchingsrate ((2) und (4)) liegen perfekt übereinander. Das Material mit hoher Wärmeerzeugung (4) erreicht lediglich bei der maximalen Pumpleistungsdichte von $E_p=20 \text{ kW/cm}^2$ eine niedrigere absorbierte Leistungsdichte, da die Absorption dieses Materials aufgrund der höheren Temperatur niedriger ist. Außerdem ist der Unterschied von N_2 an beiden Stirnflächen des Kristalls für den Fall mit hoher Wärmeerzeugung (4) wesentlich größer und beträgt bei einer absorbierten Leistungsdichte von $E_{abs}=2 \text{ kW/cm}^2$ $0,042N_{dot}$ ($\chi_{nl}=1$). Im Fall mit niedriger Wärmeerzeugung (3) beträgt der Unterschied $0,016N_{dot}$ ($\chi_{nl}=0,2$).

Die Verstärkung (Abbildung 2.10) wird sowohl durch die Dichte der angeregten Ionen als auch durch die Temperatur stark beeinflusst. Bei einer Temperaturerhöhung steigt die Besetzung des unteren Laserniveaus und der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt. Die Verstärkung sinkt.

Das ideale Material erreicht die höchste Verstärkung, die fast linear mit der absorbierten Leistungsdichte ansteigt. Je höher die Quenchingsrate desto niedriger ist die Verstärkung. Für die beiden Fälle mit der gleichen Quenchingsrate $\gamma=74 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3/\text{s}$ (Kurven (2) und (4)) ist die Dichte der angeregten Ionen zwar gleich, die Verstärkung sinkt aber für den Fall mit hoher Wärmeerzeugung (4) deutlich.

Die Absorption (Abbildung 2.11) sinkt für alle Materialien mit steigender Dichte der angeregten Ionen. Daher bewirkt schwaches Quenching eine Steigerung der Absorption (Vergleich (1) und (2)). Die Temperatur beeinflusst aber die effektiven Wirkungsquerschnitte auch bei der Pumpwellenlänge, so dass für die beiden Materialien, die höhere Oberflächentemperaturen aufweisen ((3) und (4)), die Absorption trotz niedriger Dichte der angeregten Ionen niedriger als im Idealfall (1) ist.

Der Unterschied der Absorption ist für die unterschiedlichen Materialparameter viel schwächer ausgeprägt als der Unterschied der Verstärkung, obwohl beide die Dichte der angeregten Ionen und die Temperatur widerspiegeln. Deswegen ist die Messung der Verstärkung die vorzuziehende Methode zur Bestimmung der Dichte der angeregten Ionen, vorausgesetzt die Kristalltemperatur ist bekannt.

Der Unterschied der Ergebnisse des nulldimensionalen Modells mit Berücksichtigung der Temperatur und des eindimensionalen Modells ist für alle berechneten Beispiele außer für die Kurven (4) und (6), also für das Material mit der höchsten Wärmeerzeugung klein. Demnach darf das nulldimensionale Modell mit Berücksichtigung der Temperatur zur Analyse der experimentalen Daten verwendet werden, wenn der Temperaturunterschied zwischen beiden Stirnflächen des Laserkristalls nicht zu groß ist. Für die berechneten Beispiele mit einer Temperatur des Kühlwassers von $15 \text{ }^\circ\text{C}$ beträgt der Fehler der Oberflächentemperatur $30 \text{ }^\circ\text{C}$ bei der berechneten Oberflächentemperatur von $200 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Fehler anderer Größen, wie N_2 , G und A bleiben dagegen klein ($<1 \%$).

Eine weitere Verfeinerung des Modells – die Berücksichtigung der dreidimensionalen Wärmeleitung in einem zweidimensionalen Modell – ermöglicht eine genauere Berechnung der Temperatur. Im Anhang 7.1 ist gezeigt, dass die dreidimensionale Wärmeleitung für die großen Pumpfleckdurchmesser vernachlässigt werden kann. Für die kleineren Pumpfleckdurchmesser kann ein Korrekturfaktor eingeführt werden. So werden die Messungen in Kapitel 3.3 ausgewertet, um den Rechenaufwand zu reduzieren.

2.2.4.2 Scheibentemperatur und Laserwirkungsgrad

Der Laserwirkungsgrad im „nulldimensionalen“ Modell wird durch das Produkt aus vier Faktoren berechnet (2.30). Wir betrachten in diesem Kapitel in einem einfachen Modell wie der Laserwirkungsgrad von der Kontaktierung der Scheibe abhängt. Die Abhängigkeit der einzelnen Faktoren von der Pumpleistungsdichte ist indirekt durch die Änderung der Scheibentemperatur gegeben.

Die Stokes-Effizienz η_{St} ist von der Temperatur und von der Pumpleistungsdichte unabhängig, wenn die Laserwellenlänge sich mit der Temperatur nicht ändert. Der Yb:YAG-Scheibenlaser kann in der unmittelbaren Nähe der Laserschwelle bei $\lambda=1050$ nm oszillieren, wechselt aber ohne frequenzselektive Elemente im Resonator zu 1030 nm bei höheren Pumpleistungen.

Der Resonator-Wirkungsgrad ändert sich nur, wenn die resonatorinternen Verluste bei höheren Pumpleistungsdichten steigen. Das ist in einem Laser mit einer guten Strahlqualität der Fall. Um diesen Einfluss zu berücksichtigen, müssen die Deformationen der Scheibe und die radiale Temperaturverteilung in der Scheibe berechnet werden, was den Einsatz eines „mehrdimensionalen“ Modells erfordert. In diesem Kapitel wird nur der Fall des Multimode-Betriebs behandelt, für den die Phasenstörungen in der Scheibe keinen großen Einfluss auf den Wirkungsgrad haben. Der Faktor η_{res} in (2.30) bleibt konstant bei einer Änderung der Pumpleistung.

Die anderen zwei Faktoren – sowohl die Absorptionseffizienz als auch der Faktor $(1-E_{p,s}/E_p)$ sind temperaturabhängig. Die Änderung des Wirkungsgrads mit der Pumpleistungsdichte kann in Form (2.41) geschrieben werden.

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_{opt}}{dE_p} &= \eta_{St}\eta_{res} \frac{d}{dE_p} \left[\eta_{abs} \left(1 - \frac{E_{p,s}}{E_p} \right) \right] = \\ &= \eta_{St}\eta_{res} \left[\underbrace{\frac{d\eta_{abs}}{dT_m} \frac{dT_m}{dE_p} \left(1 - \frac{E_{p,s}}{E_p} \right)}_1 + \underbrace{\eta_{abs} \frac{E_{p,s}}{E_p^2}}_2 - \underbrace{\frac{\eta_{abs}}{E_p} \frac{dE_{p,s}}{dT_m} \frac{dT_m}{dE_p}}_3 \right] \end{aligned} \quad (2.41)$$

Die Gleichung (2.41) kann nur im Rahmen des nulldimensionalen Modells mit Berücksichtigung der Temperatur formuliert werden, da sonst keine Temperatur dem ganzen Kristall zugeordnet werden kann. Der erste Summand beschreibt die Abnahme der Absorptionseffizienz mit steigender Kristalltemperatur. Die Ableitung $d\eta_{abs}/dT$ ist für die meisten Lasermaterialien negativ.

Der zweite Summand zeigt wie nah die Pumpleistung der Schwellenpumpleistung ist. An der Schwelle ist der Wirkungsgrad gleich Null. Danach steigt der Wirkungsgrad schnell und nähert sich bei hohen Pumpleistungsdichten dem differentiellen Wirkungsgrad. Dieses Verhalten wird mit dem zweiten Summand in (2.41) beschrieben. Er ist groß an der Laserschwelle – das entspricht dem schnellen Anstieg des Wirkungsgrads – und nähert sich null bei hohen Pumpleistungen. Das beschreibt die Annäherung an den differentiellen Wirkungsgrad.

Der dritte Term spiegelt die Zunahme der Schwellenpumpleistung aufgrund der steigenden Kristalltemperatur und die damit verbundene Abnahme des Wirkungsgrads wider.

Bei kleineren Leistungen ist die Zunahme des Wirkungsgrads mit der Pumpleistung hauptsächlich durch den zweiten Term in (2.41) bestimmt. Bei steigender Pumpleistung nimmt dieser Term mit $1/E_p^2$ ab, bis die Summe der negativen Terme (1) und (3) gleich groß ist. In dem Punkt ist die Ableitung null und der Wirkungsgrad ist maximal. Für höhere Leistungen sind die negativen Terme (1) und (3) für das Verhalten des Wirkungsgrads verantwortlich. Der Wirkungsgrad nimmt ab.

Eine Messkurve für einen Scheibenlaser mit über 500 W Ausgangsleistung ist in Abbildung 2.12 gezeigt.

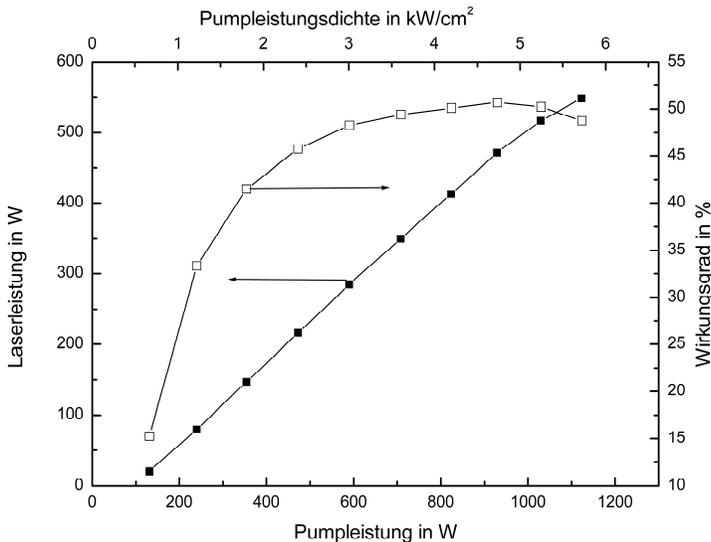


Abbildung 2.12: Leistung und Wirkungsgrad eines Scheibenlasers mit 16-fach-Pumpoptik. Kristalldicke 224 μm . Pumpfleckdurchmesser 6 mm. Die Scheibe ist mit Indium auf eine Kupferscheibe gepresst.

Der Vergleich der Messergebnisse mit den Rechnungen ist dadurch erschwert, dass das Spektrum der Pumpdioden mit der Pumpleistung zu längeren Wellenlängen verschoben wird. Daher ändert sich die Absorptionseffizienz stark. Dieser Effekt ist

sogar stärker als die Abnahme der Absorptionseffizienz mit der Temperatur. Die wesentlichen Merkmale können aber dennoch erkannt werden.

Der Wirkungsgrad steigt nach der Schwelle schnell an. Er erreicht das Maximum bei einer einfallenden Pumpleistungsdichte von ungefähr $4,7 \text{ kW/cm}^2$ und fällt dann wieder ab. Der Abfall des Wirkungsgrads wäre viel schwächer ausgeprägt, wenn das Pumpspektrum nicht aus dem Absorptionsmaximum verschoben würde. Die Abnahme des Wirkungsgrads (engl. „roll over“) ist nicht durch Verschlechterung des Wärmekontakts zwischen der Scheibe und der Wärmesenke sondern durch eine steigende Temperatur der Scheibe und eine Verschiebung des Pumpspektrums hervorgerufen.

Die Gleichung (2.41) beschreibt qualitativ richtig das Verhalten des Wirkungsgrads in Abbildung 2.12. Für eine genauere Beschreibung muss die Verschiebung des Pumpspektrums der Pumpdiode in den Berechnungen berücksichtigt werden.

Damit ist die Bedeutung der Kontaktierung für den Laserwirkungsgrad ersichtlich. Je niedriger der Wärmewiderstand der Kontaktierung ist, desto höher ist der maximale optische Wirkungsgrad und bei desto höheren Pumpleistungsdichten wird er erreicht. Einige Beispiele für unterschiedliche Kontaktierungen sind im Kapitel 4.4.1 gezeigt.

2.3 Fluoreszenz im Scheibenlaserdesign: ASE und Absorption der Fluoreszenz in der Beschichtung

Fluoreszenz spielt im Scheibenlaserdesign eine wichtige Rolle, da die dünne Scheibe, wie ein Wellenleiter, die Fluoreszenz einfangen und führen kann. Die eingefangene Fluoreszenz wird im angeregten Material verstärkt, in der ganzen Scheibe absorbiert und wieder spontan oder induziert abgestrahlt. Das ist ein typischer Effekt, der in der Literatur die Bezeichnung „ASE“ bekommen hat (von engl. „amplified spontaneous emission“). Die Wirkung von ASE besteht in der Verkürzung der effektiven Fluoreszenzlebensdauer. Da die integrale Verstärkung, die Fluoreszenz erfahren kann, von der Pumpfleckgröße abhängt, ist auch die Verkürzung der effektiven Lebensdauer von der Pumpfleckgröße abhängig. Dieser Effekt reduziert die erreichbare Verstärkung und produziert Strahlungsverluste im Laserbetrieb. Ein einfaches Modell wird im nächsten Kapitel entwickelt, um die Wirkung von ASE zu berücksichtigen. Das Modell lässt eine analytische Lösung für den Fall mit niedriger Verstärkung zu. Wenn die Verstärkung hoch ist, bleibt eine numerische Lösung, wie in [41] und [43], unumgänglich.

Bei der Führung in der Scheibe trifft die Fluoreszenz auf dem Weg zum Scheibenrand mehrmals auf der HR-Beschichtung auf. Der Einfallswinkel liegt für den größten Anteil der Fluoreszenz außerhalb des von der Laser- oder Pumpstrahlung benutzten Winkelbereichs. Daher kann durch das Design der HR-Beschichtung ASE beeinflusst werden. Abhängig von der Kontaktierungsart wird die Fluoreszenz in der HR-Beschichtung absorbiert oder durch die HR-Beschichtung durchgelassen. Eine Erhöhung der Absorption führt zu einer erhöhten Wärmezeugung in der HR-Beschichtung und ist für den Laserbetrieb negativ. Die Beeinflussung von ASE durch das Design der HR-Beschichtung wird in Kapitel 2.3.2 diskutiert.

Die Möglichkeit, die ASE durch Anbringen einer dicken undotierten Scheibe (s. [112]) zu unterdrücken, wird hier nicht berücksichtigt. In Kapitel 4.4.5 wird für die numerischen Berechnungen ansatzweise angenommen, dass ASE in diesem Fall nicht vorhanden ist. Die erreichbare Verstärkung wird ohne ASE natürlich höher, aber die durch das Design bedingte hohe Beugungsverluste machen diese Kontaktierungsart nur für große Pumpflecke und dementsprechend für hohe Ausgangsleistungen interessant.

2.3.1 ASE

Die in der Scheibe erzeugte Fluoreszenz bleibt zum großen Teil in der Scheibe und wird wie in einem Wellenleiter zum Rand geführt. Die spontane Fluoreszenz wird homogen in alle Raumrichtungen abgestrahlt. Der Anteil der spontanen Fluoreszenz, der den Kristall gleich oder nach einer Reflexion an der HR-Beschichtung durch die AR-Beschichtung verlässt, hängt vom Winkel der totalen Reflexion α_{tr} ab.

$$\frac{1}{4\pi} \cdot 2 \int_0^{\alpha_{tr}} 2\pi \sin \theta \, d\theta \quad (2.42)$$

Dieser Anteil beträgt für Yb:YAG nur 16 %. Die restlichen 84 % der abgestrahlten Energie bleiben in der Scheibe bis sie entweder durch den Rand austritt oder bis der Ausbreitungswinkel der Fluoreszenz durch die Streuung am Rand so verändert wird, dass der neue Einfallswinkel auf die AR-Seite der Scheibe unter dem Winkel der Totalreflexion liegt, oder die Fluoreszenz die HR-Beschichtung durchläuft und je nach Kontaktierungsdesign in dem ersten opaken Material absorbiert wird.

In dieser Arbeit wurden fast ausschließlich Kristalle mit einer dielektrischen Beschichtung und einigen anschließenden Metallschichten verwendet. Ein Fall einer metallfreien Beschichtung wird in 4.2.4 behandelt. Ansonsten wird immer angenommen, dass die HR-Beschichtung eine Metallschicht besitzt oder die Wärmesenke aus Metall ist und damit opak für die Fluoreszenzstrahlung ist.

Wenn der Austritt der Strahlung durch den Kristallrand verhindert wird (der Rand ist z. B. hochreflektierend beschichtet), wird die ganze abgestrahlte Fluoreszenz mit Ausnahme des Teils, das durch die Streuung den Kristall verlässt, in Wärme in der HR-Beschichtung auf der Scheibenrückseite umgewandelt. Die Wärmeerzeugung in solchen Kristallen erreicht tatsächlich 80 % bzw. 87 % der absorbierten Leistung [69], was der theoretischen Grenze von 85 % für Yb:YAG (unter Berücksichtigung des Quantendefekts für das Fluoreszenzlicht) sehr nahe kommt.

Die spontane Fluoreszenz bewirkt folglich eine Wärmeerzeugung in der HR-Beschichtung, die vom Beschichtungswinkelspektrum, Kristalldicke und Pumpfleckgröße abhängig ist. Die genauere Berechnung dieser Wärmeerzeugung wird im Kapitel 2.3.2 dargestellt.

Außer einer zusätzlichen Wärmeerzeugung räumt die Verstärkung der spontanen Emission die Inversion im Kristall ab. Angenommen, dass die Kleinsignalverstärkung g_0 und die Dichte der angeregten Ionen N_2 über den Pumpfleck konstant sind, kann die ASE auf einem einfachen Weg abgeschätzt werden.

In Abbildung 2.13 ist der gepumpte Bereich eines Laserkristalls dargestellt. Punkt O liegt in der Mitte des Pumpflecks auf der unteren Seite des Kristalls. Die Achse OZ ist senkrecht zum Kristall und die OX liegt in der Kristallebene.

Das Fluoreszenzphoton wird aus dem Volumen dV im Punkt A abgestrahlt. Punkt A befindet sich beim radialen Abstand r und bei der Höhe z . Die Richtung des Photons wird durch zwei Winkel θ und φ beschrieben. Nach einigen Reflexionen an den Stirnflächen des Kristalls erreicht das Photon den Rand des gepumpten Bereichs. Es wird nicht weiter verfolgt, unter der Annahme, dass geeignete Maßnahmen getroffen wurden, um die Reflexion des Photons vom Kristallrand zurück in den Pumpfleck zu verhindern.

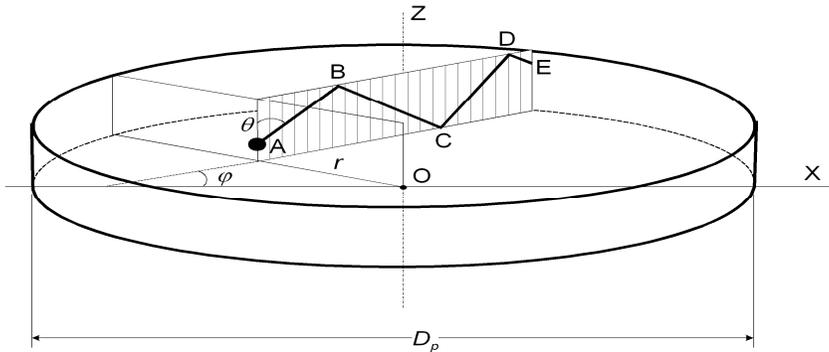


Abbildung 2.13 : Skizze zur Berechnung der Weglänge des Fluoreszenzphotons bis zum Pumpfleckrand, wenn das Photon aus dem Punkt A abgestrahlt wird

Die Weglänge ABCDE, die das abgestrahlte Photon bis zum Pumpfleckrand zurücklegt, wird $L_p(r, \theta, \varphi)$ bezeichnet und berechnet sich zu:

$$L_p(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{\sin \theta} \left(-r \cos \varphi + \sqrt{R_p^2 - r^2 \sin^2 \varphi} \right) \quad (2.43)$$

Die aus Volumen dV in Raumwinkel $d\Omega$ in Richtung (θ, φ) abgestrahlte Leistung dP wird auf dem Weg bis zum Pumpfleckrand um Faktor G_{Lp} verstärkt. Die abgestrahlte Leistung dP kann aus der gesamten Rate der spontanen Fluoreszenz N_2/τ_f für die gegebene Photonwellenlänge λ folgendermaßen berechnet werden:

$$dP = \frac{N_2}{\tau_f} I(\lambda) d\lambda \frac{hc}{\lambda} \cdot dV \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (2.44)$$

$I(\lambda)$ ist die normierte spektrale Dichte der Fluoreszenz in Einheiten W/m gemäß (2.5). Die dazu gewonnene ASE-Leistung dP_{ASE} beträgt $dP_{ASE} = dP(G_{Lp} - 1)$ und die gesamte Formel ist:

$$dP_{ASE} = \frac{N_2}{\tau_f} I(\lambda) d\lambda \frac{hc}{\lambda} \cdot \underbrace{2\pi r dr}_{dV} \cdot \underbrace{\frac{\sin \theta d\theta d\varphi}{4\pi}}_{d\Omega/4\pi} \cdot \left[\exp(g_0(\lambda) L_p(r, \theta, \varphi)) - 1 \right] \quad (2.45)$$

zusätzliche Leistung durch ASE

Hier ist bereits die zylindrische Symmetrie des Designs berücksichtigt, so dass in dV die Integration über den azimutalen Winkel bereits durchgeführt ist (Faktor 2π).

Die gesamte durch ASE abgestrahlte Leistung kann als mehrfaches Integral berechnet werden. In der Praxis ist das Verhältnis der ASE-Leistung zur Leistung der spontanen Fluoreszenz K_{ASE} interessant. Falls dieses Verhältnis groß ist, muss die ASE in den Rechnungen berücksichtigt werden.

Falls das Argument der exponentiellen Funktion in (2.45) klein ist, kann die Exponentialfunktion linear angenähert werden. Dann kann (2.45) analytisch integriert werden. Die Grenze der Anwendbarkeit der linearen Näherung ist durch die Verstärkung der Scheibe G und ihre Dicke gegeben. Das Argument der exponentialen Funktion in (2.45) muss klein sein. Dies ist gegeben, wenn der Pumpfleckradius klein ist: $R_p \ll d/G$. Für eine im Scheibenlaserdesign übliche Verstärkung von 10 % - 20 % bedeutet diese Bedingung, dass der Pumpfleckradius $R_p < d$ kleiner als die Scheibendicke ist.

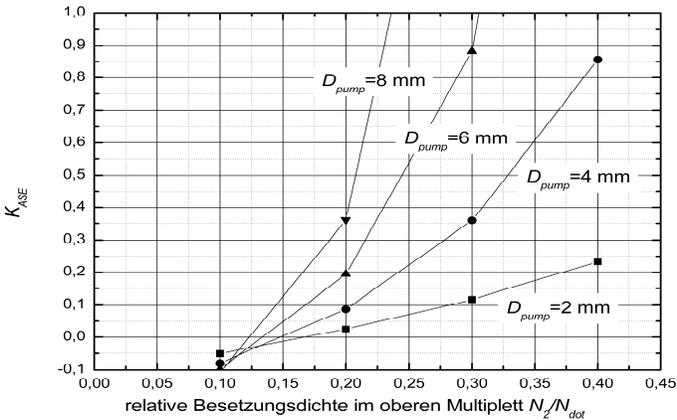


Abbildung 2.14: Verhältnis der durch ASE abgestrahlten Leistung zur Leistung der spontanen Fluoreszenz, K_{ASE} für ideal reflektierende AR- und HR-Beschichtungen. ($R=100\%$ für Einfallswinkel größer α_{tir})

Für größere Pumpfleckradien muss das Integral numerisch berechnet werden. Die Ergebnisse der Berechnung für einen Kristall mit einer Dicke von $180\ \mu\text{m}$ und einer Temperatur von $80\ ^\circ\text{C}$ sind in Abbildung 2.14 gezeigt. In der Berechnung ist berücksichtigt, dass nur das Licht unter einem Ausbreitungswinkel θ zur Scheibennormale mit $\alpha_{tir} < \theta < \pi - \alpha_{tir}$ in der Scheibe durch totale Reflexion geführt wird. Eine ideale Reflexion an der HR- und eine ideale Reflexion für die Einfallswinkel

größer als den Winkel der Totalreflexion für die AR-Beschichtung des Kristalls werden angenommen.

Die üblichen HR-Beschichtungen sind keine ideal reflektierenden Beschichtungen und weisen Absorptionsbänder bei bestimmten Winkeln auf. Die dargestellte Rechnung ist demnach eine Abschätzung der ASE nach oben, da diese Absorption nicht berücksichtigt wird.

Für Pumpfleckdurchmesser kleiner oder etwa gleich 1 mm kann die ASE vernachlässigt werden. Im Multimode Dauerstrichbetrieb, wenn der Anteil der angeregten Ionen $N_2 < 0,15N_{dor}$ ist, kann die ASE für die oben aufgeführten Pumpfleckdurchmesser ebenfalls vernachlässigt werden. Im Fluoreszenzbetrieb dagegen ist die ASE ab einem Pumpfleckdurchmesser von 2 mm spürbar und die ASE-Rate ist bei einem Pumpfleckdurchmesser von 6 mm gleich oder sogar höher, als die Rate der spontanen Fluoreszenz.

Für kleinere Dichten der angeregten Ionen überwiegt die Reabsorption der spontanen Fluoreszenz, so dass K_{ASE} negativ wird. Dieser Effekt hat auch CONTAG in [41] beschrieben. Der Wirkungsgrad eines Multimode-Lasers bei Berücksichtigung der ASE und Reabsorption der Fluoreszenz wird rechnerisch größer.

Die Rate der Abräumung der Inversion durch Verstärkung der spontanen Fluoreszenz ist von der radialen Koordinate abhängig. In der Mitte des Pumpflecks ist die Rate am höchsten, weil sich dort die meisten Wege der Fluoreszenzphotonen kreuzen. Am Rand und außerhalb des Pumpflecks sinkt die Inversion und die Reabsorption der Fluoreszenz überwiegt. Deswegen ist für eine quantitative Modellierung der ASE-Wirkung ein Modell mit der Auflösung der radialen Koordinate notwendig.

In einem „nulldimensionalen“ Modell, wie es hier verwendet wird, kann ASE nur integral berücksichtigt werden, indem die Fluoreszenzlebensdauer verkürzt wird.

$$W_{ASE} = \frac{N_2}{\tau_f} \cdot K_{ASE} \quad (2.46)$$

2.3.2 Wärmeerzeugung in der Beschichtung und Unterdrückung der ASE

Die typischen Winkelspektren einer HR-Beschichtung für s- und p-Polarisation sind in Abbildung 2.15 gezeigt. Die HR-Beschichtung ist für einen Einfallswinkel von 0° ausgelegt. Für größere Einfallswinkel weist sie eine deutliche Absorption (falls sie absorbierende Schichten enthält) oder Transmission auf. Diese Absorption bzw. Transmission ist für die Pump- und Laserstrahlung irrelevant. Also spielt dieser Bereich des Winkelspektrums nur für die Fluoreszenz eine Rolle. Durch die gezielte Gestaltung der Beschichtung können die ASE und die Wärmeerzeugung durch die Absorption der Fluoreszenz reduziert werden. Leider sind diese beiden Effekte für eine lötbare Beschichtung gegenläufig. Eine Beschichtung, die mehr Fluoreszenz absorbiert, weist auch eine höhere Wärmeerzeugung auf. Nur mit einer nichtabsorbierenden Beschichtung, wie es im Fall einer geklebten Scheibe oder einer Scheibe mit dem transparenten Träger auf der Scheibe möglich ist, lassen sich die beiden Effekte trennen.

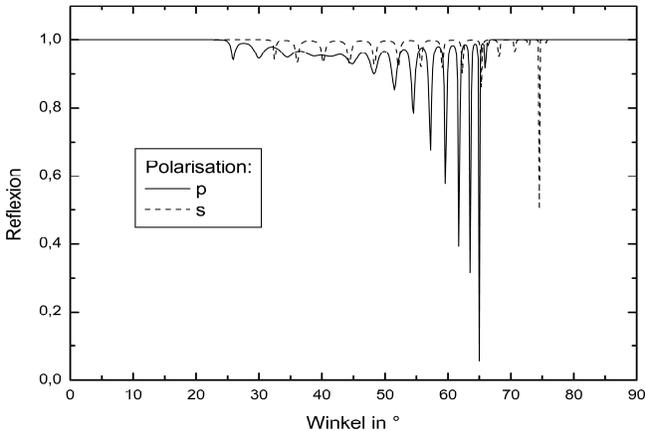


Abbildung 2.15: Winkelspektrum einer typischen lötbaren Beschichtung bei einer Wellenlänge von 1020 nm.

Die Formel (2.45) kann mit kleinen Änderungen verwendet werden, um die Winkel- und Wellenlängenspektren der Beschichtung zu berücksichtigen und die ASE-Leistung P_{ASE} numerisch zu berechnen. Dafür wird die Anzahl der Reflexionen an den Stirnflächen des Laserkristalls N_{AR} und N_{HR} ausgerechnet. dP_{ASE} in (2.45) wird mit dem Faktor $R_{AR}(\theta, \lambda)^{N_{AR}} R_{HR}(\theta, \lambda)^{N_{HR}}$ multipliziert. Die numerisch berechnete effektive Fluoreszenzlebensdauer τ (s. (2.20)) für zwei reale Beschichtungen und eine ideal absorbierende Beschichtung ist in Abbildung 2.16 abhängig von Verstärkung der Scheibe gezeigt. Die Rechnung ist eine Näherung unter der Annahme, dass die Verstärkung und die Temperatur der Scheibe im Pumpfleck räumlich homogen sind. Daher ist die effektive Fluoreszenzlebensdauer nur oberhalb von 450 μs angegeben, da eine stärkere ASE zu einer ausgeprägten räumlichen Verteilung der Verstärkung und zu einer Änderung der spektralen Verteilung der umlaufenden Fluoreszenz führt, was nur in einem viel komplizierteren Modell berücksichtigt werden kann. Um den Einfluss der ASE abzuschätzen und die Beschichtungen vergleichen zu können ist jedoch das einfache Modell ausreichend.

Die Beschichtung mit Kupfer-Metallisierung hat wegen der hohen Reflexion des Kupfers eine hohe Reflexion für das Fluoreszenzlicht. Die effektive Lebensdauer sinkt für einen Pumpfleckdurchmesser von 6 mm bei einer Verstärkung der Scheibe von 0,21 um die Hälfte. Um die gleiche Verstärkung wie für kleine Pumpfleckdurchmesser zu erreichen, wäre daher bei den größeren Pumpflecken eine doppelte absorbierte Leistungsdichte notwendig. Die zweifache absorbierte Leistungsdichte führt aber zur zweifachen Erhöhung der Temperatur in der Scheibe, was die Wirkungsquerschnitte senkt, und sowohl die Absorption der Pumpstrahlung als auch die Verstärkung der Laserstrahlung verringert. Insgesamt führt dies dazu,

dass die erreichbare Verstärkung auf einen niedrigen Wert, z. B. für $D_p=6$ mm nach numerischen Berechnungen (s. Kapitel 4.4.5) auf $G=0,13$, begrenzt ist.

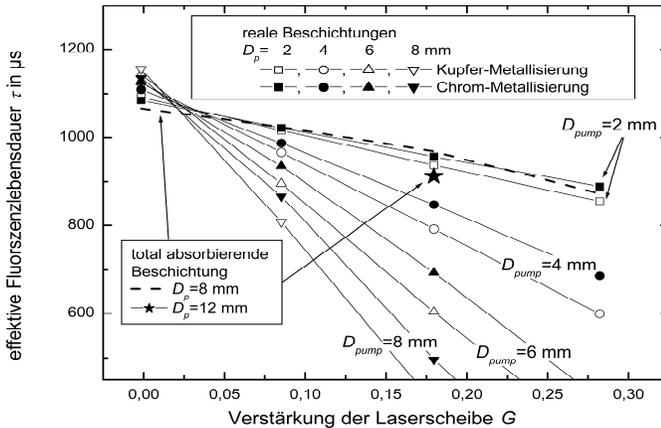


Abbildung 2.16 : Effektive Fluoreszenzlebensdauer abhängig von der Verstärkung der Laserscheibe für unterschiedliche Beschichtungsdesigns. Berechnet für einen Yb:YAG-Kristall mit 9 % Dotierung, Dicke 180 µm, Temperatur 80 °C.

Im Fall der absorbierenden Beschichtung (die Beschichtung enthält eine Chromschicht anstatt der Kupferschicht wie im Kapitel 4.1.2 näher beschrieben) ist die Reduktion der Lebensdauer schwächer ausgeprägt. Das hat zur Folge, dass eine höhere Verstärkung erreicht werden kann. Für einen Pumpfleckdurchmesser von 6 mm wird nach den numerischen Berechnungen eine Verstärkung von 0,15 erreicht.

Der Unterschied ist nicht groß, da in der absorbierenden Beschichtung mehr Wärme produziert wird. Die numerischen Berechnungen zeigen zwar, dass für größere Pumpflecke ($D_p=6-8$ mm) die absorbierende Beschichtung im Pulsbetrieb Vorteile bietet, das Problem der ASE kann sie aber nicht lösen. Erst eine ideale vollständig absorbierende Beschichtung verringert ASE so effektiv, dass Pulsbetrieb mit wesentlich größeren Pumpflecken möglich wird. Sogar mit einem Pumpfleckdurchmesser von 12 mm sinkt die effektive Lebensdauer nur auf 830 µs. Die kleine Reduzierung der Lebensdauer ist auf die Verstärkung der in der Scheibenebene abgestrahlten Fluoreszenz zurückzuführen. Eine vollständig absorbierende Beschichtung kann zwar nicht realisiert werden, wird aber mit einem gebondeten Kristall aus dünner Yb:YAG- und dicker YAG-Scheibe angenähert (s. Kapitel 4.3).

Die Wärmeerzeugung in der Beschichtung kann mit den gleichen Annahmen numerisch aus dem Winkelspektrum der Beschichtung berechnet werden. Es ist bequem zwei Begriffe einzuführen: die Fluoreszenzleistungsdichte E_{fl} , die als Produkt aus der Volumenleistungsdichte der Fluoreszenz und der Kristalldicke definiert ist,

und der Koeffizient $K_{HR, Fluor}$, der zeigt, welcher Anteil der Fluoreszenzleistungsdicht in der HR-Beschichtung in der Mitte des Pumpflecks in Wärme umgewandelt wird:

$$K_{HR, Fluor} = \frac{E_{HR, Fluor}(r=0)}{E_{\beta}} \quad (2.47)$$

Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen für $K_{HR, Fluor}$ sind in Abbildung 2.17 für eine Beschichtung mit Chrom- und eine Beschichtung mit Kupfermetallisierung dargestellt.

Die Beschichtung mit Kupfermetallisierung weist insbesondere für kleine Pumpfleckdurchmesser eine niedrigere Wärmezeugung auf. Für größere Pumpfleckdurchmesser steigt die Wärmezeugung in der Mitte und nähert sich dem Wert der Beschichtung mit Chrom-Metallisierung. Die Rechnungen zeigen eine starke Abhängigkeit der Wärmezeugung in der Beschichtung von der Kristalldicke. Je dünner der Kristall ist, desto öfter trifft die Fluoreszenzstrahlung die HR-Beschichtung und wird schneller absorbiert.

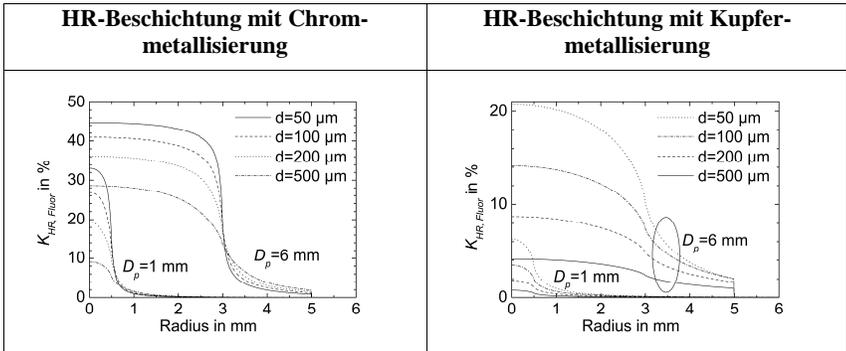


Abbildung 2.17: Wärmezeugung in zwei HR-Beschichtungen durch die Absorption der Fluoreszenz für Pumpfleckdurchmesser von 1 mm und 6 mm.

Für eine typische gelötete Scheibe, die mit $30 \mu\text{m}$ Gold-Zinn auf eine 1 mm dicke CuW-Scheibe gelötet ist, beträgt der Wärmewiderstand der Kontaktierung $R_{th, Kontakt} = 6 \text{ W}\cdot\text{mm}^2/\text{K}$. Eine gelötete Scheibe mit Chrom-Metallisierung ist somit bei einer für Fluoreszenzbetrieb typischen Fluoreszenzleistungsdichte von $3 \text{ kW}/\text{cm}^2$ um etwa $50 \text{ }^\circ\text{C}$ wärmer. Im Dauerstrichbetrieb ist der Unterschied kleiner, da die Besetzungsleistungsdichte kleiner ist. Für Multimode-Dauerstrichbetrieb ist der Temperaturunterschied von der Größe des Pumpflecks abhängig und beträgt für einen Pumpfleckdurchmesser von 6 mm, einen Kristall mit 9 % Dotierung und einer Dicke von $180 \mu\text{m}$ $15 \text{ }^\circ\text{C}$. Der Unterschied der optischen Wirkungsgrade beträgt 2 %.

Außer einer höheren Wärmezeugung verursacht die Chrom-Beschichtung ein härteres Wärmeleistungsdichteprofil. Das führt zu höheren Beugungsverlusten am Pumpfleckrand.

Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen sowohl für die effektive Lebensdauer τ als auch für $K_{HR, Fluor}$ lassen sich sehr genau mit einfachen Formeln annähern. Hier

werden beispielhaft die Formeln für einen typischen Kristall mit der lötbaren Beschichtung mit Kupfermetallisierung aufgeführt.

Für die effektive Lebensdauer in einem Laserkristall mit einer Dicke $d=180 \mu\text{m}$ und einem Pumpfleckradius R_p ist τ durch (2.48) gegeben.

$$\tau(\text{in } \mu\text{s}) = 981,7 - 19,3R_p(\text{in mm}) + (309 - 1022,4R_p(\text{in mm}))G \quad (2.48)$$

Die Abhängigkeit der effektiven Lebensdauer τ von der Verstärkung G ist linear für $G < 0,3$ und R_p zwischen 1 mm und 4 mm.

Es ist sehr bequem die Wärmeleistungsdichte als Anteil der Flächenleistungsdichte der Fluoreszenz (inklusive ASE) E_{fl} auszudrücken. Die Fluoreszenzleistungsdichte E_{fl} kann als

$$E_{fl} = d \frac{N_2}{\tau_f} \frac{hc}{\lambda_f} (1 + K_{ASE}) \quad (2.49)$$

berechnet werden.

Der Quotient aus der Wärmeleistungsdichte $E_{HR,Fluor}$ und Fluoreszenzleistungsdichte E_{fl} wird in der Mitte des Pumpflecks berechnet und als $K_{HR,Fluor}$ bezeichnet. Beispielsweise gilt für einen Pumpfleckdurchmesser von $R_p=1,8 \text{ mm}$ für Kristalldicken zwischen $50 \mu\text{m}$ und $300 \mu\text{m}$ folgende Näherungsformel:

$$K_{HR,Fluor} = \frac{E_{HR,Fluor}(r=0)}{E_{fl}}(\text{in } \%) = 4,7 + 22,1 \cdot \exp\left(-\frac{d(\text{in } \mu\text{m})}{88,5}\right) \quad (2.50)$$

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass für eine transparente nicht absorbierende Beschichtung eine möglichst hohe Transmission unter großem Einfallswinkel von Vorteil ist. Für absorbierende Beschichtung ist das Beschichtungsdesign immer ein Kompromiss zwischen Wärmeerzeugung und ASE-Unterdrückung. Die Grenze, ab der die absorbierende Beschichtung Vorteile bringt, liegt für den Pulsbetrieb mit niedriger Repetitionsrate bei etwa einem Pumpfleckdurchmesser von 6 mm. Für einen Multimode-Dauerstrichbetrieb liegt die Grenze wesentlich höher, nach [41] bei einem Pumpfleckdurchmesser von 59 mm und einer Ausgangsleistung von 45 kW.

2.4 Laserbetrieb und Scheibenform

Für die Laseranwender ist in den meisten Fällen außer der Laserleistung auch die Fokussierbarkeit des Laserstrahls von Interesse. Eine bessere Fokussierbarkeit bringt dem Anwender den Vorteil, dass der Strahl feiner fokussiert werden kann, der Arbeitsabstand vergrößert werden kann und eine kleinere Bearbeitungsoptik eingesetzt werden kann. Wenn man aber die Effizienz eines Lasers über der Strahlqualität M^2 aufträgt, ist meistens eine Abnahme der Effizienz für eine bessere Strahlqualität zu verzeichnen. Der Grund dafür ist der zunehmend größere Einfluss der Beugungsverluste im Resonator.

2.4.1 Beugungsverluste

Für einen Laserresonator aus sphärischen Spiegeln ohne verstärkendes Material sind die Gauss-Laguerre oder Gauss-Hermite Moden die Lösung der Wellengleichung in der paraxialen Näherung. Da im Scheibenlaserdesign eine Rotationssymmetrie vorliegt, sind im Prinzip die Gauss-Laguerre-Moden besser geeignet, um die Feldverteilung im Resonator zu beschreiben. Jede Brechung der Rotationssymmetrie (z. B. durch eine Dejustage des Resonators) führt allerdings in der Praxis zur Entstehung der Gauss-Hermite-Moden. In diesem Kapitel wird nur der Grundmode $E_{00}(r)$ betrachtet, der für die beiden Fälle gleich ist.

Der Gauß'sche Grundmode mit einem Radius der Wellenfrontkrümmung von R_{Kr} und einem Strahlradius von ω hat folgende Feldverteilung:

$$E_{00} = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega^2}} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2} + i\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2R_{Kr}}\right] \quad (2.51)$$

Die einzelnen Gauss-Laguerre- bzw. Gauss-Hermite-Funktionen $E_{lm}(r, \varphi)$ sind normiert und orthogonal zueinander und bilden zusammen ein vollständiges System. Eine beliebige Feldverteilung $E(r, \varphi)$ kann als eine Summe dargestellt werden.

$$E(r, \varphi) = \sum_{l,m} C_{lm} E_{lm}(r, \varphi) \quad (2.52)$$

Die komplexen Koeffizienten C_{lm} können durch Integration gefunden werden.

$$C_{lm} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} r dr E(r, \varphi) E_{lm}^*(r, \varphi) \quad (2.53)$$

Der Betragsquadrat des Koeffizienten C_{lm} zeigt welcher Anteil der Gesamtleistung P_l sich in dem Mode (l, m) befindet:

$$P_{lm} = |C_{lm}|^2 P_l \quad (2.54)$$

Für die Erzeugung von Strahlung mit guter Strahlqualität wird der Strahl im Resonator mit Hilfe einer Apertur „gefiltert“, so dass die höheren Moden, die an der Stelle der Apertur einen größeren Durchmesser haben, hohe Verluste erfahren. So wird das Anschwingen der höheren Moden unterdrückt. Im Scheibenlaserdesign mit einem Quasi-drei-Niveau Lasermaterial, wie z. B. Yb:YAG, kann der Pumpfleck als Modenfilter benutzt werden, da das Material außerhalb des Pumpflecks die Laserstrahlung absorbiert.

Die Resonatorelemente, die eine sphärische Phasenänderung bei deren Durchgang bzw. bei der Reflexion bewirken, ändern lediglich die Krümmung der Wellenfront der umlaufenden resonatorinternen Strahlung, ohne dass die Modenzusammensetzung geändert wird. Wenn jedoch eines der Resonatorelemente eine nicht sphärische Wellenfrontänderung verursacht, führt das dazu, dass nach dem Durchlaufen dieses Elements eine neue Zerlegung des Strahlungsfeldes nach (2.52) entsteht. Dabei kann ein Teil der Leistung in höhere Moden „herausgebeugt“ werden. Diese Leistung geht zum großen Teil an der Apertur verloren.

Die von einem optischen Element verursachte Phasenänderung $\Phi(r)$ kann als Summe aus einem sphärischen und einem asphärischen Anteil dargestellt werden. Der sphärische Anteil wird mit der Brennweite der resultierenden Linse beschrieben. Für den asphärischen Anteil können die Beugungsverluste berechnet werden. Dafür wird angenommen, dass die Anfangsfeldverteilung vor dem optischen Element $E(r, \varphi)$ dem Gauß'schen Grundmode $E_{00}(r)$ entspricht und eine Taille aufweist. ($R_{Kr}=\infty$). Die Leistung im Grundmode wird gleich eins gesetzt:

$$E(r, \varphi) = \sqrt{\frac{2}{\pi\omega^2}} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2}\right] \quad (2.55)$$

Nach dem Durchlauf des optischen Elements wird zur Anfangsphase die Phase $\Phi(r)$ addiert. Die Leistung P_{00} , die noch im Grundmode enthalten ist, kann mit Hilfe von (2.53) und (2.54) durch eine neue Zerlegung der Funktion $E(r, \varphi)\exp[I\Phi(r)]$ gefunden werden. Die Beugungsverluste sind gegeben durch:

$$L_B = 1 - |C_{00}|^2 \quad (2.56)$$

Diese Definition entspricht der Definition in [41]. Da der Wellenfront hinter dem optischen Element eine Krümmung aufweisen kann, muss bei der Bestimmung des Koeffizienten C_{00} nach dem Krümmungsradius R_{Kr} mit den niedrigsten Beugungsverlusten L_B gesucht werden. Für unseren Fall ergibt sich folgender Ausdruck für die Beugungsverluste:

$$L_B(R_{Kr}, \omega) = \left[\int_{r=0}^{\infty} 2\pi r dr \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi\omega^2}} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2}\right] \cdot \exp[I\Phi(r)] \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi\omega^2}} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2} - I \frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2R_{Kr}}\right] \right]^2 \quad (2.57)$$

Die Beugungsverluste sind von der Krümmung der resultierenden Wellefront R_{Kr} und dem Gauß'schen Strahlradius ω abhängig. Für den gegebenen Strahlradius kann der Krümmungsradius mit minimalen Verlusten gefunden werden.

Zusammengefasst können für ein optisches Element, das eine Phaseänderung verursacht, zwei Funktionen bestimmt werden: $L_B(\omega)$ und $R_{Kr}(\omega)$. Die erste zeigt, wie die Beugungsverluste vom Strahlradius abhängen und die zweite gibt die Brennweite der Linse, die durch den sphärischen Anteil der Phase bestimmt ist.

Die Beugungsverluste können den Resonatorverlusten nicht gleichgesetzt werden, da die Leistung in den höheren Moden an der Apertur nicht vollständig vernichtet wird. Ein Teil der Leistung der höheren Moden trifft nach dem Resonatorumlauf wieder auf das Element mit der Phasenstörung und kann zurück in die zulässigen Moden transferiert werden. Falls die Störung stark ist, können sogar andere Feldverteilungen als Gauss-Laguerre-Moden existieren, die sich nach einem Resonatorumlauf mit niedrigen Verlusten reproduzieren.

Falls die Beugungsmaßzahl nahe an eins ist, können die Beugungsverluste trotzdem für die Rechnungen benutzt werden, da im Resonator im wesentlichen nur ein Mode existiert und die in die höheren Moden gebeugte Leistung während eines Resonatorumlaufs vollständig verloren geht.

2.4.2 Optische Phasendifferenz (OPD) in einer Laserscheibe

Die Phasenänderung $\Phi(r)$ der Laserstrahlung bei der Reflexion an einer Laserscheibe berechnet sich als Summe der Verbiegung der HR-Seite des Kristalls $z_o(r)$ und der Linse im Kristall, die durch die Temperaturverteilung $T(r,z)$ zustande kommt [41]. Hier ist die Änderung des Brechungsindex durch die mechanischen Spannungen und die Inversion nicht berücksichtigt. Die Spannungen im Kristall sind niedrig, so dass die Änderung des Brechungsindex durch die mechanischen Spannungen vernachlässigt werden kann. Der zweite Effekt (Inversion) wird im nächsten Unterkapitel behandelt und verschwindet sogar beim Laserbetrieb im Verstärkungsmaximum. Beim Betrieb außerhalb des Verstärkungsmaximums (z. B. ein durchstimmbarer Laser) ist dieser Anteil der thermischen Linse etwa hundertmal kleiner als der Beitrag von dn/dT .

Für die Phasenänderung $\Phi(r)$ gilt:

$$\Phi(r) = 2 \frac{2\pi}{\lambda_l} \int_0^d \underbrace{\left(n_0 + \frac{dn}{dT} (T(r,z) - T_{Wasser}) - 1 \right)}_{\text{Linse im Material}} \left(1 + \alpha_{th} (T(r,z) - T_{Wasser}) \right) dz - \underbrace{2 \frac{2\pi}{\lambda_l} z_o(r)}_{\text{Verbiegung der HR}} \quad (2.58)$$

Die Linse im Kristall spiegelt die Pumpstrahlungsverteilung wieder und hat auch annähernd eine Supergauss-Form, wobei die dreidimensionale Wärmeleitung dafür sorgt, dass die mittlere Temperatur der Scheibe und damit auch das Phasenprofil innerhalb des Abstands von einigen Scheibendicken von der Pumpfleckgrenze stark variiert.

Die Verbiegung der HR-Seite wird durch die Kontaktierung bestimmt. Wird die Laserscheibe auf der Rückseite kontaktiert, so ist die Wärmesenke mit der Laserscheibe starr verbunden. Die Verbiegung der HR-Seite der Scheibe ist durch die Wärmesenke bestimmt. Die Verbiegung ist üblicherweise konvex, da die AR-Seite am heißesten ist und durch die Wärmeausdehnung Biegemomente auf die Wärmesenke ausüben, die die Wärmesenke konvex verbiegen.

Im Fall der Kontaktierung auf der vorderen Seite ist die Verbiegung der HR-Seite durch zwei Effekte bestimmt. Der Träger und die kontaktierte Laserscheibe verbiegen sich zusammen und aufgrund der Wärmeausdehnung des Lasermaterials in axialer Richtung entsteht zusätzlich eine Deformation, deren Form der Form der Linse im Material ungefähr entspricht.

2.4.3 Inversionsabhängigkeit des Brechungsindex

Der Brechungsindex in einem verstärkenden Material ist komplex. Der reale Teil beschreibt die Brechung und der imaginäre Teil die Absorption. Falls der imaginäre Anteil negativ ist, ist das Material verstärkend. Die beiden Teile des Brechungsindex sind durch die Kramers-Kroning-Beziehung verbunden, da sie eine Funktion in der komplexen Ebene beschreibt. Da der imaginäre Teil nicht bei allen Wellenlängen bekannt ist, kann nur die Änderung des Brechungsindex Δn_{KK} berechnet werden.

$$\Delta n_{KK}(\lambda) = \frac{1}{\pi^2} P.V. \int_0^{\infty} \frac{g_0(\lambda') d\lambda'}{1 - \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2} \quad (2.59)$$

Die Abkürzung *P.V.* steht für „principal value“ (auch „Cauchy-Hauptwert“ genannt) und erlaubt es, die Singularität bei $\lambda = \lambda'$ zu vermeiden. In der Praxis wird die Integration durch Summation ersetzt. Der Summand bei $\lambda = \lambda'$ wird dabei nicht berücksichtigt.

Die Ergebnisse für Yb:YAG bei einer Temperatur von 400 K und einer relativen Dichte der angeregten Ionen von 30 % sind in Abbildung 2.18 gezeigt.

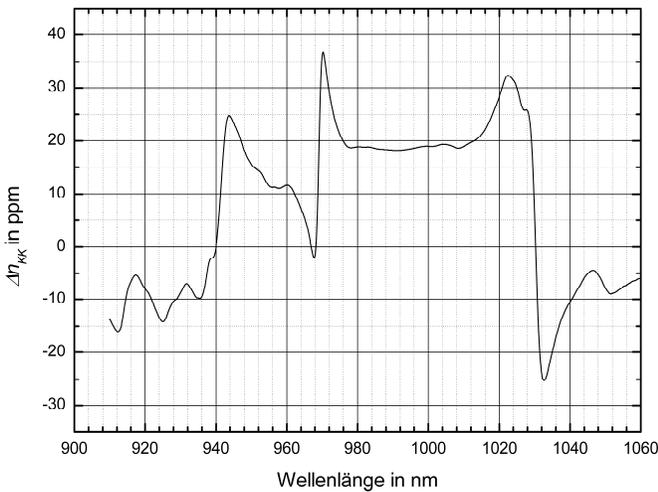


Abbildung 2.18: Änderung des Brechungsindex durch Inversion in Yb:YAG. Berechnet für $N_2/N_{tot}=0,3$ und eine Temperatur von 400 K

Die Änderung soll mit der Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur verglichen werden, die für eine Temperaturänderung von 100 K etwa 0,001 beträgt. Die Änderung des Brechungsindex durch Inversion ist folglich 100-fach kleiner und kann normalerweise vernachlässigt werden. Erst im Betrieb bei niedrigen Temperaturen wird das Verhältnis von dn/dT und Verstärkung so, dass Δn_{KK} in der Berechnung der thermischen Linse berücksichtigt werden muss. Auch in diesem Fall bleibt diese Änderung beim Betrieb im Verstärkungsmaximum bei 1030 nm gleich Null.

3 Quenching in Yb:YAG

Von Nd:YAG ist bekannt, dass es neben induzierter und spontaner Fluoreszenz Prozesse gibt, die die angeregten Ionen wieder in den Grundzustand zerfallen lassen. Solche Prozesse sind zum Beispiel „up-conversion“ und „cross-relaxation“. Sie begrenzen im Fall von Nd:YAG die Dotierung auf 1,3 % bzw. 2 %, weil für höhere Dotierungen die Fluoreszenzlebensdauer des angeregten Zustands sinkt [70]. Das verringert die Effizienz des Lasers und vergrößert die Wärmezeugung im Lasermaterial, da der Anteil der Energie, der in Wärme umgewandelt wird, bei solchen Prozessen üblicherweise höher als der Quantendefekt ist. Das wiederum begrenzt die Ausgangsleistung, da sowohl die thermische Linse des Lasermaterials als auch die mechanischen Spannungen im Lasermaterial höher sind.

Alle solchen Prozesse verlaufen unter Einbeziehung von den über dem Laserniveau liegenden Energieniveaus. Da diese in der Energiestruktur des Yb-Ions in YAG (s. Abbildung 2.1) nicht vorhanden sind, wurde davon ausgegangen, dass in Yb:YAG solche Prozesse nicht möglich sind. Das hat sich im Dauerstrichbetrieb des Yb:YAG-Scheibenlasers näherungsweise bestätigt. Die experimentellen Messergebnisse konnten in einem breiten Spektrum von Leistungen, Kristalldicken und Auskoppelgraden in einem numerischen Modell nachgerechnet werden, wobei von einer Quanteneffizienz von eins und einer konstanten Fluoreszenzlebensdauer ausgegangen wurde [41, 67, 37].

Allerdings existieren im gepulsten Betrieb bei niedrigen Repetitionsraten ($\leq 1/\tau_f$) gravierende Unterschiede zwischen Rechnungen und Experiment. Die experimentell erreichte Verstärkung liegt weit unter dem berechneten Wert. Dieser Unterschied wurde in dieser Arbeit genauer untersucht und durch Quenching erklärt. Die Quenchingsrate ist von der Dichte der angeregten Ionen abhängig und ist bei der niedrigen Anregung, die für Dauerstrichbetrieb üblich ist, für Dotierungen unter 10 % vernachlässigbar. Nachfolgend wird eine Literaturübersicht zum Thema Quenching in Yb:YAG gegeben.

In der Literatur werden unterschiedliche Werte für die Quanteneffizienz η_q bzw. den Wärmeergehungsgrad ohne Laserbetrieb χ (Anteil der absorbierten Leistung, der in Wärme umgewandelt wird) für Yb:YAG angegeben. Wird eine Quanteneffizienz von eins angenommen ist der intrinsische Wärmeergehungsgrad gleich dem Quantendefekt χ_q . Ist die Quanteneffizienz kleiner, zerfällt der angeregte Zustand zum Teil nicht strahlend. Es wird zusätzliche Wärme produziert. Falls keine Reabsorption der abgestrahlten Fluoreszenz stattfindet, sind der Wärmeergehungsgrad und die Quanteneffizienz mit

$$\chi - \chi_q = 1 - \eta_q \quad (3.60)$$

verbunden. Findet Reabsorption statt, ist die gemessene Wärmeergehungsgrad höher, da nach der Abstrahlung der reabsorbierten Leistung zusätzliche Wärme erzeugt wird. In [71] wird z. B. für einen gemessenen Wärmeergehungsgrad von 25 % eine Quanteneffizienz von 94 % errechnet.

Für das Scheibenlaserdesign ist der Einfluss der Reabsorption gering. In [41] ist der Anteil der im Lasermode reabsorbierten Fluoreszenzleistung bei einer Pumpleistung

von 2 kW zu 6 % der absorbierten Leistung berechnet. Wird eine Quanteneffizienz von 97 % angenommen, steigt die Wärmeerzeugung durch die nicht perfekte Quanteneffizienz von 3 % ohne Reabsorption auf 3,2 % mit Berücksichtigung der Reabsorption. Für den in den Messungen verwendeten kleinen Pumpfleckdurchmesser von 2 mm ist der Effekt noch geringer.

In Yb:YAG wurden Quanteneffizienzen von $\eta_q=97\%$ [71] für Dotierungen unter 15 at. %, $\eta_q=93\%$ [79] für eine Dotierung von 1 at. % und $\eta_q=70\%$ [78] bei einer Dotierung von 8 at. % gemessen. Der Unterschied wird meistens mit unterschiedlicher Reinheit der Ausgangsmaterialien und Unterschieden im Ziehprozess erklärt. In der Arbeit von PATEL ET. AL. [71] wurde die Quanteneffizienz für unterschiedliche Dotierungen bestimmt. Für die niedrig dotierten Proben sind Werte von $\eta_q=97\%$ gemessen worden. Ab einer Dotierung von 18 at. % fällt die Quanteneffizienz auf 94 %. Für das YbAG konnte nach einer Optimierung des Ziehprozesses und der Behandlung nach dem Ziehen ebenfalls eine Quanteneffizienz von 94 % und eine Fluoreszenzlebensdauer von 664 μs erreicht werden. Ähnliche Ergebnisse wurden von PETERMANN ET AL berichtet [73]. Die Fluoreszenzlebensdauer bei niedriger Dotierung ist in dieser Arbeit zu 1040 μs gemessen und bleibt bis zu einer Dotierung von 15 at. % konstant. Für höhere Dotierungen fällt die Fluoreszenzdauer und erreicht für YbAG 860 μs bzw. nach der Optimierung der Zucht 980 μs [72].

Eine Ursache der nicht perfekten Quanteneffizienz ist die Anwesenheit von Verunreinigungen durch Lanthanide (Tm, Pr, Ho) und Übergangsmetalle (Fe, Cr) im Kristall. Werden sie durch Energiemigration angeregt, zerfällt die Anregung größtenteils nichtstrahlend. Die Anregungsenergie wird in Wärme umgewandelt. Möglicherweise sind viervalente Verunreinigungen wie Si für den Laserbetrieb ebenfalls schädlich, das sie durch Ladungskompensation die Bildung von Yb^{2+} unterstützen. Die Verunreinigungen können aus den Ausgangsmaterialien, aus dem Tiegel und aus dem Isolierungsmaterial (Zirkoniumoxid) beim Ziehen in den Kristall eingebaut werden. Möglicherweise ändert sich der Gehalt der eingebauten Verunreinigungen während der Zucht, so dass in einem Einkristall sich die Lasereigenschaften entlang der Ziehrichtung ändern können.

Zusammengefasst wird für Yb:YAG bei kleinen Dotierungen eine fast perfekte Quanteneffizienz $\eta_q \sim 1$ gemessen. Für höhere Dotierungen von 10 % und mehr hängen die Ergebnisse von mehreren Faktoren, wie die Reinheit der Ausgangsmaterialien, Herstellungsverfahren und Behandlung nach der Zucht („annealing“), ab, so dass kein eindeutiger Wert der Literatur entnommen werden kann.

In [74] wurde die Abhängigkeit der Zerfallsrate von der Anregungsdichte untersucht und gezeigt, dass die Abhängigkeit nicht linear ist, was mit den Ergebnissen dieser Arbeit übereinstimmt. Dieses Verhalten wurde durch die Anregung von Yb^{2+} -Ionen mit Energien zweier angeregter Yb^{3+} -Ionen erklärt. Yb^{2+} entsteht bei Sauerstoffmangel im Kristall. Der Kristall besitzt in dem Fall aufgrund der Absorptionsbänder von Yb^{2+} eine blaue Farbe. Die Dichte der Yb^{2+} -Farbzentren kann durch die Messung der Absorption im Sichtbaren abgeschätzt werden. Beim Tempern in Luft bei einer Temperatur von etwa 1000 °C (Dauer: ein Tag) wird die Verfärbung eliminiert und die Fluoreszenzlebensdauer erhöht. Alle in dieser Arbeit verwendeten

Kristalle wurden auf diese Weise behandelt, so dass die Absorption von Yb^{2+} nicht messbar ist.

BASIEV [75], PATEL [71] UND PETERMANN [74] haben Quenching in Yb:YAG durch Migration der Anregungsenergie von einem Yb-Ion zum anderen und weiter zu einer Verunreinigung, die die Anregung strahlungslos oder teilweise strahlend abbaut, erklärt. Diese Art der Quenching erklärt aber die beobachtete Abhängigkeit der Quenchingsrate von der Dichte der angeregten Ionen nur, wenn zur Anregung der Verunreinigung die Energie mehrerer Yb-Ionen gebraucht wird.

Für diese Arbeit wurden Kristalle, die aus den reinsten verfügbaren Materialien (Yb_2O_3 , Y_2O_3 und Al_2O_3) in Iridium-Tiegeln von der Firma FEE gewachsen wurden, verwendet. Die Zusammensetzung wurde vermessen. Yb_2O_3 enthält weniger als 1 ppm (nach Gewicht) anderer Lanthanid-Oxide La_2O_3 - Lu_2O_3 . Y_2O_3 ist, abgesehen von Gd_2O_3 , dessen Gehalt zu 2,3 ppm gemessen wurde, ähnlich rein. Das Gadolinium-Ion ist allerdings dank seinem Energieschema praktisch inert. Für Al_2O_3 wurde der Gehalt der Lanthanide nicht vermessen. Der Gehalt anderer Elemente als Aluminium und Sauerstoff ist unter 100 ppm angegeben.

Werden alle Verunreinigungen beseitigt, kann die Anregungsenergie noch durch Anregung ins Leitungsband oder in den etwas niedriger liegenden „charge-transfer-state“ mit den Energien mehrerer angeregten Yb-Ione (drei und mehr) abgebaut werden. Die Wahrscheinlichkeit solcher Prozesse nimmt aber im Allgemeinen mit der Anzahl der beteiligten Ionen ab.

Eine höhere Dotierung wäre für das Scheibenlaserdesign theoretisch vorteilhaft. Sie erlaubt eine Verringerung der Kristalldicke, was zu einer Reduzierung der Kristalltemperatur führt. Da Yb:YAG ein Quasi-drei-Niveau-Material ist, ist die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus nicht vernachlässigbar. Eine niedrigere Kristalltemperatur senkt die Laserschwelle und steigert die Lasereffizienz. Ein gepulster Laser würde von einer höheren Verstärkung aufgrund der niedrigeren Kristalltemperatur profitieren.

In den Experimenten wurden aber gravierende Unterschiede bereits bei einer kleinen Dotierungsänderung sichtbar. Höher als 9 % dotierte Materialien zeigen im Laserbetrieb im Vergleich zu niedriger dotierten eine niedrigere Effizienz bzw. werden zerstört bevor die Laserschwelle erreicht wird. Ein instabiles Verhalten wurde ebenfalls beobachtet. Der Laser erlischt nach einigen Sekunden im Dauerstrichbetrieb, ohne dass der Laserkristall irreversibel zerstört wird.

In Abbildung 3.1 ist die gemessene Verstärkung für drei Dotierungen dargestellt [76]. Die Dicke der Kristalle ist jeweils etwa gleich der optimalen Kristalldicke, die mit einer numerischen Modellierung bestimmt wurde. Der Kristall mit 8,8 % Dotierung erreicht die maximale Verstärkung von 22 % bei einer absorbierten Leistungsdichte von knapp 3 kW/cm^2 . Die höher dotierten Materialien erreichen ihre maximale Verstärkung, die deutlich niedriger ist, bei einer viel niedrigeren absorbierten Leistungsdichte. Diese Messungen deuten darauf hin, dass in diesen drei Materialien unterschiedlich starke Quenchingsprozesse vorhanden sind.

Ohne Quenching wird ein anderes Verhalten erwartet: Die Verstärkung soll fast linear mit der absorbierten Leistungsdichte ansteigen und viel höhere Werte ($G > 0.3$)

erreichen. Die abrupte Abnahme der maximalen Verstärkung mit der Dotierung kann ebenfalls nur mit einer Abhängigkeit der Quenchingprozesse von der Dotierung erklärt werden.

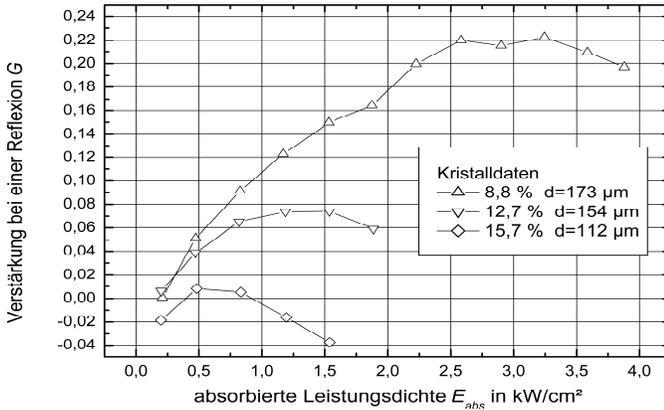


Abbildung 3.1: Gemessene Verstärkung von drei Kristallen mit unterschiedlichen Dotierungen

Im Dauerstrichbetrieb würde das mit 15,7 % dotierte Material nur mit einem Auskoppelgrad von unter 1 % die Laserschwelle erreichen. Das mit 12,7 % dotierte Material würde nur mit einem Auskoppelgrad von unter 6 % Lasertätigkeit zeigen. Dieses Verhalten wurde auch experimentell beobachtet.

3.1 Messaufbau

Um die zusätzlichen Zerfallmechanismen in Yb:YAG zu untersuchen, wurde ein Messaufbau entwickelt, der erlaubt, diese Prozesse im Lasermedium zu quantifizieren. Fünf Größen werden unabhängig gemessen: die einfallende und die transmittierte Pumpleistung (die zusammen die Berechnung der absorbierten Leistung ermöglichen), die Verstärkung im Lasermedium bei einer Wellenlänge von 1030 nm, die Temperatur an der vorderen Seite des Laserkristalls und die Laserleistung (nur im Laserbetrieb).

Aus diesen Messgrößen lassen sich die intrinsischen Parameter, wie Besetzungsdichte des oberen Multipletts, Wärmeerzeugung im Material und effektive Lebensdauer des angeregten Zustands unter geeigneten Annahmen berechnen. Auf die Berechnungen wird in Kapitel 3.3 eingegangen.

N_2 kann über die Messung der Verstärkung oder der Absorption bestimmt werden. In dieser Arbeit wurde die Verstärkungsmessung verwendet, da sie eine genauere Bestimmung von N_2 ermöglicht (s. Kapitel 2.2.4.1).

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von N_2 ist die Messung der Fluoreszenzleistung. Diese Methode ist für die Kontrolle und Diagnose eines Lasers gut geeignet [32], nicht jedoch für die genaue Bestimmung von N_2 , da die integrale

Fluoreszenzleistung stark durch Reabsorption und folglich von der Kristalltemperatur, Pumphlichtverteilung, Kristalldicke usw. beeinflusst wird.

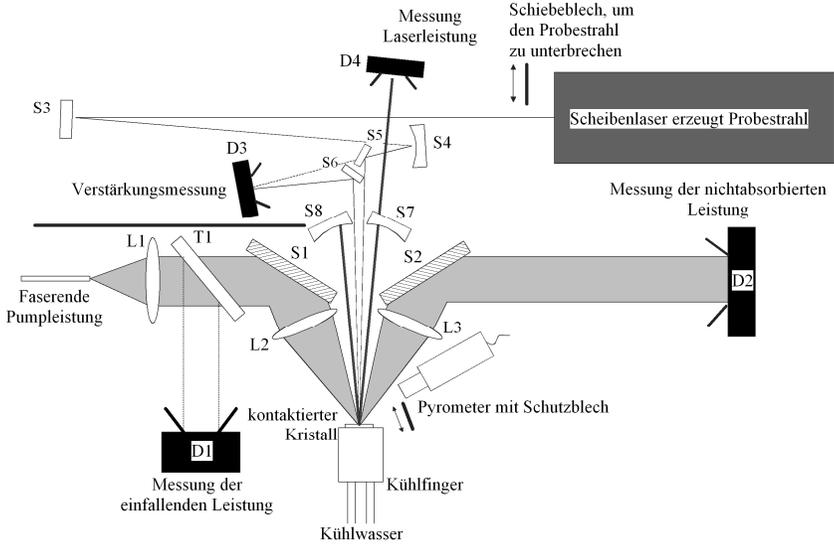


Abbildung 3.2: Messaufbau zur Vermessung von absorbierte Leistung, Verstärkung und Kristalltemperatur im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb

Der komplette Messaufbau ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Pumpstrahlung mit einer Wellenlänge von 940 nm und einer Leistung von 0 W bis 550 W wird mit einer Faser zum Testaufbau geführt. Die Pumpstrahlung aus der Faser wird mit der Linse L1 kollimiert und weiter mit der Linse L2 auf den Kristall fokussiert. Ein Teil des Pumpstrahls wird mit dem Strahlteiler T1 auf den Detektor D1 zur Messung der einfallenden Leistung abgelenkt. Die Linsen L1 und L2 legen den Abbildungsmaßstab fest, der zusammen mit dem Faserdurchmesser die Größe des Pumpflecks im Laserkristall vorgibt. Der Radius des gepumpten Bereichs betrug in den Messungen 1,2 mm (bei $1/e^2$ -Niveau). Die Strecke Kristall-L3-S2 ist spiegelbildlich zur Strecke Kristall-L2-S1 aufgebaut und dient zur Kollimation und Umlenkung der transmittierten Pumpstrahlung. Der kollimierte transmittierte Strahl wird im Detektor D2 absorbiert und vermessen. Da die Absorption des Laserkristalls niedrig ist, beträgt die in D2 zu absorbierende Leistung 70 % - 90 % der auf den Kristall einfallenden Leistung. Um die Verluste der Pumpstrahlung in der Strahlführung zu berücksichtigen wird der Aufbau mit einem hochreflektierenden Spiegel anstelle des Kristalls (oder mit einem Kupferspiegel) kalibriert. Eine mögliche Fehlerquelle stellt die Fluoreszenz aus dem Pumpfleck und aus dem Kristallrand dar, die auf D2 trifft. Der Fehler in der Bestimmung der Absorption im Kristall δA durch die Fluoreszenz aus dem Pumpfleck lässt sich jedoch leicht abschätzen:

$$\delta A = A \cdot \frac{D_{L3}^2}{8F_{L3}^2} \quad (3.61)$$

Er ist von der Absorption im Kristall A und von dem Durchmesser D und der Brennweite F der Linse L3 abhängig. Für die verwendete Linse beträgt der Fehler 0,7 % bei einer Absorption im Kristall von 30 %. Die Fluoreszenz aus dem Kristallrand trifft die Linse L3 größtenteils nicht, weil die Fluoreszenz im Kristall überwiegend unter flacheren Winkeln propagiert. Der Gesamtfehler der Messung der absorbierten Leistung aufgrund der mitgemessenen Fluoreszenz beträgt somit weniger als 1 % der einfallenden Leistung.

Die Spiegel S8 und S7 bilden zusammen mit dem Laserkristall, der als Umlenkspiegel benutzt wird, einen Laserresonator. Die Spiegel haben einen Krümmungsradius von 500 mm, was mit dem eingestellten Pumpfleck einen Multimode-Laserbetrieb mit $M^2 > 16$ für einen Krümmungsradius des Laserkristalls größer als 700 mm erlaubt. Die Stabilitätsgrenze des Resonators wird bei einem Krümmungsradius des Laserkristalls von 300 mm erreicht. Der Spiegel S7 ist teilreflektierend mit einer Transmission von 6 %. Die Leistung des ausgekoppelten Laserstrahls wird mit dem Detektor D4 gemessen.

Zur Messung der Verstärkung wird ein weiterer Scheibenlaser benutzt, der 0,3 W Leistung im Grundmode-Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 1030 nm und einer Spektralbreite von unter 1 nm zur Verfügung stellt. Diese Leistung wird als Probestrahl eingesetzt. Nach der Umlenkung auf dem Spiegel S3 wird der Strahl mit dem Spiegel S4 fokussiert, so dass der Gauss'sche Strahlradius ω auf der Scheibe 100 μm beträgt. Die mittlere Leistungsdichte des Probestrahls ist unter 1 kW/cm^2 , was weit unter der Sättigungsleistungsdichte von Yb:YAG (10 kW/cm^2 bei Raumtemperatur bzw. 20 kW/cm^2 bei 300 °C) liegt. Der Zustand des Laserkristalls wird somit durch den Probestrahl nicht beeinflusst. Die Spiegel S5 und S6 sind in klappbare Spiegelhalter eingebaut, so dass alternativ die Leistung im Probestrahl vor der Reflexion auf den Laserkristall und beim Hochklappen die Leistung nach der Reflexion gemessen werden kann. In letztem Fall wird die Fluoreszenzleistung ebenfalls wie bei der Messung der absorbierten Leistung mitgemessen. Sie ist aber diesmal vergleichbar mit dem zu messenden Leistungsunterschied vor und nach der Reflexion am Kristall. Deshalb wird die Fluoreszenzleistung auch gemessen, wenn der Probestrahl mit einem Blech unterbrochen wird. Der Aufbau wird ebenfalls mit einem hochreflektierenden Spiegel anstelle des Kristalls kalibriert, um einerseits die Verluste in der Strahlführung und andererseits die unterschiedliche Größe der Strahlen auf dem Detektor vor und nach der Reflexion zu kompensieren.

Um die Messung der Verstärkung zu verifizieren wurde die Verstärkung im Laserbetrieb mit unterschiedlichen Auskoppelgraden vermessen, da in diesem Fall die Verstärkung im wesentlichen die Verluste durch die Auskopplung kompensieren muss. Es wird also erwartet, dass die gemessene Verstärkung gleich dem Auskoppelgrad ist, solange die resonatorinternen zusätzlichen Verluste vernachlässigbar sind.

In Abbildung 3.3 ist die gemessene Verstärkung über den Strom der Pumpdiode aufgetragen. Der Strom von 55 A entspricht einer einfallenden Leistung von etwa 500 W. Mit den durchgezogenen Linien wird jeweils die Hälfte des Auskoppelgrads T_{OC} aufgetragen, da die Scheibe bei einem Resonatorumlauf zweimal durchlaufen wird. Die Messung der Verstärkung ist unabhängig von der Pumpleistung. Eine

Analyse der Messwerte ergibt für die Messreihen mit $T_{oc}=10\%$ und $T_{oc}=20\%$ eine Standardabweichung von unter 1 % absolut oder ca. 8 % von Messwert.

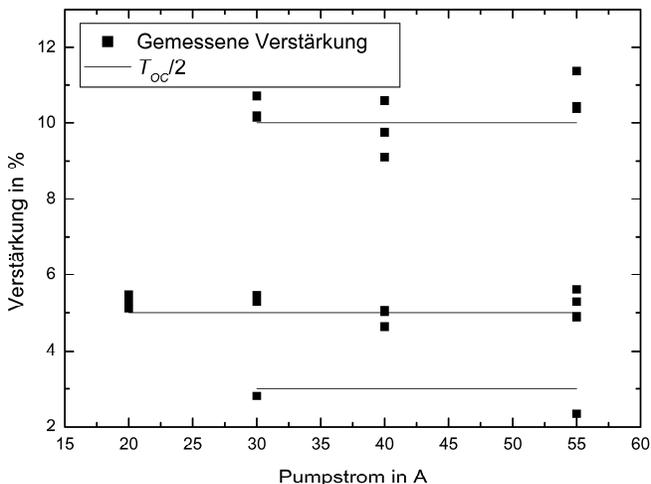


Abbildung 3.3: Verifizierung der Verstärkungsmessung. Verstärkung wird für unterschiedliche Transmissionen des Auskoppelspiegels T_{oc} gemessen

Ein weiteres Element des Messaufbaus ist das Pyrometer, mit dem die Oberflächentemperatur des Laserkristalls gemessen wird. Das Pyrometer ist für die bessere Übersichtlichkeit in Abbildung 3.2 rechts über dem Laserkristall abgebildet. In Wirklichkeit ist es über den Linsen L2 und L3 montiert und ist unter einem kleinen Winkel auf den Pumpfleck gerichtet. Das Pyrometer wurde bei der Firma IMPAC (inzwischen SENSOTHERM) gekauft. Die Temperatur wird berührungslos mittels der Detektion der Strahlung im Bereich $8\ \mu\text{m} - 12\ \mu\text{m}$ bestimmt. Dieser Spektralbereich wird mit einem Bandpassfilter innerhalb des Pyrometers aus dem Gesamtspektrum ausgeschnitten. Dadurch wird gewährleistet, dass die Fluoreszenzstrahlung die Messungen nicht beeinflusst. Außerdem wird bei dieser Wellenlänge nur die Strahlung von der Kristalloberfläche detektiert, da YAG ab einer Wellenlänge von $6.2\ \mu\text{m}$ völlig opak ist. Deswegen ist die gemessene Temperatur die Oberflächentemperatur des Laserkristalls oder die maximale Temperatur im Laserkristall. Das Pyrometer detektiert Strahlung aus einer Kaustik, die ihre Taille in einem Abstand von etwa 100 mm von der Pyrometerlinse hat. Der Durchmesser der Taille beträgt 0,9 mm. Das Pyrometer misst also die mittlere Oberflächentemperatur über einen Fleck mit einem Durchmesser von 0,9 mm. Der Messfleck ist deutlich kleiner als der Pumpfleck (2,4 mm), so dass von einer homogenen Temperatur im Messfleck ausgegangen werden kann. Der Fehler kann allerdings je nach Oberflächentemperatur einige Grad erreichen.

Der analoge Ausgang des Pyrometers wird benutzt, um die Messwerte auszulesen. Das Signal wird vor der Messung kalibriert, indem ein Yb:YAG-Kristall auf einer Heizplatte erwärmt wird und dessen Temperatur mit einem Thermowiderstand PT100 und mit dem Pyrometer gemessen wird.

Die Streuung der Messwerte sinkt mit der zu messenden Temperatur. Bei Raumtemperatur erreicht die Streuung der Messwerte ± 2 °C.

3.2 Vergleich zwischen Laser- und Fluoreszenzbetrieb

Einige wichtigen Besonderheiten der zusätzlichen Zerfallsmechanismen in Yb:YAG lassen sich anhand von Abbildung 3.4 illustrieren. Es sind Oberflächentemperaturen von zwei Kristallen im Laser- und Fluoreszenzbetrieb dargestellt. Beide Kristalle sind mit In50Sn50 auf Wärmesenken gelötet.

Erwarten würde man, dass bei der gleichen absorbierten Leistung der dünnere Kristall grundsätzlich eine niedrigere Temperatur aufweist als der dickere. Außerdem wird erwartet, dass die Temperatur im Fluoreszenzbetrieb aufgrund der kürzeren mittleren Wellenlänge geringfügig niedriger als im Laserbetrieb ist. Die Messungen zeigen aber das Gegenteil.

Im Folgenden werden zuerst die ohne Quenching erwarteten Temperaturen für den Laser- und Fluoreszenzbetrieb berechnet und gezeigt, dass die gemessenen Temperaturen sich völlig anders verhalten. Daraufhin werden die Erklärungsmöglichkeiten diskutiert. Es wird gezeigt, dass die Messungen nur durch die Anwesenheit zusätzlicher Volumenwärmeerzeugung, die von der Dichte der angeregten Ionen abhängig ist, plausibel erklärt werden können.

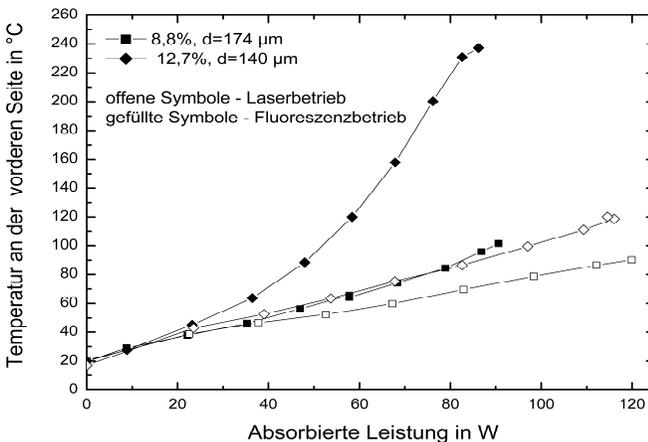


Abbildung 3.4: Gemessene Oberflächentemperatur von zwei Laserkristallen mit unterschiedlichen Dotierungen im Laser- und Fluoreszenzbetrieb

Der Verlauf der Kurven ist ähnlich. Im Laserbetrieb steigt die Oberflächentemperatur nahezu linear mit der absorbierten Leistung an. Im Fluoreszenzbetrieb folgt die Temperaturkurve der Kurve für den Laserbetrieb bei niedrigen absorbierten Leistungen. Bei höheren Leistungen wird im Fluoreszenzbetrieb eine höhere

Temperatur gemessen. Der Unterschied zwischen den Temperaturen im Fluoreszenz und Laserbetrieb ist viel größer für das mit 12,7 % dotierte Material und beträgt 145 °C bei einer absorbierten Leistung von 82 W, verglichen mit 28 °C bei einer absorbierten Leistung von 90 W für das mit 8,8 % Ytterbium dotierte Material. Die absolute Oberflächentemperatur im Fluoreszenzbetrieb ist für den höher dotierten Kristall drastisch höher, obwohl der höher dotierte Kristall deutlich dünner ist.

Der Unterschied zwischen Laser- und Fluoreszenzbetrieb ist auch in der Arbeit von CHÉNAIS ET. AL. [78] beschrieben. Er wird damit erklärt, dass die Quenchingrate viel kleiner als die Rate der induzierten Emission im Laserbetrieb ist. Daher fällt Quenching im Laserbetrieb nicht ins Gewicht.

Mit (2.35) und (2.37) setzt sich die Oberflächentemperatur T_{max} hauptsächlich aus fünf Beiträgen (Das Integral in (2.36) ist durch die Multiplikation mit der Kristalldicke ersetzt):

$$\begin{aligned} T_{max} &= T_{Wasser} + (E_{HR,Laser} + E_{HR,Fluor}) \cdot (R_{th,Wasser} + R_{th,Kontakt}) + \\ &+ Q_{vol} d \cdot (R_{th,Wasser} + R_{th,Kontakt} + R_{th,HR}) + Q_{vol} d \cdot \frac{d}{2\lambda_{th}} = \\ &= T_{Wasser} + \Delta T_{HR,Laser} + \Delta T_{HR,Fluor} + \Delta T_{vol,Kontakt} + \Delta T_{vol} \end{aligned} \quad (3.62)$$

Die einzelnen Beiträge stehen für die Temperaturerhöhung durch die Absorption der Laserstrahlung in der HR-Beschichtung ($\Delta T_{HR,Laser}$), die Temperaturerhöhung durch die Absorption der Fluoreszenz in der HR-Beschichtung ($\Delta T_{HR,Fluor}$), die Temperaturerhöhung durch den Wärmefluss aus dem Lasermaterial durch die Kontaktierung ($\Delta T_{vol,Kontakt}$) und die Temperaturerhöhung im Lasermaterial selbst (ΔT_{vol}).

Schätzen wir die einzelnen Beiträge ab. Dafür werden zuerst die entsprechenden Wärmewiderstände ausgerechnet (s. Tabelle 4). Es sei angemerkt, dass der Faktor $d/(2\lambda_{th})$ im ΔT_{vol} in der Gleichung (3.62) ebenfalls die Einheit des Wärmewiderstandes hat und den halben Wärmewiderstand des Laserkristalls darstellt.

Für die Berechnung der Wärmeerzeugung in der HR-Beschichtung aufgrund der Absorption der resonatorinternen Strahlung, $\Delta T_{HR,Laser}$ wird eine Absorption der Laserstrahlung bei 1030 nm von 0,1 % angenommen.

	Wärmewiderstand in K·mm ² /W	
	8,8% Kristall	12,7% Kristall
$R_{th,Wasser} + R_{th,Kontakt}$	7	8,2
$R_{th,Wasser} + R_{th,Kontakt} + R_{th,HR}$	13	14,2
$d/(2\lambda_{th})$	14,5	11,7

Tabelle 4: Berechnete Wärmewiderstände für die Kristalle aus Abbildung 3.4. Die Konaktierung der beiden unterscheidet sich nur geringfügig. Der 8,8 %-Kristall ist auf einer Kupferscheibe und der 12,7 %-Kristall ist auf einer Kupfer-Wolfram-Scheibe kontaktiert.

Die Wärmeezeugung in der HR-Beschichtung aufgrund der Absorption der Fluoreszenz, $\Delta T_{HR, Fluor}$ wird mit Hilfe von (2.48) - (2.50) unter Berücksichtigung von ASE berechnet. Diese Wärmeezeugung ist im Fluoreszenzbetrieb größer, da insgesamt mehr Fluoreszenz produziert wird. Die entsprechend Temperaturerhöhungen sind allerdings niedrig und betragen nur wenige Grad.

Die letzten beiden Beiträge in (3.62) werden mit Hilfe der Wärmeezeugungsgrade (Quantendefekt) im Laser- und im Fluoreszenzbetrieb (s. Tabelle 2.1) berechnet.

	8,8% Kristall		12,7% Kristall	
	Laserbetrieb	Fluoreszenzbetrieb	Laserbetrieb	Fluoreszenzbetrieb
$PT_{HR, Laser}$	2	0	2	0
$PT_{HR, Fluor}$	2	8	4	8
$PT_{vol, Kontakt}$	17	15	19	16
PT_{vol}	19	17	16	13
Summe	40	39	40	37
Gemessen	39	54	58	138

Tabelle 5: Einzelne Beiträge der Oberflächentemperatur für Fluoreszenz- und Laserbetrieb berechnet anhand der bekannten Materialparameter bei $P_{abs}=70$ W

Tabelle 5 zeigt, dass kein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Kristallen zu erwarten wäre. Die Oberflächentemperatur sollte im Fluoreszenzbetrieb geringfügig niedriger als die Temperatur im Laserbetrieb sein. Im Experiment wird dagegen für beide Kristalle eine viel höhere Oberflächentemperatur im Fluoreszenzbetrieb beobachtet. Der Grund dafür könnte ein höherer Wert eines oder mehrerer der letzten drei Beiträge sein. Entweder ist die Wärmeezeugung in der Beschichtung aufgrund der Fluoreszenzabsorption im Fluoreszenzbetrieb wesentlich höher als abgeschätzt, oder die Wärmeleitung des Kristallmaterials im Fluoreszenzbetrieb niedriger oder die Volumenwärmeezeugung im Kristall höher. Betrachten wir diese drei Möglichkeiten einzeln genauer.

Fluoreszenzabsorption in der Beschichtung: Die Fluoreszenzabsorption wird mit (2.50) berechnet unter der Annahme, dass die ganze Fluoreszenz bei der mittleren Fluoreszenzwellenlänge von 1015 nm abgestrahlt wird. Dies bewirkt einen kleinen Fehler in der Abschätzung der Wärmeezeugung. Um den Fehler abzuschätzen, wurde die Wärmeezeugung für die Fluoreszenzwellenlängen von 980 nm und 1050 nm berechnet. Der Unterschied liegt bei den beiden Wellenlängen unter einem Prozent der Fluoreszenzleistungsdichte und somit der Fehler in der Berechnung der Temperatur weit unter einem Grad.

Um den Temperaturunterschied von 120 °C zwischen Fluoreszenz- und Laserbetrieb zu erreichen, muss für den 12 %-Kristall knapp 40 % der Fluoreszenzleistungsdichte in Wärme umgewandelt werden. Die Wärmeezeugung kann relativ zu den Rechnungen ansteigen, falls sich das Winkelspektrum der Fluoreszenz im Fluoreszenzbetrieb so ändert, dass die Fluoreszenz hauptsächlich in den Winkelbereich abgestrahlt wird, in dem die Absorption der HR-Beschichtung hoch ist. Das Winkelspektrum der Fluoreszenzleistung kann sich durch die ASE ändern. Die erwartete Änderung ist aber dem entgegengesetzt. Die höhere Leistung wird durch ASE unter den Winkeln aberäumt, unter denen die Netto-Verstärkung höher ist und dementsprechend die Absorption der Beschichtung niedrig ist. Ein ASE-Effekt muss außerdem im 9 %-Kristall viel stärker zum Tragen kommen, da die

Kleinsignalverstärkung $g_0 \sim \ln(G)/2d$ im 9 %-Kristall höher ist. Diese Möglichkeit kann also ausgeschlossen werden.

Wärmeleitfähigkeit: Die nächste Möglichkeit ist die Abnahme der Wärmeleitung im Fluoreszenzbetrieb. Um eine Temperaturerhöhung von 120 °C zu erklären muss die Wärmeleitung unter 1 K-m/W sinken. Die Wärmeleitung kann sinken, wenn die Elektron-Phononen-Wechselwirkung stark ist, was im Fall von Yb:YAG gegeben ist. Der Energieabstand der Stark-Niveaus ist vergleichbar mit der Phononenenergie (in YAG bis 1000 cm^{-1}). Es ist also vorstellbar, dass zum Wiederherstellen des thermischen Gleichgewichts so viele Phononen gebraucht werden, dass die Phonondichte wesentlich abnimmt. Da die Wärme in den nicht metallischen Kristallen hauptsächlich durch Phononen übertragen wird, führt dies zu einer Abnahme der Wärmeleitung. Mit Blick auf Abbildung 2.1 fällt aber auf, dass beim Pumpen bei 940 nm die Phononen zum Herstellen des thermischen Gleichgewichts hauptsächlich produziert und nicht absorbiert werden. In [77] wird die Laserleistungsdichte, die benötigt wird, um die Phonondichte wesentlich zu ändern, abgeschätzt. Sie hat eine Größenordnung von 10^{12} W/cm^2 . Sie wird in den Experimenten bei weitem nicht erreicht.

Volumenwärmeerzeugung: Die einzige bleibende Erklärungsmöglichkeit ist folglich eine erhöhte Wärmeerzeugung im Fluoreszenzbetrieb verglichen mit dem Laserbetrieb. Diese erhöhte Wärmeerzeugung ist material- und/oder dotierungsabhängig. Im 12 %-dotierten Kristall ist sie höher als im 9 %-dotierten Kristall. Die zusätzliche Wärmeerzeugung ist mit der höheren Dichte der angeregten Ytterbium-Ionen im Fluoreszenzbetrieb verbunden. Im Laserbetrieb wird die Dichte der angeregten Ionen durch die induzierte Emission auf einem niedrigen Niveau gehalten. Der quantitativen Beschreibung dieser Prozesse ist das nächste Kapitel gewidmet.

3.3 Auswertung der Messungen im Fluoreszenzbetrieb

Im Messaufbau aus Abbildung 3.2 werden im Fluoreszenzbetrieb absorbierte Leistung, Verstärkung der Scheibe bei 1030 nm und Oberflächentemperatur der Scheibe vermessen. Aus diesen Messwerten werden anhand des „nulldimensionalen“ Modells mit Berücksichtigung der Temperatur einige intrinsische Parameter gewonnen. Zuerst wird die Kleinsignalverstärkung g_0 bestimmt.

$$g_0 = \frac{\ln G}{2d} \quad (3.63)$$

Danach werden für die gemessene Kleinsignalverstärkung g_0 und die Oberflächentemperatur T_{max} die selbst-konsistenten Werte für die relative Dichte der angeregten Yb-Ionen N_2 und die Volumenwärmeerzeugung Q_{vol} iterativ bestimmt.

Um den Einfluss der ASE, der Absorption der Fluoreszenz in der Beschichtung und die dreidimensionale Wärmeleitung zu berücksichtigen werden die Koeffizienten K_{ASE} , $K_{HR, Fluor}$ und K_{rz} eingeführt.

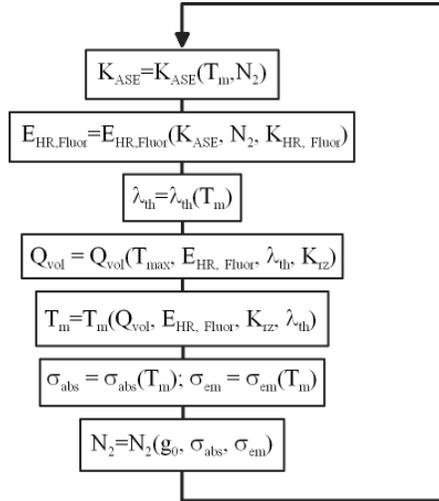


Abbildung 3.5: Iterative Berechnung von N_2 und Q_{vol}

K_{ASE} ist gleich dem Verhältnis der Leistung der induzierten und der spontanen Fluoreszenz. Um ihn zu bestimmen, wird für jeden vermessenen Kristall Gleichung (2.45) bei einigen Temperaturen und N_2 -Werten numerisch integriert. Die numerisch errechneten Werte werden mit einer exponentiellen Funktion

$$A(T_m) + B(T_m) \exp\left(\frac{N_2}{C(T_m)}\right) \quad (3.64)$$

interpoliert, wobei für die Koeffizienten A , B und C ein exponentieller bzw. parabolischer Fit verwendet wird. Da der Pumpfleck klein ist, ist auch die ASE-Leistung niedrig. Für den mit 9 % Ytterbium dotierten Kristall erreicht K_{ASE} bei der höchsten absorbierten Leistung 15 %.

Die Wärmeleistungsdichte in der HR-Beschichtung, die durch die Absorption der Fluoreszenz entsteht, wird mit folgender Gleichung berechnet:

$$E_{HR, Fluor} = (1 + K_{ASE}) \cdot \frac{N_2 d}{\tau_f} \frac{hc}{\lambda_f} \cdot K_{HR, Fluor} \quad (3.65)$$

Der erste Faktor berücksichtigt, dass die ASE-Leistung ebenfalls in der HR-Beschichtung absorbiert wird. Der Koeffizient $K_{HR, Fluor}$ wird in Kapitel 2.3.2 eingeführt und zeigt, welcher Anteil der Fluoreszenzleistungsdichte in der HR-Beschichtung in Wärme umgewandelt wird. Er ist nur von der Pumpfleckgröße, Kristalldicke und vom Winkelspektrum der HR-Beschichtung abhängig und bleibt konstant während der Iterationen. Für ein gegebenes Beschichtungsdesign und einen festen Pumpfleckdurchmesser kann $K_{HR, Fluor}$ mit einer exponentiellen Funktion (s. (2.50)) interpoliert werden. Für einen Kristall mit einer Dicke von 174 μm beträgt $K_{HR, Fluor}$ 7,8 %.

Zur Berechnung der Volumenwärmeerzeugung werden (2.37) und (2.35) verwendet. Zusätzlich wird mit dem Faktor K_{rz} berücksichtigt, dass ein Teil der Wärme nicht axial durch die HR-Beschichtung im Pumpfleck abfließt, sondern radial. Der Faktor K_{rz} wird in Anhang 7.1 berechnet und hängt nur vom Verhältnis des Pumpfleckradius zur Kristalldicke ab. Für den verwendeten Pumpfleck und eine Kristalldicke von $174 \mu\text{m}$ ist K_{rz} gleich 92 %. Damit ist der Wärmefluss im Kristall fast völlig axial. Damit ergibt sich:

$$Q_{vol} = \frac{T_{max} - T_{Wasser} - E_{HR, Fluor} (R_{zh, Wasser} + R_{th})}{(R_{zh, Wasser} + R_{th} + R_{th, HR}) \cdot d \cdot K_{rz} + \frac{d^2}{2\lambda_{th}}} \quad (3.66)$$

Mit Hilfe der berechneten Wärmeerzeugung wird die mittlere Kristalltemperatur T_m mit (2.38) berechnet, die wiederum erlaubt, die temperaturabhängigen Wirkungsquerschnitte σ_{abs} und σ_{em} mit (2.9) und (2.8) zu bestimmen. Mit der Kenntnis der Wirkungsquerschnitte kann aus der Verstärkung die Dichte der angeregten Ytterbiumionen N_2 extrahiert werden. Die Iterationen werden wiederholt, bis die Änderung von N_2 zwischen zwei aufeinanderfolgenden Iterationen kleiner als ein vorgegebener Wert ist. Üblicherweise werden wenige Iterationen zur Konvergenz benötigt.

Um den Wärmeerzeugungsgrad zu bestimmen, muss die Volumenwärmeerzeugung durch die absorbierte Volumenleistungsdichte dividiert werden. Um die radiale Pumpstrahlungsverteilung zu berücksichtigen wird der Pumpfleck bei einer niedrigen Pumpleistungsdichte mit einer Kamera aufgenommen. Die Kamera sieht das infrarote Fluoreszenzlicht, dessen Intensität proportional zu N_2 ist. Da bei der kleinen Pumpleistung weder ASE noch inversionsabhängiger Zerfall eine Rolle spielt, spiegelt die Fluoreszenzlichtverteilung die Pumpstrahlungsverteilung $E_p(r)$ wider. Die Pumpleistung innerhalb des Messflecks des Pyrometers P_{pump09} kann durch die Integration der Pumpstrahlungsverteilung gefunden werden.

$$\frac{P_{pump09}}{P_{pump}} = \frac{\int_0^{0,45 \text{ mm}} r E_p(r) dr}{\int_0^{\infty} r E_p(r) dr} \quad (3.67)$$

Die absorbierte Leistung ist von der Pumpleistung, aber auch von der Absorption abhängig. In der Mitte des Pumpflecks ist sie niedriger, da die Pumpstrahlungsintensität in der Pumpfleckmitte am höchsten ist und die Absorption am stärksten ausgebleicht ist. Um das Ausbleichen zu berücksichtigen, muss eine radiale Verteilung von N_2 angenommen werden. Da bei kleinen Pumpleistungen N_2 durch die Pumpstrahlungsverteilung gegeben ist, liegt es nahe, die Pumpstrahlungsverteilung dazu zu verwenden.

$$K_{abs09} = \frac{P_{abs09}}{P_{abs}} = \frac{\int_0^{0,45 \text{ mm}} r \hat{E}_p(r) - \frac{N_2}{N_{dot}} \left(1 + \frac{\sigma_{em}}{\sigma_{abs}}\right) \cdot \int_0^{0,45 \text{ mm}} r \hat{E}_p^2(r)}{\int_0^{\infty} r \hat{E}_p(r) - \frac{N_2}{N_{dot}} \left(1 + \frac{\sigma_{em}}{\sigma_{abs}}\right) \cdot \int_0^{\infty} r \hat{E}_p^2(r)} \quad (3.68)$$

$\hat{E}_p(r)$ beschreibt dabei die normierte Pumpstrahlungsverteilung, für die die normierte Pumpleistungsdichte in der Mitte eins ist. N_2 ist die im nulldimensionalen Modell berechnete Dichte der angeregten Yb-Ionen. Die Integrale im (3.68) können anhand der aufgenommenen Pumpstrahlungsverteilung berechnet werden. Die absorbierte Volumenleistungsdichte Q_{abs} berechnet sich mit Hilfe des Koeffizienten K_{abs09} wie

$$Q_{abs} = K_{abs09} \frac{P_{abs}}{d} \quad (3.69)$$

Alle Behelfskoeffizienten, die zur Korrektur des nulldimensionalen Modells eingeführt sind und zusätzliche Effekte berücksichtigen sollen, bewirken nur kleine Korrekturen der Volumenwärmeerzeugung. Das ist in Abbildung 3.6 illustriert.

Die offenen Symbole in Abbildung 3.6 zeigen die Auswertung der Messungen mit Berücksichtigung aller oben aufgeführten Korrekturen. Der Fehler der Auswertung ist für die Kurve, die alle Korrekturen berücksichtigt, eingezeichnet und beträgt etwa 2 %. Bei den niedrigen gemessenen Oberflächentemperaturen ist der Fehler des Pyrometers groß, was eine zu hohe berechnete Wärmeerzeugung bei niedrigen absorbierten Leistungen erklärt. Die anderen Punkte liegen alle bei etwa 9 %, was nahe zum Quantendefekt von Yb:YAG im Fluoreszenzbetrieb von 7,4 % ist.

Die Vernachlässigung der Fluoreszenzabsorption in der Beschichtung führt zu einem um etwa 1,5 % höheren Wärmeerzeugungsgrad. Die Berücksichtigung der radialen Wärmeleitung ($K_{rz}=1$) liefert erwartungsgemäß nur eine kleine Korrektur.

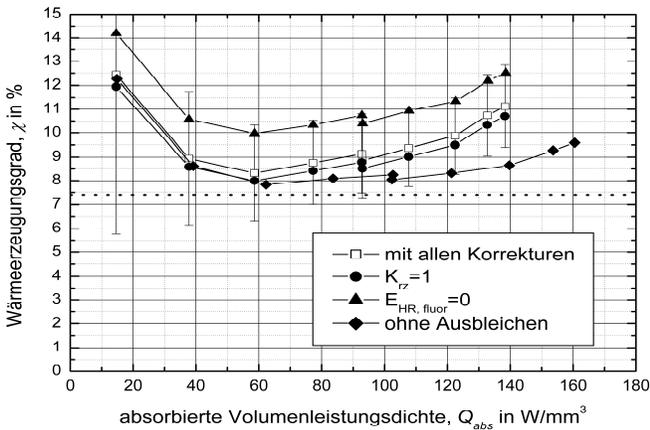


Abbildung 3.6: Gemessene Wärmeerzeugung in mit 9 % dotiertem Yb:YAG. Einfluss der Korrekturen und Parameterfehler. Die gestrichelte Linie zeigt den erwarteten Wert $\chi_{0,f}=7,4$ %

Für hohe absorbierte Volumenleistungsdichten steigt die Wärmeerzeugung und erreicht 11 % bei $Q_{abs}=138 W/mm^3$. Dieser Anstieg kann teilweise mit der Änderung des Wärmewiderstands erklärt werden. Die Kontaktierungsmaterialien werden warm (Lot bis zu 70 °C und HR bis zu 100 °C), was zu einer Erhöhung des

Wärmewiderstands führt. In der Auswertung führt aber die Erhöhung des Wärmewiderstands der Kontaktierung zu einer Verringerung des Wärmeerzeugungsgrads. Die Kurve verläuft damit flacher.

Eine weitere Verbesserung der Auswertung könnte eine bessere Berücksichtigung des Ausbleichens sein. Das radiale Inversionsprofil im Pumpfleck ist in der Auswertung gleich dem Pumpstrahlungsprofil angenommen. In Wirklichkeit ist das Inversionsprofil für ein Pumpstrahlungsprofil mit dem Maximum in der Mitte aufgrund des Ausbleichens flacher als das Pumpstrahlungsprofil. ASE kann für größere Pumpflecke zusätzlich dazu führen, dass die Abräumungsrate durch ASE in der Mitte des Pumpflecks höher ist als am Rand. Deswegen kann das Inversionsprofil sogar ein lokales Minimum in der Mitte des Pumpflecks aufweisen. Diese Effekte führen dazu, dass das Ausbleichen bei hohen absorbierten Leistungen überschätzt ist, was zu einem zu hohen Wärmeerzeugungsgrad führt. Die beiden systematischen Fehler der Auswertung führen somit zur Erhöhung des Wärmewiderstands und zur Überschätzung des Ausbleichens. Sie führen zu einer fiktiven Erhöhung der Wärmeerzeugung bei den hohen absorbierten Leistungen. Sie beträgt z. B. für Abbildung 3.6 maximal 2 %.

Um das Ausbleichen korrekt zu berücksichtigen muss der Pumpfleck im Fluoreszenzbetrieb bei jeder Pumpleistung mit einer Kamera mit dem spektralen Bandpassfilter, das nur den Bereich um 969 nm durchlässt, aufgenommen werden. Das gemessene Inversionsprofil kann dann in (3.68) statt der Pumpstrahlungsverteilung $E_p(r)$ verwendet werden.

Für die Berechnung von N_2 spielen die Korrekturen fast keine Rolle. Die relative Dichte der angeregten Ytterbium-Ionen N_2/N_{dot} ändert sich um höchstens 0,2 %. Die Korrekturen ändern geringfügig die Temperaturverteilung und dementsprechend die mittlere Kristalltemperatur, was zu einer Änderung der effektiven Querschnitte führt. Die Änderung ist aber gering.

Aus den Messungen können außer der Wärmeerzeugung auch weitere interessante Parameter extrahiert werden. Nach (2.16) muss im stationären Fall die Bevölkerungsrate W_+ gleich der Entvölkerungsrate W_- sein.

$$W_+ = Q_{abs} \frac{\lambda_p}{hc} = \frac{N_2}{\tau} = \frac{N_2}{\tau_f} + W_{ASE} + W_{nl} = W_- \quad (3.70)$$

Im Fluoreszenzbetrieb werden drei Zerfallsprozesse unterschieden – spontane Fluoreszenz, ASE und zusätzliche Prozesse, die in einen Term W_{nl} zusammengefasst sind.

Entsprechend dieser Aufteilung kann auch die Gesamtwärmeerzeugung zwischen den einzelnen Zerfallsprozessen aufgeteilt werden. Die Wärmeerzeugung der spontanen Fluoreszenz ist bekannt. Die Wärmeerzeugung der ASE kann mit dem Laserquantendefekt $\chi_{q,1}$ angenähert werden, da die meiste ASE-Leistung bei 1030 nm abgestrahlt wird. Die einzige unbekannte Größe – die Wärmeerzeugung der zusätzlichen Prozesse χ_{nl} – kann bestimmt werden zu:

$$\chi_{nl} = \frac{Q_{vol} - \frac{N_2}{\tau_f} \left(\frac{hc}{\lambda_p} - \frac{hc}{\lambda_f} \right) - W_{ASE} \left(\frac{hc}{\lambda_p} - \frac{hc}{\lambda_l} \right)}{W_{nl} \frac{hc}{\lambda_p}} \quad (3.71)$$

Damit lassen sich sowohl die Rate der Quenching, W_{nl} als auch die damit verbundene Wärmeerzeugung, χ_{nl} aus den in einem Aufbau gemessenen Werten extrahieren.

3.4 Ergebnisse der Messungen

Sechs Kristalle wurden im gleichen Messaufbau bei Kühlwassertemperaturen von 16 °C bis 85 °C vermessen. Die früheren Messungen mit verschiedenen Kristallen zeigen, dass die Quenchingeffekte vom Material bestimmt sind und für verschiedene Kristalle aus einem Boule vergleichbar sind. Das bedeutet, dass beispielweise alle Kristalle aus einem Boule mit 9 % Dotierung keine erhöhte Wärmeerzeugung zeigen und eine hohe Verstärkung erreichen und umgekehrt alle Kristalle aus dem 15 %-Material kaum eine Verstärkung erreichen und eine sehr hohe Oberflächentemperatur aufweisen. Um die Frage zu klären, ob diese Effekte auch quantitativ bei verschiedenen Kristallen aus einem Boule gleich sind, werden weitere Experimente gebraucht.

Die Daten der vermessenen Kristalle sind in Tabelle 6 zusammengefasst. Die Dotierung der Kristalle wurde mit der Röntgen-Fluoreszenz-Analyse bestimmt [80] und reicht von 4 % bis 16 %. Die Kristalle sind leider unterschiedlich dick, da die Dicke der Kristalle jeweils für den Laserbetrieb optimiert ist. Der Einfluss der Dicke wird aber in der Auswertung berücksichtigt. Die Ergebnisse die Messungen sind in den Abbildungen Abbildung 3.7 - Abbildung 3.12 auf der Seite 87 dargestellt. Die Dotierung und die Dicke der vermessenen Kristalle werden jeweils angegeben, was eine eindeutige Zuordnung der Messkurven erlaubt.

Boule	Dicke	Dotierung	Durchmesser	Kontaktierung
Nr	µm	at. %	mm	
2	274,7	4,22	7	CuW(1mm)+InSn(40 µm)
11	338,7	7,72	10	CuW(1mm)+InSn(40 µm)
14	139,7	12,7	12	CuW(1mm)+InSn(40 µm)
15	111,7	15,7	7	CuW(1mm)+InSn(40 µm)
18	153,7	12,7	12	CuW(1mm)+InSn(40 µm)
13	173,7	8,76	10	Cu(1mm)+InSn(40 µm)

Tabelle 6 : Daten der vermessenen Kristalle

In Abbildung 3.9 ist die gemessene Verstärkung von vier Kristallen bei der gleichen Kühlwassertemperatur von 20 °C dargestellt. Die maximal erreichte Verstärkung ist für alle Kristalle unterschiedlich. Während der mit 8,8 %-dotierter Kristall eine

Verstärkung von 22 % erreicht, erreichen die höher dotierten Kristalle nur eine Verstärkung von 6 % (12,7 %) bzw. 1 % (15,7 %). Das Maximum der Verstärkung wird bei unterschiedlichen Leistungsdichten erreicht. Die beiden höher dotierten Kristalle zeigen einen deutlichen Abfall der Verstärkung bei der Erhöhung der absorbierten Leistungsdichte über das jeweilige Verstärkungsmaximum hinaus. Der 8,8 %-dotierte Kristall zeigt den Abfall der Verstärkung bei höheren absorbierten Leistungsdichten ebenfalls, wie es in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Die in dieser Abbildung dargestellten Ergebnisse wurden mit einer Multipass-Pumpoptik erreicht, die eine höhere Absorption im Kristall möglich macht. Deswegen konnte mit der gleichen Pumpquelle eine höhere absorbierte Leistungsdichte erreicht werden. Die Verstärkung fällt bei dem mit 8,8 % dotierten Material ab etwa 3 kW/cm^2 ab. Die Verwendung der Pumpoptik erschwert aber die Messung der Oberflächentemperatur.

Mit dem mit 4,2 %-dotierten Kristall wird durch seine niedrige Absorption nur eine kleine absorbierte Leistungsdichte von knapp $1,8 \text{ kW/cm}^2$ erreicht. Bei dieser Leistungsdichte zeigt der Kristall noch keine Sättigung der Verstärkung. Die Kurve folgt der Kurve des Kristalls mit 8,8 % Dotierung. Das zeigt, dass die Dicke des Kristalls auf seine Dotierung angepasst ist.

In Abbildung 3.7 ist die gemessene Oberflächentemperatur im Fluoreszenzbetrieb dargestellt. Ohne Quenching wird ein linearer Anstieg der Oberflächentemperatur mit der absorbierten Leistung erwartet, der für dünnere Kristalle kleiner ist. Wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben wird das Gegenteil beobachtet. Die Oberflächentemperatur steigt nicht linear an und ist für die höher dotierten dünneren Kristalle höher.

Der nichtlineare Anstieg der Oberflächentemperatur, kann durch eine von der Inversion und/oder Temperatur abhängige Wärmeerzeugung erklärt werden. Die Messungen von GAO [68] zeigen, dass für eine niedrige Inversion die Wärmeerzeugung konstant für Temperaturen von $20 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $110 \text{ }^\circ\text{C}$ ist. Die Temperatur kann also nur im Zusammenhang mit der hohen Inversion zu einer Erhöhung der Wärmeerzeugung führen. Um die Abhängigkeit der Wärmeerzeugung von der Temperatur zu illustrieren, wird in der Messung die Kühlwassertemperatur von $16 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $85 \text{ }^\circ\text{C}$ variiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.8 für den Kristall mit der Dotierung von 12,7 % dargestellt.

Die Erhöhung der Kühlwassertemperatur um knapp $70 \text{ }^\circ\text{C}$ verschiebt die gemessenen Oberflächentemperaturkurven im wesentlichen parallel zueinander nach oben. Das zeigt, dass die Wärmeerzeugung in erster Linie durch die Inversion bestimmt wird. Die Temperatur spielt in diesem Temperaturbereich nur eine untergeordnete Rolle. Der Anstieg des Wärmeerzeugungsgrads mit der Kühlwassertemperatur ist vergleichbar mit der Streuung der Messung. Damit kann angenommen werden, dass die Wärmeerzeugung nur schwach temperaturabhängig ist und über die Scheibendicke konstant ist, was die Anwendung des „nulldimensionalen“ Modells erlaubt.

Der Wärmeerzeugungsgrad im Laser- und im Fluoreszenzbetrieb ist in Abbildung 3.11 und Abbildung 3.12 abhängig von der absorbierten Volumenleistungsdichte für eine Kühlwassertemperatur von $20 \text{ }^\circ\text{C}$ dargestellt. Die absorbierte Volumenleistungsdichte wird als Abszisse gewählt, um den Vergleich der Kristalle unterschiedlicher Dicken möglich zu machen.

Im Laserbetrieb zeigen alle Materialien etwa konstante Wärmeeerzeugungsgrade. Die niedriger dotierten Materialien (4,2 % und 8,8 %) weisen einen Wärmeeerzeugungsgrad auf, der um 1,5 % niedriger als der Quantendefekt von Yb:YAG ist. Das zeigt, dass vermutlich der Wärmewiderstand der Kontaktierung oder der HR-Beschichtung in der Auswertung zu hoch angenommen ist. Die beiden mit 12,7 % Ytterbium dotierten Materialien zeigen einen höheren Wärmeeerzeugungsgrad von 13 % bzw. 10 %. Die Materialien haben offensichtlich eine zusätzliche Wärmeeerzeugung neben dem Quantendefekt. Ist diese zusätzliche Wärmeeerzeugung abhängig von N_2 , bleibt sie im Laserbetrieb annähernd konstant, da N_2 sich ab der Laserschwelle nur minimal mit der absorbierten Leistung ändert. Das ist in Abbildung 3.10 am Beispiel des mit 8,8 % Yb dotierten Kristalls illustriert.

Im Fluoreszenzbetrieb ist ebenfalls ein Unterschied zwischen den niedriger dotierten (4,2 % und 8,8 %) und höherdotierten Kristallen (12,7 %) zu verzeichnen. Während die beiden niedrigerdotierten Materialien einen etwa konstanten Wärmeeerzeugungsgrad von unter 10 % aufweisen, steigt der Wärmeeerzeugungsgrad der höherdotierten Materialien und erreicht bei der höchsten absorbierten Leistung Wärmeeerzeugungsgrade von 46 % bzw. 33 %.

Eine zusätzliche Wärmeeerzeugung bedeutet, dass ein Teil der absorbierten Energie in Wärme umgewandelt wird und damit die Inversion abbaut. Aus den gemessenen Verstärkungskurven kann die relative Dichte der angeregten Ytterbium-Ionen berechnet werden, die in Abbildung 3.10 für vier Kristalle dargestellt ist.

Gleichung (3.70) beschreibt einen linearen Anstieg der Dichte der angeregten Ionen mit Q_{abs} , falls die Fluoreszenzlebensdauer konstant bleibt. Der Einfluss der ASE auf die effektive Lebensdauer kann vernachlässigt werden, weil sogar für die höchste gemessene Verstärkung (8,8 %-Kristall) die Rate der ASE W_{ASE} etwa um Faktor 7 niedriger als die Rate der spontanen Fluoreszenz ist. Für den mit 12,7 % dotierten Kristall kann die ASE aufgrund der niedrigen Verstärkung völlig vernachlässigt werden. Die gemessenen Kurven $N_2(Q_{abs})$ (s. Abbildung 3.10) für diesen Kristall zeigen aber einen deutlich nichtlinearen Verlauf. Das bedeutet, dass die effektive Fluoreszenzdauer bei hohen absorbierten Leistungen niedriger wird.

Diese Senkung der effektiven Fluoreszenzlebensdauer wird durch einen Prozess verursacht, der die Inversion zusätzlich zu ASE und spontaner Fluoreszenz abräumt. Die Rate dieses Prozesses kann mit (3.70) bestimmt werden. Sie ist nur schwach temperaturabhängig, da die bei unterschiedlichen Kühlwassertemperaturen gemessenen Kurven eines Kristalls fast übereinander liegen.

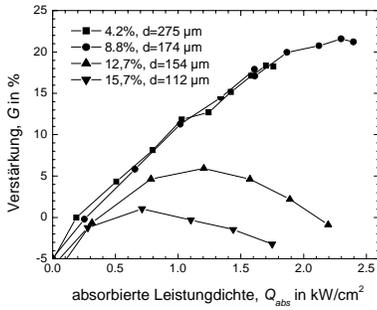


Abbildung 3.7 Verstärkung im Fluoreszenzbetrieb

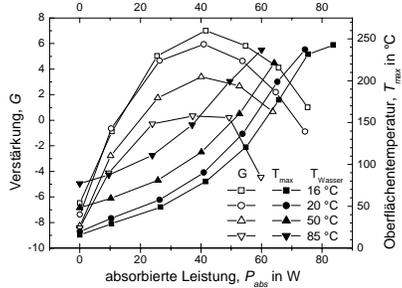


Abbildung 3.8 : Verstärkung und Oberflächentemperatur für den Kristall (12,7 %, 154 µm) bei verschiedenen Kühlwassertemperaturen im Fluoreszenzbetrieb

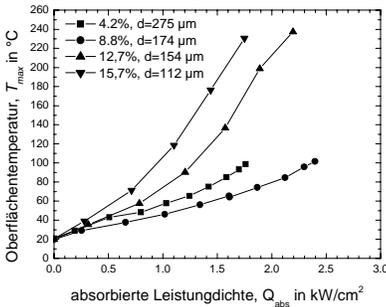


Abbildung 3.9 : Oberflächentemperatur im Fluoreszenzbetrieb

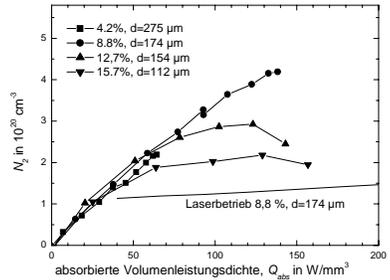


Abbildung 3.10 : Dichte der angeregten Yb³⁺-Ionen im Fluoreszenzbetrieb

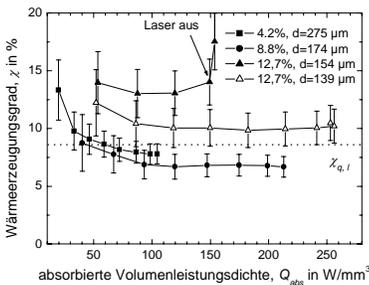


Abbildung 3.11 : Wärmeeerzeugungsgrad im Laserbetrieb

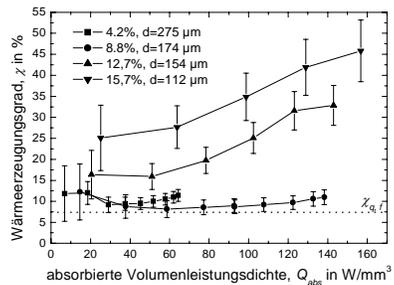


Abbildung 3.12 : Wärmeeerzeugungsgrad im Fluoreszenzbetrieb

Die berechnete zusätzliche Zerfallsrate ist in Abbildung 3.13 zusammen mit der Rate der spontanen Fluoreszenz dargestellt. Für die höher dotierten Kristalle steigt die Rate ab einem bestimmten Wert von N_2 steil nach oben. Der Anfang des steilen Anstiegs der Rate W_{nl} verschiebt sich zu niedrigeren Dichten der angeregten Ionen bei höheren Kühlwassertemperaturen und höheren Dotierungen. Eine weitere Krümmung der Kurven nach links kann durch eine über der Scheibendicke nicht konstante Zerfallsrate aufgrund eines hohen Temperaturunterschieds in der Scheibe verstanden werden.

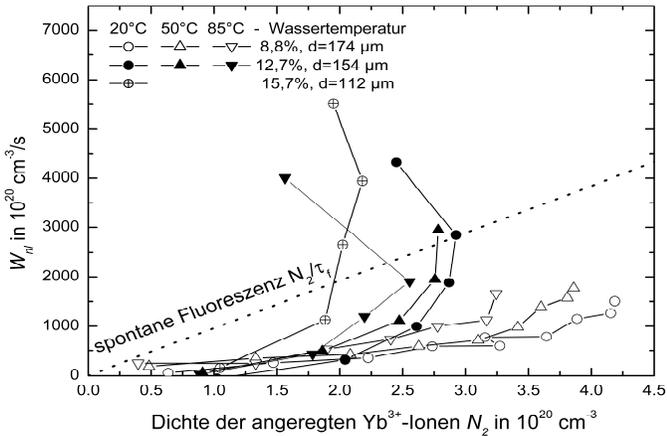


Abbildung 3.13 : Abhängigkeit der Rate der nichtlinearen Prozesse W_{nl} von der Dichte der angeregten Yb^{3+} -Ionen

Der steile Anstieg der Abräumungsrate wird wahrscheinlich auch von dem mit 8,8 % dotierten Kristall bei $N_2 \sim 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gezeigt, wie die Messung der Verstärkung in der Pumpoptik (s. Abbildung 3.1) andeutet. Der niedrig dotierte Kristall erreicht nur eine Dichte der angeregten Ionen N_2 von knapp $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und zeigt keinen zusätzlichen Zerfallsprozess, deren Rate der der spontanen Fluoreszenz vergleichbar ist.

Der mit 8,8 %-dotierte Kristall zeigt in Abbildung 3.13 bereits bei niedrigen Anregungsdichten eine zusätzliche Zerfallsrate, die mit der Temperatur ansteigt. Sie beträgt immerhin etwa ein Drittel der Rate der spontanen Fluoreszenz und muss somit in der Modellierung berücksichtigt werden.

Im praxisrelevanten Fall einer Kühlwassertemperatur von 20°C kann die zusätzliche Zerfallsrate W_{nl} für die drei dargestellten Materialien über einen großen Bereich der Anregungsdichte mit einer Funktion CN_2^6 angenähert werden. Der Koeffizient C beträgt $C=0,29 \cdot 10^{100} \text{ cm}^{15}/\text{s}$ (8,8 %) , $C=2,78 \cdot 10^{100} \text{ cm}^{15}/\text{s}$ (12,7 %) oder $C=36 \cdot 10^{100} \text{ cm}^{15}/\text{s}$ (15,7 %).

Für das mit 8,8 % dotierte Material kann die Rate W_{nl} mit gleicher Genauigkeit mit einer parabolischen Funktion angenähert werden, die mathematisch der Abräumung durch „upconversion“ entspricht. Der Koeffizient γ beträgt $\gamma=74 \cdot 10^{20} \text{ cm}^6/\text{s}$.

Es scheint, dass die zusätzliche Zerfallsrate durch zwei Prozesse verursacht wird. Einer dieser Prozesse hat eine proportional zu N_2^6 ansteigende Rate, die niedriger als die der spontanen Fluoreszenz ist. Der andere Prozess ist ein Schwellenprozess. Er setzt bei einer Schwellendichte der angeregten Ionen und Kristalltemperatur ein und begrenzt die Dichte der angeregten Ionen N_2 .

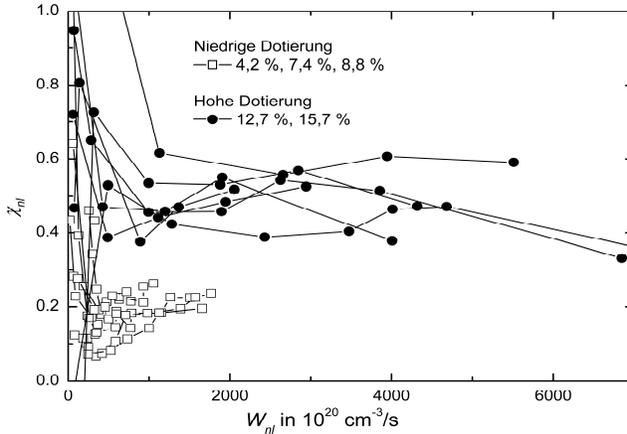


Abbildung 3.14 : Wärmeerzeugungsgrad der nichtlinearen Prozesse abhängig von deren Rate für alle vermessenen Kristalle und Kühlwassertemperaturen

Abbildung 3.14 bestätigt diese Vermutung. Der Wärmeerzeugungsgrad der nichtlinearen Prozesse χ_{nl} zeigt, welcher Anteil der Energie eines absorbierten Pumpphotons in Wärme umgewandelt wird, falls das absorbierende Ion nicht durch spontane oder induzierte Emission im üblichen Spektralbereich bei 900 nm – 1080 nm in den Grundzustand zurückkehrt.

Aus dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, dass zwei Arten des nichtlinearen Zerfalls existieren. Der Schwellenprozess hat einen Wärmeerzeugungsgrad von etwa 50 %. Der Wärmeerzeugungsgrad des anderen Prozesses liegt bei 20 %. Diese Werte weichen von dem üblicherweise angenommenen Wärmeerzeugungsgrad der Quenchingsprozesse von 100 % ab. Die möglichen Mechanismen, die zu einer Wärmeerzeugung unter 100 % führen können, sind im folgenden Kapitel diskutiert.

3.5 Zusammenfassung des Kapitels 3 und Ausblick

In Yb:YAG existieren neben spontaner und induzierter Fluoreszenz Prozesse, die die Inversion abräumen. Zwei Arten wurden gefunden. Beide sind von der Dichte der angeregten Ionen und schwach von der Temperatur abhängig. Ein Prozess ist ein Schwellenprozess und setzt ab einer bestimmten Dichte der angeregten Ionen und Kristalltemperatur ein. Die Rate des Prozesses ist so hoch, dass die Dichte der angeregten Ionen über den Schwellenwert hinaus praktisch nicht ansteigt. Mit

Erhöhung der Temperatur verschiebt sich die Schwelle zu niedrigeren Dichten der angeregten Ionen. Die Wärmeerzeugung des Schwellenprozesses beträgt 50 %.

Die Temperaturabhängigkeit des Schwellenprozesses scheint schwach zu sein. Trotzdem ist eine Art von „Kettenreaktion“ im Kristall denkbar. Die Schwellendichte und kritische Kristalltemperatur werden bei einer bestimmten absorbierten Volumenleistungsdichte an der AR-Seite erreicht. Beim Pumpen mit höheren Leistungen wird an der AR-Seite mehr Wärme produziert, was wiederum die Rate der nichtlinearen Prozesse beschleunigt. Um diese Möglichkeit zu untersuchen sind neue Messungen notwendig, da die angewendete OD-Modell bei über die Scheibendicke nicht konstanter Wärmeerzeugung versagt.

Der Schwellenprozess erklärt die gemessenen Verstärkungskurven. Die Dichte der angeregten Ionen kann über die Schwelle nicht ansteigen. Bei den höheren absorbierten Leistungsdichten sinkt die Verstärkung wegen der Erhöhung der mittleren Temperatur des Kristalls.

Im Dauerstrichlaserbetrieb mit einer niedrigen Auskopplung wird die Dichte der angeregten Ionen auf einem niedrigen Niveau gehalten, so dass der Schwellenprozess nicht möglich ist. Das erklärt den großen Unterschied der Oberflächentemperatur im Laser- und im Fluoreszenzbetrieb in Abbildung 3.4 für den mit 12,7 % dotierten Kristall.

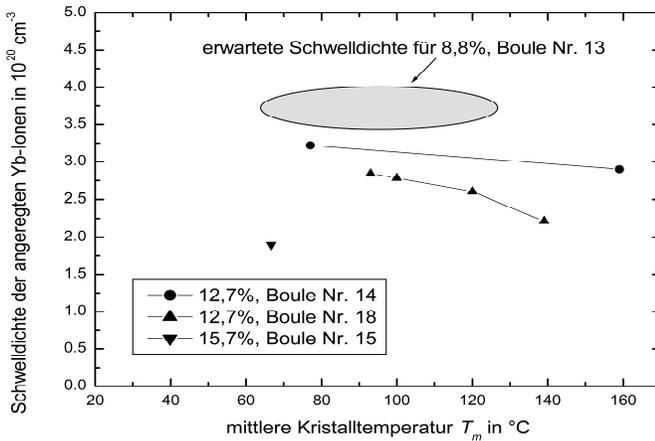


Abbildung 3.15: Schwellendichte der angeregten Ytterbium-Ionen, ab der die Zerfallsrate rapide ansteigt

In Abbildung 3.15 sind die Schwellwerte der Dichte der angeregten Ionen zusammen mit der mittleren Kristalltemperatur aus den Messungen eingetragen. Als Schwellendichte wird dabei der Wert gewählt, bei dem die zusätzliche Zerfallsrate die Hälfte der Rate der spontanen Fluoreszenz erreicht. Für die Dotierung von 8,8 % wird die Rate in den Messungen nicht erreicht. Der Schwellwert kann aber aus der Verstärkungsmessung (s. Abbildung 3.1) abgeschätzt werden. Die Schwelle ist stark

von der Dotierung abhängig. Für das Material mit einer Dotierung von 15,7 % ist sie so niedrig, dass kein effizienter Dauerstrichlaserbetrieb möglich ist. Die Schwelle der beiden vermessenen Materialien mit 12,7 % Dotierung unterscheidet sich. Vermutlich ist sie vom Ziehen des Boules oder von der Reinheit des Materials abhängig. Die vermessenen Kristalle aus den Materialien mit einer Dotierung von 12,7 % erreichen im Fluoreszenzbetrieb eine deutlich niedrigere Verstärkung als das mit 8,8 % Ytterbium dotierte Material. Das macht das niedriger dotierte Material für die Puls laser vorteilhafter. Im Dauerstrichbetrieb ist der Wirkungsgrad vergleichbar mit dem des niedriger dotierten Materials. Es muss nur dafür gesorgt werden, dass beim Unterbrechen des Lasers der Laserkristall aufgrund der höheren zusätzlichen Wärmeerzeugung nicht zerstört wird.

Eine andere Art des zusätzlichen Zerfalls wird in der Auswertung der Messungen ebenfalls sichtbar. Die Rate dieses Prozesses ist niedriger als die Rate der spontanen Fluoreszenz und kann mit einer Funktion CN_2^6 angenähert werden.

Die Dichte der angeregten Ionen wird nicht wie beim Schwellenprozess auf einem Wert „geklemmt“ sondern steigt mit der absorbierten Leistung. Die Steigung von N_2 und damit auch der Verstärkung verläuft aber flacher als nach der Theorie zu erwarten wäre. Der Wärmeerzeugungsgrad dieses Prozesses beträgt etwa 20 %. Dieser Prozess sorgt für eine zusätzliche Wärme im Fluoreszenzbetrieb verglichen mit dem Dauerstrichlaserbetrieb mit niedrigem Auskopplungsgrad. Das erklärt, warum die Oberflächentemperatur des mit 8,8 %-dotierten Kristalls in Abbildung 3.4 im Fluoreszenzbetrieb höher als im Laserbetrieb ist.

Für beide Prozesse ist der Wärmeerzeugungsgrad χ_{nl} nicht eins. Das bedeutet, dass ein Teil der Energie in Form von Strahlung abgegeben wird. Diese Strahlung könnte detektiert werden. Abhängig von der Anzahl der Ytterbium-Ionen, die am Prozess teilnehmen, ist die Strahlung in unterschiedlichen Spektralbereichen zu suchen. Wenn beispielsweise ein angeregtes Ytterbium-Ion die Hälfte seiner Energie in Wärme umwandelt und die andere Hälfte der Energie abstrahlt, dann beträgt die Wellenlänge der Strahlung etwa 2 μm . Wenn vier Yb-Ionen gemeinsam die Hälfte ihrer Energie als ein Photon abstrahlen, dann beträgt seine Wellenlänge etwa 500 nm. Es ist auch denkbar, dass nach der Anregung z. B. in Leitungsband mit der Energie von vier angeregten Yb^{3+} -Ionen die Anregung zum Teil in Wärme umgewandelt wird und zum Teil an Ytterbium-Ionen zurückgegeben wird. Da bis jetzt keine Strahlung, deren Entstehung mit dem Erreichen der Schwellendichte der angeregten Ionen korreliert ist, festgestellt wurde, erscheint die letzte Möglichkeit am wahrscheinlichsten.

Eine direkte Messung der Fluoreszenzlebensdauer bei einer hohen Dichte der angeregten Ionen kann die Aussagen über die Raten der zusätzlichen Zerfallsprozesse verifizieren und die Raten genauer bestimmen. Das kann z. B. über die zeitaufgelöste Messung der Fluoreszenz aus dem Pumpfleck mit einem spektralen und einem räumlichen Filter gemacht werden. Die Dichte der angeregten Ionen wird mit dem Pumplaser eingestellt und mit einem zusätzlichen gepulsten Yb:YAG-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 1030 nm moduliert. Die Abklingzeit der Modulation erlaubt es, die Fluoreszenzlebensdauer zu bestimmen.

Die Abhängigkeit der zusätzlichen Zerfallsrate von den Ziehbedingungen und der Reinheit der Ausgangsmaterialien bei gleicher Dotierung muss genauer untersucht

werden. Die Fortschritte der letzten Zeit, die es erlaubt haben mit der entsprechenden Reinheit der Ausgangsmaterialien, angepassten Tigel- und Wärmeisulationsmaterial und optimierten thermischen Behandlung des gezogenen Boules die Dotierung von Yb:YAG von 0 % bis 100 % bei gleicher gemessener Fluoreszenzlebensdauer zu variieren, lassen hoffen, dass auch die zusätzliche Abräumung der Inversion durch nichtlineare Prozesse sich verringern, vermeiden oder zu höheren Dichten der angeregten Ionen verschieben lässt. In anderen Wirtsmaterialien (z. B. Kalium-Yttrium-Wolframat [78]) könnte der Schwellprozess zu viel höheren Dichten der angeregten Ionen verschoben oder gar nicht anwesend sein.

4 Kontaktierungsdesign und Kühlung

Ein Laserkristall hat im Scheibenlaserdesign typischerweise einen Durchmesser von 1 cm und eine Dicke von wenigen hundert Mikrometern. Das Design ist in Abbildung 1.1 skizziert. Eine Seite der Scheibe ist mit einer Entspiegelung versehen (AR-Seite), die andere Seite wird meistens hochreflektierend beschichtet (HR-Seite). Um die im Lasermaterial entstehende Wärme abzuführen, wird diese Seite gekühlt. Eine Möglichkeit ist die Kühlung mit Wasser, bei der sich die Prallströmung aus einer oder mehreren Düsen (engl. „Jet-Impingement“) bewährt hat. Um den optimalen Kühleffekt zu erreichen ist ein Vordruck von wenigen Bar nötig.

Eine YAG-Scheibe mit einer Dicke von 200 μm , die bei einem Radius von 5 mm eingespannt wird, wird unter 1 bar Wasserdruck um etwa 300 μm gebogen (s. Anhang 7.3.6.1). Die Verbiegung ist größer als die Scheibendicke. Der Biege­widerstand der Laserscheibe beträgt etwa 0,2 N·m. Die Verbiegung allein stört den Laserbetrieb nicht, solange sie sphärisch ist. Die turbulente Wasserströmung führt aber dazu, dass die Form der Scheibe sich ständig ändert, was einen Laserbetrieb mit guter Strahlqualität unmöglich macht. Die Scheibe steht außerdem unter großen Zugspannungen, die zur Zerstörung der Scheibe führen können. Der Kühlkreislauf würde in dem Fall undicht.

Eine Laserscheibe ist also mechanisch zu labil, um direkt mit Wasser gekühlt zu werden und muss gestützt werden. Der Biege­widerstand des Stützkörpers muss so sein, dass die Verbiegung unter Wasserdruck klein ist. Um z. B. eine Verbiegung von 1 μm (eine Wellenlänge) zu erreichen, wird ein Biege­widerstand gebraucht, der etwa 300 mal höher ist als der einer Laserscheibe. So einen Biege­widerstand weist z. B. eine 2 mm starke Kupferscheibe ($D=97 \text{ N}\cdot\text{m}$) oder eine Diamantscheibe mit einer Dicke von 1 mm ($D=85 \text{ N}\cdot\text{m}$) auf. Wenn der Träger eine Scheibe darstellt, die in einer Aufnahme wasserdicht befestigt wird, dann entstehen beim Einspannen wegen der Unebenheit der Aufnahme Biegemomente, die die Form der Laserscheibe verzerren und sogar zu Depolarisationsverlusten in der Scheibe führen können [67]. Das Diamantüberfräsen der Aufnahme beseitigt zum großen Teil die Unebenheiten und damit auch die Depolarisationsverluste.

Die Ebenheit nach dem Überfräsen ist besser als 1 μm (PV-Wert). Beim Einspannen verformen die Restunebenheiten der Aufnahme den Laserkristall unterschiedlich stark, abhängig vom Biege­widerstand des Stützkörpers. Wird die Laserscheibe stark verformt, entstehen im Laserbetrieb mit guter Strahlqualität hohe Beugungsverluste, die sich beim Ausbau und Wiedereinbau der Laserscheibe sogar verändern können. Es wurde festgestellt, dass eine 2 mm-dicke Kupferscheibe sich problemlos einspannen lässt, wohingegen für die Kupfer- ($D=13 \text{ N}\cdot\text{m}$) oder Kupferwolframscheiben ($D=26 \text{ N}\cdot\text{m}$) mit einer Dicke von 1 mm spezielle Maßnahmen (z. B. Einspannen eines weichen Indiumrings zwischen der Aufnahme und Wärmesenke) ergriffen werden mussten, um die Verformungen beim Einbau zu vermeiden.

Die Stützung kann auf zwei unterschiedlichen Weisen erfolgen. Der Träger kann entweder (s. Abbildung 1.2) zwischen der Scheibe und der Kühlung liegen (Scheibe auf dem Träger) oder die Scheibe wird von der ungekühlten Seite gestützt (Träger auf der Scheibe).

In beiden Fällen werden Anforderungen an die Beschichtung des Laserkristalls gestellt, die weit über die einer üblichen optischen Beschichtung hinausgehen. Diese Anforderungen und das mögliche Beschichtungsdesign werden im nächsten Kapitel diskutiert.

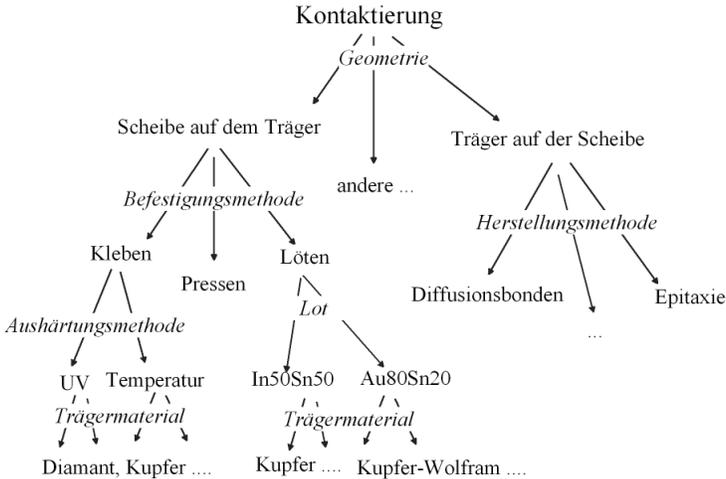


Abbildung 4.1: Untersuchte Kontaktierungsmöglichkeiten

Die Möglichkeiten der praktischen Realisierung der Scheibenkontaktierung sind in Abbildung 4.1 gezeigt. Für die Methode „Träger auf der Scheibe“ bietet sich das Diffusionsbonden und das epitaktische Wachstum vom dotierten Material auf dem Träger. Die beiden Möglichkeiten wurden experimentell untersucht. Für das Diffusionsbonden haben die Firmen ROFIN-SINAR Laser GmbH [113], HAAS-LASER GmbH & Co. KG [114] und die Universität von California [112] je ein Patent angemeldet.

Für die andere Methode „Scheibe auf dem Träger“ lassen sich die Varianten in drei Gruppen nach Befestigungsart aufteilen – das Kleben, das Löten und das Aufpressen. Das Aufpressen wird am IFSW zur Zeit nur für Testzwecke eingesetzt, da die niedrige Festigkeit vom Indium als Kontaktierungsmaterial nur niedrige Laserleistungen zulässt. Das Kleben und das Löten sind prinzipiell für die Erzeugung von hohen Laserleistungen geeignet. Die beiden Möglichkeiten wurden experimentell untersucht.

Es sind auch andere Möglichkeiten der Kontaktierung und Kühlung denkbar, wie z. B. Gaskühlung, Kontaktierung des Laserkristalls auf der Wärmesenke mittels Aufpressen mit einem transparenten Fenster [49] oder Direktwasserkühlung mit Mikrokanälen in einer strukturierten Wärmesenke [50]. Bis jetzt haben sich diese Alternativen in der Praxis allerdings nicht bewährt. In den vergangenen Jahren wurde die Methode „Scheibe auf dem Träger“ im Rahmen dieser Arbeit eingehend untersucht. Die einzelnen Experimente zu der Methode „Träger auf der Scheibe“ und eine Übersicht der Literatur dazu werden zwecks Vollständigkeit ebenfalls vorgestellt.

4.1 Beschichtungsdesign

Das Scheibenlaserdesign stellt eine Vielfalt von Anforderungen an die AR- und besonders an die HR-Beschichtung des Laserkristalls. In der nachfolgenden Zusammenstellung sind die wichtigsten in der Reihenfolge der Wichtigkeit aufgezählt.

- + **Optische Anforderungen:** Die Beschichtungen sollen einerseits für die Laserstrahlung mit einem Einfallswinkel von null bis wenigen Grad wirksam sein. Auf der anderen Seite soll die Beschichtung den nötigen Reflexionsgrad bei der Pumpwellenlänge gewährleisten. Um effiziente Pumpquellen mit einer niedrigen Brillanz einsetzen zu können, muss ein möglichst breites Einfallswinkelspektrum für das Pumpen akzeptiert werden. Die üblichen Anforderungen an die Beschichtung sehen so aus:

AR (kann im Betrieb bis 200 °C warm werden):

Wellenlänge, nm	Einfallswinkel in Luft, °	Reflektivität
1020-1055	0-11	<0,1%
938-942	18-40	<0,3%

HR:

Wellenlänge, nm	Einfallswinkel in Yb:YAG, °	Reflektivität
1020-1055	0-6	Best möglich (>99,95%)
938-942	12 – 26	>99,7%

Tabelle 4.1: Optische Anforderungen an die Beschichtung

- + **Wärmewiderstand:** Da der Wärmefluss aus dem Laserkristall durch die HR-Beschichtung fließt, soll der Wärmewiderstand der HR-Beschichtung niedrig sein. Deswegen muss die Dicke der Beschichtung (oder die Anzahl der Schichten) klein gehalten werden. Das Material der Beschichtung soll gut wärmeleitend sein.
- + **Mechanische Festigkeit:** Im Betrieb entstehen in der Beschichtung in der Kontaktierungsmethode „Scheibe auf dem Träger“ Zug- und Scherspannungen, die die Beschichtung ab- oder zerreißen können. Die Beschichtung soll diesen Spannungen standhalten.
- + **Abschließende Schichten:** Sie sollen für die vorgesehene Kontaktierung geeignet sein. In der Kontaktierungsmethode „Scheibe auf dem Träger“ bedeutet das, dass die abschließenden Schichten z. B. für Lötbenetzung sein müssen. Für die Methode „Träger auf der Scheibe“ ist eine Sperrschicht notwendig, die den Abrieb durch das Kühlwasser aushält.
- + **Zerstörschwelle:** Im Pulsbetrieb erreicht die Energiedichte auf der Scheibe hohe Werte. Die Beschichtung soll der Belastung standhalten.
- + Die in der Beschichtung **eingebauten Spannungen** sollen nicht zu groß sein. Diese Spannungen verbiegen die Scheibe, da sie dünn ist. Um diese Verbiegung zu vermeiden, werden für Spiegel dicke Substrate verwendet. Z. B. ist für einen

Spiegel mit einem Durchmesser von $\frac{1}{2}$ Zoll die übliche Dicke 6,35 mm. Die Scheibe nimmt wegen der Spannungen in der Beschichtung eine Form an, die in der ersten Näherung sphärisch ist. Der Krümmungsradius beträgt je nach Kristalldicke und –material 10 cm bis einige m.

- + **Wärmeerzeugung** in der Beschichtung **und Unterdrückung der ASE** sind zwei gegenläufigen Effekte, die mit dem Beschichtungsdesign beeinflusst werden können. Für jede Betriebsart kann das Optimum zwischen den beiden Effekten gefunden werden. Für den Dauerstrichlaserbetrieb eignet sich die Beschichtung mit Kupfermetallisierung besonders gut. Im Pulsbetrieb kann eine Chrommetallisierung Vorteile bringen (s. auch Kapitel 2.3.2 und 4.4.6).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Beschichtungsdesigns getestet. In einer Beschichtung wird eine Charge bestehend 10-100 Stück beschichtet. Die zu beschichtenden Kristalle müssen vor der Beschichtung poliert werden und anschließend getestet werden.

4.1.1 Beschichtungsmaterialien

Die Materialien für den dielektrischen Spiegel sollen einerseits einen großen Brechungsindexunterschied haben und andererseits eine gute Wärmeleitung besitzen. Da die Materialien in den Schichten in einem amorphen Zustand vorliegen, sind die Materialeigenschaften vom Beschichtungsprozess und vom Hersteller abhängig. Die meisten Beschichtungen wurden bei der Firma Jenoptik LOS durchgeführt. Außerdem hat Jenoptik LOS die beste Haftung von metallischen Schichten auf dem Dielektrikum erzielen können. Die Eigenschaften verwendeter Beschichtungsmaterialien bei $\lambda=1030$ nm sind in der Tabelle 4.2 aufgelistet.

Material	n@1030 nm	k@1030 nm	Datenquelle
SiO ₂	1,4724	0,000004	Jenoptik
Ta ₂ O ₅	2,0669	0,000015	Jenoptik
Al ₂ O ₃	1,59448	0,000122	Jenoptik
Cu	0,2	6,27	Jenoptik
Cr	3,5	3,58	Sopra Datenbank [81]
Au	0,22	6,71	Sopra Datenbank [81]

Tabelle 4.2: Beschichtungsmaterialeigenschaften

Im Nachfolgenden wird mit **H** eine $\lambda/4$ -Schicht aus Ta₂O₅ und mit **L** eine $\lambda/4$ -Schicht aus SiO₂ bezeichnet. Es wurden die Materialien ausgewählt, die sich in der Praxis bewährt haben. Silizium wäre wegen seines hohen Brechungsindex als Ersatz für Ta₂O₅ interessant. Allerdings hat es eine relativ starke Absorption im Infraroten, die die Pulszerstörschwelle erniedrigt.

Die **H**- und **L**-Schichten werden mit APS-Technologie (von engl. „advanced plasma sputtering“) aufgebracht. Dieser Prozess erzeugt sehr kompakte und daher gut

wärmeleitende Schichten, die allerdings auch eine relativ hohe eingebaute Spannung aufweisen.

4.1.2 Designs

Für die Entspiegelung werden zwei Designs verwendet: Eine einfache Entspiegelung aus einer $\lambda/4$ -Schicht aus MgF_2 und ein dreischichtiges System aus Ta_2O_5 und SiO_2 . Das Magnesiumfluorid hat einen Brechungsindex von 1,38 und eignet sich deswegen sehr gut für die Entspiegelung von YAG, das einen Brechungsindex von etwa 1,8 hat. Allerdings ist das Magnesiumfluorid wachstumsbedingt mikroskopisch porös. In den Poren können sich Wasser und andere chemische Substanzen aus der Luft sammeln. Im Laserbetrieb werden sie verdampft und können zu einer Beschädigung des Kristalls führen. Außerdem ist die mechanische Festigkeit von MgF_2 schlechter und die Beschichtung kann im Betrieb zerreißen. Ein Reflexionsgrad $< 0,5\%$ kann mit der MgF_2 -Beschichtung erreicht werden. Das dreischichtige System erlaubt eine bessere Entspiegelung mit $R \sim 0,1\%$ bei der Laserwellenlänge.

Für das zunächst eingesetzte Aufpressen mit Indium hat sich das hochreflektierende Beschichtungssystem aus einem dielektrischen Spiegel mit einer anschließenden Kupferschicht und einer Haftvermittlungsschicht etabliert. Das Beschichtungssystem hat folgendes Aussehen:

Lasermaterial | **(HL)*N** | Kupferschicht($\sim 300\text{ nm}$) | NiCr($\sim 300\text{ nm}$) | **L**,

wobei | **(HL)*N** | N Paare aus **H** und **L** Schichten bedeutet. Dieses Beschichtungsdesign hat sich als Ergebnis einer Optimierung ergeben. Die Kupferschicht dient als ein Reflektor (mit $R \sim 98,5\%$) mit einem breiten Winkelspektrum für Laser- und für Pumpstrahlung. Die dielektrische Beschichtung wirkt wie eine „Vergütung“ des Kupferreflektors. So können mit einer relativ dünnen Beschichtung mit einer Dicke von etwa $6\ \mu\text{m}$ die nötigen Reflexionseigenschaften erreicht werden. Dank der kleinen Dicke ist der Wärmewiderstand und die eingebauten Spannungen niedrig. Die abschließenden Schichten (*NiCr*($\sim 300\text{ nm}$) | **L**) sind für das AufAufpressen des Laserkristalls mit Indium nötig. Die NiCr-Schicht stellt eine Diffusionssperre dar, die verhindert, dass Indium aus der Verbindung in das Kupfer diffundiert und dessen Reflexionseigenschaften beeinträchtigt. Die letzte Schicht dient als Haftvermittler beim Aufpressen.

Die Kontaktierung der Laserkristalle durch Aufpressen auf der Wärmesenke mittels Indium stößt an ihre Grenzen bei einem Pumpfleckdurchmesser von etwa $1,5\text{ mm}$ und dementsprechend bei einer Ausgangsleistung von etwa 30 W im Grundmodebetrieb. Für eine höhere Ausgangsleistung ist ein größerer Pumpfleck notwendig. Für die größeren Pumpfleckdurchmesser sind allerdings die Spannungen im Indium so groß, dass das Indium sich plastisch deformiert und sich die Scheibenform ändert. Die Skalierung der Ausgangsleistung erfordert daher ein neues Kontaktierungsverfahren, das auch eine angepasste Beschichtung notwendig macht. In der Tabelle 4.3 sind die drei erfolgreichsten verwendeten Beschichtungsdesigns zusammengefasst.

Nr.	AufbauHR(Kristall ... Luft)	Bemerkung	Dicke in μm	Einsatz
J56	2L(HL)·10 Cu(150nm) NiCr(300nm)L	nicht lötbar	4,0	Aufpressen
J60	2L(HL) ·15 Cr(50nm) Ni(300nm) Au(300nm)	lötbar, hohe Fluoreszenzabsorption	5,6	Löten
J66	2L(HL) ·15 Cu*(150nm) Al ₂ O ₃ (90nm) Ni(300nm)Au(300nm)	lötbar	5,7	Löten

Tabelle 4.3: Getestete Designs für die HR-Beschichtung (Cu* steht für das bei höherer Substrattemperatur aufgedampfte Kupfer).

Alle Designs erfüllen die optischen Anforderungen an die HR-Beschichtung.

Das Löten fordert in erster Linie eine bessere Haftung der Metallisierung am dielektrischen Spiegel. Dafür wird die Kristalltemperatur bei der Bedampfung mit Kupfer erhöht, was in der Tabelle 4.3 mit einem * bei Cu gekennzeichnet ist. Diese Prozessänderung führt aber dazu, dass die Streuung der Kupferschicht höher wird und sie ihre Funktion als Reflektor nicht mehr erfüllt. Dazu kommt, dass Metalle eine Absorption von einigen Prozent aufweisen und deswegen eine niedrige Pulszerstörschwelle besitzen. Deswegen ist es sinnvoll, die dielektrische Beschichtung so auszulegen, dass die Reflexion der HR-Beschichtung allein durch den dielektrischen Spiegel gewährleistet wird. Die Kupferschicht dient dann nur noch der erhöhten Reflexion bei großen Einfallswinkel.

Nach dem Testen unterschiedlicher Designs mit unterschiedlichen Kupferaufdampfungs Temperaturen, Anzahl der dielektrischen Paare usw. wurde das Design J66 als optimales Beschichtungsdesign für das Löten der Laserkristalle ausgewählt. Das Design besteht aus 15 dielektrischen Paaren mit Kupfermetallisierung, einer Diffusionssperre und abschließend einer Goldschicht, die die Benetzbarkeit gewährleistet.

Das Kleben wurde nicht so eingehend untersucht wie das Löten, da bereits am Anfang der Versuche mit dem Kleben als Kontaktierungstechnologie ein Patent [82] von der Firma HAAS (jetzt Trumpf Lasertechnik Co KG) angemeldet wurde. Das Patent und die eigenen Experimente werden im Kapitel 4.2.4 vorgestellt. Es stellte sich heraus, dass ein voll-dielektrisches Beschichtungsdesign, das fast keine Absorption des Fluoreszenzlichts aufweist, das Optimum für die Klebekontaktierungstechnologie darstellen würde. Ein dünner dielektrischer Spiegel mit 15 dielektrischen Paaren würde für die optischen Anforderungen genügen.

4.1.3 Wärmewiderstand der HR-Beschichtung

In der Dissertation von KARSTEN CONTAG [41] wurde ein Wärmewiderstand der HR-Beschichtung (J56) von $R_{th,HR}=8,74 \text{ K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$ angenommen. Dieser Wert wurde aus der Anpassung der Parameter des zweidimensionalen Finite-Elemente-Modells gewonnen. Die Ergebnisse dieses Modells waren in einer perfekten Übereinstimmung mit den Scheibenlasereperimenten mit Yb:YAG im Dauerstrichbetrieb.

Wird dieser Wert mit der Anzahl der dielektrischen Paare in der Beschichtung skaliert, beträgt der Wärmewiderstand der Beschichtungen J60 und J66 $R_{th, HR}=13,9 \text{ K} \cdot \text{mm}^2/\text{W}$. Allerdings zeigen die Messungen der Oberflächentemperatur der Laserkristalle, dass der Wärmewiderstand der Beschichtung deutlich niedriger ist. Mit einem Wert von $R_{th, HR}=6 \text{ K} \cdot \text{mm}^2/\text{W}$ konnte für die Beschichtung J66 eine gute Übereinstimmung zwischen FEM-Rechnungen und Experiment erzielt werden [115].

4.1.4 Mechanische Festigkeit

Die Schwachstelle der Beschichtung ist üblicherweise die Metallisierung. Die Haftung der Metallisierung auf dem Dielektrikum ist schwach. Eine höhere Temperatur beim Aufdampfen des Kupfers kann die Haftung verbessern. Eine andere Möglichkeit ist, einen Haftvermittler – meistens Chrom - zu benutzen. Das Chrom weist aber eine hohe Absorption bei $1 \mu\text{m}$ auf, was für die Fluoreszenzabsorption und für die Pulszerstörschwelle der Beschichtung von Bedeutung ist.

Die Zugfestigkeit einiger beschichteter Laserkristalle wurde bei der Materialprüfanstalt in Stuttgart vermessen. An die Stirnflächen des Kristalls wurden mit Epoxidharz spezielle Befestigungen geklebt, die weiter mit der Prüfmaschine verbunden wurden. Die senkrechte Richtung der Kraft relativ zur Beschichtung wurde durch Aufhängung zwischen zwei Kettenstücken erreicht.

Zwei Proben wurden für jede Beschichtungsart vermessen. Die Proben mit der niedrigen Kupferaufdampfungstemperatur (wie bei J56) wurden bei einer mechanischen Zugspannung von 6,2 MPa und 14,7 MPa zerstört. Für die Proben mit hoher Aufdampfungstemperatur (wie J66) geschah die Zerstörung bei 20,5 MPa bzw. 18,5 MPa. In den vier Versuchen wurde die Metallisierung vom Dielektrikum abgerissen. Die Proben mit Chrommetallisierung konnten nicht zerstört werden, weil die Klebeverbindung zuvor versagte. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Zugfestigkeit über 21 MPa liegt.

Diese Versuche haben bestätigt, dass eine höhere Kupferaufdampfungstemperatur eine bessere Haftung produziert. Noch bessere Haftung kann mit einer Chrommetallisierung bzw. durch Benutzung von Chrom als Haftvermittler erzielt werden.

4.1.5 Pulsfestigkeit

Die Pulszerstörschwelle einiger Beschichtungsdesigns wurde durch das Laserzentrum Hannover (LZH) gemäß der ISO-Norm 11254-2 (LIDT von engl. Laser Induced Damage Threshold S on I) vermessen [83]. Die Messung wurde mit einem Nd:YAG-Laser ($\lambda=1064 \text{ nm}$) durchgeführt. Die Pulsdauer betrug 170 ns. Der Laser besaß ein Gauß'sches Strahlprofil. Der Strahldurchmesser auf der Probe war $5,9 \mu\text{m}$. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Jedes Rechteck zeigt die Ergebnisse für eine Probe. Jede Probe wurde an mehreren Punkten bestrahlt mit einem Abstand zwischen den einzelnen Punkten von mehr als 0,5 mm. Jeder Punkt wurde mit unterschiedlicher Anzahl an Laserpulsen (bis 60000) unterschiedlicher Energie belastet. So kann eine Statistik errechnet werden, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass bei der jeweiligen Energie die Probe beschädigt wird. Für die Anwendung ist eine Wahrscheinlichkeit von Null von Interesse. Die 50 %-

Wahrscheinlichkeit eignet sich allerdings besser für den Vergleich der Proben, da hier die Streuung der Ergebnisse „herausgemittelt“ ist. Die Messung zeigt die Eigenschaften der Beschichtung. Falls die Beschichtung Störstellen aufweist, werden diese Störstellen mit hoher Wahrscheinlichkeit von dem Messstrahl nicht getroffen.

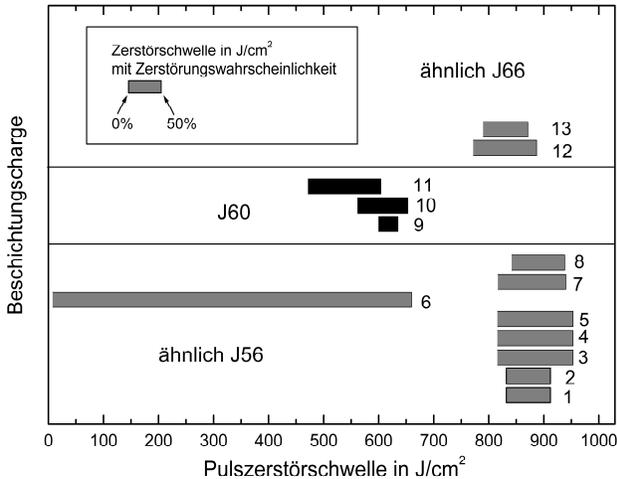


Abbildung 4.2: Pulszerstörswelle der Scheibenlaserkristalle für einige Beschichtungsdesigns gemessen mit einer Pulsdauer von 170 ns.

Die hohe Streuung der Messergebnisse kann auf die Qualität der Proben zurückgeführt werden. Die Proben 5 und 6 besitzen beide eine schlechte Politur. Die Dichte der Polierdefekte ist wesentlich höher als auf den anderen Proben. Das hat wahrscheinlich dazu geführt, dass in der Messung der Probe 6 einige Defekte getroffen wurden, so dass die 0% - Zerstörswelle praktisch auf Null herabgesetzt wurde (7 J/cm²).

Die Zerstörung bei dieser Pulsdauer geschieht thermisch. Die Wärme, die durch die Restabsorption der HR-Beschichtung in der Beschichtung entsteht, kann nicht so schnell abfließen und die Temperatur der Beschichtung steigt lokal stark an, bis die Beschädigung stattfindet. Dieser Mechanismus soll bei einer Pulsdauer im Nanosekunden-Bereich für die Zerstörung verantwortlich sein [85].

Die Scheibenlaserbeschichtungen haben die Besonderheit, dass sie mit einer Metallisierung versehen sind. Der dielektrische Bragg-Spiegel reflektiert den größten Anteil der Strahlung. Die geringe Transmission des dielektrischen Spiegels führt jedoch dazu, dass ein Teil der einfallenden Leistung die Metallisierung erreicht und dort zum Teil absorbiert wird. Daher hängt die Zerstörswelle von der Metallisierung ab. Die Beschichtung J60 mit einer Metallisierung aus Chrom (Absorption von Chrom 60%) weist eine niedrigere Zerstörswelle als die Beschichtungen mit Kupfermetallisierung (Absorption von Kupfer 1,5%) auf (siehe Abbildung 4.2).

Die Lötung der Proben auf die Wärmesenke hat keine Auswirkung auf die Messung der Zerstörschwelle gezeigt. Die Unterschiede zwischen gelöteten und nicht gelöteten Proben sind kleiner als die Streuung der Messwerte.

Die gemessene Zerstörschwelle liegt für die Proben mit Kupfermetallisierung bei 750 J/cm^2 . Die Proben mit Chrom-Metallisierung weisen eine niedrigere Zerstörschwelle von 450 J/cm^2 auf. Die Werte sind vergleichbar mit den am LZH gemessenen Werten für $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ -Beschichtungen ($800\text{-}2000 \text{ J/cm}^2$) [84] und würden einen sicheren Pulsbetrieb erlauben.

In den Experimenten mit den gepulsten Scheibenlasern wird aber eine viel niedrigere Zerstörschwelle von weniger als 1 J/cm^2 für 10 ns-Pulse beobachtet. Dieser Unterschied kann nicht alleine mit der Pulsdauer erklärt werden. Die Pulszerstörschwelle sollte in diesem Bereich proportional zum Wurzel der Pulsdauer sein [85].

In [86] ist für einen gütegeschalteten Scheibenlaser mit einer „ion-beam“-Beschichtung mit einer Pulslänge von 250 ns einen Wert von 50 J/cm^2 angegeben. Die Beschichtungshersteller geben üblicherweise einen niedrigeren Wert an. Z. B. LASEROPTIK gibt eine Pulszerstörschwelle von 40 J/cm^2 [87] und LAYERTEC - 20 J/cm^2 für Standardbeschichtungen und 50 J/cm^2 für die „high-power“-Beschichtungen [88] bei einer Wellenlänge von 1064 nm (Nd:YAG) und einer Pulsdauer von 10 ns.

Die Ursache der in den Experimenten mit gepulsten Scheibenlaser beobachteten niedrigen Zerstörschwelle wurde eingehend untersucht. Die Defekte im Pulsbetrieb entstehen ausschließlich an den bereits vor dem Betrieb vorhandenen punktuellen Polier- und Beschichtungsdefekten, die im Pumpfleck liegen. Die Pulszerstörung ist somit defektinduziert und spiegelt nicht die Eigenschaften der Beschichtung, sondern die Art und Dichte der Defekte.

Mit einer verbesserten Reinigung und Handhabung der Kristalle konnte erreicht werden, dass ein Teil der Kristalle (10 % - 70 %) in der Beschichtung ohne Defekte im zentralen Bereich beschichtet wird. Einige der Kristalle konnten im Pulsbetrieb bei einer Pulsenergieichte von etwa 1 J/cm^2 jahrelang ohne Pulsschaden betrieben werden.

4.1.6 Beschichtungsprozess und eingebaute Spannungen

Der Beschichtungsprozess muss kompakte Schichten erzeugen, deren Eigenschaften denen des Festkörpers möglichst nahe sind. Das ist notwendig, um auf einer Seite den Wärmewiderstand der Beschichtung zu senken und auf der anderen Seite die Porosität der Beschichtung zu minimieren. Die Aufdampfprozesse mit Ionen- oder Plasmaunterstützung wie „Advanced Plasma Sputtering“ (APS), „Ion Assisted Deposition“ (IAD), „Ion Beam Sputtering“ (IBS), „Magnetron Sputtering in Microwave plasma“ (MSM) usw. kommen in Frage. Alle diese Prozesse erhöhen die kinetische Energie der auf das Substrat auftreffenden Teilchen, um kompaktere Schichten zu erzeugen und die Säulenbildung beim Schichtwachstum zu verhindern.

Allerdings haben diese Verfahren zur Folge, dass in der Schicht Spannungen eingebaut werden. Deswegen werden für Laserspiegel Substrate eingesetzt, deren Dicke eine

Formänderung infolge der in der Beschichtung eingebauten Spannungen verhindert. Die Standarddicke eines Spiegels mit einem Durchmesser von ein Zoll ist 6,35 mm. Das Verhältnis der Dicke zum Durchmesser ist im Scheibenlaserdesign wesentlich ungünstiger. Deswegen verbiegen sich die Scheiben. Diese Verbiegung stört unter Umständen die anschließende Kontaktierung und kann beim Lötten der Scheiben, wie es in dieser Arbeit durchgeführt wurde, nicht beeinflusst werden. In der Auslegung des Resonators muss sie entsprechend berücksichtigt werden. Eine starke Krümmung macht z. B. eine Auslegung, in der ein kollimierter Strahl mit planen Umlenkspiegeln mehrmals über die Scheibe geführt wird (um etwa die Verstärkung zu erhöhen), unmöglich.

Bei Kristallen mit niedriger Symmetrie und vorhandenen Spaltebenen, wie Wolframaten oder Vanadaten, kann die Spannung zum Zerreißen der fragilen Laserscheiben führen.

Bei den Beschichtungen von Jenoptik werden in der Beschichtung Druckspannungen eingebaut. Die Verbiegung der Scheiben ist deswegen konkav. In Abbildung 4.3 sind die gemessenen Krümmungsradien einiger Beschichtungsdesigns mit den dazugehörigen Trendlinien dargestellt.

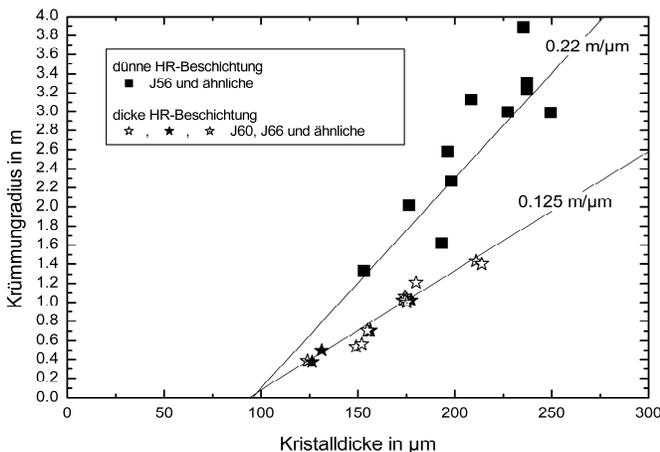


Abbildung 4.3: Krümmungsradien der beschichteten Scheibenlaserkristalle für unterschiedliche Beschichtungsdesigns.

Wie erwartet weisen die Kristalle mit der dünneren Beschichtung (J57) eine schwächere Krümmung auf. In Anhang 7.3.6.2 ist gezeigt, dass der Krümmungsradius proportional zur Scheibendicke ist. Die Formel ist allerdings nicht gültig, wenn die Verbiegung vergleichbar mit der Scheibendicke ist – also für die dünnen Kristalle mit starker Krümmung. Deswegen schneiden die beiden Trendlinien die Abszisse nicht bei $d=0$.

Für die aufgeführten Scheibendicken kann der lineare Fit verwendet werden, um die Krümmung der beschichteten Scheibe abzuschätzen. Die unterschiedlichen Steigungen der beiden Geraden sind durch die unterschiedlichen eingebauten Beschichtungsspannungen S (s. Anhang 7.3.6.2) verursacht.

4.2 Scheibe auf dem Träger

In diesem Kapitel werden nach einer Beschreibung der Eigenschaften, die für diese Art der Kontaktierung charakteristisch sind, die einzelnen Kontaktierungsmöglichkeiten beschrieben.

Die übliche Wärmeleistungsdichte im Pumpfleck beträgt einige hundert W/cm^2 . Diese Wärme fließt durch die Wärmesenke ins Kühlwasser. Daher erhöht sich die Scheibentemperatur aufgrund des Wärmewiderstands der Wärmesenke. Die Wärmesenke wölbt sich aufgrund der thermischen Spannungen, was zu einer komplizierten Form der OPD in der Scheibe führt, die je nach Kontaktierung unterschiedlich hohe Verluste im Betrieb mit guter Strahlqualität verursachen kann.

Die Erhöhung der Scheibentemperatur führt zur Änderung der Wirkungsquerschnitte, Wärmeleitfähigkeit und anderer Materialeigenschaften. Der Wirkungsgrad im Multimode-Dauerstrichbetrieb kann verwendet werden, um den Einfluss der unterschiedlichen Wärmewiderstände der Wärmesenke in unterschiedlichen Kontaktierungsdesigns vergleichen zu können. Der Einfluss der OPD kann bei entsprechend großer Anzahl der zulässigen Moden ausgeschlossen werden.

Die Scheibe wird auf der HR-Seite mit der Wärmesenke fest verbunden. Die andere Seite wird im Betrieb bis zu 200 °C warm. Die Temperatur der Wärmesenke ist jedoch deutlich niedriger. Da die Wärmesenke und der Laserkristall meistens auch noch unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten haben, entstehen in der Kontaktierung und in der HR-Beschichtung Scherspannungen. Außerdem bleibt der äußere Rand der Scheibe ungepumpt und kalt. Der warme gepumpte Bereich dehnt sich aus, was zu einer Wölbung nach oben führen würde, wenn die Scheibe nicht von der Kontaktierung festgehalten wäre. Deswegen entstehen in der Kontaktierung und in der HR-Beschichtung Zugspannungen. Die Spannungen müssen im Betrieb so niedrig sein, dass die Kontaktierung und die HR-Beschichtung nicht beschädigt werden.

4.2.1 OPD in Laserscheibe im Betrieb

Die OPD einer Laserscheibe hat zwei Anteile – die Linse im Material und die Verbiegung der HR-Seite des Kristalls (siehe (2.58)).

Die Verbiegung der Wärmesenke hat zwei Gründe. Die Laserscheibe wird im Betrieb warm, dehnt sich aus und verursacht Biegemomente, die die Wärmesenke konkav verbiegen. Außerdem fließt die Wärme durch die Wärmesenke, die sich aufgrund des axialen Temperaturgradienten ebenfalls konkav verbiegt. Die Verbiegung der Wärmesenke aufgrund des Temperaturgradienten in der Wärmesenke kann für große Pumpflecke $R_p \geq d_w$ im Vergleich zur Verbiegung durch die heiße Laserscheibe vernachlässigt werden (s. Anhang 7.3.5).

Die Verbiegung einer eingespannten Scheibe, an dessen Umfang ein Biegemoment angelegt ist, ist in der Mitte sphärisch. Die Größe des sphärischen Bereichs hängt von dem Spannungsradius und dem Biege­widerstand der Scheibe ab. Genau diese Form der Verbiegung zeigt die Abbildung 4.4. In der Mitte ist die Verbiegung sphärisch, weicht aber zum Rand hin immer mehr von der Sphäre ab.

Die thermische Linse im Material, die durch Brechzahländerung und Wärmeausdehnung des warmen Lasermaterials entsteht, hat eine Supergauss-Form. In der Mitte ist die OPD etwa konstant und ändert sich stark an der Grenze des Pumpflecks.

Die beiden Anteile der OPD addieren sich zu einem Profil, das im Allgemeinen eine Stufe am Rand des Pumpflecks aufweist. Diese sorgt für Verluste im Grundmode-Betrieb mit Strahlradien, die nahe dem Pumpfleckradius sind, was die Voraussetzung für einen effizienten Betrieb mit guter Strahlqualität ist. Die Abhängigkeit der Beugungsverluste vom Strahlradius kann genutzt werden, um unterschiedliche Kontaktierungsdesigns zu vergleichen, soweit das Kontaktierungsverfahren die OPD verändert.

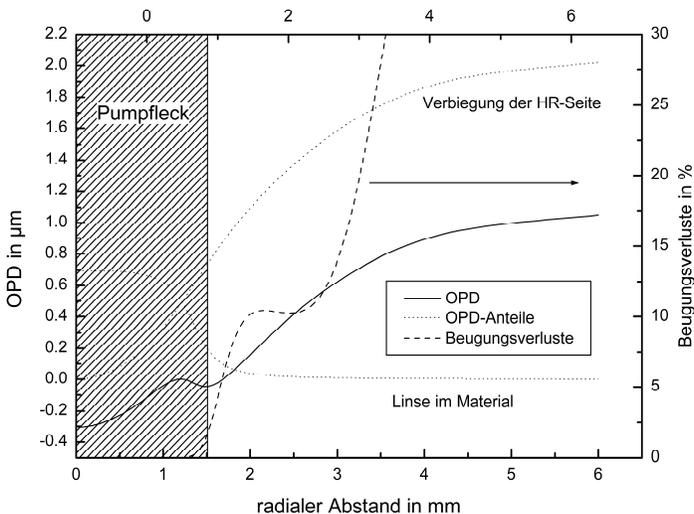


Abbildung 4.4: Ein numerisch berechnetes Beispiel der OPD in einem Laserkristall ($d=180\ \mu\text{m}$, Dotierung 9%, $D_p=3\ \text{mm}$, $E_p=4\ \text{kW/cm}^2$) im Multimode-Dauerstrichbetrieb

Die Abhängigkeit des Resonatorwirkungsgrads von der Größe der resonatorinternen Verluste ist im Kapitel 2.2.2.3 behandelt. Da der Resonatorwirkungsgrad als Faktor im Gesamtwirkungsgrad berücksichtigt wird, zeigt eine Abnahme des Resonatorwirkungsgrads auf die Hälfte, dass der maximal erreichbare Gesamtwirkungsgrad auch um die Hälfte relativ zum Fall ohne Verluste abgenommen hat.

Für einen Resonator mit dem Laserkristall als Endspiegel fällt der Resonatorwirkungsgrad auf 50 % bei etwa 6 % resonatorinternen Verlusten mit dem optimalen Auskoppelgrad (s. Abbildung 2.7: Optimaler Auskoppelgrad und entsprechender Resonator-Wirkungsgrad in Abhängigkeit von den resonatorinternen Verlusten und von der Verstärkung pro Resonatorumlauf. Im Bild). In Abbildung 4.4 erreichen die Beugungsverluste den Wert von 6 % bei einem Grundmoderadius $\omega=1,1$ mm oder $0,73R_p$. Da die resonatorinternen Verluste im Grundmodebetrieb hauptsächlich durch die Beugungsverluste verursacht werden, wird der Kristall im Grundmodebetrieb aufgrund der Beugungsverluste nur die Hälfte der Leistung im Multimode-Betrieb bringen. In der Wirklichkeit ist die Abnahme des Wirkungsgrads noch größer, da der Überlapp zwischen Grundmodestrahl und Pumpfleck auch schlechter als im Multimode ist.

Alle Varianten der Kontaktierung „Scheibe auf dem Träger“ haben diese charakteristische Form der OPD, da die AR-Seite des Kristalls am heißesten ist. Um den Betrieb mit guter Strahlqualität effizienter zu machen oder erst zu ermöglichen, muss entweder die Amplitude der Stufe reduziert werden oder die Stufe nach außen verlagert werden.

Die Form der Linse im Material ist durch die dreidimensionale Wärmeleitung und die Pumpstrahlungsverteilung gegeben. Sie kann schwach mit dem Kontaktierungsdesign beeinflusst werden, indem der Wärmewiderstand der Kontaktierung radial variiert wird. Ansteigen des Wärmewiderstands mit dem Radius verlagert die Stufe nach außen und reduziert die Beugungsverluste. Das ist z. B. in [82] beschrieben, wo die Klebstoffdicke zum Rand ansteigt.

Nachdem die Form der Linse im Material sich nur wenig beeinflussen lässt, bleibt nur deren Amplitude zu reduzieren, indem die Temperatur der Laserscheibe möglichst niedrig gehalten wird. Das kann durch einen niedrigen Wärmewiderstand der Kontaktierung, kleine Scheibendicke und niedrige Wärmeerzeugung im Lasermaterial erreicht werden.

Nachdem die gemeinsamen Besonderheiten der Kontaktierungsmethode „Scheibe auf dem Träger“ diskutiert wurden, werden in den folgenden Kapiteln die einzelnen Kontaktierungsverfahren – Aufpressen, Löten und Kleben beschrieben.

4.2.2 Aufpressen

Das Aufpressen war die Kontaktierungsmethode in den ersten Jahren der Scheibenlaserentwicklung und zu Beginn dieser Arbeit. Nach relativ kurzer Zeit stand aber fest, dass Indium als Kontaktierungsmaterial für Leistungen oberhalb 30 W unbrauchbar ist. Aufgrund dessen musste nach anderen Technologien zur hochfesten Kontaktierung gesucht werden. Das Aufpressen wird an dieser Stelle aber trotzdem beschrieben, da es immer noch für kleine Leistungen und für das Testen neuer Materialien geeignet ist.

Die Laserscheibe wird mit einem weichen plastisch verformbaren Material (Indium) auf die Wärmesenke kalt gepresst. Die im Indium entstehenden Spannungen müssen die Elastizitätsgrenze, die für Indium bei 1,4 MPa liegt, überschreiten. Die Kraft, die an die Kristallfläche angelegt werden muss, beträgt für einen Kristall mit 10 mm Durchmesser etwa 100 N. Die Versuche haben aber gezeigt, dass eine Kraft von 2-

3 kN gebraucht wird, um eine gute Verbindung zwischen dem Kristall und Indium zu erzeugen. Für die Qualität der Verbindung ist die Sauberkeit der Indium- und Kristalloberfläche und das Material der letzten Schicht der Kristallbeschichtung entscheidend. Mit Verwendung der Testmethoden (s. Kapitel 5) können auch gepresste Kristalle auf Kontaktdefekte untersucht werden. Es zeigt sich, dass die Defekte zwar existieren, sich aber meistens in einem Abstand von einigen mm zur Scheibenmitte befinden, so dass für einen kleinen Pumpfleck praktisch immer ein Bereich ohne Defekte existiert.

Beim Anlegen der Presskraft deformiert sich Indium plastisch, so dass die Anfangsdicke der Indiumfolie sich schnell reduziert. Es hat sich bewährt eine 0,3 mm bis 0,5 mm-dicke Indiumfolie zu verwenden. Nach dem Aufpressen reduziert sich die Dicke auf 100 – 300 μm .

Es wird eine Pressapparatur benötigt, die es erlaubt, eine Kraft von bis 5 kN so anzulegen, dass beim Aufpressen die Pressflächen parallel zueinander und senkrecht zur Kraft- und Verschiebungsvektor bleiben. Eine solche Apparatur wurde im Rahmen einer Studienarbeit [89] konstruiert. Die Kraft wird mit Druckluft mit einem Druckluftballon erzeugt.

Die Form der Pressflächen während des Aufpressens spielt für den Laserbetrieb eine wichtige Rolle, da sie sich in der Form der gepressten Scheibe niederschlägt. In [89] ist berechnet, dass die Verbiegung eines Quarzglassubstrats beim Aufpressen mit 4,6 kN etwa 300 nm beträgt. Tatsächlich ist die Form des Kristalls nach dem Aufpressen mit einem flachen Quarzglassubstrat konvex.

Um eine ebene Form zu erhalten, kann die Scheibe nachgepresst werden. Ein zusätzliches plan-konvexes Glassubstrat wird dabei zwischen dem oberen Stempel und der Scheibe gespannt. Nach dem Nachpressen ergibt sich in der Mitte der Scheibe ein annähernd ebener Bereich mit einer Größe von etwa 3 mm. Weiter zum Rand bleibt die konvexe Scheibenform unkorrigiert. Das kann mit einem Presssubstrat mit angepasster Form verbessert werden.

Als Wärmesenke eignet sich für diese Kontaktierungsmethode praktisch jedes Material. Wichtig ist, dass die Wärmesenke entweder so massiv ist, dass sie fast keine Verbiegung beim Aufpressen erfährt, oder dass die untere Seite der Wärmesenke sehr flach ist (in dieser Arbeit wurden diamant gefräste Kupferscheiben mit PV-Wert besser als 1 μm eingesetzt). Im anderen Fall verbiegt sich die Wärmesenke beim Aufpressen, bis sie auf der unteren Seite flächig aufliegt. Beim Entfernen des Pressdrucks biegt sich die Wärmesenke aber zurück, so dass die Laserscheibe verbogen wird.

Die obere Seite der Wärmesenke darf dagegen uneben sein. Die Unebenheit muss nur klein im Vergleich zur Indiumdicke bleiben.

Insgesamt ergeben sich folgende Vor- und Nachteile des Aufpressens:

- + Zuverlässigkeit. Nach einer Einrichtungsphase konnten fast alle Kristalle mit genügender Qualität für den Betrieb mit kleinen Leistungen kontaktiert werden. Auch die leicht spaltbaren Kristalle wie Vanadate oder Wolframate ließen sich problemlos aufpressen.

- + keine besondere Anforderungen an das Material der Wärmesenke
- + schnelle Kontaktierung
- Indium deformiert sich plastisch bei den im Scheibenlaserbetrieb üblichen Spannungen. Langfristig kann man eine Formänderung der Scheibe nicht ausschließen. Für die größeren Pumpfleckdurchmesser (über 2 mm) kann die Kontaktierung bei einer Änderung der Betriebsart z. B. von Dauerstrich- auf Fluoreszenzbetrieb versagen, was zur Zerstörung der Scheibe führt.
- Die Dicke des Indiums ist mit einigen 100 μm relativ hoch. Dies erhöht die Scheibentemperatur und leistet wegen eines hohen Wärmeausdehnungskoeffizienten des Indiums von $30 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ einen nicht unwesentlichen Beitrag zur thermischen Linse, der mit anderen Kontaktierungsdesigns vermieden werden kann.
- Die Form des Kristalls nach dem Aufpressen ist schlecht kontrollierbar
- Eine defektfreie Kontaktierung mit einer annähernd sphärischen bzw. planen Form konnte nur innerhalb eines Durchmessers von wenigen mm erzielt werden

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass das Aufpressen sich nur zum Testen neuer Materialien bzw. Beschichtungen o.ä. eignet.

4.2.3 Löten

Das Löten wurde als Alternative zum Aufpressen entwickelt und ist zur Zeit die Methode der Wahl im IFSW. Nach DIN 8505 ist „Löten ein thermisches Verfahren zum stoffschlüssigen Fügen und Beschichten von Werkstoffen, wobei eine flüssige Phase durch Schmelzen eines Lotes ... entsteht. Die Solidustemperatur der Grundwerkstoffe wird nicht erreicht.“ Weiter werden die Lote in zwei Gruppen nach der Liquidustemperatur T_{liquidus} unterteilt – die Hartlote mit $T_{\text{liquidus}} > 450^\circ\text{C}$ und die Weichlote mit $T_{\text{liquidus}} < 450^\circ\text{C}$. Im Englischen wird über soldering und brazing gesprochen. Das Löten setzt voraus, dass die zu lötenden Oberflächen benetzbar sind. Dies erfordert, dass die HR-Beschichtung des Laserkristalls entsprechend angepasst wird. Die Abschlusschichten außen müssen lötbar sein. In den eingesetzten Beschichtungsdesigns ist dies durch eine Metallisierung mit Nickel und anschließend Gold gegeben.

Die höchste zulässige Löttemperatur wird zum einen durch die Beschaffenheit der Kristallbeschichtung gegeben und zum anderen durch die Spannungen im Kontakt und in der Scheibe, die beim Abkühlen entstehen. Sie werden im Kapitel 4.2.3.2 behandelt.

Die Kristallbeschichtung wird zur Zeit bei etwa 200 $^\circ\text{C}$ aufgedampft, was gleichzeitig bedeutet, dass diese Temperatur unbedenklich ist. Einen sichtbaren Schaden bekommt die Beschichtung beim Aufheizen des beschichteten Kristalls auf 500 $^\circ\text{C}$. Das Zerreißen von der AR-Beschichtung bei dieser Temperatur wurde beobachtet. Es ist aber nicht auszuschließen, dass auch bei Temperaturen unterhalb 500 $^\circ\text{C}$ eine Diffusion bzw. Kristallisierung der Schichtmaterialien erfolgt. Deswegen soll sowohl die Lötzeit als auch die Löttemperatur möglichst niedrig gehalten werden.

Bei der Auswahl des Lotes spielen außer den vorher angesprochenen Punkten noch die Festigkeit des Lotes, die erzielbare Qualität der Lötstelle und die Zuverlässigkeit des Lötprozesses eine wichtige Rolle. Die Festigkeit des Lotes muss deutlich über den im Scheibenlaserbetrieb entstehenden Spannungen liegen, um eine plastische Deformation des Lotes („Kriechen“) zu vermeiden. Im anderen Fall kann die Scheibenform sich im Betrieb ändern, was den Resonator aus dem Stabilitätsbereich bewegt oder die Beugungsverluste steigen lässt. Der Auswahl des Lotes ist das Kapitel 4.2.3.3 gewidmet.

Zur Zeit ist das Löten mit Gold-Zinn auf eine Wärmesenke aus CuW die Methode der Wahl im IFSW. Im Kapitel 4.2.3.5 wird der entwickelte Lötprozess kurz beschrieben.

4.2.3.1 Lötfähige Beschichtung

Um das Benetzen der Beschichtungsoberfläche zu ermöglichen wird eine Metallisierung auf dem Kristall benötigt. Dabei ist es sinnvoll, dass die letzte Schicht aus Gold ist, um die Oxidation der zu lötenen Oberfläche zu vermeiden. Das Gold wird beim Löten schnell aufgelöst. Die typische Auflösungsgeschwindigkeit von Gold in Pb40Sn60 ist $1\mu\text{m/s}$. In Indium-Loten wird das Gold ebenfalls schnell aufgelöst, wie in Gold-Zinn auch. Dadurch ändert sich die Zusammensetzung des Lotes, was zu der Entstehung intermetallischer Phasen, wie Au_xSn_y führt. Wenn die zusätzliche Goldmenge, die im Lot beim Löten aufgelöst wird, klein ist, ist dieser Effekt vernachlässigbar. Es gilt also, dass eigentlich an die nächste Schicht hinter der Goldschicht gelötet wird und das Gold nur einen Schutz dieser Schicht vor Oxidation bietet. Es ist offensichtlich, dass die nächste Schicht hinter der Goldschicht nicht so schnell aufgelöst werden darf.

Es sind viele Varianten der Metallisierung möglich. Metalle wie Chrom, Nickel, Palladium, Platin usw. kommen in Frage. Die unterschiedlichen Metalle bewirken unterschiedliche Dicken der intermetallischen Schicht an der Grenze. Diese intermetallische Schicht besitzt andere mechanische Eigenschaften und ist oft der Ausgangspunkt für das Versagen der Lötstelle. Deswegen gilt es die Dicke der intermetallischen Schicht zu reduzieren. In [90] sind einige Endmetallisierungen verglichen. Nickel ist für höhere Löttemperaturen das vorzuziehende Element. Die Dicke des Nickels soll so gewählt werden, dass es als Diffusionssperre zwischen Lot und Beschichtung dient. Eine Dicke von 300 nm mit einer zusätzlichen Diffusionssperre aus Al_2O_3 (s. Tabelle 4.3) hat sich als ausreichend erwiesen, vorausgesetzt, dass die Lötzeit nicht mehr als ein bis zwei Minuten beträgt.

Die Besonderheit einer lötbaren Beschichtung ist also, dass sie unbedingt eine oder mehrere Metallisierungsschichten enthält. Das bedeutet, dass in jeder gelöteten Scheibe eine zusätzliche Wärmezeugung durch Absorption der Fluoreszenzstrahlung existiert. Im Gegensatz zum Kleben und Kontaktierung „Träger auf der Scheibe“ kann diese Wärmezeugung beim Löten nicht vermieden werden.

4.2.3.2 Spannungen nach dem Löten

Die Spannungen können auf eine einfache Weise abgeschätzt werden. Beim Löten werden bei der Solidustemperatur der Laserkristall und die Wärmesenke fest verbunden und dann auf Raumtemperatur abgekühlt. Da die Wärmeausdehnungen der beiden Stoffe meistens unterschiedlich sind, entstehen Spannungen im Laserkristall

und im Kontakt, also im Lot und in der HR-Beschichtung. In Anhang 7.3.4 sind die Scherspannungen im Lot und die Zug- bzw. Druckspannungen in einer dünnen Scheibe, die auf eine massive Wärmesenke gelötet ist (Anhang 7.3.3), berechnet. Die beiden Ergebnisse sind hier nochmal aufgeführt ((4.72) und (4.73)). Die Scherspannung ist in der Näherung der dünnen Scheibe, was für das Scheibenlaserdesign stimmt, angegeben. Beide Formeln berücksichtigen die Biegung der Scheibe und die Wärmeausdehnung des Lotes nicht.

$$\text{Im Lot: } \sigma_{rz, \max} = \Delta T (\alpha_s - \alpha_w) \cdot \sqrt{\frac{d_s}{d_l}} \cdot \sqrt{\frac{E_{\text{elast}, s} \mu_l}{(1 - \nu_s)}} \quad (4.72)$$

$$\text{In der Scheibe: } \sigma_{rr, s} = \frac{E_{\text{elast}, s}}{1 - \nu_s} (\alpha_w - \alpha_s) \Delta T \quad (4.73)$$

Sowohl die radiale Spannung als auch die Scherspannung hängen vom Unterschied der Wärmeausdehnungen ab. Beide verschwinden, wenn die Scheibe und die Wärmesenke wärmeausdehnungsangepasst sind. Die Besonderheit der Scherspannung ist, dass sie auch von der Scheibendicke und von der Lotdicke abhängt. Je dünner das Lot desto höher die Scherspannungen.

Der Verlauf der Spannungen im Lot ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Die radialen Spannungen sind über einen großen Bereich annähernd konstant. Am Rand zeigt die radiale Spannung ein Maximum, das aber unter dem Maximum der Scherspannung liegt. Dieses Maximum wird mit (4.73) nicht berücksichtigt, da es durch Randeffekte hervorgerufen ist. In der analytischen Gleichung hat die Scheibe einen unendlichen Radius.

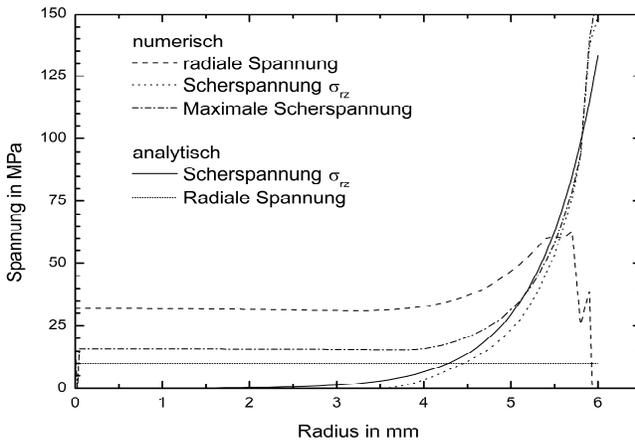


Abbildung 4.5: Verlauf der Spannungen im Lot in einer bei 190 °C auf Kupfer gelöteten YAG-Scheibe.

Der Verlauf der Scherspannung wird durch die Gleichung (4.72) wiedergegeben. In der Mitte ist die Scherspannung σ_{rz} gleich Null und steigt exponentiell zum Rand hin. Die maximale Scherspannung ist im zentralen Bereich durch die radiale Spannung bestimmt und ist gleich $\sigma_{rr}/2$. Am Rand ist sie durch σ_{rz} gegeben. Die maximale Scherspannung ist am Rand der Scheibe am größten. Da kann damit der Ausgangspunkt der Zerstörung sein. Die kleine Diskrepanz in den radialen Spannungen liegt vermutlich daran, dass in den FEM-Rechnungen die Geometrie der Wärmesenke und deren Biegung berücksichtigt wurde. Falls die Materialien wärmeausdehnungsangepasst sind, verschwindet σ_{rz} und die maximale Scherspannung wird allein durch die radiale Spannung bestimmt.

Praktische Beispiele:

Für eine Wärmesenke aus Diamant, das eine sehr niedrige Wärmeausdehnung von $\alpha_{th}=1,34$ ppm/K besitzt, liegt nach dem Löten eine Zugspannung im Kristall vor. Die Zugspannung beträgt 200 MPa für eine Löttemperatur von 125 °C und ist höher für höhere Löttemperaturen. Sie ist höher als die Zugfestigkeit von YAG (130-260 MPa) [41]. Tatsächlich wurde bereits beim Kleben auf Diamant mit einer Aushärtetemperatur von 100 °C ein Zerreißen des Kristalls beobachtet.

Die Druckspannungen sind nicht so schädlich für den Laserkristall. Z. B. Wolframkristalle (Yb:KYW), die einen richtungsabhängigen Wärmeausdehnungskoeffizienten (8-16 ppm/°C) besitzen und gut spaltbar sind, konnten nur auf Kupfer mit $\alpha_{th}=17$ ppm/K und nicht auf CuW mit $\alpha_{th}=7,1$ ppm/K gelötet werden. Die Druckspannungen verschlechtern übrigens auch im polarisierten Betrieb den Wirkungsgrad nicht, da die radialen und die azimutalen Spannungen etwa gleich sind.

Beim Löten von YAG auf Kupfer versagt die HR-Beschichtung beim Löten mit Gold-Zinn (285 °C) hält aber die Löttemperatur von Indium-Zinn (125 °C) aus. Die Beschichtung wird beim Abkühlen an der Grenze zwischen Metall und Dielektrikum getrennt. Die Spannungen in der HR-Beschichtung zeigen etwa den gleichen Verlauf wie im Lot. Vermutlich ist die sehr hohe Scherspannung verantwortlich für das Versagen der Beschichtung. Die FEM berechnet die maximale Scherspannung in der HR-Beschichtung im Fall von Gold-Zinn zu etwa 210 MPa. Das nächste Lot mit einer niedrigeren Temperatur (190 °C) produziert eine Scherspannung von etwa 165 MPa, der die HR-Beschichtung standhält. Die Scherfestigkeit liegt demnach über 165 MPa.

Das Kupferwolframingemisch lässt sich je nach Zusammensetzung praktisch mit jeder beliebigen Wärmeausdehnung von 5,6 ppm/K bis 8,9 ppm/K herstellen. Die Zusammensetzung mit 15 % Wolfram bietet eine fast perfekte Anpassung der Wärmeausdehnung an YAG. Yb:YAG-Scheiben können daher problemlos auf eine Wärmesenke aus CuW (15 % Wolfram) mit Gold-Zinn gelötet werden.

Die Wärmeausdehnungskoeffizienten der Lote liegen für alle in Frage kommenden Lotzusammensetzungen über 15 ppm/°C und damit deutlich über den Wärmeausdehnungskoeffizienten der Scheibe und der Wärmesenke. Die eigene Wärmeausdehnung des Lots reduziert die Druckspannungen im Lot, führt aber gleichzeitig dazu, dass für den Fall der wärmeausdehnungsangepassten Wärmesenke eine Zugspannung im Lot entsteht.

Die Spannungen im Lot und im Kristall können „ausgeheilt“ werden, indem der gelötete Kristall bei einer so hohen Temperatur gelagert wird, dass die Spannungen die Elastizitätsgrenze übersteigen und das Lot sich durch plastische Deformation entspannt. Damit kann der effektive Temperaturunterschied ΔT in (4.72) und (4.73) reduziert werden.

4.2.3.3 Auswahl des Lotes

Im Folgenden werden die Wunschanforderungen an das Lot zusammengestellt:

1. hohe Zugfestigkeit möglichst über 100 MPa (keine plastische Deformation des Lotes)
2. niedrige Löttemperatur (niedrige Spannungen im Lot und in der Scheibe, technologisch einfacher)
3. hohe Wärmeleitfähigkeit
4. kleine Wärmeausdehnung

Im Abbildung 4.6 sind die Zugfestigkeiten einiger Lote mit deren Solidustemperatur angeben. Die meisten Daten sind dem Datenblatt der INDIUM CORPORATION OF AMERICA [91] entnommen.

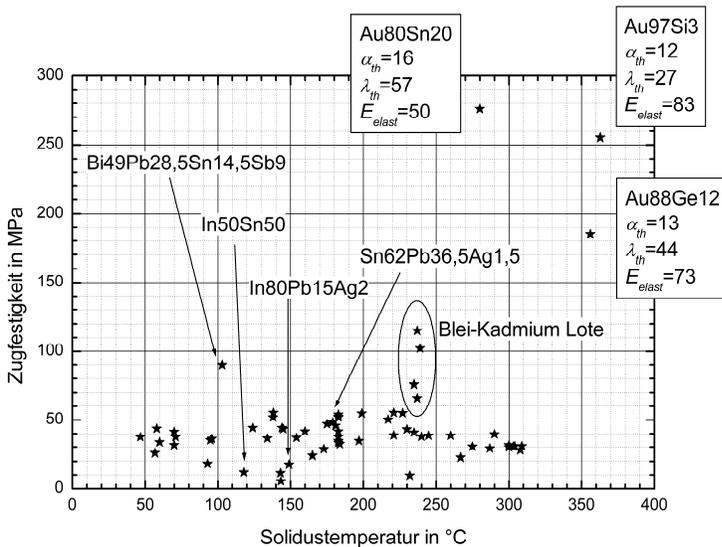


Abbildung 4.6: Zugfestigkeit unterschiedlicher Lote. Für drei Gold-Eutektika sind Wärmeausdehnungskoeffizient α_{th} in ppm/°C, Wärmeleitfähigkeit λ_{th} in W/Km und Elastizitätsmodul E_{elast} in GPa angegeben

Bei der Entscheidung, ob ein Spannungszustand kritisch ist, werden üblicherweise Festigkeitshypothesen verwendet. Das bedeutet, dass aus den bekannten sechs Spannungskomponenten eine Spannung gebildet wird, die mit einem Grenzwert

verglichen wird. Falls die Vergleichsspannung den Grenzwert überschreitet, ist der Spannungszustand kritisch und ermöglicht eine Zerstörung oder eine plastische Deformation des Materials.

Die zwei bekanntesten Hypothesen sind die Schubspannungshypothese (Tresca-Hypothese) und die von-Mises-Hypothese (siehe z. B. [92]). Die erste besagt, dass die maximale Scherspannung für den Anfang der plastischen Deformation ausschlaggebend ist. Die zweite ist zwar genauer, aber auch aufwändiger. Da der Fehler der Schubspannungshypothese unter 10 %-15 % liegt, wird sie hier angewendet.

In den Hauptachsen des Spannungstensors ist die maximale Scherspannung gleich

$$\sigma_{\text{Scher, max}} = \frac{1}{2}(\sigma_{\text{Haupt, max}} - \sigma_{\text{Haupt, min}}) \quad (4.74)$$

Die Festigkeit wird meistens im Zugversuch bestimmt. Die maximale Scherspannung beträgt dabei die Hälfte der angelegten Zugspannung. Die Scherfestigkeit also ist im allgemeinen kleiner (etwa um Faktor 2) als die Zugfestigkeit.

Alle in der Elektronik übliche Lote auf In-Pb-Sn-Basis zeigen eine Zugfestigkeit, die gleich 50 MPa ist oder darunter liegt. Der einzige Niedrigtemperaturpunkt, der eine höhere Festigkeit zeigt, steht für ein Lot auf Bi-Basis, das leider eine zu niedrige Schmelztemperatur hat. Für die im Laserbetrieb übliche Temperatur des Lotes von über 50 °C wird die Festigkeit wegen der Nähe zum Schmelzpunkt extrem abnehmen.

Die Lote mit Kadmium, die aussichtsreich erscheinen, besitzen eine hohe Liquidustemperatur (267 °C für den oberen Punkt). Die Temperatur sollte angestrebt werden, um eine homogene Lötung zu bekommen. Außerdem sollen die Lote mit Kadmium stärker oxidieren. Sie wurden daher nicht ausprobiert.

Die aussichtsreichsten drei Punkte rechts oben im Diagramm repräsentieren drei eutektische Goldverbindungen – Gold-Germanium, Gold-Silizium und Gold-Zinn. Letzteres ist in seinen Eigenschaften den anderen Verbindungen überlegen, außer in der Wärmeausdehnung, die bei den anderen zwei Eutektika niedriger liegt. Dieser kleine Vorteil wird aber mit einem höheren E-Modul und einer höheren Löttemperatur wieder egalisiert. Also ist Gold-Zinn-Lot in der Zusammensetzung 80 % Gold und 20 % Zinn (nach Gewicht) für die Kontaktierung der Scheibenlaserkristalle klar vorzuziehen.

Außer einer zu niedrigen Festigkeit bei Raumtemperatur besitzen die Blei- bzw. Indium-basierten Lote eine niedrige Zeitstandfestigkeit, die mit der Temperatur schnell abnimmt. In [93] sind die folgenden Werte zu finden: Das Lot Sn60Pb37Ag3 besitzt bei Raumtemperatur eine Kurzzeitscherfestigkeit von 34 MPa. Für eine Belastungsdauer von 200 Std. beträgt die Scherfestigkeit aber nur 10 MPa. Bei einer Erhöhung der Temperatur von 25 °C auf 150 °C verschlechtert sich die Zugfestigkeit des Blei-Zinn-Eutektikums von 28 MPa auf 8 MPa. Bei Gold-Zinn dagegen beträgt die Zugfestigkeit bei 150 °C immer noch 205 MPa.

Außer Gold-Zinn wurden auch einige andere Lote getestet: In50Sn50 ($T_{\text{solidus}}=118\text{ °C}$), In80Pb15Ag5 ($T_{\text{solidus}}=149\text{ °C}$) und Sn62Pb36Ag2 ($T_{\text{solidus}}=179\text{ °C}$). Besonders das dritte Lot – das Blei-Zinn-Eutektikum – ist aus der Elektronik bekannt. Es besitzt auch die höchste Festigkeit von 48 MPa im Vergleich zu den anderen zwei Loten mit einer

Zugfestigkeit unter 20 MPa. Es hat sich gezeigt, dass die Festigkeiten aller drei Lote nicht ausreichend sind, um eine konstante Scheibenform beim Betrieb mit einem großen Pumpfleckdurchmesser zu gewährleisten. Für die kleineren Pumpflecke sind die Lote allerdings geeignet. Die mit In50Sn50 gelöteten Kristalle wurden ohne messbare Formänderung dauerhaft im Laser mit einem Pumpfleckdurchmesser von 2 mm betrieben. Bei einem größeren Pumpfleckdurchmesser ist das Lot aber den Anforderungen des Laserbetriebs nicht mehr gewachsen. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Der mit In50Sn50 gelötete Laserkristall wurde mit einem Pumpfleckdurchmesser von 2,7 mm betrieben. Er hat mit einer Pumpleistung von 250 W einen optisch-optischen Wirkungsgrad von 56 % im Multimode-Betrieb und einen optisch-optischen Grundmode-Wirkungsgrad von 32 % erreicht.

Nach dem Unterbrechen des Grundmode-Resonators für eine Minute hat sich die Form des Kristalls dermaßen geändert, dass der Resonator nicht mehr stabil war. Die Abbildung links zeigt eine annähernd sphärische Form vor dem Laserbetrieb, wobei die Abbildung rechts beweist, dass der Bereich in der Mitte eben geworden ist (nach dem Laserbetrieb). Im Multimode-Betrieb erreichte der Kristall den gleichen hohen optisch-optischen Wirkungsgrad. Dies zeigt, dass lediglich die Form des Kristalls sich geändert hat. Der Wärmekontakt ist nicht degradiert.

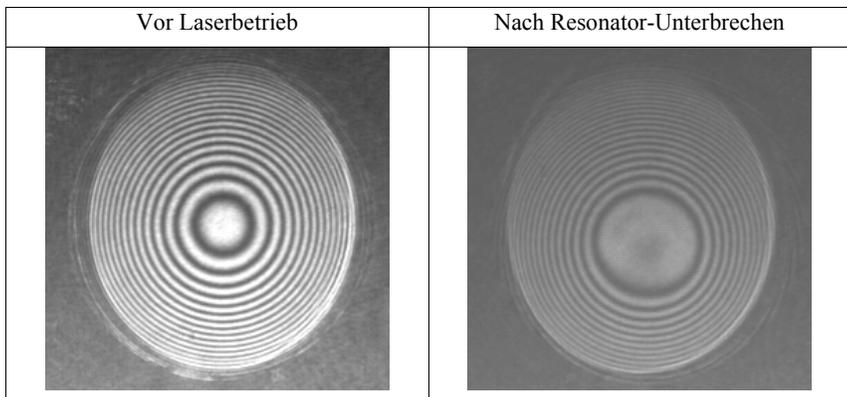


Abbildung 4.7: Interferenzmuster ($\lambda=990$ nm) eines mit In50Sn50 gelöteten Kristalls. Links vor dem Laserbetrieb, rechts nach dem Laserbetrieb. Die Formänderung im Pumpfleckbereich ist gut sichtbar.

Der Kristall hatte eine Dotierung von 12,7 % und wies eine starke Zunahme der Wärmeerzeugung im Fluoreszenzbetrieb im Vergleich zum Laserbetrieb auf (s. Kapitel 3.2). Deswegen ist der Unterschied in der Form zwischen den beiden Interferogrammen in Abbildung 4.7 so gut erkennbar. Auch mit den niedriger dotierten Kristallen konnte eine Formänderung im Fluoreszenzbetrieb ab einem Pumpfleckdurchmesser von 3,1 mm festgestellt werden. Das stimmt mit den Ergebnissen der numerischen Rechnungen recht gut überein, die für diesen Pumpfleckdurchmesser eine Hauptspannung im Lot von 14 MPa und damit über der Elastizitätsgrenze voraussagen.

Ein anderes Problem der Lote auf Indium- und Blei-Basis ist das Kriechen des Lotes (creeping) und die Materialermüdung (thermal fatigue). Durch abwechselnde

thermische Zyklen, wie z. B. beim Ein- und Ausschalten eines Geräts, ändern sich die mechanischen Eigenschaften des Materials. Wenn nach dem Erstarren eine Verteilung der mechanischen Spannungen existierte, können die Spitzen durch plastische Deformationen abgebaut werden. Dadurch tritt zuerst eine Verfestigung des Materials ein [94]. Für den Scheibenlaser ist dieser Effekt allerdings schädlich, da durch plastische Deformation die Form der Scheibe geändert wird. Die Struktur des Materials kann sich anschließend in den höher beanspruchten Bereichen ändern, was zu einer Lokalisierung der Spannungen und letztendlich zum Zerreißen führen kann. Bezüglich Kriechfestigkeit und Materialermüdung schneidet Gold-Zinn ebenfalls gut ab [91].

4.2.3.4 Das Lot Au80Sn20

Das Lot ist eine eutektische Mischung mit der Zusammensetzung 71 at.% Au und 29 at.% Sn. Üblicherweise wird die Zusammensetzung in Massenanteilen angegeben: 20 % Sn und 80 % Au. Im weiteren wird auch die Zusammensetzung in Massenanteilen angegeben, außer wenn die molare Zusammensetzung extra gekennzeichnet ist. Eine gute Einführung in die Gold-Zinn-Metallurgie kann im Artikel von MATIASEVIC [95] gefunden werden. Reines Gold hat eine Schmelztemperatur von 1064 °C. Mit der Zugabe von Zinn fällt die Liquidustemperatur schnell ab, bis die eutektische Zusammensetzung erreicht wird. Ein Eutektikum zeichnet sich dadurch aus, dass Solidus- und Liquidustemperaturen gleich sind. Das Phasendiagramm von Gold-Zinn besitzt zwei eutektische Punkte – bei 280°C (Au 80 % Sn 20 %) und bei 217 °C (Au 10 % Sn 90 %). Für das Löten ist der erste Punkt von Interesse. Beim Abkühlen des flüssigen Goldzinns entsteht bei der Erstarrung die Trennung des Materials in zwei Phasen, die als ζ - und δ -Phasen bezeichnet werden. Die δ -Phase ist AuSn (chemisch), die reine Phase hat eine Schmelztemperatur von 419 °C. Bei Zinn-reicherer Zusammensetzung (eine Zugabe von 0,5 at.% Zinn reicht aus) liegt die Solidustemperatur bei 306 °C. Deswegen wird für das Löten mit Gold-Zinn oft eine Prozesstemperatur von 320 °C genommen, um die Schmelzung des Lotes zu gewährleisten. Da aber Gold einen recht hohen Diffusionskoeffizienten besitzt und die eutektische Zusammensetzung auch durch Festkörperdiffusion zwischen dünnen Schichten aus Gold und Zinn erreicht werden kann, ist auch eine Prozesstemperatur von 290-300°C ausreichend und wurde für das Löten der Scheibenlaser eingesetzt. Die ζ -Phase ist Au₅Sn (chemisch). Sie erfährt einen Phasenübergang mit der Änderung des Zellenvolumen bei einer Temperatur von 190 °C. Die Bedeutung dieses Übergangs für das Löten ist unklar.

Im geschmolzenen Zustand ist die Oberfläche des Lotes mit Zinn angereichert. Eine Konzentration von Zinn an der Oberfläche von über 55 at.% (verglichen mit 29 at.% in Eutektikum) wurden gemessen. Die Ursache ist die niedrigere freie Oberflächenenergie von Zinn. Außerdem reicht ein geringer partieller Druck von Sauerstoff aus, um Zinn an der Oberfläche oxidieren zu lassen. So entsteht eine Schicht aus Zinnoxid, die die Benetzung beim Löten verhindert. Das Löten in einer Wasserstoffatmosphäre verlangsamt zwar die Oxidation, kann sie aber nicht verhindern. Um das Benetzen trotzdem zu erreichen, muss die Oxidschicht entweder mechanisch (etwa durch Bewegen des Kristalls) durchbrochen oder durch den Einsatz von Flussmittel aufgelöst werden. Die Flussmittel sind meistens aggressiv und können beim Löten der dünnen Scheiben auf die obere Seite gelangen und die AR-

Beschichtung angreifen. Außerdem hinterlassen Flussmittel Reste, die auch zu Poren führen können. Allgemein ist es auch im Scheibenlaserdesign vorteilhaft den Flussmitteleinsatz zu vermeiden, wobei deren Einsatz bei weitem nicht so kritisch ist, wie z. B. beim Löten der Laserdioden.

Das Lot kann auf die Wärmesenke oder auf den Kristall durch Aufdampfen aufgetragen werden. Die Lotdicke beträgt typischerweise einige μm . Im Fall von Gold-Zinn kann die richtige Zusammensetzung durch abwechselndes Aufdampfen von Gold und Zinn im richtigen Dickenverhältnis erreicht werden. Nach dem Erhitzen über 213°C schmilzt das Zinn, was die Diffusion wesentlich beschleunigt. So konnte eine Gold-Zinn-Verbindung mit der eutektischen Zusammensetzung von Gold-Zinn bei 260°C hergestellt werden [96]. Alternativ kann eine Folie (engl.: preform) benutzt werden. Die übliche Dicke beträgt $30\mu\text{m} - 100\mu\text{m}$. Die Lötung erfolgt unter Schutzgas (Wasserstoff, Formiergas, Stickstoff oder Edelgas). Das Löten an Luft wurde auch beschrieben [97], allerdings wies die Verbindung viele Poren auf. Zum Brechen der Oxidschicht wird ein Druck an die zu lötende Probe angelegt. Der Druck beträgt üblicherweise einige hundert kPa [97, 98, 99, 100]. Die Größe der gelöteten Substrate variiert von $2\text{ mm} \times \text{etwa } 0,5\text{ mm}$ für einzelne Emitter bis einige mm^2 .

Die Abhängigkeit des Wärmeausdehnungskoeffizienten von der Temperatur ist stark ausgeprägt. Nach [93] ist bei niedrigeren Temperaturen der Wärmeausdehnungskoeffizient mit etwa $\alpha_{th}=14\text{ ppm/K}$ annähernd konstant. Im Temperaturbereich $180^\circ\text{C}-210^\circ\text{C}$ weist α_{th} einen Singularität auf, so dass der Wert auch negativ wird. Das zeigt den Phasenübergang $\zeta' \leftrightarrow \zeta$. Bei höheren Temperaturen ist der Wärmeausdehnungskoeffizient etwas höher, fällt aber zur Schmelztemperatur hin wieder ab. Der mittlere Wärmeausdehnungskoeffizient kann als $\ln(\text{totale relative Ausdehnung})/\text{Temperaturänderung}$ berechnet werden und beträgt etwa $15\text{ ppm}/^\circ\text{C}$. Von [91] wird ein etwas höherer Wert von $16\text{ ppm}/^\circ\text{C}$ angegeben.

4.2.3.5 Löten mit Gold-Zinn auf Kupfer-Wolfram

Aufgrund seiner hohen Löttemperatur erfordert die Lötung mit Gold-Zinn eine wärmeausdehnungsangepasste Wärmesenke. In dieser Arbeit wurde Kupfer-Wolfram verwendet, das in der Zusammensetzung (nach Gewicht) von 80 % Wolfram und 20 % Kupfer eine Wärmeausdehnung von $8,3\text{ ppm/K}$ und eine Wärmeleitfähigkeit von 235 K/W/m bei 20°C besitzt [101]. Kupfer-Wolfram wird aus einem Metallpulvergemisch gesintert. Beim Sintern kann bereits die grobe Formgebung stattfinden. Das Material lässt sich auch problemlos bearbeiten. Aufgrund seiner Struktur – kleine Wolframkörner in der Kupfermatrix – ist die erreichbare Rauigkeit begrenzt. Die verwendeten Wärmesenken wurden mit einer Rauigkeit von $0,4\mu\text{m Ra}$ spezifiziert. Das ist aber für das Löten unkritisch. Eine Ebenheit der Oberfläche von einigen μm ist über $1\text{ - }2\text{ cm}$ erreichbar. Sie soll deutlich unter der Lotdicke liegen. Kupfer-Wolfram ohne Beschichtung ließ sich auch mit Einsatz von Flussmitteln nicht benetzen, deswegen wird eine Nickel-Gold Beschichtung galvanisch aufgebracht. Die Dicke der Goldschicht beträgt $1\mu\text{m}$.

Das Scheibenlaserdesign stellt zwei Anforderungen an das Löten – die gepumpte Fläche muss frei von Defekten im Sinne von Kapitel 5.3 sein und die Form des Kristalls nach dem Löten muss sphärisch sein. Diese Anforderungen zusammen mit einer relativ großen Prüffläche von einigen mm^2 machen die Kontaktierung im

Scheibenlaserdesign besonders anspruchsvoll. Alle Methoden, die beschrieben werden, arbeiten mit einer Anpresskraft. Aus den ersten Lötversuchen wurde aber klar, dass ein Aufpressen die Form des Kristalls verschlechtert. Das liegt zum einen daran, dass CuW nicht ausreichend eben ist und sich die Unebenheit in der Scheibenform widerspiegelt. Auch ohne Aufpressen sind bei dünnen Lötsschichten (etwa 20 μm) die Unebenheiten der Wärmesenke mit der Phasenkontrastmikroskopie auf dem gelöteten Kristall sichtbar. Zum anderen hängt die Konsistenz des geschmolzenen Goldzinn stark vom Goldgehalt ab. Bei einem dünneren Lotspalt spielen die aufgelösten Goldbeschichtungen der Wärmesenke und des Kristalls eine größere Rolle. Bei einer Lotdicke von 30 μm ändert sich der Anteil des Goldes im Gemisch nach dem Auflösen der beiden Goldbeschichtungen um etwa ein Prozent, was zu einer Steigerung der Liquidustemperatur um etwa 25 °C führt. Für eine Lotdicke von 20 μm steigt die Liquidustemperatur um 40 °C und für 10 μm um 70 °C. Das Lot wird zu einem Gemisch aus festen und flüssigen Phasen, was seine Viskosität stark erhöht. Das Lot wird zäh. Das passiert auch beim Anpressen. Da wo der Spalt klein wird, ändern sich die Eigenschaften des Lots und das prägt die Form der Laserscheibe. Aus diesen Gründen wird die Scheibe möglichst kraftfrei gelötet, damit sie ihre sphärische Form nach der Beschichtung beibehält.

Mit zwei Methoden – Löten mit Flussmittel und mit Bewegten des Kristalls, oder Löten unter Druck unter Schutzgasatmosphäre - konnten Kontaktierungen erzeugt werden, die den Anforderungen des Scheibenlaserdesigns genügen. Die beiden Methoden werden im Folgenden beschrieben. Die erste Methode wird am IFSW routinemäßig eingesetzt, so dass Aussagen über die Erfolgsquote gemacht werden können. Mit der zweiten wurden einige gute Kristalle produziert, der Routineeinsatz erfordert aber weitere Versuche, was allerdings den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

Beim **Löten mit Flussmittel** wird nach der Reinigung der Wärmesenke und des Lotes die ganze Oberfläche der Wärmesenke mit einem sehr dünnflüssigen Flussmittel bedeckt. Darauf wird die ausgestanzte AuSn-Folie mit einer Dicke von 30 μm - 50 μm gelegt. Die Folie sollte am besten so gross sein wie die Wärmesenke und auf jeden Fall einige mm größer als der Kristall. Die Wärmesenke wird auf die Heizplatte gestellt und auf etwa 290 °C erhitzt. Dabei wird mit Formiergas auf die Lötfläche geblasen. Nach dem vollständigen Schmelzen des Lotes wird die Wärmesenke auf eine Metallplatte zum Abkühlen gestellt. Danach wird die Oxidschicht mechanisch abgekratzt, bis das Gold-Zinn wieder den metallischen Glanz bekommt. Auf eine auf diese Weise vorbereitete Wärmesenke wird ein Tropfen RMA-Flussmittel gegeben und darauf wird nun der Kristall gelegt. Die Wärmesenke wird erneut auf die Heizplatte gestellt und in etwa 60 s auf 290 °C erhitzt. Währenddessen bläst das Formiergas auf den Laserkristall und die Lötstelle. Nach dem Schmelzen des Lotes wird der Laserkristall mit einer Metallpinzette mehrmals hin und her geschoben, bis die sichtbare Lotoberfläche gleichmäßig metallisch glänzt. Danach wird die Wärmesenke auf der Heizplatte auf etwa 180 °C abgekühlt und anschließend zur Beschleunigung des Abkühlens auf eine kalte Metallplatte gestellt.

Mit auf dieser Weise kontaktierten Kristallen wurden die jüngsten Ergebnisse am IFSW erzielt, wie 225 W Grundmode [24], 18 mJ bei 1 kHz im gütegeschalteten Betrieb und 37 mJ bei 1 kHz mit einem regenerativen Verstärker mit ns-Pulsen [31]. Die gelöteten Scheiben haben eine konstante Form und halten im Fluoreszenzbetrieb

bei einer üblichen Dicke von 180 μm eine absorbierte Leistungsdichte bis 3-4 kW/cm^2 aus. Die Erfolgsquote beim Löten – die Anzahl der Scheiben, die erfolgreich die Tests aus dem Kapitel 5 bestehen – lässt sich mit 50 % bis 80 % angeben. Durch eine strengere Kontrolle der Prozessparameter sollte eine Steigerung der Effizienz des Lötens möglich sein. Ein anderer Ansatz zur Steigerung der Erfolgsquote ist eine komplette Änderung des Prozesses. Ein möglicher Weg ist nachfolgend beschrieben.

Beim **Löten unter Druck** wird auch zuerst die Wärmesenke mit Gold-Zinn benetzt, aber ohne Zuhilfenahme eines Flussmittels. Nach der Reinigung der beiden Teile wird dazu die Folie auf die Wärmesenke gelegt. Die Wärmesenke wird auf die Heizplatte gestellt, die sich in einem Vakuumkessel befindet. Der Kessel wird evakuiert bis auf einen Druck von 10^{-3} mbar und dann mit 400 mbar Formiergas gefüllt. Gleichzeitig wird die Wärmesenke auf etwa 300 $^{\circ}\text{C}$ erhitzt. Dabei wurde beobachtet, dass sich im Lot mitunter Blasen bilden, die später auch Poren in der Verbindung hinterlassen würden. Die Blasen können z. B. von Resten organischer Reinigungsmittel, Resten des galvanischen Beschichtungsprozesses oder durch Verunreinigungen im Lot hervorgerufen werden. Nach einer Haltezeit von etwa 2 min werden normalerweise keine Blasen mehr beobachtet. Der Kristall wird abgekühlt und der Kessel belüftet. Danach wird in gleicher Weise wie oben beschrieben die Oxidschicht entfernt. Die Wärmesenke wird erneut auf die Heizplatte gestellt, der Kristall wird auf die Wärmesenke gelegt und von oben mit einem Glassubstrat mit einem Gewicht von 400 g angepresst. Der angewendete Druck beträgt dabei etwa 100 kPa und ist vergleichbar mit den in der Literatur angegebenen Werten. Mit einer stärkeren Anpresskraft konnten keine Kristalle mit ausreichend sphärischer Form produziert werden. Der Vakuumkessel wird in gleicher Weise abgepumpt und mit Formiergas gefüllt, das Lot wird zum Schmelzen gebracht. Danach wird der Kessel wieder belüftet, das unter der Scheibe herausgequollene Lot mit einer Litze aufgenommen und der Druck entfernt. Erst danach wird die Wärmesenke abgekühlt. Der Druck wird benötigt, um einen defektfreien Kontakt herzustellen. Der Druck muss aber vor dem Erstarren entfernt werden, damit der Kristall seine freie Form nach der Beschichtung annehmen kann, die annähernd sphärisch ist.

Mit dieser Methode wurden nur wenige Kristalle gelötet. Die Möglichkeit der defektfreien Lötung mit guter Form wurde nachgewiesen. Prinzipiell verspricht die Methode eine Steigerung der Erfolgsquote beim Löten, allein aus dem Grund, dass ohne Flussmittel gelötet wird. Die Vakuum- bzw. Schutzgasumgebung und das Aufpressen mit einem Gewicht statt mit Bewegungen des Kristalls sind viel reproduzierbarer. Insgesamt lassen sich die Prozessparameter besser kontrollieren. Die Produktivität (oder die Zeit pro gelöteten Kristall) ist zwar schlechter als in der ersten Methode, aber zum einen kann das durch eine bessere Erfolgsquote ausgeglichen werden. Zum anderen kann mit einer Optimierung der Konstruktion der Ablauf wesentlich beschleunigt werden.

4.2.4 Kleben

Die Fortschritte der Chemie der Klebstoffe haben den Einsatz des Klebens in den „structural“ Anwendungen, wo die Klebeverbindung mechanischen Kräften ausgesetzt ist, möglich gemacht. Auch für die Kontaktierung der Scheibenlaserkristalle können moderne Klebstoffe eingesetzt werden. Die mechanischen Spannungen in der

Verbindungen sind erheblich, so dass manche Materialien, wie z. B. Weichlote versagen. Die Anforderung, dass keine plastische Deformation im sub- μm Bereich stattfinden darf, erschwert diese Aufgabe zusätzlich.

Die Wärmeleitfähigkeit aller Klebstoffe ist sehr niedrig, so dass für Scheibenlaser dünne Klebeschichten von 1 μm und dünner in Frage kommen (um z. B. vergleichbare Laserwirkungsgrade wie mit dem Aufpressen zu erzielen). Diese Begrenzung der Dicke macht die Verwendung der Klebstoffe mit Füllung zur Verbesserung der Wärmeleitfähigkeit (z. B. Ag-Pulver) nutzlos, da die Größe der Körner in der gleichen Größenordnung liegt wie die Dicke des Klebspalts. Außerdem beschädigen die Körner die Kristallbeschichtung beim Kleben. Eine Ausnahme könnten die Klebstoffe mit Füllung aus Nanopartikeln bilden. Konkrete experimentelle Erfahrungen liegen aber zur Zeit nicht vor.

Die für den Scheibenlaser wichtigen Materialparameter wie Festigkeit und Wärmeleitfähigkeit, ihre Temperaturabhängigkeit und Verarbeitbarkeit – für die Erzeugung der dünnen Schichten wird eine niedrige Viskosität benötigt – werden im Kapitel 4.2.4.1 für unterschiedliche Klebstoffe verglichen.

Die genaue Ursache der Entstehung einer Verbindung zwischen Klebstoff und dem zu klebenden Teil ist noch nicht vollständig geklärt. Einer der Mechanismen ist sicherlich die mechanische „Verzahnung“ des Klebstoffs an der Rauigkeit des Materials. Dies kann aber beim Scheibenlaser fast ausgeschlossen werden, da eine oder die beiden zu klebenden Oberflächen poliert sind. Deswegen kommt den anderen Bindungsmechanismen (chemisch, elektrostatisch oder molekular [102]) eine besondere Bedeutung zu. In der Praxis bedeutet das, dass die Oberflächenreinigung eine sehr wichtige Rolle spielt.

Um eine kleine Klebstoffdicke zu erzielen und gleichzeitig eine sphärische oder plane Form zu erzeugen, wird eine Klebeapparatur gebraucht. Die am IFSW eingesetzte Technologie wird in Kapitel 4.2.4.2 diskutiert, die eigenen experimentellen Ergebnisse in 4.2.4.3 vorgestellt. Insgesamt wurden etwa 100 Kristalle geklebt. Es wurde keine Anpassung der Beschichtung und der Wärmesenke an das Kleben unternommen.

Das Kleben als Kontaktierungsprozess erlaubt eine fast freie Wahl der Wärmesenkenmaterialien. Das Kontaktierungsdesign kann so gestaltet werden, dass keine metallischen und opaken Materialien vorhanden sind. Das erlaubt, die zusätzliche Wärmeerzeugung in der HR-Beschichtung zu vermeiden. So kann der Wirkungsgrad um einige Prozent gesteigert werden.

Der Einsatz der UV-härtenden Klebstoffe lässt den Einsatz von Wärmesenkenmaterialien zu, die einen kleineren Wärmeausdehnungskoeffizienten als der Laserkristall besitzen. So kann z. B. Diamant verwendet werden, der zusätzlich zu der guten Wärmeleitfähigkeit auch den Vorteil der kleineren Verbiegung der Wärmesenke besitzt. Dieser Weg wird im Patent der Firma HAAS Laser (inzwischen TRUMPF Laser GmbH Co & KG)[82] beschrieben.

4.2.4.1 Klassifizierung und Vergleich der Klebstoffe

In diesem Kapitel werden zunächst die Klebstoffe nach der Aushärtungsmethode klassifiziert und einige Klassen für den Einsatz für Scheibenlaser ausgeschlossen.

Danach wird über die erprobten Klebstoffe berichtet und die vielversprechendsten werden ausgewählt.

1. Die bekannteste Aushärtmethode ist Erwärmung. Der Klebstoff wird entweder vorgemischt (und meistens gefroren) geliefert (Einkomponentenklebstoffe) oder muss vor dem Kleben im richtigen Verhältnis aus zwei Komponenten zusammengemischt werden. Beim richtigen Mischverhältnis härtet die Verbindung vollständig aus.
2. Die Polymerisation des Klebstoffs kann auch mit UV-Strahlung ausgelöst werden. Bei einigen Klebstoffen reicht auch das Tageslicht aus. Die Möglichkeit zur UV-Aushärtung muss durch das Kontaktierungsdesign gegeben sein. Ein oder beide Klebpartner müssen für die UV-Strahlung transparent sein. Der Klebstoff wird ebenfalls vollständig zum Festkörper.
3. Bei anaeroben Klebstoffen härtet der Klebstoff in Abwesenheit von Sauerstoff aus. Solche Klebstoffe werden z. B. zur Sicherung von Schrauben eingesetzt. Sie bieten im Vergleich hohe Scherfestigkeiten von bis 77 MPa [102]. Es liegen jedoch keine experimentellen Erfahrungen mit diesen Klebstoffen vor.
4. „Hot-melts“ werden im geschmolzenen Zustand verarbeitet. Für den Einsatz im Scheibenlaser sind sie eher ungeeignet, weil die Klebung bei hoher Temperatur erfolgen muss. Die Schmelztemperatur muss weit über der Betriebstemperatur liegen, damit die Festigkeit der Verbindung nicht durch die Nähe zum Schmelzpunkt beeinflusst wird. Die Prozesstemperatur muss noch um einiges höher sein, um den Klebstoff bis zum nötigen Grad zu verflüssigen. Damit ist für die Klebung eine ähnliche Temperatur wie beim Lötten notwendig. Die Festigkeit der Verbindung ist allerdings niedriger und der Prozess ist technologisch aufwändiger, da ein sehr dünner Spalt erreicht werden muss.
5. Eine andere übliche Form der Aushärtung ist mit Diffusion verbunden. Entweder ist im Klebstoff Lösungsmittel vorhanden, das nach außen diffundiert oder ist Diffusion eines Stoffes von außen notwendig (z. B. Wasser). Solche Klebstoffe sind für das Kleben der Scheiben ungeeignet, da wegen des dünnen Spalts eine vollständige Verfestigung nicht gewährleistet werden kann.

Daher lassen sich nur die Klebstoffe, die Aushärtung durch Erwärmung und/oder mit Strahlung zulassen, im Scheibenlaserdesign effektiv einsetzen. Zusätzlich muss der Klebstoff weitere Anforderungen erfüllen. Sie werden im folgenden behandelt.

Die Festigkeit des Klebstoffs muss ausreichen, um die Spannungen auszuhalten. Generell ist die Festigkeit der Klebstoffe niedriger als die von Gold-Zinn (s. Tabelle 4.4). Bei der Glasübergangstemperatur T_g findet ein Phasenübergang im Klebstoff statt. Der Phasenübergang ist reversibel. Die Eigenschaften des Materials ändern sich für $T > T_g$ solchermaßen, dass der Kleber gummi-ähnlich wird. Die Festigkeit fällt ab, das Elastizitätsmodul wird niedriger und der Wärmeausdehnungskoeffizient steigt. Der letzte Effekt kann bei der dünnen Klebeschicht vernachlässigt werden. Die ersten zwei können sich zwar kompensieren, aber die genauen Daten sind für die meisten Klebstoffe nicht bekannt. Die Problematik der Glasübergangstemperatur kann auf zwei Weisen angegangen werden. Ein erster Ansatz ist, die Klebstoffe mit möglichst hoher Glasübergangstemperatur einzusetzen, um diese Unbekannte auszuschließen. Solche

Hochtemperaturklebstoffe können z. B. auf Basis von Polyimid hergestellt werden. Allerdings zeigt es sich, dass bei der entsprechenden Behandlung die Epoxide die gleiche Festigkeit bei hohen Temperaturen besitzen können [103]. T_g lässt sich durch die Aushärtungsprozedur beeinflussen. Generell gilt: Je höher die Aushärtetemperatur, desto vollständiger die Aushärtung und desto höher die Glasübergangstemperatur. Der zweite Ansatz könnte sein, die Auswirkungen des Glasübergangs zu minimieren. Im Artikel [104] wird dies z. B. für die Wärmeausdehnung gemacht. Die anderen Eigenschaften sind im Artikel leider nicht behandelt worden.

Um einen dünnen Klebespalt erreichen zu können, muss das Klebstoff dünnflüssig sein. Der Maß dafür ist Viskosität, die in mPa·s oder öfter auch in centipoises (cps) ausgedrückt wird. Ein cps ist gleich 1 mPa·s. Die Viskosität von Wasser beträgt 1 cps und die von Honig 1000 cps. Es wurden gute Ergebnisse mit Klebstoffen mit einer Viskosität von etwa 200 cps erzielt. Der Klebespalt lässt sich mit Handkraft auf Null, also bis zum Kontakt verringern. Bis zu einer Viskosität von etwa 1000 cps konnten ausreichend dünne Klebespalte produziert werden. Klebstoffe mit noch höherer Viskosität müssen erhitzt werden. Dabei verringert sich zwar die Bearbeitungszeit, die Viskosität aber sinkt und bleibt niedrig bis die Aushärtung wesentlich fortschreitet.

Mit einer entsprechenden Einrichtung könnte genug Druck ausgeübt werden kann, um den Klebstoff auf die gewünschte Dicke zu drücken. Um das abzuschätzen, sind zwei Formeln hilfreich. Die erste zeigt, welche Kraft benötigt wird, um den Klebstoff im statischen Gleichgewicht bei einer bestimmten Dicke zu halten. Dafür muss der Druck der äußeren Kräfte F plus Atmosphärendruck dem Druck unter der gekrümmten Flüssigkeitsoberfläche gleich sein:

$$10^5 \text{ Pa} + \frac{F}{\pi R_{sch}^2} = \frac{2\sigma_{\text{Oberfläche, kleb}}}{d_{kleb}} \quad (4.75)$$

Ohne äußere Kräfte ergibt sich eine Dicke von $1 \mu\text{m}$ für eine Oberflächenspannung des Klebstoffs von $\sigma_{\text{Oberfläche, kleb}}=50 \text{ mN/m}$. Der genaue Wert der Oberflächenspannung ist allerdings nicht bekannt. Die üblichen Flüssigkeiten haben aber einen Koeffizienten der Oberflächenspannung zwischen 20 und 70 mN/m [105]. Erst die geschmolzenen Metalle haben eine höhere Oberflächenspannung von bis zu 2500 mN/m. Für eine Halbierung der Dicke ist bei einem Kristalldurchmesser von 10 mm eine Kraft von nur 7,6 N nötig.

Bis jetzt wurde aber die Viskosität nicht berücksichtigt. Die Viskosität gibt an, welche Zeit gebraucht wird, um das statische Gleichgewicht zu erreichen. Der Zusammenhang wird mit Stefans Gleichung gegeben, die hier angepasst an die verwendeten Bezeichnungen aus [102] abgedruckt ist.

$$|F| \cdot t = 12\pi\rho R_{sch}^4 \left| \frac{1}{d_1^2} - \frac{1}{d_2^2} \right| \quad (4.76)$$

Um die Dicke eines runden Spalts mit dem Radius R_{sch} mit einer Kraft F von d_2 auf d_1 zu reduzieren, wird die Zeit t gebraucht. Um bei einem Scheibenradius von $R_{sch}=5 \text{ mm}$ und einer Viskosität des Klebstoffs von $\rho=200 \text{ cps}$ die Dicke von $1 \mu\text{m}$ auf $0,5 \mu\text{m}$ zu reduzieren, wird bei einer Kraft von $F=100 \text{ N}$ eine Zeit $t=140 \text{ s}$ gebraucht. Diese Abschätzung zeigt die Bedeutung der Viskosität. Bei einer Viskosität von 1000 cps

wird eine Zeit von knapp 10 min gebraucht. Gleichzeitig zeigt das, dass für das Kleben eine Apparatur notwendig ist, die in der Lage ist, eine bestimmte Kraft über einige Minuten konstant anzuwenden.

Die Zeit, die für die Vergrößerung des Spalts gebraucht wird, kann gleichermaßen berechnet werden. Wenn die Klebstoffe sich schnell aushärten lassen, ist es also möglich, die angelegte Kraft zu entfernen und die Spaltdicke zu fixieren, in dem der Klebstoff ausgehärtet wird.

Die nächste Anforderung an die kontaktierte Scheibe ist, dass sie eine sphärische Form besitzen soll. Ein Vorgehen wie in 4.2.3.5 beschrieben, wenn die Scheibe entspannt wird und die Form durch die Beschichtungsspannungen bestimmt wird, ist hier schlecht anwendbar. Die Dicke des Klebstoffs würde über den Radius stark variieren, wenn die Scheibe stark gekrümmt ist. Für eine Scheibenkrümmung mit dem Radius 1 m beträgt die Spaltdicke am Rand der Scheibe ($R_{sch}=5$ mm) 12,5 μm . Dem kann entgegengewirkt werden, indem eine Krümmung in die Wärmesenke eingearbeitet wird. Allerdings ist die charakteristische Zeit für das Annehmen der „entspannten“ Form ähnlich der charakteristischen Zeit der Dickenvergrößerung.

Es ist also auch vom Gesichtspunkt der Scheibenform notwendig, eine Apparatur einzusetzen, die einen Druck an die Scheibe anlegen und gleichzeitig die Form vorgeben kann. Die Presse aus Kapitel 4.2.1 könnte ein Beispiel sein. Sie wurde tatsächlich für die ersten Versuche eingesetzt. Danach wurde aber ein anderer an das Kleben angepasster Aufbau verwendet, der im nächsten Kapitel beschrieben ist. Das Andrücken der Scheibe stellt ähnliche Anforderungen an die Wärmesenke wie im Kapitel 4.2.1 – die Wärmesenke soll auf einer Seite plan und auf der anderen Seite plan oder sphärisch mit einem an die Scheibenkrümmung angepassten Radius sein. Beim Kleben sind beide Seiten wichtig, weil die Unebenheiten der Wärmesenke nicht mit der dünnen Klebstoffschicht ausgeglichen werden können.

Die letzte Fragestellung, die in diesem Kapitel diskutiert wird, ist: Muss der Klebstoff transparent sein? Absorption im Klebstoff kann zu zwei Effekten führen: Es entsteht eine zusätzliche Wärmeerzeugung im Klebstoff wegen der Fluoreszenzabsorption und, falls die HR-Beschichtung Defekte (Löcher) aufweist (s. 4.1.5), sinkt die Pulszerstörungsschwelle durch die Absorption der transmittierten Laserstrahlung.

Die Auswirkung des ersten Effekts kann abgeschätzt werden. Der Klebespalt ist dünn und die reinen Klebstoffe ohne Füllung sind meistens mehr oder weniger transparent. Für einige Klebstoffe ist die Transparenz mit über 95% bei $\lambda=1$ μm für die Klebstoffdicke von 0,5 mm angegeben [107]. Für die Klebstoffdicke von 1 μm beträgt die Absorption also 0,01 % und kann vernachlässigt werden.

Dem zweiten Effekt kann mit einer Verbesserung der Beschichtung entgegengewirkt werden. Eine höhere Sicherheit und Toleranz gegenüber Beschichtungsdefekten kann aber nur mit einem nicht absorbierenden Klebstoff erreicht werden.

4.2.4.2 Klebeaufbau und -prozedur

Nach vielen Klebeversuchen wurde die unten beschriebene Prozedur als optimal für das Kleben der Scheibenlaserkristalle erachtet. Es wurden fast ausschließlich wärmeaushärtbare Epoxide verwendet. Mit kleinen Änderungen lässt sich der Ablauf aber auch an das Kleben mit UV-aushärtenden Klebstoffen anpassen. Ein großer

Unterschied zur Presse aus Kapitel 4.2.2 besteht darin, dass beim Kleben die Parallelitätsfehler der Presse (etwa $1\ \mu\text{m}$ über 1 Zoll) nicht toleriert werden, da sie mit der dünnen Klebstoffschicht nicht ausgeglichen werden können.

Der zum Kleben verwendete Aufbau ist in Abbildung 4.8 abgebildet. Im Reiter 2 ist ein Glaszylinder mit zwei eben polierten Oberflächen befestigt. Die obere Fläche ist groß genug, um ein oder mehrere Gewichte darauf platzieren zu können (Es wurde ein Gewicht von etwa $m=0,5\ \text{kg}$ verwendet). Der Halter des Glaszylinders hat ein Loch für den Interferometerstrahl. Um die Anpresskraft fein einstellen zu können wird die Schwerkraft des Gewichtes mit einer Feder reduziert. Über die Bewegung von Reiter 1 kann die Anpresskraft von Null bis maximal eingestellt werden. Um das Presssubstrat vorsichtig aufsetzen zu können, wird der Reiter 3, der mit einer Mikrometerschraube versehen ist, benutzt.

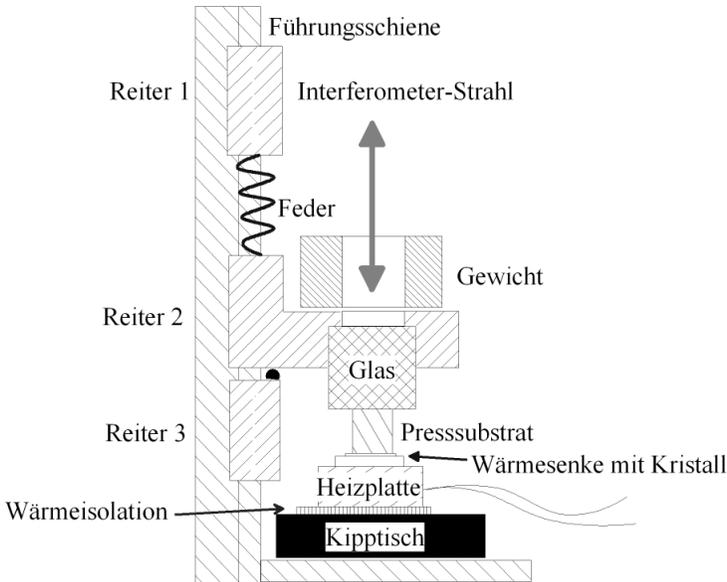


Abbildung 4.8: Klebeaufbau

Nach mehreren Fehlversuchen, als das Presssubstrat nach dem Kleben mit dem Kristall fest verbunden war, wurde das Presssubstrat austauschbar und kleiner als der Kristall gemacht. Das bietet zusätzlich die Möglichkeit, ein gekrümmtes Substrat zu verwenden. Weiter kann die Krümmung des Substrats an die Scheibenkrümmung angepasst werden, so dass der Kristall vor dem Kleben angesprengt werden kann (Vorteile sind später erläutert).

Unter dem Kristall befindet sich eine Heizplatte (massiver diamantüberfräster Messingblock mit elektrischer Heizung), die auf einem Kipptisch steht. Mit dem Kipptisch kann die Wärmesenke mit Hilfe des Interferometerstrahls genau parallel zum Kristall eingestellt werden. Eine Nachjustage beim Heizen anhand des Interferenzmusters ist notwendig. Um die Langzeitstabilität des Aufbaus zu verbessern

ist es außerdem sinnvoll, eine wassergekühlte Platte zwischen der Wärmeisolierung und dem Kipptisch einzubauen. Das wurde aber im Rahmen dieser Arbeit nicht gemacht.

Die Umrüstung auf eine UV-Aushärtung ist relativ einfach. Der Kristall wird von oben mit der UV-Strahlung beaufschlagt statt mit dem Interferometerstrahl. Dies setzt natürlich voraus, dass die Kristallbeschichtung für UV durchsichtig ist.

Wegen der langsamen Änderung der Kristallform unter Druck ist eine Beobachtung der Kristallform während des Klebens wünschenswert. Das kann im Fall einer durchsichtigen Kristallbeschichtung mit Hilfe der Interferenz des Lichts z. B. eines roten Helium-Neon-Lasers zwischen der Rückseite des Kristalls und der Wärmesenke realisiert werden (s. Abbildung 4.9, links). In dieser Arbeit wurden nur wenige Kristalle so geklebt, weil der Vorteil der Beschichtung ohne Metallisierung für das Kleben spät erkannt wurde.

Bei den Kristallen mit Metallisierung lässt sich die Form des Kristalls direkt mit einem Twyman-Green-Interferometer beobachten. Die Verwendung eines zusätzlichen Spiegels bringt den Vorteil, dass die Reflexionsgrade der Metallisierung und des Spiegels viel höher sind als die Reflexionsgrade der anderen Oberflächen im Strahlengang. Damit kann die Interferenz zwischen der HR-Seite des Kristalls und dem planen Interferometerspiegel klar von den anderen Interferenzmuster unterschieden werden (s. Abbildung 4.9, rechts). In den beiden Fällen der durchsichtigen und opaken Beschichtung kann nach dem gleichen Prinzip die Form des Kristalls direkt beobachtet werden, wenn ein Infrarotstrahl verwendet wird.

In einer Weiterentwicklung des Aufbaus kann auf den Kipptisch verzichtet werden, wenn gewährleistet ist, dass der Kristall parallel zur Wärmesenke ausgerichtet ist. Das kann erreicht werden, wenn z. B. eine Hemisphäre zwischen dem Glaszylinder und dem Presssubstrat gespannt wird. Die Hemisphäre würde die Parallelitätsfehler ausgleichen. Das schließt leider die Beobachtung der Kristallform während des Klebens aus, kann aber für eine Serienproduktion von Vorteil sein.

Der entwickelte Prozessablauf sieht folgendermaßen aus: Die AR-Seite des Kristalls wird manuell gereinigt und der Kristall wird mit dieser Seite an das Glassubstrat angesprengt. Das Ansprengen klappt nicht immer, da der Kristall beschichtet ist und meistens eine andere Krümmung als das Substrat aufweist. In dem Fall wird der optische Kontakt (Abwesenheit der Newtonischen Ringe) nicht erreicht. Der Kristall haftet aber meistens ausreichend gut, um ihn reinigen zu können. Danach wird die HR-Seite des Kristalls gereinigt. Das Ansprengen davor bringt den Vorteil, dass die AR-Seite beim Reinigen der HR-Seite nicht verschmutzt wird, was sonst bei den dünnen Scheiben nur schwer zu vermeiden ist.

Der Klebstoff wird gegebenenfalls vorgemischt und zum Ausgasen abgestellt. Bei den dünnflüssigen Klebstoffen reichen 15 min aus. Ausgasen im Vakuum wurde nicht verwendet. Eine bestimmte Menge des Klebstoffs (für genaue Angaben s. Tabelle 4.4) wird mit einer Pipette auf die Wärmesenke gebracht. Der Klebstoff wird unter dem Mikroskop beobachtet. Falls Blasen festgestellt werden, muss der Tropfen entfernt und neu aufgebracht werden. Danach wird die Wärmesenke und das Presssubstrat in den Klebeaufbau eingebaut. Mit dem Kipptisch wird die Richtung eingestellt und mit dem

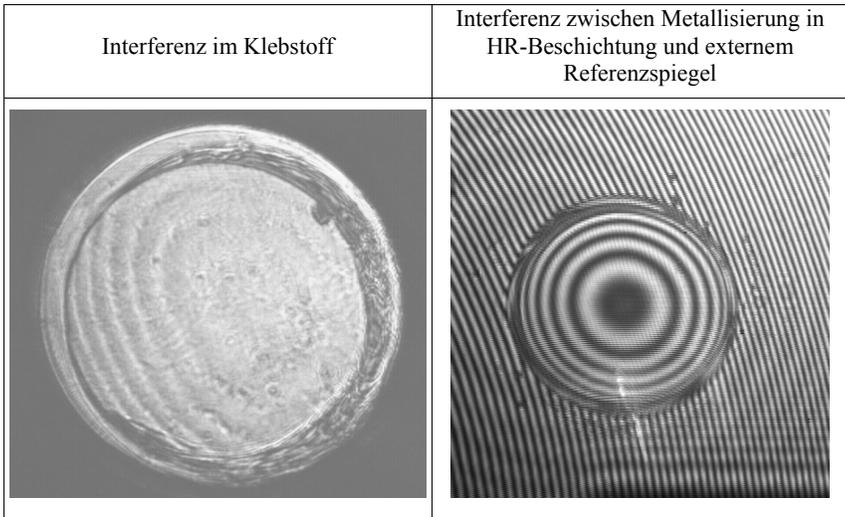


Abbildung 4.9: Beispiele zweier Beobachtungsmöglichkeiten beim Aushärten. Links ist das Kleben eines durchsichtigen und rechts eines metallisierten Kristalls dargestellt.

Reiter 1 die Kraft. Als Kriterium dient die Form des Kristalls. Bei der optimalen Form sind im Interferenzmuster (egal in welcher Form die Interferenz stattfindet) konzentrische Ringe zu sehen. Die Mitte der Ringe fällt mit der Mitte der Scheibe zusammen. Das zeigt, dass die Richtung korrekt eingestellt ist. Die Kraft wird so lange vergrößert (langsam!), bis Verzerrungen beim ersten Ring auftreten. Das zeigt, dass die HR-Seite im Kontakt mit der Wärmesenke ist. Dann wird die Kraft reduziert und die Heizung eingeschaltet. Da die Viskosität des Klebstoffs beim Erhitzen erst niedriger wird, reagiert die Form auf die Einstellungen schneller. Die Dejustage des Kipptischs aufgrund des Erwärmens muss korrigiert werden. Danach kann der Klebstoff entsprechend der Herstellervorgaben ausgehärtet werden.

Um die Spannung aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten zu reduzieren ist es sinnvoll, eine möglichst niedrige Aushärtetemperatur zu verwenden. Nachdem die Kristallform fixiert ist (und die Spannungen eingebaut sind), ist es empfehlenswert, nachträglich bei der höchsten Temperatur auszuhärten, um die Glasübergangstemperatur möglichst zu erhöhen.

4.2.4.3 Experimentelle Ergebnisse

Da es schwierig abzuschätzen ist, in wie weit dieser oder jener Kleber geeignet ist (auch da nicht alle relevanten Daten bekannt sind), wurde den Herstellerfirmen die Aufgabe beschrieben und die empfohlenen Klebstoffe wurden getestet. Die Ergebnisse zusammen mit den bekannten Eigenschaften der Klebstoffe sind in der Tabelle 4.4 zusammengefasst.

Firma	Produkt	Experiment			Viskosität	Scherf.	Zugf.	E-Modul	max.T	Tg
		Volume	max.Wirku ngsgrad	max. Pump- leistung						
		µl	%	W						
				cps	MPa	MPa	MPa	°C	°C	
DELO	DUOcast 6950	0.65	48	1000*	1000		23	800	120	
LOCTITE	128500	0.55	39.2	750*	1.1					
LOCTITE	480	0.35	0	200	100-500	22-30	12-25			150
UHU	Plus endfest 300	Tropfen	47.4	600/nz						
POLYTEC	301	0.2	52.4	764	100	12			125	48
POLYTEC	301-2	0.25	53.5	980/nz	260	14	12.4	1538	200	90
POLYTEC	302-3M	0.4	53.7	665	1000	9			125	57
POLYTEC	353 ND	0.55	50.3	785	2000	12			200	124
POLYTEC	360	0.22	54.6	816	425	15	62	2697	200	96
POLYTEC	377	0.3	52.1	718	320	19	66.8	20682	200	106
POLYTEC	375	Tropfen	50	508*	2000-4000	16	58.6		200	130
POLYTEC	354	0.5	52.7	785	7500	9			200	130
POLYTEC	715	Tropfen	35	681*	2500	14			200	60
DYMAX	Multi-Cure 628	0.25	44.1	1063*	55	21				
Panacol	Structuralit 5810	0.4	50.2	624	2000-3000				100	>55
FOCenter	Angströmbond C4	0.325	50	784						

Tabelle 4.4 : Auswahl des Klebstoffs. Einige Materialdaten und die experimentalen Ergebnisse. (* bedeutet, dass der Kristall im Laserbetrieb zerstört wurde, nz – nicht zerstört)

Alle Kristalle haben die gleiche Dicke, sind aus dem selben Material gefertigt und in einer Charge beschichtet und auf die gleiche Weise ohne Klebeaufbau geklebt worden. Es wurde jeweils die Klebstoffmenge bestimmt, die notwendig ist, damit der Klebstoff sich unter der ganzen Scheibe verteilt. Die bestimmten Volumen sind in der Tabelle abgedruckt. Die Volumina hängen ab von der Viskosität des Klebers und bei den dünnflüssigen Klebstoffen von der Oberflächenspannung.

Der Klebstoff wird auf die Wärmesenke aufgebracht und kontrolliert, dass er keine Bläschen enthält. Anschließend wird der Kristall darauf gelegt und handfest angedrückt. Der Klebstoff wird danach entsprechend der Herstellervorgaben ausgehärtet und der kontaktierte Laserkristall in einem Laseraufbau getestet. Jeweils zwei Kristalle wurden mit einem Klebstoff verklebt. In der Tabelle sind die Mittelwerte der beiden Kristalle angegeben. Falls die Ergebnisse der beiden Kristalle sehr unterschiedlich waren, sind beide Ergebnisse getrennt mit einem „/“ aufgeführt.

Eine Pumpleistung von etwa 1200 W stand zur Verfügung. Sie wurde in einer 16-fach-Pumpoptik auf einen Pumpfleck mit einem Durchmesser von 6 mm abgebildet. Die Kristalle wurden zuerst in Multimode betrieben. Der Multimode-Wirkungsgrad ist in der Tabelle angegeben. Er ist ein Maß für den Wärmewiderstand des Klebers. Falls der Kristall den Laserbetrieb überstanden hat, wurde die Pumpleistung ohne Resonator in Stufen bis zur Zerstörung des Laserkristalls erhöht. Die mechanische Belastung des Kristalls ohne Laserbetrieb ist besonders bei einem großen Pumpfleck höher. Der Test gibt einen Anhaltspunkt für den Vergleich der Festigkeiten der Klebverbindungen unter realen Bedingungen.

Da die Kristalle in der Pumpoptik zerstört wurden, stiegen aufgrund der Verschmutzung der Optiken die Verluste der Pumpleistung im Laufe der Experimente. Aufgrund der Messung von vier gleichen Kristallen vor und nach der Versuchsreihe

wurde die Pumpleistung linear mit der fortlaufenden Nummer des Versuchs korrigiert. Das spielt insbesondere eine Rolle bei der Ermittlung des Wirkungsgrads.

Die Ergebnisse für die dickflüssigen Klebstoffe sind nicht endgültig. Sie können mit dem Einsatz des Klebeaufbaus verbessert werden. Allerdings ist ein dünnflüssiger Kleber den dickflüssigen bei sonst gleichen Eigenschaften immer vorzuziehen, da er leichter und schneller verarbeitbar ist.

Aufgrund dieser Versuche konnte eine Vorauswahl der Klebstoffe getroffen werden. So kommen z. B. alle Klebstoffe, bei deren Verwendung bereits im Laserbetrieb die Scheibe zerstört wurde, für den Einsatz im Scheibenlaser nicht in Frage. Von den verbleibenden muss der Klebstoff von UHU trotz guter Testergebnisse wegen seiner schlechter Verarbeitbarkeit ausgeschlossen werden. Der Klebstoff verfestigt in einigen Sekunden, was eine Korrektur der Form und homogene Verteilung des Klebstoffes unmöglich macht. Die anderen Klebstoffe sind prinzipiell geeignet und sind deswegen in der Tabelle *Kursiv* hervorgehoben.

Aus diesen Klebstoffen wurden die von Polytec vertriebenen Klebstoffe 301-2 und 360 aufgrund ihrer Eigenschaften für weitere Versuche ausgewählt. Der 353ND könnte wegen seiner hohen Glasübergangstemperatur auch interessant sein, wurde aber aufgrund seiner hohen Viskosität nicht weiter verwendet.

Für den Kleber 353ND wird eine Wärmeleitfähigkeit von 0.34 W/mK angegeben. Es gibt leider keine Angaben über die Wärmeleitfähigkeit von 301-2. Die Wärmeleitfähigkeit des Klebstoffs 301-2 wurde daher abgeschätzt. Dafür wurde ein Kristall verwendet, der aufgrund der Fehljustage des Klebeaufbaus mit einem keilförmigen Spalt geklebt wurde. Der Dickenunterschied betrug 6 μm . Der Pumpfleck wurde entlang des Keils bewegt und die Temperatur in der Mitte des Pumpflecks wurde interferometrisch bestimmt. Vorausgesetzt die Wärmeerzeugung ist gleich, kann die Wärmeleitfähigkeit ermittelt werden. Eine Wärmeleitfähigkeit von 0.1 W/mK wurde ermittelt. Der Wärmewiderstand der Kleberschicht beträgt bei 1 μm Dicke 10 K·mm²/W und ist damit mit dem Wärmewiderstand der HR-Beschichtung vergleichbar.

Die Temperatur der Scheibe und damit die mechanischen Spannungen in der Kontaktierung können reduziert werden, wenn die Wärmeerzeugung in der Scheibe minimiert wird. Dafür muss lediglich eine HR-Beschichtung ohne Metallisierung verwendet werden. Die Fluoreszenzstrahlung wird dann nicht auf der Kleberschicht sondern auf der Wärmesenke oder, wie im Fall der Diamantwärmesenke, im Kühlwasser absorbiert. Dieser Effekt wurde experimentell bestätigt.

4.3 Scheibe auf der Vorderseite kontaktiert

Die Methode „Träger auf der Scheibe“ hat physikalisch den Vorteil, dass ein minimaler Wärmewiderstand erreicht wird. Sie stellt aber auch zusätzliche Anforderungen an den Träger. Selbstverständlich muss er transparent für Pump- und Laserstrahlung sein (abgesehen von dem theoretisch möglichen Fall, dass ein sättigbarer Absorber zwecks passiver Güteschaltung verwendet wird). Der Brechzahlunterschied der Laserscheibe und des Trägers soll so klein sein, dass die Verluste durch Fresnel-Reflexion an der Kontaktfläche klein sind. Um z. B. eine

Reflexion kleiner als $R < 0,2\%$ zu erreichen, dürfen für YAG Materialien mit $n = 1,66..1,99$ verwendet werden. Eine Beschichtung der Zwischenfläche zum Reduzieren der Reflexionsverluste ist ebenfalls denkbar. Der Träger kann auf die Scheibe geklebt werden.

In dieser Arbeit wurden nur die auf YAG kontaktierten bzw. gewachsenen Laserscheiben getestet. Technologisch profitiert man davon, dass der Kristall bereits in der fertigen Form vom dem Optikerhersteller kommt. Die Form kann so spezifiziert werden, dass sie keine nennenswerten Beugungsverluste verursacht. Der Kristall muss lediglich in eine wasserdichte Aufnahme eingebaut werden, ohne dabei die Form zu verzerren.

Die YAG-Scheibe muss ausreichend dünn sein, um eine möglichst kleine zusätzliche Linse für den Resonator zu verursachen. Deswegen ist das Einbauen eine schwierige technische Aufgabe, da der Biege widerstand einer dünnen YAG-Scheibe nicht mehr ausreicht, um die Unebenheiten der Aufnahme oder eine ungleichmäßige Einspannung zu tolerieren.

Es gibt unterschiedliche Methoden, den Kontakt zwischen dem Träger und der YAG-Scheibe zu gewährleisten. Die Scheibe kann auf YAG epitaktisch [108] oder nach Czochralski-Methode [109] gewachsen werden. Die beiden Methoden haben den Nachteil, dass die Dicke der dotierten Schicht nur indirekt, z. B. mit einer Absorptionsmessung, bestimmt werden kann. Das setzt aber das Wissen über die Dotierungskonzentration voraus. Bei Ziehen von Yb:YAG nach Czochralski kann die Dotierung mit hoher Genauigkeit aus der Einwaage der Ausgangsstoffe bestimmt werden. Bei der Epitaxie ist es extrem wichtig, dass die Schicht und das Substrat die gleiche Wärmeausdehnung aufweisen. In den beiden Methoden muss das gewachsene Material poliert werden, um eine ebene Oberfläche und die gewünschte Dicke zu erhalten.

Eine andere Möglichkeit die Verbindung herzustellen, ist das Diffusionsbonds, wie es im Patent der Firma ONYX beschrieben wird [110]. Zwei Teile werden poliert, so dass die Oberflächenformen genau zu einander passen. Somit können die beiden Teile in einen sogenannten „optischen Kontakt“ gebracht werden. Der optische Kontakt bedeutet nach [110], dass keine Interferenzen mit dem bloßen Auge sichtbar sind. Danach wird das zusammengesetzte Teil bei einer hohen Temperatur ausgelagert. Dabei erfolgt vermutlich Diffusion der Ionen, so dass eine mechanisch feste Verbindung entsteht. Solche Teile wurden getestet, die experimentellen Ergebnisse hierzu sind im nächsten Kapitel dargestellt.

Da das Verwenden der gebondeten Kristalle im Scheibenlaserdesign nicht ganz klar durch das Scheibenlaserpatent [111] abgedeckt ist, sind mehrere Patente zum Thema entstanden – von Lawrence Livermore National Labs (University of California) [112], von ROFIN SINAR GmbH [113] und von HAAS Laser.

Der Hauptanspruch des Patents von der University of California [112] nutzt eine wichtige Besonderheit des Designs „Träger auf der Scheibe“ aus. Da die beiden Materialien meistens in physikalischen Eigenschaften ähnlich sind, ist auch der Unterschied der Brechungszahlen klein. Deswegen wird das in der Laserscheibe gefangene Fluoreszenzlicht, das unter einem Winkel zur Scheibenoberfläche abgestrahlt wird, der größer als der Winkel der totalen Reflexion ist, erst an der oberen

Grenze der Trägerscheibe nach unten reflektiert. Ein unter 33° (Winkel der totalen Reflexion für YAG) zur Scheibenoberfläche abgestrahltes Fluoreszenzphoton trifft nach dem Verlassen der aktiven Schicht wieder in die aktive Schicht erst in einem Abstand von 1,3 mm in der Scheibenebene für eine 1 mm dicke Trägerscheibe. Für ein unter einem größeren Winkel abgestrahltes Photon ist der Abstand größer. Die Verstärkung, die das Fluoreszenzlicht erfährt, ist somit niedrig und ASE-Verluste steigen mit dem Pumpfleckdurchmesser langsamer als bei einer dünnen Scheibe. Deswegen kann in diesem Kontaktierungsdesign bei gleicher Pumpfleckgröße eine höhere Verstärkung erreicht werden. Die Größe des Pumpflecks ist durch die Verstärkung der Fluoreszenz begrenzt, die in der Scheibenebene propagiert, und nicht durch die Verstärkung der Fluoreszenz, die durch totale Reflexion im Zig-Zag durch die Scheibe geführt wird. Dieser Vorteil wird aber durch große Beugungsverluste und eine starke thermische Linse zum Teil aufgehoben. Nach den FEM-Rechnungen, die unten vorgestellt sind, bringt das Design „Träger auf der Scheibe“ für Grundmodebetrieb mit Pumpfleckdurchmesser unter 8 mm keine Vorteile gegenüber den anderen Designs. Erst bei größeren Pumpflecken und entsprechend höheren Leistungen kann das Design sein Potenzial zeigen.

4.3.1 Experimente

Es wurden einige Experimente mit einem gebondeten Kristall gemacht. Der Kristall besteht aus einem aktiven Teil mit einer Dicke von $190\ \mu\text{m}$ und einer (etwas größeren im Radius) YAG-Scheibe mit einer Dicke von $0,5\ \text{mm}$. Eine Fläche ist antireflektierend beschichtet und die andere mit einer für das Aufpressen geeigneten Beschichtung. Der Kristall wurde für direkte Kühlung mit Wasser in den Kühlfinger eingebaut. Dabei ist die Metallisierung vom Kristall abgeblättert, so dass die HR-Beschichtung in Experimenten effektiv aus 9 dielektrischen Paaren besteht und dementsprechend eine relativ niedrige Reflexion ($R \sim 99,1\%$) aufweist. Der Kristall wurde interferometrisch vermessen und in Multimode betrieben.

Für einen zuverlässigen Betrieb muss die HR-Beschichtung natürlich geändert werden. Sie muss dicker werden, um die Reflexion zu erhöhen und eine Schutzschicht beinhalten, um die Beschichtung vor dem Abrieb mit Kühlwasser zu schützen. Mit einer auf dieser Weise optimierten Beschichtung werden die FEM-Rechnungen im Kapitel Designvergleich gemacht.

Die Besonderheit dieser Kontaktierungsart soll die Abbildung 4.10 illustrieren. Die aktiven Teile der beiden Kristalle (rechts und links im Bild) sowie die Pumpfleckgröße sind etwa gleich. Beide sind mit gleicher Pumpleistungsdichte von $4,7\ \text{kW/cm}^2$ in einem Reflexionsdurchgang beaufschlagt, so dass die absorbierte Leistungsdichte etwa ein halb bis ein drittel der im Scheibenlaserdesign üblichen ist.

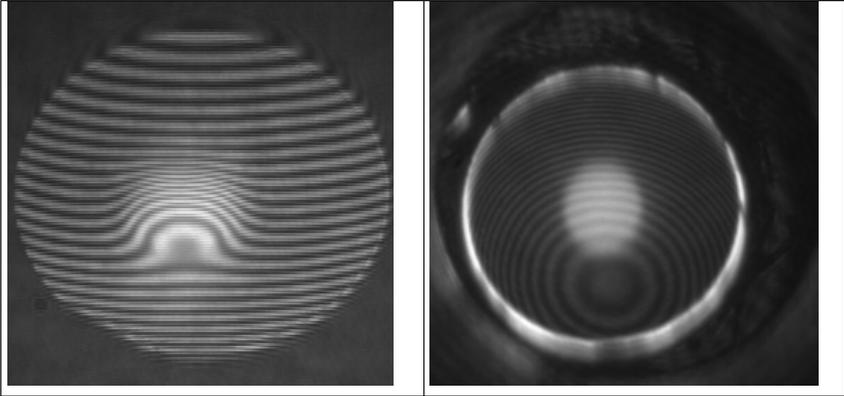


Abbildung 4.10: Interferenzmuster eines gebondeten (links) und eines gelöteten Kristalls (rechts) im Twyman-Green-Interferometer ($\lambda=990$ nm) im Fluoreszenzbetrieb. Die Dicke und die Dotierung von Yb:YAG sind etwa gleich für die beiden Kristalle (9 % und 180 μm). Die Phasenänderung ist aber stark unterschiedlich.

Die viel stärkere Änderung der Interferenzstreifen links fällt auf. Die Amplitude der Phasenänderung ist also viel größer.

Die OPD einer gepumpten gebondeten Scheibe, die mit FEM berechnet wurde, ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

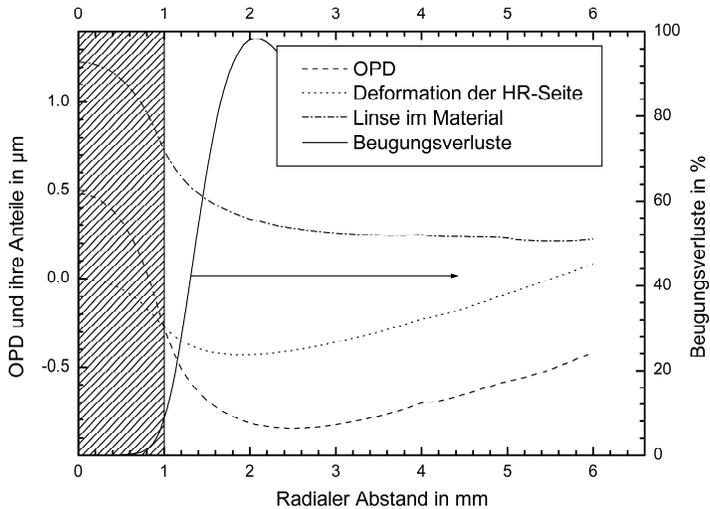


Abbildung 4.11: OPD und ihre Anteile für einen gebondeten Kristall. $R_p=1$ mm, Pumpleistung etwa 100 W.

Im Gegensatz zum Kleben und zum Löten, wo die massive Unterlage sich konvex durchbiegt, so dass die Form der Biegung „weicher“ ist als die Pumpstrahlungsverteilung, deformiert sich die HR-Seite der gebondeten Scheibe anders. Die großflächige schwache Durchbiegung der Scheibe, die durch den Temperaturgradienten im aktiven Teil hervorgerufen ist, wird zu einer konkaven Deformation im Bereich des Pumpflecks. Diese konkave Deformation der HR-Seite ist durch die Wärmeausdehnung des Materials im Pumpfleck verursacht. Zu dieser konkaven Deformation addiert sich in der OPD der Scheibe die starke bzw. stärkere Linse im Material im Vergleich mit den anderen Designs. Die gesamte OPD ist also konkav. Es kommt nicht zur Kompensation der beiden Anteile. Außerdem sind die Beugungsverluste hoch. Für den kleinen Pumpfleckradius auf der Abbildung ($R_p=1$ mm) betragen sie nur 1 % bei einem Gausstrahlradius ω von $0,8R_p$. Für die größeren Pumpfleckradien steigen die Verluste nach FEM-Rechnungen rapide an.

Die epitaktisch gewachsenen Schichten von Yb:YAG auf YAG wurden in Lviv, Ukraine produziert [108]. Die Substrate mit Yb:YAG-Schicht mussten zuerst beidseitig poliert werden, da die Oberflächen übersät mit Defekten waren. Die Form der Proben und damit die Dicke der dotierten Schicht variierte stark über die Fläche. Das ist vermutlich auf die Halterung bei der Epitaxie zurückzuführen. Nach dem Polieren wurden die Proben in einer Yb:YAG-Beschichtungslösung mitbeschichtet. Das Beschichtungsdesign beinhaltete eine Chrom-Metallisierung und war somit für einen epitaktisch gewachsenen Kristall nicht optimal. Das Ziel des Versuchs war allerdings, den Laserbetrieb mit den Proben zu demonstrieren, da ein anderer Wachstumsprozess andere Verunreinigungen mit sich bringen kann, die die Lebensdauer absenken können, wie es z. B. der Fall bei der Epitaxie aus einer Lösung auf Basis von Bleioxid ist ($\tau_f=300$ μ s – 400 μ s) ist.

Die Proben wurden anschließend mit Indium auf Kupferscheiben gepresst und in Multimode-Betrieb getestet. Der optische Multimode-Wirkungsgrad betrug 30 %, was für einen Scheibenlaser wenig ist. Der Grund dafür kann eine Ungenauigkeit der Dicke der aktiven Schicht beim Polieren der Proben sein. Um den Wirkungsgrad zu verbessern sind weitere Versuche vor allem mit Direktwasserkühlung und einer voll-dielektrischen Beschichtung notwendig.

Es fällt aber auf, dass die Kristalle bis zu einer sehr hohen Leistungsdichte von 8 kW/cm² ohne Kristallzerstörung betrieben werden konnten. Es zeigt, dass die Verbindung an der Epitaxiegrenze für mechanische Spannungen im Scheibenlaserbetrieb ausreichend stabil ist.

4.4 Vergleich einiger Kontaktierungsdesigns mittels FEM-Rechnungen

Drei Kontaktierungsdesigns erscheinen vielversprechend für das Scheibenlaserdesign zu sein. Alle drei sind technologisch machbar und wurden getestet. Um sie zu vergleichen, wurden zahlreiche numerische Rechnungen durchgeführt [115]. Zuerst wurden die Gleichungen ohne Berücksichtigung der mechanischen Verformung und Spannungen in der Scheibe gelöst. Danach wurde für die berechneten Wärmeerzeugungsdichten die Verformung des Kristalls samt Wärmesenke und Spannungen mit Hilfe des FEM-Solvers ABAQUS bestimmt. Es wurden drei Reihen

berechnet. In einer Reihe wurde die Pumpfleckgröße bei der konstanten Pumpleistungsdichte im Fluoreszenz- und im Multimode-Betrieb mit $T_{oc}=4\%$ variiert.

Eine Fluoreszenzlebensdauer von $\tau_f=951\ \mu\text{s}$ und nicht $1040\ \mu\text{s}$, wie in Tabelle 2.1 und ein Wärmewiderstand der HR-Beschichtung von $R_{th, HR}=13,9\ \text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$ (der mit der Anzahl der dielektrischen Schichten skalierte Wert aus [41]) und nicht $6\ \text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$ (s. Kapitel 4.1.3) wurden in den Rechnungen verwendet. Diese Unterschiede beeinflussen zwar die Ergebnisse, ermöglichen aber trotzdem den Designvergleich.

Die verglichenen Designs sind in der Tabelle 4.5 aufgeführt.

Verfahren	Design	R_{th} , $\text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$
Bonden	YAG-Scheibe (1mm) + Yb:YAG (9%, 180 μm) +15(HL)+5L	22,5
Kleben	Yb:YAG (9%, 180 μm) + 15(HL) +1 μ Kleber + 1mm Diamant	23,3
Löten	Yb:YAG (9%, 180 μm) + J66 +30 μ AuSn + 1mm CuW	23,6 (9,1)
Löten*	dito aber mit Chrom-Metallisierung (J60)	23,6 (9,1)

Tabelle 4.5: Die mit FEM verglichenen Kontaktierungsdesigns. In der Spalte R_{th} ist im Klammern der Wärmewiderstand, der maßgebend für die absorbierte Fluoreszenz ($R_{th, Kontakt}+R_{th, Wasser}$) ist, angegeben

Bei der Berechnung des Wärmewiderstands ist jeweils der Wärmewiderstand der stehenden Wasserschicht von $3\ \text{K}\cdot\text{mm}^2/\text{W}$ berücksichtigt.

Im Gegenteil zu beiden anderen Designs wird beim Löten die Wärmeerzeugung durch Fluoreszenz berücksichtigt. Sie entsteht allerdings unter der HR-Beschichtung und fließt durch einen niedrigeren Wärmewiderstand ab. Er ist ebenfalls in Klammern angegeben. Das letzte Design wird nur für große Pumpflecke berechnet, um die Wirkung der ASE-Unterdrückung mit Hilfe der absorbierenden Beschichtung zu demonstrieren. Eine Pumpoptik mit 16 Absorptionsdurchgängen durch den Kristall und Verlusten in der Pumpoptik pro Doppeldurchgang von $0,5\%$ wird angenommen.

4.4.1 Multimode-Betrieb

Zunächst werden die Designs im Multimode-Dauerstrichbetrieb verglichen. Die Unterschiede sind besonders leicht im nulldimensionalen Modell nachzuvollziehen. Aus der Sicht des nulldimensionalen Modells unterscheiden sich Bonden und Kleben nur im Wärmewiderstand. Im Fall des Lötens kommt noch eine zusätzliche Wärmeerzeugung durch Fluoreszenzabsorption in der HR-Beschichtung hinzu. Sie wird mit einem zusätzlichen Wärmefluss nach Kapitel 2.3.2 mit 9% von der Fluoreszenzleistungsdichte für Löten und mit 33% für Chrom-Metallisierung berücksichtigt. Das Ergebnis des nulldimensionalen Modells ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Die Designs unterscheiden sich wenig. Kleben und Bonden liefern fast gleiche Werte mit dem maximalen Wirkungsgrad um 54% . Löten hat einen Wirkungsgrad im Maximum von 53% . Mit der absorbierenden Beschichtung sinkt der Wirkungsgrad weiter auf 51% . Die Werte stimmen auch mit den komplizierteren numerischen Berechnungen für einen Pumpfleckdurchmesser von $6\ \text{mm}$ überein. Für kleinere Pumpflecke spielt die dreidimensionale Wärmeleitung eine zunehmende Rolle, so dass

bei einem Pumpfleckdurchmesser von 2 mm alle Designs einen Wirkungsgrad von 57 % erreichen. Die Unterschiede zwischen den Designs verschwinden (außer für die absorbierende Beschichtung). Im Experiment (mit leicht abweichenden Kristall- bzw. Pumpoptikparametern) wurde mit einem Pumpfleckdurchmesser von 1,9 mm [116] ein Wirkungsgrad von knapp 60 % erzielt. Mit einem Pumpfleckdurchmesser von 4 mm 56 % und mit 6 mm 52 %. Es handelt sich dabei um die besten erreichten Werte, die an unterschiedlichen Kristallen mit unterschiedlichen Pumpquellen erreicht wurden.

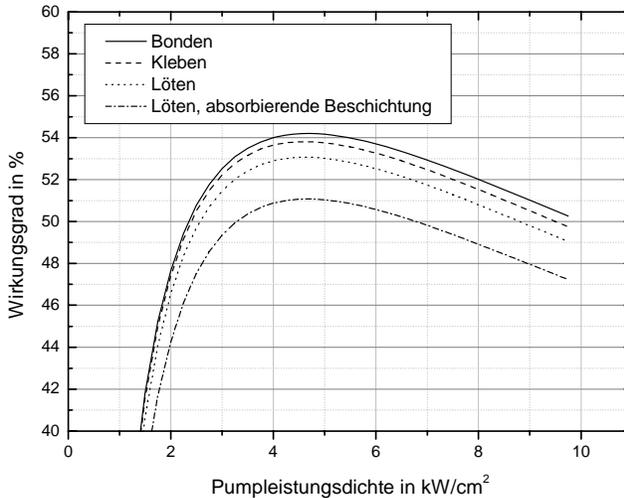


Abbildung 4.12: Wirkungsgrad im Multimode-Betrieb für unterschiedliche Designs.

4.4.2 Absorption und ASE

Um den Einfluss der Pumpoptik auszuschließen, wird im weiteren die absorbierte Leistung statt der Pumpleistung verwendet. Die Absorption in der angenommenen Pumpoptik ist in Abbildung 4.13 für einen Pumpfleckdurchmesser von 6 mm dargestellt. Die Absorption im Multimode-Betrieb beträgt etwa 83 % bei einer Pumpleistungsdichte von 2 kW/cm² und fällt mit der Pumpleistungsdichte ungefähr linear ab. Dieser Abfall der Absorption ist mit der steigenden Kristalltemperatur zu erklären. Dies senkt die Absorptionswirkungsquerschnitt von Yb:YAG. Verstärkt wird dieser Effekt durch die Erhöhung der Schwellenpumpleistungsdichte $E_{p,s}$. Erhöhte Schwellenpumpleistungsdichte führt zur Erhöhung der Inversion und zum Ausbleichen des Materials.

Im Fluoreszenzbetrieb ist das laseraktive Materials stärker als im Laserbetrieb ausgebleicht. Die Absorption sinkt auf etwa 77 % für alle Designs außer des mit der absorbierenden Beschichtung. Die höhere mittlere Temperatur in diesem Design führt zu einer noch niedrigeren Absorption. Für höhere Pumpleistungsdichten liegt die Absorption für das Kleben unter den anderen zwei Kurven, weil aufgrund des Winkelspektrums der HR-Beschichtung eine höhere Inversion erreicht wird.

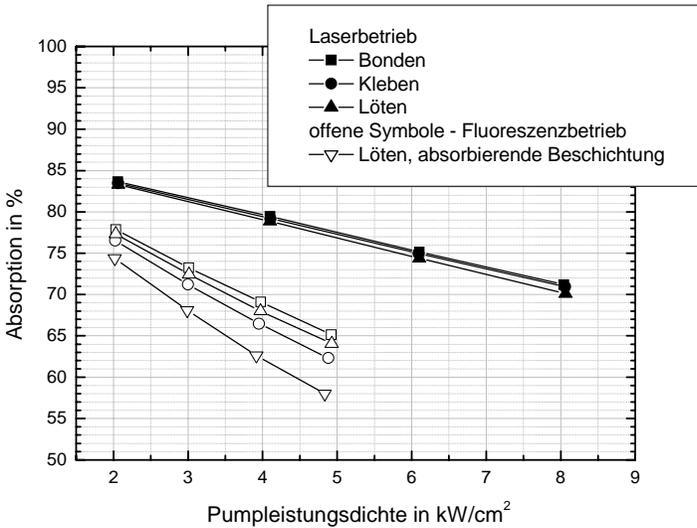


Abbildung 4.13: Abhängigkeit der Absorption von der Pumpleistungsdichte für $R_p=3$ mm.

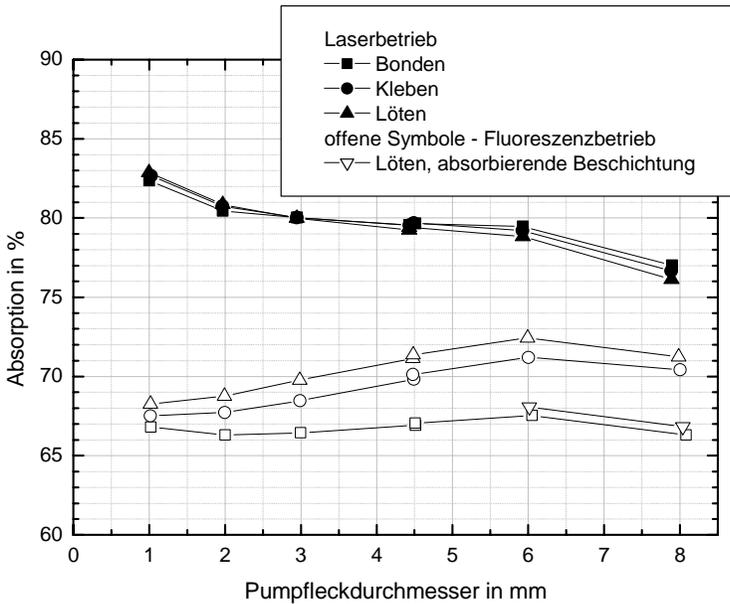


Abbildung 4.14: Abhängigkeit der Absorption vom Pumpfleckdurchmesser.

Die Abhängigkeit der Absorption von der Pumpfleckgröße (s. Abbildung 4.14) zeigt einen unterschiedlichen Verlauf der Absorption im Laser- und im Fluoreszenzbetrieb.

Im Laserbetrieb ist der Verlauf durch die Steigung der mittleren Temperatur mit der Pumpfleckgröße gegeben. Die Temperatur steigt, weil der Anteil der dreidimensionalen Wärmeleitung abnimmt (s. [37] und Kapitel 7.1 im Anhang).

Im Fluoreszenzbetrieb ist der Effekt zwar auch vorhanden, die Absorption aber steigt. Das ist durch die Zunahme der Verluste durch ASE verursacht. Für größere Pumpflecke legt die Fluoreszenzstrahlung größere Strecken im verstärkenden Bereich zurück und sammelt mehr Leistung. Die Inversionszunahme mit der Pumpleistung wird schwächer, was zu einem schwächeren Ausbleichen führt. Der Effekt ist zwar für die Absorption positiv, hat aber negative Folgen für den Laserbetrieb. Die Verstärkung sinkt und zusätzliche Leistungsverluste entstehen. Die Absorption kann erhöht werden, indem z.B. eine Pumpoptik mit mehr Pumpstrahldurchgängen eingesetzt wird.

ASE kann beschrieben werden, indem eine effektive Fluoreszenzlebensdauer eingeführt wird. Sie ist in Abbildung 4.15 gezeigt. Für die kleinen Pumpflecke ist die Lebensdauer Design-unabhängig und gleich der intrinsischen Fluoreszenzlebensdauer von 949 μs . Mit Vergrößerung des Pumpflecks sinkt die Lebensdauer auf etwa 2/3 des Anfangswerts für die größten berechneten Pumpflecke. Für das Kleben ist die Absenkung der Lebensdauer schwächer als für Lötten. Eine weitere Verbesserung wird mit der absorbierenden Beschichtung erreicht. Der gebondete Kristall zeigt wie erwartet, die kleinste Abnahme der Lebensdauer, da die Fluoreszenz nicht mehr im dünnen Yb:YAG-Kristall gefangen ist.

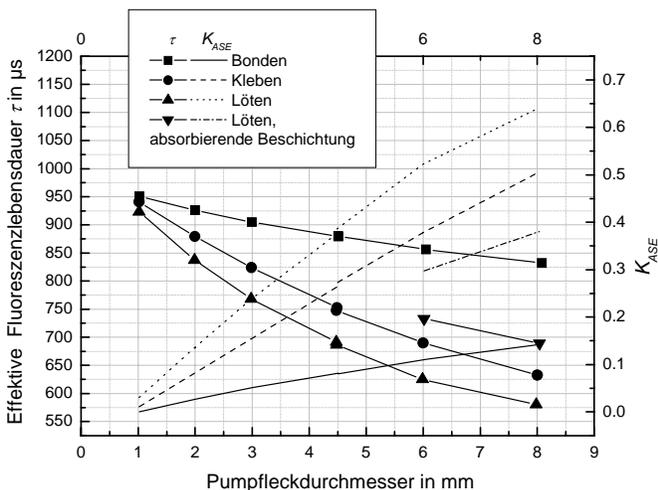


Abbildung 4.15: Effektive Fluoreszenzlebensdauer und K_{ASE} im Fluoreszenzbetrieb abhängig von der Pumpfleckgröße für $E_p=3 \text{ kW/cm}^2$.

4.4.3 Mittlere Temperatur und Spannungen

Die mittlere Kristalltemperatur beeinflusst sowohl Wirkungsgrad im Multimodebetrieb als auch die Amplitude der Phasenstörungen, die für den Grundmodebetrieb entscheidend sind. Die Temperatur hängt entscheidend vom Wärmewiderstand der

Kontaktierung ab, der beim gebondeten Kristall am niedrigsten ist. Daher weist der gebondete Kristall die niedrigste Temperatur auf.

In Abbildung 4.16 zeigen alle Kurven einen Anstieg der mittleren Kristalltemperatur mit der Pumpfleckgröße wegen des Übergangs von der drei- zu zweidimensionalen Wärmeleitung. Ab einem Pumpfleckdurchmesser von 3 mm bleibt die Temperatur ungefähr konstant bei 100 °C – 110 °C und ist unkritisch für das Material.

Im Fluoreszenzbetrieb ist die Temperatur niedriger, weil die Absorption niedriger ist. Beim Lötén führt die zusätzliche Wärmeerzeugung in der HR-Schicht zu der höchsten Temperatur in beiden Betriebsarten. Die Temperatur des Designs mit der absorbierenden Beschichtung ist im Fluoreszenzbetrieb gleich der Temperatur im Laserbetrieb in den anderen drei Designs. Hinsichtlich der Temperatur ist das Design somit nicht kritisch.

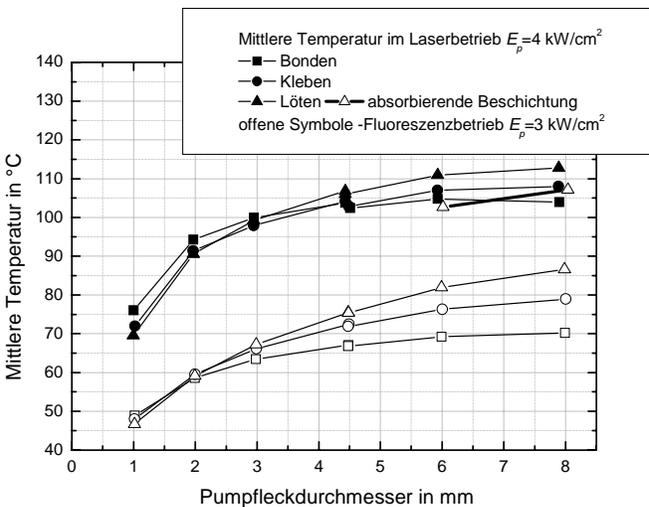


Abbildung 4.16: Mittlere Temperatur des Laserkristalls

Die Spannungen im Lasermaterial wurden für die untersuchten Designs ebenfalls verglichen. Als Vergleichswert wurde im Gegensatz zum Lotvergleich im Kapitel 4.2.3.2 die maximale Hauptspannung gewählt, was für spröde Materialien [92] gerechtfertigt ist. Für alle Designs liegt die maximale Hauptspannung unter 100 MPa. Damit liegt die Spannung um den Faktor zwei unter der Bruchgrenze. Allerdings kann die Spannung drastisch höher sein, wenn eine durch die Kontaktierung verursachte Spannung im Material (etwa durch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungen des Lasermaterials und des Materials der Wärmesenke) vorliegt.

Die Spannungen in der Kontaktierung und in der HR-Beschichtung sind für Kleben und Lötén wichtig, da die HR-Beschichtung die mechanischen Kräfte überträgt. Die maximale Scherspannung in der HR-Beschichtung liegt für alle Rechnungen unter 50 MPa. Verglichen mit den Ergebnissen der Lötungen mit unterschiedlichen

Löttemperaturen (Scherfestigkeit der HR Beschichtung größer als 165 MPa s. 4.2.3.2) ist es ein unbedenklicher Wert.

4.4.4 Brechkraft der thermischen Linse

Beim Vergleich der Brechkraft werden zum ersten Mal große Unterschiede der Designs ersichtlich. Während beim Löten und Kleben die Biegung der Wärmesenke und die sammelnde Linse im Material unterschiedliche Vorzeichen haben und so einander kompensieren bzw. die resultierende Brechkraft verkleinern, haben beim Bonden alle Anteile der thermischen Linse das gleiche Vorzeichen. Unter Berücksichtigung der größeren Dicke des Materials im Laserstrahl führt dies zu einer stärkeren thermischen Linse.

Die Ergebnisse der FEM-Rechnungen sind in Abbildung 4.17 dargestellt. Zum Vergleich ist in der Abbildung auch die Größe des Stabilitätsbereichs eines Grundmoderesonators mit dem Grundmoderadius auf der Scheibe $\omega=0,8R_p$ dargestellt. Das ist der üblich verwendete Grundmoderadius, um bei einer gegebener Pumpfleckgröße den Grundmodebetrieb zu erreichen. Für einen Laser mit schlechterer Strahlqualität vergrößert sich der Stabilitätsbereich proportional zu M^2 . Falls die Brechkraft im Laserbetrieb unter der Stabilitätsgrenze ist, kann der Laser im vollen Pumpleistungsbereich betrieben werden. Im anderen Fall muss zuerst der Laser im Fluoreszenzbetrieb den Stabilitätsbereich erreichen. Dann kann der Laser oszillieren.

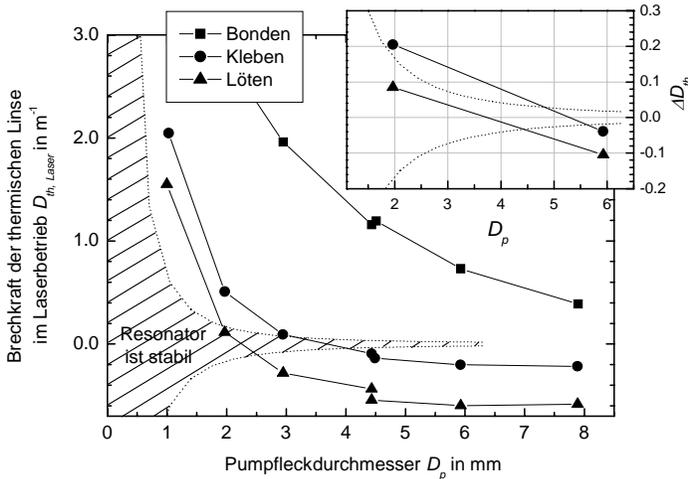


Abbildung 4.17: Brechkraft der thermischen Linse im Laserbetrieb. Oben rechts ist die Änderung der brechkraft der thermischen Linse zwischen Laser- und Fluoreszenzbetrieb eingezeichnet

Falls aber der Unterschied der Brechkräfte im Laser- und Fluoreszenzbetrieb größer als der Stabilitätsbereich ist, also die Bedingung

$$\Delta D_{th} = |D_{th, Laser} - D_{th, Fluo}| < \frac{2\lambda M^2}{\pi\omega^2} \quad (4.77)$$

nicht erfüllt ist, wird der Laser entweder zeitlich instabil oder mit begrenzter Leistung funktionieren. Ein anderer Nachteil einer großen Änderung der Brechkraft zwischen Laser- und Fluoreszenzbetrieb ist, dass der Laser nicht wieder anschwingt, wenn er aus irgendeinem Grund (z. B. eine äußere Störung) ausgeht. Die Bedingung (4.77) kann somit als die Bedingung eines zuverlässigen Betriebs genannt werden. Ein Laserbetrieb mit guter Strahlqualität ist immer ineffizienter als der Multimode-Betrieb, für den die FEM-Rechnungen gemacht wurden. Also ist auch der Unterschied ΔD_{th} kleiner. Er kann für die Abschätzung proportional zum Verhältnis der Laserleistungen bzw. der Wirkungsgrade im Betrieb mit guter Strahlqualität und im Multimode angenommen werden.

Für das Bonden bedeutet das, dass ein stabiler zuverlässiger Betrieb mit $R_p=6$ mm entweder mit $M^2>16$ oder im Grundmode mit einem Wirkungsgrad von $50\%/16=3,125\%$ möglich ist.

Für das Kleben und Löten ist der Brechkraftunterschied zwischen Laser- und Fluoreszenzbetrieb wesentlich kleiner. Es gibt sogar jeweils einen Punkt, bei dem der Unterschied verschwindet. Die Differenz ΔD_{th} ist in Abbildung 4.17 rechts oben zusammen mit der Größe des Stabilitätsbereichs eingezeichnet. Für das Löten ist die Bedingung (4.77) bis zu einer Pumpfleckgröße $R_p=2,2$ mm erfüllt. Für das Kleben liegt der Unterschied ΔD_{th} laut FEM-Rechnungen innerhalb der Stabilitätsgrenzen nur für einen kleinen Pumpfleckgrößenbereich zwischen $R_p=2,4$ mm und $R_p=2,8$ mm. Für kleinere Pumpfleckradien ist die Bedingung (4.77) bei $M^2>2$ erfüllt. Diese Aussage muss allerdings experimentell überprüft werden und gegebenenfalls muss das FEM-Modell angepasst werden.

4.4.5 Verstärkung und Beugungsverluste

Dieses Kapitel ist die Grundlage der Berechnungen des nächsten Kapitels *Pulsbetrieb*. Die Verstärkung und Beugungsverluste sind die Ausgangsdaten der FEM-Rechnungen. Die maximal erreichbare Pulsenergie ist eine anschauliche Interpretation dieser Größen.

In Abbildung 4.18 sind die Beugungsverluste für einen Grundmodestrahls mit $\omega=0,7R_p$ zusammen mit der Verstärkung der Scheibe pro Reflexion eingezeichnet. Ein etwas kleinerer Grundmoderadius ist gewählt, um die Ergebnisse für die großen Pumpflecke adäquat zu beschreiben. Für einen Pumpfleckdurchmesser von 4 mm wurde beobachtet, dass das Verhältnis $\omega=0,7R_p$ optimal für den Grundmodebetrieb und groß genug ist, um die andere Moden zu unterdrücken. Mit eben diesem Laser wurde 125 W mit $M^2=1,3$ bei einer Pumpleistung von 631 W erreicht. Die Modenverluste am Rand des Pumpflecks steigen auch für TEM₁₀ so rapide an, dass die Verluste für den nächsten Lasermode die durch den Grundmode nicht abgeräumte Restverstärkung am Rand des Pumpflecks überwiegen.

In der Berechnung für die kleineren Pumpflecke ist es sinnvoll einen größeren Grundmodestrahlsradius $\omega=0,8R_p$ zu berücksichtigen, da die Verluste am Rand des Pumpflecks so langsam ansteigen, dass der Gewinn der Leistung durch die größere Fläche des Modes den etwas größeren Beugungsverlust überwiegt.

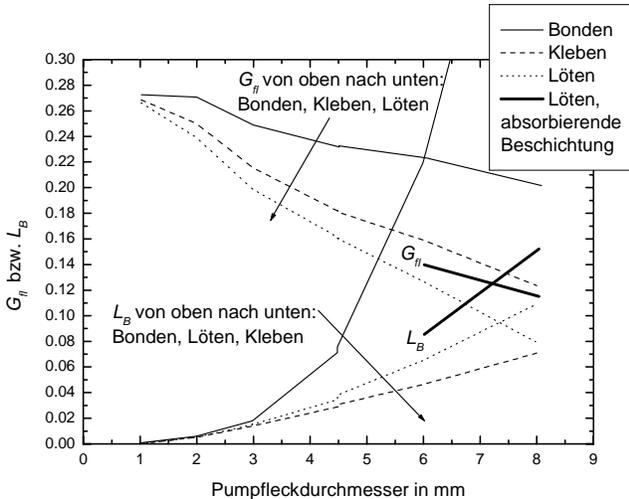


Abbildung 4.18: Grundmode-Beugungsverluste L_B für $\omega=0,7R_p$ und Verstärkung im Fluoreszenzbetrieb G_f bei einer Pumpleistungsdichte von 3 kW/cm^2 abhängig vom Pumpfleckdurchmesser

Die Verstärkung wird bei einer Pumpleistungsdichte von 3 kW/cm^2 berechnet. Nach den Messungen in Kapitel 0 steigt die Verstärkung für die höheren Pumpleistungsdichten wegen der nichtlinearen Prozesse nicht wesentlich an. Mit dem besten Kristall wurde das Verstärkungsmaximum bei $E_p=4 \text{ kW/cm}^2$ erreicht, wobei der Unterschied der Verstärkung zwischen 3 kW/cm^2 und 4 kW/cm^2 2 % beträgt.

Für den kleinsten Pumpfleck erreichen alle drei Designs eine Verstärkung von 27 %. Mit der Vergrößerung des Pumpflecks fällt die Verstärkung etwa linear ab, wobei die Unterschiede größer werden. Das Lötten weist die niedrigste und das Bonden die höchste Verstärkung auf. Mit dem größten Pumpfleckradius von 8 mm beträgt der Unterschied 12 %. Mit der absorbierenden Beschichtung kann mit einem gelöteten Kristall fast die Verstärkung eines geklebten erreicht werden.

Der gebondete Kristall zeigt erwartungsgemäß die höchsten Beugungsverluste. Die Verstärkungs- und Verlustkurven schneiden sich bei einem Pumpfleckradius von etwa $R_p=6 \text{ mm}$. Für einen noch größeren Pumpfleck ist damit kein Laserbetrieb mit dem Grundmoderadius möglich. Für das Lötten wird diese Grenze in den Rechnungen ebenfalls erreicht. Sowohl für die absorbierende als auch für die Kupfermetallisierung liegt sie geringfügig über einem Pumpfleckdurchmesser von 7 mm. Mit dem geklebten Kristall ist ein Grundmode-Laserbetrieb auch mit einem Pumpfleckdurchmesser von 8 mm möglich.

Die Berechnung der OPD einer Laserscheibe und dementsprechend der Beugungsverluste ist sehr kritisch, weil die Beugungsverluste sehr empfindlich auf die Eingangsdaten reagieren. Die zusätzliche Wärme durch nichtlineare Prozesse steigert die Verluste und reduziert die Verstärkung. Eine schlechte Einspannung oder eine schlechte Form des Laserkristalls nach dem Auflöten können die Verluste drastisch steigern. In den Rechnungen wird eine perfekte Scheibe angenommen. Um die

Begrenzung der Verstärkung zu berücksichtigen (dass die Verstärkung ab einer bestimmten Pumpleistungsdichte auch für die besten Kristalle nicht weiter ansteigt und sogar abfällt), wird im Fluoreszenzbetrieb für eine niedrige Pumpleistungsdichte von 3 kW/cm^2 gerechnet.

Ein Experimentator hat aber auch das Werkzeug um die Verluste zu reduzieren. Ein weiches Pumpprofil, das leicht durch z. B. Verstellung der Kollimation eingestellt werden kann, reduziert die Verluste bis um Faktor drei bei einem Pumpfleckdurchmesser von 3 mm [115]. Eine vergleichbare Wirkung wird auch für größere Pumpflecke erwartet. Für den Vergleich der Designs reicht aber das angenommene „Top-Hat-Profil“ aus. Die Ergebnisse können aber im Experiment drastisch verbessert werden.

4.4.6 Pulsbetrieb

Der Pulsbetrieb hat den Charme, dass aufgrund eines einzigen mit FEM berechneten Betriebspunkts Aussage über die erreichbare Pulsenergie getroffen werden können. Es ist möglich, da die Verstärkung der Laserpulse bei einer niedrigen Repetitionsrate den Zustand der Scheibe praktisch nicht ändert. Die Verstärkung erfolgt so schnell, dass sich die Temperatur der Scheibe während der Verstärkung nicht ändern kann, und die Repetitionsrate ist so niedrig, dass bei dem nächsten Puls der stationäre Zustand wieder hergestellt ist. Die Repetitionsrate muss dafür viel kleiner als die reziproke Fluoreszenzlebensdauer sein.

Zur Beschreibung dient die folgende Formel [32] :

$$G + \frac{H_{puls}}{H_s} - \frac{v_{Dd}}{2} \ln G = const \quad (4.78)$$

Sie besagt, dass in einem regenerativen Verstärker mit Umlaufverlusten bezogen auf eine Reflexionen auf der Scheibe von v_{Dd} der aufgeführte Ausdruck während der Pulsverstärkung konstant bleibt. Daraus kann die maximale Pulsenergie berechnet werden. Die Pulsenergie am Anfang der Verstärkung ist in einem regenerativen Verstärker üblicherweise sehr klein und kann gleich Null gesetzt werden. So kann die Konstante in (4.78) berechnet werden. Bei der maximalen Pulsenergie ist die Verstärkung pro Umlauf gleich den Umlaufverlusten. Daraus folgt:

$$H_{puls, max} = H_s \left[G - \frac{L_B + L_0/2}{2} \left(1 + \ln \frac{2G}{L_B + L_0/2} \right) \right] \quad (4.79)$$

Während L_B die Beugungsverluste in der Scheibe beschreibt, charakterisiert L_0 die Verluste darüber hinaus. Für den weiteren Vergleich wird ein Wert von $L_0 = 7\%$ angenommen.

Für jeden Pumpfleckdurchmesser und jedes Design sind in Abbildung 4.19 zwei Punkte dargestellt – die maximal erreichbare Pulsenergie und der Koeffizient K_{max} . Der Koeffizient zeigt, bei welchem Grundmoderadius (in Anteilen vom Pumpfleckradius) die maximale Energie erreicht wird. Mit der Vergrößerung des Grundmoderadius steigen die Beugungsverluste. Die Modenfläche steigt aber auch, so dass bei einem Modenradius das Optimum erreicht wird. Für Modenradien größer als

$0,8R_p$ sinkt die Verstärkung rapide, weil ein großer Teil des Gauss'schen Modes außerhalb des gepumpten Bereichs liegt. Deswegen wird der Energiewert bei $\omega=0,8R_p$ genommen und K_{max} gleich 0,8 gesetzt, falls das Optimum rechnerisch bei einem größeren Moderadius erreicht wird.

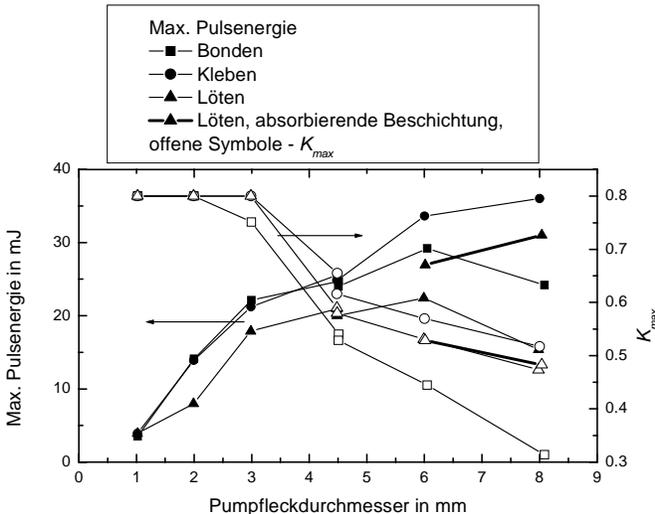


Abbildung 4.19: Maximal erreichbare Pulsenergie im Grundmodebetrieb mit Resonatorumlaufverlusten von 7 % und zwei Reflexionen auf der Scheibe pro Resonatorumlauf.

Für die Skalierung der Pulsenergie erwartet man einen parabolischen Verlauf, der für die Skalierung über die Fläche charakteristisch ist. Das Ergebnis weicht jedoch stark von diesem Verlauf ab. Der Grund dafür sind die steigenden Beugungsverluste. Die höchste Energie erreicht die geklebte Scheibe, die auch den höchsten Wert von K_{max} für die größeren Pumpflecke aufweist. Die gelötete Scheibe erreicht die maximale Energie bei dem etwa gleichen Moderadius. Das stärkere Abräumen der Inversion durch ASE führt aber zu niedrigeren erreichbaren Energien. Die absorbierende Beschichtung zeigt ihre Stärke bei den großen Pumpflecken und erreicht höhere Pulsenergie bei $D_p=6$ mm und $D_p=8$ mm als die gelötete Scheibe mit Kupfermetallisierung.

Die gebondete Scheibe weist aufgrund der hohen Verluste den niedrigsten Wert für K_{max} auf. Die dämpfende Wirkung der ASE führt aber dazu, dass die erreichbare Pulsenergie bis zu einem Pumpfleckdurchmesser $D_p=4,5$ mm gleich der der geklebten Scheibe ist. Danach wird die Modenfläche zu klein und die maximal erreichbare Pulsenergie wird kleiner als bei der geklebten Scheibe, bei $D_p=8$ mm fällt sie sogar ab.

5 Charakterisierung der Kristalle für Scheibenlaser

Von den drei oben vorgestellten Kontaktierungsmethoden wurden zwei – das Kleben und das Lötens während der Arbeit grundlegend untersucht. Das Kleben wurde zu Gunsten des Lötens aufgegeben. Der Grund hierfür war die geringe Ausbeute der guten Kristalle nach der Kontaktierung. Das Design ist zwar nach den FEM-Rechnungen vielversprechend, es ist aber nicht gelungen, reproduzierbar Kristalle mit einer planen oder sphärischen Form herzustellen, so dass sie für den Grundmodebetrieb geeignet wären.

Das Lötens ist die zur Zeit eingesetzte Methode im IFSW. Die Ausbeute des Lötens liegt bei etwa 50 % - 80 %. Um die Kristalle zu prüfen, wurde ein Prüfverfahren entwickelt, das in diesem Kapitel vorgestellt wird. Für die anderen Kontaktierungsmethoden kann das Prüfverfahren mit kleinen Anpassungen ebenfalls eingesetzt werden.

5.1 Anforderungen

Der beste Test ist es, den Laserkristall in den Laser einzubauen und ihn auszuprobieren. Da das meistens sehr zeitaufwendig ist, muss dieser Test durch eine Zahl anderer einfacherer Tests ersetzt werden. Die Einheit „kontaktierte Laserscheibe“ wird in Komponenten zerlegt, die einzeln geprüft werden. Im folgenden sind die Komponenten aufgelistet und die Anforderungen an sie festgehalten.

- **Material:** Die Rate der nichtlinearen Prozesse bei der Inversion, die durch die vorgesehene Betriebsart gegeben ist, soll so klein sein, dass sie den Laser nicht stört. Im Dauerstrichbetrieb ist die Anforderung also nicht so streng wie im Pulsbetrieb mit niedriger Repetitionsrate. Beim Ausfall des Lasers soll die Laserscheibe aufgrund der erhöhten Wärmezeugung durch die nichtlinearen Prozesse nicht zerstört werden. Im Pulsbetrieb sollen die nichtlinearen Prozesse das Erreichen der nötigen Verstärkung nicht verhindern – weder durch die Erwärmung noch durch die Begrenzung der Dichte der angeregten Ionen.
- **Kontaktierung:** Die Lötsschicht kann Poren enthalten, die Benetzung und dementsprechend die Haftung an den Oberflächen kann mangelhaft sein. Die Kontaktierungsdefekte verursachen einen höheren lokalen Wärmewiderstand und lokale Temperaturerhöhung. Die Temperaturerhöhung führt zu einer Phasenstörung für die Laserstrahlung. Außerdem ist die mechanische Verbindung schwächer. Zusammen mit der höheren Temperatur kann das zur Zerstörung des Kristalls führen. Die Kontaktierung darf also keine Fehler aufweisen oder die Fehler müssen so klein sein, dass sie weder Phasenstörung noch Zerstörung des Kristalls verursachen.
- **Form:** Die Form des Kristalls im Betriebszustand soll möglichst niedrige Beugungsverluste verursachen. Die Verbiegung der Wärmesenke und die Linse im Material sind durch die

Materialeigenschaften und die Geometrie der Wärmesenke, des Lotes und des Kristalls gegeben und können mit Hilfe von FEM berechnet werden. Die Rechnungen gehen aber davon aus, dass die Form vor dem Betrieb perfekt plan-parallel ist. Es wird also nur die Änderung der Form berechnet. Die tatsächliche Form im Betrieb ergibt sich aus der Summe der Anfangsform und der Änderung der Form im Betrieb. Wenn die Anfangsform sphärisch ist, sind die Beugungsverluste im Betrieb allein durch die Änderung der Form bestimmt. Im anderen Fall können die Verluste nicht einfach als Summe der Verluste berechnet werden. Die Verluste durch die Änderung der Kristallform im Betrieb können mit der Anfangsform auch kompensiert werden. Technologisch ist das aber schwer realisierbar. In der Regel werden die Beugungsverluste höher, wenn die Anfangsform selber Beugungsverluste verursacht. Die Form nach dem Kontaktieren muss also sphärisch sein.

- **Beschichtung:** Die Anforderungen an die Beschichtung sind im Kapitel 4.1 beschrieben. Die Beschichtung wird meistens vom Hersteller mit Hilfe einiger mitbeschichteter Testsubstrate kontrolliert. In der Regel ist keine zusätzliche Kontrolle erforderlich.
- **Pulsfestigkeit:** Falls die Laserscheibe im Puls laser eingesetzt wird, darf sie keine Defekte haben, die eine Pulszerstörung verursachen würden. Das kann mit Hilfe eines Mikroskops überprüft werden.

In dieser Reihenfolge werden unten die entsprechenden Tests beschrieben. Die letzten zwei Punkte werden nicht weiter behandelt.

5.2 Technologischer Ablauf

Ein Beispiel für einen Ablauf ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Nach der Materialzucht kann das Material hinsichtlich der Anwesenheit bzw. Stärke der nichtlinearen Prozesse getestet werden. Dafür werden einige Laserkristalle aus dem neuen Material auf üblicher Weise hergestellt (poliert, beschichtet und kontaktiert) und mit der in Kapitel 3.1 beschriebenen Methode vermessen. Alternativ können die unbeschichteten Kristalle unter direkter Wasserkühlung gepumpt werden. Ihre Oberflächentemperatur wird dabei mit dem Pyrometer vermessen. Aufgrund der Messdaten kann der Wärmeerzeugungsgrad ermittelt und die Rate der nichtlinearen Prozesse abgeschätzt werden.

Wenn das Material den gestellten Anforderungen entspricht, die von der vorgesehenen Betriebsart abhängen, werden daraus polierte Scheiben hergestellt.

Die Form und die Dicke der Scheiben müssen überprüft werden. Die notwendige Oberflächenqualität hängt ebenfalls von der vorgesehenen Betriebsart ab. Der Pulsbetrieb erfordert eine vollständige Freiheit von Defekten. Im Dauerstrichbetrieb können einige Defekte zugelassen werden. Die polierten Scheiben werden am IFSW mit einem Phasenkontrastverfahren mit koaxialer Beleuchtung von oben und einem 10-fachen Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0,25 inspiziert.

Die beschichteten Scheiben werden auf die Wärmesenken kontaktiert. Die kontaktierten Scheiben werden im Testaufbau aus dem Kapitel 5.3 untersucht. Die

Scheiben müssen im Pumpfleckbereich frei von Lot- bzw. Kontaktierungsdefekten sein. Die Form der kontaktierten Scheiben wird vermessen, der Krümmungsradius und die Beugungsverluste für den vorgesehenen Gausstrahlradius bzw. die asphärischen Anteile der Scheibenform werden ermittelt.

Nach der Kontaktierung wird die Oberflächenqualität der Kristalle unter dem Mikroskop im gleichen Verfahren wie für die unbeschichteten Kristalle untersucht. Entsprechend der Ergebnisse werden die kontaktierten Kristalle entweder als für Pulsbetrieb oder für Dauerstrichbetrieb geeignet eingestuft. Der Pulsbetrieb erfordert wieder, dass keine Defekte sich im Pumpfleck befinden.

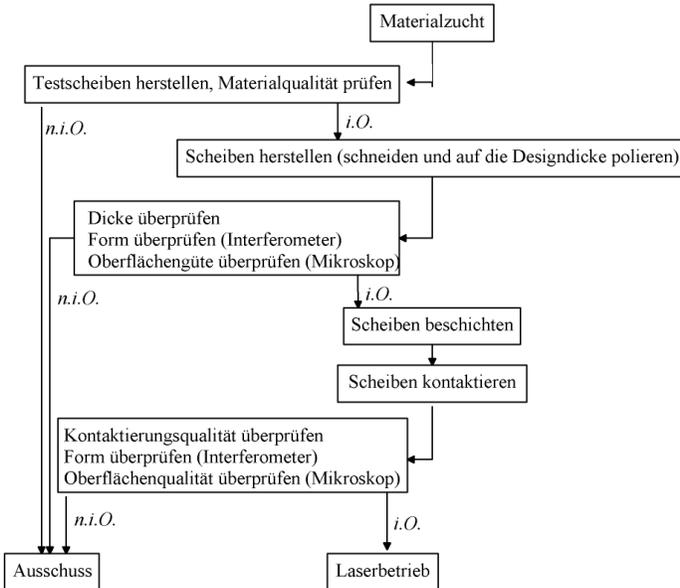


Abbildung 5.1: Prinzipieller technologischer Ablauf von der Materialzucht bis zur fertigen kontaktierten Scheibe

5.3 Kontaktierungsqualität

Wie bereits im Kapitel Löten erwähnt, erreicht die Ausbeute der gut gelöteten Kristalle zur Zeit maximal etwa 80 %. Für die schnelle Kontrolle wurde ein Testaufbau entwickelt, der im Folgenden vorgestellt wird.

Der Aufbau ist eine einfachere Version des Aufbaus, der im Kapitel 3 verwendet wurde, und ist in Abbildung 5.2 skizziert.

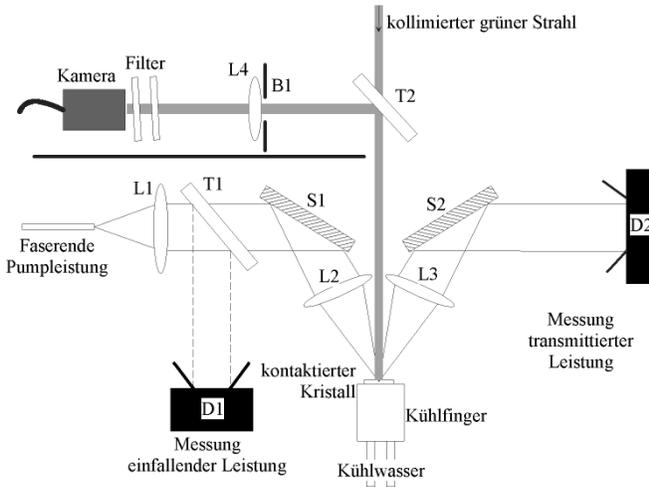


Abbildung 5.2: Skizze des Testaufbaus zur Kontrolle der kontaktierten Kristalle auf Kontaktierungsdefekte. Bedeutung der Buchstaben: S – Spiegel, T – Strahlteiler, L – Linse, B – Blende, D – Detektor.

Im Aufbau wird die Interferenz zwischen den grünen Strahlen, die von den beiden Seiten des Kristalls reflektiert werden ausgenutzt, um aufgrund des Interferenzmusters Rückschlüsse über die Kristalltemperatur ziehen zu können. Eine lokale Erwärmung deutet auf einen Kontaktierungsdefekt hin. Eine im ganzen Pumpfleck hohe Kristalltemperatur zeigt, dass zusätzliche Wärme mit z. B. nichtstrahlendem Inversionsabbau produziert wird.

Die Pumpstrahlung mit einer Wellenlänge von 940 nm und einer Leistung von 0 W bis 550 W wird mit einer Faser zum Testaufbau geführt. Die Pumpstrahlung wird mit der Linse L1 kollimiert und weiter mit der Linse L2 auf den Kristall fokussiert. Davor wird ein Teil des Pumpstrahls mit dem Strahlteiler T1 auf den Detektor D1 zur Messung der einfallenden Leistung geschickt. Die Linsen L1 und L2 legen den Abbildungsmaßstab fest, der zusammen mit dem Faserdurchmesser die Größe des Pumpflecks im Laserkristall vorgibt. Die Strecke Linse L3 und Spiegel S2 ist spiegelbildlich zur Strecke L2-S1 aufgebaut und dient zur Kollimation und Umlenkung der auf der Laserscheibe reflektierten Pumpstrahlung. Der kollimierte reflektierte Strahl wird mit dem Detektor D2 gemessen. Die Messung der einfallenden und der transmittierten Leistung macht die Bestimmung der absorbierten Leistung möglich.

Das grüne Licht wird mit einem Helium-Neon-Laser erzeugt und zu einem kollimierten Strahl mit einem Durchmesser von etwa 20 mm geformt. Dieser Strahl beleuchtet den Laserkristall und wird von ihm in sich zurückreflektiert. Ein Teil des zurückreflektierten Strahls wird mit dem Strahlteiler T3 in die Kamera gerichtet. Die Blende B2 zusammen mit dem Kurzpassfilter vor der Kamera erlauben es, das

Fluoreszenzlicht fast vollständig zu unterdrücken. Die Reflexion des grünen Strahls in sich zurück erlaubt, die Ausrichtung des Laserkristalls vor dem Test einzustellen. Die axiale Position des Laserkristalls kann dadurch eingestellt werden, dass der Detektor D2 mittig getroffen wird. Die beiden Einstellungen zusammen machen sowohl das Pumpprofil als auch die Messung der transmittierten Leistung reproduzierbar.

Der Aufbau wurde so eingestellt, dass ein Pumpfleck mit einem Durchmesser von 1,9 mm erzeugt wird. Bei einer Pumpleistung von 550 W, einer typischen Absorption von 15 % und einer Kristalldicke von 180 μm wird eine Volumendichte der absorbierten Leistung von 165 W/mm^3 erzeugt. Nach den Ergebnissen von Kapitel 3 reicht das, um die nichtlinearen Prozesse im Kristall beobachten zu können. Die Anzahl der Ringe zeigt, ob die Wärmeerzeugung im Kristall allein durch den Quantendefekt und die Fluoreszenzabsorption in der HR-Beschichtung bestimmt ist. Nach FEM-Rechnungen erreicht die mittlere Temperatur im Laserkristall im Fluoreszenzbetrieb etwa $90 \text{ }^\circ\text{C}$. Die optische Dicke des Laserkristalls ändert sich dabei für einen 180 μm -dicken Kristall um etwa 300 nm, was bei einer Reflexion auf dem Laserkristall mehr als eine Wellenlänge Wegunterschied für die beiden reflektierten Strahlen bedeutet. Also wird für ein gutes Material ohne zusätzliche Wärmeerzeugung ein Ring im Interferenzmuster erwartet.

Ein Beispiel ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Aufgrund des Grauwertes in der Mitte des Pumpflecks kann eine Temperatur T_{interf} berechnet werden, die etwa der mittleren Kristalltemperatur entspricht. Wenn N die Anzahl der vollen Übergänge weiß-weiß bzw. schwarz-schwarz in der Mitte des Pumpflecks ist, kann T_{interf} als

$$T_{\text{interf}} = \frac{\lambda N}{2d \left(\alpha_{\text{th}} n + \frac{dn}{dT} \right)} + T_{\text{Wasser}} \quad (5.80)$$

berechnet werden. λ ist die im Interferometer eingesetzte Wellenlänge.

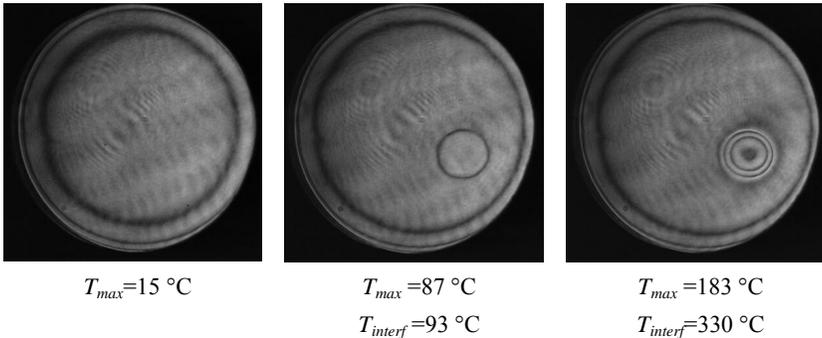


Abbildung 5.3 : Das Interferogramm einer Laserscheibe (Dicke 145 μm , Dotierung 12 %) im Testaufbau. Die Pumpleistung beträgt (von links nach rechts) 0 W, 300 W und 540 W. Das Interferometer wurde bei einer Wellenlänge $\lambda=543,5 \text{ nm}$ betrieben.

Der Ausdruck in Klammern ist für Yb:YAG bei einer Temperatur von $100 \text{ }^\circ\text{C}$ gleich $22,7 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda=632,8 \text{ nm}$. Da die thermo-optischen

Koeffizienten nur schwach temperaturabhängig sind, kann ihre Änderung mit der Temperatur vernachlässigt werden.

Die durch die Auswertung des Grauwerts in der Mitte des Pumpflecks gewonnene Temperatur T_{interf} ist größer als die mittlere Kristalltemperatur und die mit dem Pyrometer gemessene Oberflächentemperatur T_{max} . (T_{interf} und T_{max} sind unten in Abbildung 5.3 für zwei Pumpleistungen aufgeführt). Das zeigt, dass das Brechungsindex n in diesem Wellenlängenbereich von der Dichte der angeregten Ionen N_2 abhängt, was nach der KRAMERS-KRONING-Beziehung (s. Kapitel 2.4.3) wiederum bedeutet, dass in der Nähe der eingesetzten Wellenlänge von $\lambda=543,5$ nm Absorption bzw. Verstärkung vorhanden ist. Vermutlich hängt diese Absorption bzw. Verstärkung mit der Anwesenheit der nichtlinearen Zerfallsprozesse (s. Kapitel 3) zusammen, da der Unterschied zwischen T_{interf} und T_m in niedriger dotierten Materialien kleiner ist.

In der letzten Zeit wurde die Änderung der Brechzahl in Yb-dotierten Kristallen für das sichtbare Licht im angeregten Zustand ausgenutzt, um mit einem leistungsstarken Strahl ein temporäres Gitter in den Kristall zu schreiben [124]. Die Änderung der Brechzahl mit der Anregung wird mit einer anderen Polarisierbarkeit eines angeregten Yb-Ions im Vergleich zu einem nicht angeregten erklärt. Ein ähnlicher Effekt ist vermutlich hier beobachtet.

Ein Lötdefekt in der Scheibe führt zu einem lokal schlechteren Wärmekontakt. Beim Pumpen entsteht eine lokale Temperaturerhöhung, die interferometrisch sichtbar ist. In Abbildung 5.4 ist ein Beispiel dargestellt. In der linken Abbildung ist das Interferenzmuster der ungepumpten Scheibe zu sehen. Angesehen von Bildstörungen durch das Sperrfilter für das Fluoreszenzlicht zeigt die Abbildung einige konzentrische Ringe am Rand der Scheibe, die auf die nicht plan-parallele Form der Scheibe am Rand zurückzuführen sind. Der Pumpfleck ist in der Mitte der Scheibe. Er ist umrundet von zwei scharfen und einem etwas verwaschenen Ring, die durch die Temperaturerhöhung im gepumpten Bereich hervorgerufen sind. In der Mitte des Pumpflecks ist ein Lötdefekt vorhanden, der zu einer lokalen Störung des Interferenzmusters führt.

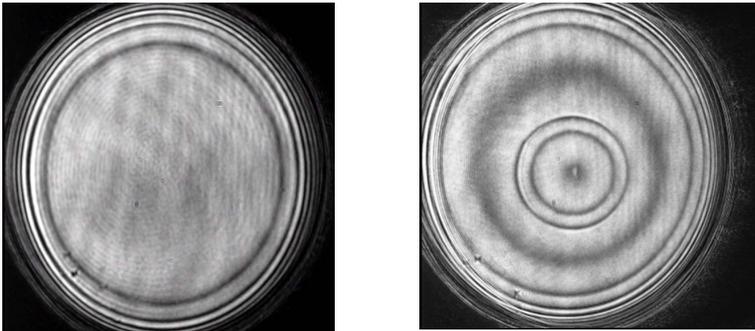


Abbildung 5.4: Eine kontaktierte Scheibe im Testaufbau. Links ist das Interferenzmuster ohne Pumpen, rechts gepumpt mit einer Leistung von 500 W

Die Berechnung der Temperaturverteilung in einer Scheibe mit Defekt ist in Anhang 7.2 beschrieben. Die Verteilung wird unter der Annahme, dass der Wärmefluss durch die untere kontaktierte Seite im Defekt gleich Null ist, berechnet. Die Formel ist - auch bei der Begrenzung der unendlichen Summen auf zwei Summanden - zu kompliziert, um hier aufgeführt zu werden. Die berechneten Anstiege der mittleren Kristalltemperatur in der Defektmittle für unterschiedliche Kristalldicken sind in Abbildung 5.5 gezeigt.

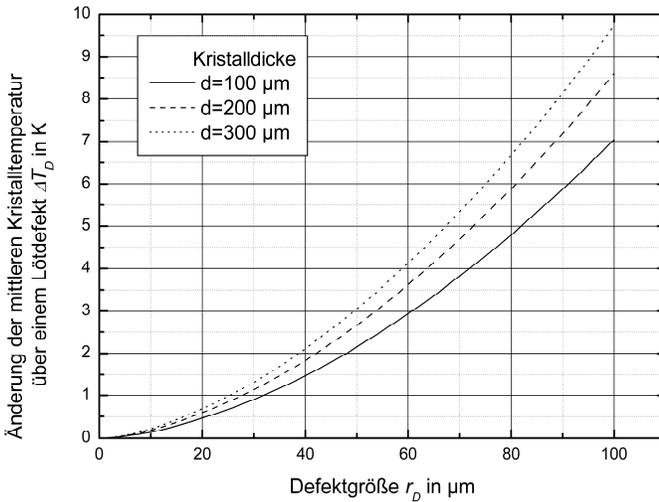


Abbildung 5.5: Erhöhung der mittleren Kristalltemperatur in der Mitte des Defekts, ΔT_D , berechnet für drei Kristalldicken bei einer Volumenwärmeerzeugung $Q_{vol}=10 \text{ W/mm}^3$.

Der Einfluss der Kristalldicke ist gering. Der Temperaturanstieg ΔT_D ist jedoch etwas größer für die dickeren Kristalle. Wenn die Kurven über absorbierte Flächenleistungsdichte aufgetragen wären (wie es im Experiment üblich ist), dann wäre die Reihenfolge anders – die dickeren Kristalle würden, einen konstanten Wärmeerzeugungsgrad vorausgesetzt, einen kleineren Temperaturanstieg ΔT_D aufweisen.

Schätzen wir die Auflösung der Testmethode ab. Der Grauwert im Interferenzmuster hängt von der Reflexion der Scheibe und von der Helligkeit des Interferometerstrahls ab. Die Reflexion der Scheibe ist von dem Phasenunterschied δ zwischen zwei Strahlen, die von HR- und von der AR-Seite des Kristalls reflektiert sind, abhängig. Die Abhängigkeit kann mit der Airy-Funktion beschrieben werden. Die Formel stimmt genau falls die Phasenverschiebung bei der Reflexion gleich Null ist.

$$R = 1 - \frac{(1 - R_{AR})(1 - R_{HR})}{1 + R_{AR}R_{HR} + 2\sqrt{R_{AR}R_{HR}} \cos 2\delta} \quad (5.81)$$

Um die maximal mögliche Auflösung abzuschätzen, ist die Kenntnis des maximalen Werts der Ableitung der Reflexion der Scheibe nach δ erforderlich. Die Ausführungen werden hier nicht gezeigt. Für die üblichen Reflexionen der Scheibenoberflächen bei einer Wellenlänge von $\lambda=543,5$ nm von $R_{ar}=0,16$ und $R_{HR}=0,6$ beträgt die Ableitung maximal

$$\left(\frac{\partial R}{\partial \delta}\right)_{\max} = 0,7 \quad (5.82)$$

Die Auflösung hängt von der eingesetzten Nachweismethode ab. Das Interferenzmuster wird mit Hilfe einer Kamera aufgenommen. Die Kamera produziert für jeden Pixel einen Grauwert (GW), der proportional der auf den Pixel einfallenden Leistungsdichte ist. Die Leistungsdichte der einfallenden Leistung kann in Grauwerten ausgedrückt werden. Der Grauwert, den die Kamera zeigen würde, wenn anstelle der Scheibe ein HR Spiegel eingebaut wäre, wird im folgenden GW_{\max} bezeichnet.

Der Defekt kann gesehen werden, wenn der Unterschied des Grauwerts im Interferenzmuster über dem Defekt mindestens eins ist. Die Bedingung für die Auflösung $\Delta\delta$ lautet

$$GW_{\max} \left(\frac{\partial R}{\partial \delta}\right)_{\max} \Delta\delta \geq 1 \quad (5.83)$$

Die minimale auflösbare Änderung der mittleren Kristalltemperatur ΔT_{\min} beträgt damit:

$$\Delta T_{\min} = \frac{\lambda}{2\pi d} \frac{1}{GW_{\max} \left(\frac{\partial R}{\partial \delta}\right)_{\max} \left(\alpha_{th} n + \frac{\partial n}{\partial T}\right)} \quad (5.84)$$

Für einen Yb:YAG-Kristall mit einer Dicke von 180 μm und eine 8-bit-Kamera, deren Auflösung voll ausgenutzt wird, beträgt die auflösbare Temperaturänderung $\Delta T_{\min}=0,12$ K. Ein Blick auf die Abbildung 5.5 zeigt, dass unter den im Testaufbau realisierten Bedingungen Defekte mit einer Größe von unter 10 μm auflösbar sind. Damit ist die Auflösung dieser Methode der Untersuchung mit Ultraschall überlegen.

Die hohe Auflösung setzt voraus, dass der dynamische Bereich einer 8-bit-Kamera voll ausgenutzt wird und das eine Änderung des Interferenzmusters um einen Grauwert wahrnehmbar ist. Das im Testaufbau aufgenommene Bild (Abbildung 5.4) zeigt, dass unterschiedliche zusätzliche Störungen in der Abbildung vorhanden sind, die durch Staub, Interferenzen in der Kamera-Chip-Beschichtung oder im Sperrfilter verursacht sind. Die reale Auflösung des Testaufbaus ist etwa um Faktor fünf niedriger, als die theoretisch berechnete. Damit ist die Auflösung vergleichbar mit der, die mit Ultraschall erreicht wird.

Die maximale Auflösung wird bei einem δ und damit bei einer mittleren Kristalltemperatur erreicht, bei der die Ableitung der Reflexion der Scheibe nach δ maximal ist. Das bedeutet, dass die Auflösung maximal ist, wenn sich die Helligkeit an der Stelle des Defekts gerade ändert. Das ist zum Beispiel der Fall in Abbildung 5.4 rechts. In der Pumpfleckmitte entsteht ein dunkler Bereich, in dem der Defekt zu sehen

ist. Bei einer niedriger oder auch einer höheren Pumpleistung wäre der Defekt nicht sichtbar.

In der Praxis kann entweder die Pumpleistung langsam erhöht werden, oder der Pumpfleck verschoben werden, was das Abtasten der ganzen Kristalloberfläche gleichzeitig möglich macht. Die Defekte werden in dem Fall besser am Rand des Pumpflecks sichtbar.

Die Temperaturverteilung über einem Defekt hat zwei Folgen für den Laserbetrieb – eine lokale Änderung der OPD und eine lokale Erhöhung der Spannungen. Die Änderung der OPD über dem Defekt durch die erhöhte Temperatur kann einfach berechnet werden

Im nächsten Kapitel wird gezeigt, dass die maximale OPD-Änderung bei einem lokalen Defekt $\lambda/20$ nicht überschreiten soll, damit die Beugungsverluste niedrig bleiben. Die Bedingung für den Temperaturanstieg über dem Defekt ΔT_D lautet:

$$\Delta T_D < \frac{1}{d} \frac{\lambda_l}{20 \left(\alpha_{th} n + \frac{\partial n}{\partial T} \right)} \quad (5.85)$$

Für einen Yb:YAG-Kristall mit einer Dicke von 180 μm beträgt der kritische Temperaturanstieg 6,3 K. Solche Defekte werden mit dem Testaufbau sicher aufgelöst.

5.4 Form

Der Ansatz, die Beugungsverluste im Betrieb zu kompensieren, indem die Form des Kristalls nach dem Kontaktieren angepasst wird, bleibt außer Betracht in dieser Arbeit. Beim Blick auf die typische OPD eines Kristalls im Betrieb (s. Abbildung 4.4) wird klar, dass dieser Ansatz technisch schwer zu realisieren ist.

Die Form des Kristalls nach dem Kontaktieren soll möglichst sphärisch sein, damit die Beugungsverluste im Betrieb allein durch die Änderung der OPD im Kristall im Betrieb definiert sind. Schauen wir einige typische Abweichungen von der Form, um die notwendige Genauigkeit der Form zu bestimmen.

Eine beliebige Form der OPD kann in eine Taylor-Reihe entwickelt werden. Der konstante und der lineare Terme beschreiben die Verschiebung und die Verkippung des Kristalls und sind für die Beugungsverluste irrelevant. Der nächste Term beschreibt den sphärischen Anteil der Kristallform, der in der paraxialen Näherung für einen Krümmungsradius R_{kr} folgendermaßen aussieht:

$$\Phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda_l} \frac{r^2}{2R_{kr}} \quad (5.86)$$

Die weiteren Terme der Taylor-Reihe beschreiben den asphärischen Anteil der Kristallform und sind für die Beugungsverluste verantwortlich. Berechnen wir beispielsweise die Beugungsverluste, die durch den kubischen Term der Taylor-Entwicklung, verursacht sind:

$$\Phi_3(r) = \frac{2\pi}{\lambda_l} A_3 \left(\frac{r}{R_3} \right)^3 \quad (5.87)$$

In dieser Form zeigt der Faktor A_3 wie groß die Abweichung von der Sphäre (in Laserwellenlängen λ_l) bei einem Radius R_3 ist. Die nach dem Verfahren, der in Kapitel 2.4.1 beschrieben ist, berechneten Verluste sind in Abbildung 5.6 dargestellt.

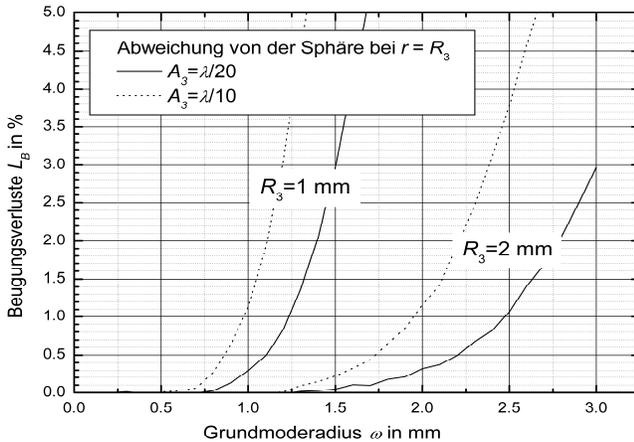


Abbildung 5.6: Beugungsverluste eines Grundmodestrahls mit dem gegebenen Moderadius ω für eine asphärische Formabweichung, die mit (5.87) beschrieben ist.

Diese Art der Abweichung von der idealen Form ist großflächig und steigt zum Rand hin. Sie kann z. B. durch die Formfehler der Politur entstehen. Die Beugungsverluste sollen mit den üblichen resonatorinternen Verlusten von etwa 0,2 % verglichen werden. Die notwendige Formgenauigkeit bei dem im Laserbetrieb vorgesehenen Grundmodestrahlradius beträgt dabei etwa $\lambda/20$.

Eine andere Art der Abweichung, die häufig auftritt, ist ein lokaler Formfehler, der wesentlich kleiner ist als der Pumpfleck. Solche Formdefekte können z. B. durch einen Lötdefekt oder durch einen Polierfehler, der durch ein nicht vollständiges Ansprennen des Kristalls beim Polieren verursacht werden. Die Defekte können sich natürlich überall im Pumpfleck befinden. Die größten Verluste entstehen aber, wenn der Defekt in der Mitte ist, weil die Strahlintensität in der Mitte am höchsten ist. Die lokale Störung der OPD wird mit einer Gauss-Funktion modelliert:

$$\Phi_D = \frac{2\pi}{\lambda_l} A_D \exp\left(-2 \frac{r^2}{r_D^2}\right) \quad (5.88)$$

Der Koeffizient A_D zeigt die maximale Formabweichung bei $r=0$ in Laserwellenlängen. In Abbildung 5.7 sind die berechneten Beugungsverluste für zwei Defektradien $r_D=0,2$ mm und $r_D=0,6$ mm gezeigt.

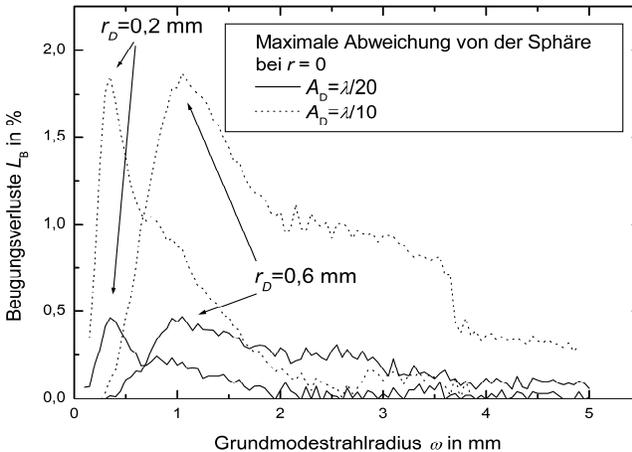


Abbildung 5.7 : Beugungsverluste eines Grundmodestrahls mit dem gegebenen Moderradius ω für eine asphärische Formabweichung, die mit (5.88) beschrieben ist.

Sie verhalten sich anders als die Beugungsverluste, die durch den kubischen Term in der Form hervorgerufen sind. Die Verluste erreichen das Maximum bei einem Grundmoderradius, der etwa zweimal größer als r_D ist, und fallen wieder ab für größere Modenradien. So es ist denkbar, dass die Kristalle mit den kleinen lokalen Defekten mit großen Modenradien mit wenig Verlust betrieben werden können. Dagegen spricht der mögliche Symmetriebruch durch die Formdefekte. Wenn der Formdefekt sich nicht in der Mitte des Pumpflecks befindet, kann das Anschwingen der höheren Moden begünstigt werden, die an der Stelle des Defekts ein Intensitätsminimum besitzen.

Bei einer maximalen Abweichung der Form von $\lambda/20$ betragen die Beugungsverluste unabhängig von der Defektgröße im Maximum 0,46 % und fallen für größere Grundmodestrahlradien ab. Bei einem Defektradius von $r_D=0,2$ mm erreichen die Beugungsverluste einen Wert von 0,2 % bei $\omega=1$ mm. Für $r_D=600$ μm passiert dies bei $\omega=3$ mm. Insgesamt lässt sich feststellen, dass sowohl die Größe als auch die Amplitude der Phasenstörung bei den lokalen Defekten wichtig sind. Die Amplitude der Phasenstörung von $\lambda/20$ kann wieder als ein Richtwert ausgewählt werden.

Die Form der Kristalle wird während der Herstellung zweimal kontrolliert: nach dem Polieren und nach dem Kontaktieren. Für die Kontrolle nach dem Polieren kann entweder die Interferenz zwischen den Strahlen, die von beiden Seiten des Kristalls reflektiert werden, ausgenutzt werden, oder der Kristall kann vor einem Endspiegel eines Twyman-Green-Interferometers platziert werden. Die zweite Methode liefert die genaueren Ergebnisse, wobei die erste schneller ausführbar ist. Bei entsprechender Übung kann die Form sogar mit dem bloßen Auge und Tageslicht überprüft werden. Die Kohärenzlänge des Lichtes reicht aus, um das Interferenzmuster zu sehen. Die

notwendige Genauigkeit wird aber nur mit dem Interferometer erreicht, da mit dem bloßen Auge nur Phasenstörungen von $\lambda/2$ (λ ist hier die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes also etwa 500 nm) gut erkennbar sind.

Für die Kontrolle der Form nach dem Kontaktieren kann ein Twyman-Green-Interferometer mit einer infraroten Lichtquelle eingesetzt werden. Dies hat den Vorteil, dass die Reflexion von der AR-Seite des Kristalls, die das Interferenzmuster stört, eliminiert werden kann. Die Wellenlänge des Interferometers soll bei einer Wellenlänge mit niedriger Absorption im Lasermaterial liegen, die Reflexion der AR-Beschichtung soll aber immer noch ausreichend niedrig bleiben.

Wegen den genannten Anforderungen wurde eine fasergekoppelte Laserdiode mit einer Wellenlänge von 990 nm eingesetzt. Mit ausreichend hoher Leistung (>20 mW) konnte sogar die Form des Kristalls im Betrieb vermessen werden, da sowohl Laser- und Fluoreszenzstrahlung als auch Pumpstrahlung mit einem Bandpassfilter gesperrt werden können.

Die Genauigkeit der Vermessung der absoluten Form liegt für ein Interferometer üblicherweise bei etwa $\lambda/20$. Sie ist somit ausreichend für Scheibenlaseranforderungen, da die Wellenlänge der eingesetzten Lichtquelle kürzer als die Laserwellenlänge ist.

Das Interferenzmuster wird meistens rechnerisch ausgewertet. Es kann aber auch ein sphärischer Referenzspiegel bzw. ein Linsensystem im Referenzarm verwendet werden um den sphärischen Anteil der Scheibenform abzuzeigen. Die Reststörungen können dann ohne rechnerische Auswertung qualitativ bewertet werden.

Das Linsensystem kann so kalibriert werden, dass z. B. durch Verschiebung einer Linse unterschiedliche Krümmungsradien eingestellt werden können. Durch die Vermessung des eingestellten Abstands kann der Krümmungsradius der Scheibe ermittelt werden. Allerdings liefert diese Methode keine quantitative Aussagen über die Größe der verbleibenden asphärischen Anteile der Form, falls sie deutlich unter $\lambda/2$ liegen.

Mit Hilfe von Software-Auswertung des Interferenzmusters kann entweder eine maximale Abweichung von der sphärischen Form bei einem bestimmten Prüfdurchmesser angegeben werden oder die Beugungsverluste für einen Gausstrahlradius ω mit Hilfe des Programms CALCBRENN können ausgerechnet werden. Für jede Scheibe kann ein Grundmoderadius bestimmt werden, bei dem entweder die ausgerechneten Beugungsverluste einen Grenzwert von z. B. 1 % nicht überschreiten oder die Abweichung von der sphärischen Form kleiner als eine bestimmte maximale Abweichung von z. B. $\lambda/20$ ist. Die Scheibe gilt nach dem Ergebnis des Tests als geeignet für einen Betrieb mit guter Strahlqualität mit einem Strahlradius auf der Scheibe kleiner als der im Test ermittelte Radius.

6 Zusammenfassung

Im Scheibenlaserdesign liegt das Lasermaterial in Form einer dünnen Scheibe vor. Die typische Dicke der Scheibe beträgt 0,2 mm bei einem Durchmesser von einigen mm bis einigen cm. Die Scheibe wird im Laser meistens als „aktiver“ Resonatorspiegel eingesetzt. Dementsprechend werden hohe Anforderungen an die Form und Position bzw. Ausrichtung der Laserscheibe gestellt, die den Anforderungen an einen Resonatorspiegel bzw. Spiegelhalter gleich sind. Um die Anforderungen mit einer dünnen Scheibe zu erfüllen, die selber keine mechanische Stabilität besitzt, muss die Scheibe auf einem Träger kontaktiert werden. Das hat zusätzlich den Vorteil, dass die Scheibe nach der Kontaktierung viel einfacher in der Handhabung ist.

Nach der Kontaktierung kann die Scheibe ausführlich getestet werden, so dass die Einheit „kontaktierte Scheibe“ ein Ersatzteil mit bekannten Eigenschaften für einen Laseringenieur darstellt. Diese Arbeit befasst sich mit der Frage, wie dies praktisch realisiert werden kann.

Zuerst wird in der Anlehnung auf die früheren Arbeiten am IFSW ein einfaches analytisches Modell des Scheibenlasers aufgestellt. Das Modell wird einerseits benutzt, um die Anforderungen an die Kontaktierung zu formulieren. Andererseits werden mit Hilfe des Modells die für das Scheibenlaserdesign spezifischen Anforderungen an das Lasermaterial geklärt. Im Scheibenlaserdesign wird das Lasermaterial sehr effektiv benutzt. Im effizienten Laserbetrieb beträgt die extrahierte Laserleistung pro Volumen einige hundert W/mm^3 . In Mittel wird jedes Laserion einige Mal während seiner Fluoreszenzlebensdauer für stimulierte Emission der Laserstrahlung benutzt. Im Pulsbetrieb muss eine hohe Dichte der angeregten Ionen für einen effizienten Betrieb erreicht werden.

Die Experimente haben gezeigt, dass unter diesen Bedingungen Zerfallsprozesse im Lasermaterial existieren, die zusätzlich zu stimulierter und spontaner Emission die Anregung abbauen und die Wärmeerzeugung im Material erhöhen. Um diese Prozesse quantitativ zu beschreiben, wurde ein Messaufbau entwickelt, der eine gleichzeitige Messung der einfallenden und der transmittierten Pumplleistung, der Oberflächentemperatur des Kristalls, der Kleinsignalverstärkung im Dauerstrichlaser- und Fluoreszenzbetrieb (ohne Laserbetrieb) ermöglicht. Die gemessenen Größen erlauben die Berechnung der Zerfallsrate des angeregten Zustands und der Wärmeerzeugung im Lasermaterial. Yb:YAG Kristalle mit Dotierungen zwischen 4,2 % und 15,7 % wurden vermessen. Im Laserbetrieb zeigen die niedriger als 10 % dotierten Materialien eine Wärmeerzeugung, die dem Quantendefekt entspricht. Die mit 12,7 % und höher dotierten Materialien weisen eine um einige Prozent höhere Wärmeerzeugung auf, die auf eine Quanteneffizienz zurückschließen lässt, die niedriger als eins ist. Leicht unterschiedliche Wärmeerzeugungen wurden für zwei mit 12,7 % dotierte Materialien vermessen. Dieser Unterschied deutet darauf hin, dass mit steigender Dotierung höhere Ansprüche auf die Zuchtbedingungen und die Reinheit des Lasermaterials gestellt werden müssen.

Im Fluoreszenzbetrieb ist die Verstärkung der Kristalle begrenzt und erreicht ein Maximum bei einer absorbierten Leistungsdichte, die weit unter der Sättigungsleistungsdichte von Yb:YAG liegt. In den letzten Messungen hat das mit

5 % dotierte Material die höchste Verstärkung von etwa 28 % erreicht. Die höher dotierten Materialien erreichen eine niedrigere Verstärkung, wobei die maximal erreichbare Verstärkung mit steigender Dotierung abfällt.

Die Auswertung der Messungen hat ergeben, dass die Zerfallsrate stark von der Dichte der angeregten Ionen abhängt und im Temperaturbereich von 20 °C bis 200 °C nur schwach von der Temperatur abhängig ist. Es gibt mindestens zwei Zerfallsprozesse, die zusätzlich zu stimulierter und spontaner Emission die Anregung abbauen. Die Rate des ersten Prozesses ist niedriger als die Rate der spontanen Fluoreszenz und steigt langsam mit der Dichte der angeregten Ionen an. Der zweite Prozess setzt bei einer Schwellendichte der angeregten Ionen ein und begrenzt die Dichte der angeregten Ionen auf diesen Schwellenwert. Diese zwei Prozesse weisen unterschiedliche Wärmeerzeugungsgrade auf. Im ersten, langsamen Prozess wird 20 % der Energie des Pumpphotons in Wärme umgewandelt. Im Schwellenprozess wird die Hälfte der Anregungsenergie in Wärme umgewandelt.

Die Schwellendichte der angeregten Ionen ist von der Dotierung abhängig. Je höher die Dotierung ist, desto niedriger ist die Schwellendichte der angeregten Ionen. Für Puls laser, die eine hohe Verstärkung erfordern, können nur Materialien mit einer Dotierung von unter 10 % eingesetzt werden. Eine Dotierung von 12 % ist als kritisch anzusehen, da die vermessenen Materialien Qualitätsschwankungen aufweisen. Eine hohe Effizienz kann trotzdem erzielt werden, da eine kleinere Dicke der Kristalle erforderlich ist und daher die Kristalltemperatur niedrig ist.

Nach der Auswahl des Materials können daraus Scheiben gefertigt werden, die anschließend beschichtet werden. Außer den üblichen Anforderungen an die Reflexion der Beschichtung werden im Scheibenlaserdesign weitere Anforderungen gestellt. Die Beschichtung soll einen niedrigen Wärmewiderstand und eine hohe mechanische Festigkeit besitzen und soll an das jeweilige Kontaktierungsverfahren angepasst sein. Für das Löten der Laserkristalle bedeutet dies, dass die Beschichtung eine Diffusionsperme und eine abschließende Goldschicht besitzen soll. Diese metallischen Schichten führen dazu, dass die Fluoreszenz, die unter großen Einfallswinkeln auf die HR-Seite der Laserscheibe trifft und durch den dielektrischen Spiegel transmittiert wird, in diesen metallischen Schichten absorbiert wird. Das führt zu einer zusätzlichen Wärmeerzeugung, die die Effizienz des Lasers senkt. Durch Wahl eines Materials mit hoher Reflexion (z. B. Kupfer) für die erste metallische Schicht kann diese Wärmeerzeugung reduziert werden. Für die größeren Pumpflecke kann aber auch ein absorbierendes Material, das auf Kosten der zusätzlichen Wärmeerzeugung die ASE unterdrückt, vorteilhaft sein. Die numerischen Rechnungen zeigen, dass für einen Pumpfleckdurchmesser größer als 6 mm eine absorbierende Beschichtung für den gepulsten Laserbetrieb vorteilhaft ist.

Der nächste Bearbeitungsschritt, der in dieser Arbeit behandelt wird, ist die Kontaktierung des Kristalls. Vier Methoden – das Aufpressen, das Löten, das Kleben und das Bonden – wurden experimentell untersucht. Anhand der numerischen Berechnungen wurden die letzten drei miteinander verglichen.

Das Löten ist die aktuelle Kontaktierungsmethode im IFSW. Die mechanischen Eigenschaften der Lote und ihre Schmelztemperatur spielen für die Kontaktierung eine entscheidende Rolle. Das eutektische Lot Gold-Zinn (80 % Gold 20 % Zinn nach

Gewicht) besitzt bei einer relativ niedrigen Schmelztemperatur von 280 °C eine sehr hohe mechanische Zugfestigkeit von 280 MPa und wird zum Löten der Scheiben eingesetzt. Die Lötverbindung soll im gepumpten Kristallbereich keine Fehler (Kontaktdefekte) aufweisen. Fehlt an einer Stelle der Wärmekontakt, wird die Temperatur des Kristalls lokal höher. Das führt zu einer lokalen Phasenstörung, die für den Laserbetrieb mit guter Strahlqualität störend ist. Die größeren Defekte können sogar eine Kristallzerstörung verursachen. Die Lötprozedur wird ausführlich beschrieben. Die Erfolgsquote – Verhältnis von der Anzahl der ohne Defekte im Pumpfleck gelöteten Kristalle zur Gesamtanzahl – beträgt 50 % bis 80 % für einen Pumpfleckdurchmesser von 3 mm und wird für die größeren Pumpfleckdurchmesser niedriger.

Ein Laserkristall kann ebenfalls auf die Wärmesenke geklebt werden. Alle Klebstoffe besitzen allerdings eine niedrige Wärmeleitfähigkeit von unter 1 W/m/K. Um einen niedrigen Wärmewiderstand zu erreichen, muss die Klebstoffschichtdicke unter 1 µm sein. Das ist technologisch möglich, wenn dünnflüssige Klebstoffe eingesetzt werden und das Kleben unter Druck stattfindet. Das Anlegen vom Druck stellt allerdings ein technologisches Problem dar, da es schwierig ist, eine gute Kristallform beim Anpressen herzustellen. Eine Klebeapparatur mit simultaner Formanalyse ist notwendig. Die Möglichkeit die Form schnell zu fixieren, wie z. B. durch Aushärten mit UV, ist vorteilhaft.

Unter dem Begriff Bonden wird eine Kontaktierungsmethode verstanden, bei der die Laserscheibe mit einem transparenten Träger aus z. B. YAG durch Diffusionsbonden verbunden wird. Die Laserscheibe wird in diesem Fall direkt mit Wasser gekühlt. Die resonatorinterne Laserstrahlung durchquert den transparenten Träger. Da der Träger relativ dick sein soll, um eine ausreichende mechanische Festigkeit zu besitzen, findet ein dreidimensionaler Wärmefluss im Träger statt. Das führt bei den betrachteten Pumpfleckdurchmessern (kleiner als 8 mm) zu einer stärkeren thermischen Linse als in den anderen Designs. Die Variation der Brechkraft des sphärischen Anteils der thermischen Linse ist für einen gebondeten Kristall größer als die Größe des Stabilitätsbereichs eines Grundmoderesonators. Die großen asphärischen Anteile der thermischen Linse verursachen zudem hohe Beugungsverluste im Betrieb mit guter Strahlqualität. Dieses Design ist jedoch vorteilhaft für die Unterdrückung von ASE. Durch ASE wird mit zunehmender Pumpfleckgröße ein großer Anteil der Anregung abgebaut, so dass bei einer gelöteten Scheibe die Verstärkung von 27 % bei einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm gemäß der Modellrechnungen auf 8 % bei einem Pumpfleckdurchmesser von 8 mm abfällt. Für eine gebondete Scheibe ist diese Abnahme nicht so stark ausgeprägt, so dass die Verstärkung auch bei einem Pumpfleckdurchmesser von 8 mm 20 % beträgt.

Nach der Kontaktierung wird die Form der kontaktierten Kristalle vermessen, die Kontaktierungsqualität wird in dem dafür entwickelten Testaufbau kontrolliert und die Oberflächen des Kristalls werden unter dem Mikroskop aufgenommen.

Die vermessene Form lässt sich mittels Software auswerten, so dass ein Durchmesser angegeben werden kann, innerhalb dessen die Abweichung von der sphärischen Form ausreichend klein ist. Als Richtwert kann $\lambda/20$ angenommen werden. Nach der Überprüfung der Kontaktierungsqualität wird ebenfalls ein defektfreier Durchmesser

ermittelt. Diese zwei Durchmesser ergeben entsprechend dem vorgesehenen Betriebsart die für diesen Kristall zulässige Pumpfleckgröße. Am Ende des Herstellungsprozesses steht somit eine kontaktierte Laserscheibe, die in einem Laser mit maximal dem ermittelten Pumpfleckdurchmesser eingesetzt werden kann.

7 Anhang

7.1 Einfluss der dreidimensionalen Wärmeleitung

Um den Einfluss der dreidimensionalen Wärmeleitung abzuschätzen, werden wir die folgende mathematische Aufgabe lösen. Eine radial unendliche Scheibe mit einer Dicke d wird innerhalb eines Radius R_p homogen im Volumen geheizt mit einer Volumenwärmeleistungsdichte Q_{vol} . Die Achse z ist senkrecht zur Scheibe. Die obere Seite der Scheibe befindet sich bei $z=0$. Die untere Seite ist gekühlt, so dass die Temperatur der unteren Seite konstant bleibt. Mathematisch suchen wir nach der Lösung der Wärmeleitungsgleichung (7.89)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \begin{cases} -\frac{Q_{vol}}{\lambda_m}, & r \leq R_p \\ 0, & r > R_p \end{cases} \quad (7.89)$$

mit den Randbedingungen (7.90).

$$\left\{ \begin{array}{l} T(z = -d) = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \end{array} \right. \quad \text{und} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \\ T(r \rightarrow \infty) = 0 \\ T \text{ ist stetig bei } r = R_p \end{array} \right. \quad (7.90)$$

Die Gleichung mit diesen Randbedingungen ist analytisch lösbar mittels Trennung der Variablen r und z . Die Lösung ist die Summe einer unendlichen Reihe (7.91).

$$T(r, z) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} C_n I_0(\omega_n r) \cos(\omega_n z) + \frac{Q_{vol}}{\lambda_m} (d^2 - z^2), & \text{für } r \leq R_p \\ \sum_{n=0}^{\infty} D_n K_0(\omega_n r) \cos(\omega_n z), & \text{für } r > R_p \end{cases}, \text{ mit} \quad (7.91)$$

$$\omega_n = \frac{1}{d} \left(\frac{\pi}{2} + m\pi \right)$$

Die Koeffizienten C_n und D_n können aus der Kontinuitätsbedingung bei $r=R_p$ berechnet werden.

$$C_n = - \frac{A_n}{I_0(\omega_n R_p) + I_1(\omega_n R_p) \cdot \frac{K_0(\omega_n R_p)}{K_1(\omega_n R_p)}} \quad (7.92)$$

$$D_n = -C_n \cdot \frac{I_1(\omega_n R_p)}{K_1(\omega_n R_p)}$$

Die Koeffizienten A_n in (7.92) sind die Fourier-Koeffizienten der parabolischen Funktion von z in (7.91).

$$A_n = 32 \frac{d^2 Q_{vol} \cdot (-1)^n}{(1+2n)^3 \pi^3 \lambda_{th}} \quad (7.93)$$

Diese parabolische Funktion ist die spezielle Lösung der inhomogenen differentiellen Gleichung für die Temperaturverteilung innerhalb des Pumpflecks. Für ein eindimensionales Modell, wenn die Temperatur nur von die z-Koordinate abhängt beschreibt diese parabolische Funktion die Temperaturverteilung entlang der Scheibenachse. Im zweidimensionalen Modell beschreibt sie für einen großen Pumpfleck die Temperaturverteilung entlang der z-Achse in der Mitte des Pumpflecks.

Um die Vorteile des Scheibenlaserdesigns zu nutzen, muss der Temperaturgradient möglichst parallel zur Scheibenachse sein. Im Praxis bedeutet das, dass der Quotient R_p/d groß ist. Die Koeffizienten C_n und D_n können in dem Fall einfacher geschrieben werden, wie

$$\begin{aligned} C_n &= -\frac{1}{2} A_n \exp(-\omega_n R_p) \sqrt{2\pi\omega_n R_p} \\ D_n &= \frac{1}{2} A_n \exp(\omega_n R_p) \sqrt{\frac{\pi}{2\omega_n R_p}} \end{aligned}, \text{ für } \frac{R_p}{d} \gg 1 \quad (7.94)$$

Es kann weiter gezeigt werden, dass für $r=0$ die Summe in dem Ausdruck für die Temperaturverteilung im Pumpfleck in (7.91) für $R_p/d \gg 1$ verschwindend klein wird und die Temperaturverteilung entlang „z“ sich der Lösung der eindimensionalen Gleichung nähert.

Bestimmen wir jetzt mathematisch die Bedingung, dass der Temperaturgradient möglichst parallel zu „z“ ist. Dies bedeutet, dass die Wärme, die durch die Stirnfläche der Scheibe innerhalb des Pumpflecks E_{wz} abgeführt ist viel größer ist als die Wärme, die durch den Pumpfleckrand nach außen aus dem Pumpfleck abgeführt wird (E_{wr}). Die abgeführte Wärmeleistung kann als Integral des entsprechenden Temperaturgradienten berechnet werden.

$$\begin{aligned} E_{wz} &= -\lambda_{th} \int_{r=0}^{R_p} 2\pi r \frac{\partial T}{\partial z} dr \\ E_{wr} &= \lambda_{th} \int 2\pi R_p \frac{\partial T}{\partial r} dz \end{aligned} \quad (7.95)$$

Das Verhältnis der beiden Wärmeleistungen kann für den Fall, dass der Pumpfleckdurchmesser viel größer als die Dicke ist, analytisch berechnet werden.

$$\frac{E_{wz}}{E_{wr}} = \frac{1,84 R_p}{d} - 1 \quad (7.96)$$

Dieses Verhältnis hängt nur von dem Quotienten aus R_p und d ab. Bereits wenn der Pumpfleckradius sechsmal größer als die Scheibendicke ist, ist die radial abgeführte Wärme zehnmal kleiner als die innerhalb des Pumpflecks durch die Kühlfläche abgeführte Wärme. Dies ist auch die Grenze, ab der das eindimensionale Modell eingesetzt werden darf. Die Abweichung der Temperatur in der Mitte bei $r=0$ an der

Stirnfläche der Scheibe ($z=0$) von der mit der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung berechneten beträgt weniger als 0,1 %.

7.2 Temperaturverteilung über einen Lötdefekt

Berechnen wir die Temperaturverteilung über einen Lötdefekt unter den gleichen Annahmen, wie im vorigen Kapitel. Die Grenzbedingungen verändern sich, so dass der axiale Wärmefluss durch die untere Seite im Defekt bei $r < r_D$ Null ist. Der Radius des Defekts beträgt also r_D und der Defekt ist rund. Außerdem wird die Ebene $z=0$ auf die untere Seite des Kristalls gelegt.

$$\left\{ \begin{array}{l} r > r_D, T(z=0) = 0 \\ r < r_D, \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=d} = 0 \end{array} \right. \quad \text{und} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \\ T(r \rightarrow \infty) = 0 \\ T \text{ ist stetig bei } r = r_D \end{array} \right. \quad (7.97)$$

Die Gleichung wird wieder durch Trennung der Variablen r und z für beide Bereiche – über den Defekt und außerhalb – gelöst. Die Lösung ist jeweils die Summe einer unendlichen Reihe:

$$T(r, z) = \left\{ \begin{array}{l} C_0 - \frac{1}{4} \frac{Q_{vol} r^2}{\lambda_{th}} + \sum_{n=1}^{\infty} C_n I_0(\Omega_n r) \cos(\Omega_n z), \text{ für } r \leq r_D \\ -\frac{1}{2} \frac{Q_{vol} z^2}{\lambda_{th}} + \frac{Q_{vol} dz}{\lambda_{th}} + \sum_{n=0}^{\infty} D_n K_0(\omega_n r) \sin(\omega_n z), \text{ für } r > r_D \end{array} \right. \quad (7.98)$$

Die Lösung außerhalb des Defekts stellt die Summe der Lösung des eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung ohne Defekt (2.33) und der unendlichen Summe, die mit steigender Entfernung vom Defekt asymptotisch gegen Null strebt.

Die Koeffizienten Ω_n und ω_n werden gewählt, um die Randbedingungen zu erfüllen.

$$\Omega_n = \frac{\pi n}{d}; \quad \omega_n = \frac{\pi n}{d} + \frac{\pi}{2d} \quad (7.99)$$

Die Koeffizienten C_n und D_n können nicht einfach, wie im vorigen Kapitel gefunden werden, weil eine Summe Kosinus- und die andere Sinus-Terme beinhaltet. Deswegen kann nur eine Näherungslösung gefunden werden, indem die Summierung nach einer endlichen Anzahl der Summanden unterbrochen wird.

Die Randbedingungen an der Grenze des Defekts (7.97) müssen erfüllt werden. Jede wird für die gefundene Näherungslösung mit $\cos(\Omega_n z)$ multipliziert und integriert über die Scheibendicke. Das führt zu einem linearen Gleichungssystem. Das System kann gelöst und die Koeffizienten C_n und D_n gefunden werden.

Um das Auflösungsvermögen der Testmethode abschätzen zu können, muss bei $r=0$ die mittlere Temperatur berechnet werden und mit der mittleren Temperatur weit weg vom Defekt verglichen werden. Die mittlere Temperatur bei $r=0$ kann durch Integration der Funktion $T(r, z)$ über z gefunden werden. Für die Berechnung des

Temperaturanstiegs ist die Kenntnis des Koeffizienten C_0 ausreichend. Der Anstieg der mittleren Kristalltemperatur in der Mitte des Defekts ΔT_D beträgt

$$\Delta T_D = C_0 - \frac{Q_{vol} d^2}{3\lambda_{th}} \quad (7.100)$$

und ist gleich Null für einen Defektradius von Null.

Die mittlere Temperatur der Scheibe skaliert direkt proportional zu Q_{vol}/λ_{th} , weil sowohl die Wärmeleitungsgleichung als auch die Randbedingungen mit diesem Faktor normiert werden können.

7.3 Gleichungen und Aufgaben der Elastizitätstheorie

In diesem Kapitel werden einige nützliche Formeln überwiegend aus dem Werk von LANDAU UND LIFSCHITZ [118] und aus der Elastizitätstheorie von TIMOSHENKO [119] dargestellt und den Gegebenheiten des Scheibenlaserdesigns angepasst. Die Bezeichnungen sind so geändert worden, dass sie mit dieser Arbeit und mit ISO-Empfehlungen konform sind. Mit Hilfe der Formeln werden einige Aufgaben gelöst, die in der Arbeit verwendet werden.

Zuerst wird die axiale Symmetrie des Scheibenlaserdesigns ausgenutzt, um die allgemeinen Formeln der Elastizitätstheorie zu vereinfachen. Mit Hilfe der Formel werden die beim Löten der Laserscheiben entstehenden Spannungen berechnet. Um die Temperaturverteilung zu berücksichtigen, kann eine andere Potenzialfunktion ψ eingefügt werden. Mit ihrer Hilfe kann z. B. die Verbiegung der Wärmesenke durch den Wärmefluss berechnet werden. Im Anschluss wird die Näherung der dünnen Platten (manchmal auch dünnen Scheiben genannt) vorgestellt, da sie den Größenverhältnissen im Scheibenlaserdesign am Nächsten kommt. Im Rahmen der Näherung wird ebenfalls eine einfache Aufgabe gelöst.

7.3.1 Axial symmetrische Formulierung der Gleichungen

Die Gleichungen werden im zylindrischen Koordinatensystem formuliert mit Koordinaten (r, φ, z) . Die Verschiebungen werden durch einen Verschiebungsvektor u_i ausgedrückt, der die Komponenten (u, θ, w) besitzt. Der Verzerrungstensor u_{ij} lässt sich wie

$$u_{ij} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \\ 0 & \frac{u}{r} & 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} & 0 & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (7.101)$$

schreiben. Der Spannungstensor σ_{ij} besitzt ebenfalls nur vier unabhängige Komponenten:

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \lambda(\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} & 0 & 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) \\ 0 & \lambda(\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) + 2\mu \frac{u}{r} & 0 \\ 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right) & 0 & \lambda(\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (7.102)$$

In Klammern bei den diagonalen Elementen steht die Summe der diagonalen Komponenten von u_{ij} , die die Divergenz des Vektors u_i bildet. Die Koeffizienten λ und μ sind Lamé-Koeffizienten, die durch Elastizitätsmodul E_{elast} und Poissonzahl ν ausgedrückt werden können.

$$\lambda = \frac{E_{elast}\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)} \quad (7.103)$$

$$\mu = \frac{E_{elast}}{2(1+\nu)}$$

Die reziproke Umwandlung ist ebenfalls möglich mit den Formeln:

$$u_{rr} = \frac{1}{E} [\sigma_{rr} - \nu(\sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{zz})] \quad (7.104)$$

$$u_{rz} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{rz}$$

Die Spannungen und Verschiebungen müssen den Randbedingungen und im Gleichgewicht der Gleichung (7.105) genügen, die die Gleichgewichtsbedingung eines infiniten kleinen Volumens $rdrd\varphi dz$ ausdrückt.

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}}{r} = F_r \quad (7.105)$$

$$\frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rz}}{r} = F_z$$

Die zwei Komponenten des Vektors F_i auf der rechten Seite der Gleichung stehen für die Komponenten der Summe der volumenbezogenen äußeren Kräfte, z. B. der Schwerkraft.

Aus der letzten Gleichung ist ersichtlich, dass das Vorhandensein der Scherspannung im Scheibenlaserdesign automatisch zu einer nicht verschwindenden Spannung in z-Richtung führt, da sonst die Scherspannung reziprok proportional zu r ist, was eine Singularität in der Mitte bedeuten würde. Es lässt sich auch eine Gleichung für die Verschiebungen aufstellen, die aber hier nicht gebraucht wird.

7.3.2 Berücksichtigung der Temperaturverteilung

Im Scheibenlaserdesign verbiegt sich die Scheibe infolge der Temperaturverteilung in der Scheibe oder im Träger. Die Temperaturverteilung kann berücksichtigt werden, indem im Spannungstensor ein Term, der proportional zu $(T-T_0)$ ist, zu den diagonalen Elementen addiert wird (T_0 ist die Temperatur, bei der die Platte entspannt ist).

$$-\frac{\alpha_{th} E_{elast} (T - T_0)}{1 - 2\nu} \quad (7.106)$$

In (7.104) wird nur der Term $\alpha_{th}(T-T_0)$ zur rechten Seite addiert.

Führen wir eine Potenzialfunktion ψ ein (weiter nach [119]). Der Verschiebungsvektor in Polarkoordinaten u_i wird als **grad** ψ definiert. In einem Festkörper mit einer Temperaturverteilung $T(r, z)$ kann die folgende Gleichung für die Potenzialfunktion ψ geschrieben werden:

$$\Delta \psi(r, z) = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_{th} [T(r, z) - T_0] \quad (7.107)$$

Hier wird unter $T(r, z)$ der Unterschied der Temperatur zu Gleichgewichtstemperatur T_0 verstanden.

7.3.3 Aufgabe: Spannungen in einer dünnen Scheibe nach dem Löten

Es wird angenommen, dass die Scheibe so dünn ist, dass sie praktisch keine Festigkeit besitzt. Die Ausdehnung der Scheibe wird durch die Wärmesenke bestimmt. Die erste Gleichung in (7.104) sieht mit Berücksichtigung der Temperatur so aus:

$$u_{rr} = \frac{1}{E_{elast}} (\sigma_{rr} - \nu(\sigma_{\varphi\varphi} + \sigma_{zz})) + \alpha_s \Delta T \quad (7.108)$$

Die Ausdehnung ist an der unteren Seite der Scheibe durch die Wärmesenke gegeben und beträgt $\alpha_w \Delta T$. Es wird weiter angenommen, dass die Spannungen in z-Richtung gleich 0 sind, da die Scheibe sich frei ausdehnen kann. Mit einer weiteren Annahme, dass $\sigma_{rr} = \sigma_{\varphi\varphi}$, kann ein einfacher Ausdruck für die Spannungen an der unteren Grenze der Scheibe erzielt werden.

$$\sigma_{rr} \text{ (an der unteren Grenze)} = \frac{E}{1 - \nu} (\alpha_w - \alpha_s) \Delta T \quad (7.109)$$

7.3.4 Aufgabe: Scherspannungen im Lot beim Abkühlen

Die Scherspannungen im Lot entstehen wegen der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten der Wärmesenke α_w und des Lotes α_s . Unter der Annahme, dass das Lot dünn ist und unter Vernachlässigung der Verbiegung der Verbindung lässt sich eine analytische Lösung finden. Hier wird sie nach [121] wiedergegeben und an das zylindrische Koordinatensystem angepasst. Die Biegung lässt sich auch berücksichtigen, wie es z. B. in [122] gemacht ist. (Eine Übersicht der Literatur kann in [123] gefunden werden). Da aber die Wärmesenke im Allgemeinen eine komplizierte Form besitzt, kann die Biegung quantitativ nur in einer FEM Rechnung berücksichtigt werden.

Zuerst wird die Scherspannung im Lot σ_{rz} durch die radiale Komponente des Verzerrungstensors σ_{rr} ausgedrückt.

$$\frac{1}{\mu} \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} = \frac{\partial u_{rz}}{\partial r} = \frac{\partial u_{rr}}{\partial z} \quad (7.110)$$

Die letzte Gleichheit folgt aus (7.101) unter Berücksichtigung der Abwesenheit der Verbiegung ($w=0$). Die Ableitung nach z kann durch Dividieren der Änderung von u_{rr} durch die Lotdicke angenähert werden. Da das Lot mit der Wärmesenke und mit dem Kristall fest verbunden ist, ist die radiale Dehnung oben durch die Dehnung der Scheibe und unten durch die Dehnung der Wärmesenke gegeben:

$$\frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} = \frac{\mu_l}{d_l} \left[\frac{1-\nu_s}{E_s} \sigma_{rr,s} - \frac{1-\nu_w}{E_w} \sigma_{rr,w} \right] + \Delta T \frac{\alpha_s - \alpha_w}{d_l} \quad (7.111)$$

Der Temperaturunterschied ist gleich dem Unterschied zwischen der Erstarrungstemperatur des Lots und der Raumtemperatur. Das statische Gleichgewicht an der Grenze zwischen Lot und Scheibe ist durch

$$r dr d\varphi \cdot \sigma_{rz} - r d\varphi \cdot d_s \cdot (\sigma_{rr,s}(r) - \sigma_{rr,s}(r+dr)) = 0 \quad (7.112)$$

gegeben. Für die andere Grenze ändert sich außer den Indizes nur das Vorzeichen bei σ_{rz} . Aus (7.112) und nach der Ableitung nach r (7.111) kann die differentielle Gleichung zweiter Ordnung für σ_{rz} gewonnen werden.

$$\frac{\sigma_{rz}}{r_0^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} \sigma_{rz} \quad (7.113)$$

mit

$$\left(\frac{1}{r_0} \right)^2 = \left(\frac{1-\nu_s}{d_s E_s} + \frac{1-\nu_w}{d_w E_w} \right) \frac{\mu_l}{d_l} \quad (7.114)$$

r_0 ist der charakteristische Radius für das Ansteigen der Scherspannung. Im Fall einer dünnen Scheibe kann der zweite Term in den Klammern vernachlässigt werden. Der charakteristische Radius ist dann durch

$$r_0 = \sqrt{\frac{E_s}{E_l}} \cdot \sqrt{2 \frac{1+\nu_l}{1-\nu_s}} \cdot \sqrt{d_s d_l} < d_s \quad (7.115)$$

gegeben. Die Ungleichung ist üblicherweise erfüllt. Die Lösung der differentiellen Gleichung ist durch (7.116) gegeben. Dabei ist die Randbedingung berücksichtigt, dass die Scherspannung in der Mitte Null ist und dass der Rand des Lotes sich unter dem Rand der Scheibe (bei $r=R_{sch}$) befindet und frei ist.

$$\sigma_{rz} = \frac{\sinh\left(\frac{r}{r_0}\right)}{\cosh\left(\frac{R_{sch}}{r_0}\right)} \cdot \frac{\mu_l \Delta T (\alpha_s - \alpha_w)}{A d_l} \quad (7.116)$$

Wie erwartet verschwindet die Scherspannung, falls die Wärmeausdehnungskoeffizienten der Scheibe und der Wärmesenke gleich sind. Maximale Scherspannung tritt am Rand der Laserscheibe auf. Der maximale Wert der Scherspannung hängt interessanterweise nicht vom Radius der Scheibe ab, da unter Berücksichtigung von (7.115), das Argument des Tangens hyperbolicus immer so groß ist ($AR \gg 1$), dass der Tangens mit 1 angenähert kann. Die maximale Scherspannung beträgt dann:

$$\sigma_{rz, \max} = \Delta T (\alpha_s - \alpha_w) \cdot \sqrt{\frac{d_s}{d_i}} \cdot \sqrt{\frac{E_s \mu_i}{(1 - \nu_s)}} \quad (7.117)$$

Mit Hilfe der so gewonnenen Gleichung kann jetzt die Annahme der vorigen Aufgabe, dass die Dehnung der Scheibe vollständig durch die Wärmeausdehnung der Wärmesenke gegeben ist, überprüft werden. Tatsächlich kann die Ableitung nach r der radialen Spannung in der Scheibe mit Hilfe von (7.112) durch die Scherspannung im Lot ausgedrückt werden. Der Ausdruck ist kompliziert und wird hier nicht angegeben. Im Fall, dass die Scheibendicke viel kleiner als die der Wärmesenke ist ($d_s/d_w \ll 1$), lässt sich zeigen, dass:

$$u_{rr, s} = \alpha_w \Delta T \quad (7.118)$$

Das ist die Annahme der vorigen Aufgabe. Wie erwartet ist sie mit einer im Vergleich mit der Wärmesenke dünnen Scheibe erfüllt.

7.3.5 Aufgabe: Verbiegung der Wärmesenke bei einem radial homogenen axialen Wärmefluss im Pumpfleck

Wir interessieren uns hier für den für das Scheibenlaserdesign relevanten Fall, dass der Wärmefluss parallel zu z -Achse ist. Die Effekte des dreidimensionalen Wärmeflusses werden dabei vernachlässigt. Diese Näherung ist aber ausreichend, um die Größe der Verbiegung abschätzen zu können.

Die Temperatur ist durch folgende Verteilung gegeben:

$$T(r, z) = \begin{cases} \frac{E_{wz}}{\lambda_{th}} z, & r < R_p \\ 0, & r > R_p \end{cases} \quad (7.119)$$

Das entspricht einem eindimensionalen Wärmefluss E_{wz} durch die Scheibe.

Die Wärmesenke besitzt die Form einer Scheibe, deren untere Seite sich bei $z=0$ befindet. Die Temperatur an der unteren Seite, also bei $z=0$ ist gleich Null. Das ist gleichzeitig die Temperatur, bei der das Material entspannt ist.

Um die Verbiegung der Scheibe auszurechnen, fehlen nur die Randbedingungen. Sie werden so formuliert, dass sie auf einer Seite möglichst den Bedingungen im Scheibenlaserdesign entsprechen und auf der anderen Seite zu einer einfachen Lösung führen. Die obere und untere Seiten der Scheibe sind frei von Kräften und der Rand der Scheibe bei $r=R_0$ wird eingespannt, so dass die Scheibe sich in axialen Richtung nicht bewegen kann.

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(z=0 \text{ bzw. } d_w) &= 0, \\ w(r=R_0) &= 0 \end{aligned} \quad (7.120)$$

Die erste Bedingung kann nach Darstellung der Lösung von (7.107) als Summe der Lösung der inhomogenen Differentialgleichung und aller Lösungen der homogenen Differentialgleichung $\psi_0(r, z)$ im Pumpfleckbereich mit (7.106) und (7.102) viel bequemer umformuliert werden:

$$\psi(r, z) = \psi_0(r, z) + \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{\alpha_{th} E_{wz}}{\lambda_{th}} \frac{z^3}{6} \quad (7.121)$$

Die Randbedingungen (7.120), über ψ ausgedrückt, werden zu

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi}{\partial z}(r = R_0) = 0 \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}(z = 0 \text{ bzw. } d_w) = 0 \end{cases} \quad (7.122)$$

Die Lösung der Gleichung (7.107) mit der Temperaturverteilung (7.119) und den gefundenen Randbedingungen kann als Summe einer unendlichen Reihe dargestellt werden:

$$\begin{aligned} r &\leq R_p \\ \psi(r, z) &= \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{\alpha_{th} E_{wz}}{\lambda_{th}} \frac{z^3}{6} + C_0 z + \sum_{n=1}^{\infty} C_n I_0 \left(\frac{\pi r}{d_w} \right) \sin \left(\frac{\pi z}{d_w} \right) \\ R_p &< r < R_0 \\ \psi(r, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \left[D_n K_0 \left(\frac{\pi r}{d_w} \right) + E_n I_0 \left(\frac{\pi r}{d_w} \right) \right] \sin \left(\frac{\pi z}{d_w} \right) \end{aligned} \quad (7.123)$$

wobei die Koeffizienten C_n , D_n und E_n aus den Randbedingungen bestimmt werden können. Da wir uns für den inneren Bereich mit dem Temperaturgradient interessieren, werden hier nur die Ausdrücke für die Koeffizienten C_n explizit gerechnet.

$$\begin{aligned} C_0 &= -\frac{1}{6} d_w^2 \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{\alpha_{th} E_{wz}}{\lambda_{th}}, \\ C_n &= -\frac{2d^3}{\pi^3} k \frac{(-1)^n}{n^3} \cdot \Theta_n, \text{ wobei} \\ \Theta_n &= \frac{1}{I_0(\pi R_0/d_w) K_1(\pi R_p/d_w) I_0(\pi R_0/d_w) + K_1(\pi R_p/d_w) I_0(\pi R_0/d_w)} \\ &\quad \frac{I_0(\pi R_0/d_w) K_1(\pi R_p/d_w) I_0(\pi R_p/d_w) + K_0(\pi R_p/d_w) I_1(\pi R_p/d_w)}{I_0(\pi R_0/d_w) K_1(\pi R_p/d_w) I_0(\pi R_p/d_w) + K_0(\pi R_p/d_w) I_1(\pi R_p/d_w)} \\ k &= \frac{\alpha_{th} E_{wz}}{\lambda_{th}} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \end{aligned} \quad (7.124)$$

Und für die Verbiegung der oberen Seite der Scheibe bekommen wir den Ausdruck

$$\begin{aligned} w(z = d) &= \frac{kd_w^2}{3} - \frac{2kd_w^2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Theta_n}{n^2} I_0(\pi r/d_w) = \\ &= kd_w^2 f \left(\frac{r}{d_w}, \frac{R_p}{d_w}, \frac{R_0}{d_w} \right) \end{aligned} \quad (7.125)$$

Die Verbiegung der oberen Seite der Scheibe ist proportional dem Term kd_w^2 , der die Materialeigenschaften und die Dicke der Platte berücksichtigt. Der Term hat eine quadratische Abhängigkeit von der Plattendicke im Gegensatz zum Biege­widerstand,

der proportional zur dritten Potenz der Dicke ist. Die geometrischen Gegebenheiten, wie der Pumpfleckdurchmesser und der Radius der Einspannung werden in der Summe durch die Koeffizienten Θ_n berücksichtigt, wobei die Form der Verbiegung nur von den Verhältnissen der Pumpfleck- und Einspannungsradien zur Dicke abhängig ist.

Für die Verbiegung in der Mitte ($r=0$) kann ein wesentlich einfacherer Ausdruck gefunden werden. Die Summanden werden für übliche Verhältnisse von Pumpfleckradius zur Dicke ($R_p/d_w > 0,5$) mit steigenden n so schnell kleiner, dass aus der Summe nur der erste Summand berücksichtigt werden muss, der wiederum viel kleiner als 1 ist und damit vernachlässigt werden kann. Die Verbiegung in der Mitte wird damit zu:

$$w(z = d_w, r = 0) \approx \frac{kd_w^2}{3} = d_w^2 \frac{\alpha_{th} E_{wz}}{3\lambda_{th}} \frac{1+\nu}{1-\nu} \quad (7.126)$$

7.3.6 Dünne Platten.

Dieses Kapitel der Elastizitätstheorie kommt den Größenverhältnissen des Scheibenlasers am nächsten. Da analytische Ergebnisse relativ einfach damit erzielt werden können, werden hier einige Gleichungen nach LANDAU [118] aufgeführt. In [120] kann eine ausführliche Behandlung des mathematischen Problems einer dünnen Platte gefunden werden.

Bei der Biegung einer dünnen Platte wird eine Oberfläche gedehnt und die andere geschrumpft. Deswegen gibt es eine neutrale Ebene, in der die Dehnung gleich Null ist. Diese Ebene befindet sich in der Mitte der Platte. Wenn wir ein zylindrisches Koordinatensystem wählen, in dem die z -Achse senkrecht zu dieser Ebene ist und die Ebene bei $z=0$ liegt, dann sind die Verschiebungen der Punkte der neutralen Ebene:

$$u^{(0)} = 0, w^{(0)} = \zeta(r) \quad (7.127)$$

Hier wurde angenommen, dass sowohl die Platte selbst als auch die Randbedingungen und die Kräfte, die von außen auf die Platte wirken, achsensymmetrisch sind. Deswegen sind alle Größen von φ unabhängig.

Die nächste Annahme ist, dass die Normale zur neutralen Ebene bei der Biegung der Platte gerade bleibt. Dann sind die radialen Verschiebungen der Punkten außerhalb der neutralen Ebene lediglich durch die Kippung der Normalen gegeben.

$$u_r = -z \frac{\partial \zeta}{\partial r} \quad (7.128)$$

Zum gleichen Ergebnis führt die Annahme, dass die Scherspannung in der Platte Null ist. Tatsächlich sind die Scher- und die z -Komponente der Spannung an der Oberfläche klein, weil die Scheibe dünn ist und praktisch keinen Widerstand leistet. Deswegen wird angenommen, dass die Komponenten der Spannung auch in der Scheibe Null sind. Die zweite Annahme $\sigma_{zz}=0$ gibt uns die Möglichkeit u_{zz} durch $\zeta(r)$ auszudrücken. Mit Hilfe von (7.102) bekommen wir:

$$u_{zz} = z \frac{\nu}{1-\nu} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \zeta}{\partial r} \right) \quad (7.129)$$

Unter Wirkung der äußeren Kräfte verbiegt sich die Platte so, dass die Verbiegung der neutralen Ebene $\zeta(r)$, die Lösung der (7.130) ist.

$$\begin{aligned} D \cdot \Delta^2 \zeta &= p \\ \text{oder} \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \zeta \right) \right) \right) &= \frac{p}{D} \end{aligned} \quad (7.130)$$

wobei p der Druck der äußeren Kräfte und D der Biege­widerstand der Platte (7.131) ist.

$$D = \frac{E_{elast} d^3}{12(1-\nu^2)} \quad (7.131)$$

Die Bedeutung des Biege­widerstands ist aus der Gleichung ersichtlich. Für die sonst gleichen Bedingungen wird die äußere Kraft für eine Platte mit höheren D fiktiv um einen entsprechenden Faktor reduziert.

Die Randbedingungen lassen sich leicht aufstellen für zwei Fälle – der festgehaltene Rand und der gestützte Rand. Für eine Scheibe mit einem Radius von R_{sch} sind sie in (7.132) aufgeführt.

$$\begin{aligned} \text{Festgehaltener Rand: } \zeta \Big|_{r=R_{sch}} &= 0; \quad \frac{d\zeta}{dz} \Big|_{r=R_{sch}} = 0 \\ \text{Gestützter Rand: } \zeta \Big|_{r=R_{sch}} &= 0; \quad \frac{d\zeta}{dr} + \frac{\sigma}{r} \frac{d\zeta}{dr} = 0 \end{aligned} \quad (7.132)$$

7.3.6.1 Aufgabe: Verbiegung einer dünnen Platte unter Wasserdruck

Finden wir die Lösung für eine radial symmetrische Platte, die am Rand bei einem Radius von R_0 festgehalten wird und deren untere Seite mit dem Druck p beaufschlagt ist. Für eine dünne Platte ist die Lösung gleich der Lösung der Aufgabe, wenn die Platte durch die Schwerkraft verbogen wird (gelöst in [118]).

$$\zeta(r) = \frac{p}{D} (R_0^2 - r^2)^2 \quad (7.133)$$

Die Verbiegung in der Mitte steigt also proportional zum Wasserdruck und zum vierten Potenz des Einspannradius. Im Fall eines gestützten Rands ist die Lösung ebenfalls ein Polynom viertes Grads von r .

7.3.6.2 Aufgabe: Verbiegung der Scheibe mit Beschichtungsspannungen

An die untere Seite der Scheibe wird eine Beschichtung aufgebracht, die so dünn ist, dass sie keinen Biege­widerstand besitzt, aber eine Dehnung der unteren Seite der Scheibe verursacht. Die Randbedingung lautet:

$$\sigma_{rr}(z = -d) = S \frac{E_{elast,s}}{E_{HR}} \quad (7.134)$$

Hier ist die radiale Spannung in der Beschichtung mit S bezeichnet. Da die Beschichtung und der Kristall fest verbunden sind, unterscheiden sich die Spannungen um den Quotienten der Elastizitätsmodule. Um den Ausdruck für die radiale Spannung zu finden müssen (7.102), (7.104), (7.128) und (7.129) kombiniert werden. Das Ergebnis ist:

$$\zeta'' + \frac{\nu}{r} \zeta' = 2(1+\nu)(1-\nu) \frac{S}{dE_{HR}} \quad (7.135)$$

wobei durch $'$ die Ableitung nach r bezeichnet ist. Das Elastizitätsmodul der Scheibe $E_{elast,s}$ wird herausgekürzt. Die Verbiegung hängt also vom Elastizitätsmodul des Lasermaterials nicht ab. Die Lösung der Differentialgleichung ist eine parabolische Verbiegung der Scheibe:

$$\zeta(r) = \frac{S}{dE_{HR}} (1-\nu)r^2 \quad (7.136)$$

Als letztes wird der Krümmungsradius der Scheibe R_{kr} berechnet. Er beträgt

$$R_{kr} = \frac{dE_{HR}}{2S(1-\nu)} \quad (7.137)$$

Damit ist der Krümmungsradius der beschichteten Scheibe proportional zur Scheibendicke.

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, HELMUT: Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung. Stuttgart: Teubner, 1992.
- [2] SEGUCHI, MASAKI; FUJIKAWA, SHUICHI; FURUTA, KEISUKE; TAKENAKA, YUSHI; YASUI, KOJI : 1 kW high-beam-quality and highly efficient diode-pumped Nd:YAG rod laser. In *SPIE Proceedings 4831 (2003)*, S. 101-103
- [3] AKIYAMA, Y.; TAKADA, H.; YUASA, H. AND NISHIDA, N.: Efficient 10 kW diode-pumped Nd:YAG rod laser. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002)*, Washington, DC, USA, S. 526
- [4] Internetseite von TRUMPF Laser GmbH+Co. KG ; 16.09.2004, www.trumpf-laser.de
- [5] Internetseite von ROFIN-SINAR Laser GmbH ; 16.09.2004, www.rofin.com
- [6] OSTERMEYER, MARTIN; KLEMM, GUIDO; KUBINA, PHILIPP AND MENZEL, RALF: Quasi-continuous-wave birefringence-compensated single- and double-rod Nd:YAG lasers. In *Applied Optics 41 (2002)*, Nr. 36, S. 7573
- [7] KOECHNER, WALTER: Solid-State Laser Engineering: Springer Series in Optical Sciences 1. Berlin: Springer-Verlag, 1988
- [8] KRUPKE WILLIAM F.: Ytterbium Solid-State Lasers – The First Decade. In *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics 6 (2000)*, Nr. 6, S. 1287
- [9] RUTHERFORD TODD S.; TULLOCH WILLIAM M.; GUSTAFSON ERIC K.; BYER ROBERT L.: Edge-Pumped Quasi-Three-Level Slab Lasers: Design and Power Scaling. In *IEEE Journal of Quantum Electronics 36 (2000)*, Nr. 2, S. 205
- [10] SCHNITZLER, C.; SCHMIDT, G.; HÖFER, M; HOFFMANN, D; POPRAWA, R.: A 500W High Brightness Diode end pumped Nd:YAG Slab Laser. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002)*, Washington, DC, USA, S. 526
- [11] HOGSDON, NORMAN; TER-MIKIRTYCHEV, VALERII V.; HOFFMAN, HANNA J.; JORDAN, WILHELM: Diode-pumped, 220W ultra-thin slab Nd:YAG laser with near-diffraction limited beam quality. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002)*, Washington, DC, USA, S. 526
- [12] TZUK, YITSHAK; TAL, ARON; GOLDRING, SHARON; GLICK, YAAKOV; LEBIUSH, EYAL, KAUFMAN, GUY AND LAVI, RAPHAEL: Diamond Cooling of High-Power Diode-Pumped Solid-State Lasers. In *IEEE journal of Quantum Electronics 40 (2004)*, Nr. 3, S. 262
- [13] MACHAN, JASON P.; LONG, WILLIAM H.; ZAMEL, J AND MARABELLA, LEN: 5.4 kW diode-pumped, 2.4x diffraction-limited Nd:YAG laser for material processing. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002)*, Washington, DC, USA, S. 526

- [14] NISHIKAWA, Y.: Slab-shaped 10-kW all-solid-state Laser. *In Review of Laser Engineering 31 (2003), Nr. 8, S.513 (auf japanisch)*
- [15] Internetseite von EdgeWave GmbH, 27.10.2004 www.edge-wave.com
- [16] DU, KEMING: Ein neues Slablaser-Konzept ermöglicht verbesserte Strahleigenschaften. *In Photonik 56 (2003), Nr. 5*
- [17] JEONG, Y.; SAHU, J. K.; PAYNE, D. N. AND NILSON, J.: Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power. *In Electronics Letters 40 (2004), Nr. 8, S. 470*
- [18] BRINKMAN, UWE: 1.3-kW fiber laser can be further scaled. *In Laser Focus World 40 (2004), Nr. 8, S. 36*
- [19] KNIGHT J. C.; BIRKS T. A.; CREGAN R. F.; RUSSELL P. ST. J. AND DE SANDRO J.-P.: Large mode area photonic crystal fibre. *In Electronics Letters 34 (1998), Nr. 13, S. 1347*
- [20] Fiber and disk lasers vie for attention in the automotive industry. Newsbreaks. *In Laser Focus World 40 (2004), Nr. 9, S. 7*
- [21] Press release vom 09.08.2004. IPG Installs Record Breaking 10 Kilowatt Fiber Laser in Germany. *In www.ipgphotonics.com*
- [22] Internetseite von JENOPTIK Laser, Optik, Systeme GmbH; 16.09.2004 www.jenoptik-los.de
- [23] Internetseite von ELS; 16.09.2004 www.els.de
- [24] STOLZENBURG, CHRISTIAN; LARIONOV, MIKHAIL; BUTZE, FRANK; GIESEN, ADOLF: Power scalable single-frequency thin disk oscillator. *Submitted to ASSP 2004 in Wien*
- [25] Welcome to National Ignition Facility, *Internetseite www.llnl.gov/nif/ 31.10.2004*
- [26] HECHT, JEFF: Optical systems can help stop missiles. *In Laser Focus World 40 (2004), Nr. 5, S. 94*
- [27] CHU, H. H.; HUANG, S. Y. ; YANG, L. S.; CHIEN T. Y.; XIAO Y. F. ; LIN, J. Y.; LEE, C. H.; CHEN, S. Y. AND WANG, J.: A versatile 10-TW laser system with robust passive controls to achieve high stability and spatiotemporal quality. *In Applied Physics B 79 (2004), S.193*
- [28] LIMPET, J.; HÖFER, S.; LIEM, A.; ZELLMER, H.; TÜNNERMANN, A.; KNOKE, S.; VOELCKEL H.: 100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier. *In Applied Physics B 75 (2002), Nr. 4-5, S. 477*
- [29] Internetseite von IMRA America Inc.; 16.09.2004 www.imra.com
- [30] GALVANAUSKAS A.; CHO G. C.; HARIHARAN A.; FERMAN M. E. AND HARTER D.: Generation of high-energy femtosecond pulses in multimode-core Yb-fiber chirped-pulse amplification systems. *In Optics Letters 26 (2001), Nr. 12, S. 935*
- [31] BUTZE, FRANK; LARIONOV MIKHAIL; SCHUHMANN, KARSTEN; STOLZENBURG, CHRISTIAN AND GIESEN, ADOLF: Nanosecond pulsed thin disk Yb:YAG lasers. *Vortrag bei ASSP 2004 in Santa Fe, New Mexico.*

- [32] MÜLLER, DANIEL: Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign. *Dissertation am IFSW, in Vorbereitung*
- [33] MÜLLER, DANIEL; ERHARD, STEFFEN AND GIESEN, ADOLF: High Power thin disk Yb:YAG regenerative amplifier. In MARSHALL, CHRISTOPHER (ED.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics TOPS 50 (2001), Washington, DC, USA, S. 319*
- [34] INNERHOFER, E; SUDMEYER, T; BRUNNER, F; HÄRING, R.; ASCHWANDEN, A; PASCHOTTA R.; HÖNNINGER C. ; KUMKAR M. AND KELLER U.: 60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb : YAG laser. In *Optics Letters 28 (2003), Nr. 5, S. 367*
- [35] ZAPATA, LUIS E.; BEACH, RAYMOND J. AND PAYNE, STEPHEN A.: High power Yb:YAG/YAG composite thin-disk laser. In *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Technical Digest (IEEE Cat. No.01CH37170). Opt. Soc. America. 2001, Washington, DC, USA, S. 334*
- [36] DASCALU, T.; PAVEL, N. AND TAIRA, T.: 90 W continuous-wave diode edge pumped microchip composite Yb:Y₃Al₅O₁₂ laser. In *Applied Physics Letters 83 (2003), Nr. 20, S. 4086*
- [37] STEWEN C.; CONTAG K.; LARIONOV M.; GIESEN A. AND HÜGEL H.: A 1-kW CW Thin Disc Laser. In *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics 6 (2000), Nr. 4, S. 650*
- [38] GIESEN, A. AND SPEISER, J.: Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws. In *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics 13 (2007), Nr. 3, S. 598*
- [39] STEFFEN, ERHARD: Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser. In Hügel, Helmut (Hrsg.): *Laser in der Materialbearbeitung Forschungsberichte des IFSW. Herbert Utz Verlag Wissenschaft, München 2002*
- [40] ERHARD, S.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; GIESEN, A.; CONTAG K. AND VOSS A.: Pumping schemes for multi-kW thin disk lasers. In INJEYAN HAGOP; KELLER URSULA AND MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 34 (2000), Washington, DC, USA, S. 78*
- [41] CONTAG, KARSTEN: Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers. In Hügel, Helmut (Hrsg.): *Laser in der Materialbearbeitung Forschungsberichte des IFSW. Herbert Utz Verlag Wissenschaft, München 2002*
- [42] VOSS, ANDREAS: Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG. In Hügel, Helmut(Hrsg): *Laser in der Materialbearbeitung Forschungsberichte des IFSW. Herbert Utz Verlag Wissenschaft, München 2002*
- [43] CONTAG, K.; ERHARD, S. AND GIESEN, A.: Calculations of optimum design parameters for Yb:YAG thin disk lasers. In INJEYAN HAGOP; KELLER URSULA AND MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 34 (2000), Washington, DC, USA, S. 124*

- [44] TÜNNERMANN ANDREAS; ZELLMER, HOLGER; SCHÖNE, WOLFRAM; GIESEN, ADOLF AND CONTAG, KARSTEN: New Concepts for Diode-Pumped Solid-State Lasers. In DIEHL, ROLAND (ED.): High-power diode lasers: fundamentals, technology, applications. *In Topics in Applied Physics 78, Berlin, Springer, 2000*
- [45] MAGNI, V.: Multielement stable resonators containing a variable lens. *In Journal of the Optical Society of America A-Optics & Image Science 4 (1987), S. 1962*
- [46] RONSIN, OLIVIER: Multipassverstärker auf Basis des Scheibenlaserkonzepts: Charakterisierung im Dauerstrich- und im Pulsbetrieb. *Diplomarbeit am IFSW, Universität Stuttgart.*
- [47] KÖNIG, D.: Experimentelle Untersuchung ausgewählter Kühlkonzepte für den Scheibenlaser. *Diplomarbeit am IFSW, Universität Stuttgart, 1999*
- [48] MÜLLER, D.; ERHARD, S.; RONSIN, O. AND GIESEN A.: Thin disk multi-pass amplifier. In INJEYAN HAGOZAYHOWSKI JOHN J. (ED.): *Advanced Solid-State Photonics, OSA Trends in Optics and Photonics TOPS 83 (2003), Washington, DC, USA, S. 278*
- [49] HUA, RENZHONG; LIAO, YAN; FRANJIC, KRESIMIR; BRUNER, BARRY AND DWAYNE MILLER, R.J.: A 49.5 W Nd:YVO₄ laser using the disc-anvil configuration. In FERMAN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002), Washington, DC, USA, S. 313*
- [50] VETROVEC, JAN: Active Mirror Amplifier System and Method for a High-Average Power Laser System. *United States Patent No. US 6,339,605 B1 (Jan. 15, 2002)*
- [51] BROWN, DAVID C.; JACOBS, STEPHEN D. AND NEE, NANCY: Parasitic oscillations, absorption, stored energy density and heat density in active-mirror and disk amplifiers. *In Applied Optics 17 (1978), Nr. 2, S. 211*
- [52] KONINGSTEIN J. A.: Energy Levels and Crystal-Field Calculations of Trivalent Ytterbium in Yttrium Aluminium Garnet and Yttrium Gallium Garnet. *In Theoretica Chimica Acta 3 (1965) S. 271*
- [53] BUCHANAN R.A.; WICKERSHEIM K. A.; PEARSON J. J. AND HERRMANN G. F.: Energy levels of Yb³⁺ in Gallium and Aluminium Garnets. Parts I. Spectra and II. Calculations. *In Physical Review 159 (1967), Nr. 2, S. 245*
- [54] KAMINSKI A. A.: Laser Crystals: Their Physics and Properties. *Springer-Verlag, Berlin, 1990*
- [55] LUPEI, A.; LUPEI, V.; PRESURA, C.; ENAKI, V. N. AND PETRARU, A.: Electron-phonon coupling effects on Yb³⁺ spectra in several laser crystals. *In Journal of Physics: Condensed Matter 11 (1999), S. 3769*
- [56] BRUESSELBACH HANS W., SUMIDA DAVID S., REEDER ROBIN A. AND BYREN ROBERT W.: Low-Heat High-Power Scaling Using InGaAs-Diode-Pumped Yb:YAG Lasers. *In: IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 3 (1997), Nr. 1, S. 105*

- [57] MCCUMBER D. E.: Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra. *In Physical Review* 136 (1964), Nr. 4A, S. A954
- [58] DELOACH, LAURA D.; PAYNE STEPHEN A.; CHASE L. L.; SMITH LARRY K.; KWAY, WAYNE L. AND KRUPKE WILLIAM F.: Evaluation of Absorption and Emission Properties of Yb³⁺ Doped Crystals for Laser Applications. *In IEEE Journal of Quantum Electronics* 29 (1993), Nr. 4, S. 1179
- [59] WYNNE, ROSALIND; DANEU, JOHN L. AND FAN, TSO YEE: Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG. *In Applied Optics* 38 (1999), Nr. 15, S. 3282
- [60] FOSTER, J.D. AND OSTERINK, L.M.: Index of refraction and expansion thermal coefficients of Nd:YAG. *Applied Optics* 7 (1968) Nr.12, S. 2428
- [61] YOUNG, D.D.; JUNGLING, K.C.; WILLIAMSON, T.L. AND NICHOLS, E.R.: Holographic interferometry measurement of the thermal refractive index coefficient and the thermal expansion coefficient of Nd:YAG and Nd:YALO. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 8 (1972), Nr.8, S. 720
- [62] KOSTEWA, RENE: Messaufbau zur Bestimmung thermo-optischer Eigenschaften von Lasermaterialien. *Diplomarbeit am IFSW, Universität Stuttgart, 2004.*
- [63] Mix, ERIC: Kristallzüchtung, Spektroskopie und Lasereigenschaften Yb-dotierter Sesquioxide. Dissertation des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg. *Shaker, Berlin 1999*
- [64] HEHLEN, MARKUS P.: Reabsorption artifacts in measured excited-state lifetimes of solids. *In Journal of the Optical Society of America B* 14 (1997), Nr. 6, S. 1312
- [65] SUMIDA, D. S. AND FAN, T. Y.: Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media. *In Optics Letters* 19 (1994), Nr. 17, S. 1343
- [66] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH U. AND OPOWER, H.: Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state-lasers. *In Applied Physics B* 58 (1994), S. 365
- [67] STEWEN, CHRISTIAN: Scheiben mit Kilowatt-Dauerstrichleistung. *In Hügel, Helmut(Hrsg): Laser in der Materialbearbeitung Forschungsberichte des IFSW. Herbert Utz Verlag Wissenschaft, München 2000*
- [68] GAO, JUANCUN: Experimentelle Untersuchung der Wärmezeugung in Yb-YAG Kristallscheiben. *Interner Bericht im IFSW, 2000*
- [69] Messung von JUANCUN GAO am IFSW
- [70] L'HUILLIER, JOHANNES A.; BITZ, GUNTER ; WESEMANN, VOLKER ; VON LOEWIS OF MENAR, PATRIC; WALLENSTEIN, RICHARD; BORSUTZKY; ANNETTE, ACKERMANN, LOTHAR, DUPRÉ, KLAUS, RYTZ, DANIEL AND VERNAY, SOPHIE: Characrerization and

laser performance of a new material: 2 at. % Nd:YAG grown by the Czochralski method. *In Applied Optics 41, Nr. 21, S. 4377*

[71] PATEL, F. D.; HONEA, E. C.; SPETH, J.; PAYNE S. A.; HUTCHESON, R. AND EQUALL, R.: Laser demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG. *In IEEE Journal of Quantum Electronics 37 (2001), Nr. 1, S.135*

[72] MÜLLER, V.; PETERS, V.; HEUMANN, E.; HENKE, M.; PETERMANN, K. UND HUBER, G.: Growth, characterization, and laser operation of Yb₃Al₅O₁₂ with nearly intrinsic Yb³⁺-fluorescence lifetime. *In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002), Washington, DC, USA, S. 284*

[73] PETERMANN, K.; FAGUNDES-PETERS, D.; JOHANNSEN, J.; MOND, M.; PETERS, V.; ROMERO, J. J.; KUTOVOI, S.; SPEISER, J. AND GIESEN, A.: Highly Yb-doped oxides for thin-disc lasers. *In Journal of Crystal Growth 275 (2005), Nr. 1-2, S. 135*

[74] DE SOUSA, D. F.; MARTYNYUK, N.; PETERS, V.; LUNSTEDT, K.; RADEMAKER, K.; PETERMANN, K. AND BASUN, S.: Quenching behaviour of highly doped Yb:YAG and YbAG. *In 2003 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO/Europe 2003)(IEEE Cat. No.03TH8666). IEEE. 2003, S. 337*

[75] BASIEV, T.T.; VORON'KO YU.K.; MAMEDOV T.G. AND SHCHERBAKOV I.A.: Migration of energy between Yb³⁺ ions in garnet crystals. *In Soviet journal of quantum electronics 5 (1976), Nr. 10, S. 1182*

[76] Messung von CHRISTIAN STOLZENBURG am IFSW

[77] MCCUMBER D.E.: Theory of Phonon-Terminated Masers. *In: Physical review 134 (1964), Nr. 2A, S. A299*

[78] CHÉNAIS, SÉBASTIEN; BALEMBOIS, FRANÇOIS; DRUON, FRÉDÉRIC; LUCAS-LECLIN, GAËLLE AND GEORGES, PATRICK: Thermal Lensing in Diode-Pumped Ytterbium Lasers—Part II: Evaluation of Quantum Efficiencies and Thermo-Optic Coefficients. *In IEEE Journal of Quantum Electronics 40 (2004), Nr. 9, S. 1235*

[79] BARNES, N. AND WALSH, B.: Quantum efficiency measurements of Nd:YAG, Yb:YAG, and Tm:YAG. *In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002), Washington, DC, USA, S. 284*

[80] Messung der Firma PLANSEE AG, Tirol, Austria, 2000

[81] “Database n&k” von SOPRA. *Unter www.sopra-sa.com/more/database.asp 04.11.2004*

- [82] HUONKER, MARTIN; VOSS, ANDREAS; SCHMITZ, CHRISTIAN: Laserverstärkersystem. *Offenlegungsschrift des deutschen Patent- und Markenamts DE 100 61 424 A 1 (Anmeldetag 09.12.2000)*
- [83] Prüfbericht: „Laserinduzierte Zerstörschwelle S on 1 Messung gemäß ISO 11254-2. *Laser Zentrum Hannover, 04.06.2002*
- [84] STARKE, KAI; GROB, T; RISTAU, DETLEV ; RIGGERS, WERNER UND EBERT, JOHANES : Laser-induced damage threshold of optical components for high-repetition-rate Nd:YAG lasers. In EXARHOS, GREGORY J.; GUENTHER, ARTHUR H.; KOZLOWSKI, MARK R.; LEWIS, KEITH L.; SOILEAU, M. J. (EDS.): *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1998. Proceeding of SPIE 3578 (1999), S. 584-593*
- [85] LANGE, M. R.; MCIVER, J. K. AND GUENTHER, A. H.: Pulsed laser damage in thin film coatings: fluorides and oxides. *In Thin Solid Films 125 (1985), S. 143*
- [86] HANKLA, ALLEN K.; CARRIG, TIMOTHY J.: Q-switched, injection-seeded, single-frequency Yb:YAG disk laser. In MARSHALL, CHRISTOPHER (ED.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics TOPS 50 (2001), Washington, DC, USA, S. 319*
- [87] Internetseite von LASEROPTIK GmbH; 04.11.2004 www.laseroptik.de
- [88] Internetseite von LAYERTEC GmbH; 04.11.2004 www.lavertec.de
- [89] BRAUN, RALF: Konstruktion einer Kontaktiervorrichtung für Scheibenlaserkristalle. *Studienarbeit am IFSW, in Vorbereitung*
- [90] SABINE ANHÖCK, HERMANN OPPERMAN, CHRISTINE KALLMAYER, R. ASCHENBRENNER, HERBERT REICHL AND LUDWIG THOMAS : Investigations f Au-Sn alloys on different end-metallizations. *Third European Conference on Electronic Packaging Technology (EuPac '98, Nürnberg, June 15-17, 1998)*
- [91] Internetseite von Indium Corporation of America; 04.11.2004 www.indium.com
- [92] DUBBEL version 1.0. *CD-ROM, Berlin : Springer-Verlag 1999*
- [93] MÜLLER, WOLFGANG AND MÜLLER, JORG-UWE: Löttechnik; Leitfaden für die Praxis. *In Fachbuchreihe Schweißtechnik 127. Düsseldorf: Deutscher Verlag für Schweißtechnik DVS-Verlag GmbH, 1995*
- [94] KUANG, JAO-HWA; SHEEN, MAW-TYAN; CHANG, CHIA-FU; CHEN, CHAI-CHENG; WANG, GOW-LING AND CHENG, WOOD-HI: Effect of Temperature Cycling on Joint Strength of PbSn and AuSn Solders in Laser Packages. *In IEEE Transactions on advanced packaging 24 (2001), Nr. 4, S. 563*
- [95] GORAN S. MATIASEVIC, CHIN C. LEE AND CHEN Y. WANG : Au-Sn alloy phase diagramm and properties related to ist use as a bonding medium. *In: Thin Solid Films 223 (1993), S. 276*
- [96] CHIN C. LEE AND CHEN Y. WANG : A low temperature bonding process using deposited gold-tin composites. *Thin solid films 208(1992) , S. 202*
- [97] RICKY W. CHUANG, DONGWOOK KIM, JEONG PARK AND CHIN C. LEE : A Fluxless Au-Sn Bonding Process of Tin-Rich Compositions achieved in Ambient Air. *In: 2002 Electronic Components and Technology Conference IEEE*

- [98] W. PITROFF, G. ERBERT, A. KLEIN, R. STASKE, B. SUMPF, G. TRAENKLE : Mounting of Laser Bars on Copper Heat Sinks Using Au/Sn Solder and CuW Submounts. *In: 2002 Electronic Components and Technology Conference IEEE*
- [99] JÖRG HEERLEIN : Fabrication and Mounting of Broad-Area Laser Diodes for High-Power Operation. *In Annual report 1996, Department od Optoelectronics, University of Ulm*
- [100] GORAN S. MATIJASEVIC, CHEN Y. WANG AND CHEN C. LEE : Void Free Bonding of Large Silicon Dice Using Gold-Tin Alloys. *IEEE Transactions on Components, Hybrides, and Manufacturing Technology 13(1990), Nr. 4, S. 1128*
- [101] Thermal management. *Informationsmaterial der Firma PLANSEE AG (www.plansee.com), 2000*
- [102] MESSLER, ROBERT W.: Joining of Advanced Materials. Boston : Butterworth-Heinemann, 1993
- [103] ESTES, RICHARD H.; KULESZA, FRANK W.: Current Technology of Die Attach Materials „Epoxy or Polyimide“. *In: The International Journal of Hybrid Electronics 5 (1982), Nr. 2*
- [104] BACHMANN, ANDREW G.; HEINDL, DETLEF A.: Fortschritte bei lichthärtenden Klebstoffen. *In: Photonik 4 (2001), S. 26*
- [105] SUMM, B. D.: Poverhnostnoe natjazhenie. *In: GRIGORJEV I. S.; MEJLIHOV E. Z.: Fizicheskie velichiny (Spravochnik). Moskwa : Energoatomizdat, 1991 (auf russisch)*
- [106] DASGUPTA, ABHIJIT : Thermomechanical Analysis and design. *In: PECHT, MICHAEL (EDITOR): Handbook of electronic package design. New York : Marcel Dekker Inc., 1991*
- [107] Datasheets von Epoxy Technology. 04.11.2004 www.epotek.com
- [108] UBIZSKII, S. B.; MATKOVSKII†, A. O.; MELNYK, S. S.; SYVOROTKA, I. M.; MÜLLER, V.; PETERS, V.; PETERMANN, K.; BEYERTT, A. AND GIESEN, A.: Optical properties of epitaxial YAG:Yb films. *In physica status solidi (a) 201 (2004), Nr. 4, S. 791*
- [109] ACKERMANN, LOTHAR: Method for manufacturing a segmented crystal. *United States Patent No. US 6,387,177 B1 (May 14, 2002)*
- [110] MEISSNER, HELMUTH E.; MEISSNER OLIVER R.: Solid state lasers with composite crystal or glass components. *United States Patent No. 5,852,622 (Dec. 22, 1998)*
- [111] BRAUCH, UWE; GIESEN, ADOLF; VOSS, ANDREAS AND WITTIG, KLAUS: Laserverstärkersystem. *Europäische Patentanmeldung EP 1 453 157 A2 (Anmeldetag 30.06.1994)*
- [112] BEACH RAYMOND J., HONEA ERIC. C., BIBEAU CAMILLE, PAYNE STEPHEN A., POWELL HOWARD, KRUPKE WILLIAM F., SUTTON STEVEN B.: High Average Power Scalable Thin-Disk Laser. *United States Patent No. US 6,347,109 B1 (Feb. 12, 2002)*
- [113] LUDEWIGT, KLAUS: Festkörperlaser (Scheibenlaser) mit direktem Kontakt des aktiven Mediums zu einer Kühlmittelflüssigkeit. *Offenlegungsschrift des deutschen Patent- und Markenamts DE 199 39 774 A 1 (Anmeldetag 21.08.1999)*

- [114] HUONKER, MARTIN; VOSS, ANDREAS AND SCHMITZ, CHRISTIAN: Laserverstärkersystem. *Offenlegungsschrift des deutschen Patent- und Markenamts DE 100 61 424 A 1 (Anmeldetag 09.12.2000)*
- [115] Rechnungen von Jochen Speiser am IFSW
- [116] Messung von Angelika Beyertt am IFSW
- [117] MATIJASEVIC, GORAN AND LEE, CHIN C.: Void-free Au-Sn Eutectic Bonding of GaAs Dice and its Characterisation Using Scanning Acoustic Microscopy. *In Journal of Electronic Materials 18 (1989), Nr. 2, S.327*
- [118] LANDAU, L. D. AND LIFSCHITZ, E. M.: Elastizitätstheorie. *In Lehrbuch der theoretischen Physik 7. Berlin: Akad.-Verlag, 1991*
- [119] TIMOSHENKO, S. P. AND GOODIER, J. N.: Theory of elasticity. *Tokyo: McGraw-Hill Kogakusha, 1970*
- [120] TIMOSHENKO, S. AND WOINOWSKY-KRIEGER, S.: Theory of plates and shells. *New York: McGraw-Hill, 1959*
- [121] DASGUPTA, ABHIJIT : Thermomechanical Analysis and design. *In PECHT, MICHAEL (EDITOR) : Handbook of electronic package design. New York : Marcel Dekker Inc., 1991*
- [122] ROYCE, BARRIE S.: Different Thermal Expansion in Microelectronic Systems. *In IEEE Transactions on components, hybrids and manufacturing technology 11 (1988), Nr. 4, S. 454*
- [123] SUHIR E.: Modeling of Thermal Stress in Microelectronic and Photonic Structures: Role, Attributes, Challenges, and Brief Review. *In Journal of Electronic Packaging 126 (2003), S. 261*
- [124] Ivakin E.V.; Sukhadolau A.V.; Antipov O.L. and Kuleshov N.V.: Transient gratings measurement of refractive index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals. *In Applied Physics B 86 (2007), S. 315*

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Zoske, Uwe

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

Goritz, Michael

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

Mohr, Ursula

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

Rudlaff, Thomas

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

Borik, Stefan

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

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell 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

Griebisch, Jürgen

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

Kreputat, Walter

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

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06222-2

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

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

Wittig, Klaus

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

Grünenwald, Bernd

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

Lee, Jae-Hoon

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

Albinus, Uwe N. W.

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

Wiedmaier, Matthias

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

Bloehs, Wolfgang

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

Bea, Martin

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

Stöhr, Michael

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

Pläß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

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

Krupka, René

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

Pfeiffer, Wolfgang

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

Volz, Robert

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

Bartelt-Berger, Lars

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

Müller-Hummel, Peter

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

Rohde, Hansjörg

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

Huonker, Martin

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

Callies, Gert

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

Schubert, Michael E.

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

Kern, Markus

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

Raiber, Armin

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

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Schittenhelm, Henrik

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

Stewen, Christian

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

Schmitz, Christian

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

Karszewski, Martin

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

Chang, Chin-Lung

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

Haag, Matthias

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

Bahn Müller, Jochen

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

Schellhorn, Martin Carl Johannes

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

Angstenberger, Birgit

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

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlaser für den Karoseriebau
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 ker-
amischen 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 Fokussmatrixtechnik

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 variab-lem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

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 Naht-eigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

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

