

Kurzfassung

Mit dem Scheibenlaser wird ein skalierbares Konzept für mit Laserdioden gepumpte Hochleistungsfestkörperlaser vorgestellt. Der im Scheibenlaser auftretende eindimensionale, zur Resonatorachse parallele Wärmestrom führt in Verbindung mit der sehr kurzen optischen Weglänge zu – im Vergleich zu herkömmlichen Lasergeometrien – sehr geringen thermooptischen Störungen der Resonatorstrahlung. Die Stärke dieser Störungen kann zudem über die Kristalldicke – eventuell verbunden mit einem Mehraufwand bei der Pumpoptik – weitgehend unabhängig von den sonstigen Laserparametern eingestellt werden. Dies erlaubt die Erzielung hoher Strahlqualitäten bei zugleich hohem Wirkungsgrad. Da die thermooptischen Effekte bei einer Skalierung der Laserleistung nur wenig zunehmen, bleiben die günstigen Eigenschaften auch bei hohen Leistungen erhalten.

Die Scheibenlasergeometrie eignet sich besonders zum Einsatz von laseraktiven Materialien, die eine hohe Pumpleistungsdichte benötigen. Hierzu gehören beispielsweise die sogenannten „Quasi-Dreineveausysteme“, wie der mit Ytterbium dotierte YAG ($\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$), bei denen das untere Laserniveau durch thermische Anregung signifikant bevölkert ist.

Die vorliegende Arbeit belegt, sowohl anhand von Berechnungen, als auch durch experimentelle Ergebnisse, das große Potential des Scheibenlaserkonzeptes als Basis für viele Anwendungsfelder. Die hauptsächlich an $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ durchgeführten Untersuchungen lassen die kommerzielle Umsetzung im Leistungsbereich bis über 500 W pro Laserkristall als realistisch erscheinen. Unter Verwendung mehrerer Kristallscheiben sollte der Kilowattbereich erreichbar sein. Die allen bisher am Markt verfügbaren Systemen überlegene Strahlqualität eines solchen Scheibenlasers sollte dann, in Verbindung mit seinem sehr hohen Wirkungsgrad, der Materialbearbeitung mit Lasern erhebliche neue Impulse vermitteln.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Symbolverzeichnis	9
Extended Abstract	19
1 Einleitung	25
1.1 Optisches Pumpen von Festkörperlasern	25
1.2 Stand der Technik	29
1.3 Das Konzept des Scheibenlasers	38
1.4 Zielsetzung der Arbeiten	42
2 Modellierung	43
2.1 Komponenten der Modellierung	46
2.1.1 Leistungsdeposition	46
2.1.1.1 Grundlagen der Leistungsdeposition	46
2.1.1.2 Monte-Carlo-Raytracing	51
2.1.2 Wärmeleitung	56
2.1.3 Thermomechanische und thermooptische Effekte	63
2.1.4 Ratengleichungen	72
2.1.5 Resonator	74
2.2 Modelle für den axial gepumpten Scheibenlaser	79
2.2.1 Analytisches nulldimensionales Modell	79
2.2.2 Numerisches eindimensionales Modell	93
2.2.3 Realistisches Modell durch Berücksichtigung weiterer Effekte	96
3 Experimentelle Untersuchungen	104
3.1 Untersuchung der grundlegenden Eigenschaften von Yb:YAG	104
3.1.1 Spektroskopie	104
3.1.2 Titan:Saphirlaser-gepumpter Yb:YAG-Laser	118
3.2 Diodengepumpter Yb:YAG-Scheibenlaser	121
3.2.1 Begleitende Untersuchungen an den verwendeten Komponenten	122
3.2.1.1 Laserdioden	122
3.2.1.2 Skalierung der Pumpleistung	130

3.2.1.3	Kristalle und Beschichtungen	136
3.2.2	Untersuchungen im Laserbetrieb	145
3.2.2.1	Optimierung des Wirkungsgrades	145
3.2.2.1.1	Einfluß der Pumpoptik	145
3.2.2.1.2	Einfluß von Dicke und Dotierung des Kristalls	152
3.2.2.1.3	Einfluß der Temperatur	153
3.2.2.2	Optimierung der Strahlqualität	156
3.2.2.2.1	Grundmode-Betrieb	157
3.2.2.2.2	Single-Frequency-Betrieb	162
3.2.2.3	Skalierung der Ausgangsleistung	164
3.2.2.3.1	Skalierung mit 37 bis 113 Siemens-Laserdioden	164
3.2.2.3.2	Skalierung mit 1, 7 und 19 OptoPower-Laserdioden	166
3.2.2.4	Zusammenhang zwischen Wirkungsgrad und Strahlqualität	167
3.2.2.5	Durchstimmbarkeit	168
4	Perspektiven	172
4.1	Höhere Ausgangsleistungen	172
4.1.1	Skalierbarkeit der Ausgangsleistung aus einer Scheibe	173
4.1.2	Skalierung über die Anzahl der Scheiben	176
4.1.3	Alternative Pumpgeometrien	177
4.1.4	Multi-100W-Grundmode-Betrieb	178
4.2	Pulsbetrieb	178
4.3	Frequenzkonversion	180
4.4	Alternative laseraktive Materialien	181
5	Zusammenfassung	185
6	Literaturverzeichnis	187

Symbolverzeichnis

Symbol Einheit Bedeutung

α	m^{-1}	Absorptionskoeffizient
α_0	m^{-1}	Absorptionskoeffizient ohne Ausbleichen (0D-Modell)
α_{eff}	m^{-1}	effektiver Absorptionskoeffizient
α_{max}	m^{-1}	maximal erreichbarer Absorptionskoeffizient (ohne Quenching)
α_{th}	K^{-1}	linearer Wärmeausdehnungskoeffizient
$\beta(E_i)$	-	relative thermische Besetzung des i-ten Energieniveaus
γ_a, γ_i	-	äußerer bzw. innerer Einfallswinkel bei Lichtbrechung
$\Delta\lambda_{\text{abs}}$	m	spektrale Breite der Absorptionsbande (FWHM)
$\Delta\lambda_{\text{em}}$	m	spektrale Emissionsbreite (FWHM)
$\Delta\lambda_{\text{ges}}$	m	spektrale Gesamt-Emissionsbreite eines Laserdioden-Ensembles (90 % Leistungsinhalt)
$\Delta\lambda_{\text{peak}}$	m	Streuung der Peak-Emissionswellenlängen eines LD-Ensembles
$\Delta\lambda_{\text{pump}}$	m	spektrale Breite der Pumplichtstrahlung (FWHM)
ΔL_{opt}	m	thermisch induzierte optische Weglängendifferenz
ΔL_{mech}	m	thermisch induzierte Dickenänderung
Δn	-	Brechungsindexänderung
ΔT_{eff}	K	mittlere Temperaturdifferenz zwischen gekühlter Laserkristallfläche und dem gepumpten Kristallvolumen
ΔT_{erf}	K	für effizienten Laserbetrieb erforderliche Temperaturdifferenz
ΔT_{max}	K	maximale Temperaturdifferenz innerhalb des Laserkristalls
ΔT_{WS}	K	Temperaturdifferenz innerhalb der Wärmesenke (= $T_0 - T_c$)
Δz	m	axiale Segmentdicke
η_{abs}	-	Absorptionsgrad
η_{coupl}	-	Kopplungswirkungsgrad (für Faserkopplung von Laserdioden)
$\eta_{\text{el-opt}}$	-	elektrisch-optischer Wirkungsgrad
η_{extr}	-	Extraktionswirkungsgrad
η_{max}	-	theoretischer Maximalwirkungsgrad (optisch-optisch)
η_{opt}	-	optisch-optischer Wirkungsgrad
η_q	-	Quantenwirkungsgrad (Verhältnis der Photonenflüsse)
$\eta_{q, \text{sl}}$	-	differentieller Quantenwirkungsgrad
η_{sl}	-	differentieller Wirkungsgrad (optisch-optisch)
$\eta_{\text{sl, el-opt}}$	W/A	differentieller elektrisch-optischer Wirkungsgrad (für LD)
$\eta_{\text{sl, max}}$	-	maximal erreichter differentieller Wirkungsgrad (optisch-optisch)
η_{st}	-	Stokes-Wirkungsgrad (= $E_{\text{em}}/E_{\text{abs}}$)
η_{th}	-	relative Wärmeerzeugung bezogen auf die absorbierte Leistung

Symbol Einheit Bedeutung

ϑ	-	Drehwinkel (senkrecht zur Scheibenebene)
Θ_0	-	Fernfeld-Divergenzwinkel (Halbwinkel)
λ	m	Wellenlänge
λ_{abs}	m	Absorptionswellenlänge
λ_{em}	m	Emissionswellenlänge
λ_{th}	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
ν	-	Querkontraktion (Poisson-Zahl)
Ξ	-	Hilfsgröße im analytischen 0D-Modell des Scheibenlasers
ρ	kg m^{-3}	Dichte
σ_{abs}	m^2	Absorptionswirkungsquerschnitt
$\sigma_{\text{a+e}}$	m^2	Summe aus Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt
σ_{em}	m^2	Emissionswirkungsquerschnitt
σ_{max}	Nm^{-2}	Zugfestigkeit
τ_{sp}	s	Lebensdauer des oberen Laserniveaus
τ_{sat}	s	Zeitkonstante für die Sättigung der Verstärkung
Υ	-	Hilfsgröße im analytischen 0D-Modell des Scheibenlasers
ϕ	-	Drehwinkel (in der Scheibenebene)
Φ	-	Hilfsgröße im analytischen 0D-Modell des Scheibenlasers
χ	-	Umrechnungsfaktoren für das detaillierte Gleichgewicht
Ω_1, Ω_2	-	Hilfsgrößen im analytischen 0D-Modell des Scheibenlasers
A	div.	Parameter in Fitfunktionen (z.B. für $\lambda_{\text{th}}(T)$ oder $\sigma_{\text{abs/em}}(T)$)
A_{innen}	m^2	Fläche des oberhalb der Schwelleistungsdichte gepumpten Bereichs
$A_{\text{kühl}}$	m^2	Kühlfläche
B	div.	Parameter in Fitfunktionen (z.B. für $\lambda_{\text{th}}(T)$ oder $\sigma_{\text{abs/em}}(T)$)
B	m	Breite (eines Laserkristalls o.ä.)
B	-	Ausbleichfaktor im analytischen 0D-Modell des Scheibenlasers
C	div.	Parameter in Fitfunktionen (z.B. für $\lambda_{\text{th}}(T)$ oder $\sigma_{\text{abs/em}}(T)$)
C_{dot}	%	Dotierungskonzentration in Prozent der Gitterplätze (Atom-%)
C_{SG}	-	Super-Gauß-Exponent (für radiale Pumplichtverteilung)
d	m	Dicke (eines Laserkristalls o.ä.)
d_a, d_i	m	Dicke außen bzw. innen
d_{eff}	m	optische Weglänge durch Laserkristall bei Schrägeinfall
d_{opt}	m	optimierte Kristalldicke
D	div.	Parameter in Fitfunktionen (z.B. für $\lambda_{\text{th}}(T)$)
D	m	Durchmesser (eines Laserkristalls o.ä.)
D_k	m	Glasfaser-Kerndurchmesser
D_p	m	gepumpter Durchmesser (= $2w_p$)

Symbol Einheit Bedeutung

E	Nm ⁻²	Elastizitätsmodul
E	J	Energie (meist: Photonenenergie)
E _{abs}	J	Energie der absorbierten Photonen (= $h \cdot c / \lambda_{\text{abs}}$)
E _{chem}	J	Differenz der chemischen Potentiale zweier Energieniveaumultipletts
E _{em}	J	Energie der absorbierten Photonen (= $h \cdot c / \lambda_{\text{em}}$)
E _i	J	Energie des i-ten Niveaus in einem Multiplett relativ zum niedrigsten Niveau des Multipletts
E _{th}	J	thermische Energie der Elektronen
E _{zpl}	J	Energiedifferenz zwischen den untersten Niveaus zweier Energieniveaumultipletts
f	-	Normierungsfaktor für 2D-Super-Gauß-Verteilung
FOM1	Wm ⁻¹	Figure of Merit (Qualitätskennzahl) für thermooptische Eigenschaften von laseraktiven Medien
FOM2	Wm ⁻³	Figure of Merit (Qualitätskennzahl) für Eignung von laseraktiven Medien für das Scheibenlaserdesign
FOM3	m ⁻¹	Figure of Merit (Qualitätskennzahl) für zu erwartende thermische Linse bei Einsatz im Scheibenlaser
g	m ⁻¹	(gesättigter) Verstärkungskoeffizient
g ₀	m ⁻¹	Kleinsignalverstärkungskoeffizient
g ₁ , g ₂	-	Resonatorparameter ($g_i = 1 - L/R_i$)
g _{thr}	m ⁻¹	Verstärkungskoeffizient an der Laserschwelle
G	-	(gesättigter) Verstärkungsfaktor (pro Umlauf)
G ₀	-	Kleinsignalverstärkungsfaktor (pro Umlauf)
G _{ASE}	-	mittlere Verstärkung der spontanen Emission an der Laserschwelle
I	Wm ⁻²	Leistungsdichte
I	A	Stromstärke
I _{abs}	Wm ⁻²	absorbierte Leistungsdichte (axial aufintegriert)
I _d	A	Betriebsstrom der Laserdiode(n)
I _{eff}	Wm ⁻²	effektive resonatorinterne Leistungsdichte unter Berücksichtigung des Mehrfachdurchgangs pro Resonatorumlauf
I _p	Wm ⁻²	Pumpleistungsdichte
I _{p, 0}	Wm ⁻²	auf den Laserkristall vor der ersten Absorption einfallende Pumpleistungsdichte
I _{p, eff}	Wm ⁻²	effektive Pumpleistungsdichte unter Berücksichtigung des Mehrfachdurchgangs des Pumplichts
I _{p, erf}	Wm ⁻²	erforderliche Pumpleistungsdichte (für effizienten Betrieb)
I _{p, sat}	Wm ⁻²	Pumpsättigungsleistungsdichte
I _{sat}	Wm ⁻²	Sättigungsleistungsdichte für die Verstärkung der Emission

Symbol Einheit Bedeutung

K	-	Strahlqualitätskennzahl ($= 1/M^2$)
$K_{\text{th-opt}}$	K^{-1}	thermooptische Konstante
$l_{\text{abs, eff}}$	m	effektive Absorptionslänge (90 % Absorption)
L	-	Verlustfaktor (pro Umlauf) ($= (1-T_{\text{OC}}) \cdot (1-L_{\text{int}})$)
L	m	Länge (eines Laserkristalls, eines Resonators o.ä.)
L_{int}	-	resonatorinterne Verluste
M_p, M_r	-	Anzahl der Pumplicht- bzw. Resonatorstrahlungsdurchgänge durch den Laserkristall
M^2	-	Beugungsmaßzahl ($= 1/K$)
n	-	Brechungsindex
n_1, n_2	-	Brechungsindex des äußeren bzw. inneren Mediums
n_+	-	relative Besetzungsdichte des oberen Energieniveaumultipletts
n_+^{trans}	-	für Transparenz (bzw. Gleichbesetzung) erforderliche relative Besetzung des oberen Multipletts
n_+^{thr}	-	relative Besetzung des oberen Multipletts an der Laserschwelle
n_d	m^{-3}	Dotierungskonzentration
$n_{d, \text{max}}$	m^{-3}	maximale Dotierungskonzentration (ohne starkes Quenching)
n_r	-	Anzahl der radialen Segmente
n_z	-	Anzahl der axialen Segmente
N.A.	-	Numerische Apertur
P	W	(optische) Leistung
P_{abs}	W	absorbierte Pumpleistung
P_{out}	W	Laserausgangsleistung
P_{pump}	W	Pumpstrahlungsleistung
\dot{q}	Wm^{-2}	Wärmeflußdichte
\dot{q}_{erf}	Wm^{-2}	erforderliche Wärmeflußdichte (für effizienten Betrieb)
\dot{q}_{ges}	Wm^{-2}	Wärmeflußdichte auf der gekühlten Scheibenfläche
\dot{q}_{abs}	Wm^{-3}	thermische Quellendichte
Q	-	Anzahl der Resonatorumläufe für Tiefpaßfilter zur Berechnung der gesättigten Verstärkung
r	m	radiale Koordinate
r	$m^{-2}s^{-1}$	Resonatorphotonenflußdichte
r_{eff}	$m^{-2}s^{-1}$	effektive, axial gemittelte Resonatorphotonenflußdichte
r_+, r_-	$m^{-2}s^{-1}$	Resonatorphotonenflußdichte in paralleler/antiparalleler Ausbreitungsrichtung
r_{out}	$m^{-2}s^{-1}$	ausgekoppelte Photonflußdichte
R	m	Radius (meist: Krümmungsradius eines Spiegels)
R_1, R_2	m	Radien der Spiegel eines Resonators

Symbol Einheit Bedeutung

R_s	m	Radius der Kristallscheibe
R_{thr}	m	Radius des oberhalb der Schwelleistungsdichte gepumpten Bereichs
R_{th}	Km^2W^{-1}	spezifischer thermischer Widerstand
$R_{th, ges}$	KW^{-1}	thermischer Gesamtwiderstand
$R_{th, WS}$	Km^2W^{-1}	spezifischer thermischer Widerstand der Wärmesenke
s	$m^{-2}s^{-1}$	Pumpphotonenflußdichte
s_{eff}	$m^{-2}s^{-1}$	effektive, axial gemittelte Pumpphotonenflußdichte
s_{sat}	$m^{-2}s^{-1}$	Sättigungspumpphotonenflußdichte ($= I_{p,sat}/E_{abs} = 1/(\sigma_{abs,p} \cdot \tau_{sp})$)
s_{trans}	$m^{-2}s^{-1}$	für Transparenz erforderliche lokale Pumpphotonenflußdichte
s_{thr}	$m^{-2}s^{-1}$	Pumpphotonenflußdichte an der Laserschwelle
s_+, s_-	$m^{-2}s^{-1}$	Pumpphotonenflußdichte in paralleler bzw. antiparalleler Ausbreitungsrichtung
s_0	$m^{-2}s^{-1}$	einfallende Pumpphotonenflußdichte
S	s^{-1}	Pumpphotonenfluß
$S_{außen}$	s^{-1}	Pumpphotonenfluß im unterhalb der Schwellflußdichte gepumpten Bereich
S_{innen}	s^{-1}	Pumpphotonenfluß im oberhalb der Schwellflußdichte gepumpten Bereich
$S_{<thr}$	s^{-1}	Pumpphotonenfluß unterhalb der Schwellflußdichte
$S_{<thr, innen}$	s^{-1}	Pumpphotonenfluß unterhalb der Schwellflußdichte im oberhalb der Schwellflußdichte gepumpten Bereich
S_0	s^{-1}	einfallender Pumpphotonenfluß
T	K	Temperatur (meist: Kristalltemperatur)
T	-	Transmissionsgrad
T_a	K	Parameter für Fitfunktionen von $\sigma_{abs}(T)$ und $\sigma_{em}(T)$
T_c	K	bei Flüssigkeitskühlung: Temperatur des Kühlmediums (Vorlauf), bei Peltierkühlung: Temperatur der kalten Seite
T_d	K	Temperatur der Laserdioden-Wärmesenke
T_{eff}	K	über gepumptes Volumen gemittelte effektive Kristalltemperatur
T_0	K	Temperatur der gekühlten Scheibenfläche
T_{OC}	-	Transmission des Auskoppelspiegels
$T_{OC, opt}$	-	optimierte Transmission des Auskoppelspiegels
T_{offs}	K	Parameter für Fitfunktionen von $\lambda_{th}(T)$
T_p	-	Pumpplichttransmission für Einfachdurchgang
T_{trans}	-	Pumpplichttransmission für Einfachdurchgang an der Transparenzschwelle
U_0	V	extrapolierte Schwellspannung für Laserdiode
U_f	V	Flußspannung für (Laser-)Diode

Symbol Einheit Bedeutung

U_{\min}	V	theoretische Minimalspannung für Laserdiode
\ddot{U}_{eff}	-	axial gemittelte Überhöhung der effektiven Leistungsdichte gegenüber der einfallenden Leistungsdichte
V	m^3	Volumen
V	-	Verhältnis Pumpstrahldurchmesser zu Kristalldicke
V_p	m^3	gepumptes Volumen
w	m	$1/e^2$ -Strahlradius
w_0	m	Tailenradius
w_1, w_2	m	Resonatorstrahlradius auf Spiegel 1 bzw. 2
w_p	m	Pumpstrahlradius
W	s^{-1}	Übergangsrate (Indizes: pump, stim und spont für Pumprate und Raten der stimulierten bzw. spontanen Emission)
W_{sp}	s^{-1}	Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission ($= 1/\tau_{\text{sp}}$)
x	-	Hilfsgröße im analytischen 0D-Modell des Scheibenlasers
X	-	Hilfsgröße im analytischen 0D-Modell des Scheibenlasers
Y	-	Vierniveaunteil der relativen Besetzungsdichte des oberen Energieniveaumultipletts ($= X/(1+\chi_l)$)
z	m	axiale Koordinate
z_R	m	Rayleigh-Länge
Z_o, Z_u	-	Zustandssummen für das obere bzw. untere Energieniveaumultiplett
$\partial n/\partial T$	K^{-1}	Temperaturkoeffizient des Brechungsindex
$\partial U_f/\partial I_d$	Ω	Differentieller Innenwiderstand (einer Laserdiode)

Indices**Symbol Bedeutung**

4N	Vierniveaufall
ASE	mit bzw. für verstärkte(r) spontane(r) Emission
d-opt	optimierte Kristalldicke
l	bei der Laseremissionswellenlänge
max	Maximalwert
nenn	Nennwert (Herstellerangabe)
p	bei der (Peak-)Pumpwellenlänge
thr	an der Laserschwelle
Toc-opt	optimierte Auskopplertransmission
typ	typischer Wert

Abkürzungen

0D	nulldimensional
1D	eindimensional
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
AR	entspiegelt (Antireflex-Beschichtung)
ASE	Amplified Spontaneous Emission (verstärkte spontane Emission)
BK7	Borosilikat-Kronglas (Fa. Schott)
c	optische Achse (bei optisch einachsigen Kristallen)
CVD	Chemical Vapour Deposition (reaktive Abscheidung aus der Gasphase)
cw	Dauerstrichbetrieb
dp	diodengepumpt
$E_{\parallel c}$	Polarisation (E-Feld) parallel zur optischen Achse
$E_{\perp c}$	Polarisation (E-Feld) senkrecht zur optischen Achse
ESA	Excited State Absorption (Anregung aus dem oberen Laserniveau)
FA	Fast Axis (Richtung hoher Divergenz der Emission bei einer LD)
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFT	schnelle Fourier-Transformation
FWHM	Halbwertsbreite
HR	hochreflektierend (Beschichtung)
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart
LAM	laseraktives Medium
lap	lampengepumpt
LD	Laserdiode(n)
LiCAF	Lithium-Kalzium-Aluminium-Fluorid
LiSAF	Lithium-Strontium-Aluminium-Fluorid
LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory
lp	lasergepumpt
LSB	Lanthan-Scandium-Borat
LZH	Laserzentrum Hannover e.V.
M	Spiegel
MCR	Monte-Carlo-Raytracing (stochastisches Strahlverfolgungsverfahren)
ML	Modelocking-Betrieb
MOPA	Master Oscillator / Power Amplifier
NPRO	Nonplanar Ring Oscillator
OPA	Optischer Parametrischer Verstärker
OPO	Optischer Parametrischer Oszillator

p	Pulsbetrieb
PI	Leistung-über-Strom(-Kennlinie)
qcw	Quasi-Dauerstrichbetrieb
QWP	(Quarter-Waveplate) Verzögerungsplatte $\lambda/4$
QS	(Q-switched) gütegeschalteter Betrieb
SA	Slow Axis (Richtung geringer Divergenz der Emission bei einer LD)
SBS	stimulierte Brillouin-Streuung
SRS	stimulierte Raman-Streuung
SHG	Frequenzverdopplung
TEM _{nm}	transversal elektromagnetische Mode (nm: Indizes für die Modenordnung)
TEM ₀₀	transversaler Grundmode (Gaußscher Grundmode)
TFR	Tightly Folded Resonator
TK	Temperaturkoeffizient
TR	teilreflektierend (Beschichtung)
tt, TT	Tiefemperatur(-betrieb oder -spektren)
VRM	Variable Reflectivity Mirror (Auskoppler mit radial variierender Transmission)
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat
YLF	Yttrium-Lithium-Fluorid
YVO ₄	Yttrium-Vanadat
ZPL	Zero-Phonon-Line (direkter Übergang vom Grundzustand in das unterste Niveau der angeregten Zustände)

Elemente

Symbol Bedeutung

Ag	Silber
Al	Aluminium
Au	Gold
Ar	Argon
Cr	Chrom [#]
Cu	Kupfer
Er	Erbium*
Gd	Gadolinium*
Hf	Hafnium
Ho	Holmium*
In	Indium
Mg	Magnesium

Nd	Neodym*
Si	Silizium
Ta	Tantal
Ti	Titan [#]
Tm	Thulium*
Y	Yttrium
Yb	Ytterbium*
Zr	Zirkon

* Seltene Erde; [#]Übergangsmetall

Naturkonstanten

Symbol	Wert	Einheit	Beschreibung
π	3,141592...	-	Kreiszahl
c	$2,9979 \cdot 10^8$	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Vakuumlichtgeschwindigkeit
e	$1,6022 \cdot 10^{-19}$	A·s	Elementarladung
h	$6,6262 \cdot 10^{-34}$	J·s	Planck'sches Wirkungsquantum
k_B	$1,3806 \cdot 10^{-23}$	J·K ⁻¹	Boltzmann-Konstante

Extended Abstract

Since about 20 years, the world of solid state lasers is undergoing a slow, but steady change due to the increasing mature of high power diode lasers, which can be used as efficient and reliable pumping sources. In the beginnings, the available power was limited and the costs were prohibitive. The race towards commercially competitive high power diode pumped solid state lasers (HP-DPSSL) started with the availability of diode laser arrays with output powers in the range of 10 W and above.

The first designs of HP-DPSSL-lasers with average output powers in excess of 100 W were adopted from the well established high power lamp pumped systems. These designs can be divided into two categories: side pumped rod lasers and slab lasers. Both designs were exclusively realized using Nd-doped laser active crystals. Among the host materials, YAG, which is also preferred for high average power lamp pumped lasers, played the dominant role. The change from lamps to diodes as pumping source led to impressive (about 3- to 4-fold) improvements in the wall plug efficiency and reduced the fractional heat load of the laser active material (LAM) significantly (by about 30 to 50 %), allowing for higher output powers of up to 1 kW per rod and an improved beam quality.

Even with reduced heating, the inevitable thermal lensing effect of the rod, caused by the radial cooling which creates a thermal gradient orthogonal to the beam propagation, limits the achievable brightness per rod to approx. 12 mm·mrad at 800 W assuming a dynamically stable resonator. Therefore, brightness can be scaled up only by using complex and adjustment-critical multi-rod designs. The slab design circumvents the thermal lensing problem using a one-dimensional (1-D) heat flux, which is again orthogonal to the beam propagation, and a zig-zag optical path inside the laser active medium for compensating the effects of the residual 1-D thermal lens. Despite its potential to generate high average output powers of 3 kW and more out of one crystal, up to now, the commercial success of the slab design remains marginal due to its inherent complexity and some unsolved problems like distortions at the crystal ends.

Many of the limitations of the HP-DPSSL-designs discussed so far can be surpassed by fully exploiting the unique properties of the radiation emitted from high power laser diodes, which are completely different from those of the thermal radiation emitted from arc lamps. To do so, the conventional LAMs as well as the typical pumping and cooling schemes have to be checked critically whether they enable the design of highly efficient HP-DPSSLs with a beam quality comparable to state-of-the-art high power CO₂-lasers (approx. 4 mm·mrad at up to 3 kW).

Nd:YAG permits efficient lamp pumping due to a multitude of absorption lines in the

visible range of the spectrum and due to its true four level (4L) energy level scheme, resulting in a very low threshold for the power density of the pumping radiation. On the other hand, as a consequence of this 4L system, diode pumping of Nd:YAG at its most prominent absorption line at 808 nm creates about 30 % of waste heat. When using laser diodes as pumping source, which have a much higher brightness and better absorption than lamps, the low threshold pump power density is not as important as with lamps.

Therefore, for diode pumping a LAM with significantly lower fractional heating than Nd-doped crystals would be favourable, even at the expense of a somewhat higher threshold pump power density, which is typical for so called „quasi three level (Q3L) systems“ with a low lying and thus markedly thermally populated lower laser level. Absorption at visible wavelengths is not necessary since the best available high power laser diodes are emitting at near infrared wavelengths between 800 and 1000 nm. A broad and strong absorption band in this range is essential to enable a compact active medium and to relax the wavelength specifications for the diodes.

Yb-doped crystals are good candidates for a LAM with the properties necessary for an efficient HP-DPSSL with low heat generation and thus reduced thermally induced optical distortions. Yb:YAG, which is available in a good and consistent quality, possesses the desired broad and strong absorption band around 940 nm and converts only about 10 % of the absorbed power into heat; a threefold improvement over Nd:YAG. Its extremely simple energy level scheme, which avoids virtually all of the energy loss mechanisms known for complex energy level schemes like Nd:YAG, as well as its long upper laser level lifetime of about 1 ms (four times the value of Nd:YAG) are additional benefits.

The most important potential drawback of Yb:YAG is its high threshold pump power density of about 2 kW/cm^2 at room temperature, which is due to its Q3L nature. For efficient laser operation, the pump power density within the LAM has to exceed the threshold value by at least a factor of five. If absorbed within a short distance, this high power density may lead to heat flux densities in the range of 1 kW/cm^2 . To avoid excessive heating, the distance between the heat source (the pumped volume) and the heat sink (the cooled surface(s)) has to be kept very small (well below 1 mm).

Several geometries have been proposed to achieve efficient high average power operation of diode pumped Yb:YAG lasers. An end-pumped rod design which utilizes total internal reflection of the pumping light at the polished barrel of the rod has been realized by LLNL. A setup comprising a 90° quartz rotator between two thin rods with low doping concentration and undoped endcaps yielded a maximum output power of 1.08 kW with an optical-to-optical efficiency of 27.5 %. Although not dynamically stable, the low fractional heating of Yb:YAG enabled an excellent beam parameter product of about

3 mm·mrad at 1 kW¹. The drawbacks of this setup are the low efficiency and the residual thermal lens, which still limits the beam quality. A compact Yb:YAG slab laser design scalable to very high powers has been proposed by Byer et al.. In contrast to the traditional slab setup, in this „edge-pumped“ configuration the small sidefaces are used as the input ports for the pumping light. So far, only a small Nd:YAG prototype with an output power of 127 W has been realized¹. Yb-doped silica fibre lasers exhibit very high optical-to-optical efficiencies; using double-clad endpumped fibre designs, near diffraction limited output has been obtained at power levels in excess of 100 W. Power scaling seems to be possible, but the commercial success of high power fibre lasers will largely depend on a simple, scalable pumping scheme.

In this work an alternative approach is presented which combines high efficiency with very low thermal lensing. The key feature of this novel design is the use of a very thin disk-shaped LAM which is axially cooled at one (or both) of the large, flat faces. Typically, the cooled face is mounted onto an (opaque) heat sink and coated with a reflector for the resonator light, resulting in an „active mirror“ device. In the axially pumped configuration, the reflector is used for the pumping light as well. The heat flow, and thus the thermal gradient, is essentially parallel to the direction of beam propagation; hence the strong thermal lensing of the rod design is avoided. In addition, and also in contrast to the rod, this approach has an independent parameter, which allows to reduce the thermally induced optical distortions as far as required to obtain efficient high-brightness operation even at high output powers. Since the thermal lensing effects of the disk are roughly proportional to the square of the crystal thickness, the disk only has to be made sufficiently thin to minimize them.

Power scaling of the thin-disk laser is accomplished by increasing the diameter of the pumped region in the centre of the disk. Due to the 1-D axial heat flow, the maximum allowable pump power density only slightly depends on the pump spot diameter. For the same reason, and again in striking contrast to the rod design, the residual thermal lens of the thin-disk laser scales very favourable with increasing power. The spherical part of the thermal lens of the „active mirror“ strongly depends on the stiffness of the heat sink, which has to withstand the thermally induced bending forces of the crystal, and also on the (nominally flat-top) pump beam profile. Given an appropriate heat sink and a sufficiently thin crystal, this spherical lensing effect is weak and its focussing power even tends to decrease with increasing pump spot diameter. Therefore, the dynamic stability will not be adversely affected by scaling the power at a constant beam quality. The aspherical part of the thermal lens, which causes diffraction losses inside the laser

¹ These results were presented at the Advanced Solid-State Laser Conference 2000 in Davos

resonator, is dominated by the step in the optical path length at the edge of the pump spot. The height of this step, which is virtually independent of the pump spot diameter, can be controlled mainly by the crystal thickness. Hence, the acceptable crystal thickness is determined by the tolerable diffraction losses, which are strongly depending on the requested beam quality.

The superior performance of this so called „thin-disk “-concept comes at an expense: Depending on the details of the design (material, pumping geometry, beam quality etc.), the low thickness of the LAM may enforce the use of a relatively complex pumping optics for sufficient absorption. For example, efficient room temperature operation of an axially pumped Yb:YAG-thin disk laser requires about 16 passes of the pumping light through the crystal. To do so, the pump spot has to be re-imaged onto the crystal several times. At lower cooling temperatures, due to the reduced threshold pump power density, similar efficiencies are achieved using fewer passes of the pumping light.

The goal of this work is to give a theoretical as well as an experimental introduction into the principles of the operation of thin-disk lasers with emphasis on axially pumped systems using Q3L-materials. The theoretical part starts with a discussion of the different physical phenomena to be considered for modelling the thin-disk laser followed by a detailed analytical zero-dimensional model of the cw-operation. Despite not accurate enough to make quantitative predictions about the high power operation, this simplified model makes it easy to understand the role of the key parameters. In the subsequent section, a more sophisticated, self-consistent 1-D model of the axially pumped thin-disk laser is presented; the theoretical part is completed by a section devoted to the refinements of the 1-D model necessary to allow quantitative predictions of the efficiency.

The experimental part starts with the discussion of the spectroscopy done on Yb:YAG to be able to make an accurate model of its laser operation, followed by the measurements made to determine the threshold and slope efficiency of a Ti:sapphire-pumped Yb:YAG laser at various operating temperatures. The next topic is the characterization of the components, especially the laser diodes and the laser crystals, used for the diode-pumped Yb:YAG thin-disk laser setups presented in this work. The results obtained with these different setups, starting with the first, non-optimized versions are discussed in the following chapters. Subsequently, the different measures investigated to increase power, efficiency, and beam quality are presented. The most important highlights of these experimental investigations are:

- The Ti:sapphire-pumped Yb:YAG laser yields a maximum slope efficiency of 88 % at 120 K. At room temperature, a slope efficiency of about 73 % was obtained.
- A scalable beam combining optics for fibre-coupled pump modules, exhibiting low

coupling losses, is presented. This optics serves as prerequisite for the highest output powers of the diode-pumped Yb:YAG thin-disk lasers demonstrated in this work.

- A diode-pumped Yb:YAG thin-disk laser with 8 pump beam passes through the crystal achieves 64 % optical-to-optical efficiency at 199 K and a pump power of 46 W.
- The measured temperature dependence of the optical-to-optical efficiency of an Yb:YAG thin-disk laser with 8 pump beam passes closely matches the predictions of the 1-D model between 235 K and room temperature.
- Efficient high-power TEM₀₀-operation of an Yb:YAG thin-disk laser with 8 pump beam passes is obtained with a maximum output power of 97 W at a cooling temperature of 264 K. The optical-to-optical efficiency is only slightly reduced from 43.6 % at $M^2 = 11.5$ to 39.3 % at $M^2 = 1.24$.
- Single frequency-operation of an Yb:YAG thin-disk laser with 8 pump beam passes is achieved with a maximum output power of 27.7 W.
- The scalability of the output power of Yb:YAG thin-disk lasers is demonstrated using different numbers of fibre-coupled pump modules in the same setup. A maximum output power of 255 W is reached at a pump power of 519 W.
- By inserting a birefringent filter into the resonator of an Yb:YAG thin-disk laser, a broad continuous tuning range of 44 nm is obtained at a maximum output power of about 10 W. The maximum output power is increased to 17 W at a reduced tuning range of 23 nm.

Finally, a short summary of the expected future developments in the field of thin-disk lasers, including new LAMs, pulsed operation, and further improvements in power and brightness as well as potential applications is given. A brief discussion of the limits of power scaling due to amplified spontaneous emission is also included.

The results presented in this work can only give a vague idea of the potential of the thin-disk concept in a wide field of applications. Some of the future improvements and innovations based on this „workhorse“ design can be foreseen, many others – though not expected yet – will come, too.

1 Einleitung

1.1 Optisches Pumpen von Festkörperlasern

Bei der Rückschau auf nunmehr 40 Jahre Laserentwicklung fällt auf, daß es sich bereits bei dem ersten, von Theodore Maiman 1960 vorgestellten, „optischen Maser“ um einen optisch angeregten Festkörperlaser gehandelt hat [1]. Obwohl der von Maiman entwickelte Rubinlaser heutzutage für Industrie und Technik nur noch von geringer Bedeutung ist², konnte sich das Grundkonzept der optischen Anregung von Festkörpern gegenüber verschiedenen, meist nur wenige Jahre später entstandenen Alternativen (z.B. elektrische Anregung von Gasen oder Halbleitern) behaupten.

Bereits in der ersten Hälfte der 60er Jahre wurden unzählige zum optischen „Pumpen“ geeignete Festkörpermaterialien entdeckt [2]; unter ihnen haben die mit Seltenen Erden dotierten Kristalle und Gläser, allen voran der mit Neodym dotierte Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$) [3], die breiteste Anwendung gefunden. Die Seltenerd-Ionen verdanken ihre besondere Bedeutung ihrer nur teilweise gefüllten inneren 4f-Elektronenschale. Optische Übergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus der durch die äußeren Elektronen abgeschirmten 4f-Schale werden von den benachbarten Atomen im Festkörper nur relativ schwach beeinflusst, wodurch „metastabile“ Anregungszustände mit Lebensdauern von Hunderten von Mikrosekunden bis zu Millisekunden möglich sind. Ähnliches gilt für die 3d-Elektronen der Übergangsmetalle, von denen das Chrom, welches das laseraktive Ion im Rubin ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) darstellt, die größte Bedeutung erlangt hat³. Die hohen Lebensdauern der metastabilen Niveaus ermöglichen die Speicherung von Energie, die langsam (z.B. durch Blitzlampen) zugeführt, aber schnell – als Laserimpuls – abgegeben werden kann. Die Energieabgabe kann innerhalb weniger Nanosekunden (unter Umständen sogar in Piko- bzw. Femtosekunden) erfolgen, wodurch Pulsspitzenleistungen im Megawatt-(oder Gigawatt-)Bereich erzielt werden können. In Verbindung mit der sehr guten Fokussierbarkeit der Laserstrahlung sind so extrem hohe Leistungsdichten von über 10^{12} Watt pro Quadratzentimeter realisierbar, die

² In jüngster Zeit stellt die kosmetische Haarwurzelerödung die bedeutendste und stark zunehmende Anwendung des Rubinlasers dar.

³ Neben dem Cr^{3+} -Ion, das als aktives Ion in diversen Laserkristallen Verwendung findet, hat nur das Ti^{3+} -Ion in Saphir (Al_2O_3) größere Bedeutung erlangt; andere, potentiell interessante Kristalle mit Übergangsmetallionen konnten sich bisher aufgrund verschiedener Nachteile beziehungsweise Herstellungsprobleme nicht durchsetzen. Der Titan:Saphirlaser nimmt aufgrund seiner einzigartigen Verstärkungsbandbreite (etwa 680 nm bis 1080 nm), die unter anderem die Erzeugung ultrakurzer Pulse (ca. 5 fs) ermöglicht, eine Sonderstellung ein.

sowohl für die Materialbearbeitung (Bohren, Abtragen, Ritzen etc.) als auch für nicht-lineare optische Effekte (Frequenzverdopplung, Optische Parametrische Verstärkung (OPA/OPO) etc.) genutzt werden. Bei Leistungsdichten in der Größenordnung von 10^{20} Watt/cm² und Pulsenergien von einigen Megajoule ist sogar die Energiegewinnung aus der Verschmelzung von schweren Wasserstoffisotopen („Laser-Fusion“) möglich. Als anschaulicher Vergleich mag dienen, daß durch Fokussieren von Sonnenstrahlung in Luft, also ohne Immersionsmedium, maximal $4 \cdot 10^3$ W/cm² erreicht werden können [4].

Aber nicht nur zur Erzeugung von energiereichen Pulsen sind Laser auf der Basis von mit Seltenerdionen dotierten Festkörpern geeignet; insbesondere das Material Nd:YAG weist auch ausgezeichnete Eigenschaften zur Erzeugung kontinuierlicher Laserstrahlung auf. Wichtig ist hierbei insbesondere eine niedrige erforderliche Pumpleistungsdichte, die den Einsatz von Bogenlampen als Pumplichtquelle ermöglicht, sowie eine gute Wärmeleitfähigkeit des Materials, wodurch eine übermäßige Erhitzung, verbunden mit mechanischer Verspannung (und unter Umständen auch Zerstörung) und optischer Verzerrung – die zu schlechter Fokussierbarkeit führt – sowie Wirkungsgradverlust, vermieden wird. Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, daß Maiman mit dem Rubin bereits ein Material mit außergewöhnlich guter Wärmeleitfähigkeit wählte, obwohl dies für die Funktion seines gepulsten Lasers mit geringer Wiederholrate sicherlich nicht ausschlaggebend war.

Dem Rubin mangelt es aber andererseits an der zweiten für den kontinuierlichen Laserbetrieb essentiellen Eigenschaft, der niedrigen Pumpleistungsschwelle. Dies liegt vor allem daran, daß der Laserübergang in diesem sogenannten „Dreineiveausystem (Typ I)“ (vgl. Abb. 1) im Grundzustand („0“) endet, so daß sich zur Erzielung der für den Laserbetrieb erforderlichen

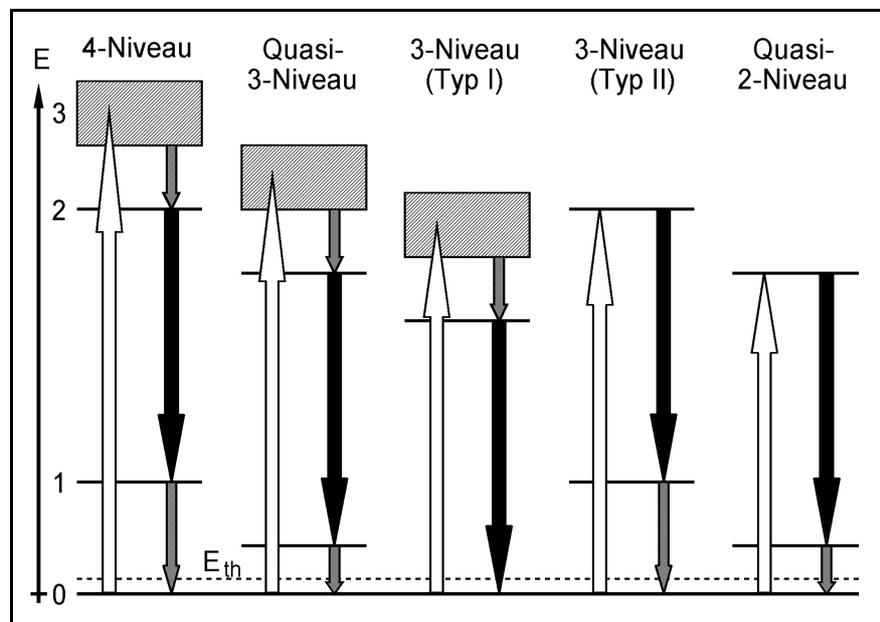


Abbildung 1: Energieniveauschemata für optisch angeregte Festkörperlaser (weiße Pfeile: Anregung, schwarze Pfeile: Laserübergang)

inversion der Besetzungszahlen zwischen oberem („2“) und unterem Laserniveau

(„1“, identisch mit „0“) (ohne Berücksichtigung der Entartungsgrade der Niveaus) mindestens die Hälfte der Cr^{3+} -Ionen im angeregten Zustand (d.h. im oberen Laserniveau „2“) befinden muß. Im Gegensatz dazu liegt das untere Laserniveau „1“ des dominierenden Laserübergangs in Nd:YAG, einem „Vierniveausystem“ (vgl. Abb. 1), so weit oberhalb des Grundzustandes „0“ (Energie E_1 etwa zehnfach über der mittleren thermischen Energie der Elektronen $E_{\text{th}}=k_B \cdot T$), daß sich bei Raumtemperatur zur Erzielung der Inversion gemäß der Boltzmann-Statistik nur ein Anteil von etwa $\exp(-E_1/E_{\text{th}})=5 \cdot 10^{-5}$ der Neodym-Ionen im oberen Laserniveau befinden muß. Bei einem Energieniveauschema, bei dem das untere Laserniveau „1“ nur wenig über der thermischen Energie E_{th} liegt (max. vier- bis fünffach), und daher zu einem nennenswerten Prozentsatz ($> 1\%$) thermisch bevölkert ist, spricht man von einem „Quasi-Dreineiveausystem“ (vgl. Abb. 1). Entsprechend ergeben sich das „Dreineiveausystem (Typ II)“ und das „Quasi-Zweineiveausystem“ aus dem Vier- beziehungsweise Quasi-Dreineiveausystem, wenn direkt in das obere Laserniveau „2“ (identisch mit dem Pumpniveau „3“) gepumpt wird. Komplexere Energieniveauschemata treten bei Systemen mit Energietransfer zwischen gleichen oder verschiedenen Ionen und bei Mehrfachanregung einzelner Ionen auf.

Lampengepumpte Dauerstrich-Nd:YAG-Laser weisen eine Reihe von vorteilhaften Eigenschaften auf: Mit einem – im Vergleich zu typischen Gaslasern der gleichen Leistungsklasse – kompakten Lasergerät läßt sich Laserstrahlung im nahen Infrarotbereich (typischerweise 1064 nm) mit Ausgangsleistungen von mehreren hundert Watt (max. 800 W pro Stab) bei einem relativ guten Wirkungsgrad (ca. 4 % bezogen auf die elektrische Leistungsaufnahme) erzeugen. Die Wellenlänge des Nd:YAG-Lasers erlaubt – im Gegensatz zu der des CO_2 -Lasers – eine verlustarme Übertragung der Laserstrahlung über flexible Lichtwellenleiter aus Quarzglas (Glasfasern). Mit Hilfe spezieller Geometrien (Slab-Laser) beziehungsweise durch die Verwendung mehrerer Kristalle werden Nennausgangsleistungen von bis zu 4 kW erreicht. Nachteilig ist der Umstand, daß aufgrund thermisch induzierter optischer Verzerrungen im Laserkristall, der sogenannten „thermischen Linse“, eine beugungsbegrenzte Strahlqualität nur bis ungefähr 20 Watt Ausgangsleistung erzielt werden kann; bei höheren Leistungen steht die Strahlqualität K , definiert als das Verhältnis von beugungsbegrenztem Strahlparameterprodukt $(w_0 \cdot \Theta_0)_{\text{bb}} = \lambda/\pi$ zu aktuellem Strahlparameterprodukt $(w_0 \cdot \Theta_0)_{\text{real}}$, in einem reziproken Verhältnis zur Ausgangsleistung⁴. Im Gegensatz hierzu kann ein CO_2 -Laser auch noch bei Ausgangsleistungen von mehreren Kilowatt eine hohe K -Zahl von etwa 0,8 erzielen. Somit geht der prinzipielle Vorteil der Festkörperlaserstrahlung, die bei $K=1$ aufgrund

⁴ Der angegebene, ungefähre Zusammenhang gilt für Stablasers mit einem aktiven Element und dynamisch stabilem Resonator; bei Verwendung mehrerer Stäbe kann die Leistung entsprechend der Anzahl der Stäbe erhöht werden, ohne die Strahlqualität zu reduzieren.

der etwa zehnfach kürzeren Wellenlänge wesentlich besser fokussierbar ist, bei Leistungen oberhalb von etwa 200 W pro Stab verloren. Typische Hochleistungsfestkörperlaser weisen daher ein mindestens dreimal so großes Strahlparameterprodukt auf wie vergleichbare CO₂-Laser. Dies bedingt für einige Anwendungsbereiche, insbesondere in der Materialbearbeitung (z.B. das Schneiden dicker Bleche), gewisse Einschränkungen.

Seit einigen Jahren sind Hochleistungslaserdioden als Pumplichtquellen für Festkörperlaser verfügbar; ihr Einsatz verspricht eine Reihe von Vorteilen gegenüber den überwiegend verwendeten Krypton- und Xenon-Bogenlampen:

- Laserdioden emittieren eine nahezu monochromatische Strahlung, deren Wellenlänge an die Absorptionsbanden der zu pumpenden Festkörperlasermaterialien angepaßt werden kann. Auf diese Weise können auch Festkörperlasermaterialien gepumpt werden, die keine breiten Absorptionsbanden und keinen Überlapp ihrer Absorptionslinien mit Emissionslinien von Bogenlampen aufweisen. Gleichzeitig kann die Wärmezeugung im Lasermedium durch die ausschließliche Verwendung von Pumpstrahlung mit der geringstmöglichen Photonenenergie minimiert werden. Dies führt zu einer geringeren thermischen Linse und somit zu einer verbesserten Strahlqualität. Die wirksame Absorption der Pumpstrahlung reduziert die Anforderungen an die Pumpkavität, die dazu dient, einen Mehrfachdurchgang der Pumpstrahlung durch das Lasermedium zu ermöglichen; im Extremfall kann diese auch gänzlich entfallen⁵. Die gute Absorption der Pumpstrahlung und der geringe Energieüberschuß der Pumpphotonen führen zu einem hohen Wirkungsgrad der optischen Anregung. Sehr kurze Absorptionslängen ermöglichen die Verwendung ungewöhnlicher Pumpgeometrien und sehr kompakter laseraktiver Medien.
- Die Strahlqualität von Hochleistungslaserdioden ist deutlich besser als die von Bogenlampen, so daß sich höhere Pumpleistungsdichten erzielen lassen. Dies ermöglicht den Einsatz von Festkörperlasermaterialien, bei denen aufgrund ihrer hohen Pumpleistungsdichteschwelle mit Lampen kein effizienter Laserbetrieb möglich ist. Gleichzeitig führt die hohe Leistungsdichte wiederum zu einer Reduzierung des Volumens des laseraktiven Mediums. Die Strahlung der Laserdioden kann verlustarm durch Glasfasern übertragen werden, wodurch sich die Pumplichtquelle räumlich von der Laserstrahlquelle trennen läßt. Hierdurch werden extrem kompakte Hochleistungsstrahlquellen möglich, die lediglich über ein dünnes Glasfaserkabel und zwei, aufgrund des reduzierten Kühlleistungsbedarfs, ebenfalls dünne Kühlmittelschläuche versorgt werden.

⁵ Die starke Absorption des Pumplichts kann allerdings auch zu einer inhomogenen Verteilung der Anregungsleistung und damit zu einer asphärischen Form der thermischen Linse führen, wodurch sich die Strahlqualität und/oder der Wirkungsgrad verschlechtern.

- Die Lebensdauer von modernen Hochleistungslaserdioden beträgt bei Nennstrom etwa 10.000 Stunden im Dauerstrichbetrieb; im Vergleich zu lampengepumpten Lasersystemen ergeben sich dadurch zehnfach bis hundertfach erhöhte Standzeiten der Pumplichtquelle.
- Der elektrisch-optische Wirkungsgrad von kommerziellen Hochleistungslaserdioden liegt gegenwärtig meist zwischen 40 und 50 Prozent für Dauerstrichbetrieb („cw“) und bei über 50 % im Langpulsbetrieb („quasi-cw“ bzw. „qcw“). Zusammen mit optisch-optischen Wirkungsgraden von typischerweise 30 bis 40 % für diodengepumpte Nd:YAG-Laser ergeben sich Gesamtwirkungsgrade zwischen 12 und 20 %, also etwa drei- bis fünffach höher als für lampengepumpte Systeme. Unter Berücksichtigung der typischerweise doppelt so guten Strahlqualität und der damit deutlich erhöhten maximal erzielbaren Prozeßgeschwindigkeit bei der Materialbearbeitung ergeben sich drastisch erhöhte Prozeßwirkungsgrade bezogen auf den spezifischen elektrischen Energiebedarf.

Als einziges Hindernis steht derzeit noch der hohe Preis der Laserdioden ihrem breiten Einsatz als Pumplichtquelle für Hochleistungsfestkörperlaser entgegen. Dieser hohe Preis ist wesentlich durch die bisher geringen Stückzahlen bedingt; sobald eine breite Anwendung der Hochleistungslaserdioden – beispielsweise auch in Direktanwendungen – hinreichend absehbar ist, kann mit einem erheblichen Preisrutsch gerechnet werden.

1.2 Stand der Technik

Die Vielzahl der bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt⁶ demonstrierten Konzepte für diodengepumpte Festkörperlaser läßt sich mit Hilfe folgender Kategorien systematisieren:

- a) Laseraktives Medium
- b) Betriebsart
- c) Geometrie des laseraktiven Mediums
- d) Pumpgeometrie
- e) Resonator-/Verstärkerdesign
- f) Art und Geometrie der Kühlung

Unter dem Begriff „*laseraktives Medium*“ werden dabei folgende Aspekte zusammen-

⁶ Dargestellt wird generell der Stand von 1996; zusätzlich wurden einige neuere Entwicklungen berücksichtigt.

gefaßt: Art der Kristall- bzw. Glasmatrix („Wirtsmaterial“ bzw. „Host“), das verwendete laseraktive Ion („Aktivator“), eventuell zusätzlich eingesetzte Ionen zur Verbesserung der Absorption oder des Energietransfers („Sensitizer“), die Ionen-Konzentrationen sowie die für Absorption, Emission und den Energietransfer innerhalb und zwischen den Ionen benutzten Übergänge. Aufgrund der sehr verschiedenen Anforderungen an Pumpleistungsdichte und Kühlung wird in diesem Zusammenhang besonders zwischen Vier- und Quasi-Dreineiveausystemen unterschieden. Hierbei ist zu beachten, daß mit einem einzigen Material, je nach Art der verwendeten Übergänge, verschiedene „laseraktive Medien“ mit eventuell sehr unterschiedlichen Eigenschaften realisiert werden können.

Bezüglich der *Betriebsart* wird zunächst hinsichtlich der zeitlichen Struktur der Anregung unterschieden zwischen Dauerstrichbetrieb (cw), Quasi-Dauerstrichbetrieb (qcw) und Pulsbetrieb (p). Hierbei ist das Kriterium für die Abgrenzung zwischen Puls- und Quasi-cw-Betrieb die thermische Belastung des laseraktiven Mediums: Im Pulsbetrieb klingt die durch das Pumpen bedingte Aufheizung des Mediums zwischen zwei Pulsen im wesentlichen ab, während sich im qcw-Betrieb eine nahezu stationäre Temperaturverteilung ergibt, die der einer Dauerstrich-Anregung mit gleicher mittlerer Leistung entspricht⁷. Für die als Pumplichtquelle dienenden Laserdioden bedeutet der qcw-Betrieb meist jedoch Pulsbetrieb, da ihre thermische Zeitkonstante sehr kurz ist. Zusätzlich ergeben sich verschiedene Möglichkeiten zur Pulserzeugung: Beim cw-Modelocking-Betrieb (cw-ML) liegen im Lasermedium quasi stationäre Bedingungen vor, da die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen verstreichende Zeit von einigen Nanosekunden wesentlich unter der Zeitkonstante zur Erzeugung der Inversion – typischerweise etliche Mikrosekunden – liegt; dagegen wird beim gütegeschalteten („Q-switched“-) Betrieb (cw-QS oder p-QS) jeweils die gesamte verfügbare Energie aus dem Lasermedium abgerufen.

Unter den *Geometrien für das laseraktive Medium* sind die prominentesten die Stab- und die Slabgeometrie. Interessante Alternativen zu diesen traditionellen Geometrien bieten unter anderem die Faser, der monolithische Ring (z.B. NPRO [5]), der planare Wellenleiter [6] sowie der Microchiplaser [7].

Die möglichen *Pumpgeometrien* lassen sich entsprechend der relativen Ausbreitungsrichtung von Pumplicht und Resonatorstrahlung in die Kategorien „transversal“ (oder auch „seitengepumpt“) und longitudinal (respektive „endgepumpt“) einteilen. Zu den transversalen Geometrien gehören das radiale Pumpen von Stäben sowie das Seiten-

⁷ Die Definition der Betriebsarten ist nicht ohne Willkür: Eine mögliche – und durchaus gebräuchliche – Alternative ist die Unterscheidung zwischen qcw- und Pulsbetrieb aufgrund der Pulsdauer der Anregung; nach dieser Definition liegt qcw-Betrieb vor, wenn die Pulsdauer lang gegen die Lebensdauer des oberen Laserniveaus ist.

pumpen von Slabs (außer beim „Tightly Folded Resonator“, kurz TFR [8]). Bei endgepumpten Stäben, Fasern, Wellenleitern, monolithischen Ringen und Microchips handelt es sich um longitudinale Geometrien. Beim TFR handelt es sich um einen longitudinal gepumpten Slab, dessen enger Zickzack-Strahlengang an die Pumplichtverteilung der benutzten Laserdiodenbarren angepaßt ist. Als vielversprechende Variante ist das (longitudinale) Cladding-Pumpen von Fasern anzusehen [9]. Ungerichtete Anregung und Mischformen sind möglich. Generell verspricht die longitudinale Anregung aufgrund des guten Überlapps zwischen dem gepumpten Volumen und dem Resonatormode gegenüber dem transversalen Pumpen einen höheren Wirkungsgrad; dies gilt insbesondere, wenn ein Betrieb im transversalen Grundmode angestrebt wird.

Resonator- und Verstärkerdesign umfassen sowohl die Art des Strahlengangs als auch die Auslegung hinsichtlich Resonatorstabilität und Modenausbildung. Hinsichtlich des Strahlenganges kommt eine Vielzahl von Möglichkeiten in Betracht: Die einfachste ist der gestreckte Resonator, der vor allem in Verbindung mit dem Stab eingesetzt wird. Im Slab wird meist ein Zickzack-Strahlengang verwendet, um die Wirkung der thermischen Linse zu reduzieren. Gelegentlich werden auch gefaltete Resonatoren mit Mehrfachdurchgang durch das laseraktive Medium benutzt. Durch den Einsatz von Verstärkerstufen zur Leistungssteigerung in sogenannten Master-Oscillator/Power-Amplifier-(kurz: MOPA)-Systemen vervielfachen sich die möglichen Varianten: Häufig werden Verstärker mit Mehrfachdurchgang (geometrisch und/oder polarisationsoptisch) verwendet. Insbesondere zur Erzeugung von einfrequenter („single frequency“) Laserstrahlung werden häufig Ringresonatoren verwendet, teils in monolithischer Ausführung unter Ausnutzung von Totalreflexion im laseraktiven Medium, teils diskret aufgebaut.

Hinsichtlich der *Art der Kühlung* unterscheidet man zwischen passiver Konvektion, direkter aktiver Gas- oder Flüssigkühlung sowie indirekter Kühlung unter Verwendung sogenannter „heat spreader“ und/oder Mikrokanalkühler. Passive Konvektion bedeutet, daß das laseraktive Medium frei in Luft steht, was im allgemeinen nur für geringe mittlere Leistungen sinnvoll ist. Bei der direkten aktiven Kühlung mit Gas oder einer Flüssigkeit (meist Wasser) wird das laseraktive Medium unmittelbar von einem Kühlmedium umströmt, das zunächst die Wärme durch Wärmeleitung lokal und anschließend durch Massenfluß global abführt. Die hierbei minimal erzielbare Temperaturdifferenz zwischen dem Kühlmedium und der Oberfläche des laseraktiven Materials wird wesentlich durch die abzuführende Wärmeflußdichte sowie die Wärmeleitfähigkeit, die Wärmekapazität und die Zähigkeit des Kühlmediums und dessen Strömungsgeschwindigkeit begrenzt. Unter realistischen Annahmen ergibt sich laut Literatur [10] mit Wasser als

Kühlmedium ein Wärmeübergangswiderstand von mindestens $0,1 \text{ Kcm}^2/\text{W}$ ⁽⁸⁾. Für alle Arten von lampengepumpten Festkörperlasern ist dieser Wert aufgrund der moderaten, maximal auftretenden Wärmeflußdichten mehr als ausreichend. Bei Hochleistungslaserdioden sowie einigen diodengepumpten Lasern treten allerdings abzuführende Wärmeflußdichten in der Größenordnung von $1 \text{ kW}/\text{cm}^2$ auf, was bei konventioneller Wasserkühlung zu einem unakzeptabel hohen Temperatursprung von wenigstens 100 K führen würde. In diesen Fällen bleibt die Möglichkeit zur Vergrößerung der Oberfläche, an welcher der Wärmeübergang stattfindet, durch Verwendung sehr schmaler, tiefer Kühlkanäle, die entweder direkt in das laseraktive Material oder in einen in gutem Wärmekontakt dazu stehenden Festkörper mit hoher Wärmeleitfähigkeit eingearbeitet sein können. Als Material für solche Mikrokanalkühler kommen vorzugsweise Silizium (aufgrund seiner guten Strukturierbarkeit) und Kupfer zum Einsatz [11]. Bei einer hinreichend kleinen Wärmequelle kann die Verteilung des Wärmeflusses in einem in Wärmekontakt mit ihr stehenden großflächigen Festkörper mit sehr guter Wärmeleitfähigkeit (Kupfer, Diamant o.ä.) genutzt werden. Ein solcher „heat spreader“ aus einer 1 mm dicken CVD-Diamantplatte mit rückseitiger Wasserkühlung erreicht bei einer Wärmequelle mit 5 mm Durchmesser einen effektiven Wärmewiderstand von $0,01 \text{ Kcm}^2/\text{W}$ [12].

Für die möglichen *Kühlgeometrien* gelten die gleichen Kategorien wie für die Pumpgeometrien; zusätzlich unterscheidet man ein-, zwei- und dreidimensionale Wärmeableitung. Bei Stäben, planaren Wellenleitern und Fasern ist eine zweidimensionale transversale Kühlung üblich, die zu einer überwiegend parabolischen, radialen Temperaturverteilung und damit zur thermischen Linse führt⁹. Slabs werden meist gezielt ein-dimensional transversal gekühlt, um die thermische Linse in der Richtung senkrecht zur Kühlachse zu minimieren. Bei Microchiplasern kommt aufgrund der kleinen Dimensionen des gepumpten Bereichs, abhängig von der Montage, teilweise eine dreidimensionale Kühlung zustande¹⁰. Während die Kühleffizienz einer Geometrie in erster Näherung durch mittlere Distanz zwischen Wärmequellen und Wärmesenken charakterisiert

⁸ Neuere, unter anderem am IFSW durchgeführte Untersuchungen weisen darauf hin, daß sich durch ausreichend aggressive Wasserkühlung („impingement cooling“) auch deutlich niedrigere Wärmeübergangswiderstände erzielen lassen.

⁹ Eine exakt parabolische Temperaturverteilung (wie sie bei homogener Anregung auftreten kann) führt zu einer aberrationsfreien Linse, die zwar aufgrund ihrer mit der Pumpleistung variierenden Stärke den zulässigen Bereich der Pumpleistung einschränkt (dynamische Stabilität), jedoch nicht den Wirkungsgrad vermindert. Jede Abweichung von der idealen Verteilung führt zu optischen Aberrationen, die (mit ihrer Stärke überproportional zunehmende) Beugungsverluste bewirken und sich – ebenso wie die gleichzeitig auftretende thermisch induzierte Doppelbrechung – nur schwer korrigieren lassen.

¹⁰ Der sehr kurze, weil direkt auf die Flachseiten des Laserkristalls aufgebrachte, plan-plan-Resonator der Microchiplaser wird durch die thermische Linse stabilisiert.

werden kann, bestimmt die Abhängigkeit dieses Wertes von der Systemleistung die Skalierbarkeit. Für ein skalierbares System darf dieser mittlere Abstand nicht mit der Leistung steigen. Somit hängt die Skalierbarkeit einer Kühlgeometrie wesentlich von ihrer Dimensionalität ab: Die jeweils nicht gekühlten Dimensionen erlauben eine Skalierung durch Verlängerung der entsprechenden Abmessungen; eine Vergrößerung der gekühlten Dimensionen würde dagegen zu einer zunehmenden Verschlechterung der Kühlung, die schließlich einen effizienten Laserbetrieb unmöglich macht, führen¹¹.

Entsprechend sind dreidimensionale Kühlgeometrien nicht skalierbar, zweidimensionale Geometrien nur über die Länge und eindimensionale über zwei Dimensionen, also eine Fläche. Da das benötigte aktive Volumen annähernd proportional zur Systemleistung ansteigt, ergibt sich bei nur einer skalierbaren Dimension eine entsprechende proportionale Längenänderung, während zwei skalierbare Dimensionen eine wesentlich geringere Änderung jeder einzelnen Dimension, bei gleichmäßiger Anpassung mit der Quadratwurzel der Leistung, erlauben. So wird beispielsweise die maximale cw-Leistung (800 W für lampengepumpte Nd:YAG-Laser) eines Stablaser durch die Verfügbarkeit entsprechend langer Laserkristalle begrenzt. Bei Slab-Lasern tritt eine entsprechende Einschränkung erst bei wesentlich höheren Leistungen auf (> 3 kW bei Nd:YAG). Aus diesen Überlegungen wird deutlich, daß für höchste Leistungen im wesentlichen Slabs oder Scheiben (wie in den „disk amplifiers“ [13] für die Fusions-Forschung) in Frage kommen. Der Unterschied zwischen ihnen liegt in der relativen Orientierung von Resonatorstrahlausbreitung und Kühlung: Slabs werden transversal gekühlt, Scheiben dagegen longitudinal.

Tabelle 1 gibt einen Überblick über die wichtigsten laserrelevanten Eigenschaften einiger ausgewählter Materialien für diodengepumpte Festkörperlasersysteme. Die Bedeutung der benutzten Symbole kann dem Symbolverzeichnis entnommen werden. Alle Angaben beziehen sich, soweit nicht anders angegeben, auf Raumtemperatur.

Bei Nd:YVO₄ und dem verwandten Nd:GdVO₄ [14] sowie bei Nd:LSB (Nd³⁺:LaSc₃(BO₃)₄) und Cr:LiSAF (Cr³⁺:LiSrAlF₆) handelt es sich um Materialien mit extrem hohem maximalen Absorptionskoeffizienten, was sie für Microchip- und Scheibenlaser besonders geeignet macht. Nachteilig sind jedoch die relativ schlechten thermischen (η_{th} , λ_{th}), mechanischen (Elastizitätsmodul, Zugfestigkeit, Spaltbarkeit etc.), thermomechanischen (α_{th}) und thermooptischen ($\partial n/\partial T$) Eigenschaften, die bei hohen Pumpleistungen bzw. Pumpleistungsdichten zu Problemen (starke thermische Linse, Bruch) führen.

¹¹ Die Kühleffizienz des (homogen angeregten) radial gekühlten Stabes ist von seinem Durchmesser unabhängig; dies ist günstiger als bei einer eindimensionalen Kühlung, erlaubt aber dennoch keine Leistungsskalierung über die gekühlten Dimensionen.

Größe	Einheit	Nd:YAG	Nd:YLF	Nd:YVO ₄	Nd:LSB	Yb:YAG	Cr:LiSAF
λ_{em}	nm	1064	1047 [1053]	1064	1063	1030	845
$\Delta\lambda_{em}$	nm	0,5	1,4	~1	4	50*	~150
λ_{abs}	nm	809	792 {797}	809	808	940 {969}	670
$\Delta\lambda_{abs}$	nm	0,8	1,7 {2,8}	2 [~4]	3	10 {2,5}	100
σ_{abs}	10^{-20}cm^2	~7,5	~18 {4,5}	27	7,1 (x) 5,8 (y) 1,9 (z)	0,7 {0,7}	5,0
$n_{d, max}$	10^{20}cm^{-3}	1,5 (1,1%)	~0,7 (1,1%)	4,5 (3%)	15 (25%)	21 (15%)	~16 (20%)
α_{max}	cm^{-1}	~11	~12 {~3}	122 (3%)	90 (25%)	15 (15%)	116 (20%)
σ_{em}	10^{-20}cm^2	~40	18 [12]	~100	12 (10%)	2,3	4,8
τ_{sp}	μs	240	480	97 (1%)	118 (10%)	950	67
I_{sat}	kW/cm^2	~2	2,2 [3,0]	~2	12 (10%)	~8	73
$I_{p, sat}$	kW/cm^2	~13	~2,9 {11,6}	~9	29	32	89
η_{max}	%	76	76	76	76	91 (94)	~79
E_l/E_{th}		10,13	~10	9,52	9,35	2,94	
$\eta_{sl, max}^{\#}$	%	62	71 [15]	64	64 [16]	83 lp/tt*	44 lp
$P_{out, max}^{\#}$	W (cw)	300	10 [17]	13,8 [18]	1,3 [19]	255*	1
η_{th}	%	~35				<11	
λ_{th}	W/(m·K)	~13	6	5,2 [5,1]	2,8 (z)	~13	3,1
α_{th}	10^{-6}K^{-1}	~7	13 [8]	7,2 [3,1]	12,3	~7	-10,0 [18,8]
$\partial n/\partial T$	10^{-6}K^{-1}	~8,3	-4,3 [-2]	~3,9 [8,5]	4,4	~8,3	-4,0 [-2,5]
E	GPa	~280	~75			~280	109
σ_{max}	MPa	~280	~54			~280	~80
n	bei λ_{em}	1,814	1,477 [1,457]	1,957 [2,165]	1,828 (x) 1,827 (y) 1,749 (z)	1.814	1,4074 [1,4054]
Quellen			[20]	[21]	[22]	[23]	[24]

Tabelle 1: Übersicht über die wichtigsten laserrelevanten Eigenschaften einiger Materialien für diodengepumpte Festkörperlaser¹² (*: vorliegende Arbeit; #: soweit nicht anders angegeben mit Laserdioden gepumpt)

Cr:LiSAF ist ein diodengepumptes, breit durchstimmbares laseraktives Material mit relativ hoher Lebensdauer des oberen Laserniveaus; zusammen mit ähnlichen Systemen wie Cr:LiCAF [25] und Cr:LiSGaF [26] bietet es eine interessante Alternative zu konventionellen, mit Argon-Ionenlaser oder frequenzverdoppeltem Nd:YAG-Laser gepumpten Systemen (Titan:Saphirlaser, Farbstofflaser).

¹² Bei den optisch einachsigen Kristallen gelten die Werte ohne Klammern für $E_{\parallel c}$ bzw. in Richtung der optischen Achse (in eckigen Klammern: $E_{\perp c}$ bzw. senkrecht zur optischen Achse), bei dem zweiachsigen Nd:LSB sind die Werte für $E_{\parallel x}$ angegeben.

Nd:YLF zeichnet sich durch einen negativen Temperaturkoeffizienten des Brechungsindex $\partial n/\partial T$ sowie durch eine hohe Lebensdauer des oberen Laserniveaus τ_{sp} aus. Das negative $\partial n/\partial T$ kann bei geeigneter Auslegung den Effekt der Wärmeausdehnung teilweise kompensieren und so die thermische Linse gegenüber Nd:YAG erheblich reduzieren. Die im Vergleich zu Nd:YAG etwa doppelt so lange Lebensdauer ermöglicht die Erzeugung energiereicherer Pulse bei cw-Anregung. Die natürliche Doppelbrechung von YLF (und ebenso von YVO₄, LSB und LiSAF) verringert den Einfluß der thermisch induzierten Doppelbrechung, so daß ohne hohe Verluste (wie bei Nd:YAG üblich) polarisierte Laserstrahlung erzeugt werden kann.

Yb:YAG weist aufgrund des günstigen Verhältnisses von Laserphotonenenergie zu Pumpphotonenenergie einen sehr hohen theoretischen Maximalwirkungsgrad von 91 % auf. Andererseits verursacht die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus, das nur 612 cm⁻¹ über dem Grundzustand liegt, eine relativ hohe Schwellpumpleistungsdichte $I_{p, thr}$ von 2,1 kW/cm². Die breite Absorption, die geringe Wärmeerzeugung sowie die guten thermischen und mechanischen Eigenschaften des Wirtskristalls lassen Yb:YAG als ein attraktives Material für diodengepumpte Hochleistungslasersysteme erscheinen.

Folgende Materialien sind ebenfalls für den Einsatz im Scheibenlaser interessant:

- *Tm³⁺:YAG* [27]:
Quasi-Dreineiveausystem, $\lambda_{abs} = 785 \text{ nm}$, $\lambda_{em} = 2,02 \text{ }\mu\text{m}$, hoher Wirkungsgrad ($\eta_{sl, max} = 59 \%$) durch „Cooperative Upconversion“, um 200 nm durchstimmbar
- *Ytterbium-dotierte Fluorapatite* ($\text{Yb}^{3+}:\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ u.ä.) [28]:
niedrigere Schwelle als Yb:YAG, aber schlechtere thermomechanische Daten
- *Alexandrit* ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{BeO}_4$ [Chrysoberyll]) [29]:
 $\lambda_{abs} = 590 \text{ nm}$, $\lambda_{em} = 750 \text{ nm}$, hoher Wirkungsgrad ($\eta_{sl, max} = 73 \%$), 120 nm Durchstimmbereich, gute Wärmeleitfähigkeit
- *Smaragd* ($\text{Cr}^{3+}:\text{Be}_3\text{Al}_2\text{Si}_6\text{O}_{18}$ [Beryll]) [30]:
 $\lambda_{abs} = 650 \text{ nm}$, $\lambda_{em} = 750 \text{ nm}$, hoher Wirkungsgrad ($\eta_{sl, max} = 64 \%$), 120 nm Durchstimmbereich
- *Quasi-Dreineiveauübergänge in Neodym-dotierten Kristallen:*
z.B. Nd:YVO₄ mit $\lambda_{em} = 915 \text{ nm}$, $I_{p, thr} = 0,9 \text{ kW/cm}^2$, $\eta_{max} = 88,5 \%$

Als instruktives Beispiel für endgepumpte Stablasers kann das von Tidwell, Seamans und Bowers [31] entwickelte System aus zwei Nd:YAG-Stäben dienen, die von je zwei Modulen aus je vier schräg auf die Kristallendflächen fokussierten 15 W-Laserdiodenarrays (1 cm breite „Barren“) gepumpt werden. Die mit dieser Anordnung erzielte cw-Ausgangsleistung von 60 W bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität zählt zu den

höchsten bisher erzielten. Die gute Strahlqualität wird unter anderem mit Hilfe eines 90°-Quarz-Rotators zur Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung sowie einer asphärischen Korrekturlinse erzielt. Der relativ hohe optisch-optische Wirkungsgrad von 26 % ist vor allem der longitudinalen Pumpgeometrie zu verdanken.

Für diodengepumpte Slablasers liegt der entsprechende Höchstwert bei 40 W, die von Shine, Alfrey und Byer [32] mit einem sehr kleinen ($1,7 \times 1,8 \times 58 \text{ mm}^3$), mit 25 10 W-Fasern gepumpten Nd:YAG-Kristall erzielt wurden. Im Gegensatz zu der von Tidwell et al. benutzten Geometrie wird die hohe Strahlqualität hier ohne aufwendige Zusatzoptiken und mit nur einem Kristall erzielt. Allerdings fällt aufgrund der transversalen Pumpgeometrie der optisch-optische Wirkungsgrad mit 18 % relativ niedrig aus.

Für auf Singlemode-Glasfasern basierende cw-Lasersysteme liegt die höchste bisher realisierte Ausgangsleistung bei ca. 100 W (Ytterbium-dotierte Faser, Fa. IPG); wesentlich höhere Leistungen werden durch das Auftreten von parasitären nichtlinearen Effekten (z.B. stimulierte Brillouinstreuung (SBS)) sowie die Zerstörung der Faserendflächen aufgrund der extrem hohen Leistungsdichten (einige 10 MW/cm^2) verhindert. Neue Fasermaterialien und die Verwendung kleinerer Numerischer Aperturen sowie die kohärente Kopplung mehrerer Faserlaser bieten allerdings Potential für Leistungssteigerungen. Von besonderem Interesse ist das Faserdesign für Systeme mit hohen Leistungsdichteanforderungen, wie beispielsweise Quasi-Dreinevensysteme, Upconversionlaser [33], Raman-Laser oder kohärente Frequenztransformation (SHG, OPO etc.). Durch die verlustarme, gemeinsame Führung der interagierenden Strahlungen über sehr lange Strecken (bis $> 10 \text{ km}$) mit sehr kleinen Strahldurchmessern ($< 10 \text{ }\mu\text{m}$) genügen sehr geringe Wechselwirkungsquerschnitte für eine effiziente Konversion.

Mit dem monolithischen Ringlaser, der die effiziente Erzeugung von hochstabiler Single-Frequency-Strahlung erlaubt, sind bisher TEM_{00} -cw-Ausgangsleistungen von maximal 2 W erzielt worden, wobei durch die starke thermische Linse die Grenze des Stabilitätsbereichs erreicht wurde. Höhere Leistungen, wie sie beispielsweise für Gravitationswellen-Interferometer benötigt werden, konnten durch die kohärente Kopplung mehrerer Ringlaser oder durch Injection Locking eines Slave-Oszillators in Form eines diskreten, transversal gepumpten Ringlasers realisiert werden [34].

Der Microchiplaser, bei dem es sich um eine dünne, meist planparallele, Kristallscheibe mit direkt auf die Endflächen aufgetragenen Resonatorspiegeln handelt, wird typischerweise durch den hochreflektierenden Endspiegel hindurch gepumpt. Die Kühlung des Kristalls erfolgt meist durch Kontaktierung (Klebung, Lötung) auf eine metallische Wärmesenke außerhalb der gepumpten Fläche. Die TEM_{00} -cw-Ausgangsleistung ist aufgrund des extrem kurzen Resonators und der relativ ungünstigen Kühlung auf meist

unter 1 Watt beschränkt. In hybriden und teilweise auch in quasi-monolithischen Ausführungen können aktive oder passive Güteschaltung [35] sowie Intracavity-Frequenzverdopplung [36] erzielt werden.

Hochleistungsfestkörperlaser mit Ausgangsleistungen von 100 W und mehr wurden bis vor kurzem ausschließlich transversal gepumpt [37]. Meist wird eine möglichst homogene Deposition der Pumpleistung angestrebt, um die asphärischen Anteile der thermischen Linse, die – neben der thermisch induzierten Doppelbrechung – wesentlich für die Reduktion der Strahlqualität bei hohen Leistungen verantwortlich sind, gering zu halten. Diese Maßnahme führt zu einem „tradeoff“ zwischen Strahlqualität und Wirkungsgrad. Ein gutes Beispiel hierfür stellt der von Golla et al. [38] (LZH) entwickelte, transversal gepumpte cw-Nd:YAG-Stablaser dar: Die höchste Ausgangsleistung von 300 W wurde bei einer etwa 60-fach beugungsbegrenzten Strahlqualität erreicht; in diesem Fall ist der Wirkungsgrad mit etwa 30 % recht gut. Unter Verwendung von fasergekoppelten Laserdioden, die eine besonders homogene Pumplichtverteilung ermöglichen, wurde bei annähernd beugungsbegrenzter Strahlqualität eine maximale Ausgangsleistung von 80 W mit etwa 20 % Wirkungsgrad erzielt.

Die höchsten mittleren Leistungen von bis zu 1 kW wurden mit qcw-Anregung erzielt [39]. Als Pumplichtquelle werden bei diesen Konzepten zweidimensionale Laserdiodenarrays mit hoher Packungsdichte und hohem „duty cycle“ (prozentuale Einschaltdauer) verwendet. Mit Hilfe einer optimierten Kühltechnik (Mikrokanalkühler, heat spreader aus CVD-Diamant etc.) werden mittlere Leistungsdichten von 1-2 kW/cm² am Diodenarray erreicht. Durch den Einsatz von Mikrozyylinderlinsen zur Kollimation der Laserdiodenstrahlung in der Richtung der „schnellen Achse“ (großer Divergenzwinkel, senkrecht zur Barrenbreite) sowie von zusätzlichen Konzentratoroptiken („lens ducts“) werden Pumpleistungsdichten von bis zu 75 kW/cm² erzielt [40]. Nach einem Entwurf des LLNL soll mit Hilfe eines solchen lens ducts unter Ausnutzung der Totalreflexion des Pumplichts an der Mantelfläche ein endgepumptes Stablasersystem im kW-Bereich realisiert werden. Bisher wurde, basierend auf dieser Pumpgeometrie, ein cw-Yb:YAG-Laser mit einer Ausgangsleistung von 215 W sowie gepulste Systeme mit relativ geringer mittlerer Ausgangsleistung auf der Basis von Cr:LiSAF [41] (40 mJ), Nd:YLF [42] (100 mJ, 4 ns gütegeschaltet) und Yb:SFAP [43] (550 mJ, 13 W) vorgestellt.

Mit instabilen Resonatoren, insbesondere in Verbindung mit Auskoppelspiegeln mit radial variierender Reflektivität („variable reflectivity mirror“, VRM), lassen sich Ausgangsleistungen von mehreren hundert Watt mit relativ guter Strahlqualität erzielen. Bei sehr hohen Anforderungen an die Strahlqualität ergeben sich bei diesem Ansatz allerdings Probleme, die teilweise auch mit der Definition bzw. der Messung von Strahlqualität zusammenhängen [44].

1.3 Das Konzept des Scheibenlasers

Der Scheibenlaser stellt eine konsequente Weiterentwicklung des MicrochipLasers hinsichtlich der Kühlung und damit der Eignung für hohe Leistungen dar. Eine Seite der dünnen Scheibe (s. Abb. 2), die das laseraktive Medium darstellt, wird durch eine gut wärmeleitende Kontaktierung vollflächig mit einer leistungsfähigen Wärmesenke verbunden. Sofern nicht eine spezielle transparente Wärmesenke (z.B. aus Diamant) verwendet wird, muß die kontaktierte Seite mit einer hochreflektierenden

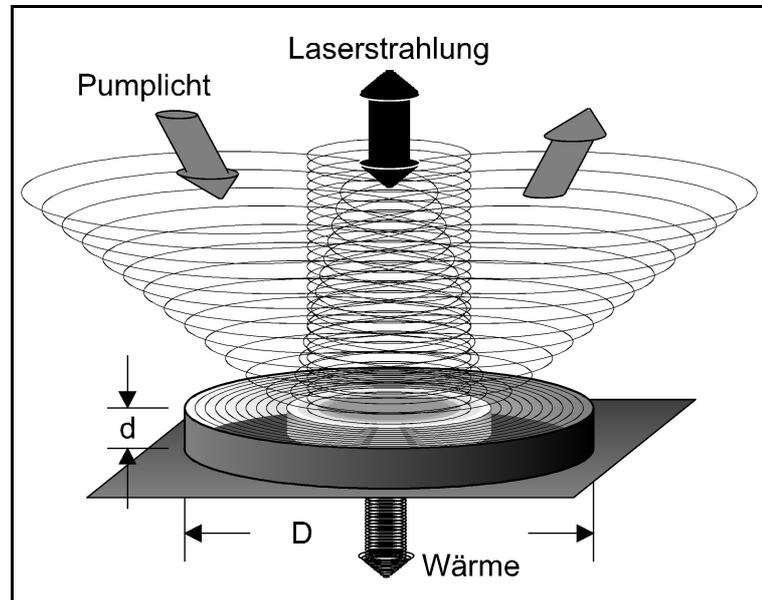


Abbildung 2: Schematische Darstellung des axial gepumpten Scheibenlasers

Schicht ausgestattet werden, so daß ein „aktiver“ Spiegel („active mirror“ [45]) entsteht. Das Pumplicht kann entweder durch die der kontaktierten Seite gegenüberliegende Fläche (axial) oder über den Umfang der Scheibe (radial) eingekoppelt werden.

Durch die vollflächige Kühlung stellt sich, in Verbindung mit einer homogenen Pumplichtverteilung, ein nahezu eindimensionaler Wärmefluß in axialer Richtung ein. Bei vollflächigem Pumpen ergibt sich so eine verschwindend geringe thermische Linse, die nur noch durch die Homogenität von Pumplichtverteilung und Kühlung bestimmt wird. Allerdings ist das vollflächige Pumpen nicht zur effizienten Erzeugung von Strahlung mit hoher Strahlqualität geeignet, da der Rand des Kristalls als Apertur wirkt. Wird eine kreisrunde Teilfläche der Scheibe homogen gepumpt, so ergibt sich eine gewisse Phasenfrontstörung am Rand des gepumpten Bereichs, deren Einfluß auf das Resonatorstrahlungsfeld jedoch – bei hinreichend geringer Scheibendicke – schwach im Vergleich zu einer harten Apertur ausfällt.

Besonders wichtig ist das Verhalten der thermischen Linse bei Skalierung zu höheren Leistungen: Wird die Leistungsdichte konstant gehalten und die Leistung über den Pumpstrahldurchmesser skaliert, so bleibt die optische Weglängendifferenz zwischen gepumptem Innen- und ungepumptem Außenbereich unabhängig von der Leistung konstant; hierbei ist eine eventuelle Verformung der – optimalerweise sehr biegesteifen – Wärmesenke nicht berücksichtigt. Bei geeigneter Anpassung von Resonatorlänge und

Spiegelradien läßt sich daher – zumindest prinzipiell – die Strahlqualität unabhängig von der Leistung konstant halten.

Die Ursache für die Suche nach einem neuartigen Laserdesign war die Demonstration von Yb:YAG als einem vielversprechenden laseraktiven Material für diodengepumpte Lasersysteme durch Fan et al. [46] im Jahr 1991. Fan berichtete über einen diodengepumpten Yb:YAG-Laser mit einer Ausgangsleistung von einigen 10 mW und berechnete einen internen differentiellen Wirkungsgrad von 72 %. Gekoppelt mit dem hohen Wirkungsgrad tritt auch eine sehr geringe Wärmeerzeugung von unter 11 % (nach Fan [47]) auf, was wiederum zu einer Verminderung der thermischen Linse führt.

Yb:YAG erschien auch durch seine sonstigen Eigenschaften, wie die große Absorptionsbandbreite und das Fehlen von Verlusten durch Excited State Absorption¹³, als besonders geeignet für diodengepumpte Hochleistungsfestkörperlaser. Das Fehlen störender Nebeneffekte ergibt sich zwanglos aus dem – in Abbildung 3 dargestellten – besonders einfachen Energieniveauschema von Yb:YAG; es fehlen ganz einfach die zusätzlichen Niveaus, zu denen unerwünschte Übergänge erfolgen könnten. Zum Vergleich ist das komplexe Schema von Nd:YAG angegeben.

Aufgrund der für einen effizienten Betrieb erforderlichen hohen effektiven Pumpleistungsdichte von ca. 15 kW/cm² (bei 300 K) und ihrer – durch den Quasi-Dreineivaucharakter bedingten – starken Temperaturabhängigkeit ist die Kühlung des Kristalls bei der Auslegung eines Yb:YAG-Lasers mit hoher Ausgangsleistung von entscheidender Bedeutung. Es bieten sich zwei mögliche Lösungen

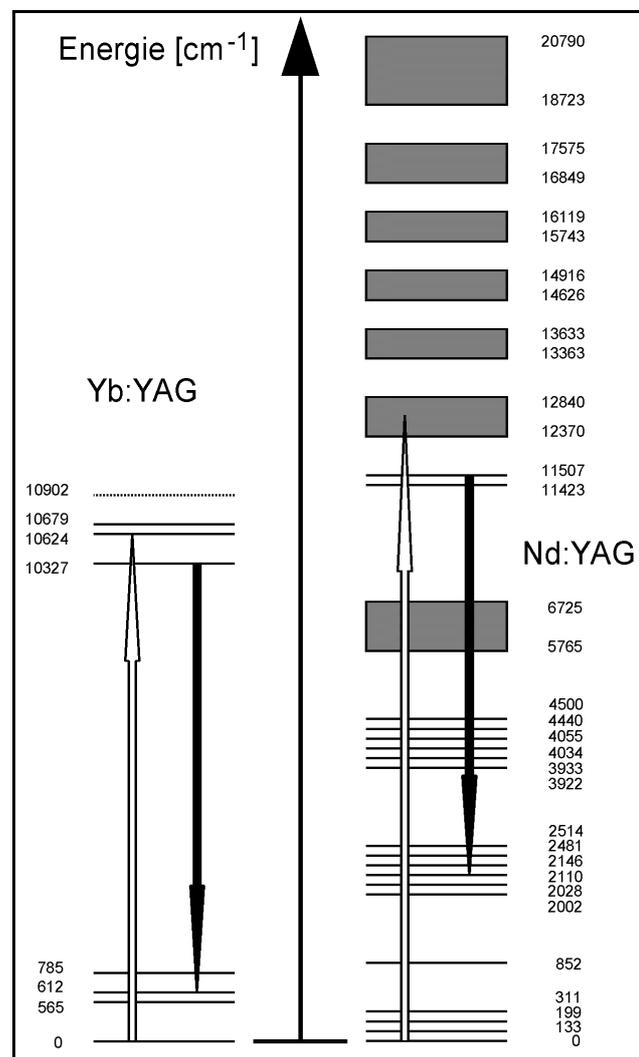


Abbildung 3: Vergleich der Energieniveauschemata von Nd:YAG und Yb:YAG

¹³ (kurz: ESA) Anregung vom oberen Laserniveau aus in höhere Energieniveaus. ESA führt zur Verschlechterung des Wirkungsgrades und zur Erhöhung der Wärmeerzeugung.

an: Entweder eine sehr dünne, flache Struktur (Scheibe oder Slab) oder ein langer, dünner Stab. Da im Stab, wie bereits diskutiert, eine starke, bei der Leistungsskalierung zunehmende thermische Linse entsteht und der Grenzfall der (nicht skalierbaren) Singlemode-Faser – zumindest aus Yb:YAG – technisch schwer zu realisieren ist, wurde der flachen Struktur der Vorzug gegeben. Die longitudinal gepumpte Scheibe wurde schließlich aufgrund der höheren erwarteten Effizienz im Grundmode-Betrieb sowie der einfacheren Geometrie wegen dem – transversal gepumpten – Slab vorgezogen [48].

Das Konzept des Scheibenlasers wurde unabhängig von der Arbeitsgruppe am IFSW von Ueda und Uehara [49] für Anwendungen in Gravitationswellendetektoren entwickelt und Ende 1992 vorgestellt, jedoch kam es offenbar nicht zu einer experimentellen Umsetzung.

Morris, Lüthy und Weber [50] haben ebenfalls ein ähnliches Design für einen resonant gepumpten Tm:Ho:YAG-Laser vorgestellt, allerdings ohne auf das Potential dieses Konzeptes hinsichtlich hoher Leistungen hinzuweisen.

Mittlerweile befassen sich mehrere Arbeitsgruppen weltweit mit den Grundlagen [51] und Anwendungsmöglichkeiten [52] des patentrechtlich geschützten Scheibenlaserdesigns [53]. Aspekte, deren Beachtung für die Realisierung eines effizienten Yb:YAG-Scheibenlasers mit hoher Strahlqualität von wesentlicher Bedeutung sind, werden in den folgenden Kapiteln ausführlich diskutiert. Hierbei spielt die Pumplichteinkopplung – bei axialer Anregung speziell die Anzahl der Pumplichtdurchgänge – eine zentrale Rolle.

Tabelle 2 gibt zusammenfassend einen Überblick über die gebräuchlichsten der hier diskutierten Lasergeometrien. Aus den angegebenen typischen Ausgangsleistungen wird deutlich, daß sich verschiedene Leistungsklassen ergeben, in denen jeweils nur ein Teil der Geometrien konkurrieren: Bis etwa 1 W kommen hauptsächlich diodengepumpte Microchiplaser und Faserlaser (sowie monolithische Ringlaser) zum Einsatz, während zwischen 1 W und 20 W mantelgepumpte Faserlaser, TFR-Laser sowie endgepumpte Stablaser benutzt werden. Im Bereich oberhalb von 20 W sind – hinsichtlich der gegenwärtigen kommerziellen Verfügbarkeit – zumeist mit Lampen radial gepumpte Stablaser vorherrschend. Diodengepumpte Faser- und Scheibenlaser sind dabei, in diesem Leistungsbereich Fuß zu fassen. Oberhalb von etwa 100 W dürften zukünftig die technologisch aufwendigeren Slab- und Scheibenlaser aufgrund ihrer besseren Strahlqualität zum traditionell dominierenden radial gepumpten Stablaser in Konkurrenz treten. Die weitere Entwicklung der Faserlaser ist gegenwärtig nur schwer abschätzbar und dürfte wesentlich vom erforderlichen Aufwand für die Pumplichteinkopplung abhängen.

Aus den angegebenen, auf die Ausgangsleistung bezogenen Leistungsdichten läßt sich entnehmen, daß Hochleistungsfestkörperlaser mit klassischen Geometrien (Stab, Slab)

Größe [Einheit]	Stablaser		Slab-Laser		Scheiben- laser	Micro- chiplaser	Faser- laser
	radial gepumpt	axial gepumpt	seiten- gepumpt	TFR			
D [mm]	1,5-5 dp 4-10 lap	0,5-7	2-15	ca. 2	2-10 (20)	$\gg D_p$	0,1-1 D_k ; 3-7 μm
L (d) [mm]	20-170	4-150	20-170	ca. 5-15	(0,1-1)	(0,2-2)	0,1-50 m
B [mm]	-	-	2-50	ca. 5	-	-	-
D_p [mm]	$\sim D$ (lap)	0,1..1·D	$\sim D$		4·d..0,5·D	0,05-0,2	= D_k
V_p [mm³]	6-2000	0,04- 6000	80- 1,3·10 ⁵	50-150	0,001-80	4·10 ⁻⁴ - 0,06	0,001-2
typisches Material	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YAG	Nd:YLF Nd:YAG	Yb:YAG, Nd:YVO ₄	Nd:YVO ₄ Nd:LSB	Yb:Glas Er:Glas
$P_{\text{out, max}}$ [W]	1000 dp 800 lap	1000 dp	1700 dp 3000 lap	ca. 10	500 dp	ca. 2 dp	ca. 100
$P_{\text{out, max}}$ [W]M²<1,5	80 dp 30 lap	30	> 100	10	> 100 Yb:YAG	1	>100cladp Yb:Glas
P_{out}/L [W/cm]	< 50	< 50	-	-	-	-	< 0,1
$P_{\text{out}}/A_{\text{kühl}}$ [W/cm²]	< 80	< 300	< 30	ca. 10	350/2500 Nd/Yb:YAG	-	-
P_{out}/V_p [kW/cm³]	<0,2	< 2	<0,3 (0,05 typ)	ca. 0,2	6 Nd:YAG 70 Yb:YAG	<150 (1 W)	<10 ⁵
$P_{\text{out, typ}}$ [W]	10-500	37285	100- 3000	37265	10-500	< 1	<0,1 corep <20 cladp

dp: diodengepumpt, lap: lampengepumpt, corep: kerngepumpt, cladp: mantelgepumpt

Tabelle 2: Übersicht der gebräuchlichsten Lasergeometrien (Leistungsangaben für ein laseraktives Element, Skalierung durch Multielement-Resonatoren, MOPA etc. möglich)

typischerweise geringe auf das gepumpte Volumen bzw. auf die Kühlfläche bezogene Leistungsdichten ($< 300 \text{ W/cm}^3$ bzw. $< 100 \text{ W/cm}^2$) aufweisen. Das Scheibenlaserdesign ermöglicht es, die extrem hohen Leistungsdichten, die im Microchiplaser auftreten, auch für hohe Ausgangsleistungen annähernd beizubehalten. Für Yb:YAG als Scheibenmaterial ergeben sich etwa $2,5 \text{ kW/cm}^2$ bzw. 70 kW/cm^3 (bei einseitiger Kühlung).

1.4 Zielsetzung der Arbeiten

Ausgehend vom bereits dargestellten Konzept des Scheibenlasers werden im Rahmen dieser Arbeit sowohl die theoretischen Grundlagen als auch erste experimentelle Ergebnisse seines kontinuierlichen Betriebs vorgestellt. Besonders berücksichtigt wird, sowohl bei der Modellierung, als auch in den experimentellen Untersuchungen, der Betrieb mit einem laseraktiven Medium mit Quasi-Dreineiveaucharakter, speziell mit Yb:YAG. Obwohl eine radiale Einkopplung des Pumplichts grundsätzlich möglich ist (vgl. Kap. 2.1.1.2), wird aufgrund praktischer Erwägungen der axialen Einkopplung mit Mehrfachdurchgang des Pumplichts der Vorzug gegeben und nur diese eingehender behandelt.

Im Mittelpunkt der Modellrechnungen steht die Vorhersage und Optimierung von Wirkungsgraden sowie die Ermittlung von optimalen Kristalldicken und Auskopplertemperaturen. Die vom Autor erarbeiteten null- und eindimensionalen Modelle ermöglichen jederzeit einen direkten Vergleich mit einem (hypothetischen) Vierniveausystem. Während das analytische nulldimensionale Modell durch seine Einfachheit das grundlegende Verständnis für den Einfluß der wesentlichsten Modellparameter erleichtert, ist das komplexere, selbstkonsistente eindimensionale Modell unter näherungsweise Berücksichtigung einiger zusätzlicher Faktoren geeignet, realistische Werte für den optisch-optischen Wirkungsgrad eines Scheibenlasers zu berechnen. Durch Anpassen der wenigen nicht genau bekannten Modellparameter kann eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erzielt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Untersuchungen dienen einerseits dem vertieften Verständnis des laseraktiven Materials Yb:YAG, wobei speziell die vom Autor durchgeführten spektroskopischen Messungen eine unabdingbare Grundlage für die detailgenaue Modellierung des Yb:YAG-Scheibenlasers darstellen; andererseits bestätigen die erzielten Ergebnisse die hohen in das neue Konzept gesetzten Erwartungen und bilden ein Fundament für weitergehende Untersuchungen in eine Vielzahl von Richtungen. Insbesondere wird im Rahmen der vorgestellten Experimente der Nachweis der Skalierbarkeit der Leistung des Scheibenlasers erbracht, wobei die erzielten Ausgangsleistungen lediglich durch die verfügbare Pumpleistung limitiert sind. Gleichzeitig werden die Unvollkommenheiten der verwendeten Pumpoptiken offenbar und weisen den Weg zu noch höheren Leistungen und Wirkungsgraden. Als ebenfalls sehr wichtig zu erachten sind die Ergebnisse der Untersuchungen zum Betrieb im transversalen Grundmode und im Einfrequenzbetrieb, da sie die außerordentliche Eignung des Scheibenlasers zur einfachen und effizienten Erzeugung von Strahlung mit sehr hoher Radianz belegen. Auch hier dienen die aufgetretenen Begrenzungen als Hinweis für eine weitere Optimierung.

2 Modellierung

Eine möglichst umfassende Modellierung eines Lasersystems ermöglicht die Vorab-Optimierung einer geplanten experimentellen Realisierung sowie die Vorhersage der erreichbaren Leistungsfähigkeit derselben. Durch Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit diesen Vorhersagen kann einerseits das Modell verfeinert, andererseits der Versuchsaufbau weiter optimiert werden. Die folgende Diskussion beschränkt sich – entsprechend den in Kapitel 3 vorgestellten experimentellen Untersuchungen – auf den Dauerstrichbetrieb des Scheibenlasers.

Die wichtigsten Ziele bei der Modellierung des cw-Betriebes sind die Vorhersage des Wirkungsgrades und der Strahlqualität. Zusätzlich ist im Falle des Yb:YAG-Lasers die Vorhersage des Durchstimmbereiches von Interesse. Weiterhin ist es sinnvoll, eine Optimierung des modellierten Lasersystems hinsichtlich des Wirkungsgrades durch Variation der wichtigsten experimentell zugänglichen Parameter – hierzu zählen beispielsweise die Kristalldicke bei vorgegebener Dotierung sowie der Transmissionsgrad des Auskopplers bei gegebenen resonatorinternen Verlusten – vorzunehmen.

Bereits 1987 haben Fan und Byer [54] ein Modell zur Berechnung der Schwelle und der Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Pumpleistung für longitudinal gepumpte Quasi-Dreinevelasersysteme vorgestellt. Dieses Modell berücksichtigt sowohl die thermische Umverteilung der Besetzungsdichten als auch die radiale Variation von Pump- und Resonatorleistungsdichte. Für den Fall, daß Pumplicht- und Resonatormodenprofil einem Gaußschen Grundmode (TEM_{00}) mit gleichem Modenradius entsprechen, lassen sich die Ergebnisse analytisch berechnen. Fan und Byer vergleichen die Rechnungen mit experimentellen Untersuchungen an einem Farbstofflaser-gepumpten Nd:YAG-Laser, der auf dem ${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{9/2}$ -Übergang ($\lambda_{em} = 946$ nm) betrieben wurde, und erreichen eine recht gute Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener temperaturabhängiger Schwelle. Diese Berechnungen wurden zunächst von Risk [55] auf beliebige Durchmesserhältnisse von Pump- und Resonator- TEM_{00} -Strahl und schließlich von Taira et al. [56] auf beliebige, jedoch vorgegebene Modenprofile erweitert. Diese Modelle gehen jedoch von einer gleichmäßigen Temperatur im gesamten Kristallvolumen aus und sind daher für Hochleistungslaser – wie den Yb:YAG-Scheibenlaser –, bei denen Temperaturunterschiede von 100 K und mehr im Kristall auftreten können, weniger geeignet.

Im Fall des Yb:YAG-Scheibenlasers wird die Modellierung sowohl durch das relativ einfache Energieniveauschema als auch durch die einfache Geometrie des laseraktiven Mediums erleichtert. Dies erlaubt eine besonders präzise Berücksichtigung des Wechsel-

spiels zwischen der Absorption des Pumplichts, der entstehenden Temperaturverteilung im Kristall, sowie der Ausbildung des Resonatorstrahlungsfeldes. Ein Modell, das die Wechselwirkung dieser Effekte ohne willkürliche Vereinfachungen bis zur Ausbildung eines Gleichgewichtszustandes des gesamten Lasersystems verfolgt, wird als „selbstkonsistent“ bezeichnet. Mit Hilfe eines solchen selbstkonsistenten Modells sollten realistische Vorhersagen unter Verwendung einer minimalen Anzahl von freien Parametern möglich sein.

Das Gesamtmodell des Lasersystems besteht aus folgenden Komponenten (Kap. 2.1):

- a) Ermittlung der Verteilung des absorbierten Pumplichts (Leistungsdeposition, Kap. 2.1.1)
- b) Berechnung der Temperaturverteilung (Wärmeleitung, Kap. 2.1.2)
- c) Bestimmung der thermischen Linse sowie der Spannungen und Deformationen im Kristall (thermooptische und thermomechanische Effekte, Kap. 2.1.3)
- d) Ermittlung des lokalen Gleichgewichtszustands des LAM in den Strahlungsfeldern von Pumplicht und Resonatormoden (Ratengleichungen, Kap. 2.1.4)
- e) Berechnung des auf Verstärkung, Verlusten und Propagation der Resonatorstrahlung basierenden globalen Gleichgewichtszustands des Lasers (Resonator, Kap. 2.1.5)

Idealerweise werden alle fünf Komponenten vollständig in ein selbstkonsistentes Modell (Kap. 2.2) eingebettet. Der für diese Art der Modellierung aufgrund der vielen, ineinander geschachtelten Iterationen erforderliche hohe rechnerische Aufwand, der mit der Detailtreue und der Komplexität des Modells schnell ansteigt, bedingt allerdings die Notwendigkeit der Beschränkung auf hinreichend einfache beziehungsweise idealisierte Modellsituationen. Hierzu zählt insbesondere die Ausnutzung von – im Realfall nur annähernd erfüllten – Symmetrien, wie beispielsweise der Rotationssymmetrie.

Als einfachste, noch leicht überschaubare und analytisch exakt berechenbare Variante ergibt sich das nulldimensionale (0D-)Modell (Kap. 2.2.1). Die Komponenten b) und c) entfallen, während die übrigen eine sehr einfache Form annehmen. Im Rahmen dieses Modells kann auch der Durchstimmbereich bequem berechnet werden. Die Ergebnisse des 0D-Modells stimmen relativ genau mit dem Realfall überein, wenn einerseits die Temperaturunterschiede im Kristall nicht zu groß sind (es wird zweckmäßigerweise eine mittlere bzw. effektive Kristalltemperatur zugrundegelegt) und andererseits das Pumplicht- und das Resonatormodenprofil annähernd flach („Flat-Top“ bzw. hoher Multimode) sind. Bei korrekter Berücksichtigung der mittleren Photonenflußdichten entsprechen die Ergebnisse des 0D-Modells denen des eindimensionalen axialen Modells mit einheitlicher Temperatur nach Peterson et al. [57].

Als nächstliegende Erweiterung des 0D-Modells ergibt sich das eindimensionale axiale (1D-)Modell unter Einbezug der axialen Verteilung von Temperatur und Photonenflußdichte (Kap. 2.2.2). Hierbei wird auch der Temperaturabhängigkeit der thermischen Besetzung der Energieniveaus sowie von Materialdaten wie dem Absorptions- und dem Emissionsquerschnitt sowie der Wärmeleitfähigkeit Rechnung getragen. Die Komponente c) entfällt; die anderen haben – bei Vernachlässigung der Resonatorpropagation – eine relativ einfache Struktur, jedoch ist die selbstkonsistente Lösung dieses Systems nur noch approximativ durch Diskretisierung in Achsrichtung und Iteration möglich. Das axiale 1D-Modell ist besonders für ausgedehnte, flache Pumpprofile und Multimode-Resonatoren geeignet.

Weiterhin kommt das eindimensionale radiale Modell in Betracht. In diesem Fall wird auf die axialen Effekte zugunsten der radialen Pumplicht- und Resonatormodenverteilung verzichtet. Falls man die Resonatorpropagation vernachlässigt (dies entspricht einem sehr kurzen Resonator) ergibt sich einfach eine Integration (bzw. Summation) über ein radiales Ensemble von 0D-Modellen. Anderenfalls besteht die Notwendigkeit, die (aufwendige) rotationssymmetrische Resonatorpropagation in eine selbstkonsistente Iteration einzubetten. Dieses Modell ist besonders geeignet, um den Wirkungsgrad und die Strahlqualität in der Nähe der Schwelle vorherzusagen.

Unter den möglichen zweidimensionalen Modellen steht das rotationssymmetrische axiale Modell im Vordergrund. Dieses Modell kommt dem typischen Realfall schon sehr nahe und ist daher für quantitative Voraussagen unter verschiedensten Randbedingungen geeignet. Alle Komponenten sind relativ aufwendig in der Berechnung, jedoch erst die selbstkonsistente Kopplung aller Teile führt zu einem problematisch hohen Rechenaufwand. Bei der Wärmeleitungs- und der Propagationsrechnung wird dabei von idealisierten rotationssymmetrischen Verteilungen ausgegangen, die aus realistischen, auf zufallsgesteuerter Strahlverfolgung basierenden, Depositionsrechnungen gewonnen werden.

Im folgenden wird der Schwerpunkt auf dem 0D- sowie dem axialen 1D-Modell liegen. Das 0D-Modell ermöglicht dabei die – sowohl mathematische als auch grafische – Veranschaulichung der elementaren Zusammenhänge zwischen den wichtigsten Systemparametern, ohne an Allgemeingültigkeit zu verlieren. Die Berücksichtigung weiterer Effekte, wie der spektralen und der radialen Verteilung des Pumplichts sowie der dreidimensionalen Wärmeleitung (Kap. 2.2.3), im Rahmen des 0D- und insbesondere des 1D-Modells erlaubt die weitgehend realistische Modellierung des Scheibenlasers und damit den direkten Vergleich mit experimentellen Ergebnissen. Zur Vermeidung eines extrem hohen Rechenaufwandes werden für die Einbeziehung der radialen Pumplichtverteilung und der 3D-Wärmeleitung geeignete Näherungsverfahren vorgestellt.

Auf die für eine noch umfassendere Aussagekraft erforderlichen Verfeinerungen der Modelle durch die Einbeziehung weiterer relevanter Faktoren, wie der Resonatorpropagation, der verstärkten spontanen Emission und nichtlinearer Effekte, wird im folgenden ebenfalls hingewiesen.

2.1 Komponenten der Modellierung

2.1.1 Leistungsdeposition

Die Bestimmung der räumlichen Verteilung der Absorption der Pumplichtleistung im LAM ist ein wesentlicher Bestandteil eines Festkörperlasermodells. Im Allgemeinen sind dabei folgende Aspekte zu berücksichtigen:

- a) Räumliche und Winkelverteilung des Pumplichts an der Pumplichtquelle
- b) Propagation des Pumplichts, einschließlich Reflexion, Streuung, Brechung und Absorption an Komponenten der Pumplichtkavität beziehungsweise der Pumpoptik
- c) Propagation der sich exponentiell abschwächenden Pumpstrahlung im LAM
- d) Spektrale Verteilung des Pumplichts und wellenlängenabhängige Absorption im LAM
- e) Pumpsättigung („Ausbleichen“), sowie thermische und resonatorbedingte Einflüsse auf die Absorption

Eine vollständige, detaillierte und realistische Modellierung aller dieser Einflüsse von Pumplichtquelle und Pumpoptik ist nur mit Hilfe eines Strahlverfolgungsverfahrens möglich. Als sehr leistungsfähig bei relativ geringem Programmieraufwand erweist sich hier ein zufallsgesteuerter Algorithmus, auf den in Kapitel 2.1.1.2 anhand einiger Beispiele näher eingegangen wird. Um einen ersten Einblick in ihre Mechanismen und Auswirkungen zu gewinnen, werden die verschiedenen Aspekte jedoch zunächst isoliert betrachtet.

2.1.1.1 Grundlagen der Leistungsdeposition

Die räumliche sowie die Winkelverteilung des Pumplichts an der Pumplichtquelle ergeben sich bei einem mit fasergekoppelten Laserdioden gepumpten Laser einerseits aus dem Kerndurchmesser und der Numerischen Apertur der Einzelfasern sowie andererseits aus der Anordnung der Fasern zueinander. Die Leistungsdichteverteilung in der Fasertrittsfläche (Kern einer Stufenindex-Multimodefaser) kann im Allgemeinen mit

hinreichender Genauigkeit als homogen angenommen werden. Die Winkelverteilung im Fernfeld wird üblicherweise durch Messung der in verschiedenen großen Winkelbereichen enthaltenen Leistung („encircled energy“) ermittelt. Wie in Abbildung 4 anhand einer Laserdiode der Fa. DILAS beispielhaft dargestellt, kann anschließend die gemessene Verteilung durch eine geeignete mathematische Funktion (hier: eine Tangens hyperbolicus-(N.A.²)-

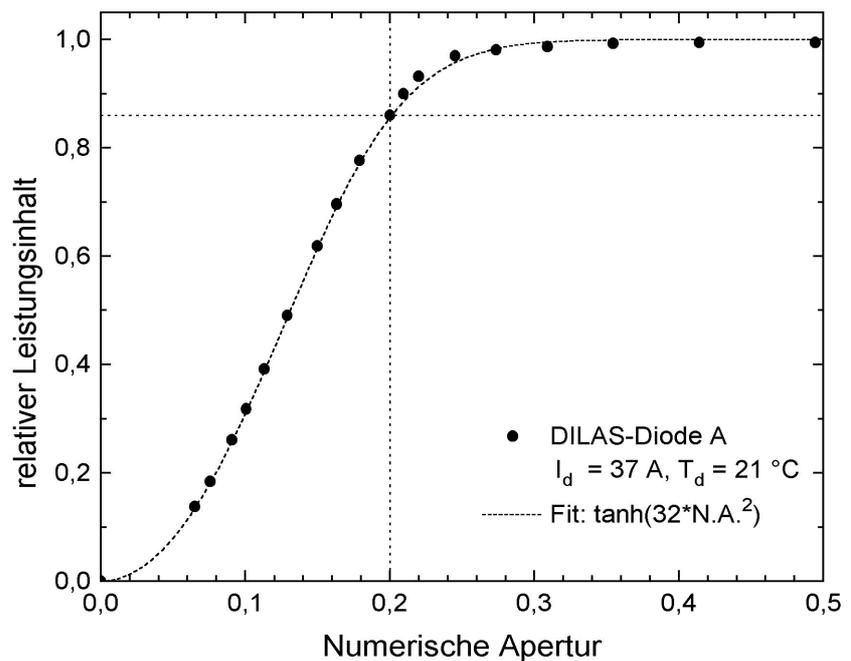


Abbildung 4: Typische Verteilung des Leistungsinhalts von fasergekoppelten Laserdioden (hier: eine DILAS-Diode mit einer nominellen N.A. von 0,20)

Funktion) approximiert werden. Dabei überschreitet jeweils ein gewisser Prozentsatz der Leistung (typischerweise 3-15 %) die nominelle N.A. der Faser. Entsprechendes gilt auch für die N.A. der gesamten Pumpoptik, die – bei knapper Auslegung – einen signifikanten Teil der Pumpleistung an ihren Rändern verliert.

Bei einer axialen Pumpanordnung kann entweder jede Faser separat oder ein ganzes Faserbündel komplett abgebildet werden. Im letzteren Fall spielt die Form des Bündels, die Homogenität der Packung, sowie die Anzahl, der Claddingdurchmesser, und das Verhältnis von Kern- zu Claddingdurchmesser der Fasern eine wesentliche Rolle für die Erzielung einer möglichst hohen Leistungsdichte und einer homogenen Pumplichtverteilung im Kristall. Bei der erheblich aufwendigeren Einzelabbildung ist dagegen lediglich auf die Deckungsgleichheit der Bilder auf dem Kristall zu achten. Die Winkelverteilung eines Faserbündels ist aufgrund der nicht perfekt parallel zueinander ausgerichteten Fasern breiter als die der Einzelfasern.

Mehrfachdurchgang des Pumplichts durch das LAM

Zur Abschätzung der axialen Pumplichtverteilung in einem axial gepumpten Laser ist es sinnvoll, zunächst von idealisierten Randbedingungen auszugehen. Im einfachsten Fall liegt eine monochromatische, achsparallel einfallende Pumpstrahlung vor; der Kristall ist in sich homogen und nicht gesättigt. Unter diesen Bedingungen wird das Pumplicht exakt gemäß einer Exponentialfunktion ($\exp(-\alpha \cdot z)$, Lambert-Beer'sches Gesetz) entlang seiner

Ausbreitungsrichtung z abgeschwächt. Bei den im folgenden betrachteten axial gepumpten Lasern reflektiert die Kristallrückseite (idealerweise verlustfrei) das Pumplicht. Das reflektierte Licht wird weiterhin abgeschwächt und überlagert sich dem hinlaufenden. Mit Hilfe einer (idealisierten) Abbildung des Pumplichts wird der beschriebene Vorgang mehrfach wiederholt. Das Produkt aus Kristalldicke d , Absorptionskoeffizient α und Anzahl der Pumplichtdurchgänge M_p wird dabei normalerweise so gewählt, daß der überwiegende Anteil (typ. 90-99 %) des Pumplichts im Kristall absorbiert wird. Je höher die Anzahl der Durchgänge M_p bei einem gegebenen Absorptionsgrad $\eta_{\text{abs}} = 1 - \exp(-\alpha \cdot d \cdot M_p)$ ist, umso höher und gleichmäßiger wird die aufsummierte („effektive“) Pumpleistungsdichte $I_{p,\text{eff}}$ entlang z .

Abbildung 5 zeigt sowohl die Leistungsdichten der Einzeldurchgänge (linke Skala) als auch die effektive Leistungsdichte (rechte Skala, man beachte den kleinen dargestellten Bereich) für $M_p = 8$ und $\eta_{\text{abs}} = 91,8\%$. Die effektive Leistungsdichte variiert lediglich zwischen 14,45 und 15,15 kW/cm^2 , also um weniger als 5 %.

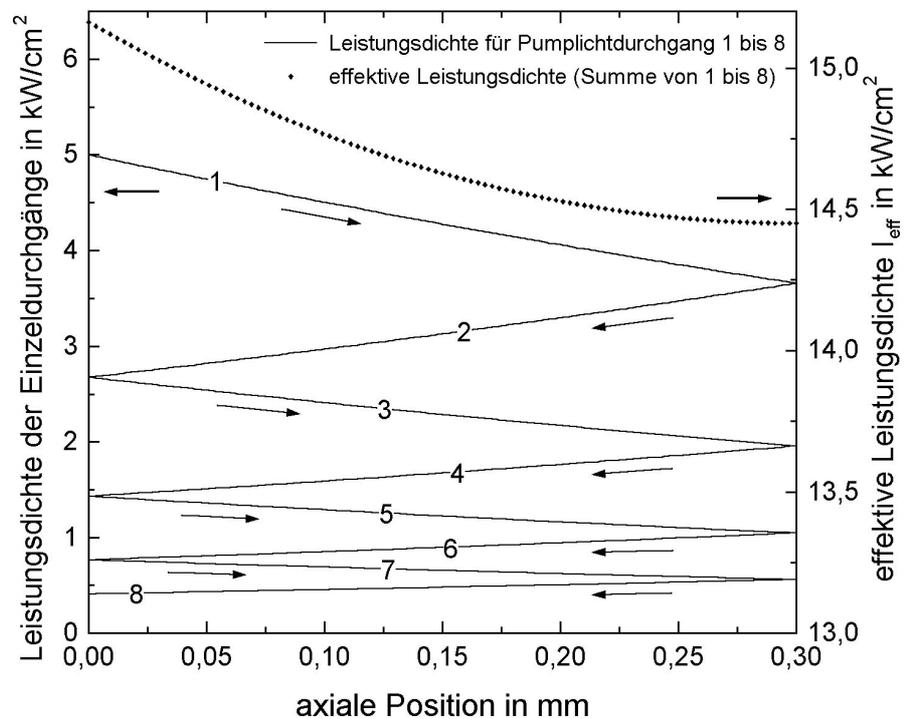


Abbildung 5: Axiale Leistungsdichteverteilung (Einzeldurchgänge und Effektivwert) für einen idealisierten Achtfachdurchgang

Diese außerordentlich homogene axiale

Pumpleistungsdichte wirkt sich besonders positiv bei Quasi-Dreininiveausystemen aus. Die für die Dreininiveauschwelle maßgebliche effektive Pumpleistungsdichte $I_{p,\text{eff}}$ ist gegenüber der einfallenden Pumpleistungsdichte $I_{p,0}$ von $5 \text{ kW}/\text{cm}^2$ etwa 3-fach überhöht; die mittlere Überhöhung \bar{I}_{eff} skaliert bei festem Absorptionsgrad η_{abs} linear mit der Anzahl der Pumplichtdurchgänge M_p . Dies zeigt die große Bedeutung des Mehrfachdurchgangs für Systeme mit hoher thermischer Population des unteren Laserniveaus.

Die effektive Pumpleistungsdichte $I_{p,\text{eff}}$ ergibt sich aus der Summation über die Durchgänge sowie durch Mittelung über z wie folgt:

$$I_{p,eff} = I_{p,0} \cdot \ddot{U}_{eff} = I_{p,0} \cdot \frac{\eta_{abs}}{-\ln T_p}; \quad \eta_{abs} = 1 - T_p^{M_p}; \quad T_p = e^{-\alpha_{eff} \cdot d} \quad (1)$$

Hierbei bedeutet T_p die Transmission des Pumplichts für einen Einfachdurchgang. Der effektive Absorptionskoeffizient α_{eff} berücksichtigt das Ausbleichen und die Reabsorption; hierauf wird in Kap. 2.2 näher eingegangen.

Das Pumplicht trifft im Allgemeinen schräg auf den Kristall auf, beispielsweise mit einem mittleren Winkel von $\gamma_a = 35^\circ$; nach Brechung an der Grenzfläche Luft/YAG beträgt dann der innere Einfallswinkel $\gamma_i = 18,4^\circ$. Dies führt zu einer merklichen Verlängerung der optischen Weges ($d_{eff} = d/\cos(\gamma_i) = 1,054 \cdot d$), allerdings auch zu einer Reduzierung der Leistungsdichte ($I_{p,0,eff} = I_{p,0} \cdot \cos(\gamma_a) = 0,82 \cdot I_{p,0}$) sowie zu einer Unschärfe des Pumpflecks (um $d \cdot \sin(\gamma_i) = 0,32 \cdot d$, bezogen auf einen Einfachdurchgang). Die nicht-ideale Abbildung durch die Pumpoptik führt zu einem weiteren, nicht unerheblichen „Verschmieren“ des Pumpflecks.

Einfluß der spektralen Breite der Pumplichtquelle

Die als Pumplichtquelle verwendeten Laserdioden besitzen meist eine spektrale Emissionsbreite, die im Vergleich zur Absorptionspeakbreite des LAM nicht mehr als vernachlässigbar angesehen werden kann; dies führt zu einer verschlechterten Absorption des Pumplichts gegenüber dem zuvor betrachteten Idealfall. Die unterschiedlich starke Absorption der verschiedenen Spektralanteile des Pumplichts führt zudem zu einer nichtexponentiellen Absorption der integralen Pumpleistungsdichte. Um eine bestimmte Gesamtabsorption zu erhalten, muß daher die Dicke (oder die Dotierung) des Kristalls in Abhängigkeit von der Emissionsbreite der Laserdioden angepaßt werden.

Abbildung 6 zeigt am Beispiel von Yb(13%):YAG die für einen Absorptionsgrad von 90 % erforderliche Dicke (durchgezogene Linie). Bei dieser Berechnung wurde das bei Raumtemperatur gemessene Absorptionsspektrum mit einer als Gauß-Verteilung angenommenen Spektralverteilung der Laserdioden gefaltet. Dabei wird jeweils der – ebenfalls dargestellte – günstigste Wert für die Peakwellenlänge der Emission (gestrichelte Kurve) gewählt. Bei Halbwertsbreiten der Emission von unter 0,5 nm liegt die günstigste Wellenlänge bei 969 nm.

Bei einer Emissionsbreite von 5 nm, einem typischen Wert, wird bei einem mit 13 % dotierten Kristall eine Dicke von 0,267 mm benötigt; das sind 21 % mehr als im Fall einer perfekt monochromatischen Pumplichtquelle. Die zugehörige optimale Emissionswellenlänge beträgt 939,9 nm (gegenüber 941,2 nm bei 0,5 nm Breite). Im betrachteten Beispiel ist die Absorption immer noch nahezu optimal, daher kommt es auch zu keiner nennenswerten Änderung in der axialen Verteilung. Wenn jedoch laseraktive Medien mit

im Vergleich zum Pumplichtspektrum sehr schmalen Absorptionsbanden (z.B. Nd:YAG mit Hochleistungslaserdioden) gepumpt werden, führt dies zur einer Verschlechterung der axialen Homogenität.

Ein weiterer, für die Leistungsdeposition ebenfalls wichtiger Aspekt ist die – in Abb. 7 am Beispiel von Yb:YAG illustrierte – Temperaturabhängigkeit der Ab-

sorption. Generell werden mit zunehmender Temperatur die Absorptionsbanden breiter und dafür die Peaks niedriger; dies ist auf die Wechselwirkung der Gitterschwingungen (Phononen) mit den elektronischen Zuständen der Dotierungsionen zurückzuführen.

Somit kommt es – bei vorgegebener Kristalldicke und -dotierung – meist zu einer Verringerung der Absorption mit zunehmender Kristalltemperatur. Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt, wenn die spektrale Breite der Pumpstrahlung kleiner oder vergleichbar ist mit der Breite der Absorptionsbanden; anderenfalls kann die temperaturabhängige Verbreiterung der Banden die Verrin-

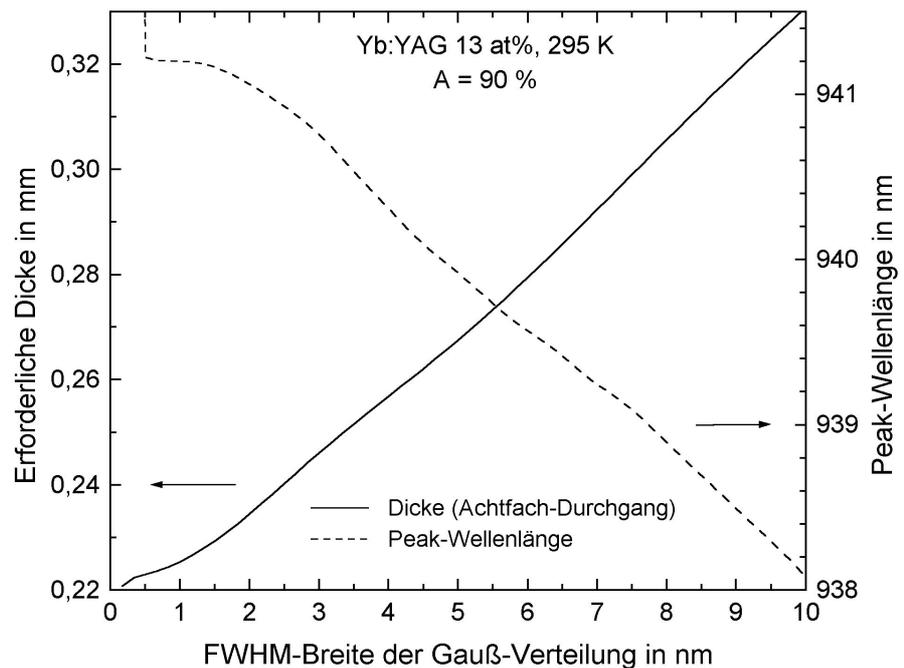


Abbildung 6: Für $\eta_{\text{abs}} = 90\%$ bei $M_p = 8$ erforderliche Kristalldicke und Peakwellenlänge für Yb(13%):YAG bei 295 K als Funktion der FWHM-Breite des Pumplichtspektrums

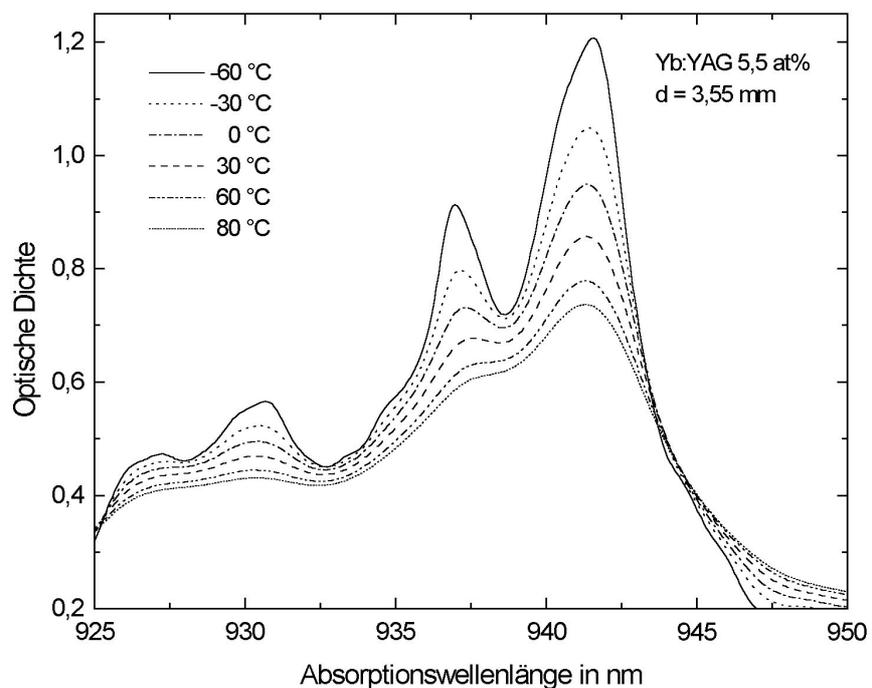


Abbildung 7: Temperaturabhängigkeit der Absorption von Yb:YAG

gerung der Peak-Absorption zum Teil oder auch mehr als ausgleichen. Der optimalen Wahl der Gesamtaborption kommt bei Quasi- Dreiniveausystemen eine besondere Bedeutung zu, da die Laserschwelle wesentlich durch die Gesamtzahl der Dotierungsionen im Pumpvolumen bestimmt wird. Somit muß – grundsätzlich für jeden Betriebszustand separat, also auch für jede Betriebstemperatur – ein optimaler Kompromiß zwischen Absorptionsgrad und Laserschwelle gefunden werden.

Schließlich darf auch das Ausbleichen der Absorption durch intensive Anregung der Laserionen nicht vernachlässigt werden. Die Stärke dieses in den in Kap. 2.2 vorgestellten Modellen quantitativ berücksichtigten Effektes wird – in Abwesenheit eines Resonatorstrahlungsfeldes – qualitativ bestimmt durch das Verhältnis von effektiver Pumpleistungsdichte $I_{p,eff}$ zu Pumpsättigungsleistungsdichte $I_{p,sat} = \frac{E_{abs}}{\sigma_{abs,p} \cdot \tau_{sp}}$. Bei einem typischen, axial gepumpten Yb:YAG-Scheibenlaser ist durch das Ausbleichen die lokale Absorption α_{eff} um bis zu 30 % gegenüber dem ungepumpten Zustand reduziert. Ein resonatorinternes Strahlungsfeld baut die Inversion ab, wodurch das Ausbleichen in einem Umfang vermindert wird, der mit dem Verhältnis von effektiver Leistungsdichte I_{eff} zu Sättigungsleistungsdichte $I_{sat} = \frac{E_{em}}{\sigma_{em,l} \cdot \tau_{sp}}$ skaliert. Bei Quasi-Dreiniveaulasern verbleibt selbst bei höchsten Leistungsdichten I_{eff} ein gewisses Ausbleichen, das durch die für Transparenz erforderliche Besetzung des oberen Multipletts n_+^{trans} gegeben ist. Eine besondere Rolle spielt das Ausbleichen bei Lasersystem, bei denen durch gepulste Anregung mit Leistungsdichten weit oberhalb der Pumpsättigung eine durch den Kristall wandernde Ausbleich-Front („bleaching wave“ [58]) hervorgerufen wird.

2.1.1.2 Monte-Carlo-Raytracing

Wie bereits erwähnt, lassen sich die beschriebenen Einflüsse auf die Leistungsdeposition umfassend nur mit Hilfe eines Strahlverfolgungsverfahrens („Raytracing“), wie dem hier beschriebenen, sogenannten „Monte-Carlo-Raytracing“, berücksichtigen. Hierbei wird zunächst ein Startstrahl mit Hilfe einer der Pumplichtquellenverteilung angepaßten Zufallsverteilung erzeugt und anschließend geometrisch strahlenoptisch, also deterministisch, propagiert. Jedoch werden Teilreflexion, Streuung und Absorption an Oberflächen sowie in Volumina stochastisch anhand entsprechender Wahrscheinlichkeitsverteilungen durchgeführt. Hierdurch wird bei Teilreflexion und Streuung die Aufspaltung in mehrere Teilstrahlen vermieden. Weiterhin wird die Absorption, entsprechend dem auf atomarer Ebene stattfindenden Elementarakt, als ein diskreter Vorgang betrachtet, was die Berechnung der aktuellen Leistung erübrigt sowie die Speicherung der absorbierten Leistung (durch Zählen der in einem Volumenelement absorbierten Strahlen) vereinfacht. Der stochastische Ansatz des Modells macht allerdings die Durchrechnung von Hundert-

tausenden bis Millionen von Einzelstrahlen notwendig, um eine hinreichende Genauigkeit zu erhalten.

Während die spektrale Verteilung des Pumplichts durch Mitführen einer zufallsgesteuerten Wellenlänge im Rahmen des Monte-Carlo-Raytracings (MCR) leicht berücksichtigt werden kann, muß für die Faktoren Pumpsättigung, Temperaturverteilung und Resonatorpropagation das Raytracing in eine selbstkonsistente Berechnung des Lasersystems eingebettet werden. Als Beispiel für das MCR sollen hier die Rechnungen für eine radial gepumpte Scheibe vorgestellt werden. Bei diesen Rechnungen wurde von einer gebondeten, plankonkaven Scheibe ausgegangen (s. Abb. 8), deren zentraler, plankonvex geformter Teil aus mit Ytterbium dotiertem YAG besteht. Der große äußere, aus undotiertem YAG bestehende Teil dient dabei der Führung und – durch die konkave Krümmung der ungekühlten Seite – der Konzentration des Pumplichts mit Hilfe der Totalreflexion¹⁴.

Die Dicke des Scheibenrandes (hier: 0,9 mm) ist an die Höhe der Pumplichtquelle angepaßt (hier: Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von 0,8 mm), während das Verhältnis von Rand zu Mittendicke (hier: 6,67:1) sowie das Verhältnis von Außendurchmesser zu Durchmesser des gebondeten Bereichs (hier: 4,2:1) durch die Numerische Apertur der Pumplichtquelle (hier: 0,20) bestimmt werden.

Anstelle einer großen Anzahl von gleichmäßig auf dem Umfang der Scheibe verteilten Pumplichtquellen (hier: 66 Fasern mit je 11 W Leistung) wird mit nur einer Quelle gerechnet; die zu erwartende Pumplichtdeposition wird durch azimutale Mittelung

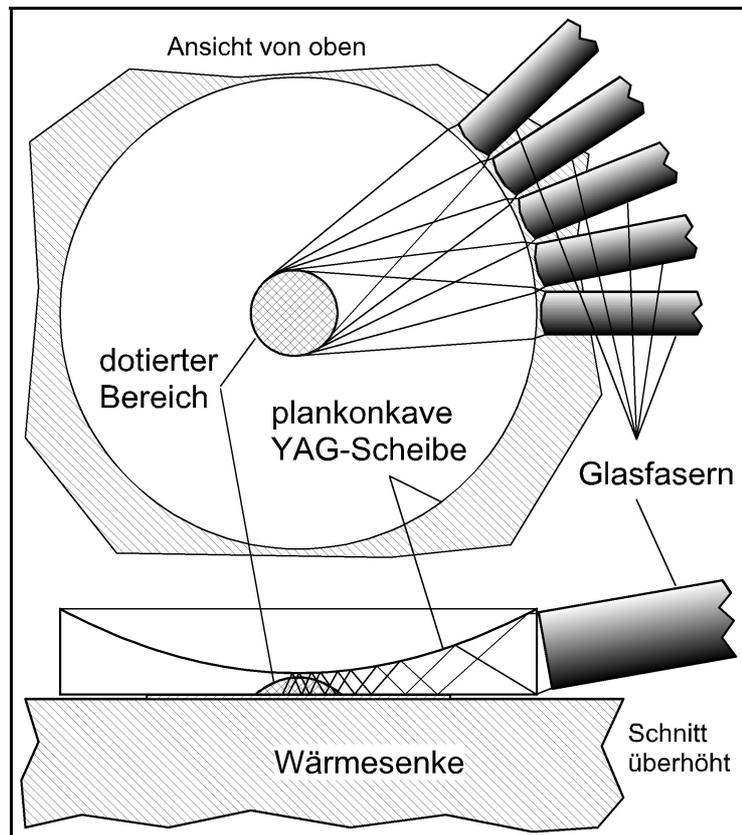


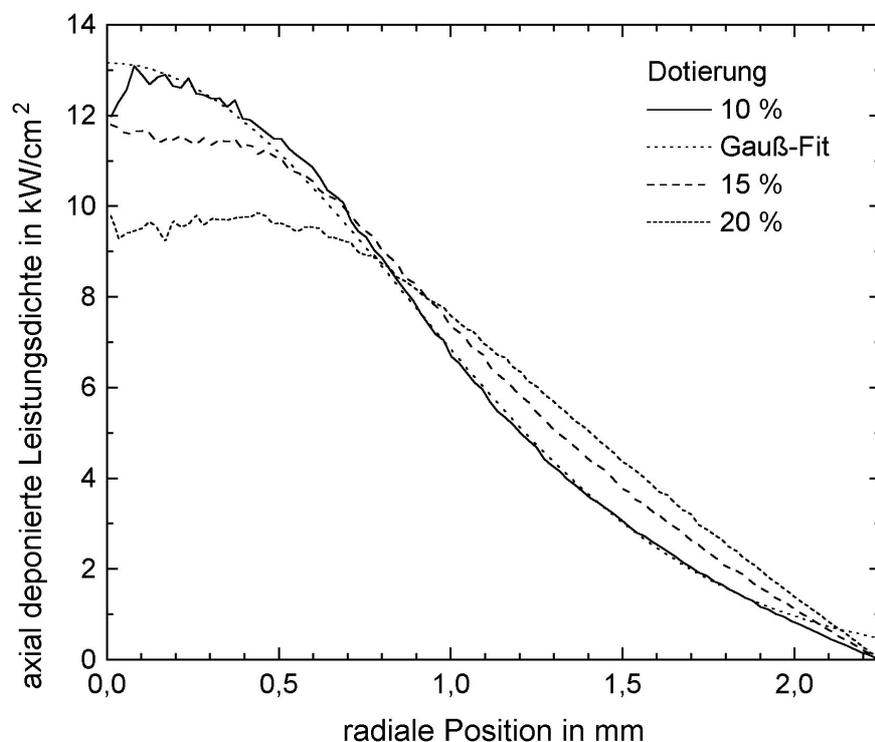
Abbildung 8: Schematische Darstellung der radial gepumpten Scheibe (Draufsicht und Schnitt [überhöht], Fasern nur teilweise dargestellt)

¹⁴ Die Verbindung zwischen dotiertem und undotiertem Kristall mit sphärischer Grenzfläche kann, wie durch ein Testmuster bestätigt wurde, mittels Diffusionsbonden [73] ohne Klebstoffe haltbar und streulichtarm hergestellt werden. Alternativ kommt Flüssigphasenepitaxie (LPE) zur Herstellung dünner dotierter Schichten auf undotierten Substraten in Betracht.

der berechneten Verteilung gewonnen. Die Berechnung der Pumplichtdeposition für die radial gepumpte Scheibe erfolgt unter voller Berücksichtigung der dreidimensionalen Strahlpropagation und der Lichtbrechung an der zylindrischen Grenzfläche Luft/Kristall. Bei der Rechnung wird neben der Winkelverteilung ($\tanh(\text{N.A.}^2)$; hier: 5 % außerhalb der N.A.) der aus der Faser austretenden Strahlung auch deren spektrale Verteilung (Gauß-Funktion; hier: Schwerpunkt 940 nm, Breite 5 nm FWHM) berücksichtigt. Die Temperaturverteilung sowie das Ausbleichen werden dagegen vernachlässigt.

Der Strahlverlauf wird während der Berechnung in einer Projektion auf eine radiale Schnittebene grafisch dargestellt. Alternativ kann eine Draufsicht auf den dotierten Bereich mit einer Darstellung der Depositionsverteilung gewählt werden; die Lage des Depositionspunktes in axialer Richtung wird hierbei farblich kodiert. Strahlen, die den Grenzwinkel der Totalreflexion überschreiten, werden an der Austrittsstelle markiert. Zur Minimierung dieser Totalreflexionsverluste ist eine leichte Verkippung (hier: $\vartheta = 8,5^\circ$) der Faser aus der Scheibenebene erforderlich.

In Abbildung 9 ist die azimuthal gemittelte Depositionsleistungsdichte für drei ausgewählte Dotierungen dargestellt. Bei 10 % Dotierung ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit einer Gauß-Verteilung; allerdings beträgt der Absorptionsgrad nur 82,85 %. Bei höherer Dotierung flacht die Verteilung zur Achse hin ab; bei 20 % Dotierung ergibt sich – bei $\eta_{\text{abs}} = 95,1\%$ – eine nahezu kegelförmige Verteilung. Die Dotierung von 15 % liegt – wie zu erwarten – sowohl bezüglich der Form der Verteilung als auch hinsichtlich des Absorptionsgrades mit 91,46 % zwischen den Extremfällen.



Aufgrund des geringen dotierten Volumens ($1,01 \text{ mm}^3$) bei gleichzeitig hoher Pump-

Abbildung 9: Vergleich der berechneten radialen Verteilung der deponierten Pumpleistung für einen radial gepumpten Yb:YAG-Scheibenlaser mit verschiedenen Dotierungen

leistung (650 W absorbierte Leistung) liegt die hier modellierte radial gepumpte Scheibe (bei einer mittleren Scheibentemperatur von 300 K) ca. 24-fach (für 15 % Dotierung) über der Dreiniveaulaserschwelle. Eine typische, axial mit Achtfachdurchgang bei 5 kW/cm^2 deponierter Leistungsdichte gepumpte Scheibe erreicht dagegen nur etwa die 7-fache Schwelle. Im Gegensatz zum axialen Fall skaliert dieser Faktor beim Radialpumpen proportional zum gepumpten Durchmesser, da die erforderliche Dotierung mit dem Durchmesser sinkt; allerdings steigt auch gleichzeitig die erforderliche Strahlqualität des Pumplichts, da der Umfang der Scheibe langsamer wächst als ihr Volumen. Durch die geringe Dicke des aktiven Volumens bleibt die thermische Linse der radial gepumpten Scheibe trotz der hohen Pumpleistungsdichte sehr gering. Aufgrund der beschriebenen Vorteile dürfte dem radial gepumpten Yb:YAG-Scheibenlaser im Leistungsbereich oberhalb von 100 W der Vorzug vor der axial gepumpten Ausführung zu geben sein. Voraussetzung hierfür ist allerdings die sichere Beherrschung der Fertigungstechniken, speziell des Diffusionsbondens.

Modellierung der Pumplichtdeposition des axial gepumpten Scheibenlasers

Die Implementierung des MCR gestaltet sich für den axial gepumpten Scheibenlaser mit Achtfachdurchgang des Pumplichts¹⁵ vergleichsweise aufwendig, da hier wesentlich mehr optische Flächen zu berücksichtigen sind als im radial gepumpten Fall. Zudem stehen die 4 sphärischen Abbildungsspiegel sowie das Faserbündelende und der plane Hilfsspiegel unter schiefen Winkeln zum Kristall. Um eine optimale Deckung der Abbildungen auf dem Kristall zu gewährleisten, müssen die exakten Winkel unter Berücksichtigung der Brechung im Kristall berechnet werden.

Abbildung 10 zeigt exemplarisch zwei berechnete Verteilungen der deponierten Pumpleistungsdichte (Details s. Bildunterschrift), zum einen mit 91 Siemens-Dioden (114 W Gesamtleistung) in einer hexagonalen Bündelung, zum anderen mit 7 OptoPower-Dioden (175 W). Die Darstellung hebt den Bereich mittlerer Leistungsdichten dunkel hervor; höchste (in der Mitte) und niedrigste Werte (am Rand) erscheinen hell. Im linken Bild ist deutlich die sechseckige Form des Faserbündels zu erkennen, während die Abbilder der einzelnen, kleinen Fasern ($140 \mu\text{m}$ Claddingdurchmesser) vollständig in der Unschärfe untergehen; dagegen sind im rechten Bild die Konturen der 7 großen Fasern mit einem Außendurchmesser von $660 \mu\text{m}$ noch deutlich erkennbar. Da zur Erzielung einer guten Strahlqualität eine möglichst homogene Anregung des LAM erforderlich ist, sind hierfür im Fall der OptoPower-Dioden zusätzliche Maßnahmen erforderlich (Homogenisator, Einzelabbildung).

¹⁵ Das Programm hierzu wurde – aufbauend auf der Version für das radiale Pumpen – von K. Contag und S. Erhard entwickelt.

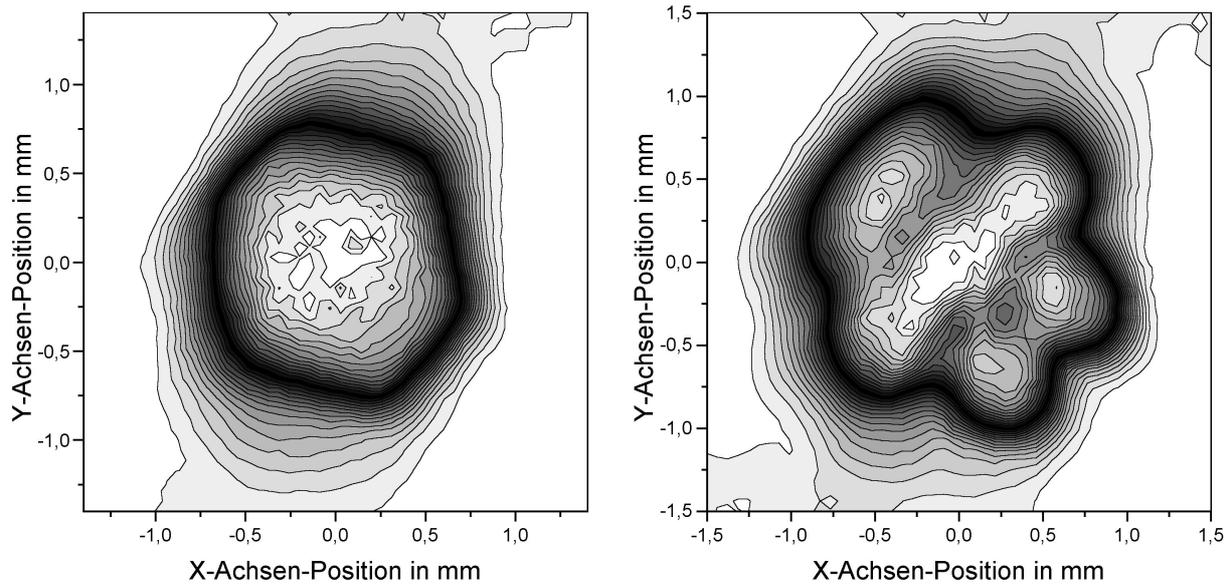


Abbildung 10: Berechnete Verteilung der deponierten Leistungsdichte für ein axial mit 91 Siemens- (links, max. $4,8 \text{ kW/cm}^2$) bzw. 7 OptoPower-Dioden (rechts, max. $5,3 \text{ kW/cm}^2$) gepumpten Yb:YAG-Scheibenlaser ($M_p = 8$, Dicke $0,35 \text{ mm}$, Dotierung 11%) (100% = 30 Höhenlinien)

In Abbildung 11 sind zum direkten Vergleich die berechnete Leistungsdichteverteilung (links) und die mit einer CCD-Kamera gemessene Fluoreszenz (rechts, ohne Resonator) eines axial mit einer OptoPower-Diode mit 35 W Ausgangsleistung gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers gegenübergestellt. Vor der Messung wurde die Pumpoptik

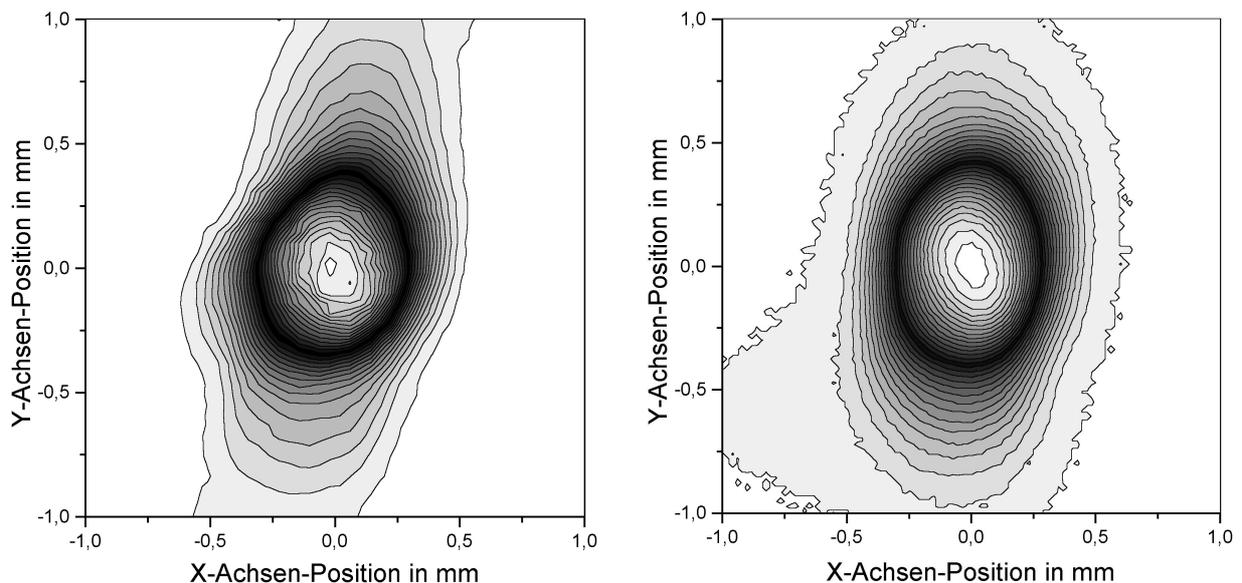


Abbildung 11: Vergleich der berechneten Leistungsdeposition (links, max. $5,8 \text{ kW/cm}^2$) und der gemessenen Fluoreszenzlichtverteilung (rechts, willk. Einh.) für einen axial mit einer OptoPower-Diode gepumpten Scheibenlaser ($M_p = 8$, Dicke $0,35 \text{ mm}$, Dotierung 11%) (30 Linien)

bezüglich der Laserausgangsleistung mit einem Multimode-Resonator optimiert. In beiden Bildern ist eine deutliche elliptische Verzerrung des Pumpprofils zu erkennen, jedoch bei der Messung deutlich stärker als in der Rechnung. Dies führt auch zu einem gegenüber der Rechnung vergrößerten Strahldurchmesser der Fluoreszenz in Y-Richtung. Vermutlich liegt die Hauptursache für die Abweichungen zwischen Messung und Rechnung in der nicht identischen Justage der Pumpspiegel. Weitere Übereinstimmungen bestehen in der Drehung der Ellipsen-Hauptachse von innen nach außen sowie in der Verstärkung der Elliptizität zum Rand hin. In den schwach gepumpten Randbereichen sind ca. 15 % der Gesamtleistung enthalten, diese tragen aber aufgrund ihrer geringen Leistungsdichte kaum zum Wirkungsgrad des Quasi-Dreinevelasers bei. In einer diesbezüglichen Verbesserung der Pumpoptik liegt daher ein erhebliches Potential für die Optimierung des Laserwirkungsgrades.

Obwohl das MCR für den axial gepumpten Scheibenlaser mittlerweile in ein – sehr rechenintensives – Programm zur selbstkonsistenten Berechnung des Wirkungsgrades eingebettet wurde, werden für die im weiteren vorgestellten Modellrechnungen lediglich die mit Hilfe dieses Programms berechneten radialen deponierten Leistungsdichteverteilungen, und zwar in Form von daran angepaßten Super-Gauß-Verteilungen

$$I_{abs}(r) = I_{abs}(0) \cdot \exp\left[-\left(\frac{r}{w_p}\right)^{C_{SG}}\right], \text{ verwendet.}$$

2.1.2 Wärmeleitung

Die Wärmeerzeugung im laseraktiven Medium ist mit der Pumplichtdeposition über die relative Wärmeerzeugung η_{th} gekoppelt:

$$\dot{q}_{abs}(x, y, z) = \eta_{th} \cdot I_p(x, y, z) \cdot \alpha_{eff}(x, y, z) \quad (2)$$

Unter Vernachlässigung eventueller nichtstrahlender Rekombination (Multiphononen-Emission etc.) ergibt sich η_{th} aus der Differenz der Quantenenergien von absorbiertem und emittiertem Licht:

$$\eta_{th} = 1 - \frac{\lambda_{abs}}{\lambda_{em}} = 1 - \frac{E_{em}}{E_{abs}} ; E_{abs/em} = \frac{h \cdot c}{\lambda_{abs/em}} \quad (3)$$

Bei endlicher spektraler Breite von Absorption und/oder Emission ist ein geeigneter Mittelwert zu bilden. Für die Pumplichtverteilung kann bei einer – für Laserdioden typischen – Breite von wenigen Nanometern der Schwerpunkt der Verteilung mit hinrei-

chender Genauigkeit als Mittelwert von E_{abs} für Gleichung 3 angenommen werden. Die Emission setzt sich aus breitbandiger spontaner und – meist monochromatischer – stimulierter Emission zusammen. Im Laserbetrieb weit oberhalb der Schwelle spielt die spontane Emission allerdings nur eine untergeordnete Rolle, so daß die Laserwellenlänge als gute Näherung für E_{em} dienen kann. Für die meisten realen laseraktiven Materialien sind nichtstrahlende Übergänge jedoch nicht als vernachlässigbar gering anzusehen, zumal die Anregungsenergie in solchen Prozessen nahezu vollständig in Wärme umgewandelt wird. Da genaue Informationen über die Art und Stärke dieser Effekte nur selten verfügbar sind, ist es meist notwendig, auf empirische Werte für η_{th} zurückzugreifen.

Dreidimensionale Wärmeleitung

Zur Berechnung der Temperaturverteilung im Laserkristall ist die Wärmeleitungsgleichung (Poisson-Gleichung, hier in der Darstellung für ein rotationssymmetrisches Problem) zu lösen:

$$\frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial z^2} = - \frac{\dot{q}_{\text{abs}}(r,z)}{\lambda_{\text{th}}[T(r,z)]} \quad (4)$$

Dabei gelten folgende Randbedingungen:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad \text{für } z = d; \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{für } r = R_s; \quad T = T_0 \quad \text{für } z = 0 \quad (5)$$

Das heißt, die Fläche $z = d$ und die Mantelfläche $r = R_s$ sind isoliert, während die Fläche $z = 0$ auf der Kühltemperatur T_0 gehalten wird. In gewissen Spezialfällen existieren analytische Lösungen für diese Gleichung [59], die jedoch im vorliegenden Fall allenfalls als Startwerte für eine iterative Lösung dienen können. Für eine numerische Lösung des radialsymmetrischen stationären Wärmeleitungsproblems gibt es folgende Ansätze:

- a) geschlossene Behandlung durch Lösung des durch Diskretisierung gewonnenen Differenzgleichungssystems
- b) iterativer Ansatz durch wiederholtes Anwenden der Differenzgleichungen auf eine möglichst gute Näherung als Startwert
- c) wie b), jedoch als pseudo-zeitabhängiges System mit (optimal gewählter) Wärmekapazität der Volumenelemente und thermischen Widerständen dazwischen

Ansatz a) ist attraktiv aufgrund des sehr effektiven Verfahrens der LU-Dekomposition [60]. Der Nachteil dieses Verfahrens besteht in der Verwendung extrem großer Matrizen der Größe $n_r \cdot n_z \times n_r \cdot n_z$, die nur unter Ausnutzung ihrer Eigenschaft als Bandmatrizen zu beherrschen sind. Dennoch ergibt sich ein sehr großer Speicherplatzbedarf sowie ein gewisser Handhabungsaufwand für diese Bandmatrizen. Ansatz b) hingegen ist durch

minimalen Speicher- und Verwaltungsaufwand gekennzeichnet und bietet sich besonders für das selbstkonsistente Modell an, da hier während der Berechnungen ständig die alte Temperaturverteilung als guter Schätzwert für die neue dienen kann. Allerdings ist unter ungünstigen Bedingungen, wie stark von eins abweichendem Verhältnis von Elementhöhe zu -breite, die Konvergenz nicht immer gewährleistet. Ansatz c) vermeidet diese Instabilität bei allerdings etwas langsamerer Konvergenz.

In Abbildung 12 sind die mit Ansatz c) berechneten Temperaturverteilungen im Scheibenlaserkristall für verschiedene Pumpstrahldurchmesser unter idealisierten Bedingungen (s. Bildunterschrift) dargestellt. Wie aus den Isothermen-Schnittbildern ersichtlich wird, liegt erst bei dem größten dargestellten Pumpstrahldurchmesser $2w_p = 4 \cdot d$ eine überwiegend eindimensionale axiale Wärmeleitung mit zur Scheibenebene parallelen Isothermen vor. Bei den kleineren Pumpstrahldurchmessern, insbesondere bei $2w_p = 0,5 \cdot d$ und $2w_p = d$, dominiert die radiale Wärmeleitung, was zu entsprechend geringeren Temperaturdifferenzen im Kristall führt.

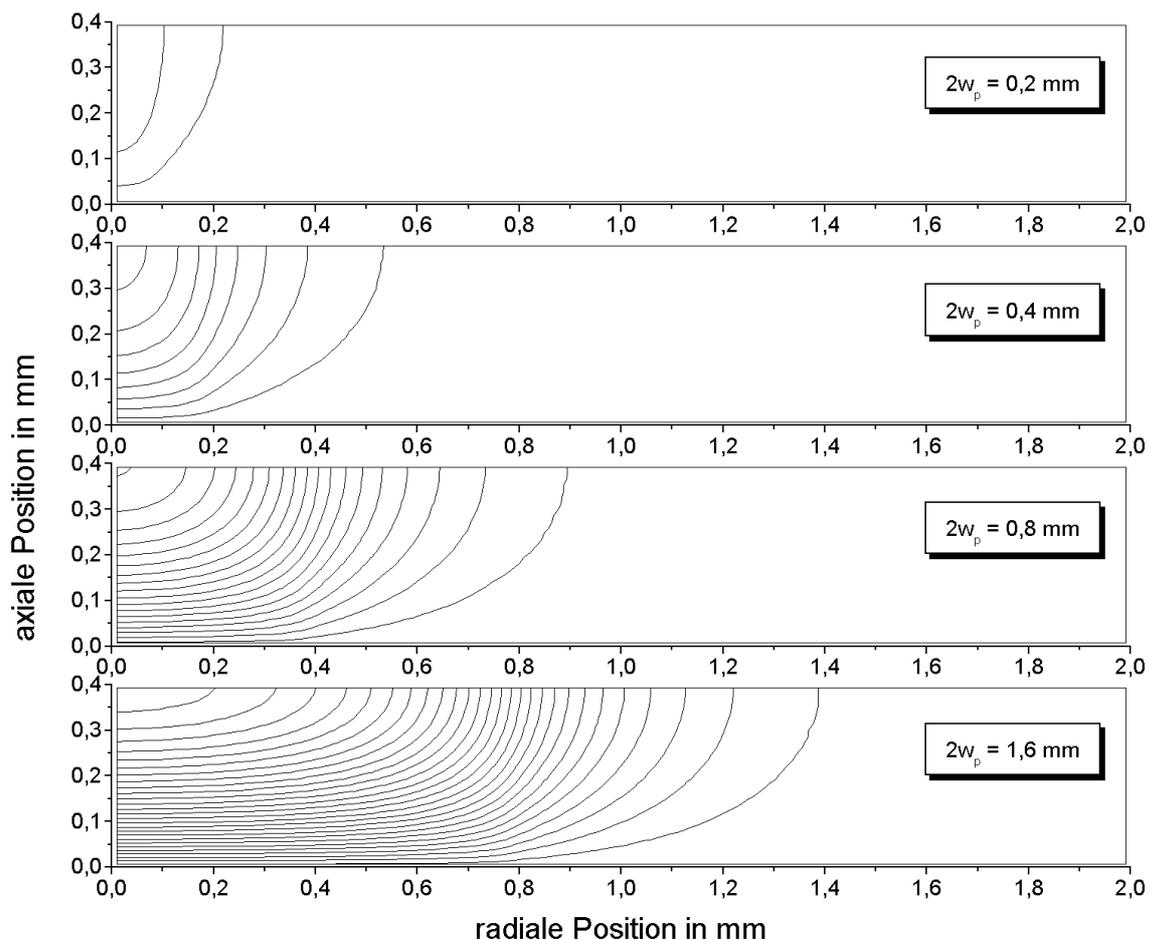


Abbildung 12: Temperaturverteilung im Scheibenlaserkristall bei verschiedenen Pumpstrahldurchmessern ($I_{p,0} = 5 \text{ kW/cm}^2$, $\eta_{\text{abs}} = 90 \%$, $\eta_{\text{th}} = 9 \%$, $\lambda_{\text{th}} = 13 \text{ W/m}\cdot\text{K}$, homogene Deposition in axialer Richtung, Unterseite auf 300 K gekühlt, 2 K pro Isotherme)

Dies verdeutlicht auch Abbildung 13, in der die auf die maximale Temperaturdifferenz im Grenzfall ideal eindimensionaler Wärmeleitung normierte maximale sowie die über das gepumpte Volumen gemittelte, effektive Temperaturdifferenz als Funktion des Verhältnisses von Pumpstrahldurchmesser zu Kristalldicke aufgetragen sind. Die effektive Temperaturdifferenz konvergiert, wie auch

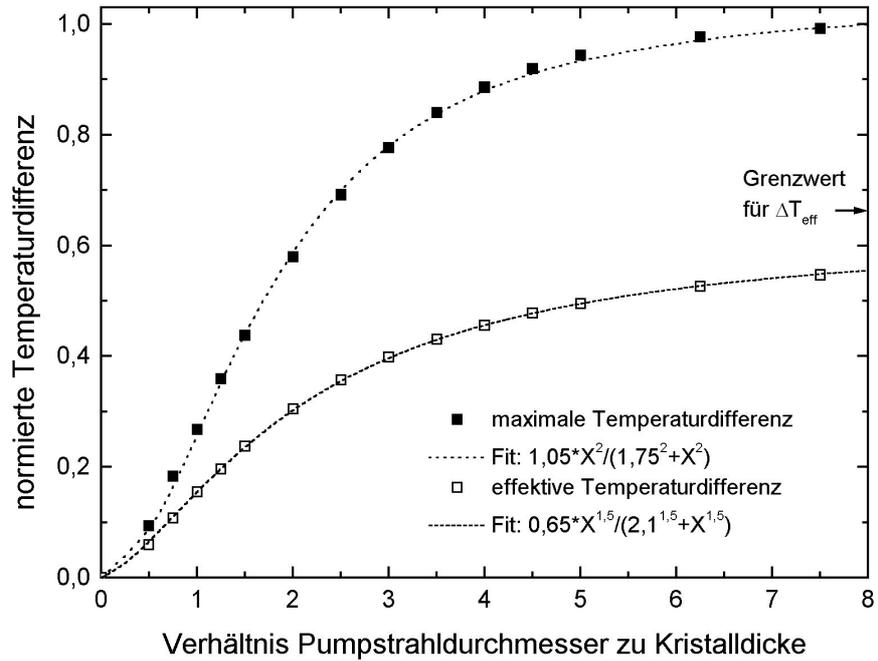


Abbildung 13: Normierte maximale und effektive Temperaturdifferenz in Scheibenlaserkristall als Funktion des Verhältnisses von Pumpstrahldurchmesser zu Kristalldicke

an den in der Abbildung angegebenen Fitfunktionen deutlich wird, mit steigendem Verhältnis langsamer gegen ihren Grenzwert $2/3$ als die maximale Temperaturdifferenz gegen 1. Die Fitfunktion für die effektive Temperaturdifferenz kann im 0D- und im 1D-Modell verwendet werden, um den Einfluß der dreidimensionalen Wärmeleitung annähernd zu berücksichtigen, indem eine effektive Wärmeleitfähigkeit eingeführt wird, die gemäß der Fitfunktion vom Verhältnis von Pumpstrahldurchmesser zu Kristalldicke abhängt.

Im eindimensionalen Modell vereinfacht sich die Berechnung der Temperaturverteilung auf eine zweifache Integration:

$$\dot{q}(z) = \int_z^d \dot{q}_{abs}(z') dz'; \quad T(z) = T_0 + \int_0^z \frac{\dot{q}(z')}{\lambda_{th}[T(z')]} dz' \quad (6)$$

Im speziellen Fall einer homogenen Wärmeerzeugung – also $\dot{q}_{abs} = const(r, z)$ – mit temperaturunabhängiger Wärmeleitung ergibt sich ein parabolisches Temperaturprofil:

$$T(z) = T_0 + \frac{\dot{q}_{abs}}{\lambda_{th}} \int_0^z \int_{z'}^d dz'' = T_0 + \frac{\dot{q}_{abs}}{\lambda_{th}} \cdot \left(d \cdot z - \frac{z^2}{2} \right) = T_0 + \Delta T_{max} \cdot \left(\frac{2 \cdot z}{d} - \frac{z^2}{d^2} \right) \quad (7)$$

Die maximale Temperaturdifferenz $\Delta T_{max} = \frac{\dot{q}_{ges} \cdot d}{2 \cdot \lambda_{th}}$ ist proportional zur Scheibendicke d.

Im 0D-Modell wird die mittlere Temperaturdifferenz $\Delta T_{\text{eff}} = 2/3 \cdot \Delta T_{\text{max}}$, eventuell ergänzt um den oben diskutierten Korrekturfaktor für die 3D-Wärmeleitung, als Grundlage für die Ermittlung der Kristalltemperatur verwendet.

Temperatur- und Dotierungsabhängigkeit der Wärmeleitung

Tatsächlich ist, wie aus den Abbildungen 14 und 15 zu ersehen, die Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG sowohl temperatur- als auch dotierungsabhängig. Abbildung 14 zeigt Literaturwerte [61] [62] für die Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von undotiertem YAG und – zum Vergleich – drei verschiedene Fitfunktionen. Die aufwendigste, 4-parametrische Fitfunktion wurde von Brown [63] angegeben:

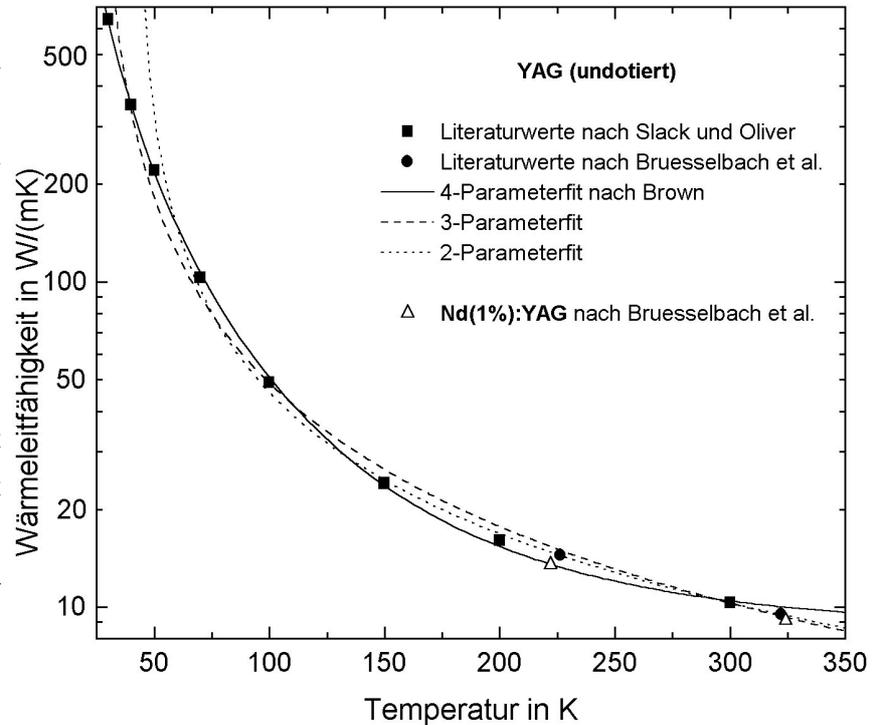


Abbildung 14: Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von undotiertem YAG

$$\lambda_{th}(T) \approx \frac{A}{[\ln(B \cdot T)]^C} - \frac{D}{T} \quad (8)$$

mit $A = 1,6 \cdot 10^8 \text{ W}/(\text{mK})$, $B = 5,33 \text{ K}^{-1}$, $C = 7,14$ und $D = 3,31 \cdot 10^4 \text{ W}/\text{m}$. Diese Funktion gibt die Meßwerte von Slack und Oliver sehr genau wieder, jedoch sind die Parameter extrem empfindlich gegen Variation. Wesentlich einfacher zu handhaben ist folgende 2- oder 3-parametrische Funktion:

$$\lambda_{th}(T) \approx \lambda_{th}(300\text{K}) \cdot \left(\frac{300\text{K} - T_{\text{offs}}}{T - T_{\text{offs}}} \right)^C \quad (9)$$

mit $\lambda_{th}(300\text{K}) = 10,3 \text{ W}/(\text{mK})$, $C = 1$ und $T_{\text{offs}} = 42 \text{ K}$ (2 Parameter) oder $C = 1,2$ und $T_{\text{offs}} = 25 \text{ K}$ (3 Parameter). Für viele Zwecke dürfte die Genauigkeit der 2-parametrischen Version ausreichen.

Die in Abbildung 15 dargestellte Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG von der Dotierungskonzentration bei Raumtemperatur basiert auf verschiedenen Quellen und dürfte daher nicht sonderlich genau sein. Bei der angegebenen Fitfunktion handelt es sich um folgendes Polynom:

$$\lambda_{th}(C_{dot}) = 10,3 - 0,224 \cdot C_{dot} + 1,9 \cdot 10^{-4} \cdot C_{dot}^2 \quad (10)$$

mit λ_{th} in W/(mK) und C_{dot} in Prozent. Zur näherungsweise Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit wird Gl. 10 in Gl. 9 eingesetzt¹⁶.

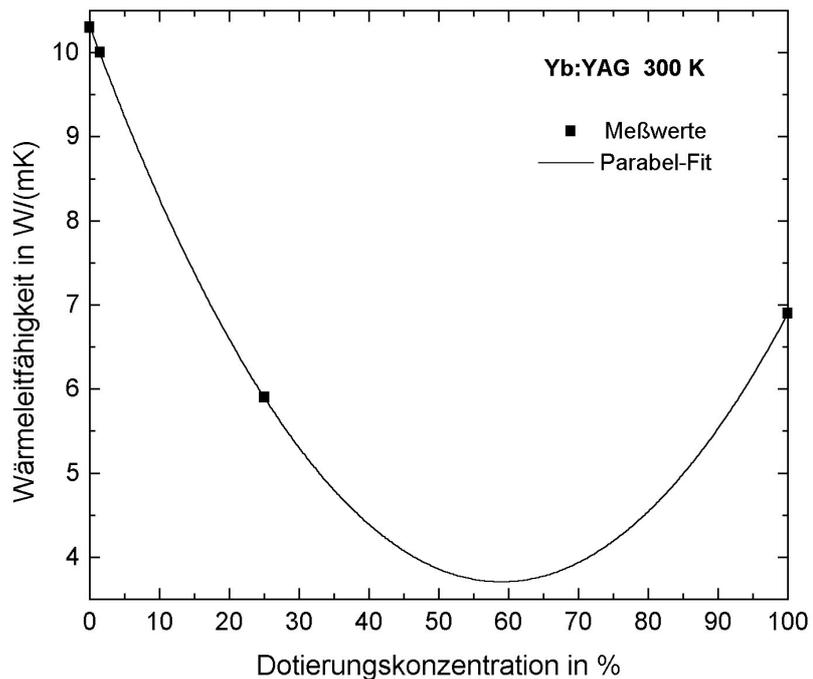


Abbildung 15: Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG bei Raumtemperatur als Funktion der Dotierungskonzentration (Kurve: Parabel-Fit)

Einfluß der Wärmesenke

Die Kühltemperatur T_0 bezieht sich auf die – als perfekt gleichmäßig gekühlt angenommene – Oberfläche des Laserkristalls. Vom technischen Standpunkt aus ist allerdings die Temperatur des Kühlmediums T_c (typischerweise Wasser oder Alkohol) die primär relevante Größe. Die Temperaturdifferenz ΔT_{WS} zwischen Kristallrückseite und Kühlmedium wird bestimmt durch die abzuführende Wärmeflußdichte \dot{q}_{ges} sowie den thermischen Innenwiderstand der Wärmesenke $R_{th,WS}$:

$$\Delta T_{WS} = T_0 - T_c = \dot{q}_{ges} \cdot R_{th,WS} \quad (11)$$

Der thermische Innenwiderstand der Wärmesenke setzt sich additiv aus dem thermischen Widerstand der dielektrischen HR-Beschichtung, dem thermischen Widerstand der Kontaktierung (typischerweise 0,2-0,3 mm Indium), dem effektiven thermischen Widerstand des heat spreaders (z.B. 1,5 mm Kupfer) und dem Übergangswiderstand der

¹⁶ Neuere, vom FZ Seibersdorf für das IFSW durchgeführte Messungen der temperatur- und dotierungsabhängigen Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG ergaben genauere, von den angegebenen Funktionen abweichende Werte; insbesondere zeigte sich eine schwächere, im Bereich von 4-25 % annähernd lineare Abhängigkeit von der Dotierung und mit etwa 0,47 ein wesentlich niedrigerer Exponent C für die Temperaturabhängigkeit. Leider konnten diese Ergebnisse nicht mehr in den in Kap. 2.2 dargestellten numerischen Berechnungen berücksichtigt werden.

Grenzschicht zwischen heat spreader und Kühlmedium zusammen. Letzterer hängt vom Kühlmedium, dessen Strömungsgeschwindigkeit, sowie der Kanalgeometrie ab; der dominierende Faktor ist die Reynoldszahl. Der Einfluß des Temperaturanstiegs zwischen Vor- und Rücklauf kann im allgemeinen durch einen hinreichenden Durchfluß gering gehalten werden. Von zentraler Bedeutung ist in diesem Zusammenhang die Auslegung des heat spreaders, der die Anforderungen an den Übergangswiderstand der Grenzschicht durch Bereitstellen einer großen Grenzfläche gering halten soll, und dessen thermischer Widerstand mit zunehmender Größe der geheizten Fläche ansteigt.

Die in der Modellierung verwendeten thermischen Innenwiderstände wurden mit Hilfe von FEM-Berechnungen ermittelt und teilweise mit experimentellen Ergebnissen verglichen¹⁷. Die so erhaltenen Werte sind – teils wegen ungenügend bekannter Materialdaten (insbesondere der Wärmeleitfähigkeit der dielektrischen Schichten), teils wegen der erforderlichen Näherungen bei der Modellierung des Wärmeübergangs vom Festkörper in das flüssige Kühlmedium – mit erheblichen Ungenauigkeiten behaftet.

Zu den Volumenwärmequellen im laseraktiven Medium treten unter realen Bedingungen noch Quellen auf den Oberflächen des Laserkristalls hinzu. Beim axial gepumpten Scheibenlaser werden sowohl das Pumplicht, als auch die im Resonator umlaufende Strahlung an der gekühlten, hochreflektierend beschichteten Stirnfläche des Kristalls reflektiert sowie durch die ungekühlte, antireflexbeschichtete Stirnfläche transmittiert. An beiden Flächen ist mit einer gewissen Absorption der Strahlung zu rechnen. Während die Absorption in der AR-Beschichtung zu einer erhöhten Temperaturdifferenz im Kristall führt, hebt die in der HR-Schicht erzeugte Wärme nur die Kühltemperatur entsprechend dem thermischen Widerstand der Wärmesenke an. Aufgrund der hohen resonatorinternen Leistungsdichten in der Größenordnung von 100 kW/cm^2 im Yb:YAG-Scheibenlaser ergeben bereits geringe Absorptionsgrade erhebliche Beiträge zum Gesamtwärmefluß. Weiterhin wird der überwiegende Teil der spontanen Emission durch Totalreflexion an den Stirnflächen im Scheibenkristall geführt und dann teilweise im Kristall reabsorbiert – was sogar zu einer Erhöhung des Wirkungsgrades beitragen kann. Ein beträchtlicher Teil der (geführten) spontanen Emission wird jedoch – begünstigt durch resonante Einkopplung unter bestimmten flachen Einfallswinkeln – in der an die HR-Beschichtung anschließenden Metallschicht (meist Kupfer oder Indium) absorbiert und trägt somit zur Erhöhung der Temperatur der gekühlten Kristallseite T_0 bei.

¹⁷ Messungen und Berechnungen hierzu wurden von M. Riegel im Rahmen seiner Studienarbeit „Thermomechanische Untersuchung eines diodengepumpten Festkörperlasers mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode“ (IFSW 97-36) durchgeführt. Ergänzende FEM-Ergebnisse wurden von K. Contag ermittelt.

2.1.3 Thermomechanische und thermooptische Effekte

Die nichtkonstante Temperaturverteilung im Laserkristall führt zu differentiellen Wärmedehnungen und damit zu Deformationen. Mit diesen Deformationen gekoppelt treten thermomechanische Spannungen auf. Art und Stärke dieser Deformationen und Spannungen hängen wesentlich von den thermischen und mechanischen Randbedingungen ab. Aufgrund der Deformationen und der Temperatur- und Spannungsabhängigkeit des Brechungsindex ändern sich die optischen Weglängen für axial durch den Kristall propagierende und an der gekühlten Seite reflektierte Strahlen in radial (und bei nicht rotationssymmetrischen Bedingungen auch in azimuthal) variierendem Maße. Diese pumpleistungsabhängige Phasenfrontdeformation, die auch häufig als thermische Linse bezeichnet wird, wirkt sich, je nach Art und Stärke, mehr oder minder drastisch auf die Resonatorparameter (g-Parameter, „dynamische Stabilität“) und auf die erzielbare Strahlqualität aus. Starke – und insbesondere periodische – örtliche Änderungen der Phase können zu merklichen Beugungsverlusten an der resonatorinternen Strahlung führen.

Zur umfassenden Modellierung dieser Effekte ist im Allgemeinen der Einsatz thermomechanischer Finite Elemente-Methoden (FEM) notwendig. Diese sehr aufwendigen Algorithmen werden vorzugsweise in Form fertiger Programmpakete (hier: PERMAS) verwendet. Zur komfortablen Ein- und Ausgabe sind spezielle Programme verfügbar (hier: PATRAN).

Abbildung 16 zeigt beispielhaft den Vergleich zwischen interferometrisch gemessenen¹⁸ und mit FEM¹⁹ berechneten thermisch induzierten optischen Weglängenänderungen (Einfachdurchgang) für einen axial gepumpten Yb:YAG-Scheibenlaser mit kleinem (19 Siemens-Laserdioden, ca. 1,1 mm) und mit großem (112 Siemens-Laserdioden, ca. 2,1 mm) Pumpstrahldurchmesser. Die berechneten Werte sind mit einem Faktor 2 multipliziert worden, um eine bessere Übereinstimmung mit den Meßwerten zu erhalten²⁰. Für den kleinen Pumpstrahldurchmesser gibt das so korrigierte Modell die Meßergebnisse gut wieder, während für den großen Pumpstrahldurchmesser starke Abweichungen im achsnahen Bereich auftreten.

Die beobachteten thermisch induzierten Weglängenänderungen lassen sich im wesent-

¹⁸ Die Messungen wurden von U. Schiegg im Rahmen seiner Diplomarbeit „Untersuchungen zum Single-Frequency-Betrieb von Scheibenlasern bei höchsten Leistungen“ (IFSW 97-47) durchgeführt.

¹⁹ Die FEM-Rechnungen wurden von K. Contag durchgeführt.

²⁰ Die Ursachen für die Notwendigkeit des Korrekturfaktors sind nicht ganz klar. Jedenfalls wurde bei den FEM-Rechnungen häufig die Temperatur- und Dotierungsabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von Yb:YAG vernachlässigt (meist wurde mit 10,3 W/(mK) gerechnet).

lichen auf die Verspannung des Verbundes aus Kristall und Wärmesenke, die Wärmeausdehnung der kontaktierenden Indium-Schicht und die optische Weglängenänderung im Laserkristall zurückführen.

Die einseitige Kühlung des Kristalls führt zu einer verstärkten Wärmeausdehnung der ungekühlten Kristallseite.

Die daraus resultie-

rende konvexe Krümmung des Kristalls – und damit auch der reflektierenden Beschichtung auf der gekühlten Seite – wird durch die steife Wärmesenke (hier: massiver Kupferkegel) reduziert, jedoch nicht völlig verhindert. Dieser Anteil der thermischen Linse ist im Bereich des Pumpstrahldurchmessers nahezu sphärisch und wirkt defokussierend.

Die dem mechanischen und thermischen Kontakt dienende, zwischen Kristall und Kühlfinger befindliche, ca. 0,3 mm dicke Indium-Schicht dehnt sich aufgrund ihrer relativ schlechten Wärmeleitfähigkeit von ca. 80 W/(mK) (hochreines Kupfer: ca. 400 W/(mK)) und ihres großen Wärmeausdehnungskoeffizienten von $30 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ nicht unbeträchtlich – um ca. $0,1 \mu\text{m}$ – aus. Dies führt, im Gegensatz zu der globalen Krümmung aufgrund der Verspannung, zu einer relativ lokalisierten Aufwölbung der Kristallrückseite im Bereich des Pumpstrahldurchmessers. Der resultierende Anteil der thermischen Linse hängt stark vom Pumpstrahlprofil ab und ist bei größeren Strahldurchmessern generell stark asphärisch sowie tendenziell defokussierend.

Die optische Weglängenänderung im Laserkristall (die „innere Linse“) hat ihre Ursachen in der temperatur- und spannungsabhängigen Brechungsindexänderung sowie der Wärmeausdehnung des Kristalls. Wie der Anteil der Indium-Schicht, hängt auch ihre radiale Variation direkt von der Pumplichtverteilung ab und ist daher bei großen Strahldurchmessern ebenfalls stark asphärisch. Allerdings wirkt sie bei den meisten Kristallmaterialien – so auch YAG – fokussierend, und kann damit die defokussierende Wirkung

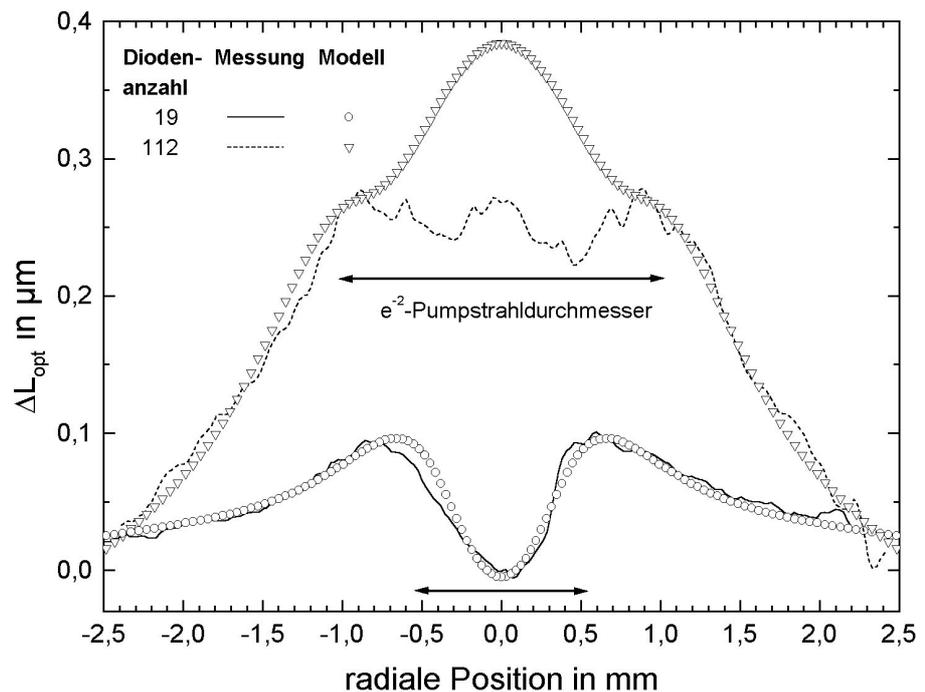


Abbildung 16: Vergleich der berechneten und gemessenen optischen Weglängendifferenzen für zwei verschiedene Pumpstrahldurchmesser (s. a. Text)

der beiden anderen Effekte ganz oder teilweise kompensieren. Die vollständige Kompensation – wie sie bei der Messung mit großem Strahldurchmesser beobachtet werden konnte – tritt, abhängig von den mechanischen und thermischen Bedingungen des Aufbaus, jeweils bei einem bestimmten Pumpstrahldurchmesser auf. Bei kleineren Strahldurchmessern überwiegt die fokussierende Wirkung der inneren Linse, bei größeren die Defokussierung durch die Kristallkrümmung.

Aus einer Vielzahl von FEM-Rechnungen²¹ zu den thermomechanischen Effekten in einer einseitig gekühlten, in einem zentralen Bereich mit dem Radius w_p homogen – eventuell mit einer leichten axialen Variation und einem stetigen Abfall im Randbereich – mit der Volumenquellichte \dot{q}_{abs} geheizten Kristallscheibe der Dicke d aus einem kubischen Material mit positivem Wärmeausdehnungskoeffizienten (YAG), überwiegend unter – teilweise aufwendiger – Berücksichtigung verschiedener Wärmesenken, sollen hier nur einige einfache Beobachtungen und Schlußfolgerungen dargestellt werden.

Einfluß der mechanischen Randbedingungen

Vereinfachend kann man bei einseitiger, vollflächiger Kühlung zwei Grenzfälle betrachten: Einerseits den frei beweglichen Kristall, der durch Wärmeabfuhr mittels eines Kühlfluids unmittelbar am Kristall realisiert werden kann²², andererseits den auf einer ideal steifen Unterlage vollflächig befestigten Kristall (sämtliche translatorischen und rotatorischen Freiheitsgrade werden auf der gekühlten Oberfläche des Kristalls unterdrückt), der durch hartes Auflöten (beispielsweise mit AuSn-Lot) des Kristalls auf eine dicke Diamantwärmesenke angenähert werden kann. Eine gleich gute Wärmeabfuhr vorausgesetzt, weist der frei bewegliche Kristall erheblich geringere Spannungen und wesentlich größere Deformationen auf als der hart befestigte. Sofern die mit der Krümmung der gekühlten Kristallseite einhergehende „äußere thermische Linse“ nicht stört, ist eine weiche Lagerung des Kristalls also bezüglich der mechanischen Belastung insbesondere dann zu favorisieren, wenn die erwarteten Spannungen der Zugfestigkeit des Kristallmaterials nahekommen. Das maßgebliche Kriterium für das Versagen des spröden Materials ist dabei die maximale Differenz der Hauptachsenspannungen²³.

Wird die weich gelagerte Scheibe vollflächig gepumpt – was in der Praxis aus ver-

²¹ Ausgeführt am IFSW durch Dr. K. Wittig, K. Contag und M. Riegel

²² Eine ideal weiche Lagerung ist wegen der im Allgemeinen erforderlichen Abdichtung des Kühlmittelkreislaufs schwierig zu realisieren. Eine näherungsweise weiche Lagerung des Kristalls ist durch die Verwendung einer Unterlage in Form einer dünnen Membran mit einer geringeren Dicke als der Kristalldicke möglich; allerdings kann diese Membran keine starke Wärmespreizung bewirken.

²³ Bei plastisch verformbaren Materialien stellt die sogenannte „von-Mises-Vergleichsspannung“ ein gutes Maß für die mechanische Belastung dar.

schiedenen Gründen eher ungünstig ist – so ergeben sich auf der ungekühlten Seite Druckspannungen und auf der gegenüberliegenden Seite Zugspannungen; dies führt zu einer annähernd gleichmäßigen – von der ungekühlten Seite her betrachtet – konvexen Verwölbung der gesamten Scheibe. Gleichzeitig erfolgt aufgrund der Wärmeausdehnung eine Dickenzunahme Δd der Scheibe. Beim teilflächigen Pumpen in der Mitte der Kristallscheibe bleibt der ungepumpte Außenbereich etwa auf der Kühltemperatur und bildet daher quasi eine Einspannung für den sich durch das Pumpen erwärmenden und daher ausdehnenden Innenbereich. Hierdurch treten im Innenbereich erhöhte radiale Druckspannungen auf, während im Außenbereich tangentielle Zugspannungen dominieren. Die höchsten Zugspannungen treten dabei unmittelbar außerhalb des gepumpten Bereichs auf. Während die Druckspannungen nur sehr schwach mit dem Pumpstrahldurchmesser $2w_p$ bei konstanter Heizleistungsdichte \dot{q}_{abs} zunehmen, steigen die maximalen Zugspannungen relativ stark an, so daß sie bei großen Strahldurchmessern die kritische Belastung der Scheibe darstellen. Im gepumpten Bereich weist der Kristall eine dem vollflächig gepumpten Fall vergleichbare konvexe Wölbung auf, während der Außenbereich eine eher konische Form annimmt. Am Rand des gepumpten Bereichs findet, bedingt durch die radiale Wärmeleitung sowie die Steifigkeit der Scheibe, in einer etwa der Kristalldicke entsprechenden radialen Zone ein Übergang der Kristalldicke von $d+\Delta d$ (innen) auf d (außen) statt.

Die feste Lagerung reduziert im Vergleich zur weichen die Zugspannungen, während die Druckspannungen zunehmen; zugleich treten hohe Kräfte zwischen Kristall und Wärmesenke auf. Während es sich auf der Achse um eine axiale Zugspannung handelt, treten mit zunehmendem Abstand von der Achse mehr und mehr Scherspannungen in den Vordergrund. Die höchsten Scherspannungen treten am Rand des gepumpten Bereichs auf. Da die Biegesteifigkeit der Kristallscheibe proportional zu d^3 skaliert, sind die Zugspannungen zwischen der Unterlage und dem Kristall sehr stark dickenabhängig; ähnliches gilt für die Scherspannungen. Bei relativ dicken Kristallen ist daher die Gefahr gegeben, daß die Befestigung auf der Unterlage oder die Beschichtung auf dem Kristall den Zug- beziehungsweise Scherbeanspruchungen nicht oder nicht dauerhaft standhält. Ein mögliches Versagen der Verbindung zwischen Kristall und Unterlage kann im Zerreißen der Verbindungsschicht bestehen, so daß die Kristallscheibe in der Mitte von der Unterlage abhebt und der Wärmekontakt verlorenght.

In diesem Zusammenhang ist zu bemerken, daß bei einem Verbindungsmaterial mit hoher Wärmeausdehnung (z.B. Indium) eine Reduzierung der axialen Zugspannungen durch eine geeignete Wahl der Materialdicke zu erreichen ist. In diesem Fall liegen die bei weicher Lagerung im Bereich inhomogener Wärmeerzeugung, also insbesondere am Rand des gepumpten Bereichs, auftretenden lokalen Deformationen der gekühlten

Kristallseite und die thermisch bedingte Ausdehnung des Verbindungsmaterials in der gleichen Größenordnung. Entsprechendes gilt für die Wärmesenke: Materialien mit einem großen Verhältnis von Wärmeausdehnung zu Wärmeleitung (z.B. Kupfer) führen zu geringeren Spannungen, speziell radialen Scherspannungen, zwischen Kristall und Wärmesenke als solche mit kleinem Verhältnis (z.B. Diamant), da sich im ersten Fall die Wärmesenke bereits aufgrund ihres inneren Temperaturgradienten in die gleiche Richtung wie der Kristall wölbt und dehnt. Die so erreichte Reduzierung der Spannungen geht jedoch im Allgemeinen zu Lasten einer erhöhten Kristalltemperatur und einer verstärkten thermischen Linse²⁴.

Eine steife Befestigung innerhalb und eine weiche Lagerung – etwa durch eine Membran – außerhalb des gepumpten Bereichs kombiniert eine geringe äußere thermische Linse mit – im Vergleich zur vollflächigen steifen Lagerung – reduzierten Spannungen. Eine teilflächige Kühlung des Kristalls lediglich im gepumpten Bereich reduziert sowohl die Spannungen, als auch die innere thermische Linse. Diese Maßnahmen versprechen allerdings nur Erfolg, wenn die Zentrierung und Durchmesseranpassung zwischen Pumpfleck und Kühlung bzw. Montage sehr genau erfolgen.

Neben dem Versagen durch Überschreitung der Zugfestigkeit des Verbindungsmaterials können auch wiederholte Spannungswechsel beim Ein- und Ausschalten des Lasers zu einer Zerrüttung der Verbindungsschicht führen, sofern die Spannungshübe die Dauerwechselfestigkeit des Verbindungsmaterials überschreiten. Dies spielt besonders bei einer Zwischenschicht aus Indium oder einem ähnlich weichen Material eine wichtige Rolle, da die FEM-Rechnungen zeigen, daß sich unter typischen Anwendungsbedingungen, wie sie in Kapitel 3 beschrieben sind, die Spannungen im Indium teilweise im Bereich der plastischen Deformation bewegen. Eine quantitative Modellierung dieses plastischen Verhaltens ist außerordentlich schwierig, zumal Effekte wie Kaltverfestigung und Erholung zu berücksichtigen sind. Das plastische Verhalten ist insofern erwünscht, als es einerseits das Verpressen des Indiums zwischen Kristall und Wärmesenke ermöglicht und andererseits die Spannungen im Kristall und im Verbund von Kristall und Wärmesenke reduziert. Insbesondere werden kritische Spannungsspitzen abgebaut, die ansonsten leicht zur Zerstörung des Kristalls oder zum Versagen der Verbindung führen könnten. Allerdings ist mit diesen Vorteilen auch eine hohe Anfälligkeit der Verbindung gegen Ermüdung verbunden, die durch eine möglichst große Schichtdicke vermindert, aber nicht eliminiert werden kann.

²⁴ Auch ein kleiner E-Modul der Wärmesenke reduziert die Spannungen, erhöht jedoch die Krümmung der Scheibe. Um gleichzeitig eine geringe thermische Linse und geringe radiale Scherspannungen zu erhalten, wäre eine Wärmesenke mit anisotroper Steifigkeit – hoch in axialer und klein in radialer Richtung – ideal.

Somit ist für den sicheren Betrieb eine Kristalldicke zu wählen, bei der die zulässigen mechanischen Belastungen weder im Kristall, noch in der Verbindungsschicht oder in der Wärmesenke überschritten werden. Hierbei ist zu beachten, daß ein übermäßiger thermischer Widerstand der Kristallbeschichtung nicht nur den Wirkungsgrad des Lasers beeinträchtigt, sondern auch zu erhöhten Druckspannungen im Kristall sowie Scherspannungen zwischen Kristall und Wärmesenke führt. Während die harte Befestigung auf einer Diamantwärmesenke einen sehr geringen thermischen Widerstand der Kühlung verspricht, ist sie mechanisch als eher nachteilig zu bewerten, da sie zu sehr hohen Spannungen führt, also eine geringere Kristalldicke, und somit tendenziell mehr Durchgänge des Pumplichts bei axialer Anregung erfordert.

Beidseitige Kühlung

Aus thermischer, thermomechanischer und thermooptischer Sicht bietet eine symmetrische, beidseitige Kühlung der Kristallscheibe im Vergleich zur einseitigen Kühlung erhebliche Vorteile. Zur Veranschaulichung des hiermit verbundenen Vorteils kann man sich die beidseitig gekühlte Scheibe in zwei einseitig gekühlte Scheiben mit halbierten Dicke und Pumpleistung zerlegt denken. Wie man leicht erkennt, geht, im Vergleich zur einseitigen Kühlung, die maximale Temperaturdifferenz innerhalb des Kristalls auf ein Viertel zurück. Zugleich reduziert sich auch die innere thermische Linse auf ein Viertel; die thermomechanischen Spannungen werden ebenfalls drastisch verringert. Eine Verwölbung des Kristalls tritt, bei ebenfalls symmetrischer Befestigung, nicht mehr auf.

Jedoch erfordert die symmetrische Kühlung die Verwendung hochtransparenter Wärmesenkenmaterialien oder die direkte Kühlung des Kristalls mit einem geeigneten Kühlfluid, das die Resonatorstrahlung nahezu ungestört durchdringen kann. Der Einsatz transparenter Wärmesenken setzt zusätzlich eine geeignete Verbindungstechnik (z.B. Diffusionsbonden) voraus. Die Direktkühlung erfordert entweder einen guten Wärmeübergang (z.B. durch eine schnell anströmende Flüssigkeit²⁵) oder – insbesondere bei einer Gaskühlung – eine reduzierte Wärmeflußdichte (z.B. durch Verwendung vieler, in geringem Abstand aufgereihter, schwach absorbierender Scheiben). Auf eine hochreflektierende Beschichtung des Kristalls kann verzichtet werden, so daß die Deformation der Kristalloberflächen, insbesondere bei Verwendung einer direkten Kühlung mit einem im Brechungsindex an den Kristall angepaßten Fluid („index matching“), nur noch geringen Einfluß auf die Propagation der Resonatorstrahlung nimmt.

²⁵ Eine direkte Wasserkühlung wurde kürzlich an einer Nd:YVO₄-Scheibe mit mittleren Ausgangsleistungen von bis zu 8,5 W demonstriert [82]. Für eine entsprechende Anordnung mit Yb:YAG eignet sich Wasser weniger, da es sowohl bei der Pumpwellenlänge, als auch bei der Laserwellenlänge – wenn auch schwach – absorbiert.

Abschätzung der inneren thermischen Linse für verschiedene LAM

Indem die spannungsoptischen Effekte vernachlässigt werden, läßt sich die innere thermische Linse auf der Kristallachse halbquantitativ abschätzen. Die axiale optische Weglängenänderung im Scheibenlaserkristall ergibt sich demnach näherungsweise als Summe der durch Wärmedehnung und durch Brechungsindexänderung hervorgerufenen Anteile²⁶:

$$\Delta L_{opt} = \int_0^d \Delta n(z) dz + (n-1) \cdot \Delta L_{mech} = \int_0^d \left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n-1) \cdot \alpha_{th} \right) \cdot (T(z) - T_0) dz \quad (12)$$

Im Falle einer homogenen Verteilung der Wärmequellen ergibt sich daraus gemäß Gl. 7:

$$\Delta L_{opt} = \left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n-1) \cdot \alpha_{th} \right) \cdot \frac{\dot{q}_{ges}}{\lambda_{th}} \cdot \frac{d^2}{3} = K_{th-opt} \cdot \frac{\dot{q}_{ges}}{\lambda_{th}} \cdot \frac{d^2}{3} \quad (13)$$

K_{th-opt} wird hier eingeführt, um die thermooptischen Konstanten, die einen gemeinsamen Vorfaktor bilden, zusammenzufassen. Aus Gleichung 13 ergibt sich, daß die optische Weglängendifferenz im Kristall quadratisch von der Kristalldicke abhängt und sich somit durch Verringern der Dicke grundsätzlich immer auf ein unkritisches Maß reduzieren läßt. Bei axialer Anregung ist allerdings unter Umständen eine erhöhte Anzahl von Pumplichtdurchgängen zur Erzielung einer ausreichenden Absorption erforderlich.

Tabelle 3 gibt einen Überblick über die Werte von K_{th-opt} für einige wichtige Wirtskristalle. YLF zeichnet sich aufgrund eines negativen Temperaturkoeffizienten seines Brechungsindex durch eine nahezu verschwindende Konstante K_{th-opt} aus. $FOM1 = \lambda_{th}/K_{th-opt}$ gibt ein Maß für die Qualität („Figure of Merit“) des Lasermaterials bezüglich der thermooptischen Effekte. Neben YLF weist auch Chrysoberyll (Al_2BeO_4) – und zwar aufgrund seiner guten Wärmeleitfähigkeit – einen günstigen Wert auf.

Größe	Einheit	YAG	YLF	YVO ₄	Al ₂ BeO ₄	LiCAF	LiSAF
K_{th-opt}	10 ⁻⁶ K ⁻¹	13,8	-0,7	7,5	11,3	5,7	5,3
FOM1	10 ⁶ W/m	0,94	-6,1	0,68	2,04	0,86	0,58

Tabelle 3: Thermooptische Konstante und FOM1 (s. Text) für ausgewählte Materialien
(Bei den anisotropen Materialien gilt: E||c d.h. die c-Achse liegt in der Scheibenebene)

Zusätzlich zu den in FOM1 erfaßten Faktoren sind die Dicke der Scheibe, die quadratisch in das Ergebnis eingeht, sowie die erzeugte Wärmeflußdichte von entscheidender Bedeu-

²⁶ Bei Behinderung der radialen Bewegung ist eine Korrektur der Form $\cdot(1+\nu)$ am mechanischen Term anzubringen.

tung für die resultierende optische Wegdifferenz. Die erforderliche Scheibendicke hängt wiederum von der Anzahl der Pumplichtdurchgänge M_p (hier angenommen: 8) sowie von der effektiven Absorptionslänge $l_{\text{abs, eff}}$, die ein Maß für die für eine hinreichende Absorption (hier angenommen: $\eta_{\text{abs}} = 90\%$) erforderliche Weglänge des Pumplichts durch den Kristall darstellt, ab. In $l_{\text{abs, eff}}$ geht neben der Dotierung des Kristalls, die so hoch wie möglich sein sollte, ohne jedoch die Eigenschaften des LAM negativ zu beeinflussen, vor allem der Überlapp zwischen Pumplicht- und Absorptionsspektrum ein.

Größe	Einheit	YAG 1,1%Nd	YAG 13% Yb	YLF 1,1%Nd	YVO ₄ 2% Nd	Al ₂ BeO ₄ 0,3% Cr	LiCAF 5% Cr	LiSAF 5% Cr
$l_{\text{abs, eff}}$	mm	7	2.4	4	1	1.7	1.8	0.9
FOM2	10^{12}W/m^3	3.7	31	-74	131	136	51	137

Tabelle 4: Erforderliche Absorptionslänge und FOM2 (s. Text) für ausgewählte LAMs

Tabelle 4 gibt die geschätzten erforderlichen Absorptionslängen (Emissionsspektrum: Gaußverteilung, $\Delta\lambda_{\text{pump}} = 4\text{ nm}$) sowie eine daraus abgeleitete Kennziffer $\text{FOM2} = 3 \cdot M_p^2 \cdot \text{FOM1} / l_{\text{abs, eff}}^2$ an, die bereits ein relativ konkretes Maß für die Eignung des jeweiligen LAMs für den Einsatz im Scheibenlaser darstellt. Bei den anisotropen Materialien wird von unpolarisiertem Pumplicht ausgegangen, dessen Polarisations Ebene während der Pumplichtdurchgänge gedreht wird, so daß sich eine gleichmäßige Absorption ergibt.

Von den Nd-dotierten Materialien schneidet aufgrund seiner kurzen Absorptionslänge das Nd:YVO₄ am besten ab. Bei den Chrom-dotierten Materialien erzielen Cr:Al₂BeO₄ (Alexandrit) und Cr:LiSAF gleich gute Werte. Für die Abschätzung der inneren thermischen Linse muß schließlich noch die sich aus der relativen Wärmeerzeugung η_{th} und der für einen effizienten Betrieb erforderlichen Pumpleistungsdichte $I_{\text{p, erf}}$ ergebende erforderliche Wärmeflußdichte $\dot{q}_{\text{erf}} = \eta_{\text{th}} \cdot I_{\text{p, erf}}$ berücksichtigt werden. Für die Neodym-dotierten Kristalle ist die erforderliche Pumpleistungsdichte extrem gering; andererseits ist bei sehr kleinen Leistungsdichten die aus einer Scheibe mit praktikabler Größe extrahierbare Leistung ebenfalls gering, so daß hier der Vergleichbarkeit halber von einer Mindestpumpleistungsdichte von 1 kW/cm^2 ausgegangen wird. Für das Quasi-Dreinevensystem Yb:YAG hängt $I_{\text{p, erf}}$ insbesondere von der Anzahl der Pumplichtdurchgänge (hier: 8) ab. Bei den Cr-dotierten Materialien sind aufgrund der geringen Emissionsquerschnitte die Resonatorverluste (angenommen: 1% Gesamtverluste einschließlich Auskopplung) entscheidend. Die relative Wärmeerzeugung ist in den meisten Fällen aus den experimentell erzielten Wirkungsgraden abgeschätzt.

Die verschiedenen Größen sind in Tabelle 5 zusammengefaßt; die Qualitätskennzahl

FOM3 stellt direkt den Kehrwert der optischen Weglängendifferenz für einen optischen Einfachdurchgang gemäß Gl. 13 (mit $M_p = 8$) dar. Für Nd:YAG beträgt die Wegdifferenz 0,89 μm , für Yb:YAG 0,24 μm und für Nd:YVO₄ lediglich 23 nm. Unter den Chromdotierten Materialien liegen Alexandrit mit 81 nm und Cr:LiSAF mit 91 nm praktisch gleichauf, während Cr:LiCAF, bei dem zusätzlich eine extreme Temperaturdifferenz von 280 K in der Scheibe auftritt, deutlich schlechter abschneidet.

Größe	Einheit	YAG 1,1% Nd	YAG 13% Yb	YLF 1,1% Nd	YVO ₄ 2% Nd	Al ₂ BeO ₄ 0,3% Cr	LiCAF 5% Cr	LiSAF 5% Cr
$I_{p, \text{erf}}$	kW/cm ²	1	5	1	1	~5,5	~4	~2,5
η_{th}	%	33	15	35	30	~20	~30	~50
\dot{q}_{erf}	kW/cm ²	0,33	0,75	0,35	0,3	~1,1	~1,2	~1,25
ΔT_{erf}	K	111	86	163	14,7	~63	~280	~220
FOM3	10 ⁵ m ⁻¹	11,2	41	-211	437	~124	~43	~110

Tabelle 5: Die für effizienten Betrieb erforderliche Pumpleistungsdichte, die geschätzte relative Wärmezeugung, die erforderliche Wärmeflußdichte, die sich daraus ergebende Temperaturdifferenz und FOM3 (s. Text) für ausgewählte LAMs

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß Nd:YVO₄ aufgrund seines hohen Absorptionskoeffizienten (und seines hohen Emissionsquerschnitts) ein guter Kandidat für Scheibenlasersysteme mit sehr hohen Anforderungen an die Strahlqualität (z.B. für Gravitationswellenantennen) ist. Selbst mit einer reduzierten Anzahl an Pumplichtdurchgängen (z.B. 4 oder 2) sind akzeptable Temperaturdifferenzen (30 K bzw. 60 K) und optische Weglängendifferenzen (90 nm bzw. 360 nm) zu erwarten. Auch bei den anderen diskutierten Materialien verspricht der Einsatz des Scheibendesigns eine drastische Reduktion der thermischen Linse gegenüber konventionellen Stablasern.

Für den erfolgreichen Einsatz von Cr:LiCAF und Cr:LiSAF als Materialien für den Scheibenlaser sind nicht nur geringe Verluste, sondern voraussichtlich auch Kristalldicken von unter 100 μm für Cr:LiCAF bzw. von unter 50 μm für Cr:LiSAF erforderlich, um eine Überhitzung der Kristalle zu vermeiden. Dies gilt besonders für Cr:LiSAF, das oberhalb von 50 °C eine drastische Verkürzung der Fluoreszenzlebensdauer aufweist. Um bei den geringen Kristalldicken eine ausreichende Absorption zu erreichen, muß entweder die Dotierung, oder die Anzahl der Pumplichtdurchgänge erhöht werden.

2.1.4 Ratengleichungen

Die mathematische Beschreibung des stationären Gleichgewichtszustandes eines Lasers besteht aus zwei miteinander gekoppelten Teilen, dem lokalen sowie dem globalen Gleichgewicht. Zur Formulierung des lokalen Gleichgewichts werden die Ratengleichungen verwendet.

Es bestehen verschiedene Möglichkeiten, die Ratengleichungen für ein Quasi-Dreineivausystem aufzustellen. Der direkte Ansatz berücksichtigt explizit sämtliche Energieniveaus und verwendet die sogenannten spektroskopischen Emissions- und Absorptionsquerschnitte. Diese ergeben sich aus den gemessenen Werten, indem die realen thermischen Besetzungen ermittelt und rechnerisch durch „ideale“ Besetzungen – entsprechend $T = 0 \text{ K}$ – ersetzt werden.

Formal äquivalent ist der im folgenden verwendete Ansatz von McCumber [64], der speziell für sogenannte „vibronische“ Lasersysteme entwickelt wurde, bei denen die Spektren durch Phononen-unterstützte Übergänge stark verbreitert sind. McCumber geht von einem System aus zwei, jeweils im thermodynamischen Gleichgewicht befindlichen Energieniveaumultipletts aus, deren elektronische und vibronische Substruktur sich lediglich in den gemessenen, wellenlängenabhängigen Absorptions- und Emissionsspektren widerspiegelt. Eine weitere Vereinfachung ergibt sich aus dem Umstand, daß das Emissions- aus dem Absorptionsspektrum (oder vice versa) mit Hilfe des sogenannten detaillierten Gleichgewichts abgeleitet werden kann:

$$\sigma_{em}(E) = \sigma_{abs}(E) \cdot \chi(E) ; \quad \chi(E) = \exp\left(\frac{E_{chem} - E}{k_B \cdot T}\right) \quad (14)$$

Bei der „chemischen“ Energie E_{chem} handelt es sich um die Differenz der chemischen Potentiale der beiden beteiligten Multipletts, zu deren genauer Berechnung allerdings die elektronischen Energieniveaus E_i bekannt sein müssen:

$$E_{chem} = E_{zpl} + k_B \cdot T \cdot (\ln Z_u - \ln Z_o) ; \quad Z_{ou} = \sum_{\substack{\text{oberes/unteres} \\ \text{Multiplett}}} \beta(E_i) ; \quad \beta(E_i) = \exp\left(-\frac{E_i}{k_B \cdot T}\right) \quad (15)$$

Anschaulich ist E_{chem} diejenige Energie, die benötigt wird um ein Elektron aus dem unteren in das obere Multiplett zu transferieren, ohne die Temperatur (respektive freie Energie) des Systems zu ändern. E_{zpl} stellt die Energiedifferenz zwischen den untersten

Niveaus der beiden Multipletts dar²⁷.

Die stationäre Ratengleichung ergibt sich – unter Vernachlässigung der nichtstrahlenden Rekombination – nun wie folgt (s: Pumpphotonen-, r: Resonatorphotonenflußdichte):

$$W_{pump} + W_{stim} + W_{spont} = 0 \quad (16)$$

$$W_{pump} = s \cdot [\sigma_{abs,p} \cdot (1 - n_+) - \sigma_{em,p} \cdot n_+] ; \quad W_{stim} = -r \cdot [\sigma_{em,l} \cdot n_+ - \sigma_{abs,l} \cdot (1 - n_+)] \quad (17)$$

$$W_{spont} = -\frac{n_+}{\tau_{sp}} = -n_+ \cdot W_{sp}$$

Werden die Pumprate W_{pump} , die Rate der stimulierten Emission W_{stim} und die spontane Emissionsrate W_{spont} eingesetzt, dann lautet Gleichung 16:

$$[s \cdot \sigma_{abs,p} + r \cdot \sigma_{abs,l}] \cdot (1 - n_+) - [s \cdot \sigma_{em,p} + r \cdot \sigma_{em,l}] \cdot n_+ - n_+ \cdot W_{sp} = 0 \quad (18)$$

Nach der relativen Besetzung des oberen Multipletts n_+ aufgelöst erhält man:

$$n_+ = \frac{s \cdot \sigma_{abs,p} + r \cdot \sigma_{abs,l}}{s \cdot \sigma_{a+e,p} + r \cdot \sigma_{a+e,l} + W_{sp}} ; \quad \sigma_{a+e}(E) = \sigma_{abs}(E) + \sigma_{em}(E) \quad (19)$$

Hieraus ergibt sich, durch Nullsetzen von r, die Besetzungsdichte an der Laserschwelle:

$$n_+^{thr} = \frac{s \cdot \sigma_{abs,p}}{s \cdot \sigma_{a+e,p} + W_{sp}} \quad (20)$$

Die Bedingung für das Gleichgewicht zwischen Verstärkung und Reabsorption (Transparenz) lautet:

$$\sigma_{em,l} \cdot n_+ = \sigma_{abs,l} \cdot (1 - n_+) \Rightarrow n_+^{trans} = \frac{\sigma_{abs,l}}{\sigma_{a+e,l}} = \frac{1}{1 + \chi_l} \quad (21)$$

Die für Transparenz erforderliche Besetzungsdichte n_+^{trans} ist in Abbildung 17 am Beispiel von Yb:YAG für verschiedene Temperaturen zwischen 200 K und 400 K als Funktion der Emissionswellenlänge dargestellt. Mit zunehmender Wellenlänge nimmt dieser – den Dreiniveau-Charakter des Übergangs beschreibende – Wert ab, und zwar umso schneller, je geringer die Temperatur ist. Bei ca. 965 nm – dies entspricht der chemischen Energie – ist die erforderliche Besetzungsdichte temperaturunabhängig. Durch Gleichsetzen von 20 und 21 erhält man die für Transparenz erforderliche lokale Pumpphotonenflußdichte, die auch als (lokale) Dreiniveauschwelle bezeichnet wird:

²⁷ In Gl. 15 erscheint E_{zpl} nur, wenn das unterste Niveau des oberen Multipletts als Energienullpunkt ($E_i = 0$) für dieses Multiplett gewählt wird. Diese Konvention ist sinnvoll, da ansonsten (bei $E_i = E_{zpl}$) extrem kleine Boltzmann-Faktoren $\beta(E_i)$ auftreten.

$$s_{trans} = \frac{\sigma_{abs,l}}{\sigma_{abs,p} \cdot \sigma_{a+e,l} - \sigma_{abs,l} \cdot \sigma_{a+e,p}} \cdot W_{sp} = \frac{1}{\chi_l - \chi_p} \cdot \frac{W_{sp}}{\sigma_{abs,p}} = \frac{s_{sat}}{\chi_l - \chi_p} \quad (22)$$

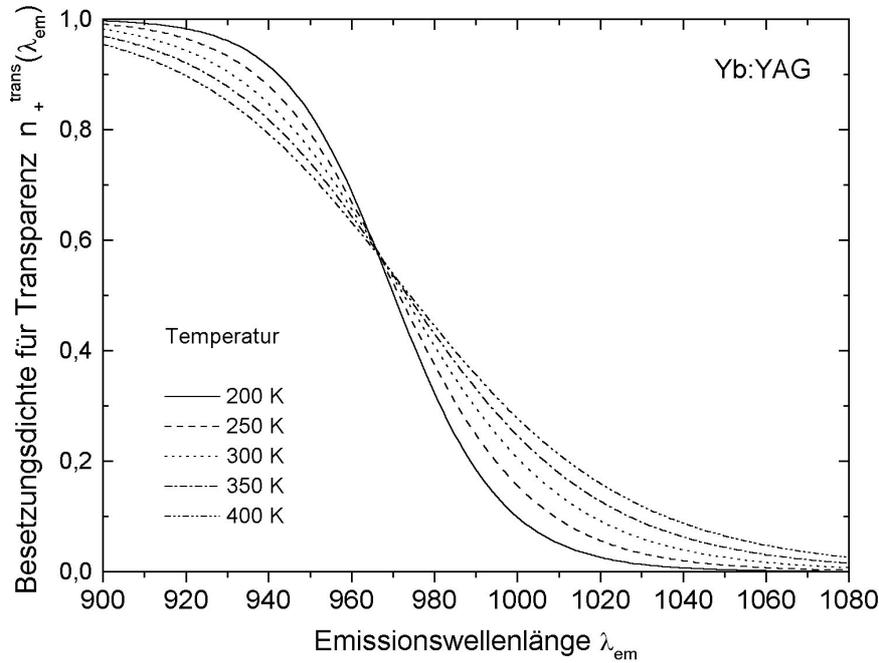


Abbildung 17: Transparenz-Besetzungsdichte von Yb:YAG als Funktion der Emissionswellenlänge für diverse Temperaturen

2.1.5 Resonator

Oberhalb der Laserschwelle stellt sich im Dauerstrichbetrieb eine Resonatorphotonenflußdichte ein, die durch ein globales Gleichgewicht zwischen der gesättigten Umlaufverstärkung G und dem Umlaufverlustfaktor L bestimmt ist:

$$G \cdot L = 1 \Leftrightarrow \ln G + \ln L = 0 ; L = (1 - L_{int}) \cdot (1 - T_{OC}) \quad (23)$$

Der Umlaufverlustfaktor L setzt sich dabei aus einem durch die Auskopplertransmission T_{OC} und einem durch die resonatorinternen Verluste L_{int} gegebenen Faktor zusammen. Die Umlaufverstärkung berechnet sich generell als gewichtetes Mittel eines Integrals entlang der Strahlachse z :

$$G = \frac{\int_A G(x,y) \cdot r(x,y) dx dy}{\int_A r(x,y) dx dy} ; G(x,y) = \exp \left(M_r \cdot \int_{z=0}^d g(x,y,z) dz \right) \quad (24)$$

Integriert wird hierbei über den lokalen Verstärkungskoeffizienten $g(x,y,z)$, der sich nach McCumber (vgl. Kap. 2.1.4) wie folgt darstellt:

$$g(x,y,z) = n_d \cdot [\sigma_{em,l}(T(x,y,z)) \cdot n_+(x,y,z) - \sigma_{abs,l}(T(x,y,z)) \cdot (1 - n_+(x,y,z))] \quad (25)$$

Für das nulldimensionale Modell vereinfacht sich die Bedingung für das globale Gleichgewicht (Gln. 23 bis 25) wie folgt:

$$d \cdot M_r \cdot n_d \cdot [\sigma_{em,l} \cdot n_+ - \sigma_{abs,l} \cdot (1 - n_+)] + \ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{OC}) = 0 \quad (26)$$

Hierbei wird die Resonatorpropagation ignoriert bzw. in den resonatorinternen Verlusten subsumiert. Durch Auflösen nach n_+ ergibt sich:

$$n_+ = \frac{1 + X}{1 + \chi_l} = n_+^{trans} + \frac{X}{1 + \chi_l} = n_+^{trans} + Y \quad (27)$$

Mit:

$$X = \frac{-\ln L}{d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{abs,l}} ; \quad Y = \frac{-\ln L}{d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{em,l}} \quad (28)$$

Man erkennt, daß sich die Gleichgewichts-Besetzungsdichte n_+ additiv aus der Transparenz-Besetzungsdichte n_+^{trans} , die im Vierniveau-Fall verschwindet, und einem von den Resonatorverlusten abhängigen Vierniveau-Anteil Y bzw. $\frac{X}{1 + \chi_l}$ zusammensetzt. Im Vierniveau-Fall ist X nicht definiert, da keine Reabsorption stattfindet ($\sigma_{abs,l} = 0$).

In eindimensionaler axialer (1D-)Näherung entfallen die Koordinaten x und y und somit auch die Gewichtung der Umlaufverstärkung in Gleichung 24. Die Integration entlang z kann für allgemeine Temperaturverteilungen $T(z)$ jedoch nicht analytisch durchgeführt werden.

Berücksichtigung der Resonatorpropagation

Die Berücksichtigung der Propagation der im Resonator umlaufenden Multimode-Strahlung im Rahmen des selbstkonsistenten Modells des Dauerstrich-Scheibenlasers stellt aufgrund der komplexen Dynamik des Phänomens eine besondere Herausforderung an die Programmierung, insbesondere bezüglich der Minimierung des Rechenaufwands, dar und ist dem Autor dieser Arbeit bisher nicht in befriedigender Weise gelungen. Dennoch soll im folgenden ein sinnvoll erscheinender Ansatz zur Berücksichtigung der Resonatorpropagation kurz skizziert werden.

Die Propagation der Strahlung im Laserresonator kann durch den Übergang von einer räumlichen Darstellung der komplexen Amplitudenverteilung („Ortsbild“) in das Funktionensystem der rotationssymmetrischen Gauß-Laguerre-Moden TEM_{p0} des Resonators („Modenbild“) entscheidend vereinfacht werden. Die Propagation im Modenbild besteht lediglich aus einer Multiplikation jeder Modenkomponente mit einem

komplexen Phasenfaktor (Guoy-Shift). Bei einer geeigneten Wahl der Abtastpunkte im Ortsbild läßt sich zudem die Transformation zwischen Orts- und Modenbild durch einfache Multiplikation eines Vektors mit einer konstanten Matrix ausführen. Dies ist entscheidend für den Rechenaufwand bei einer Resonatorpropagation, da die Berücksichtigung des Abschneidens durch Blenden sowie der Verstärkung und Phasenfrontdeformation im laseraktiven Medium jeweils im Ortsbild erfolgt. Die Beugungsmaßzahl M^2 wird aus den zweiten Momenten der Verteilungen im Orts- und im Modenbild in der Strahltaile, wo die Mischmomente verschwinden, berechnet.

Beim Anschwingen mehrerer Transversalmoden führt die kohärente Überlagerung der Moden in Verbindung mit der Guoy-Phasenverschiebung zu Fluktuationen der Leistungsdichteverteilung, so daß zur exakten Einbettung in ein selbstkonsistentes Modell die zeitabhängigen Ratengleichungen verwendet werden müssen, was automatisch zu einer korrekten Berücksichtigung der Sättigung führt, wobei allerdings eine sehr hohe Anzahl von Umläufen (ca. 100.000 bei einem typischen Yb:YAG-Scheibenlaser) zum Erreichen eines dynamischen Gleichgewichtszustandes erforderlich ist. Um den Rechenaufwand auf ein vertretbares Maß zu senken, sind daher geeignete Näherungen einzuführen. Als einfachster Ansatz für die Sättigbarkeit des LAM ergibt sich die vollständige Sättigung nach einem Resonatorumlauf gemäß der Beziehung:

$$\mathbf{g}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{g}_0(\mathbf{r})}{1 + \frac{I(\mathbf{r})}{I_{\text{sat}}(\mathbf{r})}} ; \quad I(\mathbf{r})^{(n+1)} = I(\mathbf{r})^{(n)} \cdot \exp[M_r \cdot d \cdot \mathbf{g}(\mathbf{r})] \quad (29)$$

Hierbei sind die radiale Verteilung der Kleinsignalverstärkung $g_0(\mathbf{r})$ und der Sättigungsleistungsdichte $I_{\text{sat}}(\mathbf{r})$ geeignet vorzugeben, während die Resonatorleistungsdichte $I(\mathbf{r})$ in jedem Umlauf (Index: n) mit Hilfe von Gl. 29 neu berechnet wird. Diese Beschreibung des Sättigungsverhaltens ist nur gerechtfertigt, wenn eine stationäre Lösung für die Resonatorpropagation vorausgesetzt werden kann. Bei einem typischen Festkörperlaser liegt die Zeitkonstante für die Sättigung $\tau_{\text{sat}} \approx \tau_{\text{sp}} \cdot g/g_0$ im Mikrosekundenbereich, während die Resonatorumlaufzeit lediglich einige Nanosekunden beträgt. Somit ist dieser Ansatz nur für die Modellierung des Einmodenbetriebs geeignet²⁸. Eine praktikable Näherung ist die Verwendung einer gegenüber der exakten Rechnung beschleunigten Sättigung mit einer willkürlichen Zeitkonstante von Q Resonatorumläufen. Hierzu kann die Formel 29 um das folgende Tiefpaßfilter ergänzt werden:

$$\mathbf{g}^{(n+1)}(\mathbf{r}) = \left(1 - \frac{1}{Q}\right) \cdot \mathbf{g}^{(n)}(\mathbf{r}) + \frac{1}{Q} \cdot \frac{\mathbf{g}_0(\mathbf{r})}{1 + \frac{I(\mathbf{r})}{I_{\text{sat}}(\mathbf{r})}} \quad (30)$$

²⁸ Bei LAMs mit sehr kurzer Lebensdauer (z.B. Farbstoffe) oder bei sehr langen Resonatoren kann die instantane Sättigung auch im Multimode-Betrieb verwendet werden.

Mit einem Wert von $Q = 100$ erreicht eine typische Rechnung nach etwa 5.000 Resonatorumläufen annähernd konstante gleitende Mittelwerte für Strahlqualität und Leistung.

Resonatorauslegung

Ohne auf die umfangreichen theoretischen Grundlagen der optimalen Auslegung von Laserresonatoren bezüglich dynamischer Stabilität, Justageempfindlichkeit, Wirkungsgrad im Grundmodebetrieb et cetera im einzelnen einzugehen, sollen im folgenden die den Resonatoren der in Kapitel 3.2.2 und insbesondere in Kapitel 3.2.2.2 vorgestellten Scheibenlaseraufbauten zugrundegelegten Auslegungskriterien kurz dargestellt werden.

Ein einfacher, aus zwei sphärischen Spiegeln bestehender Resonator erreicht seine maximale Stabilität gegen Änderungen der Krümmungsradien R_i und der Länge L bei einem g -Faktorprodukt $g_1 \cdot g_2$ von 0,5 ($g_i = 1 - L/R_i$). Bei einem planen Kristall als Endspiegel ($R_1 = \infty$) entspricht dies einem hemikonfokalen Resonator mit $L = 0,5 \cdot R_2$. Die Resonatorlänge beträgt dabei genau eine Rayleigh-Länge $z_R = \pi \cdot w_0^2 / \lambda_{em}$. Bei einer nicht zu starken fokussierenden thermischen Linse ($R_1 > 2R_2$) des Kristalls ergibt sich eine minimale Abhängigkeit des Grundmode-Strahldurchmessers von der Brechkraft der thermischen Linse bei etwa $L = 0,4 \cdot R_2$, während dieser Punkt bei einer defokussierenden Linse bei $L = 0,6 \cdot R_2$ liegt. Der Resonator mit $g_1 \cdot g_2 = 0,5$ weist zusätzlich besonders geringe Beugungsverluste an den durch die endlich großen Spiegel gebildeten Aperturen auf²⁹. Zwar sind diese Verluste an den Rändern der Stabilität noch geringer, allerdings auf Kosten anderer Nachteile, wie beispielsweise erhöhter Justageempfindlichkeit.

Zur Erzielung eines effizienten, stabilen TEM₀₀-Betriebs ist eine optimale Auslegung des Verhältnisses von Grundmode-Strahldurchmesser $2w_1$ und Pumpfleckdurchmesser $2w_p$ auf dem Kristall erforderlich. Bei einem zu kleinen Strahldurchmesser können höhere Transversalmoden anschwingen, während bei zu großem Durchmesser die Verstärkung abnimmt. Bei einem Vierniveau-Übergang ist letzteres relativ unkritisch; dagegen tritt bei einem Quasi-Dreineiveau-Übergang ein Reabsorptionsverlust im ungepumpten laseraktiven Material auf, so daß der optimale Grundmode-Strahldurchmesser bei einer Flat Top-Pumplichtverteilung typischerweise etwas geringer als der Pumpfleckdurchmesser ausfällt. Bei den in Kapitel 3.2.2 beschriebenen axial mit Achtfachdurchgang gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasern liegt das optimale Durchmesser Verhältnis w_1/w_p bei 0,7 bis 0,8. Der Vorteil der Reabsorption besteht in einer verbesserten Unterdrückung

²⁹ Bei $g_1 \cdot g_2 = 0,5$ wird der Kristall nach zwei Resonatorumläufen auf sich selbst abgebildet; dies kann zu einer pro Umlauf alternierenden Modenverteilung mit abwechselnd kleinem und großem Strahldurchmesser auf dem Kristall führen. Diese Modenstruktur wirkt sich negativ sowohl auf die Leistung als auch auf die Strahlqualität des Lasers aus; daher sollten die Resonatorparameter so gewählt werden, daß $g_1 \cdot g_2$ stets leicht von 0,5 abweicht.

höherer Transversalmoden, dem sogenannten „Aperture Guiding“. Die oben angegebene Bedingung für die Brechkraft der thermischen Linse ($1/R_1 < 0,5 \cdot 1/R_2$) entspricht einem sphärischen Anteil der thermisch induzierten optischen Weglängenänderung von maximal $0,5 \cdot \lambda_{\text{em}}$ im Bereich des Grundmode-Strahldurchmessers w_1 . Somit gilt, daß die dynamische Stabilität des Grundmode-Betriebs über den vollen Variationsbereich der Pumpleistung gewährleistet ist, wenn der sphärische Anteil der thermischen Linse kleiner als etwa $0,5 \cdot \lambda_{\text{em}}$ im Bereich des Pumpstrahldurchmessers bleibt.

Die für den Grundmode-Betrieb erforderliche Resonatorlänge liegt in der Größenordnung der Rayleigh-Länge $z_R = \pi \cdot w_0^2 / \lambda_{\text{em}}$ und skaliert mit dem Quadrat des Pumpstrahldurchmessers beziehungsweise – bei konstanter Pumpleistungsdichte – linear mit der Pumpleistung³⁰. Dies führt leicht zu wenig praktikablen Werten von etlichen Metern; um dies zu vermeiden, kann der Resonator entweder gefaltet oder durch ein resonatorinternes Teleskop modifiziert werden.

Die asphärischen Anteile der optischen Weglängendifferenzen (OPD) – sowohl die statischen als auch die thermisch induzierten – führen primär zu Beugungsverlusten, aber auch zu einer Veränderung des Grundmode-Strahlprofils. Die Beugungsverluste skalieren bei Weglängendifferenzen, die klein gegen die Laserwellenlänge sind, quadratisch mit ihrer Amplitude [65]. Als grober Anhaltspunkt kann dienen, daß die asphärischen Anteile der OPD kleiner als $0,05 \cdot \lambda_{\text{em}}$ im Bereich des Pumpstrahldurchmessers sein sollten, um gravierende Auswirkungen auf die Strahlqualität und den Wirkungsgrad des Grundmode-Betriebs zu vermeiden. Dies kann im Inneren des gepumpten Bereichs durch eine ausreichend homogene Pumplichtverteilung erreicht werden; der Rand des Pumpflecks weist jedoch bei den typischen, in Kap. 3 dargestellten Versuchsbedingungen eine radiale Phasenänderung um ein Vielfaches dieses Wertes auf. Der asphärische Anteil dieser Phasenänderung kann durch ein „weiches“ (z.B. durch unscharfes Einstellen der Pumpoptik erzielt) Pumpprofil (mit $C_{\text{SG}} \approx 2..3$) reduziert werden.

³⁰ Bei den in Kap. 3 dargestellten Experimenten wurden nahezu plane Kristalle verwendet; hierbei liegt die Taille des Resonatorstrahls auf dem Kristall ($w_0 = w_1$). Günstiger ist es, wenn die Taille auf dem Auskoppler liegt ($w_0 = w_2$), denn in diesem Fall wird ein nur etwa halb so langer Resonator benötigt.

2.2 Modelle für den axial gepumpten Scheibenlaser

Zur Berechnung der Gleichgewichts-Resonatorphotonenflußdichte $r(x,y,z)$ ist ein aus lokalem (Gl. 19) und globalem (Gln. 23 bis 25) Gleichgewicht sowie der Propagation der Resonatorstrahlung bestehendes Gleichungssystem zu lösen. Im Rahmen einer selbst-konsistenten Lösung sind die Berechnung der Pumplichtdeposition und der Temperaturverteilung einzubetten. Allerdings ist es keineswegs selbstverständlich, daß es eine zeitunabhängige Lösung für dieses Problem gibt; falls nicht, ist das erweiterte, zeitabhängige Problem zu lösen. Da sich diese Aufgabe in voller Allgemeinheit kaum, und sicher nicht analytisch, lösen läßt, sind einige wesentliche Vereinfachungen notwendig.

Der einfachste Ansatz ist die nulldimensionale (0D-)Näherung, deren Gleichungssystem analytisch lösbar ist. Das folgende Kapitel gibt zusätzlich zu den (allgemeinen) Lösungen für ein Quasi-Dreineivausystem zum Vergleich die (speziellen) Lösungen für ein ideales Vierniveausystem an. Die optimale Kristalldicke d und die (näherungsweise) optimale Auskopplertransmission T_{OC} sowie die sich aus der Optimierung ergebenden Wirkungsgrade werden ebenfalls diskutiert.

In Kapitel 2.2.2 wird das Vorgehen zur Erweiterung des Modells auf eine Dimension erläutert. Anschließend zeigt Kap. 2.2.3 die Ergänzung der Modelle um weitere relevante Effekte.

2.2.1 Analytisches nulldimensionales Modell

Gleichsetzen der lokalen und der nulldimensionalen globalen Gleichgewichts-Besetzungsdichte n_+ (Gln. 19 und 27) und Auflösen ergibt die Gleichgewichts-Resonatorflußdichte r :

$$r = \frac{[\chi_l - \chi_p - (1 + \chi_p) \cdot X] \cdot \sigma_{abs,p} \cdot s - (1 + X) \cdot W_{sp}}{(1 + \chi_l) \cdot X \cdot \sigma_{abs,l}} \quad (31)$$

Für den Vierniveau-Fall gilt entsprechend:

$$r_{4N} = \frac{(Y^{-1} - 1) \cdot \sigma_{abs,p} \cdot s - W_{sp}}{\sigma_{em,l}} \quad (32)$$

Um die Verhältnisse im axial gepumpten Laserkristall möglichst gut wiederzugeben, werden die Photonendichten s und r durch axial gemittelte Werte s_{eff} und r_{eff} ersetzt. Hierbei werden die beiden Ausbreitungsrichtungen (Index + bzw. -) und der Mehrfachdurchgang der Strahlung (M_p bzw. M_r) sowie die Randbedingungen bei $z = 0$ und $z = d$

berücksichtigt:

$$s_{eff} = \frac{1}{d} \cdot \int_0^d s_+(z) + s_-(z) dz \quad (33)$$

$$s_+(d) = s_-(d) ; \quad s_+(d) = s_+(0) \cdot T_p ; \quad s_+(z) = s_+(0) \cdot T_p^{\frac{z}{d}} ; \quad s_-(z) = s_+(0) \cdot T_p^{2 - \frac{z}{d}} \quad (34)$$

$$s_+(0) = s_0 \cdot \left[1 - T_p^{M_p} + \sum_{i=1}^{\frac{M_p}{2}} T_p^{2 \cdot i} \right] = s_0 \cdot \frac{1 - T_p^{M_p}}{1 - T_p^2} \quad (35)$$

Hierbei stellt s_0 die von der Pumplichtquelle aus auf den Kristall einfallende Pump-photonenflußdichte dar. Nach Einsetzen und Integration ergibt sich:

$$s_{eff} = s_0 \cdot \frac{1 - T_p^{M_p}}{-\ln T_p} = s_0 \cdot \frac{\eta_{abs}}{-\ln T_p} \quad (36)$$

Die für s_{eff} angegebenen Formeln gelten analog für r_{eff} nach Ersetzen von T_p durch $L^{-\frac{1}{M_r}}$. Es gilt:

$$T_p = \exp(-B \cdot d \cdot n_d \cdot \sigma_{abs,p}) ; \quad B = 1 - (1 + \chi_p) \cdot n_+ ; \quad \eta_{abs} = 1 - T_p^{M_p} \quad (37)$$

mit n_+ gemäß Gleichung 27. Die Hilfsgröße B stellt ein Maß für das Ausbleichen der Absorption dar. Im 4N-Fall gilt $\chi_p = 0$.

Der Quantenwirkungsgrad η_q wird als das Verhältnis von ausgekoppelter Photonenzahl zu Pumpphotonenzahl definiert:

$$\eta_q = \frac{r_{out}}{s_0} = \frac{T_{OC}}{1 - L} \cdot \frac{-\ln L}{M_r} \cdot \frac{r_{eff}}{s_0} \quad (38)$$

Nach Einsetzen von r_{eff} gemäß Gl. 31 und Substitution von s_{eff} entsprechend Formel 36 sowie Ersetzen von T_p gemäß Gl. 37 ergibt sich:

$$\eta_q = \left[\eta_{abs} - n_+ \cdot \frac{d \cdot n_d \cdot W_{sp}}{s_0} \right] \cdot \eta_{extr} ; \quad \eta_{extr} = \frac{T_{OC}}{1 - L} \quad (39)$$

Der differentielle Quantenwirkungsgrad $\eta_{q,sl}$ und die Laserschwelle s_{thr} ergeben sich wie folgt:

$$\eta_q(s_0) = \frac{s_0 - s_{thr}}{s_0} \cdot \eta_{q,sl} ; \quad \eta_{q,sl} = \eta_{abs} \cdot \eta_{extr} ; \quad s_{thr} = n_+ \cdot d \cdot n_d \cdot W_{sp} \cdot \eta_{abs}^{-1} \quad (40)$$

Aus der Unabhängigkeit der Laserschwelle und des differentiellen Wirkungsgrades von

der Pumpphotonenflußdichte folgt, daß im Rahmen des OD-Modells die Ausgangsleistung eines Quasi-Dreineveu-Lasers oberhalb der Laserschwelle linear mit der Pumpleistung ansteigt; eine Abweichung von diesem Verhalten tritt erst bei Berücksichtigung der radialen Variation von Pump- und Resonatorphotonenflußdichte auf. Die optimale Dicke wird durch Nullsetzen der Ableitung von Gleichung 39 nach d ermittelt:

$$d_{opt} = \left[\frac{1 + \chi_p}{1 + \chi_l} \cdot x - \frac{\ln \Xi}{\alpha_0} \right] \cdot \frac{1 + \chi_l}{\chi_l - \chi_p} ; \quad \Xi = \frac{W_{sp}}{(\chi_l - \chi_p) \cdot s_0 \cdot M_p \cdot \sigma_{abs,p}} \quad (41)$$

mit:

$$\alpha_0 = M_p \cdot n_d \cdot \sigma_{abs,p} ; \quad x = X \cdot d = \frac{-\ln L}{M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{abs,l}} \quad (42)$$

Im Vierniveau-Fall gilt $\Xi = 0$ und die optimale Dicke d_{opt} divergiert aufgrund der fehlenden Reabsorption. Durch Einsetzen von Gl. 41 in Gl. 39 erhält man den Quantenwirkungsgrad mit optimaler Dicke $\eta_{q,d-opt}$:

$$\eta_{q,d-opt} = [1 - (1 + \alpha_0 \cdot x - \ln \Xi) \cdot \Xi] \cdot \eta_{extr} \quad (43)$$

Für den Vierniveau-Fall ergibt sich bei unendlicher Dicke:

$$\eta_{q,d-opt,4N} = (1 + \Upsilon \cdot \ln L) \cdot \eta_{extr} ; \quad \Upsilon = \frac{W_{sp}}{s_0 \cdot M_r \cdot \sigma_{em,l}} \quad (44)$$

Der differentielle Quantenwirkungsgrad beträgt bei optimaler Dicke (im Vierniveau-Fall: $\Xi = 0$):

$$\eta_{q,sl,d-opt} = (1 - \Xi) \cdot \eta_{extr} \quad (45)$$

Für die Schwellphotonenflußdichte gilt bei optimierter Dicke:

$$s_{thr,d-opt} = \frac{-\Phi^{-1} \cdot \ln L - \ln \Xi}{M_p \cdot \sigma_{abs,p} \cdot (\chi_l - \chi_p) - \frac{W_{sp}}{s_0}} \cdot W_{sp} ; \quad \Phi = \frac{M_r \cdot \sigma_{abs,l}}{M_p \cdot \sigma_{abs,p}} \quad (46)$$

Entsprechend ergibt sich die Schwelle im Vierniveau-Fall zu:

$$s_{thr,d-opt,4N} = \frac{-\ln L}{M_r \cdot \sigma_{em,l}} \cdot W_{sp} \quad (47)$$

Der optimale Auskoppler $T_{OC,opt}$ wird – analog zu d_{opt} – durch Nullsetzen der Ableitung von Gleichung 39 nach T_{OC} bestimmt; allerdings führt die exakte Ableitung auf eine transzendente Gleichung, die nicht analytisch gelöst werden kann. Indem nur lineare Terme in T_{OC} und L_{int} berücksichtigt werden – Mischterme der Form $L_{int} \cdot T_{OC}$ werden

ebenfalls vernachlässigt – erhält man folgende Näherungslösung:

$$T_{OC,opt} \sim \sqrt{L_{int} \cdot d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{abs,l} \cdot \frac{\Omega_1}{\Omega_2}} - L_{int} \quad (48)$$

mit:

$$\Omega_1 = (1 + \chi_l) \cdot (1 - T_{trans}) - \frac{d \cdot n_d \cdot W_{sp}}{s_0} ; \quad \Omega_2 = (1 + \chi_p) \cdot T_{trans} \cdot \alpha_0 \cdot d + \frac{d \cdot n_d \cdot W_{sp}}{s_0} \quad (49)$$

Hierbei stellt T_{trans} den Transmissionsgrad für das Pumplicht an der Transparenzschwelle dar:

$$T_{trans} = \exp\left[-\frac{\alpha_0 \cdot d \cdot (\chi_l - \chi_p)}{1 + \chi_l}\right] \quad (50)$$

Im Vierniveau-Fall ergibt sich eine ähnliche Näherungslösung für $T_{OC,opt}$, allerdings vereinfachen sich die Faktoren Ω_1 und T_{trans} deutlich:

$$T_{OC,opt,4N} \sim \sqrt{L_{int} \cdot d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{em,l} \cdot \frac{\Omega_1}{\Omega_2}} - L_{int} ; \quad \Omega_1 = 1 - T_{trans} ; \quad T_{trans} = e^{-\alpha_0 \cdot d} \quad (51)$$

Der Quantenwirkungsgrad beträgt bei optimiertem Auskoppler:

$$\eta_{q,Toc-opt} \sim \left[1 - T_{trans} - \frac{d \cdot n_d \cdot W_{sp}}{s_0} - \frac{1}{1 + \chi_l} \cdot \sqrt{\frac{L_{int} \cdot \Omega_1 \cdot \Omega_2}{d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{abs,l}}}\right] \cdot \left[1 - \sqrt{\frac{L_{int} \cdot \Omega_1^{-1} \cdot \Omega_2}{d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{abs,l}}}\right] \quad (52)$$

Im Vierniveau-Fall gilt:

$$\eta_{q,Toc-opt,4N} \sim \left[1 - T_{trans} - \sqrt{\frac{L_{int} \cdot \Omega_1 \cdot \Omega_2}{d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{em,l}}}\right] \cdot \left[1 - \sqrt{\frac{L_{int} \cdot \Omega_1^{-1} \cdot \Omega_2}{d \cdot M_r \cdot n_d \cdot \sigma_{em,l}}}\right] \quad (53)$$

Schließlich läßt sich durch Ableiten und Nullsetzen von Gl. 43 anstelle von Gl. 39 der optimale Auskoppler bei optimaler Dicke $T_{OC,d-opt}$ bestimmen. Hinsichtlich der erforderlichen Näherung (linearisiert, ohne Mischterm $L_{int} \cdot T_{OC}$) gilt das bereits bezüglich $T_{OC,opt}$ gesagte:

$$T_{OC,opt,d-opt} \sim \sqrt{L_{int} \cdot \Phi \cdot (\Xi^{-1} - 1 + \ln \Xi)} - L_{int} \quad (54)$$

Im Vierniveau-Fall ergibt sich entsprechend:

$$T_{OC,opt,d-opt,4N} \sim \sqrt{L_{int} \cdot \Upsilon^{-1}} - L_{int} \quad (55)$$

Der Quantenwirkungsgrad bei gleichzeitiger Optimierung von d und T_{OC} beträgt all-

gemein:

$$\eta_{q, Toc-opt, d-opt} \sim \left[\sqrt{\Phi \cdot (\Xi^{-1} - 1 + \ln \Xi)} - \sqrt{L_{int}} \right]^2 \cdot \Xi \cdot \Phi^{-1} \quad (56)$$

und im Vierniveau-Fall:

$$\eta_{q, Toc-opt, d-opt, 4N} \sim \left[\sqrt{\Upsilon^{-1}} - \sqrt{L_{int}} \right]^2 \cdot \Upsilon \quad (57)$$

Für die nachfolgend vorgestellten Berechnungen werden – soweit nicht anders angegeben – folgende Standard-Parameter verwendet:

- Dotierungskonzentration C_{dot} bzw. n_d 10 at% bzw. $1,38 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
- Kristalldicke d 0,41 mm (oder optimiert)
- effektive Kristalltemperatur T_{eff} 300 K
- Anzahl der Pumplichtdurchgänge M_p 8
- Anzahl der Resonatorstrahlungsdurchgänge M_r 2
- Pumpwellenlänge λ_{abs} 941 nm (monochromatisch)
- Emissionswellenlänge λ_{em} 1030 nm
- Pumpleistungsdichte $I_{p,0}$ 5 kW/cm²
- resonatorinterne Verluste L_{int} 0,3 %
- Transmission des Auskopplers T_{OC} 4 % (oder optimiert)

Die angegebenen Werte für die Kristalldicke und die Auskopplertransmission entsprechen – leicht gerundet – den optimalen Werten für diesen Parametersatz. Die resonatorinternen Verluste lassen sich – insbesondere bei Quasi-Dreinevensystemen – nur schwer exakt bestimmen. Der angegebene Wert ist etwas willkürlich; durch Variation der Auskopplertransmission und Vergleich mit dem Modell ergaben sich für die in Kap. 3.2.2 untersuchten Scheibenlaser Werte zwischen etwa 0,1 % (kleiner Pumpfleck, Multimode-Betrieb, sehr guter Kristall mit verlustarmer Beschichtung) und über 1 %. Für die verwendeten spektroskopischen Parameter sei auf Kap. 3.1.1 verwiesen. Für die Standard-Parameter ergeben sich folgende Ergebnisse in 0D-Näherung:

- Quantenwirkungsgrad η_q 69,85 % bzw. $\eta_{opt} = 63,82$ %
- differentieller Quantenwirkungsgrad $\eta_{q,sl}$ 88,76 %
- Absorptionsgrad η_{abs} 95,09 %
- Schwellpumpleistungsdichte I_{thr} 1,065 kW/cm²
- mittlere Überhöhung der Pumpleistungsdichte \ddot{U}_{eff} 2,524

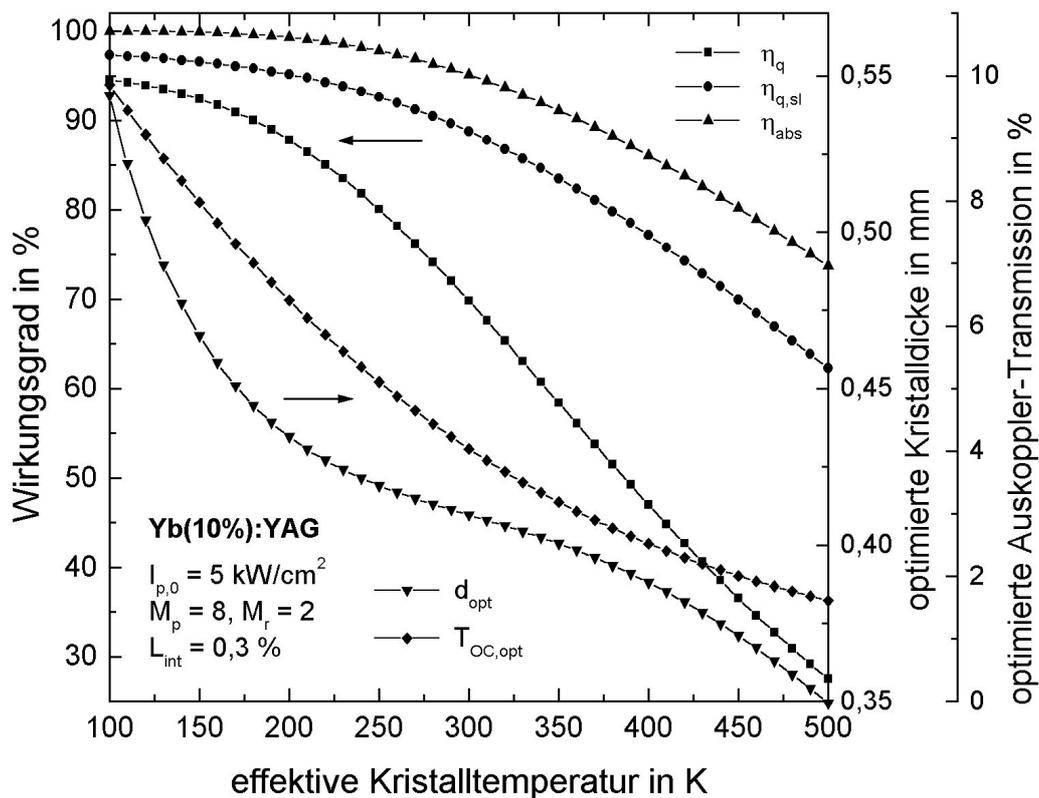


Abbildung 18: Berechneter Absorptions- und (differentieller) Quantenwirkungsgrad sowie optimierte Kristalldicke und Auskopplertransmission eines Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p = 8$ in 0D-Näherung als Funktion der effektiven Kristalltemperatur

Abbildung 18 zeigt die anhand des 0D-Modells berechneten Wirkungsgrade für einen Yb:YAG-Scheibenlaser mit axialem Achtfachdurchgang des Pumplichts in Abhängigkeit von der effektiven Kristalltemperatur. Neben dem Quantenwirkungsgrad sind der Absorptionsgrad und der differentielle Quantenwirkungsgrad sowie die optimierte Kristalldicke und die optimierte Auskopplertransmission dargestellt. Die Auskopplertransmission ist iterativ optimiert worden, um die Ungenauigkeit der analytischen Näherungslösung zu vermeiden.

Bei tiefen Temperaturen (100 K) verhält sich das System annähernd wie ein Vierniveaulaser; entsprechend liegt der Absorptionsgrad – bedingt durch die relativ große Kristalldicke von $543,6 \mu\text{m}$ und den hohen Absorptionskoeffizienten bei tiefen Temperaturen – bei über 99,99 %. Der differentielle Quantenwirkungsgrad von 97,32 % wird entsprechend durch den Extraktionswirkungsgrad bestimmt, während der Quantenwirkungsgrad aufgrund der endlichen Vierniveaulaserschwelle bei 94,54 % liegt. Dies ergibt unter Berücksichtigung des Stokes-Wirkungsgrades $\eta_{st} = E_{em}/E_{abs}$ einen optisch-optischen Wirkungsgrad von 86,37 %. Bis 200 K fallen die Wirkungsgrade – beispielsweise der Quantenwirkungsgrad auf 87,78 % – nur leicht ab, während die optimierte Kristalldicke erheblich, und zwar auf $434,5 \mu\text{m}$ abnimmt. Oberhalb von 200 K beginnt der Absorp-

tionsgrad zunehmend stärker abzusinken, so daß er bei Raumtemperatur 95,1 % und bei 500 K nur noch 73,72 % beträgt. Der Quantenwirkungsgrad fällt, bedingt durch die zunehmende Laserschwelle, wesentlich stärker, und zwar auf 69,85 % bei 300 K, ab. Bei 400 K beträgt η_q noch 47,03 %, während er bei 500 K auf 27,52 % gesunken ist. Der Temperaturkoeffizient des Quantenwirkungsgrades liegt zwischen 300 K und 400 K bei ca. -0,228 %/K; dies ergibt -0,208 %/K bezüglich des optisch-optischen Wirkungsgrades.

Sowohl die optimierte Kristalldicke als auch die optimierte Auskopplertransmission nehmen mit steigender Temperatur monoton ab, wobei die Kristalldicke im Bereich von 200 K bis 400 K nur leicht variiert; bei 300 K beträgt sie 409,6 μm . Die Auskopplertransmission fällt von 9,85 % bei 100 K auf 1,61 % bei 500 K; bei 300 K liegt sie bei 4,04 %.

In Abbildung 19 sind ergänzend die Schwellpumpleistungsdichte $I_{p,\text{thr}} = s_{\text{thr}} \cdot E_{\text{abs}}$ und die Überhöhung der effektiven Pumpleistungsdichte

$$\dot{U}_{\text{eff}} = \frac{s_{\text{eff}}}{s_0} = \frac{\eta_{\text{abs}}}{-\ln T_p}$$

aufgrund des Mehrfachdurchganges in Abhängigkeit von der effektiven Kristalltemperatur dargestellt. Während

die Schwellpumpleistungsdichte von 143 W/cm^2 bei 100 K über 1,065 kW/cm^2 bei 300 K

annähernd linear auf 2,79 kW/cm^2 bei 500 K ansteigt, beträgt die Überhöhung 0,802⁽³¹⁾ bei 100 K, 2,524 bei 300 K und 4,413 bei 500 K. Oberhalb von 300 K ist der Anstieg der Überhöhung ebenfalls nahezu linear, und zwar mit einem Temperaturkoeffizienten von

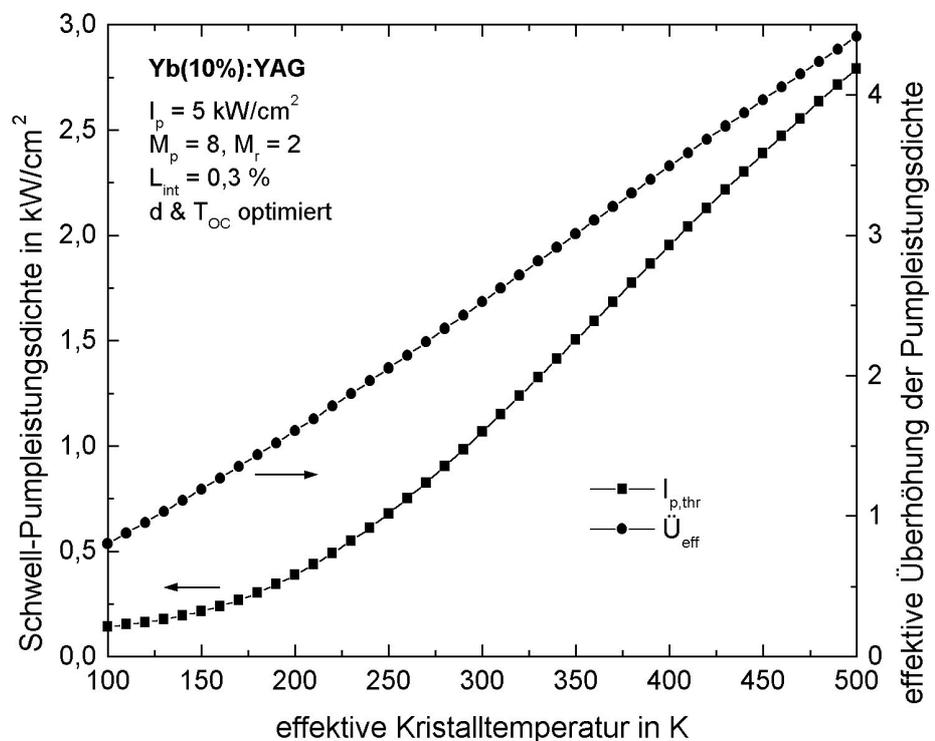


Abbildung 19: Berechnete Schwellpumpleistungsdichte und effektive Überhöhung der Pumpleistungsdichte des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der effektiven Kristalltemperatur (d und T_{OC} optimiert)

³¹ Eine effektive Überhöhung von unter 1 bedeutet, daß bereits im ersten Durchgang durch den Kristall deutlich über 50 % des Pumplichts absorbiert werden. Daher ist die axial gemittelte Summe über alle Pumplichtdurchgänge geringer als die einfallende Leistungsdichte.

$9,4 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ zwischen 300 K und 400 K. Die Schwellpumpleistungsdichte steigt im Mittel um $8,9 \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-1}$ zwischen 200 K und 400 K an.

Abbildung 20 zeigt den berechneten Quantenwirkungsgrad für verschiedene effektive Kristalltemperaturen als Funktion der Pumpleistungsdichte. Die sonstigen Parameter sind dieselben wie zuvor; Kristalldicke und Auskopplertransmission wurden wiederum optimiert. Abweichend von typischen experimentellen Bedingungen wird die effektive Kristalltemperatur als von der Pumpleistungsdichte unabhängig angenommen. In diesem für hohe Pumpleistungsdichten unrealistischen Fall steigt der Quantenwirkungsgrad monoton an und strebt asymptotisch gegen 100 %.

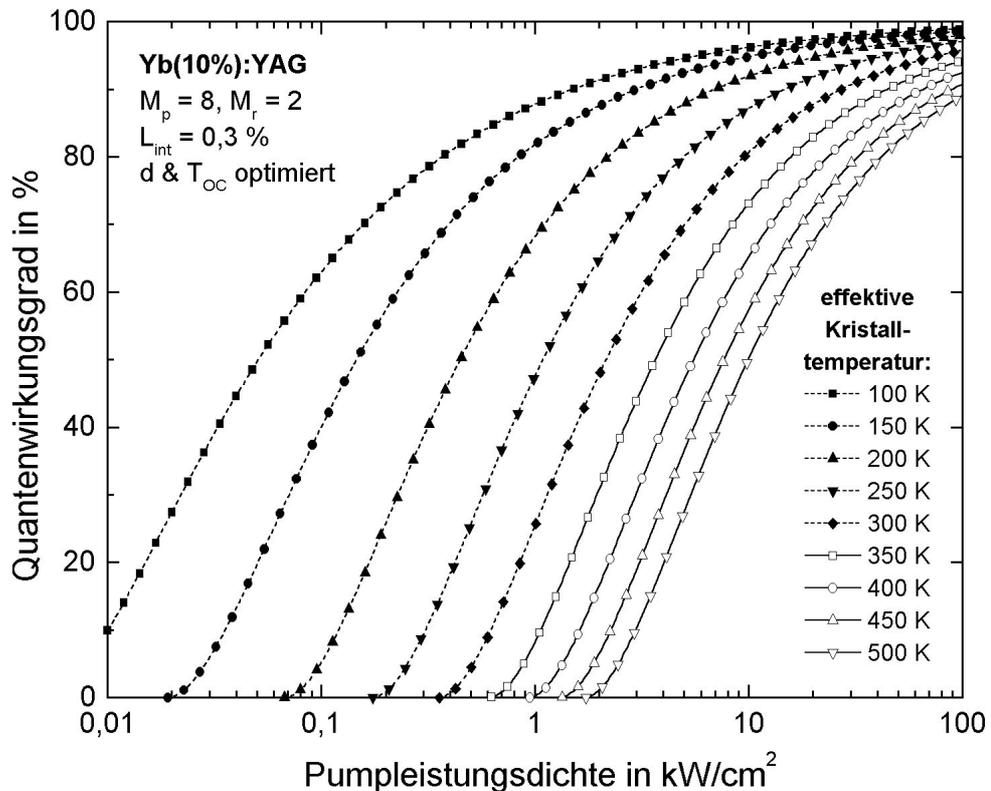


Abbildung 20: Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der Pumpleistungsdichte für verschiedene effektive Kristalltemperaturen (d und T_{OC} optimiert)

Während diese Schwelle bei 100 K unter 10 W/cm^2 liegt³³, beträgt sie bei 200 K bereits 69 W/cm^2 und steigt bei 300 K auf 364 W/cm^2 . Bei 400 K werden 945 W/cm^2 und bei 500 K $1,73 \text{ kW/cm}^2$ erreicht.

³² Die starke Variation der Schwelle im Bereich bis 250 K beruht sowohl auf der Temperaturabhängigkeit des Emissionsquerschnitts (vgl. Kap. 3.1.1) und somit der Vierniveauschwelle, als auch auf der exponentiell mit der Temperatur steigenden thermischen Bevölkerung des unteren Laseniveaus, welche die Dreiniveauschwelle bestimmt. Der kompensierende Einfluß des Mehrfachdurchgangs des Pumplichts wird erst ab etwa 250 K wirksam.

³³ Die Vierniveauschwelle gemäß Gl. 47 beträgt 4 W/cm^2 bei 100 K (für $T_{OC} \ll L_{int}$).

In Abbildung 21 sind die zugehörige optimierte Transmission des Auskopplers und Kristalldicke dargestellt. Während die Auskopplertransmission in der Nähe der Schwelle steil gegen Null läuft, steigt sie weit oberhalb der Schwelle ungefähr mit der Wurzel der Pumpleistungsdichte an.

Die optimierte Kristalldicke steigt, entsprechend den in der halblogarithmischen Darstellung erkennbaren Geraden, fast genau logarithmisch mit der Pumpleistungsdichte an, wobei die Steigung mit der Kristalltemperatur zunimmt. Oberhalb von 200 K liegt der Schnittpunkt der Kurven nahezu temperaturunabhängig bei etwa 8 kW/cm^2 und einer Kristalldicke von $476 \text{ }\mu\text{m}$.

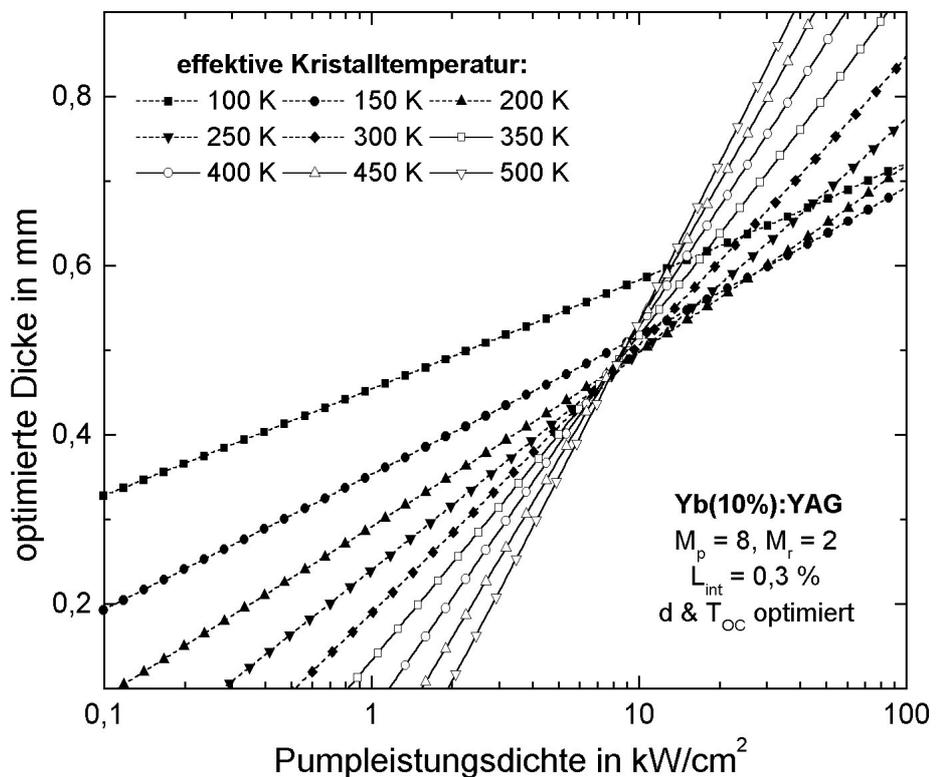
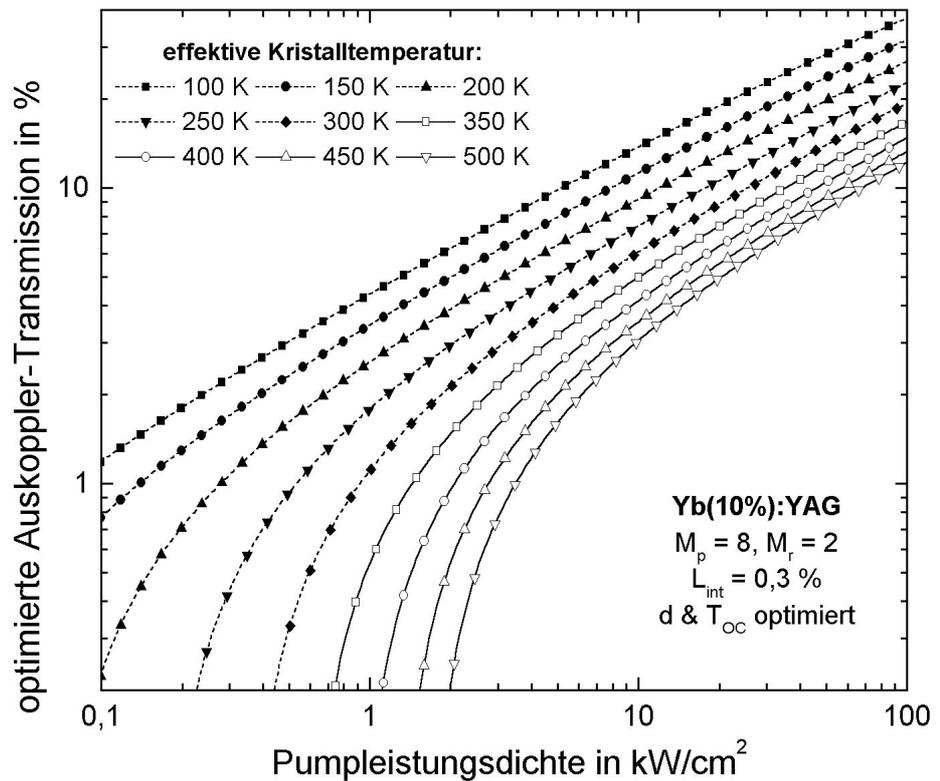


Abbildung 21: Optimierte Auskopplertransmission (oben) und Kristalldicke des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der Pumpleistungsdichte für verschiedene effektive Kristalltemperaturen

Der Einfluß der Anzahl der Pumplichtdurchgänge auf den Quantenwirkungsgrad und die optimierte Dicke ist in Abbildung 22 illustriert. Zum Vergleich ist zusätzlich der Wirkungsgrad eines hypothetischen Vierniveausystems mit gleichen Emissions- und Absorptionsquerschnitten $\sigma_{em,l}$ und $\sigma_{abs,p}$ dargestellt. Dieses Vierniveausystem entspricht dem Grenzfall des Quasi-Dreinevensystems mit unendlich vielen Pumplichtdurchgängen. Ausgehend von tiefen Temperaturen (100 K), bei denen der Wirkungsgrad unabhängig von der Zahl der Pumplichtdurchgänge ist, steigt der Einfluß von M_p monoton mit der Temperatur an. Bei Raumtemperatur (300 K) beträgt der Quantenwirkungsgrad bei $M_p=2$ 40,34 %, bei $M_p=4$ 57,84 %, bei $M_p=8$ 69,85 %, bei $M_p=16$ 77,47 %, bei $M_p=32$ 82,09 % und im Vierniveaufall 88,39 %. Oberhalb von etwa 10 % Quantenwirkungsgrad ist die optimierte Dicke um so geringer, je höher die Anzahl der Pumplichtdurchgänge gewählt wird. Bei bis zu 8 Pumplichtdurchgängen nimmt die Dicke monoton mit der Temperatur ab, während bei 16 und mehr Durchgängen die Dicke bei Variation der Temperatur ein Minimum bei einer mit M_p abnehmenden Temperatur (220 K bei $M_p=16$) durchläuft.

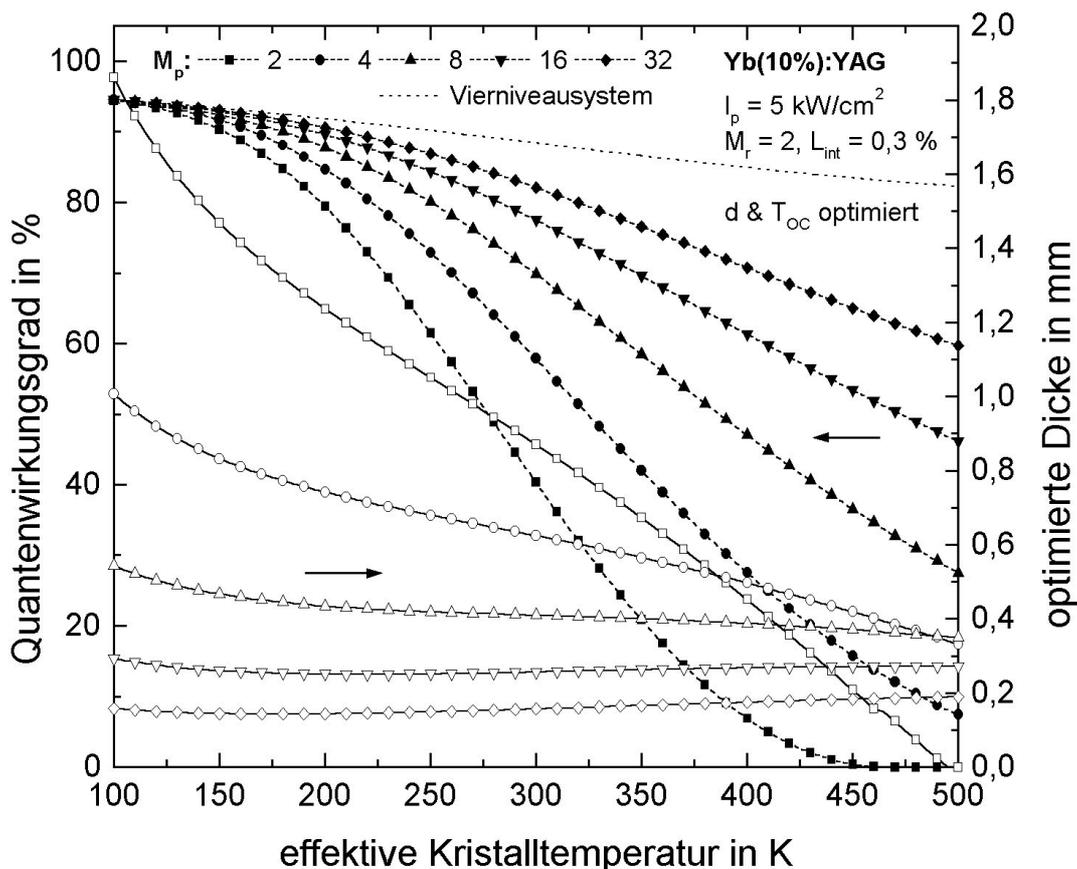


Abbildung 22: Berechneter Quantenwirkungsgrad und optimierte Kristalldicke des Yb:YAG-Scheibenlasers in 0D-Näherung als Funktion der effektiven Kristalltemperatur für verschiedene Anzahlen von Pumplichtdurchgängen (T_{OC} optimiert, Vierniveaufall zum Vergleich)

In den bisherigen Diagrammen (Abb. 18 bis 22) wurde stets von einer optimalen Kristalldicke ausgegangen; in der Praxis weicht jedoch die Kristalldicke – bedingt durch Fertigungstoleranzen und aufgrund von Änderungen der Betriebsparameter – mehr oder minder stark vom idealen Wert ab.

Abbildung 23 zeigt daher die Abhängigkeit des Quantenwirkungsgrades von der Kristalldicke für verschiedene Anzahlen an Pumplichtdurchgängen bei optimierter Auskoppelertransmission. Eine gestrichelte Linie, welche die Scheitelpunkte der Kurven miteinander verbindet, veranschaulicht die Abhängigkeit der optimalen Dicke von der Anzahl der Pumplichtdurchgänge. Für eine konstante Absorption wäre ein konstantes

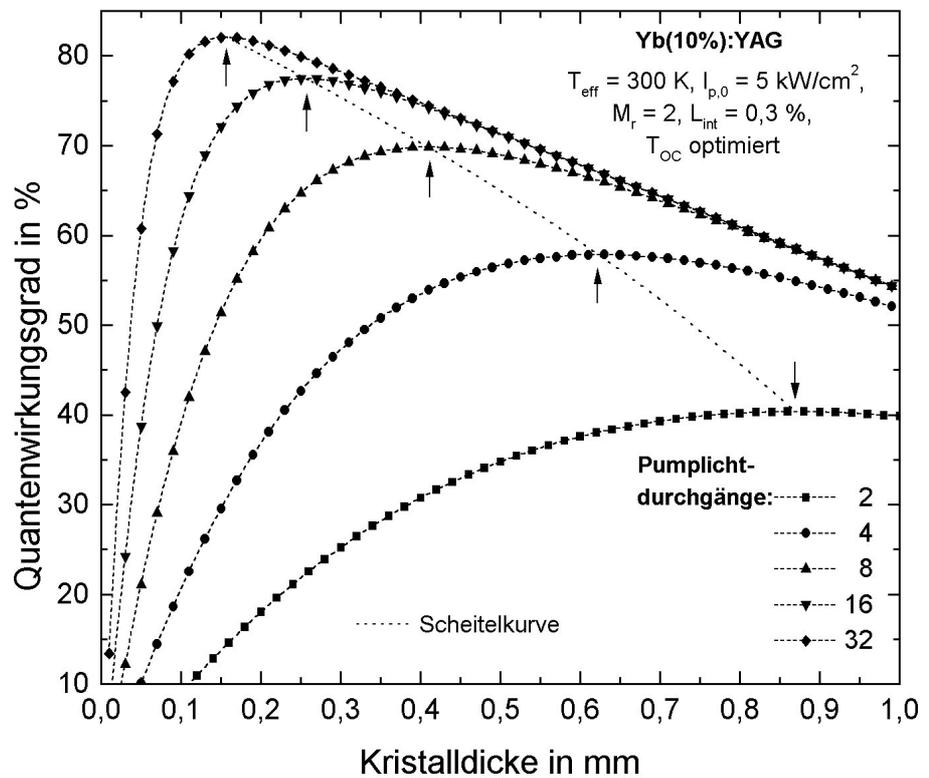


Abbildung 23: Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers in 0D-Näherung als Funktion der Kristalldicke für verschiedene Anzahlen von Pumplichtdurchgängen (Auskopplertransmission optimiert)

Produkt aus Dicke und Pumplichtdurchgängen erforderlich; die zu beobachtende deutliche Abweichung von dieser Beziehung ist auf die unterschiedlich hohen effektiven Pumpleistungsdichten und damit Schwellleistungsdichten zurückzuführen. Oberhalb der optimalen Dicke konvergieren die Kurven in eine gemeinsame fallende Gerade; in diesem Bereich liegt die Absorption bei fast 100 % und die Anzahl der Mehrfachdurchgänge verliert ihre Bedeutung, da die Absorption schon nach wenigen Durchgängen nahezu vollständig ist. Die Steigung der Grenzgeraden wird durch die lineare Zunahme des gepumpten Volumens und einer damit verbundenen, ebenfalls linearen Zunahme der Dreiniveauschwelle mit der Kristalldicke bedingt. Der vergleichsweise steile Abfall unterhalb der optimalen Kristalldicken wird durch eine zu geringe Absorption verursacht. Kleine Abweichungen von der optimalen Dicke ($\pm 10 \%$) wirken sich – unabhängig vom Vorzeichen der Abweichung – nur schwach (ca. $-0,3 \%$) auf den Wirkungsgrad aus.

Abweichungen von mehr als 20 % reduzieren den Wirkungsgrad jedoch merklich (um mehr als 1 %), wobei eine zu geringe Dicke eine deutlich größere Auswirkung hat als eine gleich stark abweichende, zu große.

Abbildung 24 verdeutlicht den Einfluß der resonatorinternen Verluste L_{int} auf den Quantenwirkungsgrad, der für verschiedene Werte von L_{int} gegen die effektive Kristalltemperatur aufgetragen ist. Dicke und Auskoppelertransmission sind optimiert. Wie aus der Darstellung ersichtlich ist, wirken sich selbst geringste resonatorinterne Verluste von unter 0,1 % deutlich ungünstig auf den Wirkungsgrad aus. Dies

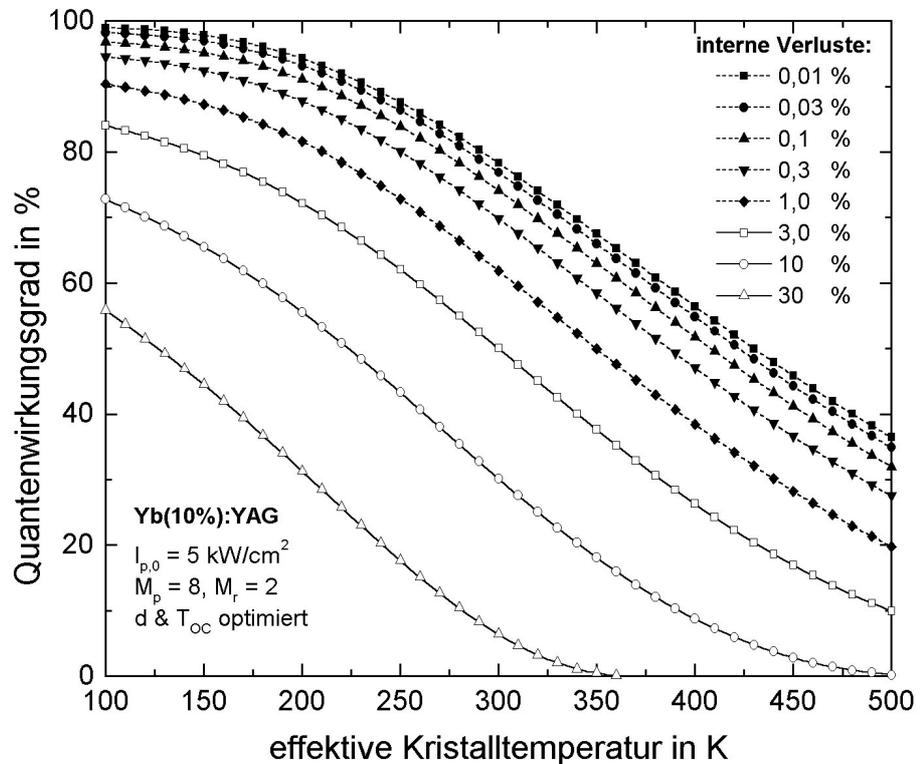


Abbildung 24: Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der effektiven Kristalltemperatur für verschiedene resonatorinterne Verluste (d und T_{OC} optimiert)

läßt sich verstehen, wenn man berücksichtigt, daß zur effizienten Extraktion der im laseraktiven Medium gespeicherten Energie eine resonatorinterne Leistungsdichte weit oberhalb der Sättigungsleistungsdichte notwendig ist. Hierzu muß eine möglichst große Leistungsdichteüberhöhung im Resonator aufgebaut werden, wofür ein geringer Gesamtverlust im Resonator erforderlich ist. Eine effiziente Extraktion der Leistung aus dem Resonator wiederum kann nur erreicht werden, wenn die parasitären Verluste im Resonator klein gegen die (kleine) Auskoppelertransmission sind.

Zahlen belegen den starken Einfluß der resonatorinternen Verluste noch eindrucksvoller: Bei 300 K und 1 % resonatorinternen Verlusten – ein keineswegs unüblicher Wert bei Hochleistungs-Stablasern – ergibt sich ein Quantenwirkungsgrad von 61,87 %; durch Verminderung der Verluste auf 0,3 % – ein typischer Wert für einen Yb:YAG-Scheibenlaser – steigt der Wirkungsgrad um fast 8 % auf 69,85 %. Eine weitere Verbesserung auf 0,1 % Verluste – ein realistischer Wert für einen sorgfältig optimierten Scheibenlaser –

erbringt eine nochmalige Steigerung des Wirkungsgrades um 4,3 % auf 74,15 %. Sogar eine weitere – kaum umsetzbare – Verminderung der Verluste auf 0,03 % hat noch eine Wirkungsgradsteigerung um mehr als 2,7 % auf 76,89 % zur Folge. Bei utopisch niedrigen Verlusten von 0,01 % ergibt sich schließlich ein Wirkungsgrad von 78,31 % – eine nochmalige Verbesserung um 1,4 %. Die Differenzen der Wirkungsgrade für verschieden hohe Verluste sind nur schwach temperaturabhängig; lediglich bei Quantenwirkungsgraden von unter 10 % ergeben sich stärkere Abweichungen von diesem Verhalten.

Bei den vorangehenden Abbildungen 18 bis 25 wurde eine optimale Auskopplertransmission gewählt; Abbildung 25 demonstriert nun die Auswirkungen einer nichtoptimalen Auskopplertransmission auf den Quantenwirkungsgrad für verschiedene resonatorinterne Verluste. Eine gestrichelte Kurve verbindet die Punkte mit optimaler Auskopplung und zeigt

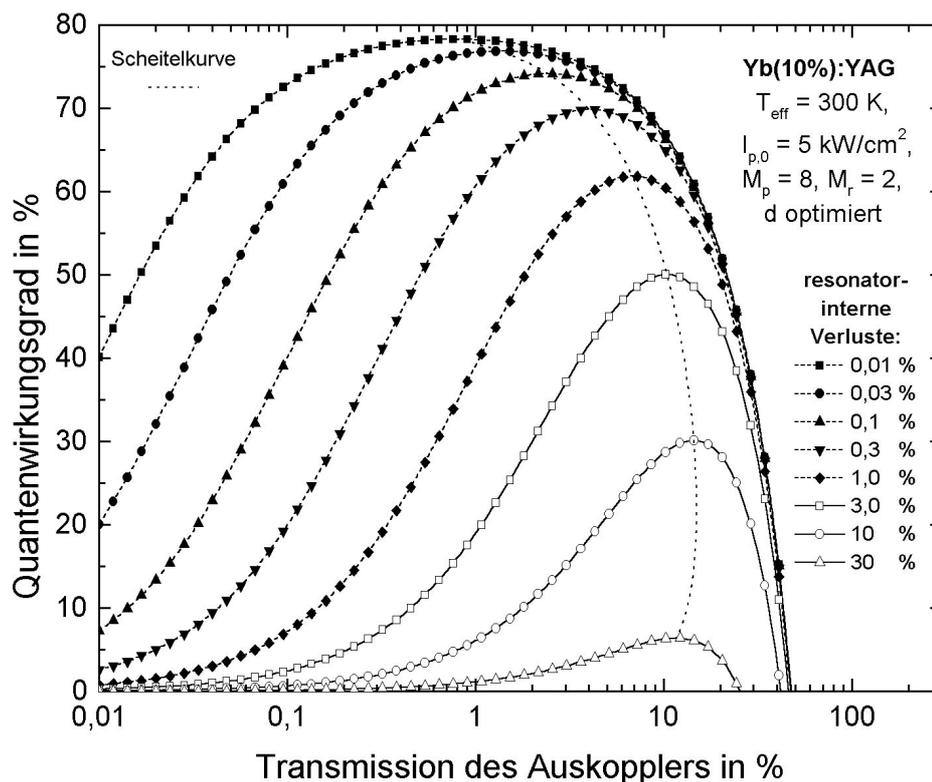


Abbildung 25: Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der Auskopplertransmission für verschiedene resonatorinterne Verluste (d optimiert)

so das Verhalten von $T_{OC,opt}$ als Funktion der resonatorinternen Verluste. Die optimale Auskopplung nimmt nicht etwa monoton mit den Verlusten L_{int} zu; vielmehr erreicht $T_{OC,opt}$ bei $L_{int} = 15,1$ % einen Maximalwert von 15,0 % und geht bei höheren Verlusten wieder leicht zurück. Dies ist notwendig, um zu verhindern, daß die Gesamtverluste L die Kleinsignalumlaufverstärkung G_0 übertreffen. Mit dem Rückgang der Transmission $T_{OC,opt}$ bei steigenden Verlusten L_{int} ist jedoch ein drastischer Wirkungsgradverlust – überwiegend aufgrund des sich verschlechternden Extraktionswirkungsgrades $\eta_{extr} = T_{OC}/(1 - L) \approx T_{OC}/(T_{OC}+L_{int})$ – verbunden. Bei extrem geringen Verlusten von 0,01 % sinkt $T_{OC,opt}$ auf 0,79 %, und steigt bereits bei $L_{int} = 0,03$ % auf 1,38 % an.

Bei geringen resonatorinternen Verlusten erweist sich die Auskopplertransmission als ausgesprochen unkritisch: Bei $L_{\text{int}} = 0,01\%$ variiert der Quantenwirkungsgrad im Bereich von $T_{\text{OC}} = 0,30\%$ bis $T_{\text{OC}} = 2,06\%$, also bei einer Änderung um den Faktor 6,86, um lediglich 1%. Bei höheren Verlusten wird der 1%-Toleranzbereich kleiner: Für $L_{\text{int}} = 0,3\%$ – den Standardwert – liegt er zwischen 2,56% und 6,35%; dies entspricht einer – immer noch recht großen – Spanne von 1:2,48. Bei Verlusten von 3% muß T_{OC} sorgfältiger gewählt werden: Hier liegt das 1%-Toleranzband zwischen 7,6% und 13,9%, was eine Variation um den Faktor 1,82 bedeutet.

Das analytische 0D-Modell ist auch in der Lage, die Durchstimmbarkeit des Scheibenlasers zu berechnen. Hierzu wird lediglich der zur jeweiligen Emissionswellenlänge λ_{em} passende Emissionsquerschnitt $\sigma_{\text{abs},l}$ verwendet. In Abbildung 26 ist das Ergebnis einer solchen Modellrechnung, bei welcher der Quantenwirkungsgrad für verschiedene resonatorinterne Verluste als Funktion der Emissionswellenlänge ermittelt wurde, dargestellt. Hierbei ist die Kristalldicke d konstant auf 0,41 mm gesetzt, während die Auskopplertransmission optimiert ist. Durch diese – praktisch nur schwer realisierbare – Optimierung ergeben sich einerseits gute Wirkungsgrade im Maximum der Durchstimmkurven, andererseits wird der Durchstimmbereich durch geringe Auskoppelerluste bei kleinen Emissionsquerschnitten maximiert. Der starke Einfluß der resonatorinternen Verluste, sowohl auf den Durchstimmbereich, als auch auf den Peak-Wirkungsgrad ist augenscheinlich. Bei kleinen Verlusten ($L_{\text{int}} < 1\%$) werden extrem große Durchstimmbereiche – von $< 990\text{ nm}$ bis $> 1080\text{ nm}$ – vorhergesagt. Jedoch sind die Ergebnisse für Emissionswellenlängen im Bereich jenseits von 1060 nm

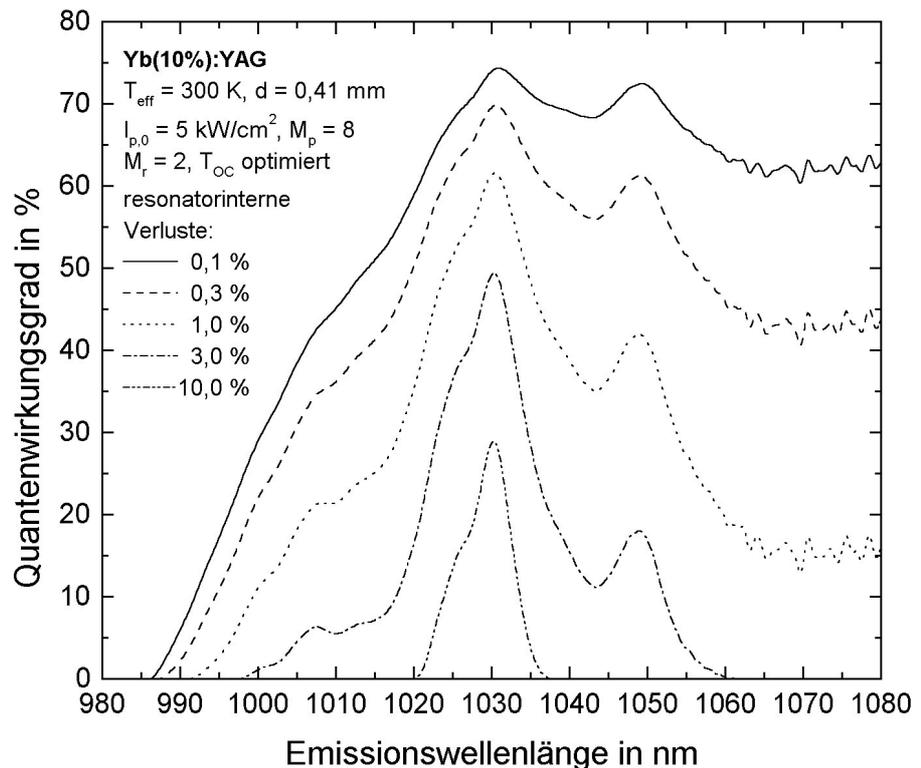


Abbildung 26: Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der Emissionswellenlänge für verschiedene resonatorinterne Verluste (Auskopplertransmission optimiert)

Bei kleinen Verlusten ($L_{\text{int}} < 1\%$) werden extrem große Durchstimmbereiche – von $< 990\text{ nm}$ bis $> 1080\text{ nm}$ – vorhergesagt. Jedoch sind die Ergebnisse für Emissionswellenlängen im Bereich jenseits von 1060 nm

mit großen Unsicherheiten behaftet, da die zugrundegelegten Emissionsquerschnitte aus sehr kleinen, und damit ungenauen, gemessenen Absorptionsquerschnitten gemäß Gl. 14 berechnet wurden. Bei resonatorinternen Verlusten von 3 %, wie sie typischerweise durch ein aus mehreren Platten bestehendes Lyot-Filter³⁴ in den Resonator eingeführt werden, zeigt sich ein deutlich eingeschränkter Durchstimmbereich von 998 nm bis 1060 nm. Steigen die Verluste auf 10 %, so reduziert sich der Durchstimmbereich nochmals drastisch auf 1020 nm bis 1037 nm.

2.2.2 Numerisches eindimensionales Modell

Bei einer nichtkonstanten axialen Temperaturverteilung $T(z)$ entzieht sich die Berechnung des Gleichgewichtszustandes einer analytischen Lösung. Daher werden in der axialen 1D-Näherung die Gleichungen für das lokale (Gl. 19) und das globale (Gl. 23) Gleichgewicht zusammen mit Gleichungen zur Berechnung der Pumpphotonenflußdichte $s(z)$:

$$s_+(z) = s_+(0) \cdot \exp\left(-\int_{z'=0}^z \alpha_{eff}(z') dz'\right); \quad s(z) = s_+(z) + \frac{s_+^2(0) \cdot T_p^2}{s_+(z)} \quad (58)$$

mit:

$$\alpha_{eff}(z) = n_d \cdot [\sigma_{abs,p}(T(z)) \cdot (1 - n_+(z)) - \sigma_{em,p}(T(z)) \cdot n_+(z)] \quad (59)$$

und der Temperatur $T(z)$ in einen iterativen Algorithmus eingebettet. Als Startwerte für die Iteration können die Ergebnisse der OD-Näherung dienen. Die Rechnungen werden bis zum Erreichen eines selbstkonsistenten Gleichgewichts in folgender Reihenfolge wiederholt:

1. Berechnung der axialen Pumplichtverteilung durch lokale Anwendung des Lambert-Beerschen Gesetzes. Hierbei wird die Berücksichtigung des Mehrfachdurchgangs durch Ausnutzung von Gleichung 34 vereinfacht.
2. Bestimmung der axialen Temperaturverteilung anhand der zuvor berechneten Pumplichtverteilung unter Verwendung von Gleichung Gl. 6.
3. Ermittlung der axialen Verteilung der Besetzungsdichte des oberen Multipletts unter Berücksichtigung der Verteilungen von Pumplicht, Resonatorstrahlung und Temperatur mit Hilfe von Gleichung 19.
4. Neuberechnung der axialen Resonatorphotonenflußdichteverteilung mit Hilfe einer

³⁴ Ein solches, auch als Birefringent-Filter bezeichnetes, Bauteil wurde bei den in Kap.3 beschriebenen Experimenten als wellenlängenselektives Element verwendet.

zu Gl. 58 analogen Formel, wobei gilt: $r_+^{(n+1)}(0) = r_+^{(n)}(0) \cdot G_n \cdot (1 - L_{int}) \cdot (1 - R_{OC})$. Der Mehrfachdurchgang des Resonatorstrahlenganges durch den Kristall wird analog zum Pumplichtmehrfachdurchgang behandelt.

In Schritt 2 kann dabei die – empirisch ermittelte – Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit, beispielsweise in Form von Gl. 9, berücksichtigt werden.

Abbildung 27 veranschaulicht die Auswirkungen der Berücksichtigung der Temperaturerhöhungen im Laserkristall sowohl in 0D-, als auch in 1D-Näherung anhand des in Abhängigkeit von der Kristalldicke berechneten Quantenwirkungsgrades. Um die Erwärmung des Kristalls in 0D-Näherung zu berücksichtigen, wird als effektive Kristalltemperatur $T_{eff} = T_c + \Delta T_{WS} + 2/3 \cdot \Delta T_{max}$ (vgl. Kap. 2.1.2) verwendet. Da

ΔT_{WS} und ΔT_{max} wiederum – über die Temperaturabhängigkeiten von Absorption und Wärmeleitfähigkeit – von T_{eff} abhängen, wird die Rechnung mit einem Schätzwert für T_{eff} gestartet und bis zur Konvergenz mit der jeweils neu berechneten effektiven Kristalltemperatur wiederholt. Neben der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit ist auch ein thermischer Widerstand der Wärmesenke von $0,07 \text{ Kcm}^2/\text{W}$ berücksichtigt.

Wird die Wärmeleitung vernachlässigt, also die Temperatur im gesamten Kristall gleich der Kühltemperatur gesetzt, so ergibt sich die bereits in Abb. 23 vorgestellte Abhängigkeit. Wie in Abbildung 27 zu erkennen ist, stimmen in diesem Fall die Ergebnisse der OD- und der 1D-Rechnung vollständig überein. Dies bestätigt numerisch die am Anfang von Kapitel 2 behauptete – mittels algebraischer Umformungen festgestellte – Äquivalenz der 0D-Näherung mit einer 1D-Rechnung ohne Temperaturdifferenzen.

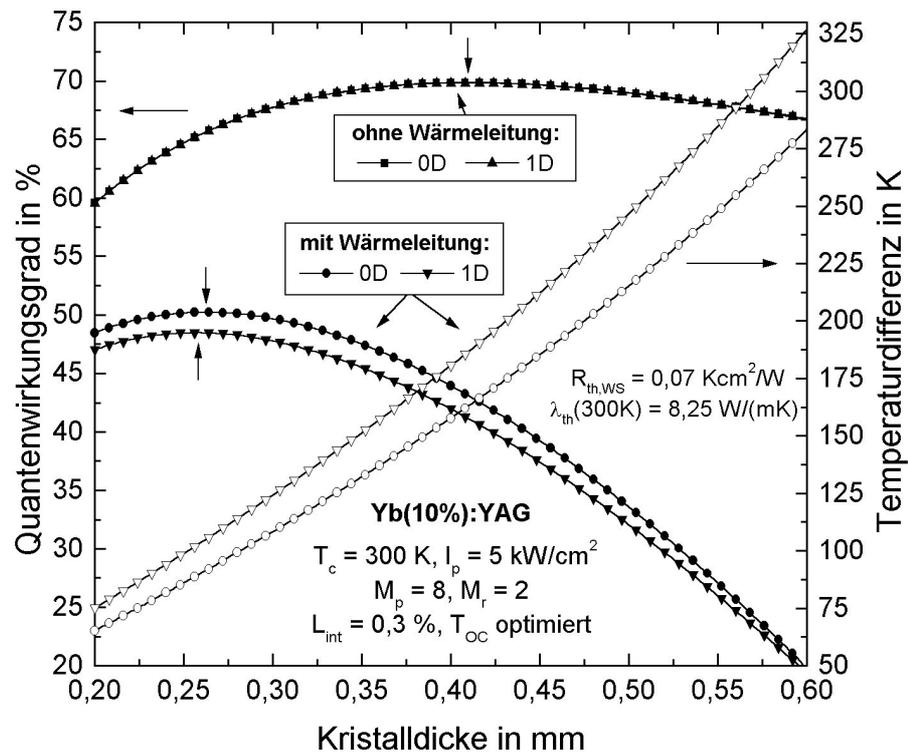


Abbildung 27: Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers und Temperaturdifferenz $\Delta T_{max} + \Delta T_{WS}$ als Funktion der Kristalldicke mit und ohne Berücksichtigung der Wärmeleitung in 0D- und 1D-Näherung (T_{OC} optimiert)

Die Berücksichtigung der Wärmeleitung führt zu einer drastischen Reduktion des Quantenwirkungsgrads im Vergleich zum Fall ohne Temperaturerhöhung. Da die Wärmeleitung im Kristall mit zunehmender Kristalldicke an Bedeutung gewinnt, ergibt sich für den Fall mit Wärmeleitung eine gegenüber dem Fall ohne stark verminderte optimale Kristalldicke von etwa 0,26 mm (ohne Wärmeleitung: 0,41 mm). Während mit dem 0D-Modell bei optimaler Kristalldicke ein Quantenwirkungsgrad von 50,23 % bei einer Temperaturdifferenz im Kristall von 91,3 K abgeschätzt werden kann, ergibt das – wesentlich genauere – 1D-Modell lediglich 48,46 % bei einer Temperaturdifferenz $\Delta T_{\max} + \Delta T_{\text{WS}}$ von 103,8 K. Die Temperaturdifferenz zwischen Kühlmedium und der ungekühlten Kristallseite steigt – bei geringen Dicken überwiegend aufgrund des zunehmenden Absorptionsgrades, bei großen Dicken jedoch hauptsächlich wegen der temperaturabhängigen Wärmeleitung – überproportional mit der Kristalldicke an. Um den Wirkungsgrad trotz der Temperaturerhöhungen im Kristall hoch zu halten, kann die Dotierung oder die Anzahl der Pumplichtdurchgänge erhöht werden; alternativ oder zusätzlich kann die Kühlung durch Senkung von T_c und/oder $R_{\text{th,WS}}$ verbessert werden.

In Abbildung 28 ist – in Ergänzung zu Abbildung 27 – die Abhängigkeit des Quantenwirkungsgrades von der Pumpleistungsdichte mit und ohne Berücksichtigung der Wärmeleitung wiedergegeben. Als Kristalldicken werden die zuvor für 5 kW/cm^2 als optimal ermittelten Werte verwendet. Ansonsten sind die Parameter die gleichen wie zuvor. Die dargestellten Ergebnisse der Rechnung ohne Erwärmung entsprechen nahezu – bis auf die konstante Kristalldicke – der in Abb. 20 für

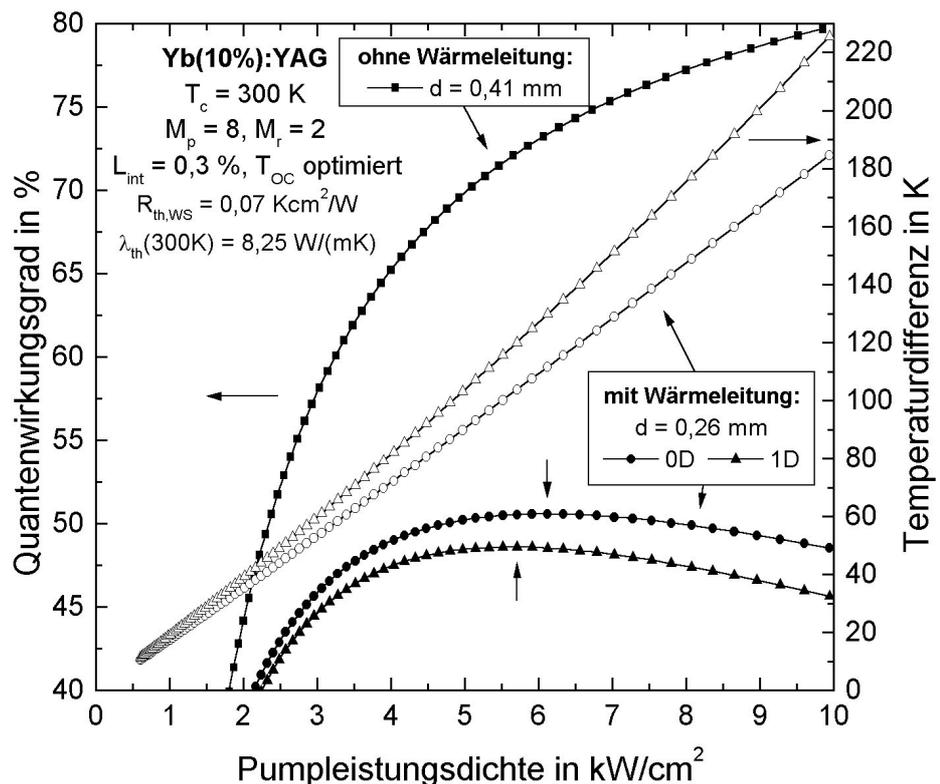


Abbildung 28:

Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers und Temperaturdifferenz im Kristall als Funktion der Pumpleistungsdichte mit und ohne Berücksichtigung der Wärmeleitung in 0D- und 1D-Näherung (T_{OC} optimiert)

Erwärmung entsprechen nahezu – bis auf die konstante Kristalldicke – der in Abb. 20 für

300 K gezeigten Kurve, die asymptotisch gegen 100 % Quantenwirkungsgrad ansteigt. Im Gegensatz hierzu ergibt die Berechnung mit Wärmeleitung eine optimale Pumpleistungsdichte, oberhalb welcher der Wirkungsgrad wieder abfällt. Diese optimale Pumpleistungsdichte $I_{\text{pump,opt}}$ beträgt bei der 0D-Rechnung $6,1 \text{ kW/cm}^2$ bei 50,59 % Quantenwirkungsgrad und 111,5 K Temperaturdifferenz; die genaue 1D-Rechnung ergibt dagegen $I_{\text{pump,opt}}=5,7 \text{ kW/cm}^2$ bei $\eta_q=48,60 \%$ und $\Delta T_{\text{max}}=120 \text{ K}$.

Die Temperaturdifferenz steigt auch hier (diesmal jedoch fast ausschließlich wegen der temperaturabhängigen Wärmeleitung) überproportional, und zwar mit der Pumpleistungsdichte, an. Eine Optimierung der Kristalldicke für Leistungsdichten oberhalb von 5 kW/cm^2 ist nicht in der Lage, die optimale Pumpleistungsdichte merklich zu steigern, da der Absorptionsgrad bei weiterer Verringerung der Kristalldicke stark abnimmt.

2.2.3 Realistisches Modell durch Berücksichtigung weiterer Effekte

Selbst das im vorhergehenden Kapitel beschriebene 1D-Modell des axial gepumpten Scheibenlasers ist in der beschriebenen Form nicht in der Lage, quantitative Vorhersagen für einen realen Scheibenlaser zu machen. Dies liegt an einer Vielzahl von Faktoren, die mit vertretbarem Aufwand nicht alle – und vor allem nicht exakt – in einem praktikablen Modell berücksichtigt werden können. Daher ist es wichtig, eine Rangliste der Effekte aufzustellen, um zumindest die wichtigsten davon angemessen in das Modell einbauen zu können. Ausgehend von umfangreichen Modellrechnungen und Vergleichen mit experimentellen Ergebnissen läßt sich bezüglich der Relevanz für die in Kapitel 3 beschriebenen Versuche folgende Rangliste der zu berücksichtigenden Effekte aufstellen:

1. Spektrale Verteilung des Pumplichts
2. Einfluß der Pumpoptik auf die Pumplichtverteilung
3. Dreidimensionale Wärmeleitung in Kristall
4. Einfluß des Resonators einschließlich der thermischen Linse auf Wirkungsgrad und Strahlqualität
5. Reabsorption und Verstärkung der spontanen Emission (ASE)
6. Nichtlineare Effekte (z.B. erhöhte nichtstrahlende Rekombination bei hohen Temperaturen und/oder Inversionsdichten)

Wie im folgenden dargestellt wird, ist es relativ einfach, Punkt 1 der Rangliste mit guter Genauigkeit in das 1D-Modell einzubeziehen; dagegen ist es vergleichsweise programmier- und rechenzeitaufwendig, Punkt 2 – die Pumpoptik – realistisch zu model-

lieren und in eine selbstkonsistente Wirkungsgradberechnung zu integrieren³⁵. Daher erscheint es sinnvoll, an dieser Stelle zugunsten einer einfachen und schnellen Berechnung sämtliche Effekte der Pumpoptik mit Hilfe einer einfachen, rotationssymmetrischen Pumplichtverteilung anzunähern. Die Parameter einer solchen, bereits in Kap. 2.1.1.2 angegebenen, radialen Pumplichtverteilungsfunktion können aus detaillierten MCR-Modellrechnungen abgeleitet werden. Punkt 3, also die 3D-Wärmeleitung, ist leicht in das Modell zu integrieren, jedoch führt dies aufgrund der Vielzahl an erforderlichen Iterationen schnell zu unakzeptabel langen Rechenzeiten, so daß auch hierfür meist die bereits in Kapitel 2.1.2 vorgestellte, schnelle Näherungsmethode eingesetzt wird.

Allerdings ist es bisher nicht gelungen, die Punkte 4 bis 6 – Resonatorpropagation, ASE und nichtlineare Effekte – in befriedigender Weise in das Modell einzubeziehen. Zur Resonatorpropagation wurden, wie in Kap. 2.1.5 erläutert, erste vielversprechende Berechnungen durchgeführt; eine Einbettung in den selbstkonsistenten Code steht jedoch noch aus³⁶. Die Auswirkungen von Absorption und Verstärkung der spontanen Emission (ASE) lassen sich, wie in Kap. 4.1.1. dargestellt, grob abschätzen; für eine genaue Modellierung sind – bisher nicht erfolgte – Raytracing-Rechnungen erforderlich. Bezüglich der nichtlinearen Effekte liegt – wie teilweise in Kap. 3 beschrieben – experimentelle Evidenz vor, jedoch sind die zugrundeliegenden Mechanismen nicht hinreichend verstanden, um eine fundierte modelltheoretische Erfassung zu erlauben.

Zur Erfassung der Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionsquerschnitts wurden die in Intervallen von 10 K im Bereich von 213 K bis 353 K aufgenommenen und in Abb. 7 auszugsweise dargestellten Absorptionsspektren in 151 Polynome 4. Ordnung für die Temperaturabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten bei jeweils einer festen Wellenlänge im Bereich von 925 nm bis 955 nm in Abständen von 0,2 nm umgewandelt. Die spektrale Verteilung der Pumplichtquelle wird über jeweils ein (oder mehrere) 0,2 nm-Intervalle integriert. Die in jedem Spektralintervall enthaltene Photonenflußdichte wird separat durch den Kristall propagiert; die deponierten Photonenflüsse werden anschließend durch Summation über die Spektralintervalle ermittelt. Durch geeignete Zusammenfassung benachbarter Intervalle bei breiten, schwach strukturierten Spektren und Einschränkung des berücksichtigten Wellenlängenbereichs auf das notwendige Maß wird der Rechenaufwand in Grenzen gehalten. Falls kein gemessenes Pumplichtspektrum vorliegt, kann auf eine Gauß-Verteilung zurückgegriffen werden.

³⁵ Ein entsprechendes – auf MCR basierendes – Programm wurde inzwischen von K. Contag und S. Erhard entwickelt.

³⁶ Auf eine Vorstellung der bisherigen Ergebnisse wird mangels hinreichender Vertrauenswürdigkeit verzichtet.

Abbildung 29 zeigt für die Standardparameter mit optimierter Kristalldicke und fester Auskoppelertransmission in 0D-Näherung den Einfluß der Peak-Wellenlänge und der FWHM-Breite einer als Gauß-förmig angenommenen spektralen Pumplichtverteilung. Die Lagen der optimalen Peak-Wellenlängen für verschiedene Breiten sind durch eine gestrichelte Linie miteinander verbunden. Wie bereits in

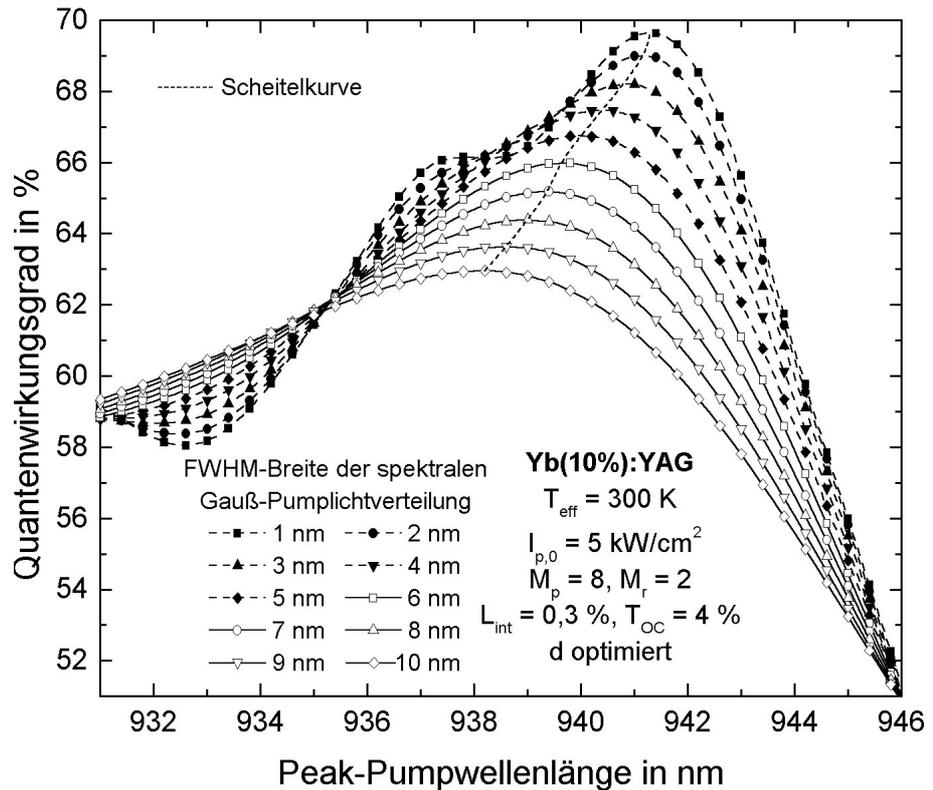


Abbildung 29:

Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der Pumpwellenlänge für verschiedene Breiten des Pumplichtspektrums

Kap. 2.1.1.1 diskutiert, verschiebt sich die optimale Peak-Wellenlänge von 941,3 nm bei geringen spektralen Breiten ($\leq 1 \text{ nm}$) nach 938,2 nm bei 10 nm Breite; bei 5 nm FWHM-Breite liegt die optimale Wellenlänge bei 940,0 nm. Mit zunehmender Breite der spektralen Verteilung wird die Lage der Peak-Wellenlänge unkritischer. Gleichzeitig sinkt der Quantenwirkungsgrad bei optimaler Peak-Wellenlänge aufgrund des fallenden Absorptionsgrades ab 2 nm Breite nahezu linear um 0,767 % pro Nanometer FWHM-Breite. Bei Peak-Wellenlängen von weniger als 935,2 nm kehrt sich dieses Verhalten um, so daß beispielsweise bei 933 nm eine deutliche Wirkungsgradzunahme mit steigender spektraler Breite auftritt. In der Praxis verschiebt sich – bei konstant gehaltener Kühltemperatur – die Peak-Wellenlänge der Laserdioden mit dem Diodenstrom; im Rahmen des Modells wird dieser „Chirp“ optional durch eine zur Pumpleistungsdichte proportionale Peak-Wellenlängenverschiebung berücksichtigt.

Ergänzend zu Abbildung 29 zeigt Abbildung 30 den kombinierten Einfluß von Temperatur und Peak-Wellenlänge auf den Quantenwirkungsgrad bei 0 nm und 5 nm spektraler Breite der Pumplichtverteilung. Kristalldicke und Auskoppelertransmission wurden für jede der fünf dargestellten Temperaturen bei optimaler Peak-Wellenlänge optimiert. Während bei monochromatischer Anregung die optimale Pumpwellenlänge nahezu

temperaturunabhängig bei 941,4 nm ($\pm 0,2$ nm) liegt, verschiebt sich bei einer 5 nm breiten Gauß-Verteilung die optimale Peak-Wellenlänge mit steigender Temperatur um etwa 4 pm/K zu längeren Wellenlängen. Bei monochromatischem Pumplicht ist die Variation des Wirkungsgrades mit der Wellenlänge wesentlich ausgeprägter als bei 5 nm FWHM breiter Pumplichtstrahlung. Bei geringen spektralen Breiten tritt zudem ein zweites lokales Maximum des Wirkungsgrades bei 937 nm auf.

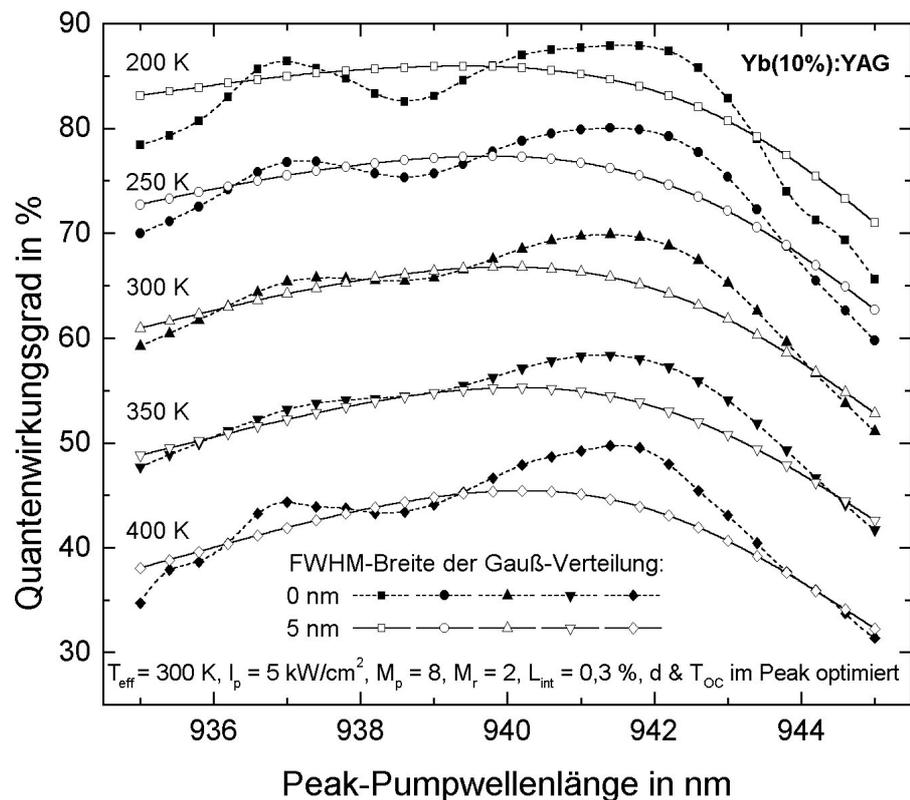


Abbildung 30:

Berechneter Quantenwirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 0D-Näherung als Funktion der Peak-Pumpwellenlänge für 0 nm und 5 nm FWHM-Breite der Gauß-Verteilung des Pumplichtspektrums (d und T_{OC} im Wirkungsgradmaximum optimiert)

Genaugenommen ist der Einfluß einer realen Pumpoptik auf den Wirkungsgrad eines Scheibenlasers – aufgrund von vielfältigen Wechselwirkungen mit der Temperaturverteilung im Kristall und dem Resonatorstrahlungsfeld – ein ausgesprochen komplexes Phänomen. Unter Inkaufnahme einer gewissen Ungenauigkeit kann dieser Einfluß jedoch mit einfachen Mitteln abgeschätzt werden. Hierzu muß zunächst von den Details der realen Pumpoptik abstrahiert werden. Außerdem wird der Laserkristall gedanklich in infinitesimale radiale und, falls erforderlich, azimutale, unabhängige Segmente zerlegt. Auf jedes dieser Segmente wird der Formalismus des 0D- oder 1D-Modells angewandt. Der Quantenwirkungsgrad ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Summe der ausgekoppelten Photonenflüsse zur Summe der Pumpphotonenflüsse. Problematisch an diesem Ansatz ist vor allem die Festlegung der individuellen Pumpphotonenflüsse für jedes einzelne Segment. Dies wird besonders deutlich, wenn man Temperatur- und Wellenlängenabhängigkeit der Absorption in Betracht zieht. Genaugenommen müssen sogar individuelle spektrale Pumplichtverteilungen festgelegt werden. Eine solche Detailtreue

würde – falls überhaupt möglich – allerdings schnell wieder zu einem sehr hohen Rechenaufwand führen.

Vorausgesetzt, man verfügt über eine MCR-Berechnung der Verteilung der deponierten Pumplichtphotonen und des Absorptionsgrades, so kann man durch axiale Mittelung näherungsweise die lokale Pumpphotonenflußdichte $s_0(r)$ ermitteln. Als spektrale Verteilung benutzt man vereinfachend einheitlich die bei der MCR-Rechnung verwendete Verteilung der Pumplichtquelle. Verwendet man allerdings das analytische 0D-Modell, so ist die genaue Pumplichtverteilung nicht erforderlich, um den Wirkungsgrad zu berechnen. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen Pumpleistungsdichte und Ausgangsleistungsdichte oberhalb der Schwelle genügt in diesem Fall die Kenntnis der Summe der Pumpphotonenflußanteile unterhalb der Schwelle $S_{<thr}$. Hierzu wird Gl. 40 lediglich geeignet integriert:

$$\eta_q = \eta_{q,sl} \cdot \frac{\int_0^{R_{max}} \max[s_0(r) - s_{thr}(r), 0] \cdot r \, dr}{\int_0^{R_{max}} s_0(r) \cdot r \, dr} = \eta_{q,sl} \cdot \frac{S_0 - S_{<thr}}{S_0} \quad (60)$$

mit:

$$S_{<thr} = 2\pi \int_0^{R_{max}} \min[s_0(r), s_{thr}(r)] \cdot r \, dr \quad (61)$$

Hierbei ist R_{max} der Radius, der die gesamte Pumpleistung einschließt, maximal jedoch der halbe Kristalldurchmesser. Bei konstanter Schwellflußdichte s_{thr} – dies gilt bei konstanter effektiver Temperatur T_{eff} für alle Segmente – und monoton radial abfallender Pumpflußdichte läßt sich die Integration in zwei Bereiche zerlegen:

$$S_{<thr} = 2\pi \int_0^{R_{max}} \min[s_0(r), s_{thr}] \cdot r \, dr = \pi \cdot R_{thr}^2 \cdot s_{thr} + 2\pi \int_{R_{thr}}^{R_{max}} s_0(r) \cdot r \, dr = S_{<thr,innen} + S_{außen} \quad (62)$$

R_{thr} stellt den Radius dar, bei dem $s_0 = s_{thr}$ erreicht wird. $S_{<thr,innen}$ ist proportional zur Fläche $A_{innen} = \pi \cdot R_{thr}^2$ mit einer Pumpleistungsdichte oberhalb der Schwelle; damit ist der relative Anteil des hierdurch hervorgerufenen Verlustes $S_{<thr,innen}/S_0$ umgekehrt proportional zur mittleren Pumpleistungsdichte in diesem Bereich. Da die Pumpleistungsdichte nicht beliebig gesteigert werden kann, sind der Reduktion dieses Anteils enge Grenzen gesetzt. Im Gegensatz dazu ist $S_{außen}$ abhängig von der Steilheit des Abfalls der radialen Pumplichtverteilung am Rand, die durch die Schärfe der Pumplichtabbildung maßgeblich beeinflusst wird. Die Berechnung von $S_{<thr}$ kann nach einmaliger Ermittlung von $s_{thr}(r)$ leicht für beliebige Pumplichtverteilungen $s_0(r)$ wiederholt werden. Für das 1D-Modell,

das die axiale Wärmeleitung berücksichtigt, ist die obige Gleichung nur näherungsweise anwendbar, da der differentielle Wirkungsgrad $\eta_{q,sl}$ selbst von s abhängt.

Um den Vergleich verschiedener Pumpoptiksysteme bezüglich des zu erwartenden Wirkungsgrades zu erleichtern, ist es sinnvoll, die realen Pumplichtverteilungen durch eine möglichst kleine Anzahl von Parametern ausreichend zu charakterisieren. Die entscheidenden Merkmale sind, wie aus der obigen Diskussion ersichtlich, die Fläche des Bereichs oberhalb der Schwelle A_{innen} – ersatzweise kann auch $R_{thr} = \sqrt{\frac{A_{innen}}{\pi}}$ verwendet werden –, und der in diesem Bereich enthaltene Anteil der Pumpleistung $S_{innen} = S_0 - S_{außen}$ oder – äquivalent – $S_{außen}$ selbst. Der einzige Nachteil dieser beiden charakteristischen Parameter besteht darin, daß sie von der Gesamtpumpleistung und der Schwellleistungsdichte abhängen, was

ihre Anwendbarkeit sehr limitiert. Um diese Einschränkung zu überwinden, gilt es die reale Pumplichtverteilung durch eine ideale Verteilung anzunähern, welche die für den Wirkungsgrad wesentlichen Charakteristika richtig wiedergibt. Zwar gibt es keine Funktion, die für alle denkbaren Fälle geeignet ist, jedoch hat sich die Super-Gauß-Verteilung (s. Abb. 31) im Fall des axial gepumpten Scheibenlasers bewährt. In rotationssymmetrisch normierter Form lautet sie:

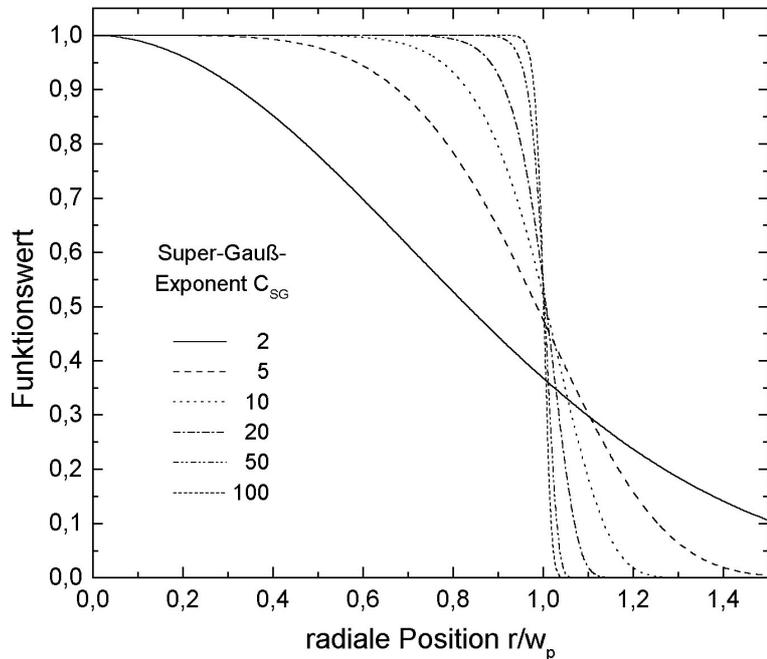


Abbildung 31: Rotationssymmetrisch normierte Super-Gauß-Funktion für verschiedene Exponenten

$$s_0(r) = \frac{S_0}{\pi \cdot w_p^2} \cdot e^{-\left[f(C_{SG}) \cdot \frac{r}{w_p}\right]^{C_{SG}}} ; f(C_{SG}) = \sqrt{\frac{2 \cdot \Gamma\left(\frac{2}{C_{SG}}\right)}{C_{SG}}} ; 2\pi \int_0^\infty s_0(r) \cdot r dr = S_0 \quad (63)$$

Der vom Super-Gauß-Exponenten C_{SG} – einem Maß für die Steilheit des Randabfalls – abhängige Faktor $f(C_{SG})$ ³⁷ erlaubt eine von C_{SG} unabhängige Normierung mit $s_0(0) = \frac{S_0}{\pi \cdot w_p^2}$.

³⁷ Der Faktor $f(C_{SG})$ weist folgendes Verhalten auf: $f(2)=1$, oberhalb monoton fallend bis $f(4,333) = 0,94106493$, danach monoton ansteigend mit Asymptote $f(\infty)=1$

Die Berechnung von R_{thr} für diese Verteilung ergibt:

$$R_{thr} = \frac{w_p}{f(C_{SG})} \sqrt{C_{SG} \left[-\ln \left(\frac{s_{thr}}{s_0(0)} \right) \right]} \quad (64)$$

Für S_{innen} bzw. $S_{außen}$ konnte kein analytischer Ausdruck ermittelt werden³⁸; dieser Parameter muß somit durch numerische Integration bestimmt werden. Der Quantenwirkungsgrad des Scheibenlasers in 0D-Näherung mit radialer Super-Gauß-Verteilung des Pumplichts ergibt sich gemäß der Gln. 60-64 zu:

$$\eta_q = \eta_{q,sl} \cdot \left(1 - \frac{\pi \cdot R_{thr}^2 \cdot s_{thr} + S_{außen}}{S_0} \right) \quad (65)$$

In Abbildung 32 ist diese Beziehung als Funktion von C_{SG} für verschiedene Pumpleistungsdichten dargestellt. Bei 1 kW/cm^2 auf der Achse – also nur knapp über der Schwellleistungsdichte – ist die Abhängigkeit von C_{SG} besonders stark ausgeprägt: Bei $C_{SG} = 2$ beträgt der Wirkungsgrad nur 7,5 % des Wirkungsgrades eines Lasers mit $C_{SG} \rightarrow \infty$ (Flat Top-Verteilung). Selbst bei $C_{SG} = 100$ liegt der Wirkungsgrad $\eta_q(C_{SG})$ immer noch um 4,5 %

(relativ) unter dem für $C_{SG} \rightarrow \infty$. Für $I_p(0) = 5 \text{ kW/cm}^2$ gilt: $\eta_q(2)/\eta_q(\infty) = 58,1 \%$, $\eta_q(10)/\eta_q(\infty) = 92,0 \%$ und $\eta_q(100)/\eta_q(\infty) = 99,2 \%$.

Abbildung 33 illustriert die Auswirkungen der näherungsweise Berücksichtigung der dreidimensionalen Wärmeleitung anhand der gezeigten Abhängigkeit von Quanten-

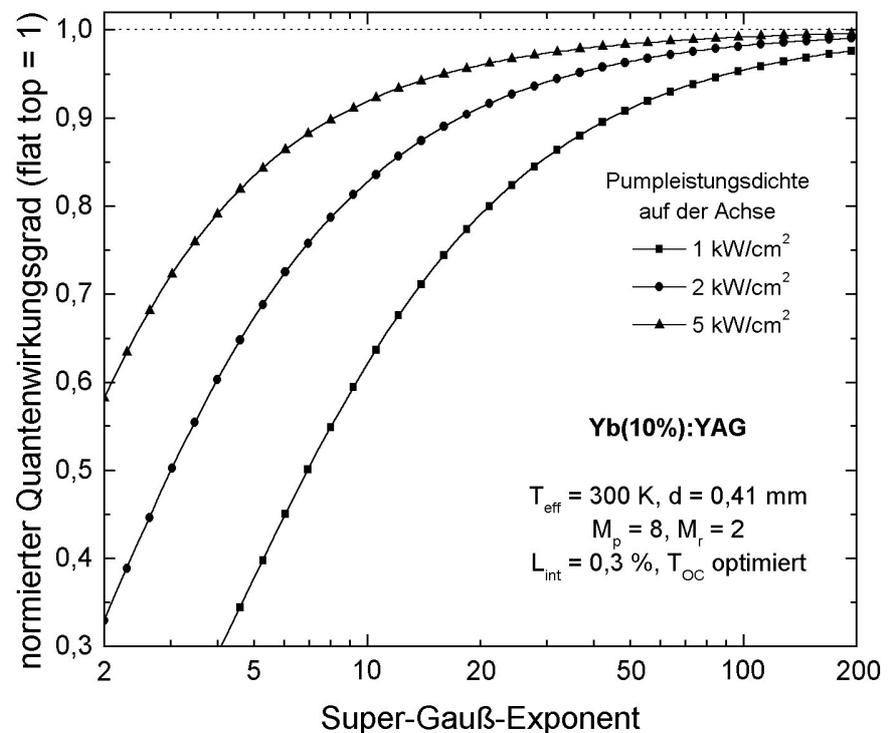


Abbildung 32:

Normierter Wirkungsgrad des Yb:YAG-Scheibenlasers in 0D-Näherung als Funktion des Super-Gauß-Exponenten der radialen Pumplichtverteilung für verschiedene Pumpleistungsdichten

³⁸ Für $C_{SG}=2$, also die Gauß-Verteilung, existiert ein geschlossener Ausdruck für S_{innen}

wirkungsgrad und maximaler Temperaturdifferenz vom Pumpstrahldurchmesser. Kristalldicke und Auskopplertransmission sind optimiert. Im Rahmen der 1D-Näherung wird die temperaturabhängige Wärmeleitung sowie ein thermischer Widerstand der Wärmesenke $R_{th,WS}$ von $0,07 \text{ K cm}^2/\text{W}$ berücksichtigt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse für eine

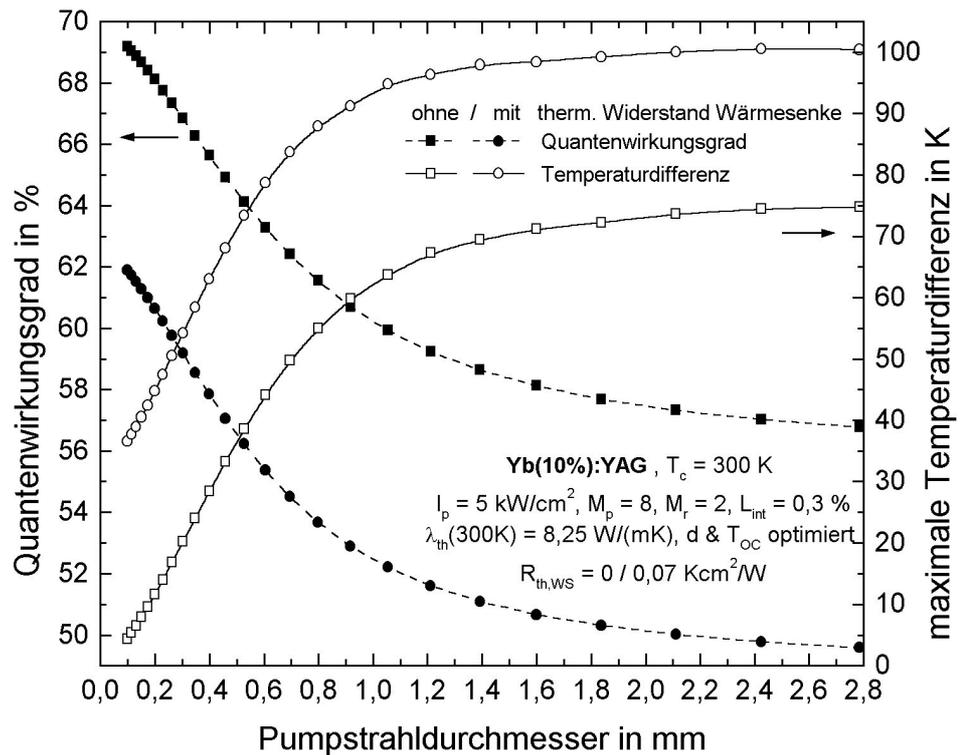


Abbildung 33:

Berechneter Quantenwirkungsgrad und maximale Temperaturdifferenz des Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p=8$ in 1D-Näherung mit Berücksichtigung der radialen Wärmeleitung als Funktion des Pumpstrahldurchmessers mit und ohne Widerstand der Wärmesenke (d und T_{OC} optimiert)

ideale Kühlung ($R_{th,WS} = 0 \text{ Kcm}^2/\text{W}$) dargestellt. Der Einfluß der 3D-Wärmeleitung wird durch Einführung einer effektiven Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{th,eff}(V) = \lambda_{th} \cdot \Delta T_{eff}(V) / \Delta T_{eff}(V \rightarrow \infty)$ berücksichtigt. Bei der normierten effektiven Temperaturdifferenz $\Delta T_{eff}(V) / \Delta T_{eff}(V \rightarrow \infty)$ (vgl. Kap. 2.1.2) handelt es sich um einen aus 3D-Wärmeleitungsrechnungen gewonnenen – nur vom Verhältnis von Pumpstrahldurchmesser zu Kristalldicke $V = 2w_p/d$ abhängigen und auf den Fall reiner axialer Wärmeleitung normierten – Mittelwert der Temperaturdifferenzen im gepumpten Kristallbereich.

Bei sehr kleinen Pumpstrahldurchmessern nähern sich die Ergebnisse für $R_{th,WS} = 0 \text{ Kcm}^2/\text{W}$ denen der 0D-Rechnung, während sie für Pumpstrahldurchmesser, die größer als die vierfache Kristalldicke sind, langsam gegen die 1D-Näherung ohne radiale Wärmeleitung konvergieren. Der Einfluß des thermischen Widerstands der Wärmesenke auf den Wirkungsgrad ist beträchtlich und macht im angenommenen Fall nahezu unabhängig vom Pumpstrahldurchmesser 7,5 % aus. In dieser Modellrechnung ist nicht berücksichtigt, daß der effektive thermische Widerstand der Wärmesenke im Allgemeinen vom Pumpstrahldurchmesser abhängt. Aufgrund der effektiveren Wärmespreizung ist bei kleinen Strahldurchmessern mit einem deutlich reduzierten Wert zu rechnen.

3 Experimentelle Untersuchungen

Im Rahmen dieses Kapitels wird zunächst (in Kap. 3.1) auf die Vorarbeiten eingegangen, die zur Entwicklung des Yb:YAG-Scheibenlasers durchgeführt wurden; hierzu gehört neben der Spektroskopie an Yb:YAG (Kap. 3.1.1) die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit von Schwelle und differentiellem Wirkungsgrad eines mit einem Titan:Saphirlaser gepumpten Yb:YAG-Lasers (Kap. 3.1.2). Anschließend wird auf die Charakterisierung der für den diodengepumpten Laser benötigten Laserdioden (Kap. 3.2.1.1) und deren Faserkopplung (Kap. 3.2.1.2) sowie auf die benutzten Laserkristalle und deren Beschichtung (Kap. 3.2.1.3) eingegangen. Schließlich werden in Kapitel 3.2.2 die Ergebnisse der verschiedenen Untersuchungen am diodengepumpten Scheibenlaser selbst vorgestellt.

3.1 Untersuchung der grundlegenden Eigenschaften von Yb:YAG

3.1.1 Spektroskopie

Für die Modellierung und das grundlegende Verständnis der Eigenschaften eines laseraktiven Mediums spielt die – möglichst genaue und umfassende – Kenntnis der Absorptionsspektren und ihre Interpretation eine zentrale Rolle. Dies trifft auf Quasi-Dreineivausysteme wie Yb:YAG in besonderem Maße zu, da sich bei ihnen – wie in Kapitel 2 erläutert – die Emissionsquerschnitte aus den gemessenen Absorptionsquerschnitten berechnen lassen. Daher wurden die – bereits in Abbildung 7 ausschnittsweise dargestellten – temperaturabhängigen Absorptionsspektren von Yb:YAG im Bereich von 213 K bis 353 K in Abständen von jeweils 10 K aufgenommen und ausgewertet. Hierzu wurde ein Fourier-Transformations-(FT)-Spektrometer BRUKER IFS 66v verwendet, das aufgrund seiner eingebauten Wellenlängenreferenz – einem stabilisierten HeNe-Laser – eine hohe Absolutgenauigkeit der gemessenen Wellenlängen garantiert³⁹. Die verwendete spektrale Auflösung von 2 cm^{-1} – entsprechend 0,2 nm bei 1000 nm – reicht für die beobachteten spektralen Breiten ($> 1 \text{ nm}$) aus.

³⁹ Längere Zeit nach den vom Autor durchgeführten Messungen zeigte sich, daß die Referenzwellenlänge nur ungenau in die Auswertesoftware des Spektrometers eingegeben war; leider ließ sich nicht mehr rekonstruieren, seit wann dies der Fall war. Dies bedeutet für alle hier dargestellten Meßergebnisse eine mögliche systematische Abweichung der Wellenlängen um bis zu 0,03 %, was 0,3 nm bei einer Meßwellenlänge von 1000 nm entspricht.

Die Auswertung der gemessenen Transmissionsspektren erfolgte im Bereich von 850 nm bis 1100 nm. Zur Bestimmung der Reintransmission – Voraussetzung für die Berechnung des Absorptionsspektrums – wurden die Reflexionsverluste an den Probenoberflächen wie folgt berücksichtigt: Da an den Grenzen des genannten Bereichs die gemessene Rohtransmission in etwa den aufgrund der Reflexionsverluste an den Probenoberflächen erwarteten Werten entspricht, wurde hier die Absorption als verschwindend gering angesetzt; zwischen diesen Endpunkten wurden die Reflexionsverluste durch lineare Interpolation der optischen Dichte abgeschätzt.

Für die temperaturabhängigen Messungen wurde eine 3,55 mm dicke planparallele Platte aus nominell mit 5 at% Ytterbium dotiertem YAG verwendet (Material F1, siehe Kapitel 3.2.1.3). Für die Bestimmung der Dotierung aus dem bei Raumtemperatur gemessenen Maximum der Absorption bei 941,2 nm wird – als Mittelwert verschiedener Literaturwerte – ein Peak-Absorptionsquerschnitt von $0,7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ angenommen; hieraus ergibt sich eine gemessene Dotierung von 5,5 at%⁽⁴⁰⁾.

Eine vollständige Evakuierung der Probenkammer war aufgrund der Konstruktion des Spektrometers nicht möglich; daher bildete sich bei Temperaturen unterhalb von $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ (233 K) – trotz der Verwendung von getrockneter Luft bei reduziertem Druck – Eis auf der Probe, wodurch die Meßgenauigkeit in diesem Bereich eingeschränkt ist. Der gemessene Temperaturbereich wurde nach oben durch die Temperaturbeständigkeit der im Kühlfinger eingesetzten Kunststoffe auf ca. $80 \text{ }^\circ\text{C}$ (353 K) begrenzt.

Zusätzlich zu den vom Autor durchgeführten Messungen werden Absorptions- und Emissionsspektren von Bazin [66] für die folgende Diskussion herangezogen. Von besonderer Bedeutung sind hierbei die bei 6 K bzw. 10 K gemessenen Tieftemperatur-(TT)-Spektren. Normalerweise erwartet man hier bei mit Seltenerdionen dotierten Wirtskristallen aufgrund der fehlenden Phononenpopulation in Absorption ausschließlich elektronische Übergänge vom Grundzustand und in Emission ausschließlich elektronische Übergänge aus dem untersten angeregten Zustand. Diese Übergänge sind, dank der bei tiefen Temperaturen üblichen schmalen Linienbreiten, meist klar unterscheidbar.

⁴⁰ Der Einbaukoeffizient für Yb^{3+} in YAG liegt aufgrund der sehr ähnlichen Ionenradien von Yb^{3+} und Y^{3+} sehr nahe bei eins (etwa zwischen 1,0 und 1,1, je nach Dotierung und Wachstumsgeschwindigkeit); dies wird auch durch Messungen des Dotierungsgradienten innerhalb einer Kristall-„Boule“ bestätigt. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes ergibt sich aus den gemessenen Peak-Absorptionskoeffizienten verschiedener Proben – abweichend von dem verwendeten Literaturwert – ein Peak-Absorptionsquerschnitt von $(0,84 \pm 0,07) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$. Wichtiger als der genaue Wert der Dotierung ist jedoch die innere Konsistenz der verwendeten Daten, so daß zumindest mit der richtigen Absorption gerechnet wird. Eine unabhängige quantitative Bestimmung der Dotierungskonzentration – etwa massenspektroskopisch – wäre allerdings wünschenswert.

Die Anzahl der maximal zu erwartenden elektronischen Übergänge läßt sich anhand der Elektronenkonfiguration der Ionen theoretisch vorhersagen. Beim Yb^{3+} -Ion handelt es sich um ein besonders einfaches Elektronensystem, da die als einzige teilweise besetzte 4f-Schale mit 13 von maximal 14 möglichen Elektronen fast vollständig gefüllt ist. Der achtfach entartete Grundzustand wird mit $^2\text{F}_{7/2}$ abgekürzt; zusätzlich tritt nur ein einziger, mit $^2\text{F}_{5/2}$ bezeichneter, sechsfach entarteter angeregter Zustand auf. Dieser unterscheidet sich durch das relative Vorzeichen von Spin und Bahndrehimpuls vom Grundzustand und ist daher durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung energetisch vom Grundzustand getrennt. Die beiden mehrfach entarteten Zustände spalten nun im elektrischen Feld der sie im YAG-Wirtskristall annähernd würfelförmig umgebenden acht Sauerstoffionen O^{2-} energetisch auf. Sofern keine starken äußeren magnetischen Felder vorliegen, bleibt die Kramers-Entartung näherungsweise erhalten; somit kann der $^2\text{F}_{7/2}$ -Grundzustand – abhängig von der lokalen Symmetrie des Kristallfeldes – in maximal vier unterschiedliche Energieniveaus aufspalten, während der angeregte $^2\text{F}_{5/2}$ -Zustand aufgrund seines geringeren Gesamtdrehimpulses in höchstens drei Niveaus zerfällt.

Aus den vorangehenden Überlegungen ergibt sich bei tiefen Temperaturen eine zu erwartende Anzahl von maximal drei Übergängen in Absorption und von vier Übergängen in Emission. Die Tieftemperaturspektren von Bazin zeigen jedoch ein komplexes Spektrum mit wenigstens neun unterscheidbaren Linien in Absorption und sechs Linien in Emission. Die komplizierte Feinstruktur und der quasikontinuierliche Untergrund in den Spektren deuten auf eine starke Elektron-Phonon-Kopplung hin, wie sie sonst bei Seltenerdionen kaum beobachtet wird. Da Phononenabsorption aufgrund der tiefen Temperatur weitgehend ausgeschlossen werden kann, handelt es sich bei den meisten beobachteten Strukturen um Übergänge mit simultaner Phononenemission. Die Komplexität der Spektren erschwert ihre Auswertung und insbesondere die – für die Bestimmung der Energieniveaus erforderliche – eindeutige Festlegung der rein elektronischen Übergänge. Aus dem Vergleich von Tieftemperaturabsorptions- und Emissionsspektrum ergibt sich die Lage des Übergangs vom Grundzustand in den untersten Zustand des $^2\text{F}_{5/2}$ -Multipletts. Diese, im folgenden mit **I** bezeichnete, „Zero-Phonon-Line“ (ZPL) tritt als einzige sowohl in Emission als auch in Absorption auf; sie liegt bei etwa 968 nm.

Zur Unterscheidung von rein elektronischen und phononenunterstützten Übergängen sucht man nach Übergängen, die energetisch symmetrisch zur Zero-Phonon-Line **I** liegen; diese sind wahrscheinlich phononenunterstützt. Wie in Abbildung 34 anhand des Absorptionsspektrums bei 213 K dargestellt, liegen solche Zwillinge in etwa 10-15 nm Abstand zu beiden Seiten der ZPL (die Übergänge **H** und **J** liegen bei $\pm 108 \text{ cm}^{-1}$, **G** bei $+135 \text{ cm}^{-1}$).

Unklar ist die Bewertung der ungefähren Koinzidenz der Übergänge **A** (bei $+613\text{ cm}^{-1}$) und **N** (bei -611 cm^{-1}), dem das Emissionsspektrum dominierenden Übergang, sowie **B** und **m**. Dagegen scheint es sich – der Ähnlichkeit der Doppelpeaks und dem Abstand zwischen **F** und **D** von 116 cm^{-1} nach zu schließen – bei den Übergängen **C** und **D** (gegenseitiger Abstand 37 cm^{-1}) um phononische „Kopien“ der Übergänge **E** und **F** (Abstand 49 cm^{-1}) zu handeln⁴¹ [67]. Aufgrund ihrer Dominanz wird bei den Übergängen **F** und **N** ein elektronischer Charakter vermutet. Obgleich die Übergänge **K** und **L** (der in Emission bei tiefer Temperatur als scharfer Doppelpeak mit $1,25\text{ nm}$ Abstand hervortritt) keine zur ZPL symmetrisch angeordneten „Spiegelbilder“ besitzen, wird ihnen üblicherweise kein rein elektronischer Charakter zugestanden; statt dessen werden **M** und **O**, der außerhalb des in Abb. 34 dargestellten Bereichs liegt, als die beiden verbleibenden elektronischen Übergänge in Emission festgelegt.

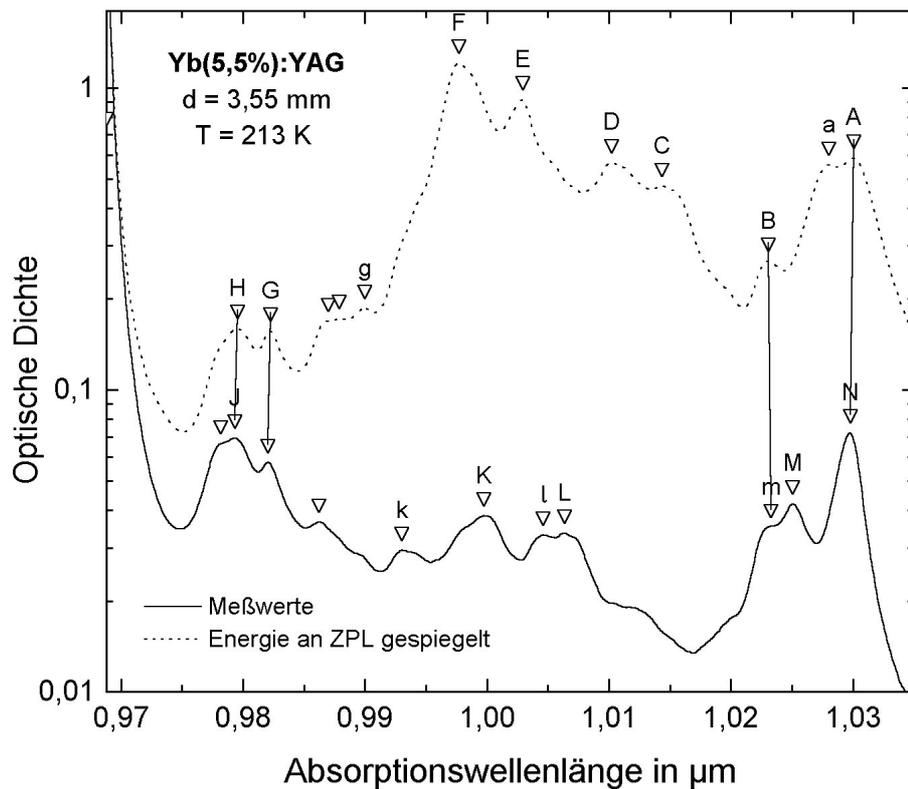


Abbildung 34: Absorptionsspektrum von Yb:YAG bei 213 K (gepunktete Kurve: Meßwerte sind bezüglich ihrer Photonenenergie an Linie **I** gespiegelt; vertikale Linien: korrespondierende Übergänge)

Offen bleibt insbesondere die Frage, welcher der beiden Übergänge **A** und **E** den dritten elektronischen Übergang in Absorption darstellt. Hierzu gibt es in der Literatur mehrfach widersprüchliche Ansichten; jüngst haben Bruesselbach et al. [68] – wie schon früher Königstein [69] – wiederum den Übergang **A** favorisiert. Es gibt zwar für beide Alternativen gewisse Indizien, jedoch keine zwingenden Argumente. Der Autor neigt eher zu

⁴¹ YAG besitzt aufgrund seiner sehr großen, aus 80 Atomen bestehenden Elementarzelle ein außerordentlich komplexes Phononenspektrum mit 97 optisch aktiven Moden zwischen 123 cm^{-1} und etwa 820 cm^{-1} . Raman-aktive Moden – wie für die phononenunterstützten Übergänge erforderlich – wurden im Bereich von 84 cm^{-1} bis 820 cm^{-1} beobachtet.

der von Buchanan et al. [70] aus Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Absorptionsspektren abgeleiteten These, daß es sich bei der bei 914 nm beobachteten Linie A trotz ihrer großen Stärke nicht um einen elektronischen 4f-4f-Übergang handelt.

Aus diesen Überlegungen leitet sich das Energieniveaudiagramm von Yb:YAG gemäß Abbildung 35 ab. Um dem Umstand Rechnung zu tragen, daß das obere Multiplett theoretisch aus maximal drei Niveaus bestehen sollte, ist das sich aus dem Übergang A ergebende Energieniveau bei 10930 cm^{-1} gepunktet dargestellt. Das dargestellte Energieniveauschema von Yb:YAG ist vollständig; es gibt insbesondere keine weiteren Zustände zwischen 800 cm^{-1} und 10300 cm^{-1} , die, wie beispielsweise bei Nd:YAG, insbesondere bei hohen Dotierkonzentrationen zu Kreuzrelaxationen und einem daraus resultierenden Verlust an Quantenausbeute („Quenching“) führen könnten. Durch den großen energetischen Abstand zwischen den beiden Multipletts ist auch die Übergangswahrscheinlichkeit für Multiphononenemission bis etwa 500 K vernachlässigbar gering. Es existieren auch keine Zustände zwischen 11000 cm^{-1} und der Leitungsbandkante bei etwa 40000 cm^{-1} , so daß Pumplicht mit einer Wellenlänge von 940 nm , entsprechend einer Energie von 10640 cm^{-1} , keine Einphotonenanregung aus dem oberen Multiplett in höhere Zustände („Excited State Absorption“ (kurz: ESA) bzw. „Upconversion“) hervorrufen kann.

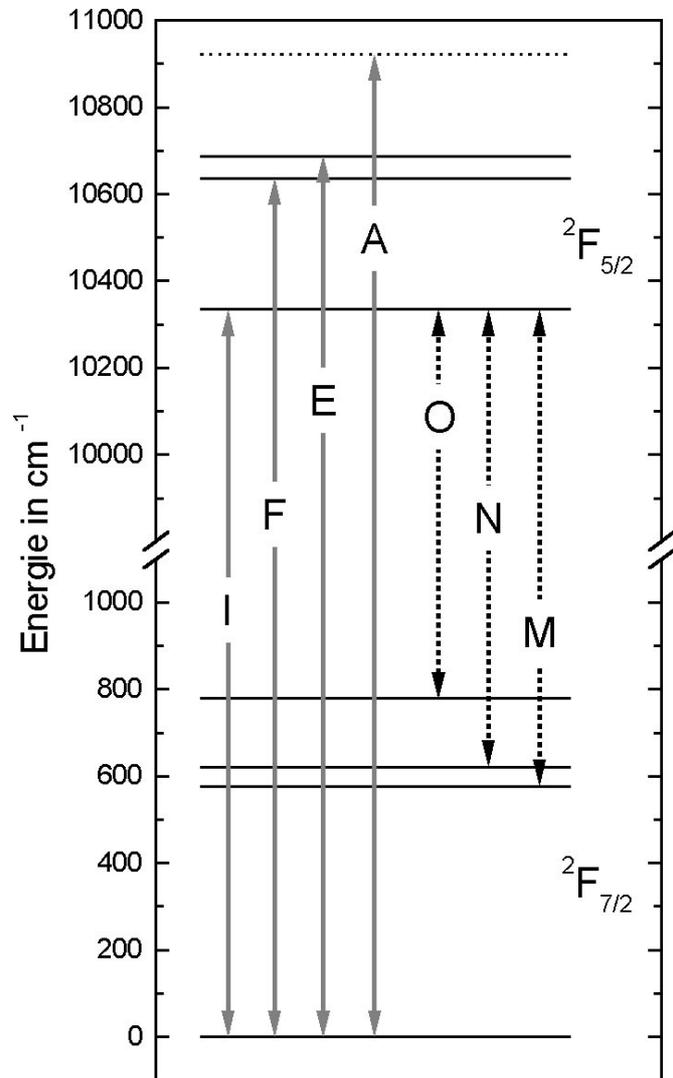


Abbildung 35:

Energieniveauschema von Yb:YAG mit den elektronischen Übergängen zwischen Grundzustand und oberem Multiplett (grau, TT-Absorption) sowie zwischen oberem Laserniveau und unterem Multiplett (gestrichelt, TT-Emission). Details siehe Text.

Auffällig sind die in den Spektren von Yb:YAG häufig zu beobachtenden Doppelstrukturen im Abstand von $0,8\text{-}1,0\text{ nm}$ (entsprechend etwa 9 cm^{-1}) und $1,55\text{-}1,8\text{ nm}$ (etwa

17 cm^{-1}). Im Absorptionsspektrum bei 213 K (s. Abbildung 34) findet man den engen Typ mindestens sechsmal (Übergänge **C**, **D**, **F**, **g**, **k** und **L**), während der weite Typ viermal auftritt (Übergänge **A/a**, **K**, **L/I**, und **M/m**). In den Tieftemperaturspektren treten neben **L** auch bei **A/a**, **I** (in Emission), **m** und **O** Doppelpeaks auf. Ursache, insbesondere für den engen Typ, sind bei den phononenunterstützten Übergängen (**C**, **D**, **g**, **k**, **L**, eventuell **K** und **L/I**) vermutlich Phononen mit leicht unterschiedlicher Energie; bei den elektronischen Übergängen (**F**, **I**) kommen entweder nichtäquivalente Gitterplätze⁴² oder magnetische Wechselwirkungen zwischen benachbarten Yb^{3+} -Ionen⁴³ in Betracht. Bei **A/a** und **M/m** liegen möglicherweise andere Verhältnisse vor.

In Tabelle 6 sind die wichtigsten, deutlich erkennbaren Linien im Absorptionsspektrum aufgeführt. Abbildung 34 zeigt hierzu das Absorptionsspektrum bei 213 K mit den entsprechend markierten Linien. Um die niedrigeren Peaks hervorzuheben, ist die optische Dichte logarithmisch aufgetragen. Die Höhe der **I**-Linie überschreitet den dargestellten Bereich; im Maximum der Absorption (bei optischen Dichten > 3) liefert das Spektrometer keine zuverlässigen Werte mehr.

Sowohl die Lage als auch die Höhe und die Breite der Absorptionslinien zeigen eine deutliche Temperaturabhängigkeit. Die Werte dieser drei Parameter wurden mit der zum FT-Spektrometer gehörenden Software ermittelt. Hierbei ist zu beachten, daß aufgrund der im allgemeinen mit zunehmender Temperatur ansteigenden Linienbreiten oberhalb bestimmter Temperaturen einige benachbarte Linien „verschmelzen“ beziehungsweise vom Auswerteprogramm nicht mehr einzeln aufgelöst werden können. Dies führt zu Sprüngen in den Werten für die Linienbreiten und zu scheinbar verstärkten Wellenlängenverschiebungen in der Nähe der Verschmelzungstemperatur.

In Tabelle 6 sind – neben den Peaklagen bei 213 K – der Temperaturkoeffizient der Peaklagenverschiebung, die auf 0 K extrapolierte FWHM-Breite der Linien sowie der Temperaturkoeffizient der Breite angegeben. Diese Werte wurden – soweit es sinnvoll erschien – durch lineare Regression aus den temperaturabhängigen Meßwerten von Lage und Breite bestimmt. Zusätzlich sind die von Bazin ermittelten Peaklagen bei 6 K und der sich aus der Differenz der Lagen bei 6 K und 213 K ergebende mittlere Temperaturkoeffizient aufgeführt. Negative Temperaturkoeffizienten (TKs) der Peaklage, sehr große

⁴² Die Elementarzelle von YAG enthält 12 gleichwertige Positionen für das Yb^{3+} -Ion; allerdings unterscheiden sich die Orientierungen der lokalen Kristallfelder, wodurch sich unterschiedliche richtungs- und polarisationsabhängige Spektren ergeben. Polarisierete und orientierte Absorptions- und Emissionsspektren könnten hier mehr Klarheit schaffen.

⁴³ Die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung eng benachbarter paramagnetischer Yb^{3+} -Ionen führt zu einer Aufspaltung der Energieniveaus. Der Einfluß dieses Effektes auf die Spektren sollte von der Dotierungskonzentration abhängen.

Linie	Peak-Wellenlänge		TK der Peak-WL		extrapolierte Peak-Breite (0 K)	TK der Peak-Breite (>213 K)	Zuordnung
	213 K	6 K	>213 K	6-213 K			
	nm		pm/K		nm	pm/K	
A	914.475	-	-4.32	-	3.94	≈ 0	? #(**a)
a	916.06	915,5 (?)	-	2,70 (?)	-	-	? §
B	920.075	918.8	-1.52	6.16	1.5	-0.72	? §
C	927.23	925.6	-	7.87	1.64	2.79	P[E](?)*
D	930.69	929.3	< 0	6.72	1,54 (≤253K) 5,12 (>253K)	3,02 (≤253K) 5,70 (>253K)	P[F](?)*
E	936.985	935.7	6.26	6.21	0.77	3.72	E (?)
F	941.57	940.1	< 0	7.10	1,95 (≤323K)	3,55 (≤323K)	E *
g	950.48	948.9	-	7.63	-	-	? *
G	955.775	-	> 0	-	0.56	2.77	?
H	958.36	956,6 (?)	2.92	8,50 (?)	2,60 (≤293K) 6,53 (>293K)	0,94 (≤293K) - 5,28 (>293K)	P [I]
I	968.875	967.6	3.05	6.16	-1,49 (≥293K)	12,46 (≥293K)	E (ZPL)
J	979.32	-	≈ 0	-	3,27 (≤243K) 5,08 (>243K)	0,02 (≤243K) 3,95 (>243K)	P [I]
k	993.06	-	-	-	-	-	? *
K	999.785	-	< 0	-	3.49	1.11	? **
l	1004.61	-	-	-	-	-	?
L	1006.35	1007.2	-	-4.11	4.27	0.71	? (***)
m	1023.3	1022.4	-	4.35	-	-	? (E?) #
M	1025.085	1024.7	7,32 (≤273 K)	1.86	4,65 (≤253 K)	-3,86 (≤253 K)	E (**m)
N	1029.76	1029.5	2.38	1.26	-0,45 (≤293K) 1,95 (>293K)	11,31 (≤293K) 20,17 (>293K)	E
O	1047.83	1046.6	-0.67	5.42	4.52	-1.85	E (?) #

*: schmale Doppelstruktur (Abstand 0,8-1,0 nm); **: breite Doppelstruktur (1,6-1,8 nm)
#: Doppelstruktur im Tieftemperaturspektrum; §: ungewöhnliche Temperaturabhängigkeit
E: elektronischer Übergang, P: phononenunterstützter Übergang, ?: unklare Zuordnung

Tabelle 6: Übersicht der in den Absorptionsspektren von Yb:YAG beobachteten Linien

positive TKs der Breite und negative extrapolierte Breiten sind durch Fettdruck hervorgehoben. Aus den angegebenen Peaklagen für 213 K ergeben sich folgende Werte für die Energieniveaus: ${}^2F_{7/2}$: 0 cm^{-1} , 566 cm^{-1} , 610 cm^{-1} , 778 cm^{-1} ; ${}^2F_{5/2}$: 10321 cm^{-1} , 10620,5 cm^{-1} , 10672,5 cm^{-1} , (10935 cm^{-1}). Für Raumtemperatur differieren die Werte um

maximal 5 cm^{-1} , sie lassen sich jedoch nicht mit gleicher Genauigkeit angeben, da sich die Linien verbreitern und teilweise (**E** und **F**, **M** und **N**) ineinanderlaufen.

Die Abbildungen 36, 37 und 38 zeigen die gemessenen Temperaturabhängigkeiten von Lage, Breite und Höhe von ausgewählten Absorptionsmaxima im Bereich von 213 K bis 353 K. Die elektronischen Übergänge sind dabei durch gefüllte Symbole hervorgehoben. Der Übersichtlichkeit halber wurde auf die Darstellung einiger weniger wichtiger Linien verzichtet.

Hinsichtlich der in Abbildung 36 wiedergegebenen Temperaturabhängigkeit der Peaklage lassen sich die Übergänge grob wie folgt klassifizieren: **A**, **B**, **D** und **F** zeigen einen deutlichen negativen TK, der sich bei **D** und **F** oberhalb von 253 K verringert, während **E**, **G** und **M** einen großen positiven TK aufweisen, der oberhalb von 243 K noch zu-

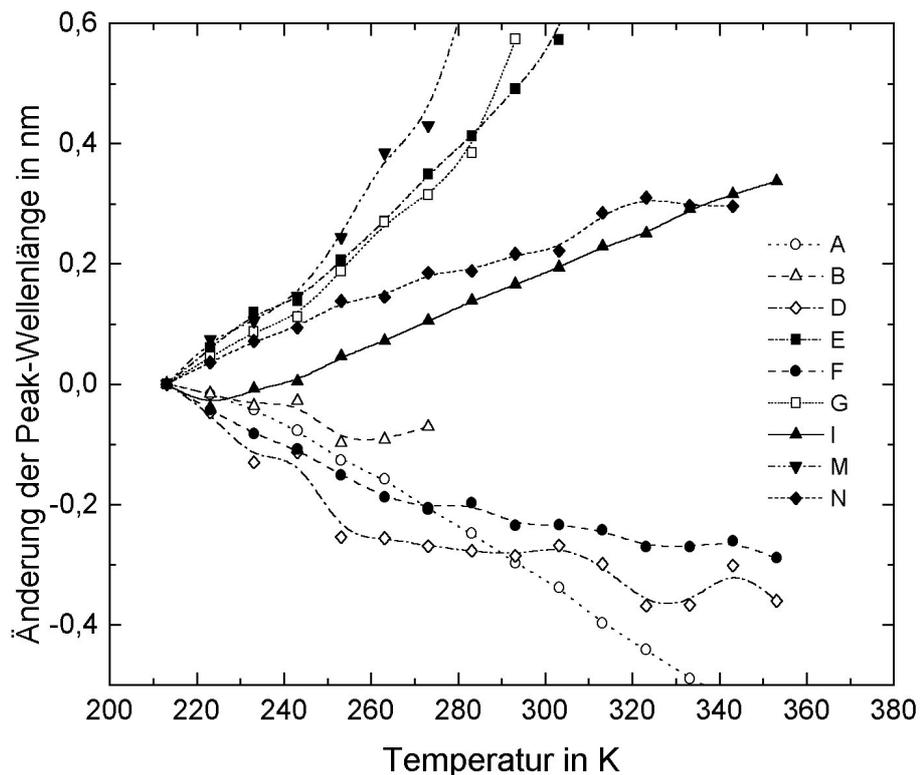


Abbildung 36: Temperaturabhängigkeit der Peakwellenlängen von 9 ausgewählten Absorptionslinien von Yb:YAG (die in Tab. 6 angegebenen Peaklagen bei 213 K dienen als Bezugspunkt)

nimmt. **H** (nicht dargestellt), **I** und **N** liegen mit einem kleinen positiven TK von 2,5-3 pm/K zwischen den Extremen. Die Lagen der nicht gezeigten Übergänge **O** und **J** sind nur schwach temperaturabhängig.

Der progressiv ansteigende TK der zweiten Gruppe (**E**, **G**, **M**) erklärt sich dadurch, daß diese Linien jeweils mit einem benachbarten Peak auf der langwelligen Seite verschmelzen: **E** mit **F** oberhalb von 323 K sowie **G** mit **H** und **M** mit **N**, beide bei 293 K. Entsprechendes gilt, mit umgekehrtem Vorzeichen, für **D**, **F** und **N**, deren TK oberhalb von 253 K abnimmt; diese Übergänge verschmelzen mit einem benachbarten Übergang auf der kurzwelligen Seite: **D** mit **C** bei 253 K, **F** mit **E** bei 323 K und **N** mit **M** oberhalb von 293 K. Das anormale Verhalten der Linie **I** unterhalb von 243 K wird vermutlich

durch ihre extreme Peakhöhe verursacht, die zu Meß- bzw. Auswertefehlern führt.

Der Vergleich der im Bereich von 213 K bis 353 K bestimmten TKs der Peaklage mit den mittleren TKs für den Bereich 6 K bis 213 K zeigt überwiegend krasse Unterschiede; teilweise dürfte dies an der unterschiedlichen Auswertung der Spektren bei 6 K und 213 K sowie an systematischen Meßfehlern liegen. Hinzu kommt eine Unsicherheit bei der Zuordnung der Peaks: So scheint es beispielsweise, daß bei tiefen Temperaturen der Übergang **a** den – bei 213 K stärkeren – Übergang **A** dominiert. Somit wurde von Bazin lediglich die Lage von **a** ausgewertet; eine Gleichsetzung mit **A** bei 213 K führt zu einem falschen TK. Eine fehlerhafte Zuordnung bei engen Doppelpeaks könnte die eklatanten Abweichungen der TKs bei den Übergängen **D** und **F** erklären.

Die in Abbildung 37 gezeigten Peakbreiten nehmen überwiegend mit der Temperatur zu⁴⁴. Dies gilt insbesondere für die elektronischen Übergänge **E**, **F**, **I** und **N**, während die Breite von **M**, der bei 293 K mit **N** verschmilzt, ebenso wie die von **O** leicht abnimmt. Den größten TK weist die Breite von **I** mit 12,5 pm/K auf, gefolgt von **N** mit 11,3 pm/K; die übrigen Übergänge folgen mit deutlichem

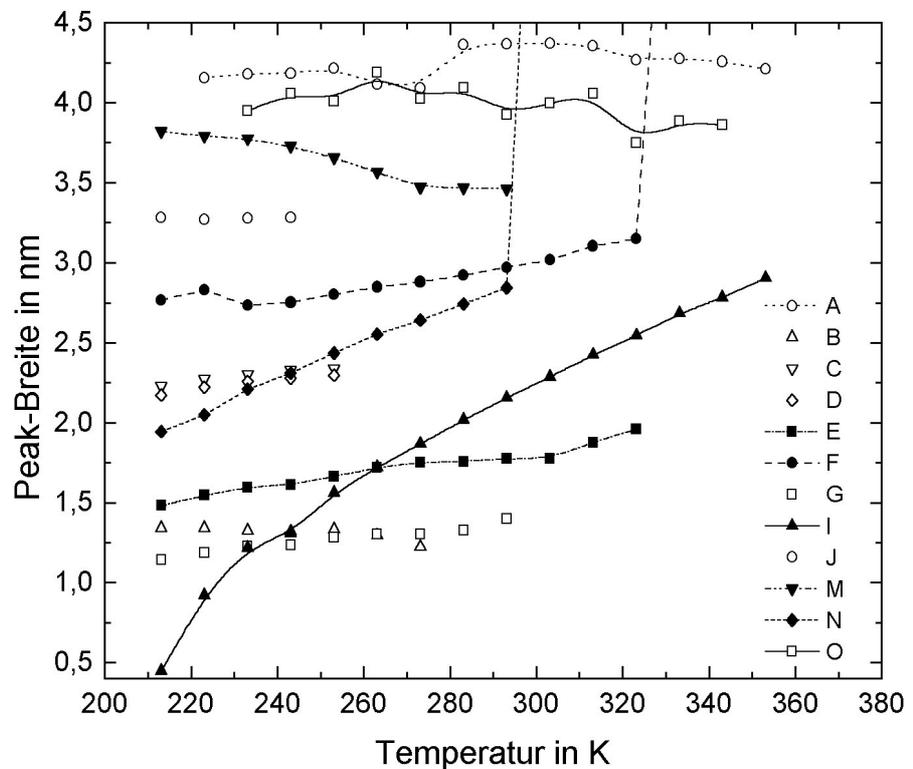


Abbildung 37: Temperaturabhängigkeit der FWHM-Peakbreiten von 12 ausgewählten Absorptionslinien von Yb:YAG

Abstand. Die Breite des Übergangs **A** zeigt nur eine schwache Temperaturabhängigkeit, allerdings mit einem leichten Sprung zwischen 273 K und 283 K. Die angegebenen Breiten von **I** sind unterhalb von 243 K aufgrund der extremen Peakhöhe nicht mehr als zuverlässig anzusehen. Oberhalb von 293 K beziehungsweise 323 K steigen die Breiten

⁴⁴ Die thermisch bedingte Linienverbreiterung wird durch die Wechselwirkung der Elektronen mit akustischen Phononen kleiner Energie (wenige cm^{-1}) verursacht und ist bei Yb^{3+} im Vergleich zu anderen Seltenerdionen (z.B. Nd^{3+}) ungewöhnlich stark ausgeprägt.

der Übergänge **N** und **F** durch das bereits angesprochene Verschmelzen mit **M** respektive **E** sprunghaft auf – hier nicht mehr dargestellte – Werte oberhalb von 4,5 nm.

Die TKs der Peakbreiten der übrigen, phononenunterstützten Übergänge sind überwiegend recht klein. Während die Übergänge **C**, **D** und **G** Werte um 2,9 pm/K aufweisen, liegen **H** (bis 293 K), **K** und **L** bei etwa 1 pm/K. **J** zeigt zwischen 213 K und 243 K einen verschwindend geringen TK der Breite, während die Breite von **B** mit steigender Temperatur leicht abnimmt.

Falls man als Kriterium für einen elektronischen Übergang eine extrapolierte Linienbreite bei 0 K von maximal 1 nm und einen positiven TK der Linienbreite von wenigstens 3 pm/K ansetzt, so ergeben sich nur drei eindeutige Kandidaten: **E**, **I** und **N**; **F** ist – möglicherweise aufgrund seines Doppelpeaks – zu breit. Während das abweichende Verhalten von **M** wegen des Verschmelzens mit **N** verständlich erscheint, ergeben sich für **A** und **O** starke Zweifel. **O** ist auch im hochaufgelösten TT-Emissionsspektrum von Bazin ca. 3 nm breit und weist eine – eher für phononenunterstützte Übergänge typische – schwach ausgeprägte Doppelpeakstruktur auf. Ein einleuchtenderer Kandidat wäre dagegen der Übergang **m**, der – obgleich ebenfalls doppelt – wesentlich schärfer und stärker im TT-Spektrum in Erscheinung tritt. In den Absorptionsspektren bei 213 K und darüber ist **m** aufgrund seines geringen Abstandes zu **M** nur schwer zu isolieren.

Im Energieniveaudiagramm wäre, falls sich die beschriebene Vermutung bestätigt, der Zustand bei 778 cm^{-1} durch einen Zustand bei 636 cm^{-1} zu ersetzen.

Abbildung 38 illustriert die Temperaturabhängigkeit der Peakhöhen, die logarithmisch aufgetragen sind. Die Höhe von fast allen Absorptionsmaxima nimmt mit zunehmender Temperatur ab. Ausnahmen stel-

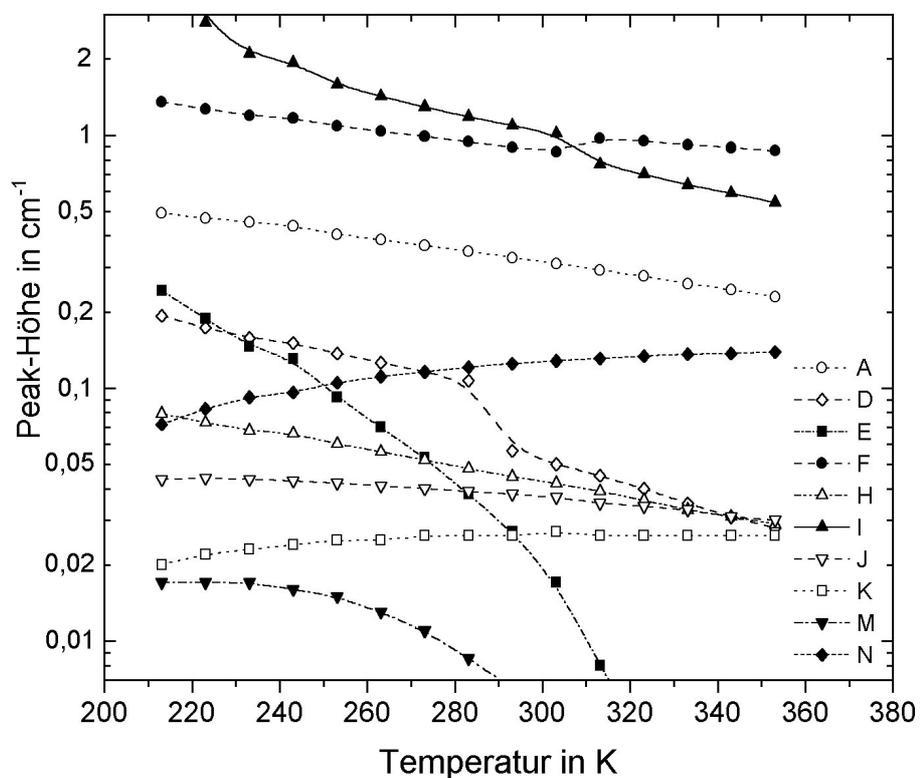


Abbildung 38: Temperaturabhängigkeit der Peakhöhen von 10 ausgewählten Absorptionslinien von Yb:YAG

len lediglich **N** und **K** sowie der – hier aufgrund seiner sehr geringen Höhe nicht abgebildete – Übergang **O** dar. Die Zunahme der Peakhöhen auf der langwelligen Seite des Absorptionsspektrums wird von einem Anstieg des phononenunterstützten Quasi-Kontinuums bei Wellenlängen größer als 945 nm begleitet. Extreme Höhenabnahmen zeigen verschmelzende Peaks, wie **E** und **M**. Das Verschwinden von **E** verursacht einen leichten Zuwachs bei **F**. Die Ursache für den Sprung in der Höhe von **D** bei 290 K ist unklar.

Die Gesamtfläche unter dem Absorptionsspektrum ist zwischen 213 K und 353 K nahezu konstant, wobei der Anteil des Quasi-Kontinuums mit zunehmender Temperatur erheblich ansteigt.

Die Peakhöhe des bei 941 nm liegenden Übergangs **F** wurde, aufgrund der besonderen Bedeutung dieses Übergangs für die Modellierung, zusätzlich manuell aus den gemessenen Spektren ermittelt und in einen – in Abbildung 39 gezeigten – temperaturabhängigen Absorptionsquerschnitt umgerechnet. Die ebenfalls dargestellte Fitfunktion der Form:

$$\sigma_{abs}(T) = A + B \cdot \exp\left(-\frac{T}{T_a}\right) \quad (66)$$

mit $A = 0,3565 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $B = 2,4629 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ und $T_a = 160,5 \text{ K}$ ergibt eine ausgesprochen gute Annäherung an die Meßwerte. Die Abweichungen unterhalb von 233 K dürften auf eine Vereisung der Probe zurückzuführen sein. Zusätzlich sind ein Fit an die Spektren von Bazin und die aus den gemessenen Werten berechneten spektroskopischen Absorptionsquerschnitte⁴⁵ – zusammen mit einer daran angepaßten Fitfunktion gemäß Gleichung 66 – dargestellt.

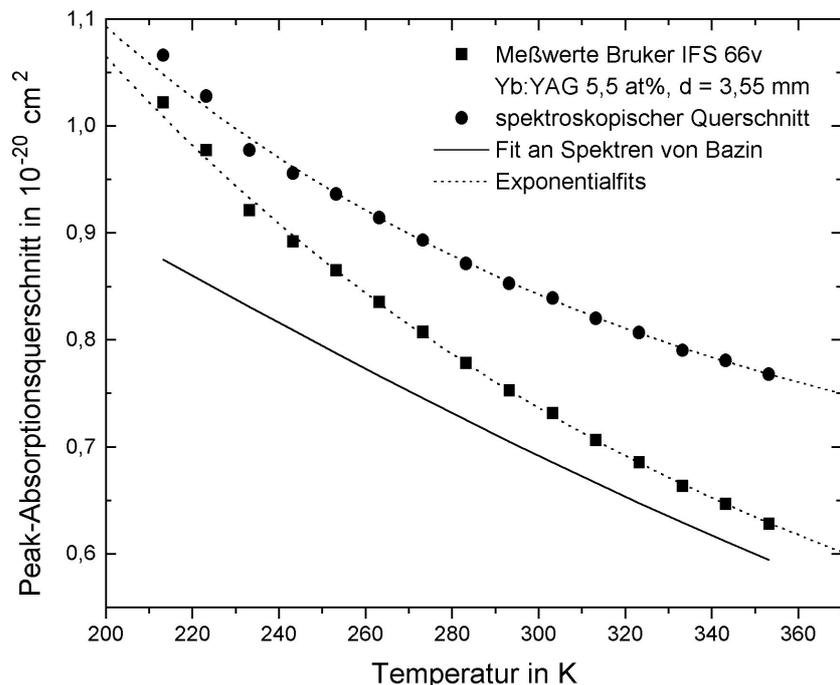


Abbildung 39:

Peak-Absorptionsquerschnitt des Übergangs **F** als Funktion der Temperatur; zusätzlich zu den Meßwerten sind der berechnete spektroskopische Querschnitt und ein Fit an Messungen von Bazin dargestellt

⁴⁵ Hierzu wurde die thermisch bedingte Entvölkerung des Grundzustands berechnet und daraus der sich für eine vollständige Besetzung des Grundzustands ergebende Querschnitt ermittelt.

Die Übereinstimmung mit den Werten von Bazin ist oberhalb von 300 K akzeptabel, darunter verläuft die Kurve von Bazin flacher, was eventuell auf eine zu geringe Auflösung des verwendeten Spektrometers schließen läßt.

Die Absorption der Übergänge **a** und **B** weist, wie in Abbildung 40 gezeigt, eine anormale Temperaturabhängigkeit auf. Beide Linien nehmen mit steigender Temperatur wesentlich stärker als die übrigen ab. Während man bei **a** ein mögliches Verschmelzen mit **A** nicht ausschließen kann, verhält sich Übergang **B**, der bei tiefen Temperaturen von einem ausgeprägten Minimum **b** auf der langwelligen Seite begleitet ist, eindeutig atypisch. Sowohl **B** als auch **b** sind bei 353 K praktisch vollständig verschwunden.

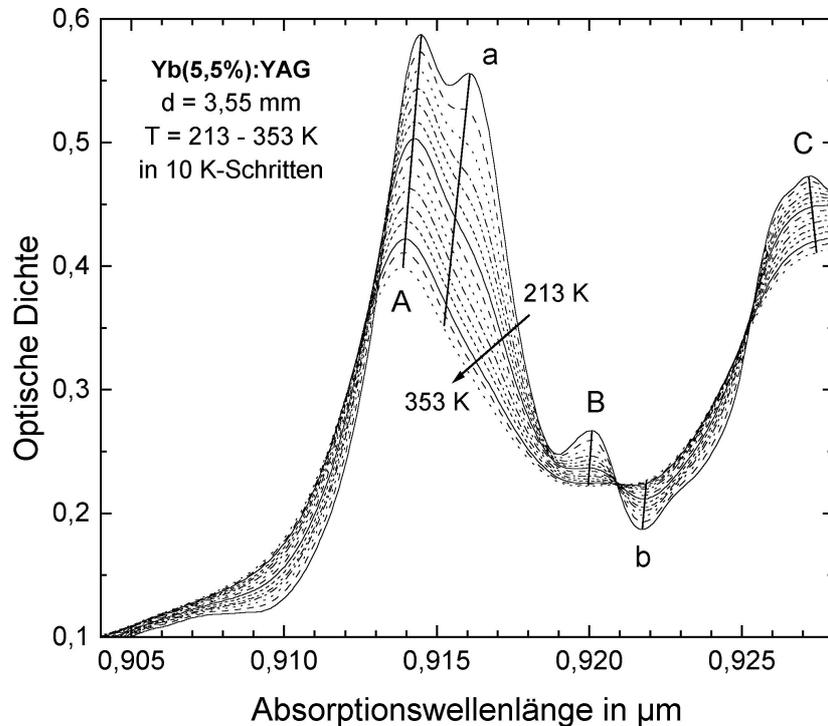


Abbildung 40: Absorptionsspektrum von Yb:YAG im Bereich der Übergänge A und B bei verschiedenen Temperaturen

Wie bereits in Kapitel 2 diskutiert, läßt sich, bei gegebener Temperatur und Wellenlänge, mit Hilfe des detaillierten Gleichgewichts der Absorptionsquerschnitt aus dem Emissionsquerschnitt berechnen. Hierzu ist lediglich die Kenntnis des chemischen Potentials E_{chem} erforderlich, das sich aus der Lage der Energieniveaus ergibt. In Abbildung 41 ist das so gewonnene Emissionsspektrum von Yb:YAG bei Raumtemperatur wiedergegeben. Dabei wurden folgende Energieniveaus zugrundegelegt: $^2F_{7/2}$: 0 cm^{-1} , 565 cm^{-1} , 612 cm^{-1} und 785 cm^{-1} ; $^2F_{5/2}$: 10327 cm^{-1} , 10624 cm^{-1} und 10679 cm^{-1} (vgl. auch Abb. 35).

Die Ermittlung des Emissionsquerschnitts auf diese Art hat sowohl Vor- als auch Nachteile: Im Gegensatz zur direkten spektroskopischen Bestimmung erhält man bei Anwendung des detaillierten Gleichgewichts automatisch Absolutwerte für den Emissionsquerschnitt. Dagegen ist die Kalibration eines Spektrometers zur Messung absoluter Emissionsquerschnitte sehr aufwendig und fehleranfällig. Bei der direkten Methode tritt außerdem Reabsorption der emittierten Strahlung auf; eine diesbezügliche Korrektur der Spektren ist schwierig. Nachteilig beim indirekten Verfahren ist die Abhängigkeit von

der korrekten Wahl der Energieniveaus und die Unsicherheit, ob die Voraussetzungen für die exakte Gültigkeit des detaillierten Gleichgewichts gegeben sind. Als gravierendste Einschränkung ist die Notwendigkeit eines für eine einigermaßen genaue Messung ausreichend hohen Absorptionsquerschnitts bei der betrachteten Temperatur und Wellenlänge zu nennen.

Abbildung 42 zeigt den Vergleich von zwei gemessenen und zwei berechneten Emissionsspektren bei verschiedenen Temperaturen. Die Höhe der gemessenen Spektren wurde im Maximum des Übergangs N bei 1030 nm bei etwa 243 K (Rechnung) bzw. 246 K (Messung) an den berechneten Wert angeglichen. Sowohl bei etwa 245 K als auch bei ca. 300 K ist die Übereinstimmung der Peaklagen recht gut. Die Breiten des Übergangs N sind ebenfalls nahezu gleich. Der Übergang M ist allerdings in

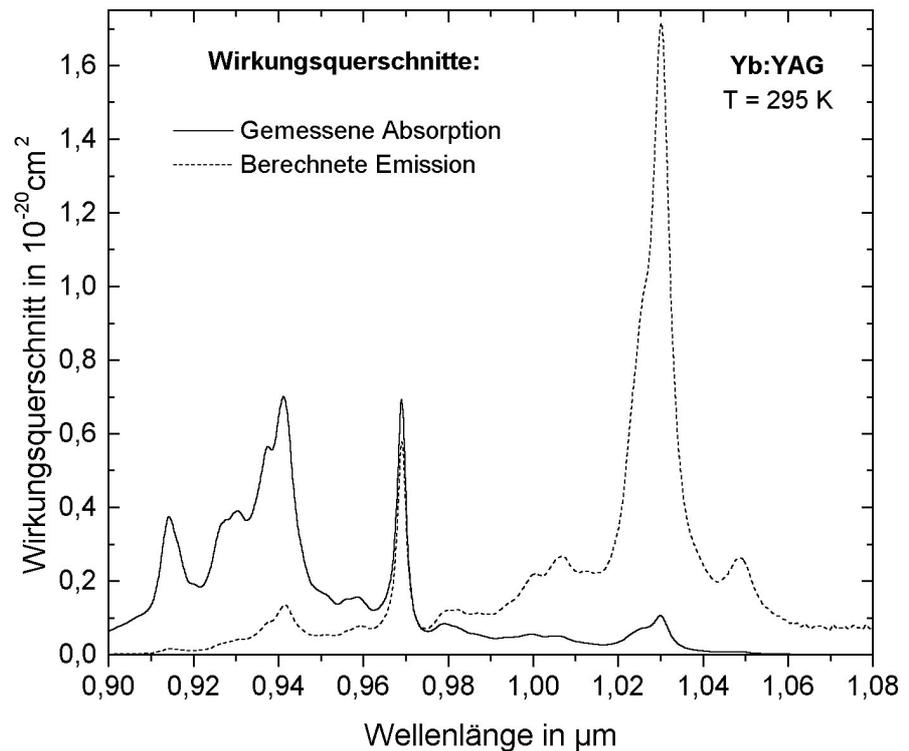


Abbildung 41: Gemessener Absorptions- und daraus mit Hilfe des detaillierten Gleichgewichts berechneter Emissionsquerschnitt von Yb:YAG bei 295 K

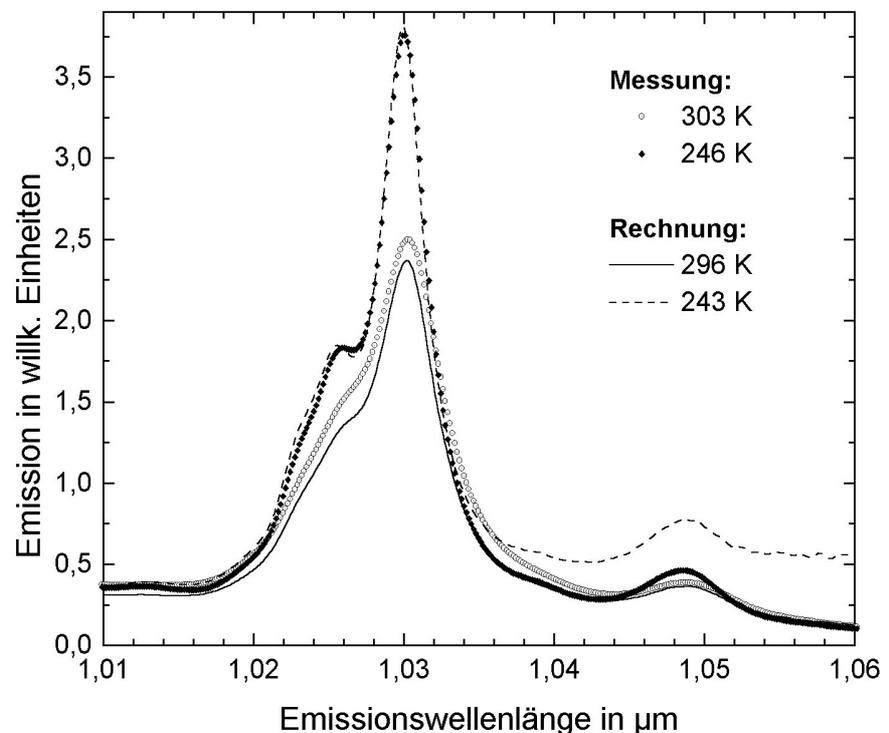


Abbildung 42: Gemessene und berechnete Emissionsspektren von Yb:YAG bei ca. 245 K und 300 K

Abbildung 42 zeigt den Vergleich von zwei gemessenen und zwei berechneten Emissionsspektren bei verschiedenen Temperaturen. Die Höhe der gemessenen Spektren wurde im Maximum des Übergangs N bei 1030 nm bei etwa 243 K (Rechnung) bzw. 246 K (Messung) an den berechneten Wert angeglichen. Sowohl bei etwa 245 K als auch bei ca. 300 K ist die Übereinstimmung der Peaklagen recht gut. Die Breiten des Übergangs N sind ebenfalls nahezu gleich. Der Übergang M ist allerdings in

den berechneten Spektren klarer von N getrennt als in den gemessenen. Die Höhe der Peaks M und N differiert leicht bei 300 K. Während der langwellige Teil des Spektrums oberhalb von 1040 nm bei 300 K recht gut übereinstimmt, ergeben sich bei 245 K – bedingt durch die Ungenauigkeit in der Messung der sehr niedrigen Absorptionsquerschnitte – starke Abweichungen.

Analog zum Peak-Absorptionsquerschnitt des Übergangs F wurde auch der Peak-Emissionsquerschnitt von N aus den berechneten Emissionsspektren manuell ermittelt. Abbildung 43 illustriert die Temperaturabhängigkeit dieses Wertes, wiederum zusammen mit einer Fitkurve gemäß Gleichung 66. Die Werte der Fitparameter betragen:

$$A = 0,5587 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2,$$

$$B = 19,678 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$$

und $T_a = 109,3 \text{ K}$.

Zusätzlich ist wiederum der spektroskopische Querschnitt sowie ein Fit daran dargestellt.

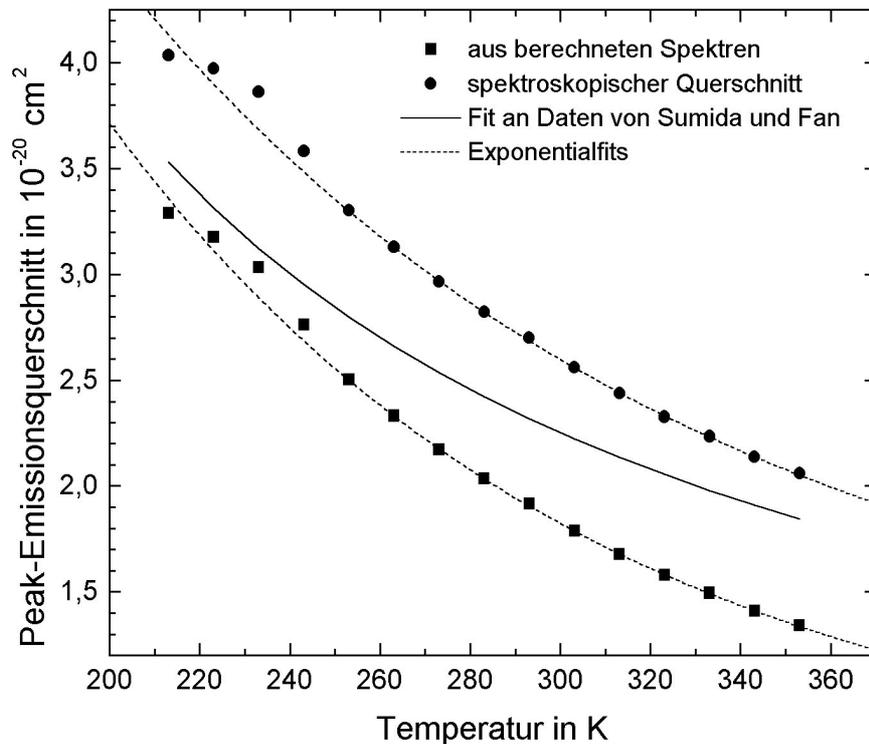


Abbildung 43:

Peak-Emissionsquerschnitt des Übergangs N als Funktion der Temperatur; zusätzlich zu den Werten aus den berechneten Spektren sind der spektroskopische Querschnitt und ein Fit an Daten von Sumida und Fan dargestellt

Für den spektroskopischen Absorptionsquerschnitt von F und für den spektroskopischen Emissionsquerschnitt von N ergeben sich mit 135,3 K respektive 131,9 K nahezu gleiche Fitparameter T_a . Der Mittelwert dieser beiden Temperaturen entspricht einer Energie von 93 cm^{-1} . Die Ähnlichkeit der beiden Werte deutet auf einen gemeinsamen Mechanismus der thermisch bedingten Linienverbreiterung für beide Übergänge hin. Der ebenfalls wiedergegebene Fit an Daten von Sumida und Fan [23] ergibt höhere Werte als aus den Absorptionsquerschnitten berechnet; außerdem ist der Anstieg zu tiefen Temperaturen hin – ebenso wie bei den Absorptionsdaten von Bazin – flacher.

Der Vergleich von normierten Raumtemperatur-Absorptionsspektren von Yb:YAG-Kristallen mit Dotierungen zwischen 5,5 at% und 26,5 at% ergibt keine signifikanten

Dotierungsabhängigkeiten, außer für die Lage des Übergangs F. Während bei allen anderen Übergängen die Variation der Peaklage unter 0,1 nm bleibt, ergibt sich für F eine deutliche Verschiebung von -0,25 nm, also um -12 pm/at%. Als Ursache hierfür kommt – neben der bereits angesprochenen magnetischen Wechselwirkung benachbarter Yb^{3+} -Ionen – vorzugsweise eine Änderung des Kristallfeldes durch Dehnung, Stauchung oder Verzerrung der $(\text{O}^{2-})_8$ -Würfel in Betracht.

Die spektroskopische Untersuchung der durch Upconversion hervorgerufenen sichtbaren Emissionen, die bei intensiver Anregung der verschiedenen Yb:YAG-Kristalle auftreten, bestätigte das Vorhandensein folgender Verunreinigungen: Tm^{3+} (stärkste Emissionslinie bei 485 nm), Er^{3+} (breite, komplexe Emissionsbanden bei 550 nm), Pr^{3+} (stärkste Emission bei 635 nm). Das Vorhandensein von Ho^{3+} (grüne Emission), Eu^{3+} und Sm^{3+} (rote Emission) konnte wegen einer Überlappung der Spektren mit denen von Er^{3+} und Pr^{3+} nicht sicher nachgewiesen werden. Die unterschiedlichen Farben der Emissionen von verschiedenen Kristallen deuten auf stark wechselnde Anteile der Verunreinigungen hin.

Bei verschiedenen Yb:YAG-Kristallen wurde eine blaugrüne Verfärbung festgestellt, die durch breite Absorptionspeaks bei 375 nm (40 nm breit) und bei 630 nm (100 nm breit) verursacht wird. Die Ursache hierfür ist ein Sauerstoffdefizit im Kristallgitter: Wenn sich in der Nähe eines Yb^{3+} -Ions eine Anionenfehlstelle befindet, entsteht ein sogenannter „Charge-Transfer-Komplex“, bei dem durch optische Anregung im sichtbaren Spektralbereich ein schwach gebundenes Elektron von der Fehlstelle auf das Yb^{3+} -Ion übertragen werden kann. Dieser angeregte Zustand, der ein Yb^{2+} -Ion und eine umgeladene Fehlstelle enthält, ist nicht stabil und zerfällt – möglicherweise unter Emission von Fluoreszenzstrahlung – wieder in den Grundzustand [71]. Durch Tempern in einer sauerstoffreichen Atmosphäre kann das Sauerstoffdefizit beseitigt werden.

3.1.2 Titan:Saphirlaser-gepumpter Yb:YAG-Laser

Die Untersuchungen an einem mit einem Titan:Saphirlaser gepumpten Yb:YAG-Laser wurden zunächst zur Verifikation der bereits bekannten guten Wirkungsgrade von Yb:YAG-Lasern bei 77 K und 300 K [46] durchgeführt. Zusätzlich ermöglichte der verwendete Versuchsaufbau die kontinuierliche Variation der Betriebstemperatur und somit die Ermittlung der Temperaturabhängigkeit von Laserschwelle und differentielltem Wirkungsgrad über einen weiten Temperaturbereich.

In Abbildung 44 ist der Versuchsaufbau dargestellt; er besteht aus einem mit einem Argon-Ionenlaser gepumpten cw-Titan:Saphirlaser, der als Pumplichtquelle dient, sowie einer Fokussieroptik, welche die Pumpstrahlung auf die Vorderseite des zu untersuchen-

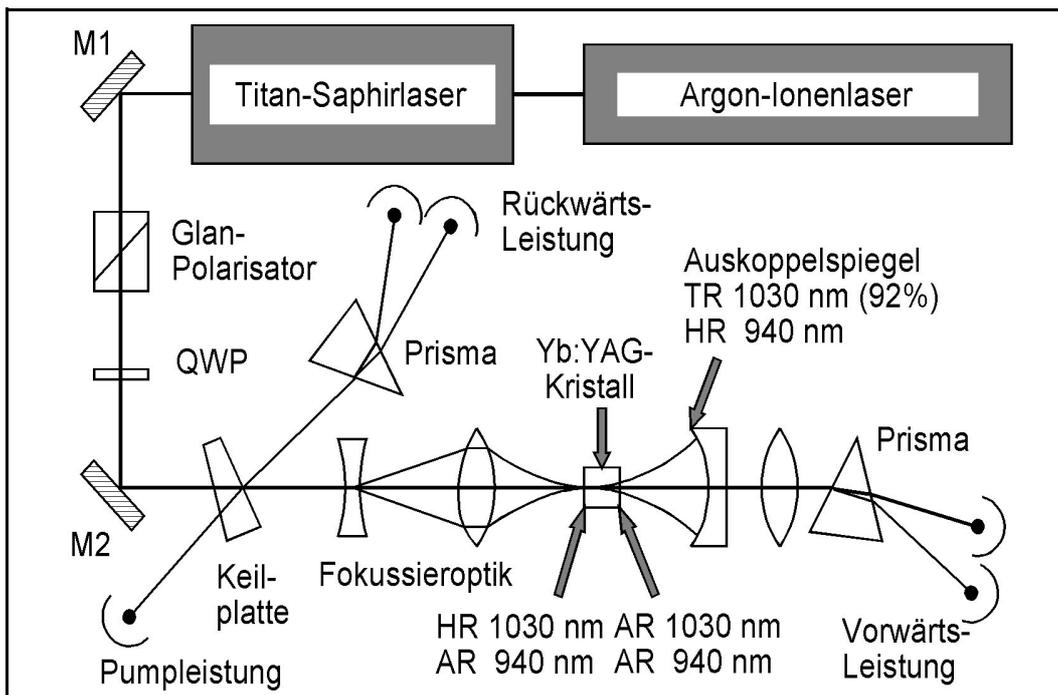


Abbildung 44: Schematischer Versuchsaufbau zur Bestimmung von Schwelle und differentiellem Wirkungsgrad eines mit einem Titan:Saphirlaser gepumpten Yb:YAG-Lasers (Kryostat nicht dargestellt)

den Laserkristalls fokussiert. Dieser Kristall ist auf der planen Vorderseite mit einer für die Pumpwellenlänge transparenten Beschichtung ($T = 97\%$) versehen. Diese Beschichtung ist zugleich hochreflektierend ($T = 0,2\%$) für die Emissionswellenlänge, auf der Laserbetrieb erzielt werden soll. Die plane Rückseite des Kristalls ist für beide Wellenlängen AR-beschichtet ($T > 99,88\%$). Die Vorderseite bildet zusammen mit dem konkaven Auskoppelspiegel ($R = 18\text{ mm}$) einen nahezu hemikonzentrischen Resonator mit extrem schmaler Taille im Kristall. Dementsprechend stark wird die Pumpstrahlung auf die Eintrittsfläche des Kristalls fokussiert (ca. $20\text{ }\mu\text{m}$ Fokusedurchmesser), so daß sich eine maximale Pumpleistungsdichte von etwa 100 kW/cm^2 ergibt. Der Auskoppelspiegel ist teilreflektierend ($T_{OC} = 5\%$ oder 10%) für die Laserwellenlänge und hochreflektierend für die Pumpwellenlänge; hierdurch wird die zunächst nicht absorbierte Pumpstrahlung nochmals in den Kristall zurückreflektiert.

Der Glan-Polarisator wirkt in Verbindung mit der Viertelwellenplatte (QWP) als optische Diode, wodurch Rückwirkungen in den Pumplaser vermieden werden. Die im Pumpstrahl stehende Keilplatte aus BK7-Glas dient zur Leistungsmessung sowohl der vorwärts gerichteten Pumpleistung als auch der reflektierten Pumpleistung sowie der rückwärts emittierten Laserstrahlung. Um beide Rückwärts-Leistungen messen zu können, werden sie durch ein Prisma getrennt und auf separate Detektoren gerichtet; entsprechendes gilt für die vorwärts gerichtete Pump- und Laserstrahlung. Für die Messungen bei tiefen

Temperaturen wurde der Laserresonator in einen Vakuum-Kryostaten eingebaut, bei dem der Kristall mit flüssigem Stickstoff gekühlt und wahlweise gegengeheizt werden konnte. Der ebenfalls in Kryostaten befindliche Auskoppler konnte über zwei motorisch angetriebene Verschiebetische und einen Piezoaktuator justiert werden.

Die Anregung erfolgte wahlweise bei ca. 940 nm (Übergang **F**) oder bei 969 nm (Übergang **I**). Bei den im folgenden diskutierten Messungen wurde ein 0,7 mm langer, nominell mit 19 at% dotierter Kristall (Material E2, siehe Kapitel 3.2.1.3) verwendet. Der Absorptionsgrad für das Pumplicht lag, abhängig von Kristalltemperatur und Pumpwellenlänge, zwischen 90 und 99 %.

Durch Variation der Pumpleistung und Auftragung der Ausgangsleistung bei 1030 nm über der absorbierten Pumpleistung ergeben sich Leistungskennlinien, von denen einige stellvertretend in Abbildung 45 dargestellt sind.

Durch Anwendung einer linearen Regression auf die Meßpunkte im linearen Bereich der Kurven ergeben sich der jeweilige

differentielle Wirkungsgrad und die extrapolierte Pumpleistungsschwelle. Die tatsächliche Schwelle liegt aufgrund der Krümmung der Meßkurve im unteren Bereich meist deutlich unter dem extrapolierten Wert.

Wie aus Abbildung 46 zu ersehen, wurde der Literaturwert des differentiellen Wirkungsgrades für Yb:YAG von 72 % bei Raumtemperatur bestätigt und eine deutliche Verbesserung auf ca. 85 % schon für eine relativ moderate Temperatur von ca. 210 K (-63°C) festgestellt. Die bei niedrigen Temperaturen gemessenen differentiellen Wirkungsgrade liegen nur um ca. 6-7 % Prozent unterhalb des theoretischen Maximalwertes von 91 % für 940 nm bzw. 94 % für 969 nm und bestätigen so die hervorragenden Eigenschaften von Yb:YAG als laseraktives Medium. Die beobachtete extrapolierte Schwelle steigt annähernd quadratisch mit der Temperatur an und erreicht bei Raum-

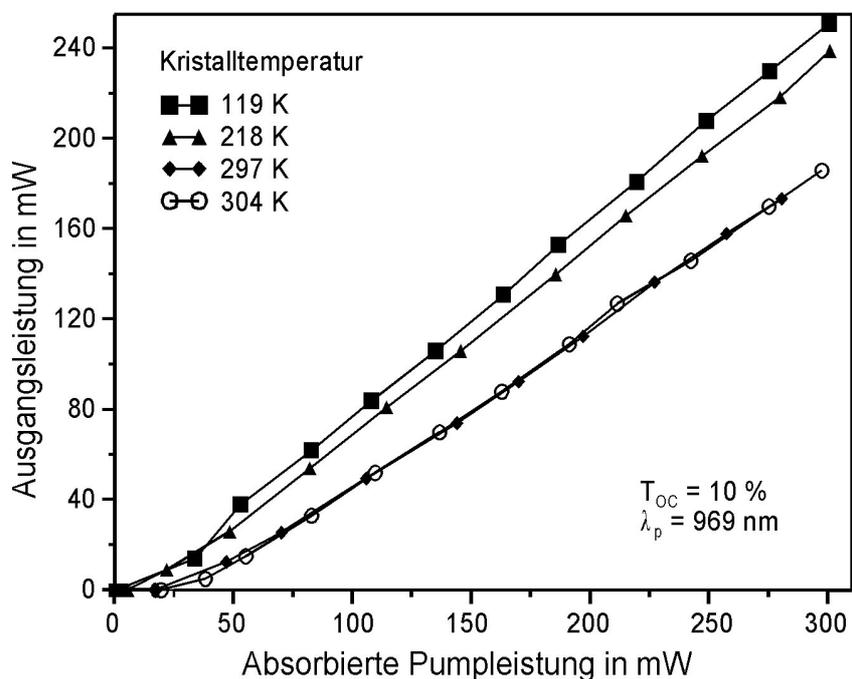


Abbildung 45: Ausgewählte Leistungskennlinien des mit Ti:Saphirlaser gepumpten Yb:YAG-Lasers bei verschiedenen Kristalltemperaturen

temperatur Werte um 40 mW.

Das Abknicken des differentiellen Wirkungsgrades oberhalb von 210 K kann nicht direkt aus einfachen theoretischen Überlegungen abgeleitet werden. In nulldimensionaler Näherung geht in den differentiellen Quantenwirkungsgrad bezogen auf die absorbierte Leistung nur die Extraktionseffizienz ein. Falls

dieses übersimplifizierte Modell zuträfe, käme als Ursache für die beobachtete Temperaturabhängigkeit des differentiellen Wirkungsgrades nur ein temperaturabhängiger resonatorinterner Verlust in Betracht; dies erscheint jedoch als nicht sonderlich plausibel.

Die detaillierteren der in Kapitel 2 vorgestellten Modelle sind aufgrund der extremen Strahldurchmesservariation (sowohl für das Pumplicht, als auch für die Resonatormode) innerhalb des Kristalls sowie etlicher unbekannter Parameter (z.B. Taillenlage des Pumplichts etc.) und wegen des vermutlich erheblichen Einflusses der thermischen Linse nicht oder nur in grober Näherung bzw. nach erheblicher Erweiterung auf den vorliegenden Fall anwendbar.

3.2 Diodengepumpter Yb:YAG-Scheibenlaser

Ein diodengepumpter Festkörperlaser besteht grundsätzlich aus den Hauptkomponenten Pumplichtquelle, Pumpoptik, Laserkristall einschließlich Kühlung und Resonator. Im Fall des axial gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers handelt es sich bei der Pumplichtquelle um eine oder mehrere fasergekoppelte InGaAs-Laserdioden, die bei etwa 940 nm emittieren. Die verwendeten abbildenden Pumpoptiken unterscheiden sich wesentlich durch die Anzahl der Pumplichtdurchgänge; im folgenden werden der Vierfachdurch-

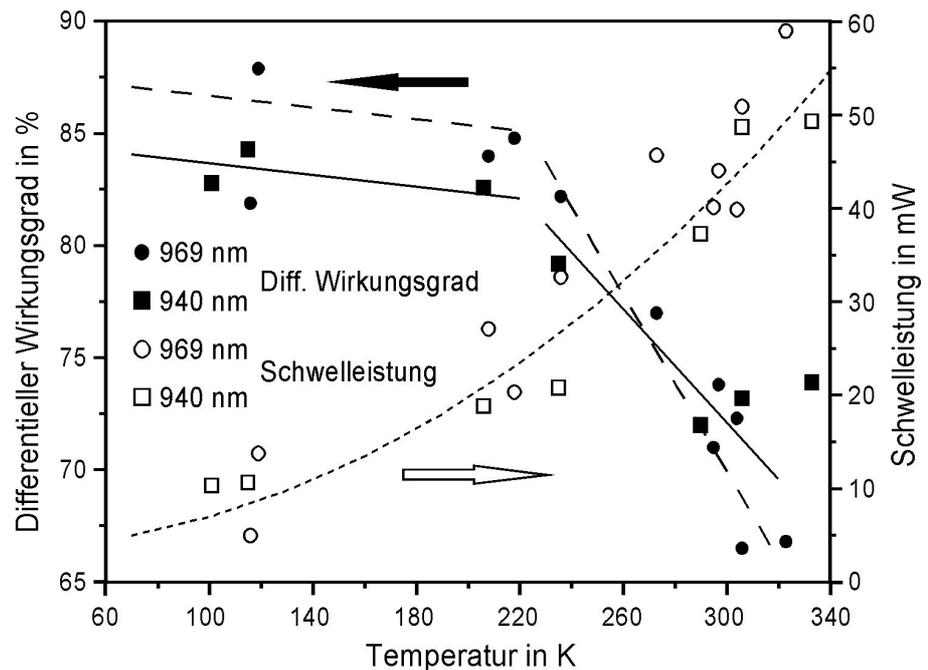


Abbildung 46: Extrapolierte Schwelle und differentieller Wirkungsgrad des mit Ti:Saphirlaser gepumpten Yb:YAG-Lasers als Funktion der Kristalltemperatur bei zwei verschiedenen Pumpwellenlängen

gang und der Achtfachdurchgang vorgestellt. Der scheibenförmige Laserkristall aus Yb:YAG besitzt auf einer Seite eine hochreflektierende (HR) Beschichtung sowohl für das Pumplicht als auch für die emittierte Laserstrahlung bei 1030 nm; die Kühlung erfolgt über Wärmeleitung durch die HR-Beschichtung hindurch. Als Resonatorgeometrien werden sowohl ein V-förmiger Resonator mit Kristall als Umlenkspiegel als auch ein einfacher gestreckter Resonator mit Kristall als Endspiegel benutzt. Im folgenden werden zunächst die verwendeten Laserdioden und Kristalle näher vorgestellt, um anschließend die experimentell ermittelten Einflüsse der verschiedenen Komponenten und Betriebsparameter auf Wirkungsgrad und Strahlqualität des Yb:YAG-Scheibenlasers zu diskutieren.

3.2.1 Begleitende Untersuchungen an den verwendeten Komponenten

Bei den im folgenden vorgestellten Experimenten (s. Kap. 3.2.2) kommen fasergekoppelte Laserdioden verschiedener kommerzieller Anbieter zum Einsatz, deren wesentliche Eigenschaften in Kapitel 3.2.1.1 beschrieben und verglichen werden. Anschließend werden in Kapitel 3.2.1.2 die zur Skalierung und Strahlformung der Pumpleistung eingesetzten Verfahren – insbesondere die Faserbündelung – vorgestellt. In Kapitel 3.2.1.3 schließlich werden das Ausgangsmaterial und die Bearbeitung – insbesondere die Beschichtung – der verwendeten Laserkristalle dargestellt und Verfahren zur Charakterisierung und zur Optimierung ihrer Qualität diskutiert.

3.2.1.1 Laserdioden

Die Verfügbarkeit geeigneter – vorzugsweise fasergekoppelter – Hochleistungslaserdioden ist eine essentielle Voraussetzung zur Umsetzung des Scheibenlaserkonzeptes. Die besonderen Vorzüge der Laserdioden gliedern sich in folgende Aspekte:

- „*All-Solid-State*“-*Technologie*: Es wird insbesondere kein Plasma (wie etwa bei Bogenlampen) oder hohe Temperatur (wie etwa bei Halogenlampen) benötigt.
- *Direkte elektrische Anregbarkeit*: Am PN-Übergang des Halbleiters entsteht ohne Umweg und mit hoher Effizienz Licht (Photonen) aus Strom (Elektronen und Löchern).
- „*Bandgap-Engineering*“: Die Energie der Photonen wird durch die Bandlücke des verwendeten Halbleitermaterials sowie den genauen Schichtaufbau der aktiven Zone („Quantum Well“) – und nicht durch atomare Übergänge oder thermische Prozesse – festgelegt; die Materialparameter können präzise und kontinuierlich über einen weiten Bereich gesteuert werden.

- *Kompaktheit*: Aus einem Halbleiterbarren mit einer Breite von 1 cm und einer Länge von 1-2 mm (Höhe einschließlich Wärmesenke: unter 2 mm) kann eine mittlere Leistung von ca. 50 W mit hoher Lebensdauer extrahiert werden (Stand: Mitte 1999).
- *Robustheit*: Die Resonatorspiegel werden durch Brechen des Halbleiterkristalls hergestellt; hierdurch ist eine hohe mechanische Stabilität gewährleistet.
- *Effizienz*: Der elektrisch-optische Wirkungsgrad der Laserdioden hat in den letzten Jahren kontinuierlich zugenommen; während Labormuster bei über 60 % liegen, erreichen kommerzielle Laserdiodenbarren ca. 45-50 % bei 50 W im Dauerstrichbetrieb (Stand: Mitte 1999).
- *Lebensdauer*⁴⁶: Meist wird die Nennleistung so festgelegt, daß die angestrebte Lebensdauer (im statistischen Mittel) erreicht wird. Typische Werte für Hochleistungslaserdioden liegen zwischen 5.000 h und 20.000 h. Für spezielle Anwendungen (Unterseekabel, Satellitentechnik etc.) werden durch reduzierte Nennleistung („Derating“) Werte um 100.000 h erreicht.
- *Radianz*: Die Radianz – definiert als Leistung pro emittierende Fläche und Raumwinkel – liegt Größenordnungen oberhalb der von thermischen Quellen. Zudem erfolgt die Emission gerichtet, was den Einsatz abbildender Optik sehr erleichtert.

Es sollte hier jedoch auch auf die Nachteile und Beschränkungen der gegenwärtig verfügbaren Hochleistungslaserdioden hingewiesen werden:

- *Asymmetrie der Emission*: Sowohl Nahfeld- als auch Fernfeldverteilung der Emission sind hochgradig asymmetrisch. Die emittierende Fläche hat eine Höhe (in FA⁴⁷) von ca. 1 μm ; dies bedingt durch Beugung eine hohe Divergenz (ca. 40° bis 80° Vollwinkel), wobei die Strahlqualität nahezu beugungsbegrenzt ist. Senkrecht dazu (in SA) hat die emittierende Fläche, je nach Ausgangsleistung, eine Breite zwischen ca. 3 μm (max. 0,2 W, beugungsbegrenzt) und 10 mm (max. 50 W). Bis ca. 500 μm Breite (max. 5 W) werden sogenannte Breitstreifenemitter angeboten, während breitere Laserdioden („Barren“) ein Array von Einzelemittlern (z.B. Breitstreifen mit 100 μm Breite) darstellen. Die Divergenz in SA liegt typischerweise zwischen 6° und 12° Vollwinkel. Die Strahlqualität in SA nimmt mit zunehmender Emittbreite ab; so ist eine 500 μm breite Breitstreifendiode in SA ca. 150-fach beugungsbegrenzt.

⁴⁶ Die Lebensdauer wird typischerweise auf einen Anstieg des benötigten Stromes um 20% bei konstanter Ausgangsleistung bezogen; sie setzt sich aus einer spontanen Ausfallrate und einer kontinuierlichen Alterungsrate zusammen. Beide Raten sind stark von den Betriebsbedingungen abhängig.

⁴⁷ Die Richtung parallel zur Schichtstruktur des Halbleiters wird – wegen der hier geringeren Divergenz der Emission – als „Slow Axis“ (SA) und die Richtung senkrecht dazu als „Fast Axis“ (FA) bezeichnet.

Ein 1 cm breiter Barren hat, wenn man seine gesamte Breite ohne Rücksicht auf die Dunkelräume betrachtet, in Richtung der SA ein M^2 von etwa 3000. Die extrem anisotrope Strahlqualität eines solchen Barren kann durch geeignete Strahlformung, allerdings nur aufwendig und unter Verlusten, symmetrisiert werden. Dies geschieht z.B. bei der Einkopplung in eine Glasfaser; der hierfür erforderliche Aufwand hängt von der Radianz der aus der Faser austretenden Strahlung ab. Die hohe Divergenz der FA macht typischerweise den Einsatz einer Mikrozyylinderlinse erforderlich.

- *Empfindlichkeit gegen Umwelteinflüsse:* Die auch als „Facette“ bezeichnete emittierende Fläche der Laserdioden ist aufgrund der hohen austretenden Leistungsdichte von einigen MW/cm^2 empfindlich gegen Staub, Aerosole (Wasser, Öl etc.) und bestimmte gasförmige Stoffe. Sobald die Facettentemperatur ein kritisches Niveau erreicht, setzt eine rapide, sich selbst beschleunigende Degradation ein („COD“: Catastrophic Optical Damage). Dieses Problem läßt sich durch hermetische Kapselung vermeiden, die jedoch aufwendig ist und daher vornehmlich für kritische Applikationen (z.B. Telekommunikation) eingesetzt wird.
- *Strahlqualität:* Die Radianz der derzeit üblichen Hochleistungslaserdioden erreicht noch nicht das für viele Anwendungen in der Materialbearbeitung (z.B. Tiefschweißen, Schneiden) notwendige Niveau. Weiterentwicklungen (Polarisations- und Wellenlängenkopplung, Trapezverstärker, oberflächenemittierende Laserdioden etc.) dürften schon bald auch Direktanwendungen von Laserdioden mit erhöhten Anforderungen an die Radianz der Strahlquelle ermöglichen.
- *Kosten:* Nach wie vor (Stand: Mitte 1999) sind die Kosten für Laserdioden als Pumplichtquelle für Hochleistungsfestkörperlaser sehr hoch und begrenzen deren Einsatz. Ein Sinken der Kosten, verbunden mit einer Erhöhung der Lebensdauer ist jedoch abzusehen, so daß mit einem verstärkten Einsatz dieser so vorteilhaften Pumplichtquellen zu rechnen ist. Fasergekoppelte Laserdioden sind durch den hohen Aufwand der Faserkopplung und die damit einhergehenden Leistungsverluste ca. um den Faktor 4 bis 5 teurer – bezogen auf die Ausgangsleistung – als Dioden ohne Strahlformung und werden daher voraussichtlich nur für Laser mit Ausgangsleistungen bis ca. 100 W breiten Einsatz finden.

Der Übersichtlichkeit halber sind in Tabelle 7 die technischen Daten der verschiedenen, bei den in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Versuchen eingesetzten, fasergekoppelten Laserdioden zusammengestellt. Soweit verfügbar, sind zunächst die von den Herstellern angegebenen Werte wiedergegeben. Diese werden durch eigene Meßergebnisse und Betriebsparameter ergänzt. Die zum Vergleich aufgeführte Laserdiode von SDL wurde in den Versuchen nicht eingesetzt. Im folgenden wird auf die Bedeutung der einzelnen Parameter und die Details der verschiedenen Laserdiodentypen genauer eingegangen.

Hersteller		Siemens	Jenoptik	DILAS	OptoPower	SDL
Typ		SFH 487446	-	-	OPC-0B30- 940-FC	SDL- 6480-P5
$P_{out,nenn}$	W	0.75	10	>11	>30 (>24,6)*	10
D_k	μm	125	800	800	1550 (600)*	400
$N.A._{nenn}$		0.37	0.2	0.2	0,11 (0,37)*	0.4
Konnek- tor		FC- Buchse	SMA- Pigtail	SMA- Buchse	SMA- Pigtail	SMA- Pigtail
$I_{D,nenn}$	A	$\approx 1,65$	26	≈ 32	≈ 28	30
$U_F @ I_{D,nenn}$	V	$\approx 2,05$	$\approx 1,65$	$\approx 1,9$	2x 1,87	$\approx 1,6$
η_{el-opt} @ $I_{D,nenn}$	% nominell		23	18	>28,6 (23,5)*	12.5
	% gemessen	≈ 22	20-28	15-20	23-38	
$I_{D,thr}$	A	0,35-0,4	≈ 5	≈ 7	≈ 7	9
$\eta_{sl,el-opt}$ in W/A	nominell		0.48		>0,715 (0,6)*	0.4
	gemessen	0,58-0,6	0,39-0,57	$\approx 0,44$	$\approx 0,6-1,0$	
U_0	V	$\approx 1,65$	$\approx 1,60$	$\approx 1,60$	2x 1,535	$\approx 1,5$
$\partial U_F / \partial I_D$	$\text{m}\Omega$	250	≈ 2	37416	2x 12	3
η_{coupl}	%	≈ 70	50-74	≈ 55	70-95 (57-78)*	≈ 50
$P_{out,typ}$	W	1.25	<9,5	37510	24-40	
$I_{D,max}$	A [kurzz.]	2,75 [2,9]	28	37 [40]	30 [35]	
$\Delta\lambda_{em}$	nm FWHM	≈ 3	2,5-7,4	3,0-7,2	36591	3
$\Delta\lambda_{peak}$	nm	≈ 4	≈ 5	≈ 6	≈ 8	20
I_{out} @ $I_{D,max}$ @ $N.A._{nenn}$ in kW/cm^2	aus Faser	10.2	$\approx 1,8$	$\approx 2,0$	1,5 (8,8)*	8
	a. Bündel	6.5	$\approx 1,05$	$\approx 1,2$	(5,7)*	5.2
	aus Taper	-	$\approx 3,0$	$\approx 3,3$	-	-
	am Kristall	5.1	$\approx 2,3$	$\approx 2,6$	(4,5)*	3.9
$\Delta\lambda_{ges}$	nm (90 %)	$\approx 5,5$	$\approx 8,5$	≈ 9	≈ 6 (3 Temp.)	
Chirp [#]	nm	12	≈ 7		≈ 10	
$R_{th,ges}$	K/W	≈ 13	$\approx 0,8$		$\approx 0,75$	

*in Klammern: mit Konverter aus Einzelfaser; #Chirp: $\lambda_{peak}(I_{D,max}) - \lambda_{peak}(I_{D,thr})$; nom: Nominalwert

Tabelle 7: Übersicht über die für den Yb:YAG-Scheibenlaser benutzten fasergekoppelten Laserdioden (SDL-Laserdiode zum Vergleich)

Laserdioden der Fa. Siemens

Zur Realisierung des diodengepumpten Yb:YAG-Lasers wurden zunächst InGaAs-Laserdioden vom Typ SFH 487446 von Siemens benutzt, die bei 940 nm eine Nennleistung $P_{\text{out,nenn}}$ von je 750 mW aus einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser D_k von 125 μm , einem Claddingdurchmesser von 140 μm und einer Numerischen Apertur $N.A._{\text{nenn}}$ von 0,37 emittieren. Diese Laserdioden werden in einem hermetisch dichten Metallgehäuse (ähnlich TO-220) mit FC-Buchse geliefert und haben sich auch unter erschwerten Einsatzbedingungen (massive Betauung, Überstrom, Übertemperatur etc.) bewährt. Im Laufe der Untersuchungen wurde der maximale Betriebsstrom vom Nennstrom $I_{D,\text{nenn}}$ (ca. 1,65 A) auf $I_{D,\text{max}} = 2,75$ A (kurzzeitig auch 2,9 A) angehoben; bei diesem Strom beträgt die mittlere Ausgangsleistung $P_{\text{out,typ}}$ ca. 1,25 W.

Aus den an ausgewählten Siemens-Laserdioden sowie an Gruppen von Dioden (s. Abbildung 47) am Faserende gemessenen Leistung-über-Strom-(PI)-Kennlinien ergibt sich ein Schwellstrom $I_{D,\text{thr}}$ von 0,35 bis 0,4 A sowie ein differentieller Wirkungsgrad $\eta_{\text{sl,el-opt}}$ von 0,58 bis 0,6 W/A bei kleinen Strömen; bei höheren Strömen ist ein merkliches Abknicken der Kennlinie zu verzeichnen⁴⁸. Der differentielle Innenwiderstand $\partial U_F / \partial I_D$ liegt bei etwa 0,25 Ω , was zusammen mit der auf $I_D = 0$ A

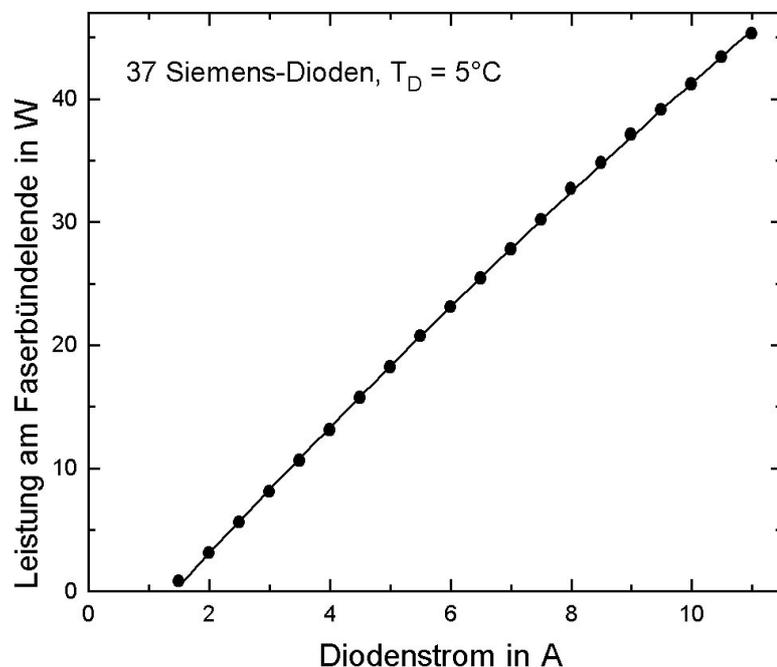


Abbildung 47: PI-Kennlinie von 37 Siemens-Laserdioden Typ SFH 487446 (⁴⁸)

extrapolierten Durchflußspannung U_0 von ca. 1,65 V(⁴⁹) zu einem Spannungsabfall U_F von ungefähr 2,35 V bei $I_D = 2,75$ A führt. Der elektrisch-optische Wirkungsgrad $\eta_{\text{el-opt}}$ der Laserdioden beträgt ca. 22 % bei Nennstrom und ca. 19 % bei Maximalstrom.

⁴⁸ Die in den Abbildungen 47, 48 und 50 angegebenen Stromwerte stellen den Gesamtstrom durch eine Parallelschaltung von 4 Diodengruppen dar; somit beträgt der Strom pro Diode ein Viertel des jeweils angegebenen Wertes (11 A Gesamtstrom entspricht 2,75 A/Diode).

⁴⁹ Die theoretische Mindestspannung U_{min} ergibt sich aus der Photonenenergie $E=h\cdot c/\lambda$ gemäß $U_{\text{min}}=E/e$ und beträgt bei 940 nm 1,319 V. Der Spannungsüberschuß U_0-U_{min} führt zu einer – prinzipiell vermeidbaren – erhöhten Wärmeerzeugung innerhalb der Laserdiode.

In Abbildung 48 sind Emissionsspektren einer aus 19 bezüglich ihrer Schwerpunktwellenlänge selektierten Siemens-Laserdioden bestehenden Pumplichtquelle für verschiedene Betriebsströme dargestellt. Die Gruppe weist eine Variation der Zentralwellenlänge $\Delta\lambda_{\text{peak}}$ von 1 nm und individuelle Emissionsbreite $\Delta\lambda_{\text{em}}$ von etwa 3 nm auf; daraus ergibt sich eine spektrale Halbwertsbreite der Emission von etwa 4,0 nm bei Maximalstrom.

Abbildung 49 zeigt die Auswertung der Emissionsspektren von zwei ähnlichen, aus je 16 selektierten Laserdioden bestehenden Gruppen. Die Peakwellenlänge variiert annähernd linear, und zwar um ca. 5 nm/A, mit dem Diodenstrom. Hieraus ergibt sich eine – auch als „Chirp“ bezeichnete – Wellenlängenänderung zwischen $I_{D,\text{thr}}$ und $I_{D,\text{max}}$ von etwa 12 nm. Die Halbwertsbreite der Emission liegt

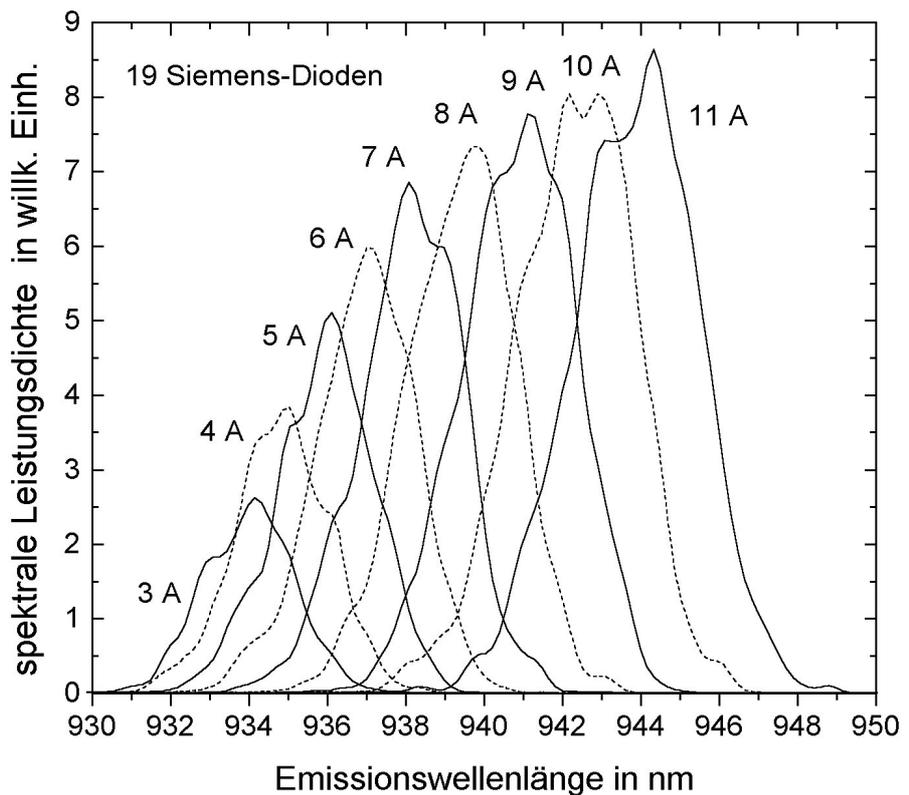


Abbildung 48: Emissionsspektren einer aus 19 Siemens-Laserdioden bestehenden Pumplichtquelle für verschiedene Betriebsströme ⁽⁴⁸⁾

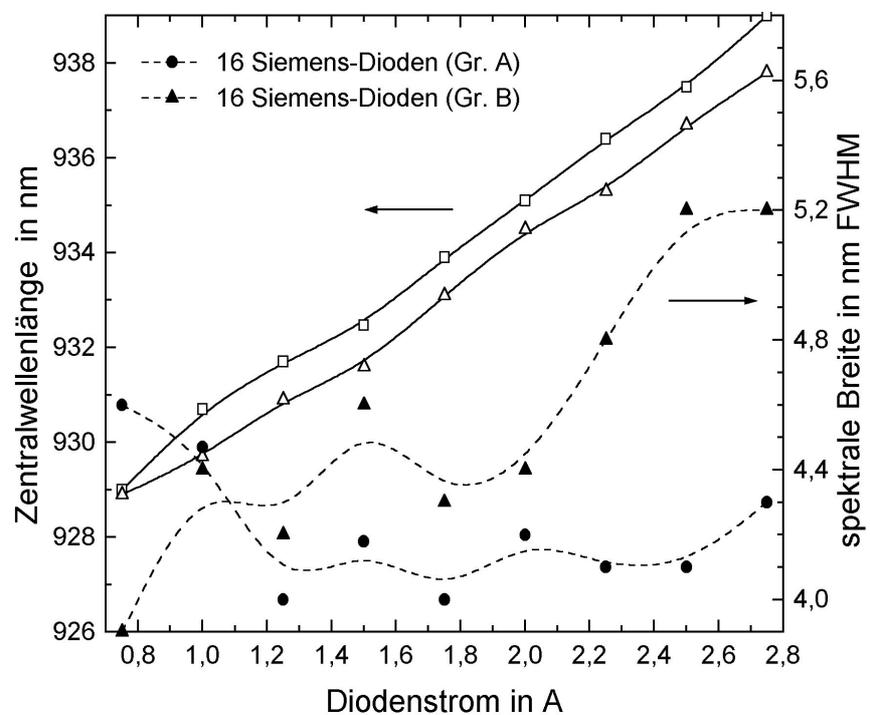
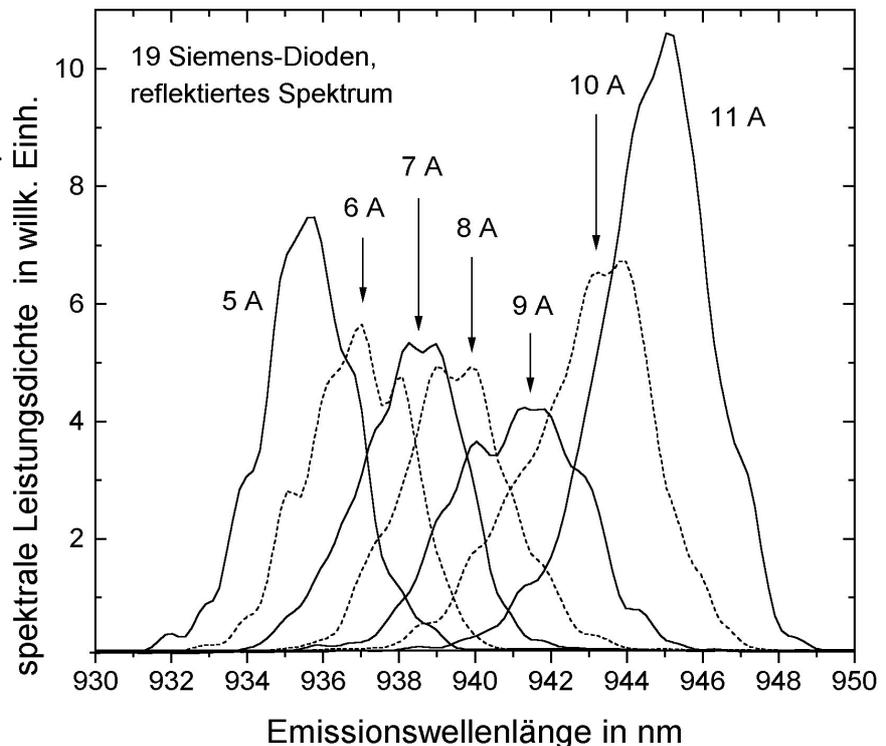


Abbildung 49: Zentralwellenlänge und spektrale Breite der Emission von zwei selektierten Gruppen aus je 16 Siemens-Laserdioden als Funktion des Diodenstroms

bei Gruppe A nahezu unabhängig vom Strom um 4,1 nm; Gruppe B zeigt eine größere Streuung der Werte sowie eine Zunahme von etwa 4,3 nm bei niedrigen auf 5,3 nm bei hohen Strömen. Die spektrale Breite mit 90 % Leistungsinhalt $\Delta\lambda_{\text{ges}}$ beträgt bei den selektierten Gruppen von Siemens-Dioden typischerweise rund 5,5 nm. Aus bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Emissionsspektren ergibt sich eine Verschiebung der Peakwellenlänge mit der Temperatur von ca. 0,32 nm/K.

Die differentielle Wärmezeugung im Laserchip beträgt je nach Betriebsstrom zwischen 0,9 und 1,55 W/A; der Mittelwert beträgt 1,2 W/A. Daraus ergibt sich eine Änderung der Peakwellenlänge mit der Wärmezeugung im Chip von ca. 4,2 nm/W. Unter der Annahme, daß die stromabhängige Wellenlängenverschiebung ein überwiegend thermischer Effekt ist, läßt sich der thermische Widerstand R_{th} zwischen aktiver Zone und Gehäuse abschätzen; er beträgt etwa 13 K/W.

Um den Einfluß von Schwerpunktwellenlänge und spektraler Breite der Pumpstrahlung auf die Pumpeffizienz deutlich zu machen, zeigt Abbildung 50 die Spektren der Reststrahlung des in Abbildung 48 dargestellten Pumplichts aus 19 Dioden nach einem Achtfachdurchgang durch die gepumpte Yb:YAG-Scheibe. Hierzu wurde eine Glasfaser in das reflektierte Licht



vor dem Faserbündel gestellt, die eine Probe des Lichtes an das angeschlossene Spektrometer leitete. Der Absorptionsgrad für das Pumplicht beträgt ca. 90 % bei optimalem Strom (8 A). Es ist deutlich erkennbar, daß der Chirp einen erheblichen Einfluß auf den Absorptionsgrad hat. Andererseits wird deutlich, daß bei optimaler Wahl der Schwerpunktwellenlänge die Emissionsbreite der Dioden im Verhältnis zur Absorptionsbandbreite ausreichend gering ist, um einen nahezu idealen Absorptionsgrad zu erzielen.

Die Siemens-Laserdioden werden, da ihr Gehäuse mit der Anode verbunden ist, zum Zwecke der Reihenschaltung elektrisch voneinander isoliert, jedoch gut wärmeleitend kontaktiert, auf eine wassergekühlte Kupferplatte montiert. Eine Reihenschaltung aus jeweils ca. 10 bis 20 Laserdioden wird durch einen Strombegrenzungswiderstand ergänzt. Bis zu 4 Gruppen von Dioden sind in einem geschlossenen Metallgehäuse mit gemeinsamen Strom- und Wasseranschlüssen untergebracht und werden parallel an einem Netzgerät mit maximal 65 V und 15 A betrieben. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Peakwellenlänge läßt sie sich durch eine geeignete Wahl der Kühltemperatur für jede Diodengruppe auf den optimalen Wert einstellen.

Mit bis zu 120 von den zur Verfügung stehenden ca. 140 Siemens-Laserdioden wurden unterschiedliche Faserbündel versorgt (Details hierzu unter „Faserbündel für Siemens-Laserdioden“ in Kap. 3.2.1.2).

Laserdioden der Fa. OptoPower

Bei der Fertigung von Faserbündeln mit wesentlich mehr als 120 Fasern ergeben sich beträchtliche Fertigungs- und Handhabungsprobleme. Zugleich sind Montage und Beschaltung vieler hundert Laserdioden recht aufwendig. Daher entstand für Ausgangsleistungen des Scheibenlasers von mehr als 100 W der Bedarf nach fasergekoppelten Hochleistungslaserdioden mit einer Ausgangsleistung von wenigstens 10 W pro Faser. Die Radianz dieser Laserdioden sollte ausreichen, um eine auftreffende Leistungsdichte von ca. 5 kW/cm² am Kristall zu ermöglichen. Hierbei begrenzt die Pumpoptik die verfügbare N.A. auf maximal 0,37.

Laserdiodenmodule der Firma OptoPower Corp. (OPC), vom Typ OPC-0B30-940-FC konnten die angegebenen Forderungen erfüllen; sie enthalten jeweils zwei Barren sowie einen Y-Faserkoppler für eine nominelle Ausgangsleistung von 30 W aus einem Faserbündel mit 1,55 mm Durchmesser bei einer N.A. von 0,11. Ein besonderer Vorteil dieser Laserdiodenmodule besteht darin, daß ihre beiden Gehäuse, über die auch die Abwärme abgeführt wird, elektrisch gegen die in ihnen enthaltenen Laserdiodenbarren isoliert sind. Daher können mehrere Gehäuse ohne gegenseitige Isolation auf eine gemeinsame Kupferkühlplatte montiert und in Reihe geschaltet betrieben werden.

Im Vergleich zu den Siemens-Laserdioden erzielen die OPC-Module deutlich höhere elektrisch-optische Wirkungsgrade von typischerweise 30-35 % und einen etwas kleineren Chirp von ca. 10 nm. Der relativ hohe Wirkungsgrad ist sowohl auf die kleinere Flußspannung (ca. 1,9 V bei $I_{D,max}$) als auch auf die bessere Koppeleffizienz η_{coupl} von typischerweise 80-90 % (Siemens-LD: 70 %) zurückzuführen. Durch ein optisches Konvertermodul besteht die Möglichkeit, die Strahlung aus dem Bündel in eine Einzelfaser mit 600 μ m Kerndurchmesser und einer N.A. von 0,37 einzukoppeln. Allerdings ist

dies mit einer deutlichen Leistungseinbuße von etwa 20 % verbunden. Die hohe Radianz der OPC-Dioden wird durch die Kopplung sogar halbiert, so daß sie in der Einzelfaser nur noch 86 % des Wertes der Siemens-Dioden beträgt. Am Kristall werden immerhin noch ca. 4,5 kW/cm² erreicht.

Durch den Verzicht auf die von OPC gelieferten Konverter und den Einsatz einer speziell für diese Aufgabe konzipierten Koppeloptik (näheres unter „Koppeloptik für OptoPower-Module“ in Kap. 3.2.1.2) konnten die Leistungs- und Radianzverluste erheblich reduziert und somit die Leistungsdichte am Kristall auf etwa 7 kW/cm² gesteigert werden.

Die für die in Kap. 3.2.2 beschriebenen Versuche verwendeten OPC-Module wiesen eine relativ große Streuung ihrer Zentralwellenlängen auf; um eine Gruppe von 19 Modulen auf eine spektrale Breite $\Delta\lambda_{\text{ges}}$ von 6 nm einzugrenzen, war der Betrieb in drei Teilgruppen mit unterschiedlichen Kühlwassertemperaturen erforderlich.

Laserdioden anderer Anbieter

Die Firma Jenoptik Laserdiode lieferte 17 Laserdioden mit einer nominellen Ausgangsleistung von 10 W am Faserende, bei denen jeweils ein Barren über eine spezielle Koppeloptik in eine Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von 800 µm (Claddingdurchmesser 880 µm) und einer N.A. von 0,20 eingekoppelt wird. Diese Dioden weisen eine geringe nominelle Radianz von lediglich 60 % des Wertes für die Siemens-Dioden auf, die meist durch einen raschen Leistungsabfall noch weiter abnahm. Der zur Lichtkonzentration eingesetzte konische Lichtwellenleiter (näheres unter „Lichtkonzentrator“ in Kap. 3.2.1.2) reduzierte die Radianz nochmals, so daß auf dem Laserkristall bestenfalls 2,3 kW/cm² auftrafen, was den erzielbaren optisch-optischen Wirkungsgrad erheblich einschränkte. Die Emissionsspektren einiger Jenoptik-Dioden erwiesen sich als sehr breit (bis 7,4 nm FWHM) und unregelmäßig. Als positiv bleiben der geringe Chirp von 7 nm sowie die gute Linearität der PI-Kennlinie zu erwähnen. Der differentielle Innenwiderstand $\partial U_F / \partial I_D$ liegt mit ca. 2 mΩ ausgesprochen niedrig.

Ähnliche, von der Firma DILAS gelieferte, Laserdioden wiesen ebenfalls unvorteilhaft breite Spektren und niedrige Radianzwerte auf. Ebenso wie mit den Jenoptik-Dioden wurden mit den DILAS-Dioden keine für hohe optisch-optische Wirkungsgrade ausreichenden Leistungsdichten auf dem Kristall erzielt.

3.2.1.2 Skalierung der Pumpleistung

Da die Ausgangsleistung einzelner fasergekoppelter Laserdioden nicht für die angestrebten Ausgangsleistungen des Scheibenlasers ausreichte, wurden Anordnungen zur Bündelung der Leistung mehrerer Pumplichtfasern notwendig. An eine solche

Anordnung werden mehrfache Anforderungen gestellt: Die von den einzelnen Laserdioden zur Verfügung gestellte Strahlqualität und Leistung sollte möglichst wenig reduziert werden. Weiterhin sollte ein geeigneter – meist möglichst runder – Pumpfleck mit einer weitgehend homogenen Leistungsdichteverteilung auf dem Laserkristall erzeugt werden. Naheliegend ist hier die Verwendung einer direkten mechanischen Bündelung der Faserenden, jedoch sind auch optische Kopplungsverfahren möglich. Wichtig ist auch die Belastbarkeit der Anordnung, sowohl mit der von den Laserdioden bereitgestellten Leistung, als auch mit der nach dem Durchgang durch die Pumpoptik zurückreflektierten Strahlung; dies stellt sich für ein Faserbündel als nicht trivial heraus.

Grundlagen

Die Lichtführung in einer Glasfaser basiert auf der Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen einem höherbrechenden Medium, dem Kern (oder Core, Brechungsindex n_2), in dem das Licht geführt wird, und einem niedrigerbrechenden Medium, dem Cladding (oder Mantel, Brechungsindex n_1). Der Grenzwinkel der Totalreflexion β_{tot} ergibt sich aus dem Brechungsgesetz von Snellius:

$$\beta_{tot} = \sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \quad (67)$$

Aus dem Grenzwinkel wiederum läßt sich die Numerische Apertur ableiten:

$$N.A. = n_2 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_{tot}\right) = n_2 \cdot \cos\left[\sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_2}\right)\right] = \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (68)$$

Als Beispiel sei hier eine typische Multimode-Stufenindex-Quarzglaserfaser, wie sie auch für die im folgenden näher beschriebenen Faserbündel verwendet wird, angeführt. Das undotierte Quarzglas-Cladding besitzt einen Brechungsindex von $n_1 = 1,450$ bei 940 nm, während der aus einem Germanium-dotierten Quarzglas bestehende Kern einen Brechungsindex von $n_2 = 1,4666$ aufweist. Hieraus ergibt sich ein Grenzwinkel von $81,37^\circ$ sowie eine N.A. von 0,22. Für Quarzglasfasern mit Quarzglas-Cladding reicht bei einer N.A. von mehr als 0,28 die Dotierung des Kerns alleine nicht aus; zusätzlich wird das Cladding mit Fluor dotiert, um dessen Brechungsindex zu senken. Die Fertigung solcher Glasfasern ist aufgrund der sehr unterschiedlichen Eigenschaften (Glaspunkt, Wärmeausdehnung etc.) von Kern und Cladding schwierig.

Die Lichtführung in Glasfasern unterliegt auch Verlustmechanismen; hierbei spielt im Bereich der Pumpwellenlänge für Yb:YAG (940 nm) die Absorption durch OH⁻-Ionen eine entscheidende Rolle. Aus besonders OH⁻-armem Material gefertigte Quarzglasfasern weisen Dämpfungen von deutlich unter 10 dB/km bei 940 nm auf. Eigene Messungen an

einer 200 m langen Faser mit 125 µm Kerndurchmesser und einer N.A. von 0,35 ergaben eine Dämpfung von nur 3,5 dB/km bei 942 nm. Bei einer typischen Faserlänge von 5 m bedeutet dies einen Übertragungsverlust von lediglich 0,4 %. Wesentlich höhere Verluste ergeben sich beim Lichtaustritt aus der Glasfaser aufgrund fehlender Entspiegelung (ca. 3,5 %) beziehungsweise durch nichtoptimale Qualität der Faserendfläche (unsauberer Bruch oder schlechte Politur). Die gleichen Überlegungen gelten auch für den Lichteintritt in die Faser sowie für eventuelle Koppelstellen, die bei der Verwendung mehrerer, hintereinander angeordneter Fasern auftreten. Bei der zunächst verwendeten „Hard-Clad-Silica“-Faser (kurz: HCS-Faser) mit Kunststoff-Cladding traten in der Faser sporadisch Abschnitte mit sehr hohen Verlusten auf, die vermutlich auf Streulichtverluste an einer ungleichmäßigen Grenzfläche zwischen Kern und Cladding zurückzuführen sind.

Die optimalen Anzahlen an Fasern für ein möglichst dicht gepacktes (hexagonal dichteste Packung in der Ebene), Faserbündel in Form eines regelmäßigen Sechsecks ergeben sich aus folgender Reihe: 1, 7, 19, 37, 61,.. mit dem allgemeinen Bildungsgesetz $3 \cdot n^2 - 3 \cdot n + 1$. Für größere Werte von n ergibt sich das „rundeste“ Bündel durch Entfernen je einer (oder mehrerer) Fasern an den Ecken des sechseckigen Bündels.

Faserbündel für Siemens-Laserdioden

In einer ersten Ausführung wurde für die Siemens-Laserdioden ein Faserbündel aus 24 Fasern mit gebrochenen Endflächen selbst hergestellt. Die Fasern wurden ca. 10 cm vor ihrem Ende in Glaskapillaren eingeklebt, die in einem gemeinsamen Halter verschiebbar angeordnet sind. Die freien, von allen Schutzschichten befreiten Faserenden wurden gemeinsam durch zwei hintereinander angeordnete Lochblenden mit 0,8 mm Durchmesser gefädelt und die Endflächen durch Verschieben der Glaskapillaren weitgehend auf gleiche Höhe gebracht.

In einer verbesserten Ausführung wurden kommerzielle, aus 19 bis 120 Einzelfasern bestehende Faserbündel (Hersteller: Fa. BTO) verwendet, die in einer Hülse aus Metall oder Keramik verklebt und poliert worden waren. Mit der zunächst verwendeten HCS-Glasfaser mit Kunststoff-Cladding konnte trotz mehrerer Verbesserungsversuche kein zuverlässiger Betrieb bei Pumpleistungen oberhalb von ca. 30-40 W erzielt werden, vielmehr neigte das Bündel zu katastrophaler Zerstörung durch lokale Überhitzung und Abbrand der Kunststoffbestandteile, sowohl von Kleber als auch von Cladding.

Hierbei erwies sich die Überhitzung des Faserbündels durch Absorption von reflektierter Strahlung – bei Achtfachdurchgang typischerweise 10 % der gesamten Pumpleistung – als besonders kritisch. Der Absorptionsgrad sowie die Temperaturbeständigkeit werden dabei wesentlich durch die eingesetzten Werkstoffe beeinflusst: Quarzglas weist optimale Eigenschaften in bezug auf diese beiden Faktoren auf, allerdings ist seine Wärmeleit-

fähigkeit schlecht, so daß es in Verbindung mit absorbierenden Medien sehr schnell zu einer Überhitzung im Faserbündelkern kommt. Diese Gefahr steigt mit der Zunahme von Bündeldurchmesser und Faseranzahl stark an, da sich die Wärmeabfuhr verschlechtert, während die Wärmeerzeugung gleichzeitig zunimmt. Diese Überhitzungsgefahr wird durch eine metallische (oder eine weiß reflektierende keramische) Hülse um das Faserbündel noch verstärkt, da sowohl die auf das Bündelende rückreflektierte Strahlung als auch die innerhalb der Hülse erzeugte Wärmestrahlung mehrfach durch das Bündel hindurchreflektiert werden.

Falls ausschließlich hochtemperaturbeständige Werkstoffe im Bereich des Faserbündelendes verwendet werden, ist im Inneren des Bündels eine Wärmeabfuhr durch Strahlung möglich; in Verbindung mit einer die Infrarotstrahlung absorbierenden, gut wärmeleitenden Hülse sowie einer geeigneten Kühlung (z.B. aktive Gas- oder Wasserkühlung) derselben sind auch hohe Leistungen und Leistungsdichten beherrschbar. Für höchste Belastungen ist eine Metallbeschichtung der Fasern in Verbindung mit einer Verlotung in Betracht zu ziehen. *Der Einsatz von – nicht hinreichend temperaturbeständigen sowie meist absorbierenden – Kunststoffen ist im Bereich des Faserbündelendes unbedingt zu vermeiden.* Allerdings wird für die Politur des Bündelendes eine die Fasern stabilisierende Matrix benötigt. Weiterhin ist innerhalb der starren Hülse, die das Faserbündelende umschließt, eine Fixierung der Fasern erforderlich. Durch die Verwendung einer Quarzglasfaser mit Quarzglas-Cladding und hoher numerischer Apertur ($N.A. = 0,35$) sowie die chemische Entfernung der Matrix konnte eine ausreichende Belastbarkeit der Faserbündel bei Pumpleistungen von bis zu 150 W (120 Fasern) erreicht werden. Die Fixierung der Fasern erfolgt vorzugsweise durch keramische Hochtemperaturklebstoffe.

Ein kommerzielles Bündel aus 37 Glasfasern mit einem Kerndurchmesser von 125 μm und einem Cladding-Durchmesser von 140 μm weist einen Durchmesser von ca. 1,0 mm auf. In Verbindung mit 37 Siemens-Dioden (Gesamtleistung 45,5 W) ergibt sich daraus eine Leistungsdichte von 5,8 kW/cm^2 . Durch den schrägen Einfall des Pumplichts unter ca. 35° zur Kristallachse (vgl. Kap. 3.2.2) ist die Abbildung des Faserbündelendes auf dem Kristall elliptisch verzerrt (ca. 1,2:1), so daß die effektiv am Kristall verfügbare Leistungsdichte ca. 5,2 kW/cm^2 beträgt.

Abbildung 51 zeigt die PI-Kennlinie eines selbsthergestellten Faserbündels aus 120 Fasern; bei 2,75 A (2,9 A) Diodenstrom wurde eine Leistung von 142 W (148 W) am Faserbündelende gemessen. Mit 1,18 W pro Diode bei 2,75 A liegt dieses Bündel nicht ganz so günstig wie das in Abbildung 47 dargestellte, kommerzielle 37-Faser-Bündel mit 1,23 W/Diode. Aufgrund der nichtoptimalen Temperierung mit nur zwei Temperaturen ergab sich zudem eine erhebliche Verschlechterung der spektralen Breite der Emission der 120 Dioden gegenüber einer einzelnen Gruppe aus selektierten Dioden.

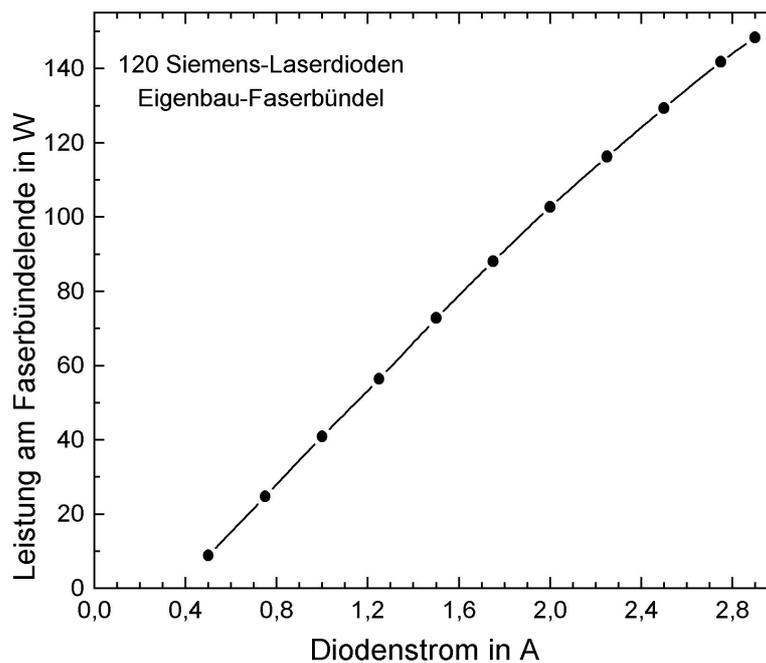


Abbildung 51: PI-Kennlinie von 120 Siemens-Laserdioden mit Eigenbau-Faserbündel

Faserbündel für Laserdioden anderer Hersteller

Für den Betrieb mit Hochleistungslaserdioden, die über Fasern mit 600-800 μm Kerndurchmesser übertragen werden, wurde ein spezieller Faserbündelhalter entwickelt, der ohne Klebung auskommt und den nachträglichen Austausch der Fasern, einzeln oder insgesamt, erlaubt. Hierzu kommen Quarzglasfasern mit Quarzglas-Cladding (ca. 1,1-facher Kerndurchmesser), einem Silikon-Buffer (ca. 1,2-facher Kerndurchmesser), sowie einem Tefzel-Jacket (ca. 1,5-facher Kerndurchmesser) zum Einsatz. Das Tefzel wird am Ende der polierten und eventuell AR-beschichteten Fasern auf einer Länge von ca. 100 Kerndurchmessern mechanisch abgezogen („gestrippt“), während der Buffer auf etwa 50 Kerndurchmessern Länge durch Eintauchen in heiße, konzentrierte Schwefelsäure entfernt wird. Der minimale Biegeradius für die Fasern beträgt ca. 100 Claddingdurchmesser, jedoch sollte zur möglichst verlustarmen Übertragung des Lichtes ein Biegeradius von 1000 Kerndurchmessern nicht unterschritten werden. Im vordersten Bereich ist eine extreme Parallelführung der Fasern wünschenswert, um eine Vergrößerung der Numerischen Apertur des Bündels gegenüber der N.A. der Einzelfasern möglichst zu vermeiden. Hierbei ist auch auf eine eventuelle Verdrillung des Bündels zu achten, die leicht bei der Führung durch eine enge Blende auftritt.

Für den Faserbündelhalter wurde zunächst eine optimale, S-förmige Faserführung entworfen, die dann durch mehrere, entlang der letzten 20 cm des Faserbündels angeordnete, Lochschablonen realisiert wurde. Das Faserbündelende wird mit Hilfe einer zweiteiligen, drehbaren Klemmvorrichtung mit prismatischer Bündelführung auf einer

Länge von ca. 15 mm fixiert. Die Klemmvorrichtung ist aus Teflon gefertigt, das die Strahlung der Laserdioden kaum absorbiert und hohe Temperaturen erträgt; durch den sehr niedrigen Brechungsindex von Teflon ($n = 1,31$) wird eine Auskopplung von eventuell im Cladding ($n = 1,45$) geführtem Licht vermieden. Das Bündel wird zunächst bewußt leicht verdrillt eingeklemmt; danach wird die Klemmvorrichtung um die Bündelachse entgegen der Verdrillung gedreht, bis das Bündel optimal in die hexagonale Führung paßt. Abschließend wird die Klemmung verstärkt, so daß die Fasern auf der ganzen Länge der Führung parallel ausgerichtet werden.

Lichtkonzentrator

In Verbindung mit den von Jenoptik gelieferten Laserdioden wurde ein Lichtkonzentrator in Form eines konischen Quarzglasstabes – auch „Taper“ genannt – verwendet, der die Numerische Apertur der Glasfasern ($N.A._1 = 0,20$) auf die N.A. der Pumpoptik ($N.A._2 = 0,37$) erhöht und gleichzeitig die Leistungsdichte des Faserbündels um den Faktor $(N.A._2/N.A._1)^2 = 3,4$ konzentriert. Zusätzlich wirkt der Taper auch als Homogenisator für die Pumpstrahlung. Der von einem Faserhersteller gelieferte Taper wurde aus der gleichen Vorform wie die Glasfasern durch Ausziehen von Hand gefertigt. Die Enden des ca. 10-15 cm langen Tapers wurden durch Sägen bei den gewünschten Stabdurchmessern hergestellt; anschließend wurden sie poliert und AR-beschichtet. Aufgrund der N.A. der Vorform verläßt die Strahlung im Verlauf des Durchgangs durch den Taper den Kern und wird dann an der Grenzfläche Glas/Luft totalreflektiert. Für das Konzentrationsverhältnis $N.A._2/N.A._1 = 1,85$ ist daher das Verhältnis von Kerndurchmesser auf der Eintrittsseite zum Cladding-Durchmesser auf der Austrittsseite maßgeblich. Aus diesem Grund wird auch der Taper auf der Eintrittsseite mit einem Teflonhalter befestigt.

Durch das Herstellungsverfahren sowie die begrenzte Baulänge bedingt, arbeitet der Konzentrator nicht optimal, d.h. es werden Teile der Strahlung unter Winkeln, welche die N.A. der Pumpoptik überschreiten, emittiert. Zusätzlich treten Ein- und Auskoppelverluste auf. Der für ein Bündel aus 19 Fasern mit einem Kerndurchmesser von $800\ \mu\text{m}$ und einem Cladding-Durchmesser von $880\ \mu\text{m}$ entworfene Taper weist einen Eintrittskerndurchmesser von $4,5\ \text{mm}$ und einen Austritts-Cladding-Durchmesser von ca. $2,45\ \text{mm}$ auf. Von $160\ \text{W}$ aus 17 Jenoptik-Laserdioden, die am Faserbündelende gemessen wurden, verblieben nur noch $142\ \text{W}$ hinter dem Taper. Die geschätzten Verluste durch Überschreiten der N.A. der Pumpoptik liegen bei ca. $15\ \%$, so daß nach dem ersten Pumpspiegel noch etwa $120\ \text{W}$ zur Verfügung standen. Die Leistungsdichte am Faserbündelende betrug $1,05\ \text{kW/cm}^2$; durch den Taper wurde sie auf $3,0\ \text{kW/cm}^2$ erhöht. Am Kristall standen davon aber durch die N.A.-Überschreitung sowie den schrägen Einfall auf den Kristall nur ca. $2,3\ \text{kW/cm}^2$ zur Verfügung.

Koppelloptik für OptoPower-Module

Um die Laserdiodenmodule der Fa. OptoPower optimal zum Pumpen des Scheibenlasers einsetzen zu können, wurde für sie eine Alternative zu den mitgelieferten Konvertern (Einkopplung in Einzelfasern mit 600 μm Kerndurchmesser) entwickelt. Die Vermessung der Winkelverteilung einiger Module ergab, daß ca. 97 % der gesamten Leistung innerhalb einer N.A. von 0,12 liegen. Mit dieser Vorgabe wurden in zwei Varianten Optiken aus je zwei Plankonvexlinsen ausgelegt; jede dieser Optiken bildet das Faserbündel eines einzelnen Moduls (\varnothing 1,55 mm) auf den Kristall ab. Dabei wurde die bildseitige N.A. so ausgelegt, daß der verfügbare Raumwinkel der Pumpoptik durch eine dichte, hexagonale Anordnung von, je nach Variante, 7 bzw. 19 auf einen gemeinsamen Punkt in der Bildebene ausgerichteten Optiken gerade ausgefüllt wird.

Die Bilder der einzelnen Faserbündel werden auf dem Kristall deckungsgleich übereinandergelegt, was – im Gegensatz zur gemeinsamen Abbildung eines Bündels aus Fasern mit großen Durchmesser (vgl. Kap. 2.1.1.2) – zu einer guten Homogenität der Pumplichtverteilung führt. Ein weiterer Vorteil dieser Lösung ist, daß der Ausfall oder die Degradation einzelner Module die Pumplichtverteilung nicht beeinflußt. Die 14 bzw. 38 benötigten Linsen sind in einem gemeinsamen Halter befestigt, wobei sich die bildseitigen Linsen gegenseitig berühren und nur einen minimalen Auflagerand besitzen. Um eine optimale Deckung und Schärfe der Bilder zu gewährleisten, sind die Faserbündelenden einzeln in drei Achsen justierbar. Im Gegensatz zu einer Optik mit parallel angeordneten kollimierten Strahlen wird bei der gewählten Anordnung für die erste Abbildung kein fokussierendes Element mit hoher N.A. (0,37) benötigt, wodurch die Abbildungsqualität – trotz geringem Aufwand – sehr gut ist.

Da sich die realisierten Koppelloptiken als sehr verlustarm erwiesen, konnte durch sie die verfügbare Pumpleistung bei gleichem Diodenstrom um etwa 20 % im Vergleich zur Lösung mit OPC-Konvertern erhöht werden.

3.2.1.3 Kristalle und Beschichtungen

Die benutzten Laserkristalle wurden in den Schritten Kristallzucht, Formgebung und Beschichtung gefertigt. Jeder dieser Fertigungsschritte hat entscheidenden Einfluß auf die Eigenschaften – insbesondere den Wirkungsgrad und die Strahlqualität – des damit realisierten Lasers.

Kristallzucht

Große Yb:YAG-Einkristalle in Laserqualität werden üblicherweise – wie auch beispielsweise Nd:YAG – nach dem Czochralski-Verfahren hergestellt: Zunächst wird ein genau

berechnetes und abgewogenes Gemisch aus hochreinen, pulverförmigen Ausgangsmaterialien (Al_2O_3 , Y_2O_3 und Yb_2O_3) unter Schutzgasatmosphäre (Argon mit etwas O_2) in einem induktiv beheizten Iridiumtiegel aufgeschmolzen und dann präzise auf eine bestimmte Temperatur nahe des Schmelzpunktes von YAG (ca. 1920°C) gebracht. Anschließend wird ein orientierter Keim in die Schmelze eingetaucht und langsam drehend wieder aus ihr herausgezogen. Die Vorschubgeschwindigkeit ($< 1 \text{ mm/h}$) wird meist durch Messung der Gewichtszunahme des Kristalls so geregelt, daß sich der Kristall zunächst kegelförmig verbreitert und dann mit konstantem Durchmesser weiterwächst. Die erzielbaren Abmessungen der fertigen Kristall-Boule hängen von der Größe des Tiegels und der Auslegung der Ziehanlage ab; der Durchmesser variiert zwischen ca. 30 und 80 mm, während die nutzbare Länge bis zu 200 mm betragen kann. Da die so hergestellten Kristalle typischerweise ein Sauerstoffdefizit aufweisen, werden sie – oder die aus ihnen ausgebohrten Stäbe – anschließend längere Zeit bei ca. $1100\text{-}1300^\circ\text{C}$ an Luft getempert. Der Kern der Boule weist – außer bei speziell gezogenen, sogenannten „Flat-Interface“-Kristallen – wachstumsbedingte Inhomogenitäten auf und wird daher verworfen. Die bei Nd:YAG zu beobachtenden Wachstumstreifen parallel zur Wachstumsfront sind bei Yb:YAG wegen des nahe bei eins liegenden Einbaukoeffizienten von Yb^{3+} wesentlich schwächer ausgeprägt. Die optische Homogenität der benutzten Kristalle stellt aufgrund der extrem kurzen optischen Weglänge des Resonatorstrahls im Kristall im Allgemeinen kein Problem für den Scheibenlaser dar.

Das Kristallmaterial für die Laserversuche stammt von drei Firmen⁵⁰ (hier mit E, F und G bezeichnet): Firma E lieferte Material mit nominell 8 at% Dotierung (im folgenden: E1) sowie solches mit nominell 15 at% Dotierung (E2); Firma F fertigte vier Boules mit verschiedenen Dotierungen (F1 bis F4). Von Firma G wurde eine kleine Boule mit nominell 10 at% Dotierung (G1) gezogen. Unter Verwendung des gemittelten Literaturwertes für den Peak-Absorptionsquerschnitt bei 941,2 nm (vergleiche auch Kap. 3.1.1, insbesondere Fußnote 40) wurden die Dotierungskonzentrationen anhand von gemessenen Absorptionsspektren wie folgt bestimmt:

Material		E1	E2	F1	F2	F3	F4	G1
Dotierung nominell	at%	8	15	5	10	18	25	10
Dotierung gemessen	at%	9.8	19	5.5	11.3	20.6	26.5	12.4

Das Material E2 (eine kleine Probe sowie mehrere Stäbe) wurde auch für die Unter-

⁵⁰ Eine weitere Yb:YAG-Boule aus anderer Quelle erwies sich aufgrund stark streuender Einschlüsse als für die Untersuchungen unbrauchbar. Eine kleine Yb:YAG-Probe mit einer nominellen Dotierung von 10 % erhielten wir freundlicherweise von Prof. Shcherbakov, General Physics Institute, Moskau.

suchungen am Titan:Saphirlaser-gepumpten Yb:YAG-Laser (s. Kap. 3.1.2) verwendet. Das Material E1 (eine große, auf der Achse bläulich gefärbte Boule und mehrere Stäbe) wurde unter anderem bei den ersten Versuchen zum Pumpen mit Laserdioden (s. Kap. 3.2.2) verwendet. Die Boules F3 und F4 waren bei Lieferung homogen bläulich-grünlich gefärbt, während F2 die Färbung lediglich auf der Achse aufwies; F1 war farblos. Die Färbung konnte durch Tempern der aus den Boules ausgebohrten Stäbe beseitigt werden. Alle Kristalle dieses Herstellers weisen – durch ihren Gehalt an Tm^{3+} bedingt – bei Anregung durch das Pumplicht eine sehr starke, intensiv blaue Upconversion-Emission auf. Kristall G1 wurde bereits farblos gezogen und zeigt eine blasse, grünliche Upconversion-Fluoreszenz, die auf eine geringe Thulium-Konzentration hindeutet.

Formgebung

Die mechanische Formgebung der Laserkristalle erfolgt in drei Schritten:

1. (achsparalleles) Ausbohren eines Stabes aus der Boule mit dem gewünschten Durchmesser der Scheiben. Hierzu wird üblicherweise ein Ultraschall-Hohlbohrer verwendet. Anschließend kann die Mantelfläche durch Centerless-Schleifen nachbearbeitet werden.
2. Zersägen des Stabes in ca. 2 mm dicke Scheiben; dünnere Scheiben weisen nach dem Polieren innere Spannungen auf, die sich durch Verformung der Oberflächen bemerkbar machen.
3. Schleifen und Polieren der planparallelen Scheiben: Zunächst wird durch groben Abtrag die Dicke auf einen endnahen Wert reduziert; anschließend wird die Körnung des Schleif- bzw. Poliermittels schrittweise reduziert. Typischerweise werden Rauhtiefen von 0,1 bis 0,2 nm rms erzielt. Der Polierprozeß ruft jedoch – abhängig von der Prozeßführung – optisch nicht nachweisbare Schäden („Subsurface Damage“) in der Oberfläche hervor, die durch Anätzen sichtbar gemacht werden können. Das Polieren der beiden Planflächen kann entweder gleichzeitig (Doppelläppen) oder nacheinander (durch Aufkitten bzw. Ansprengen der Gegenseite) erfolgen. In einer Charge werden meist 10-100 Scheiben gleichzeitig bearbeitet.

Die Formgebung der verwendeten Kristallscheiben wurde von verschiedenen Firmen durchgeführt. Die Parallelität der Oberflächen ist bei doppelgeläppten oder angesprengten Scheiben gut (< 5 Bogensekunden); typischerweise sind Scheiben mit guter Politur leicht ballig (ca. 2-3 Interferenzringe im Reflex eines aufgeweiteten HeNe-Lasers). Die Rauigkeit der Politur sowie die Zahl an Defekten schwankt je nach Hersteller stark: In einem Fall wies die Politur Tausende winziger, nur im Mikroskop klar erkennbarer Kratzer auf. Durch die Kratzer wird Streulicht hervorgerufen, das die Verluste im Resonator erhöht. Weiterhin können diese Defekte zu schlechter Haftfestigkeit und geringer

Belastbarkeit des Schichtsystems führen.

Beschichtungen

Die Beschichtung der gekühlten Seite der Scheibenkristalle stellt aufgrund der mehrfachen Anforderungen an diese Schichten eine besondere technologische Herausforderung dar. Neben den, separat betrachtet, durchaus nicht ungewöhnlich hohen optischen Anforderungen sind in diesem Fall mechanische und thermische Aspekte zu berücksichtigen, die sich teilweise nur schwer mit den optischen vereinbaren lassen.

Die optischen Anforderungen lassen sich wie folgt charakterisieren: Die Reflektivität sollte für die Laserwellenlänge (1030 nm) mindestens 99,97 % (0-5° äußerer Einfallswinkel) und für die Pumpwellenlänge (940 nm) über 99,8 % (15-55° äußerer Einfallswinkel) betragen. Die Belastbarkeit sollte bei 200 kW/cm² im Dauerstrich- und bei 20 J/cm² (für 10 ns) im gütegeschalteten Betrieb liegen. Diese Forderungen lassen sich mit einem konventionellen, voll-dielektrischen Schichtsystem erfüllen, bei dem eine gewisse Anzahl von Schichten – jeweils mit einer optischen Dicke von $\lambda/4$ – aus abwechselnd hoch- und niedrigbrechendem Material aufeinanderfolgen.

Die thermischen Anforderungen ergeben sich aus der aus dem Kristall abzuführenden Wärmeflußdichte (ca. 700 W/cm²) sowie der maximal tolerierbaren, durch das Schichtsystem hervorgerufenen, Temperaturerhöhung des Kristalls (ca. 10 K). Legt man die Wärmeleitfähigkeitswerte der für die Beschichtungen verwendeten, polykristallinen Ausgangsmaterialien zugrunde, so ergibt sich bei einer typischen Dicke des dielektrischen Schichtpakets von unter 10 μm ein Wärmewiderstand in der geforderten Größenordnung. Allerdings liegen die Materialien im Schichtsystem überwiegend in einem amorphen, teilweise sogar nanoskopisch porösen Zustand vor, der häufig zu einer Reduktion der Leitfähigkeit um ein bis zwei Größenordnungen führt. Zur Minimierung des Wärmewiderstandes sollte daher ein Beschichtungsverfahren gewählt werden, das möglichst dichte, porenfreie Schichten erzeugt; weiterhin sind Beschichtungsmaterialien mit guter Wärmeleitfähigkeit und großer Brechzahldifferenz Δn zu bevorzugen. Während ein hohes Δn die benötigte Schichtanzahl minimiert, reduziert der Einsatz von Materialien mit hohem Brechungsindex die Schichtdicken. Ein zusätzlicher, abschließend aufgebrachteter metallischer Reflektor (aus Ag, Cu oder Au) vermindert die erforderliche Reflektivität des dielektrischen Schichtsystems, da dieses lediglich als „Vergütung“ für den Metallspiegel ($R \approx 98\%$ bei Cu) dient.

Die mechanischen Anforderungen schließlich ergeben sich aus den zwischen Kristall und Wärmesenke vorliegenden Druck-, Zug- und Schubkräften, insbesondere aufgrund unterschiedlicher thermischer Ausdehnung. Als kritisch erweist sich dabei häufig die Haftfestigkeit der Beschichtung, entweder auf der Kristall- oder auf der Wärmesenken-

seite. Dies gilt besonders für hochreflektierende Metallschichten (besonders Au, aber auch Ag und Cu) auf glatten dielektrischen Schichten. Als Haftvermittler dienende, sehr dünne Cr-Schichten verschlechtern den Reflexionsgrad. Zusätzlich muß – für anwendungstaugliche Lasersysteme – eine hohe Lastwechselbeständigkeit der Verbindung zwischen Kristall und Wärmesenke gefordert werden.

Das gebräuchlichste Beschichtungsverfahren ist das konventionelle Aufdampfen mit Elektronenstrahl-Verdampfung (EB), das allerdings hochporöse Schichten mit meist guter Pulsbelastbarkeit, jedoch schlechter Wärmeleitfähigkeit erzeugt; das Substrat wird während des Aufdampfens auf ca. 300 °C aufgeheizt. Daneben besteht die Möglichkeit, das Aufdampfen durch Ionenstrahlen zu unterstützen (IAD); hierdurch entstehen im Vergleich zu EB wesentlich dichtere Schichten, die eine verbesserte Wärmeleitfähigkeit aufweisen. Das Ionenstrahl-Sputtern (IBS) schließlich, sowie das verwandte Ion-Beam Plating (IBP), ermöglichen extrem dichte und homogene Schichten mit guter Wärmeleitfähigkeit. Das Substrat kann dabei nahezu kalt (ca. 120 °C) beschichtet werden, jedoch sind diese Verfahren aufwendiger und kritisch hinsichtlich der Stöchiometrie der gesputterten Materialien. Gesputterte Schichten weisen im Vergleich zu EB-Schichten im allgemeinen eine geringere Pulsbelastbarkeit auf. Folgende Beschichtungsmaterialien kommen in Betracht:

- *Fluoride* (MgF_2 etc.): niedriger Brechungsindex (MgF_2 : $n \approx 1,38$), gute Wärmeleitung (auch EB), einfache AR-Beschichtung auf YAG; Wechselschichten mit Oxiden sind problematisch, nicht besonders abrasionsbeständig
- *Siliziumoxide* (SiO_x): relativ niedriger Brechungsindex (SiO_2 : $n \approx 1,45$), jedoch schlechte Wärmeleitfähigkeit (vermutlich überwiegend Grenzflächenwiderstand)
- *Siliziumnitrid* (Si_3N_4) und *Oxinitride* ($\text{Si}_3\text{O}_{6x}\text{N}_{4(1-x)}$): hoher Brechungsindex (Si_3N_4 : $n \approx 2,0$), kontinuierliche Modulation von n möglich, Wärmeleitfähigkeit unbekannt
- *Aluminiumoxid* (Al_2O_3): mittlerer Brechungsindex ($n \approx 1,65$), gute Wärmeleitfähigkeit (auch EB)
- *hochbrechende Oxide* (Ta_2O_5 , HfO_2 , ZrO_2 , TiO_2 etc.): hoher Brechungsindex ($n \approx 2,0-2,5$), meist schlechte Wärmeleitfähigkeit (hängt stark von Beschichtungsverfahren und Material ab)
- *amorphe Halbleiter* ($\alpha\text{-Si}$ etc.): extrem hohe Brechungsindices ($n \approx 3-4$), gute Wärmeleitfähigkeit, jedoch merkliche Restabsorption und geringe Pulsbelastbarkeit

Aufgrund der Vielzahl der Optionen (aber auch fertigungstechnisch bedingter Restriktionen) und diverser nicht exakt vorhersagbarer Einflußfaktoren ist eine optimale Beschichtung mit einem komplexen Anforderungsprofil nur in einer ganzen Serie von Beschichtungsversuchen zu ermitteln. Es wurden etliche Beschichtungssysteme von

verschiedenen Herstellern untersucht. Generell haben sich gesputterte Schichten auf der Basis von SiO_2 und Ta_2O_5 mit zusätzlichem Kupferreflektor bewährt. Auf eine weitergehende Darstellung und den Vergleich der verwendeten Schichtsysteme wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Die ungekühlte Seite der Kristallscheiben wird mit einer AR-Beschichtung sowohl für die Pumpwellenlänge (940 nm, $R < 0,5 \%$) als auch für die Laserwellenlänge (1030 nm, $R < 0,1 \%$) versehen. Bei dieser Beschichtung spielt die Wärmeleitfähigkeit keine Rolle und ihre Haftfestigkeit ist unkritisch. Dagegen sind die Temperatur- und gegebenenfalls die Pulsbelastbarkeit wesentlich. Für die AR-Beschichtung werden entweder MgF_2 -Einfachschichten oder oxidische Multilayer verwendet; die Beschichtungstechnologie ist hierbei weniger bedeutsam.

Charakterisierung des Kristallmaterials

Speziell bei hohen Dotierungskonzentrationen treten oftmals verstärkt Verlustmechanismen in Erscheinung, welche die Wärmeerzeugung im LAM erhöhen und den Wirkungsgrad senken. So ist es bisher nicht gelungen, diodengepumpte Yb:YAG-Hochleistungslaser mit Dotierungskonzentrationen von über 20 at% zu realisieren, obwohl Modellrechnungen hierfür beste Wirkungsgrade vorhersagen. Im folgenden werden verschiedene Methoden zur Charakterisierung des Kristallmaterials, insbesondere hinsichtlich der angesprochenen Verlustmechanismen, diskutiert.

Ein gewisses Indiz für die Qualität eines Laserkristalls stellt die Lebensdauer seiner Fluoreszenz dar, da sie durch nichtstrahlende Prozesse, durch die Anregungsenergie für die Laseremission verloren geht, verkürzt wird. Sofern die Stärke der nichtstrahlenden Prozesse von der Dotierungskonzentration oder der Kristalltemperatur abhängt, kann durch vergleichende Messungen bei verschiedenen Dotierungen bzw. Temperaturen auf ihre Anwesenheit geschlossen werden.

Im Fall eines Quasi-Dreinevensystems, wie es das Yb:YAG darstellt, ist die Bestimmung der wahren Lebensdauer durch Reabsorption der Fluoreszenz erschwert. Abhängig von Geometrie, Dotierungskonzentration und Temperatur des Kristalls sowie der Anordnung der Pumplichtquelle und der Nachweissensorik ergeben sich unterschiedliche, teilweise bis um den Faktor zwei gegenüber der wahren Lebensdauer verlängerte, „effektive“ Lebensdauern. Bei kleinen Yb:YAG-Proben dominiert aufgrund der geringen Absorptionslänge von ca. 20 mm·at% die Reabsorption der Emission bei 969 nm (Übergang I); die Reabsorption der Emission bei 1030 nm (Übergang N, Absorptionslänge ca. 150 mm·at%) wird bedeutend bei Dimensionen der Probe in der Größenordnung ihrer Absorptionslänge. Die Reabsorption wird verstärkt durch Totalreflexion an den Außenflächen der Probe; dieser Effekt ist besonders ausgeprägt bei Materialien mit hohem

Brechungsindex (Yb:YAG: $n = 1,82$, Grenzwinkel 33°) und polierten Grenzflächen.

Zur weitgehenden Vermeidung der Reabsorption muß das untersuchte Kristallvolumen auf ein Minimum reduziert werden ($< 5 \text{ mm} \cdot \text{at}\%$). Falls der Kristall selbst nicht klein genug ist, muß das „beobachtete“ Volumen entsprechend eingeschränkt werden. Dies kann beispielsweise bei einer dünnen Kristallscheibe durch das Andrücken der Scheibe an eine geschwärzte Lochblende mit kleiner Apertur geschehen. Der Spalt zwischen Kristall und Blende sollte mit einer Flüssigkeit mit an den Kristall angepaßtem Brechungsindex gefüllt sein. Die Anregung erfolgt dabei von der Seite, die der Lochblende gegenüberliegt, während das Fluoreszenzlicht durch die Lochblende hindurch auf die zum Nachweis dienende Photodiode abgebildet wird.

Entsprechende Messungen, die sowohl an Scheiben mit einem Lochblendendurchmesser von $0,6 \text{ mm}$, als auch an Bruchstücken mit Kantenlängen von $< 0,3 \text{ mm}$ durchgeführt wurden, bestätigen den von Sumida und Fan [23] angegebenen Wert von $\tau_{\text{sp}} = (950 \pm 50) \mu\text{s}$ im Rahmen der Meßunsicherheit. Ein klarer Abfall der Lebensdauer bei hohen Dotierungskonzentrationen (Material F3 und F4) – wie von anderer Seite berichtet – konnte nicht beobachtet werden.

Ein Vergleich der Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität von der Pumpleistungsdichte zeigte bei den hoch dotierten Kristallen (Material F3 und F4) eine Sättigung der Fluoreszenz bei erheblich geringeren Leistungsdichten als bei den niedrig dotierten (z.B. Material F1, F2). Diese, unter Laserbetriebsbedingungen (19 Siemens-Dioden, beschichtete und gekühlte Scheibenkristalle), jedoch ohne Resonator, durchgeführten Untersuchungen konnten mit einer Einzeldiode ($< 1 \text{ W}$) und unbeschichteten, nur am Rand aufliegenden Kristallen nicht reproduziert werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Charakterisierung des Kristallmaterials besteht in der Messung der Wärmeerzeugung. Theoretisch (also bei einer Quanteneffizienz von eins) sollten von Yb:YAG nur ca. 8-9 % der bei 940 nm absorbierten Pumpleistung in Wärme umgewandelt werden. Bei der kalorimetrischen Messung der Abwärme eines mit Peltier-elementen gekühlten Yb:YAG-Scheibenlasers (Dotierung ca. 10 at%) wurden jedoch relative Wärmeerzeugungen zwischen 19 % (mit Multimode-Resonator) und 35 % (ohne Resonator) festgestellt. Diese hohen Werte können teilweise durch die Absorption der Fluoreszenzstrahlung in der Metallisierung des Kristalls erklärt werden; eine quantitative Angabe der Wärmeerzeugung im Kristall selbst ist nicht möglich⁵¹. Falls die fraglichen Verlustmechanismen die verlorene Energie nicht vollständig in Wärme umwandeln,

⁵¹ Weitergehende Untersuchungen zur Wärmeerzeugung unter optimierten Bedingungen (z.B. ohne Absorption in der Metallschicht) und bei erhöhten Dotierungen bzw. Temperaturen sind wünschenswert.

könnte eine – bisher nicht beobachtete – nicht von Yb^{3+} stammende Fluoreszenz im Infraroten auftreten.

Die bisherigen Ergebnisse lassen einen Verlustmechanismus vermuten, der nur bei hohen Dotierungskonzentrationen und gleichzeitig hohen Anregungsleistungsdichten und/oder hohen Temperaturen auftritt. Bei Temperaturen oberhalb von etwa 200 °C ist – prinzipiell unabhängig von der Dotierung – mit dem Einsetzen von Multiphononenemission zu rechnen.

Montage der Kristalle

Die Kristalle werden durch Verpressen mit einer zwischen sie und eine Wärmesenke gelegten Indiumfolie gut wärmeleitend befestigt. Hierzu wird hochreine, durch Abreiben weitgehend von der natürlichen Oxidschicht befreite In-Folie (> 99,9975 % In) mit einer Dicke von 0,25-0,5 mm verwendet, die während des Preßvorgangs auf ca. 50 % ihrer ursprünglichen Dicke zusammengedrückt wird. Dabei fließt das Indium radial nach außen, wodurch die restlichen Oxid- und Schmutzschichten aufgerissen werden; dies verbessert die Festigkeit der Verbindungen mit den Oberflächen von Kristall und Wärmesenke entscheidend. Gute Haftfestigkeit wird insbesondere auf mit Indium beschichteten Flächen sowie auf einigen Oxidschichten (z.B. SiO_2) erzielt. Mit Gold entsteht im Idealfall (reines Gold, saubere Oberflächen) durch Diffusion eine Kaltverschweißung.

Das Verpressen geschieht in einer eigens dafür konstruierten pneumatischen Vorrichtung, die eine maximale Preßkraft von ca. 5 kN aufbringen kann. Obgleich die Zugfestigkeit von hochreinem Indium mit nur 2-5 MPa angegeben wird und das Fließen bereits ab ca. 10 MPa beobachtet werden kann, wird für ein vollständiges Verpressen ein Flächen- druck von ca. 30-35 MPa benötigt. Dünne Wärmesenken aus Kupfer werden während des Preßvorgangs durch einen Stahlstempel auf ihrer Rückseite flächig unterstützt, um ein Durchbiegen oder eine plastische Deformation des Kupfers zu vermeiden.

Grundsätzlich kommt auch das Auflöten der Kristalle – beispielsweise mit Reinst-Indium (Schmelzpunkt 156 °C) – auf die Wärmesenke in Frage, jedoch ist hierfür eine lötfähige Beschichtung auf beiden Seiten Voraussetzung. Weiterhin sollte die Verunreinigung des Lotes durch andere Metalle, die zu einer Verhärtung desselben führen, vermieden werden. Schließlich müssen eine gleichmäßige Schichtdicke sowie die Abwesenheit von Lunkern sichergestellt sein. Aufgrund der mit der Erstarrung des Lotes typischerweise verbundenen Volumenänderung ist es schwierig, bei Schichtdicken von mehr als etwa 5 µm eine ausreichende Ebenheit der montierten Kristalle zu gewährleisten. Flußmittelfreies Löten ist zu empfehlen, dazu wird jedoch ein Vakuumlötofen sowie eine optimale Präparation der Oberflächen benötigt. Das Auflöten mit harten Loten (z.B. eutektisches

AuSn-Lot, Schmelzpunkt ca. 284 °C) erfordert eine Wärmesenke mit angepaßter Wärmeausdehnung, um das Auftreten zerstörerisch starker Spannungen zwischen Kristall und Wärmesenke zu vermeiden.

Kühlung der Kristalle

Die montierten Kristalle wurden bei den in Kap. 3.2.2 dargestellten Experimenten vorzugsweise mit Hilfe eines mit einem zweistufigen Verdampfer ausgerüsteten Kältebades (Neslab ULT 95) in einem Methanol-Kühlkreislauf mit Druckerhöhungspumpe (max. ca. 4 bar) auf bis zu -90 °C gekühlt. Alternativ wurde die Kühlung durch Peltier-Elemente erzielt, die in einstufiger Ausführung minimale Betriebstemperaturen von ca. -30 °C erlauben. Hierzu werden die Kristalle auf einen massiven Kupferkegel aufgepreßt, der mit einem auf dem Peltier-Element befestigten Kupferklotz verschraubt wird.

Die verwendeten Peltier-Elemente (Fa. Melcor) mit einer Fläche von 40 x 40 mm² erreichen bei maximalem Betriebsstrom (8,5 A, ca. 15 V) eine theoretische Temperaturdifferenz von 65 °C (unbelastet) sowie einen maximalen Wärmestrom von 68 W bei einer (theoretischen) Temperaturdifferenz von 0 °C. Gemessen wurde eine Leerlauf-Temperaturdifferenz von ca. 52 °C (bei ca. 7,5 A) zwischen dem auf der kalten Seite befestigten Kupferklotz und dem Kühlwasser, mit dem die warme Seite über eine wasserdurchströmte Kupferplatte gekühlt wird. Der Einfluß der abgeführten Wärmemenge auf die Kühltemperatur wurde mit Hilfe einer elektrischen Beheizung der kalten Seite zu 0,92 K/W (bei 7,5 A; Datenblatt: 0,96 K/W) bestimmt. Diese Elemente können thermisch beliebig parallelgeschaltet werden, so daß auch größere Wärmemengen abgeführt werden können. Der Wirkungsgrad der Peltier-Elemente hängt von der erforderlichen Temperaturdifferenz ab; im oben angegebenen Fall beträgt er ca. 30 %. Durch thermische Reihenschaltung kann die erzielbare Temperaturdifferenz gesteigert werden, allerdings sinkt der Wirkungsgrad dabei deutlich.

Zur Vermeidung einer Betauung der Kristalle wird der Versuchsaufbau in einem mit extrem trockener, hochreiner Preßluft gespülten Gehäuse betrieben. Dennoch ist eine Betauung bzw. Vereisung des Kristalls unterhalb von -60 °C kaum zu vermeiden. Im Betrieb wird der gepumpte Bereich jedoch um bis zu 150 K erwärmt, so daß dieser Teil des Kristalls unbetaut bleibt.

3.2.2 Untersuchungen im Laserbetrieb

Der erste Versuchsaufbau des mit Laserdioden gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers (s. Kap. 3.2.2.1.1, Vierfach-Pumplichtdurchgang) wurde mit geringer Pumpleistung betrieben und wies noch eine Reihe von Unzulänglichkeiten auf, die insbesondere zu einem recht geringen Wirkungsgrad führten. Um die vorteilhaften Eigenschaften dieses Laserkonzeptes zu demonstrieren, wurden daher – wie in Kap. 3.2.2.1 ausführlich dargestellt – die Aufbauten sukzessive hinsichtlich Ausgangsleistung und Wirkungsgrad optimiert. Ein erster entscheidender Schritt hierzu war der Übergang zu einem Achtfachdurchgang des Pumplichts (s. Kap.3.2.2.1.1); viele weitere Verbesserungen folgten. Weiterhin war zu zeigen, daß bei diesem Konzept eine gute, vorzugsweise nahezu beugungsbegrenzte, Strahlqualität mit hohem Wirkungsgrad auch bei Leistungen oberhalb von 20 W erzielt werden kann. Die hierzu durchgeführten Untersuchungen, einschließlich Single-Frequency-Betrieb, werden in Kap. 3.2.2.2 beschrieben. Das Skalierungsverhalten bei höheren Ausgangsleistungen wird in Kap. 3.2.2.3 diskutiert. Das Kap. 3.2.2.4 geht auf die Abhängigkeit der erreichten Wirkungsgrade von der jeweiligen Strahlqualität ein. Eine Besonderheit des laseraktiven Mediums Yb:YAG ist der große Bereich, über den die Emissionswellenlänge abgestimmt werden kann. Die Ergebnisse entsprechender Untersuchungen am Yb:YAG-Scheibenlaser sind in Kap. 3.2.2.5 dargestellt.

3.2.2.1 Optimierung des Wirkungsgrades

Der mit dem Yb:YAG-Scheibenlaser erzielbare optisch-optische Wirkungsgrad hängt von einer Reihe von gezielt beeinflussbaren Faktoren ab. Als wichtigste sind die Pumpoptik – insbesondere die Anzahl der Pumplichtdurchgänge und die einfallende Leistungsdichte – sowie Dicke, Dotierung und Kühltemperatur des Laserkristalls, die gemeinsam Absorptionsgrad und Laserschwelle bestimmen, zu nennen. Auf diese verschiedenen Einflußfaktoren gehen die folgenden drei Kapitel ein.

3.2.2.1.1 Einfluß der Pumpoptik

Vierfach-Pumplichtdurchgang

Bei der ersten, in Abbildung 52 schematisch dargestellten, Versuchsanordnung für einen diodengepumpten Yb:YAG-Scheibenlaser erfolgte die Abbildung des Faserbündels aus 24 Fasern (vgl. Kap. 3.2.1.2) auf den Kristall durch einen aus zwei gepreßten, unbeschichteten Asphärenlinsen bestehenden Kondensor. Diese Abbildung im Maßstab 1:1 war aufgrund von Abbildungsfehlern der Optik sehr unscharf; zusätzlich traten große Transmissionsverluste auf, so daß – gemäß einer entsprechenden Messung – nur 71,5 %

der am Faserbündelende zur Verfügung stehenden Leistung auf einen Durchmesser von 0,95 mm abgebildet werden konnten. Bei den beiden ersten Durchgängen durch den verwendeten 0,3 mm dicken Kristall (Material E1) wurden ca. 40 % des Pumplichts absorbiert. Da die Rückabbildung, die mit einer sphärischen Linse und einem Planspiegel realisiert wurde, ebenfalls stark verlustbehaftet war, wurden im dritten und vierten Durchgang lediglich ca. 20 % des in der ersten Abbildung verfügbaren Pumplichts absorbiert. Insgesamt betrug der Absorptionsgrad, bezogen auf die Leistung am Faserbündelende, nur ca. 40 %. Die Kühlung des Kristalls erfolgte durch einen sehr simplen, nicht optimierten Kühlfinger, bei dem die den Kristall tragende Kupferplatte von hinten axial mit Wasser ($T_c \approx 289 \text{ K}$) angeströmt wird.

Der V-förmig angeordnete Resonator wurde aus einem planen Auskoppelspiegel und einem sphärischen Endspiegel mit einem Radius von 0,3 m sowie dem dazwischen angeordneten Kristall gebildet; die Ebene des Resonators war um 90° gegen die Ebene der Pumpoptik gedreht.

In Abbildung 53 sind die Ergebnisse mit einem 150 mm langen Resonator für verschiedene Reflektivitäten R des Auskoppers dargestellt; der Abstand zwischen Kristall und Auskoppler betrug $L = 65 \text{ mm}$. Bei einem maximalen Strom von 1,6 A durch die 24 Siemens-Laserdioden betrug die absorbierte Leistung ca. 6,8 W. Sowohl die Schwelle als auch der differentielle Wirkungsgrad hängen stark von der Transmission des Auskoppers T_{OC} ab. Die höchste Ausgangsleistung von 2,2 W wird bei einer Transmission von 1,6 % erreicht; der auf die absorbierte Leistung bezogene Wirkungsgrad beträgt 32 %. Der höchste differentielle Wirkungsgrad von 71 %, bezogen auf die absorbierte Leistung, wird jedoch bei $T_{OC} = 3,9 \%$ erzielt. Die extrapolierte Schwelle liegt für $T_{OC} = 1,6 \%$ bei ca. 3,4 W absorbiertes Leistung, während die tatsächliche Schwelle nur 2,3 W beträgt.

Bei einem Viernivausystem ergeben sich im Idealfall Geraden für die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Pumpleistung. Für ein Quasi-Dreineivausystem, wie das verwendete Yb:YAG, gilt dies nur bei idealen Rechteckprofilen, sowohl für das Pump-

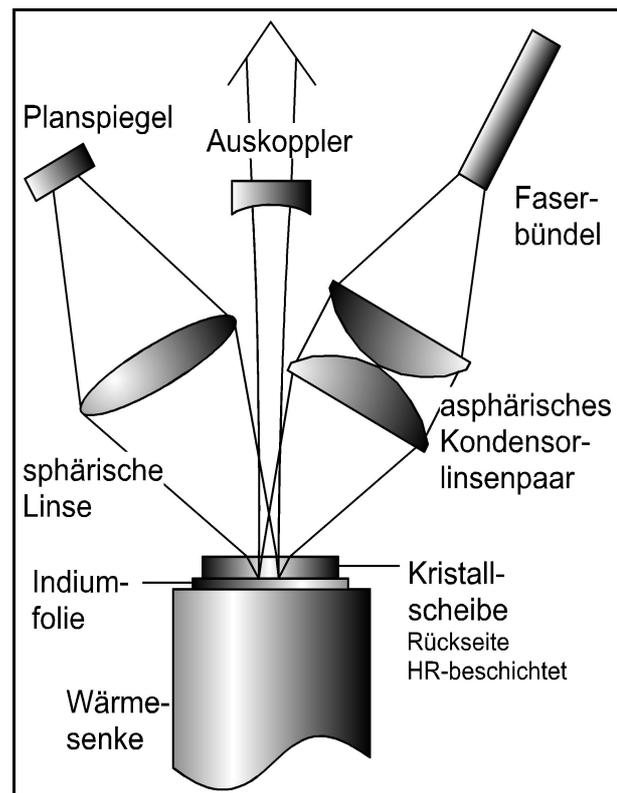


Abbildung 52: Schematische Darstellung des Yb:YAG-Scheibenlasers mit Vierfachdurchgang des Pumplichts

licht, als auch für den Resonatormode. Die Krümmung der Kurven im Bereich der Schwelle ist daher im wesentlichen auf die unscharfe Abbildung des Faserbündels sowie das (leistungsabhängige) Modenprofil zurückzuführen; zusätzlich spielt auch der Chirp der Laserdioden eine Rolle.

Die Auswertung der differentiellen Wirkungsgrade als Funktion der Auskopplertransmission ermöglicht eine Abschätzung der resonatorinternen Verluste L_{int} ; es ergibt sich ein Wert von ca. 0,2 %.

Für eine Vergleichsrechnung im 1D-Modell wurden folgende Parameter verwendet: $T_c = 290$ K (ideale Kühlung), verfügbare Pumpleistung: 12 W, effektiver Pumpstrahldurchmesser: 0,85 mm, Dotierung: 9 %, Auskoppelgrad: 1,6 %, resonatorinterne Verluste: 0,2 %. Die berechnete Temperaturdifferenz im Kristall beträgt 11,8 K und der Absorptionsgrad 56,75 %. Der Vierfachdurchgang ergibt eine 2,7-fache Überhöhung der effektiven Pumpleistungsdichte gegenüber der einfallenden Leistungsdichte von $2,1 \text{ kW/cm}^2$. Der Wirkungsgrad liegt bei 31,0 % bezogen auf die verfügbare Pumpleistung (54,6 % bezüglich der absorbierten Leistung P_{abs}). Der differentielle Wirkungsgrad beträgt 43,8 % (77,2 % bezogen auf P_{abs}) bei einer extrapolierten Schwelle von 3,5 W (2,0 W bezüglich P_{abs}).

Sowohl bei der extrapolierten Schwelle, als auch beim differentiellen Wirkungsgrad ergeben sich deutliche Diskrepanzen zwischen Modell und Experiment. Neben der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der tatsächlich absorbierten Leistung (die eventuell deutlich überschätzt wurde) und der Vernachlässigung von 2D-Effekten (Pump- und Modenprofil etc.) dürfte die tatsächliche Kühltemperatur maßgeblich hierfür sein.

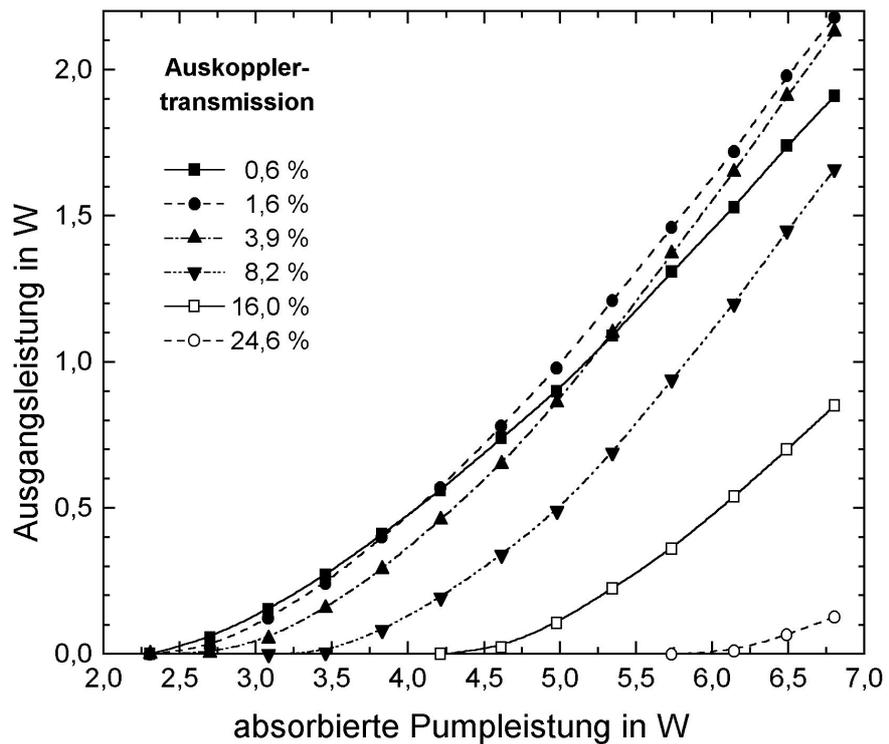


Abbildung 53: Ausgangsleistung des Yb:YAG-Scheibenlasers mit Vierfachdurchgang des Pumplichts als Funktion der absorbierten Pumpleistung für verschiedene Auskopplertransmissionen

Durch Erhöhung des maximalen Diodenstroms von zunächst 1,65 A auf 2,8 A konnte mit dem beschriebenen Aufbau eine Ausgangsleistung von bis zu 4,4 W (bei 28,8 W Pumpleistung am Faserbündelende) erreicht werden. Jedoch zeigt die gemessene Leistungskennlinie aufgrund der nicht optimalen Diodentemperatur ein deutliches Abknicken im oberen Leistungsbereich.

Achtfach-Pumplichtdurchgang

Zur Erzielung einer höheren Pumpeffizienz im Vergleich zum zuvor beschriebenen Aufbau wurden eine Reihe von möglichen Verbesserungen vorgeschlagen und untersucht. Die Verwendung AR-beschichteter Linsen ergab praktisch keine Verbesserung. Eine Erhöhung des Absorptionsgrades durch dickere und/oder höher dotierte Kristalle lag ebenfalls nahe. Da jedoch die Temperaturdifferenz im Kristall mit seiner Dicke ansteigt, sind dem Einsatz dickerer Kristalle Grenzen gesetzt. Die Erhöhung der Dotierung ist, wie in Kapitel 3.2.1.3 bereits erwähnt, ebenfalls problematisch. Außerdem führen beide Maßnahmen zu einer Anhebung der Schwellpumpleistungsdichte. Den entscheidenden Fortschritt brachte eine Erhöhung der Anzahl der Pumplichtdurchgänge von 4 auf 8. Durch diese Maßnahme wurde, bei unveränderter Kristalldicke und Dotierung, der Absorptionsgrad entscheidend verbessert. Aber erst durch die Verwendung von sphärischen Abbildungsspiegeln anstelle von Linsen konnte dieses verbesserte Pumpkonzept sinnvoll umgesetzt werden, da die Abbildungsfehler dieser Spiegel bei einer 1:1-Abbildung selbst bei hoher N.A. gering sind. Somit kann die am Faserbündelende verfügbare Pumpleistungsdichte nahezu ungeschwächt auf den Kristall übertragen werden. Lediglich der notwendige schräge Einfall des Pumplichts auf den Kristall mindert sie geringfügig. Die verwendeten dielektrisch beschichteten Spiegel sind zudem – im Gegensatz zu den zuvor eingesetzten Linsen – sehr verlustarm.

Der realisierte und in Abbildung 54 schematisch gezeigte Aufbau mit Achtfachdurchgang verwendet zusätzlich zu vier sphärischen Spiegeln

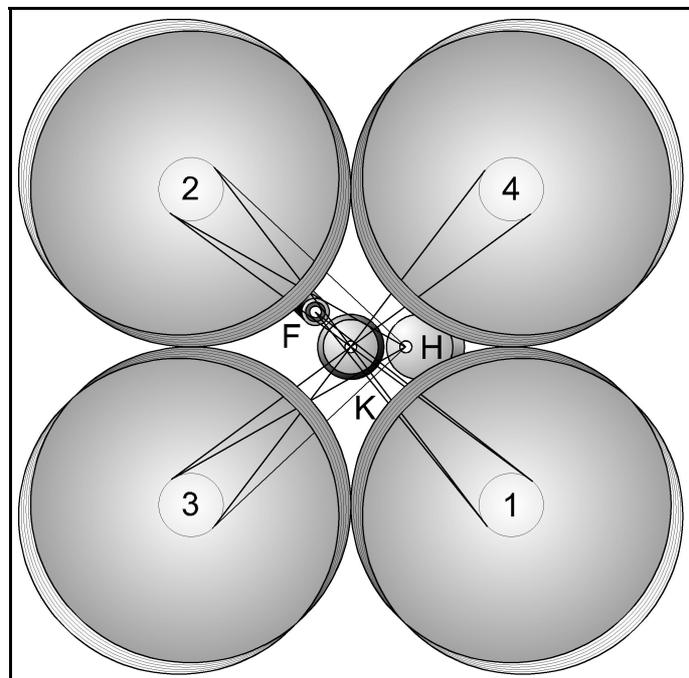


Abbildung 54:

Schematische Darstellung der Pumpoptik für den Achtfachdurchgang des Pumplichts (1-4: Hohlspiegel, F: Faserbündelende, K: Kristall in Draufsicht, H: planer Hilfsspiegel)

einen neben dem Kristall **K** angeordneten, planen Hilfsspiegel **H**. Dieser ermöglicht das Verlassen der durch die erste Abbildung auf den Kristall vorgegebenen Ebene, wodurch die erhöhte Anzahl von Pumplichtdurchgängen ohne erhebliche Vergrößerung der Einfallswinkel realisiert werden kann. Das Faserbündelende **F** ist ebenfalls neben dem Kristall **K** angeordnet und so ausgerichtet, daß der austretende Lichtkegel auf den diagonal gegenüberliegenden ersten Abbildungsspiegel **1** trifft, der das Bündelende auf den Kristall abbildet. Das in den beiden ersten Durchgängen nicht absorbierte Pumplicht wird vom Kristall auf den Abbildungsspiegel **2** reflektiert, der es auf den Hilfsspiegel **H** abbildet. Dieser wiederum reflektiert das Licht auf den Abbildungsspiegel **3**, der es auf den Kristall rückabbildet. Das nach dem dritten und vierten Durchgang verbleibende Pumplicht wird vom Kristall auf den vierten Abbildungsspiegel **4** gelenkt, der das auftreffende Licht in sich zurückwirft, so daß der gesamte Strahlengang nochmals durchlaufen wird. Der nach dem letzten Durchgang verbleibende Rest des Pumplichts trifft auf das Faserbündelende.

Zusätzlich zu dieser Änderung der Pumpoptik wurden nach und nach weitere Verbesserungen am Versuchsaufbau durchgeführt; hierzu gehört unter anderem die Verwendung eines kommerziellen Faserbündels (s. Kap. 3.3.2) sowie die Kühlung des Kristalls auf Temperaturen bis -80 °C unter Einsatz eines optimierten Kühlfingers. Daneben werden die Siemens-Laserdioden auf ca. 5 °C gekühlt betrieben (optimale Betriebstemperatur ca. 0 °C bei $2,75\text{ A}$); eine neuere Charge von bereits auf den Betrieb bei höherem Strom ausgelegten Dioden liefert dagegen bei ca. 18 °C die richtige Emissionswellenlänge.

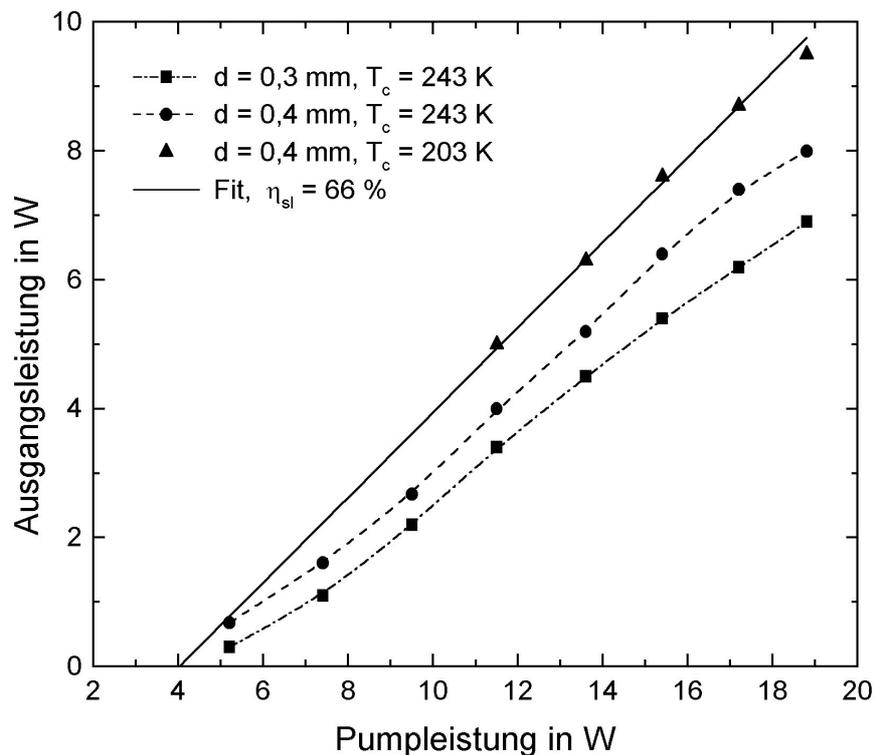


Abbildung 55: Leistungskennlinien des mit 15 Siemens-Laserdioden gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers mit Achtfachdurchgang des Pumplichts für verschiedene Kristalldicken d und Kühltemperaturen T_c .

Durch die verbesserte Pumpoptik konnte – wie in Abbildung 55 dargestellt – der optische Wirkungsgrad η_{opt} , bezogen auf die am Faserbündelende verfügbare Leistung, auf 42 % bei einer Kühlmitteltemperatur T_c von $-30\text{ }^\circ\text{C}$ (243 K) erhöht werden. Bei $-70\text{ }^\circ\text{C}$ (203 K) wurde sogar ein optischer Wirkungsgrad von 51 % und ein differentieller Wirkungsgrad η_{sl} von 66 % erzielt; die extrapolierte Schwelle liegt bei 4 W. Hierbei wurden ein 0,4 mm dicker Kristall (Material: E1) sowie 15 Siemens-Laserdioden mit einer maximalen Ausgangsleistung von 18,8 W am Faserbündelende verwendet. Zum Vergleich ist eine Messung mit einem 0,3 mm dicken Kristall angegeben, mit dem aufgrund seiner geringeren Absorption nur ein Wirkungsgrad von $\eta_{\text{opt}} = 37\%$ erreicht wurde. Die Krümmung der Kurven im unteren Bereich ist relativ schwach ausgeprägt (bei $-70\text{ }^\circ\text{C}$ fehlen die unteren Meßpunkte wegen einsetzender Vereisung des Kristalls), es tritt jedoch zusätzlich ein leichtes Abknicken bei maximaler Pumpleistung auf. Hierbei spielt wiederum die Verschiebung der Pumpwellenlänge mit dem Diodenstrom eine Rolle, da die optimale Wellenlänge bei ca. 16 W Pumpleistung erreicht wird. Zusätzliche Ursachen für das Abknicken – wie die übermäßige Erwärmung des Kristalls aufgrund der gegenüber dem Vierfachdurchgang drastisch erhöhten absorbierten Leistungsdichte (ca. $4,5\text{ kW/cm}^2$ gegenüber $1,4\text{ kW/cm}^2$) sowie der größeren Kristalldicke – können jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Die erzielten Ergebnisse bleiben auch in diesem Fall deutlich hinter den sich aus dem 1D-Modell ergebenden Werten zurück.

Der Versuch, die bei Ausgangsleistungen von unter 10 W erreichten Wirkungsgrade durch Erhöhung der Zahl der verwendeten Laserdioden auf größere Ausgangsleistungen zu übertragen, zeigte die Grenzen des verwendeten Versuchsaufbaus auf. Abbildung 56 stellt exemplarisch die Ergebnisse mit 26 Siemens-

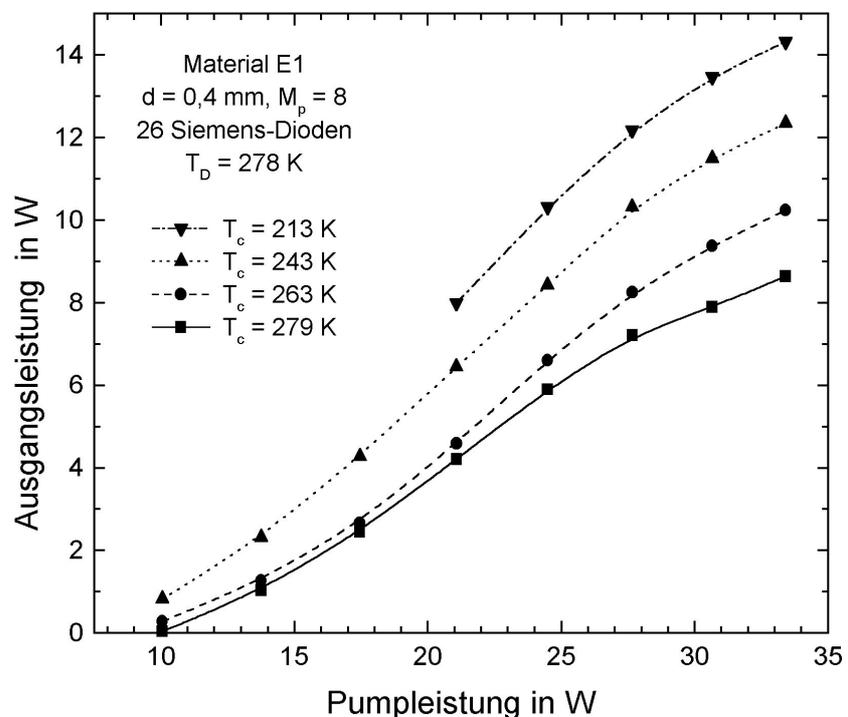


Abbildung 56: Leistungskennlinien des mit 26 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers für verschiedene Kühlmitteltemperaturen T_c .

Dioden (maximale Pumpleistung 33,4 W) dar. Die Meßkurven zeigen ein deutliches Abknicken oberhalb von 28 W Pumpleistung, entsprechend einer Pumpleistungsdichte von 4 kW/cm^2 . Für diesen Effekt kommen verschiedene Ursachen in Betracht: Zunächst ergibt sich aufgrund der erhöhten Anzahl von Laserdioden, die auf einer gemeinsamen Kupferplatte montiert betrieben werden und diese erwärmen, eine verstärkte Verschiebung der Pumpwellenlänge (um maximal ca. 1,5 nm). Außerdem könnte sich der Kristall, bedingt durch die schlecht wärmeleitende HR-Beschichtung sowie den nicht optimalen Kühlfinger, übermäßig erwärmen. Schließlich ist auch denkbar, daß erhöhte Verluste durch das Auftreten einer verstärkten thermischen Linse das Abknicken der Kurven verursachen. Tatsächlich scheinen alle diese Faktoren eine gewisse Rolle zu spielen; denn erst eine Kombination aus neuen Laserdioden mit optimaler Wellenlänge, verbesserten Beschichtungen, optimierten Kühlfingern sowie gestreckten Resonatoren mit dem Kristall als Endspiegel und einem gekrümmten Auskoppler erbrachte den Durchbruch zu guten Wirkungsgraden auch bei höheren Leistungen.

In Abbildung 57 ist ein mit den beschriebenen Verbesserungen sowie 37 Siemens-Laserdioden erzielt Ergebnis dargestellt. Die Meßkurven zeigen – im Gegensatz zur den bisher dargestellten Ergebnissen – auch im oberen Pumpleistungsbereich eine progressive Krümmung; ein Vergleich mit Modellrechnungen ergibt, daß die Pumpwellenlänge bei maximaler Pumpleistung bei etwa 936,5 nm liegt, also um ca. 4 nm vom Optimum entfernt. Bei einer Kühlmitteltemperatur von -60°C beträgt der optische Wirkungsgrad 56 % und der differentielle Wirkungsgrad 73 %⁵².

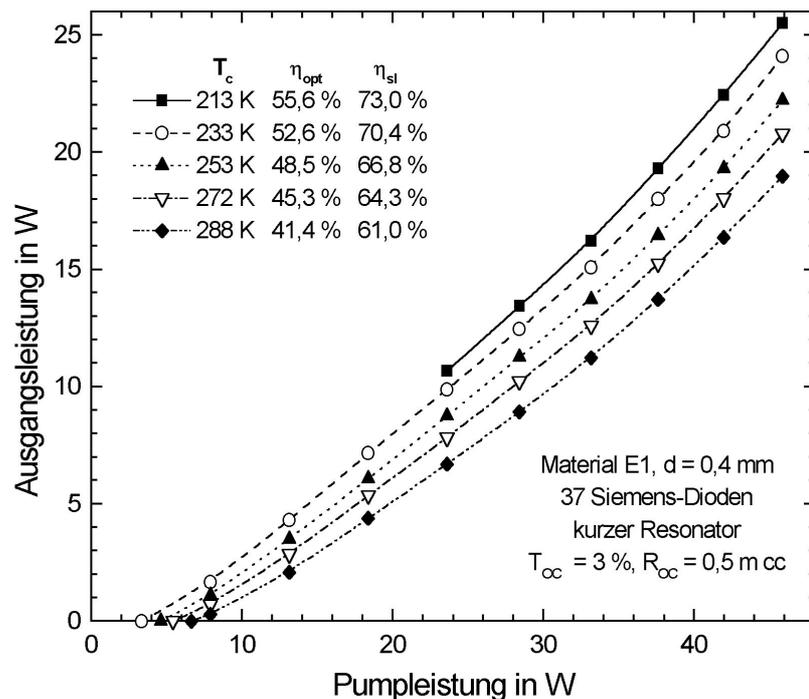


Abbildung 57: Leistungskennlinien des verbesserten, mit 37 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers für verschiedene Kühltemperaturen T_c .

⁵² Der aus den Meßkurven ermittelte differentielle Wirkungsgrad ist nur begrenzt aussagekräftig, da der Chirp der Laserdioden in das Ergebnis mit eingeht. Bei auf maximale Ausgangsleistung abgestimmter Kühltemperatur der Laserdioden läuft die Pumpwellenlänge mit zunehmender Pumpleistung in die optimale Absorption hinein, was zu einem erhöhten differentielle

Auch bei höheren Temperaturen werden noch gute Wirkungsgrade erzielt, so zum Beispiel 41 % ($\eta_{sl} = 61\%$) bei +15 °C. Die extrapolierte Schwelle liegt bei 10,5 W für $T_c = 213\text{ K}$ und 233 K; bei höheren Temperaturen steigt sie um etwa 0,07 W/K.

Der Vergleich der gemessenen Temperaturabhängigkeit der Schwelle mit den Ergebnissen der 1D-Modellrechnung ohne Berücksichtigung des Pumpprofiles und der radialen Wärmeleitung ergibt eine gute Übereinstimmung, wenn eine Temperaturdifferenz von ca. 95 K zwischen dem Kühlmittel und der Kristallrückseite angesetzt wird. Dies würde, bei einer angenommenen relativen Wärmeerzeugung η_{th} von 18 %, einen Wärmewiderstand $R_{th,WS}$ von ca. 0,12 Kcm²/W bedeuten. Modellrechnungen, die das Pumpprofil berücksichtigen, ergäben jedoch eine Übereinstimmung für einen kleineren Wert von ΔT_{WS} .

3.2.2.1.2 Einfluß von Dicke und Dotierung des Kristalls

Hinsichtlich Kristalldicke und -dotierung wurden keine hinreichend systematischen Versuchsreihen durchgeführt, um eine exakte Aussage über die optimale Kombination der beiden Parameter machen zu können. Dies liegt zum einen an dem mit einer solchen systematischen Versuchsreihe verbundenen hohen Aufwand – es werden viele Kristalle mit unterschiedlicher Dotierung und Dicke benötigt – zum anderen ergaben sich häufig Probleme mit der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse bei verschiedenen Kristallen mit gleicher Dicke und Dotierung. Diese schlechte Reproduzierbarkeit dürfte hauptsächlich auf die HR-Beschichtungen der Kristalle sowie auf die Montage der Kristalle auf der Wärmesenke zurückzuführen sein.

Der optisch-optische Wirkungsgrad hängt nicht sehr kritisch von der Kristalldicke ab; die berechneten optimalen Dicken (vgl. Kap. 2) erwiesen sich als ausreichend genau. Bei Experimenten mit höheren Leistungen zeigten sich die etwas dünneren Kristalle als tendenziell besser geeignet, da sie aufgrund einer geringeren Temperaturdifferenz weniger zur Zerstörung neigen.

Bezüglich der Dotierung ergibt sich insgesamt ein klares Bild: Während eine Dotierung von 5,5 at% (Material F1) eindeutig zu niedrig ist, sind die Unterschiede bei Dotierungen zwischen 10 und 13 at% (Mat. E1, F2, G1) eher gering. Bei höheren Leistungen erwies sich das Material F2 (11,3 at%) als besonders geeignet. Mit höheren Dotierungen (19 at% und höher) wurden bisher allenfalls minimale Ausgangsleistungen erzielt. Bereits unterhalb der Laserschwelle trat eine exzessive thermische Linse auf; bei einer etwas höheren Pumpleistung wurde der Laserkristall thermisch zerstört. Hierbei wurden

Wirkungsgrad im mittleren Teil der Leistungskennlinie führt. Gleichzeitig ergibt sich hierdurch auch eine überhöhte extrapolierte Schwelle.

teilweise – trotz scheinbar intakten Wärmekontaktes – Anschmelzungen am Laserkristall beobachtet. Die Natur der diesem Phänomen offenbar zugrundeliegenden Verlustmechanismen ist derzeit nicht genauer bekannt⁵³. Es ist jedoch zu vermuten, daß die wärmeerzeugenden Mechanismen mit zunehmender Kristalltemperatur stärker werden. Gleichzeitig sinkt mit steigender Temperatur die Wärmeleitfähigkeit des Kristalls, so daß es zu einem sich selbst verstärkenden Temperaturanstieg („thermal runaway“) kommen kann. Diese Effekte können derzeit modellmäßig nicht erfaßt werden, weshalb die Optimierung von Dotierungskonzentration und Kristalldicke experimentell erfolgen muß.

3.2.2.1.3 Einfluß der Temperatur

In Kapitel 3.2.2.1.1 wurde bereits auf die Abhängigkeit des optisch-optischen Wirkungsgrades von der Kühltemperatur hingewiesen; so zeigt beispielsweise Abbildung 57, daß der Wirkungsgrad η_{opt} von 56 % bei 213 K auf 41 % bei 288 K abfällt. Dies entspricht einem Temperaturkoeffizienten von -0,20 %/K; ähnliche Werte (zwischen -0,19 % und -0,25 %) werden auch bei nahezu allen anderen Versuchen mit dem Yb:YAG-Scheib laser mit Achtfachdurchgang des Pumplichts beobachtet. Dies steht in relativ guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der 1D-Modellrechnungen. Die beobachtete Schwankungsbreite läßt sich teilweise auf die unterschiedlichen Betriebsparameter, wie z.B. die Kristalldicke, zurückführen. Möglicherweise spielt auch die unterschiedliche Qualität des Kristallmaterials eine Rolle. Es bleibt allerdings eine Erklärungslücke für gewisse Unterschiede. Beispielsweise verlaufen einige der beobachteten Wirkungsgrad-über-Temperatur-Kurven nicht linear, sondern knicken bei höheren Temperaturen mehr oder weniger stark ab; dies korreliert teilweise mit einem mit steigender Temperatur zunehmenden Abknicken der Leistungskennlinie bei hohen Pumpleistungen. Ob ein lokales Abheben des Kristalls von der Unterlage, verbunden mit einem partiellen Verlust des Wärmeübergangs, die Ursache hierfür ist, oder ob parasitäre Effekte im LAM auftreten, kann nicht beurteilt werden.

Unerklärlich stark ist auch der Abfall des Wirkungsgrades bei dem in Abbildung 58 dargestellten Beispiel eines Peltier-gekühlten Kristalls, der mit 32 Siemens-Laserdioden gepumpt wird. Zwischen 244 K und 274 K sinkt der optisch-optische Wirkungsgrad um 11,2 %, also um -0,373 %/K. Weiterhin ist in der Leistungskennlinie bei 291 K ein Abknicken oberhalb von 30 W Pumpleistung zu beobachten, was zu einem weiteren

⁵³ Es gibt Hinweise darauf, daß bereits sehr geringe Konzentrationen an bestimmten Verunreinigungen (z.B. einige ppm Tb³⁺) bei hohen Ytterbium-Dotierungen erhebliche Auswirkungen auf den Laserwirkungsgrad haben können. Hierbei spielt vermutlich die mit der Dotierungskonzentration zunehmende Diffusion der Anregung durch Wechselwirkung zwischen eng benachbarten Ionen („Migration“) eine wichtige Rolle.

Wirkungsgradverlust um 9,9 % bei nur 17 K Temperaturanstieg führt. Es liegt nahe, dieses Verhalten auf die verwendete massive (und daher sehr steife) Wärmesenke aus Kupfer zurückzuführen, zumal sich bei höheren Pumpleistungen gezeigt hat, daß auf dieser Wärmesenke die Kristalle wesentlich früher zerstört werden als auf einer ca. 1,5 mm dicken, flexibleren Kupferplatte, wie sie für die Impingement-Kühlung mit Alkohol

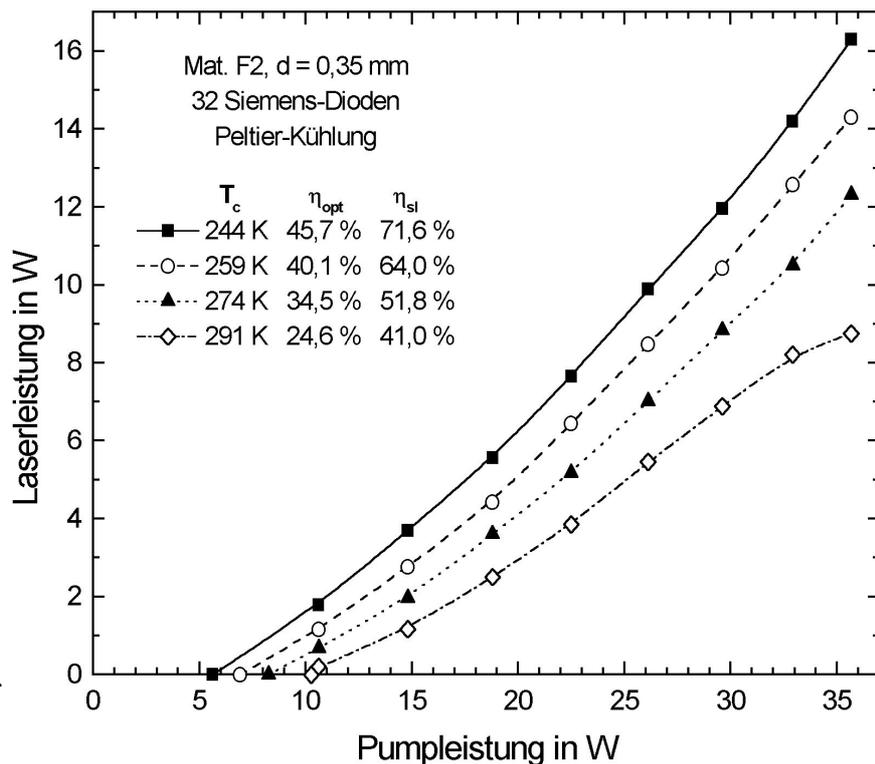


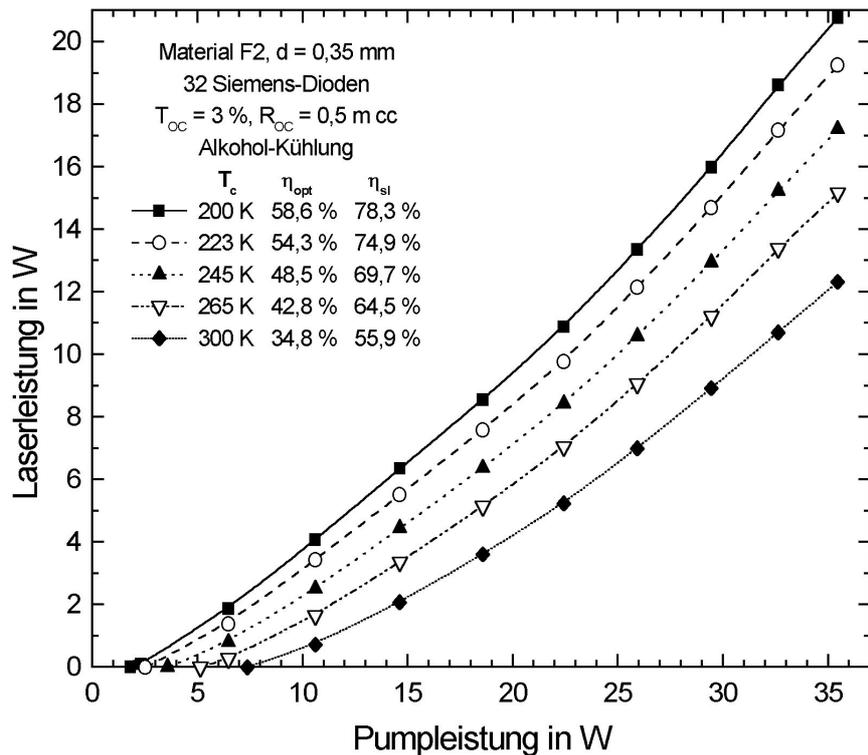
Abbildung 58: Leistungskennlinien des mit 32 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers mit Peltier-Kühlung für 4 verschiedene Kühltemperaturen T_c .

verwendet wird. Somit sind hohe mechanische Spannungen zwischen Wärmesenke und Kristall die vermutliche Ursache für das beobachtete Verhalten; jedoch ist unklar, ob diese Spannungen den Wirkungsgrad direkt über Beugungs- oder Depolarisationseffekte beziehungsweise über spannungsinduzierte Änderungen der (polarisationsabhängigen) Absorption oder Emission (oder eventuell über spannungsinduzierte nichtstrahlende Rekombination?) oder indirekt – über das teilweise Abheben des Kristalls – beeinflussen.

Zum Vergleich mit dem Peltier-gekühlten Kristall zeigt Abbildung 59 die Ergebnisse mit einem vergleichbaren, mit Alkohol gekühlten und ebenfalls mit 32 Siemens-Laserdioden gepumpten Kristall über eine große Temperaturspanne von 200 K bis 300 K Kühlmitteltemperatur. Der optisch-optische Wirkungsgrad fällt hier von 200 K bis 245 K um 10,2 %, entsprechend einem, durchaus typischen, TK von -0,227 %/K. Bei 245 K beträgt der Wirkungsgrad 48,5 %, was nur wenig über den mit dem Peltier-gekühlten Kristall erzielten 45,7 % liegt. Entscheidend besser verhält sich jedoch der alkoholgekühlte Kristall bei 300 K; der Wirkungsgrad ist zwar um -0,249 %/K auf 34,8 % gefallen, aber die Leistungskennlinie zeigt keinerlei Abknicken.

Die besten optisch-optischen Wirkungsgrade von bis zu 64,0 % wurden mit einem 0,44 mm dicken Kristall aus dem Material E1 (8 % nominelle Dotierung, 9,8 % gemesse-

ne Dotierung) beim Pumpen mit 37 Siemens-Laserdioden erzielt. Die höchste Ausgangsleistung von 29,7 W wurde bei 46,4 W Pumpleistung und einer Kühlmitteltemperatur von 199,2 K erreicht; allerdings konnte wegen einsetzender Vereisung des Kristalls keine Leistungskennlinie aufgenommen werden. Für 9 Temperaturen zwischen 235,6 K und 313,6 K



wurden komplette Kennlinien gemessen, die Wirkungsgrade bei

Abbildung 59: Leistungskennlinien des mit 32 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers mit Alkohol-Kühlung für 5 verschiedene Kühltemperaturen T_c

maximaler Pumpleistung liegen zwischen 57,7 % und 39,5 %; das zugehörige η_{opt}/T_c -Diagramm zeigt Abbildung 60. Der Temperaturkoeffizient im Bereich von 235,6 K bis 283,9 K ergibt sich zu -0,2245 %/K; der Meßpunkt bei 199,2 K liegt – vermutlich bedingt durch die bereits beginnende Vereisung – deutlich unterhalb der Regressionsgeraden. Eben solches gilt, wenn auch in geringerem Maße, für den Meßpunkt bei 313,6 K; allerdings ist die Ursache hierfür nicht erkennbar.

In Abbildung 60 ist auch das Ergebnis einer 1D-Modellrechnung mit Berücksichtigung des Pumpprofiles und der radialen Wärmeleitung wiedergegeben, bei der die „freien“, also nicht genau bekannten, Modellparameter L_{int} und $R_{th,WS}$ so gewählt wurden, daß die gemessenen Werte bestmöglich reproduziert werden. Dies ergab resonatorinterne Verluste L_{int} von lediglich 0,1 % sowie einen sehr geringen thermischen Widerstand $R_{th,WS}$ von 0,0235 Kcm²/W. Somit ist der Wirkungsgrad bei diesen Messungen so hoch, daß sich keine wesentliche Diskrepanz mehr zu den aus den Modellen gewonnenen Werten ergibt. Insbesondere bleibt hier kaum Spielraum für parasitäre Verlustmechanismen, wie beispielsweise eine nichtstrahlende Rekombination. Allerdings ergibt die Modellrechnung mit -0,246 %/K einen etwas höheren Temperaturkoeffizienten für den Wirkungsgrad als beobachtet; außerdem flacht die Modellkurve zu höheren Temperaturen hin (ab etwa 280 K) leicht ab, was aber durch die Ungenauigkeiten in den extrapolierten Absorp-

tionsspektren erklärt werden kann.

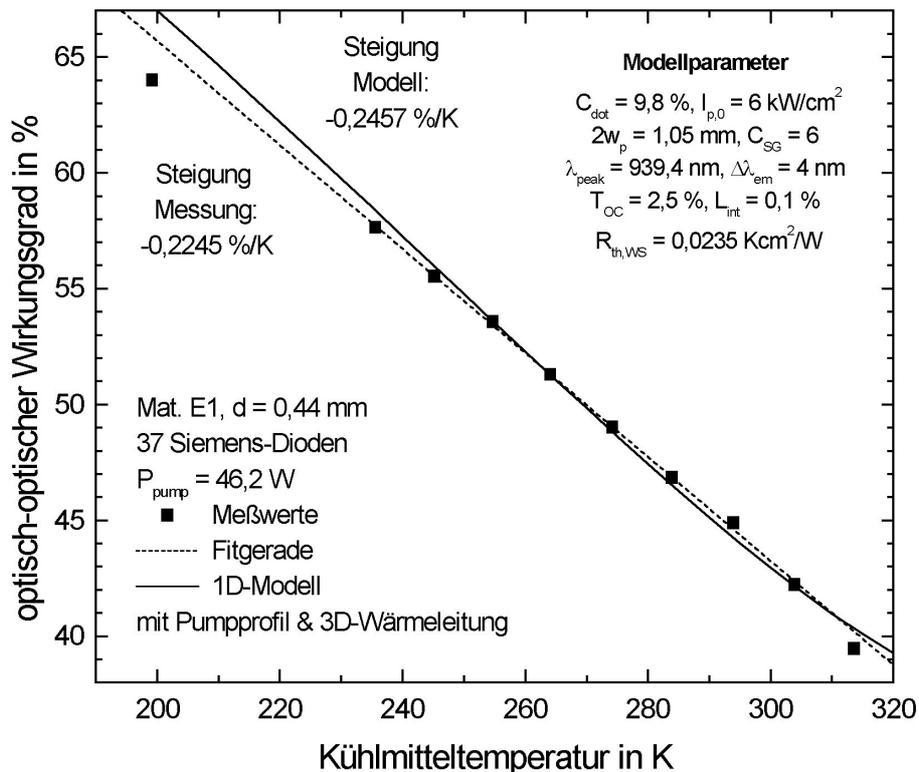


Abbildung 60: Gemessene und berechnete Temperaturabhängigkeit des Wirkungsgrades η_{opt} des mit 37 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers

3.2.2.2 Optimierung der Strahlqualität

Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Versuchsaufbauten mit optimiertem Wirkungsgrad wurden mit einem kurzen Resonator und einer größeren Anzahl an Transversalmoden (Multimode) betrieben; die Strahlqualität ($M^2 = 3\text{-}30$) liegt entsprechend deutlich unterhalb der Beugungsgrenze. Der besondere Vorteil der geringen thermischen Linse des Yb:YAG-Scheibenlasers kommt in diesem Fall nicht zum Tragen. Durch Verlängern des Resonators und Anpassung der Spiegelradien kann die Strahlqualität, wie in Kap. 3.2.2.2.1 beschrieben, bis nahe an die Beugungsgrenze ($M^2 \approx 1$) verbessert werden; hierbei schwingt nur noch der transversale Grundmode (TEM_{00} -Mode) an.

Auch ein im transversalen Grundmode betriebener Laser schwingt meist noch auf einer größeren Anzahl von longitudinalen Moden; dies ist in einigen Fällen unerwünscht und kann durch zusätzliche frequenzselektive Elemente im Resonator vermieden werden. Der resultierende Single-Frequency-Betrieb ermöglicht beispielsweise eine effiziente externe Frequenzverdopplung. Die Ergebnisse der mit dem Yb:YAG-Scheibenlaser zum Single-Frequency-Betrieb durchgeführten Versuche werden in Kap. 3.2.2.2.2 vorgestellt.

3.2.2.2.1 Grundmode-Betrieb

Aufgrund der schwachen thermischen Linse des Yb:YAG-Scheibenlasers sollte der Betrieb im transversalen Grundmode über den vollen Bereich der Pumpleistungen mit nur geringer LeistungseinbuÙe gegenüber dem Multimode-Betrieb möglich sein. Die LeistungseinbuÙen setzen sich aus einem verschlechterten Überlapp von Pumpprofil und Resonatormode sowie aus Beugungsverlusten an den nichtsphärischen Anteilen der thermischen Linse zusammen.

Vierfachdurchgang

Abbildung 61 zeigt die mit Hilfe eines ModeMasters von COHERENT gemessene Strahlqualität des Yb:YAG-Scheibenlasers mit Vierfachdurchgang des Pumplichts (vgl. Kap. 3.2.2.1.1) für verschiedene Resonatorlängen und Pumpleistungen. Bei einer hinsichtlich der Ausgangsleistung optimierten Anordnung (Resonatorlänge 138 mm, Abstand Kristall-Auskoppler $L = 73$ mm) ergab sich eine Beugungsmaßzahl M^2 von 3,37. Durch Vergrößern des Abstandes zwischen Kristall und Auskoppler auf 120 mm

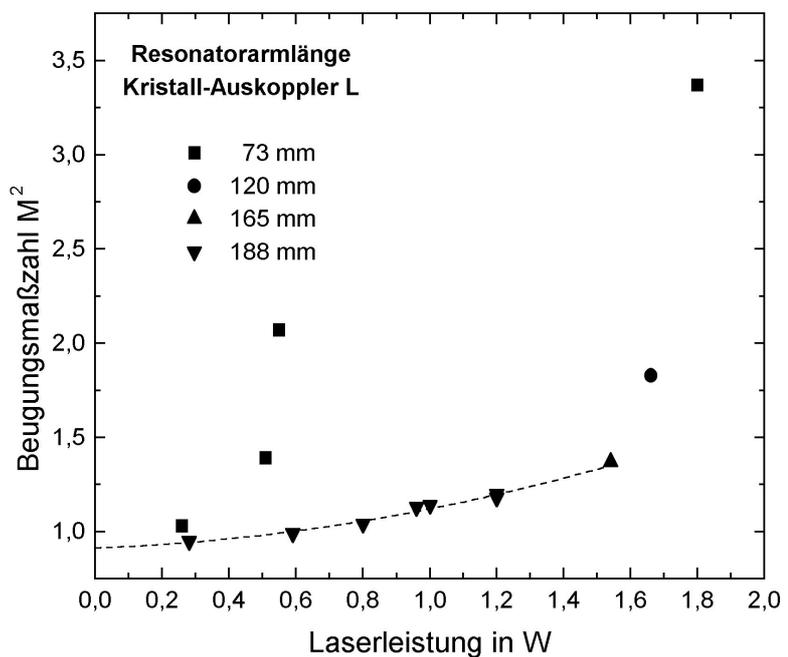


Abbildung 61: Strahlqualität des Yb:YAG-Scheibenlasers mit Vierfachdurchgang in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung für verschiedene Resonatorarm-längen

konnte die Strahlqualität bei nur geringfügig reduzierter Leistung auf $M^2 = 1,83$ verbessert werden. Bei einer weiteren Verlängerung des Resonators auf $L = 165$ mm nimmt die Strahlqualität nochmals auf $M^2 = 1,37$ zu, wobei die Leistung um lediglich 15 % gegenüber dem leistungsoptimierten Fall reduziert ist. Eine Verringerung der Pumpleistung führt ebenfalls zu einer Steigerung der Strahlqualität, so daß bei Ausgangsleistungen unter 50 % der Maximalleistung eine im Rahmen der Meßgenauigkeit beugungsbegrenzte Strahlqualität ($M^2 < 1,05$) erzielt wird. Diese ersten, ermutigenden Ergebnissen zum Grundmode-Betrieb des Yb:YAG-Scheibenlasers sind jedoch wegen des kleinen Pumpflecks und der geringen absorbierten Leistungsdichte bezüglich der Skalierung zu höheren Leistungen nicht sehr aussagekräftig.

Achtfachdurchgang

Weitergehende Informationen zur Skalierbarkeit des Grundmode-Betriebs erbringen Versuche mit Achtfachdurchgang des Pumplichts. In Abbildung 62 sind die Ergebnisse einer Meßreihe mit Variation der Resonatorlänge dargestellt; der Kristall wurde mit 32 Siemens-Laserdioden mit einer Gesamtleistung von 41,8 W am Faserbündelende gepumpt. Es wurde ein einfacher, gestreckter Resonator verwendet, bei dem der – den Endspiegel bildende – Peltier-gekühlte Kristall etwa plan ist, während der konkave Auskoppelspiegel einen Krümmungsradius von 1 m aufweist. Die Resonatorlänge wurde in kleinen Schritten zwischen 100 mm und 860 mm variiert.

Der kürzeste Aufbau erzielte eine Ausgangsleistung von 14,7 W bei einer mit dem ModeMaster gemessenen Beugungsmaßzahl M^2 von 2,9. Der Wirkungsgrad liegt mit lediglich $\eta_{\text{opt}} = 35,2\%$ bei $T_c = 253\text{ K}$ deutlich unterhalb des Wertes von $\eta_{\text{opt}} = 40,1\%$ bei $T_c = 259\text{ K}$ für den ebenfalls Peltier-gekühlten Kristall aus Abbildung 58. Ursache hierfür sind ei-

nerseits die unterschiedlichen Dicken und Dotierungen der Kristalle (Abb. 58: $C_{\text{dot}} = 11,3\%$, $d = 0,35\text{ mm}$, Abb. 62: $C_{\text{dot}} = 9,8\%$, $d = 0,30\text{ mm}$), andererseits die angepaßte Auskoppelertransmission T_{oc} , die für den Grundmode-Betrieb wegen der erwarteten Beugungsverluste von den üblichen 3 % auf 5 % erhöht wurde; ein Einfluß der durch den geänderten Krümmungsradius des Auskopplers (1 m statt sonst 0,5 m) bedingten besseren Strahlqualität ist ebenfalls nicht auszuschließen.

Durch Verlängern des Resonators auf 350 mm wurde Grundmode-Betrieb mit $M^2 = 1,16$ bei einer Ausgangsleistung von 11,6 W erzielt; der Wirkungsgrad beträgt 27,8 %. Ein weiteres Verlängern des Resonators ergibt zunächst kaum eine Veränderung der Laser-

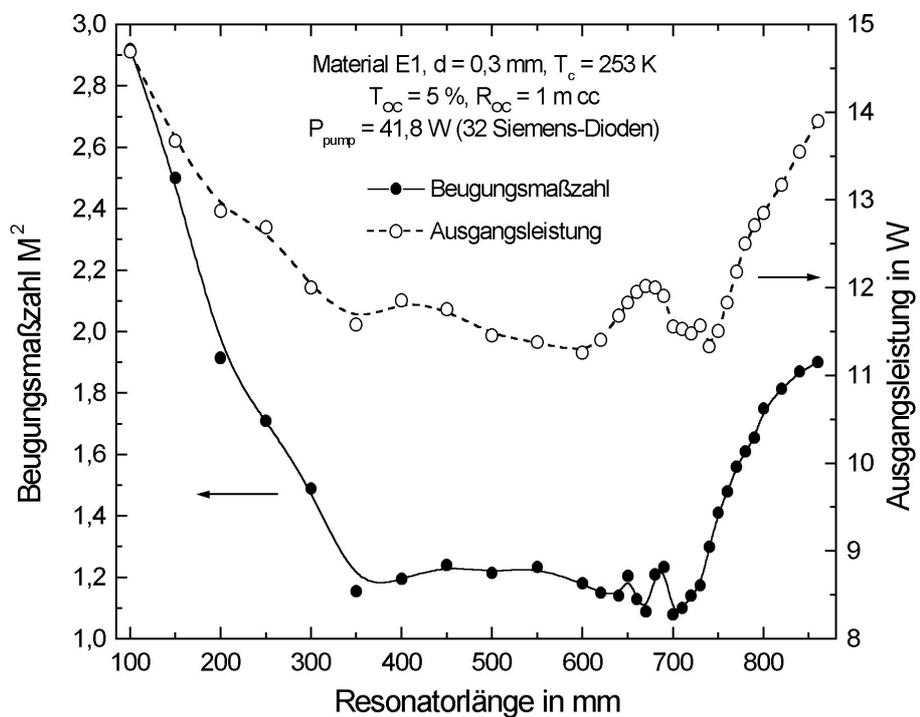


Abbildung 62: Leistung und Strahlqualität des mit 32 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers als Funktion der Resonatorlänge

kenndaten; erst oberhalb von 600 mm beginnt die Leistung leicht zu steigen, während die Beugungsmaßzahl zwischen 1,08 und 1,24 schwankt. Die höchste Leistung im Grundmode-Betrieb mit $M^2 = 1,21$ wird bei 670 mm Resonatorlänge mit 12,0 W erreicht; dies sind 81,8 % der mit kurzem Resonator erzielten Leistung ($\eta_{\text{opt}} = 28,8 \%$). Oberhalb von 730 mm wird der Laser wieder multimodig; gleichzeitig steigt auch die Leistung deutlich an.

Der beobachtete, große Resonatorlängenbereich, in dem ausschließlich der transversale Grundmode anschwingt, läßt sich auch mit Hilfe der Resonatortheorie bestätigen. Der Strahldurchmesser des Grundmodes auf dem Laserkristall $2w_1$ berechnet sich gemäß des komplexen ABCD-Formalismus zu:

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \cdot R_1 \right)^2 \cdot \frac{(R_2 - L) \cdot L}{(R_1 - L) \cdot (R_1 + R_2 - L)} \quad (69)$$

wobei R_1 und R_2 die Radien des Kristalls beziehungsweise des Auskopplers sind und L die Resonatorlänge bezeichnet. Wenn man annimmt, daß an den Grenzen des Resonatorlängenbereichs, in dem Grundmode-Betrieb erzielt wurde, der gleiche, minimale Grundmode-Strahldurchmesser $2w_{1, \text{min}}$ auf dem Kristall vorliegt, dann läßt sich aus dieser Bedingung der unbekannte Kristallradius R_1 bestimmen; es ergibt sich ein Wert von ca. 5 m konkav. Durch Einsetzen dieses Wertes in Gl. 69 erhält man den minimalen Grundmode-Strahldurchmesser $2w_{1, \text{min}}$ von 0,78 mm; dies entspricht – in guter Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen und mit anderen Messungen [72] – ca. 71 % des Pumpfleckdurchmessers. Der berechnete Krümmungsradius des Kristalls – entsprechend einer Brechkraft von etwa 0,4 Dioptrien – ist verträglich mit der Annahme, daß diese Krümmung im wesentlichen durch die thermische Linse hervorgerufen wird⁵⁴. Durch einfache rechnerische Abschätzungen erhält man für die innere thermische Linse eine Brechkraft von etwa 0,7 Dioptrien (für ideale Wärmeerzeugung), während genauere FEM-Berechnungen unter Berücksichtigung der Wärmesenke ungefähr 0,4 Dioptrien ergeben. Der Vergleich zwischen interferometrischen Messungen und FEM-Berechnungen für verschiedene Pumpstrahldurchmesser [75] führt – wie bereits in Kap. 2.1.3 dargestellt – zu einer befriedigenden Übereinstimmung, wenn ein Korrekturfaktor der Größenordnung 2 berücksichtigt wird (siehe Fußnote 20). Die dynamische Stabilität des untersuchten Scheibenlasers im Grundmode-Betrieb erweist sich als unkritisch. Abschätzungen mit Hilfe von Gl. 69 zeigen, daß selbst eine Brechkraft der thermischen Linse von über 1 Dioptrie den Grundmode-Betrieb nicht gefährden würde; bei optimaler

⁵⁴ Für den unbelasteten Kristall ist leider kein genauer Wert des Krümmungsradius verfügbar, jedoch wurde er nominell plan aufgepreßt und dürfte daher einen Radius von mehr als 10 m aufweisen.

Resonatorauslegung sollten Brechkräfte bis nahe 2 Dioptrien zu tolerieren sein.

Die höchsten Ausgangsleistungen im Grundmode-Betrieb wurden mit 7 Opto-Power-Laserdioden als Pumplichtquelle unter Einsatz der in Kap. 3.2.1.2 beschriebenen, speziellen Koppeloptik mit Einzelabbildung erzielt. Abbildung 63 zeigt exemplarisch die Ergebnisse eines Versuches mit verschiedenen Resonatorlängen L und Auskoplerradien R . Mit einem kurzen Reso-

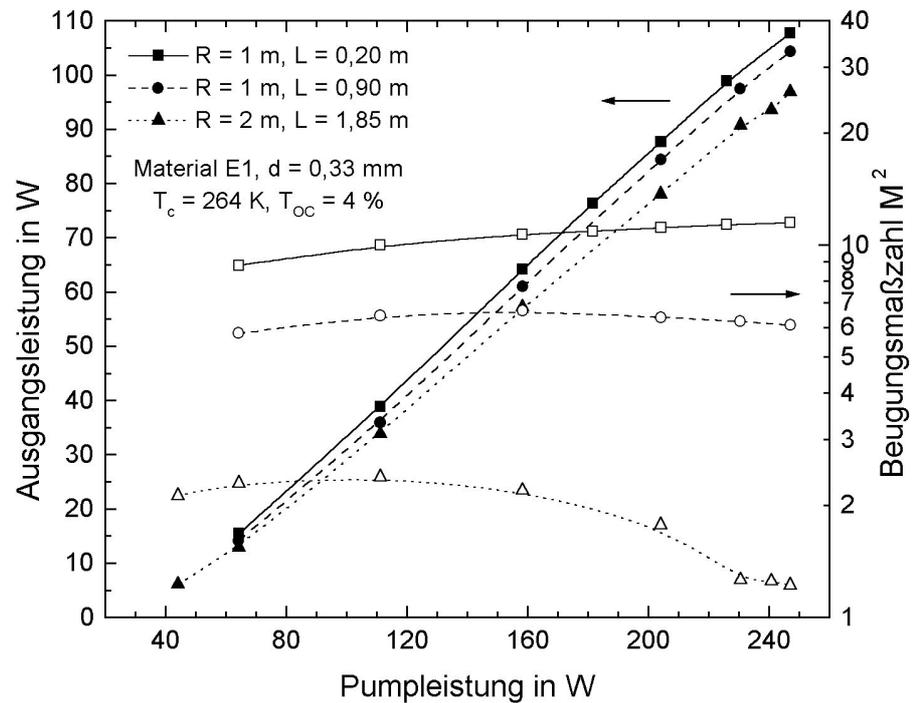


Abbildung 63: Leistung und Strahlqualität des mit 7 OPC-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers als Funktion der Pumpleistung im Multimode- und Grundmode-Betrieb

nator ($L = 0,2$ m, $R = 1$ m) wurde eine maximale Ausgangsleistung von 107,7 W bei einer Pumpleistung vom 247,1 W erzielt. Der sich daraus ergebende optisch-optische Wirkungsgrad von 43,6 % bei $T_c = 264$ K ist als typisch zu bezeichnen. Mit dem kurzen Resonator wurde eine Beugungsmaßzahl M^2 von 11,5 erreicht, wobei ein – hauptsächlich auf den Randabfall der Pumplichtverteilung zurückzuführender – leichter Anstieg mit zunehmender Pumpleistung zu verzeichnen ist. Die Verlängerung des Resonators auf $L = 0,9$ m führte zu einer leichten Reduzierung der Ausgangsleistung auf 104,3 W bei einer Beugungsmaßzahl M^2 von 6,1. Durch Erhöhung des Auskoplerradius auf 2 m bei einer Resonatorlänge L von 1,85 m wurde ab einer Pumpleistung von 230 W Grundmode-Betrieb erzielt. Bei maximaler Pumpleistung liegt die Ausgangsleistung bei 96,8 W und die Beugungsmaßzahl M^2 bei 1,22. Der Leistungsverlust gegenüber dem kurzen Resonator beträgt 10,1 %; der Wirkungsgrad ergibt sich zu 39,2 %. Die Beugungsmaßzahl steigt bei fallender Leistung bis auf $M^2 = 2,4$ an, was auf einen Einfluß der thermischen Linse hindeutet. Aus dem Pumpfleckdurchmesser von etwa 2,2 mm sowie den bekannten Resonatorparametern läßt sich an der Grenze des Grundmode-Betriebsbereichs bei 230 W Pumpleistung – unter der Annahme, daß der minimale Grundmode-Strahldurchmesser 70 % des Pumpfleckdurchmessers beträgt – mit Hilfe von Gl. 69 ein Krümmungsradius des Kristalls von 2,01 m konkav errechnen. Das G-Parameterprodukt $g_1 \cdot g_2$

dieses Resonators beträgt lediglich 0,006, somit befindet er sich unmittelbar am Rand der Stabilität. Dies erklärt auch die starke Variation der Strahlqualität mit der Pumpleistung; bereits eine Brechkraftänderung von etwa -0,1 Dioptrien – der genaue Wert hängt von dem aktuellen Modendurchmesser ab, der nur geschätzt werden kann – kann die beobachtete Beugungsmaßzahl von 2,4 erklären.

Eine bezüglich der dynamischen Stabilität optimierte Resonatorauslegung für diesen Pumpfleckdurchmesser würde – auf Kosten erhöhter Beugungsverluste – eine thermische Linse von über 0,4 Dioptrien im Grundmode-Betrieb zulassen. Die tatsächliche Stärke der thermischen Linse (die für das vorliegende Beispiel nicht genau bekannt ist) kann bei Pumpfleckdurchmessern von etwa 2 bis 3 mm durch die Auslegung der Wärmesenke und der Kontaktierung optimiert werden. Hierbei wird die Steifigkeit der Wärmesenke und die Dicke der Indiumschiicht so gewählt, das die äußere, defokussierende thermische Linse die innere, fokussierende bestmöglich kompensiert. Während die äußere Linse durch die Verformung der verspiegelten Kristallrückseite verursacht wird, basiert die innere auf Ausdehnung und Erwärmung des Kristalls selber. Bei kleinen Pumpfleckdurchmessern bis etwa 1,5 mm dominiert die innere Linse; es ist kaum möglich, sie durch die äußere zu kompensieren. Bei großen Pumpfleckdurchmessern ab 3 mm überwiegt die äußere Linse; es ist schwierig, die Steifigkeit der Wärmesenke so hoch und ihre Wärmeausdehnung so niedrig zu machen, daß sie nicht stärker als die innere ist.

Sofern die dynamische Stabilität gesichert ist, verbleiben die Beugungsverluste als potentiell begrenzender Faktor. Im dargestellten Beispiel sind sie offenbar nicht extrem hoch; der beobachtete Wirkungsgradverlust von etwa 10 % ergibt – in Verbindung mit der Auskopplertransmission von 4 % – einen maximalen Beugungsverlust von 0,4 %. Der durch den nichtoptimalen Überlapp von Pump- und Modenprofil bedingte Verlust ist nicht bekannt und wurde daher bei dieser Abschätzung vernachlässigt. Somit bleibt offen, wie die Beugungsverluste mit dem Pumpfleckdurchmesser skalieren.

Die Versuche mit annähernd 100 W Grundmodeleistung zeigten – neben der prinzipiellen Machbarkeit – auch die praktischen Umsetzungsprobleme eines Laserresonators mit großem Grundmode-Strahldurchmesser. Die erforderliche Länge des Resonators führt in Verbindung mit dem großen Grundmode-Strahldurchmesser zu einer sehr hohen Empfindlichkeit gegen – meist thermisch bedingte – Dejustage und Luftunruhe. Eine Abschirmung des Resonators gegen Luftbewegungen – etwa durch Schutzrohre – ist für einen stabilen Betrieb unbedingt erforderlich. In ungünstigen Fällen beginnt der Resonator zu flackern, was zu einer Zerstörung des Kristalls führen kann. Eine Verminderung der erforderlichen Resonatorlänge durch ein Intracavity-Teleskop – das zugleich eine statische Kompensation von Brechkraftunterschieden ermöglicht – reduziert das Problem der Luftunruhe; allerdings werden zugleich die resonatorinternen Verluste erhöht. Die

Anforderungen an die thermische und mechanische Stabilität eines solchen Teleskops sind sehr hoch.

3.2.2.2.2 Single-Frequency-Betrieb

Der Schritt vom Grundmode-Betrieb zum Single-Frequency-Betrieb ist prinzipiell einfach: Von den im Grundmode-Betrieb anschwingenden Longitudinalmoden ist eine mit Hilfe eines oder mehrerer frequenzselektiver Elemente leicht zu bevorzugen; die erforderliche Differenz der Resonatorverluste ist in einem homogen verbreiterten LAM gering und wird hauptsächlich durch das Spatial Holeburning bestimmt⁵⁵.

Glücklicherweise ist die durch das Spatial Holeburning hervorgerufene Überschußverstärkung für die als zweite anschwingende Mode beim Yb:YAG-Scheibenlaser so gering, daß sich der Single-Frequency-Betrieb bereits durch das Einfügen von ein bis zwei unbeschichteten Etalons erzwingen läßt. Der freie Spektralbereich (FSR) des ersten Etalons wird zweckmäßigerweise etwa an die anschwingende Bandbreite im Grundmode-Betrieb (typischerweise 1-1,5 nm) angepaßt, dies ergibt für Quarzglas eine Dicke von etwa 300 µm. Aufgrund der geringen Finesse des unbeschichteten Etalons schwingen jetzt eventuell noch einige Longitudinalmoden in geringem Spektralabstand (max. etwa 0,3 nm) an; um diese zu unterdrücken, ist ein dickeres Etalon (z.B. 1 mm) notwendig. Der Nachweis des Single-Frequency-Betriebs erfolgt durch ein externes Etalon mit hoher Finesse. Hierzu kann wahlweise ein konfokales Scanning-Etalon – dessen Signal mit einer an ein Oszilloskop angeschlossenen Photodiode ausgewertet wird – oder ein planparalleles Etalon im divergenten Strahlengang (mit oder ohne elektronische Auswertung über eine CCD-Kamera oder Photodiodenzeile) verwendet werden.

⁵⁵ Die Inversion des LAM wird in einem Stehwellenresonator mit nur einer Longitudinalmode nicht gleichmäßig abgebaut, da die Leistungsdichte entlang der Strahlausbreitungsrichtung der Mode periodisch Minima („Knoten“) und Maxima („Bäuche“) mit einem Abstand einer halben Wellenlänge aufweist. In der Nähe der Knoten wird die Inversion nur schlecht abgerufen, so daß hier eine erhöhte lokale Verstärkung verbleibt; dies gibt einer zweiten und eventuell weiteren Longitudinalmoden die notwendige Verstärkung, um gleichzeitig mit der bevorzugten Mode anzuschwingen. Bei LAMs, die in Transmission betrieben werden, gibt es zwei Möglichkeiten, diesen Effekt zu vermeiden: Zum einen treten in einem Ringresonator mit unidirektionalem Betrieb keine Stehwellen auf; hierzu wird allerdings typischerweise eine Optische Diode auf der Basis eines Faraday-Rotators benötigt. Zum anderen vermeidet eine zirkulare Polarisation der Resonatorstrahlung innerhalb des LAM das Spatial Holeburning, da quasi die Knoten der einen Polarisation jeweils mit den Bäuchen der anderen zusammenfallen. Hierzu werden meist zwei $\lambda/4$ -Platten sowie ein polarisierendes Element im Resonator angeordnet. Der Ringresonator bringt für den Scheibenlaser keine Vorteile, da sich in seinem aktiven Volumen der hinlaufende und der von der rückseitigen HR-Beschichtung reflektierte Resonatorstrahl überlagern, so daß selbst bei einer einfallenden laufenden Welle ein Stehwellenmuster innerhalb des LAM entsteht. Ähnliches gilt für die zirkular polarisierte Strahlung, die sich nur mit Hilfe einer zwischen HR-Beschichtung und LAM integrierten Phasenschieberplatte (z.B. aus Saphir) herstellen ließe.

Sobald das Etalon nur noch eine einzige Mode (ohne kleine Satelliten) zeigt, sinkt die mit dem ModeMaster gemessene Beugungsmaßzahl auf Werte unter 1,1 ab.

In Abbildung 64 sind beispielhaft die Ausgangsleistung und die Strahlqualität eines solchen Single-Frequency-Scheibenlasers in Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt; zum Vergleich sind die Ergebnisse im Multimode-Betrieb mit kurzen Resonator und im Grundmode-Betrieb angegeben. Der verwendete, Peltier-gekühlte Laserkristall wird mit 74 (Multimode-

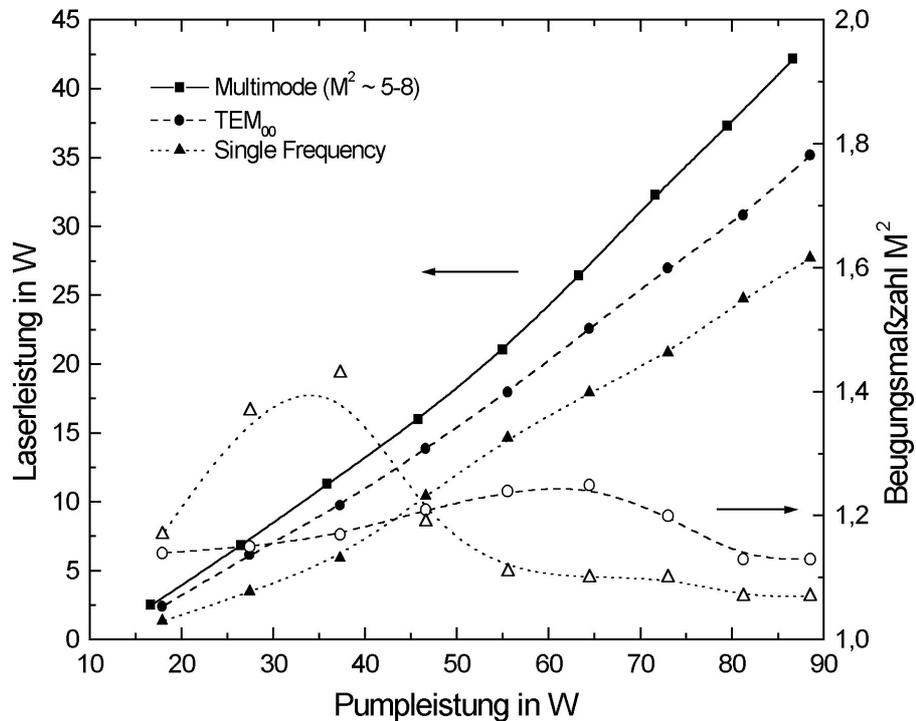


Abbildung 64: Leistung und Strahlqualität des mit 76 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers als Funktion der Pumpleistung im Multimode-, Grundmode- und SF-Betrieb

beziehungsweise 76 (Grundmode- und SF-Betrieb) Siemens-Laserdioden gepumpt. Im Multimode-Betrieb mit einem M^2 von etwa 5-8 wird eine maximale Ausgangsleistung von 42,2 W bei einer Pumpleistung von 86,6 W erzielt; dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 48,7 %. Durch den Übergang zum Grundmode-Betrieb sinkt die Leistung auf 35,2 W und der Wirkungsgrad auf 39,8 %; der relative Wirkungsgradverlust beträgt 18,3 %. Die Strahlqualität hängt leicht von der Pumpleistung ab und beträgt bei maximaler Pumpleistung $M^2 = 1,13$. Das Einfügen der beiden Etalons (0,1 mm und 0,5 mm dick, aus unbeschichtetem Quarzglas⁵⁶) bewirkt einen nochmaligen Rückgang der Ausgangsleistung auf 27,7 W, entsprechend einem Wirkungsgrad von 31,3 %. Der Verlust gegenüber dem Grundmode-Betrieb beträgt 21,3 % (relativ). Der Single-Frequency-Betrieb ist nur ab einer Pumpleistung von 55 W stabil; bei kleineren Pumpleistungen schwingen – wie an der schlechteren Strahlqualität

⁵⁶ Versuchsweise eingesetzte beschichtete Etalons weisen zwar eine höhere Finesse auf, führen aber auch zu höheren resonatorinternen Verlusten; diese setzen sich aus Streulicht und Absorption zusammen. Letztere führt zu einer lokalen Erwärmung der Etalons, wodurch sie ihre – für ihre Funktion essentielle – perfekte Planparallelität verlieren.

zu erkennen – höhere Transversalmoden an. Die Beugungsmaßzahl M^2 beträgt 1,07 bei maximaler Pumpleistung.

3.2.2.3 Skalierung der Ausgangsleistung

Eine wichtige Frage in Bezug auf die Entwicklung von Scheibenlasern mit hohen Ausgangsleistungen stellt die der Leistungsskalierbarkeit dar: Wie verändert sich (bei konstanter Strahlqualität) der erzielbare Wirkungsgrad mit der Pumpleistung? Hiermit in Zusammenhang steht auch die Frage nach einer prinzipiellen (oder praktischen) Obergrenze für die erzielbare Leistung aus einem Laserkristall. Für die zweite Frage sei auf das Kapitel 4.1 verwiesen; auf die erste Frage wird in den folgenden beiden Kapiteln eingegangen. Während Kap. 3.2.2.3.1 die Ergebnisse der Leistungsskalierung mit bis zu 113 Siemens-Laserdioden behandelt, geht Kap. 3.2.2.3.2 auf die Untersuchungen mit einer, sieben und 19 OptoPower-Laserdioden ein.

3.2.2.3.1 Skalierung mit 37 bis 113 Siemens-Laserdioden

Ein Faserbündel für bis zu 120 Siemens-Laserdioden, dessen Zuordnung zwischen den Positionen der einzelnen Fasern am Bündelende und den Fasersteckern am gegenüberliegenden Ende ermittelt worden war, ermöglichte es, gezielt konzentrisch um ein zentrales Bündel angeordnete Ringe aus Fasern nacheinander zuzuschalten. Somit war es möglich, ohne den Versuchsaufbau mechanisch zu verändern, das Leistungsskalierungsverhalten bei Achtfachdurchgang des Pumplichts zu untersuchen. Für diese Messungen wurde ein 0,31 mm dicker, mit 11 % dotierter Kristall verwendet, dessen Kühlung durch Alkohol mit einer Temperatur von 204-210 K erfolgte.

Die Ergebnisse dieses Experiments sind in Abbildung 65 in Form von Leistungskennlinien für 31, 61, 91 und 113 Siemens-Laserdioden dargestellt. Zum Vergleich sind zusätzlich 1D-Modellrechnungen unter Berücksichtigung der radialen Pumplichtverteilung und der 3D-Wärmeleitung wiedergegeben, welche die Versuchsergebnisse bestmöglich annähern. Als freier Parameter dienen die – nicht genau bekannten – resonator-internen Verluste. Die in Abhängigkeit von der Zahl der Laserdioden variierten, aber fest vorgegebenen Parameter sind in Tabelle 8 aufgelistet. Es zeigt sich, daß eine befriedigende Übereinstimmung zum Experiment nur durch Berücksichtigung eines Chirps der Laserdioden von ca. 11 nm erreicht werden kann. Die benutzten Werte für L_{int} sind in der Legende des Diagramms angegeben; sie steigen von 0,43 % bei 37 Laserdioden auf 0,95 % bei 113 Laserdioden an. Dies korreliert mit dem beobachteten Rückgang des optisch-optischen Wirkungsgrades von 57,3 % bis auf 51,3 %. Außer den resonator-internen Verlusten tragen auch der zunehmende thermische Widerstand der Wärmesenke

und die abnehmende radiale Wärmeleitung im Kristall zum Abfall des Wirkungsgrades mit wachsendem Pumpfleckdurchmesser bei. Die mit seinem Durchmesser abnehmende Unschärfe des Pumpflecks, die an dem steigenden Super-Gauß-Exponenten abzulesen ist, wirkt diesem Trend entgegen, kann ihn aber nicht stoppen.

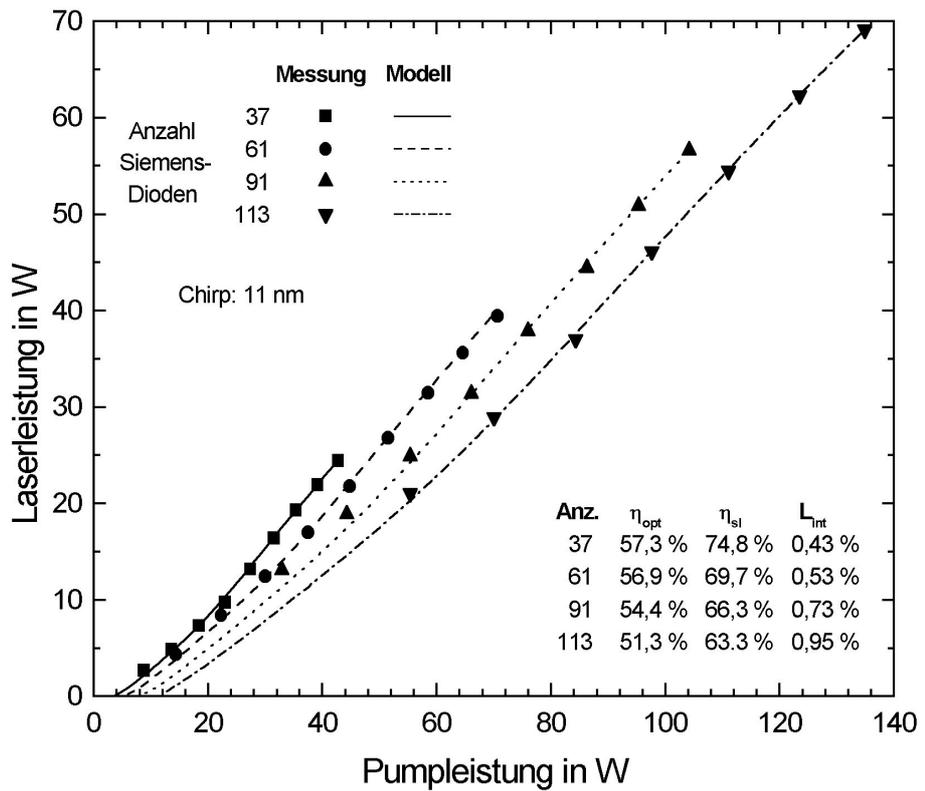


Abbildung 65: Gemessene (Punkte) und berechnete (Kurven) Leistungskennlinien des mit 37 bis 113 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers (weitere Modellparameter s. Tab. 8)

Die primäre Ursache für den scheinbaren Anstieg der resonatorinternen Verluste mit wachsendem Pumpfleckdurchmesser dürfte in der mit jeder Abbildung des Pumpflecks zunehmenden Divergenz des Pumplichts, die schließlich zur Überschreitung der N.A. der Pumpoptik führt, zu suchen sein. Dieser, auf die einfache Art der Abbildung mit jeweils nur einem optischen Element zurückzuführende Effekt nimmt mit dem Durchmesser des abzubildenden Pumpflecks stark zu. Als weitere Ursachen kommen Beugungsverluste aufgrund von Inhomogenitäten in der Pumplichtverteilung und verstärkte spontane Emission in Betracht.

Anzahl Dioden	$R_{th,ws}$ Kmm ² /W	d_p mm	$I_{p,max}$ kW/cm ²	C_{SG}	T_c K
37	5,93	1,046	5,46	3,36	204
61	6,54	1,324	5,785	4,08	204,5
91	6,99	1,606	5,8	4,75	206,2
113	7,2	1,8	5,96	5,2	209,8

Tabelle 8: Modellparameter für Leistungskurven mit 37 bis 113 Siemens-Laserdioden

3.2.2.3.2 Skalierung mit 1, 7 und 19 OptoPower-Laserdioden

Abbildung 66 zeigt die Ergebnisse der Leistungsskalierung mit 1, 7 und 19 OptoPower-Laserdioden. In Tabelle 9 sind die mit der Diodenanzahl variierten, aber fest vorgegebenen Parameter zusammengefaßt. Der verwendete Kristall ($d = 0,32 \text{ mm}$, $C_{\text{dot}} = 11 \%$) wurde, wie auch im zuvor beschriebenen Versuch mit Siemens-Laserdioden, mit tiefkaltem Methanol ($T_c = 206 \text{ K}$) gekühlt. Für die Modellrechnungen wurde ein Chirp von 7 nm angenommen. Die spektrale Breite der Pumplichtverteilung steigt von 3 nm FWHM für eine Diode auf 5 nm für 19 Dioden, um die – trotz der Bildung von mehreren Gruppen mit unterschiedlicher Kühltemperatur – nicht optimal aufeinander angepaßten Emissionswellenlängen der Laserdioden zu berücksichtigen. Die Pumpleistungsdichte liegt – bei 7 und 19 Dioden dank der speziellen Koppeloptik – mit 6,5-6,8 kW/cm^2 etwas über den mit den Siemens-Laserdioden erzielten Werten.

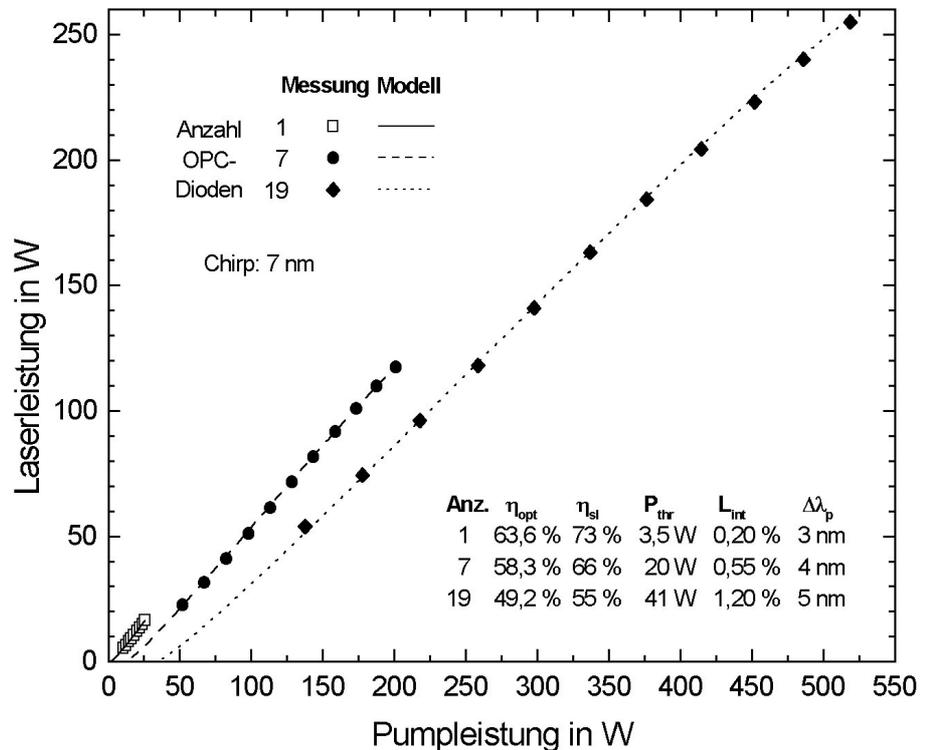


Abbildung 66: Gemessene (Punkte) und berechnete (Kurven) Leistungskennlinien des mit 1, 7 und 19 OPC-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers ($T_c = 206 \text{ K}$; weitere Modellparameter s. Tab. 9)

Die spektrale Breite der Pumplichtverteilung steigt von 3 nm FWHM für eine Diode auf 5 nm für 19 Dioden, um die – trotz der Bildung von mehreren Gruppen mit unterschiedlicher Kühltemperatur – nicht optimal aufeinander angepaßten Emissionswellenlängen der Laserdioden zu berücksichtigen. Die Pumpleistungsdichte liegt – bei 7 und 19 Dioden dank der speziellen Koppeloptik – mit 6,5-6,8 kW/cm^2 etwas über den mit den Siemens-Laserdioden erzielten Werten.

Anzahl Dioden	$R_{\text{th,ws}}$	d_p	$I_{p,\text{max}}$	C_{SG}	$\Delta\lambda_p$
	Kmm^2/W	mm	kW/cm^2		nm FWHM
1	5,36	0,732	6,8	3,2	3
7	6,81	2,06	6,76	6,09	4
19	7,89	3,36	6,47	7,69	5

Tabelle 9: Modellparameter für Leistungskurven mit 1, 7 und 19 OPC-Laserdioden

Mit einer OPC-Diode wird eine maximale Ausgangsleistung von 16,4 W bei einer Pumpleistung von 25,8 W erreicht, was einem Wirkungsgrad von 63,6 % entspricht. Der optisch-optische Wirkungsgrad sinkt mit zunehmender Diodenzahl auf 58,3 % mit 7 Dioden und schließlich auf 49,2 % bei 19 Dioden; die maximale Ausgangsleistung beträgt 255 W bei einer Pumpleistung von 519 W. Gleichzeitig steigen die sich aus der Anpassung an die Meßergebnisse ergebenden resonatorinternen Verluste von 0,2 % bei einer Diode auf 1,2 % bei 19 Dioden an. Bezogen auf die Leistung sind die Verluste deutlich geringer als bei den Siemens-Laserdioden; dennoch ist der Trend völlig analog. Die geringeren Verluste deuten auf eine günstigere Winkelverteilung des von den OPC-Laserdioden gelieferten Pumplichts im Vergleich zu dem der Siemens-Laserdioden hin.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Grenzen der Skalierbarkeit zu höheren Ausgangsleistungen bisher nicht erreicht wurden. Außerdem besteht ein erhebliches Verbesserungspotential, insbesondere durch eine Erhöhung der Anzahl der Pumplichtdurchgänge und den Einsatz von Teleskopen – die eine Zunahme der Divergenz vermeiden – für die Pumplichtabbildung; hierdurch sollten Wirkungsgrade über 50% auch bei Kühlung mit Raumtemperatur möglich sein.

3.2.2.4 Zusammenhang zwischen Wirkungsgrad und Strahlqualität

In Kapitel 3.2.2.2.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß der optisch-optische Wirkungsgrad typischerweise – aufgrund steigender Beugungsverluste – mit zunehmender Strahlqualität abnimmt. Das in Abbildung 63 dargestellte Beispiel illustriert diesen Zusammenhang; allerdings sind hier – der Übersichtlichkeit halber – nur die Ergebnisse mit drei verschiedenen Resonatoren wiedergegeben. Zum Zweck der Optimierung des Wirkungsgrades bei guter Strahlqualität wurde jedoch mit diesem Versuchsaufbau mit 7 OptoPower-Laserdioden eine Vielzahl von Resonatoren untersucht. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Abbildung 67 zusammengefaßt. Die Pumpleistung betrug einheitlich 247 W; die Kühlmitteltemperatur lag bei 264 K. Es wurden gestreckte Resonatoren mit Auskopplerradien zwischen 0,5 m und 3 m konkav bei verschiedenen Resonatorlängen untersucht. Die typische Auskopplertransmission liegt bei 4 %; der Auskoppler mit 3 m Radius weist eine Transmission von 3 % auf.

Es ergibt sich eine große Bandbreite an Ergebnissen mit Beugungsmaßzahlen zwischen 1,08 und 15. Bestwerte stellen die folgenden Ergebnisse dar: 107,7 W ($\eta_{\text{opt}} = 43,6 \%$) bei $M^2 = 11,5$ beziehungsweise 97,1 W ($\eta_{\text{opt}} = 39,3 \%$) bei $M^2 = 1,24$; dies sind fast genau die bereits aus Abbildung 63 bekannten Werte. Typischer als das sehr gute Ergebnis mit $M^2 = 1,24$ sind aber Werte wie 91,7 W ($\eta_{\text{opt}} = 37,1 \%$) bei $M^2 = 1,63$. Offenbar konnten die Spitzenergebnisse nur unter speziellen Randbedingungen – und zwar am Rand des

Stabilitätsbereichs, wo die Beugungsverluste besonders niedrig sind – erzielt werden. Die übrigen Ergebnisse liegen unterhalb der folgenden, ebenfalls in Abbildung 67 dargestellten, empirischen Grenzkurve:

$$\eta_{opt}(M^2) \leq 0,4534 \cdot \left(\frac{M^2}{1 + M^2} \right)^{0,4} \quad (70)$$

Für $M^2 = 1$ ergibt diese Grenzkurve einen Wirkungsgrad von 34,36 %; allerdings wurden bisher bei $M^2 = 1,08$ nur 31,78 % erreicht. Vermutlich wäre eine Grenzkurve, die bei $M^2 = 1$ gegen Null strebt, realistischer. Offen bleibt die Frage, wie der Wirkungsgradverlust bei einem gegebenen M^2 gegenüber dem Grenzwert für große Werte von M^2 mit der Leistung skaliert.

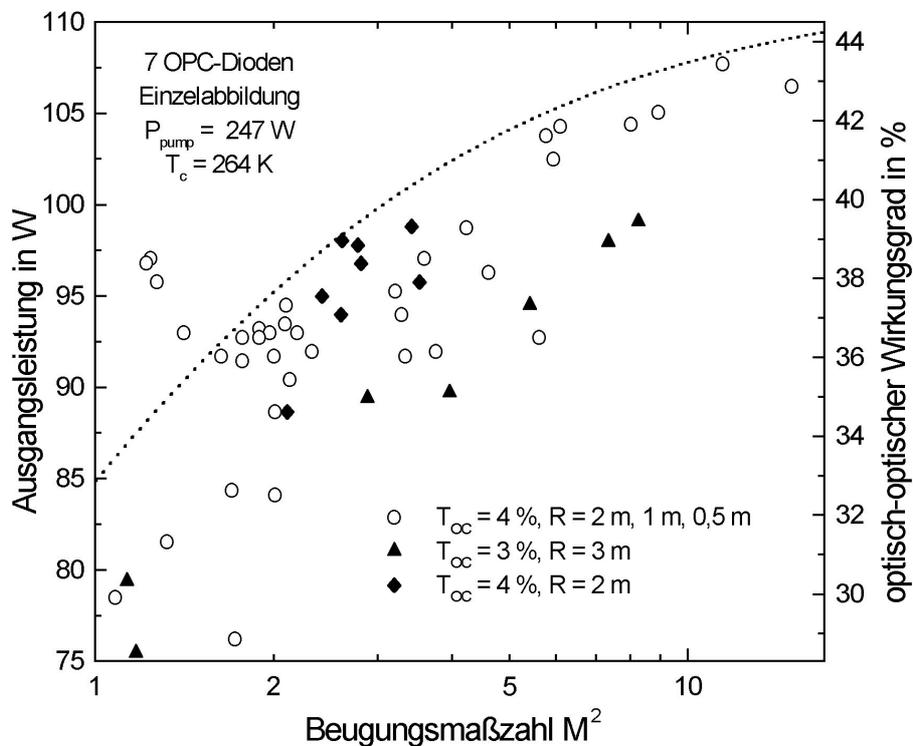


Abbildung 67: Abhängigkeit des Wirkungsgrades η_{opt} bzw. der Ausgangsleistung von der Strahlqualität des mit 7 OPC-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG-Scheibenlasers mit verschiedenen Resonatorparametern (gepunktet: Grenzkurve gemäß Gl. 70)

3.2.2.5 Durchstimbarkeit

Um die Emissionswellenlänge eines Lasers gezielt zu verändern, wird meist ein wellenlängenselektives optisches Element (Prisma, Gitter o.ä.) in den Resonator eingebracht; die Abstimmung erfolgt überwiegend mechanisch über Kippen oder Drehen, entweder des wellenlängenselektiven Elements selbst, oder eines anderen Elements (z.B. des Endspiegels) im Resonator. Das wellenlängenselektive Element muß dabei mehrere

Anforderungen erfüllen:

- *Verlustarmut*: Die Verluste für die erwünschte Wellenlänge sollten so gering wie möglich sein; dies gilt besonders für Systeme mit geringer Verstärkung (wie den Yb:YAG-Scheibenlaser)
- *Unterdrückung*: Die Verluste für alle unerwünschten Wellenlängen müssen so hoch sein, daß sie unter keinen Umständen anschwingen können; dies ist besonders schwierig zu erfüllen, wenn die Verstärkung bei der erwünschten Wellenlänge klein, aber bei anderen, unerwünschten Wellenlängen groß ist.
- *Selektivität*: Die Filtercharakteristik muß steil genug sein, um die anschwingende Wellenlänge auch an den Flanken des Verstärkungsspektrums auf ihrer Mitte zu halten; anderenfalls springt die Wellenlänge beim kontinuierlichen Durchstimmen.

Gitter kommen wegen ihrer hohen Verluste nicht für den Yb:YAG-Scheibenlaser in Frage. Prismen aus optischen Gläsern (z.B. SF 57) erreichen aufgrund ihrer relativ geringen Dispersion bei 1030 nm nur bei hoher Strahlqualität und mit großen Strahldurchmessern eine ausreichende Selektivität. Gleichzeitig geringe Verluste und eine hohe Selektivität weisen sogenannte Birefringent-Filter auf, die aus einer oder mehreren, in der Dicke abgestuften Platten aus einem doppelbrechenden Material bestehen, die im Brewsterwinkel zum Laserstrahl stehen und um die Plattennormale drehbar angeordnet sind⁵⁷. Für die im folgenden dargestellten Versuche wurde ein – auch in Titan:Saphirlasern eingesetztes – 3-Platten-Birefringent-Filter aus kristallinem Quarz verwendet.

Zur Untersuchung der Durchstimbarkeit des Scheibenlasers wurde ein mit 37 Siemens-Laserdioden mit Achtfachdurchgang gepumpter und mit Alkohol ($T_c = 238$ K) gekühlter Kristall eingesetzt. Der benutzte Resonator besteht aus einem planen Auskoppler, dessen Transmissionsgrad variiert wird, dem planen Laserkristall, der als Umlenkspiegel dient, und einem konkaven Endspiegel mit einem Krümmungsradius von 0,5 m. Die Gesamtlänge des Resonators beträgt 0,25 m; der Endspiegel befindet sich 0,16 m vom Kristall entfernt. Das Birefringent-Filter ist zwischen Kristall und Endspiegel angeordnet.

⁵⁷ Im Prinzip handelt es sich bei diesen Elementen, die auch Lyot-Filter genannt werden, um Phasenplatten in hoher Ordnung, die – abhängig vom Drehwinkel – den Polarisationszustand des einfallenden Lichts ändern. Nur bei ganz bestimmten Wellenlängen, deren Abstand von der Dicke der Platten abhängt - verläßt das Licht die Platten im ursprünglichen Polarisationszustand. Gleichzeitig wirken die Platten auch als polarisierendes Element, da aufgrund des Brewster-Effekts nur Licht mit einer in der Einfallsebene liegenden Polarisation verlustfrei transmittiert wird. Durch die Verwendung mehrerer Platten, deren Dicken in einem einfachen, ganzzahligen Verhältnis zueinander stehen, werden die Selektivität und der freie Spektralbereich auf das erforderliche Maß angehoben. Ungünstigerweise erzwingen Birefringent-Filter einen polarisierten Betrieb des Lasers, was zu erheblichen, durch Depolarisation im LAM bedingten Verlusten führen kann.

Abbildung 68 zeigt die mit Auskopplertransmissionen T_{OC} von 1,6 %, 3,9 % und 8,2 % bei einer Pumpleistung von 42 W erzielten Ergebnisse. Die höchsten Ausgangsleistungen von 16,8 W ($\eta_{opt} = 40,0 \%$) mit $T_{OC} = 8,2 \%$, 14,1 W ($\eta_{opt} = 33,6 \%$) mit $T_{OC} = 3,9 \%$ und 10,4 W ($\eta_{opt} = 24,7 \%$) mit $T_{OC} = 1,6 \%$ wurden bei etwa 1030,5 nm erreicht. Bei 1049 nm tritt ein zweites

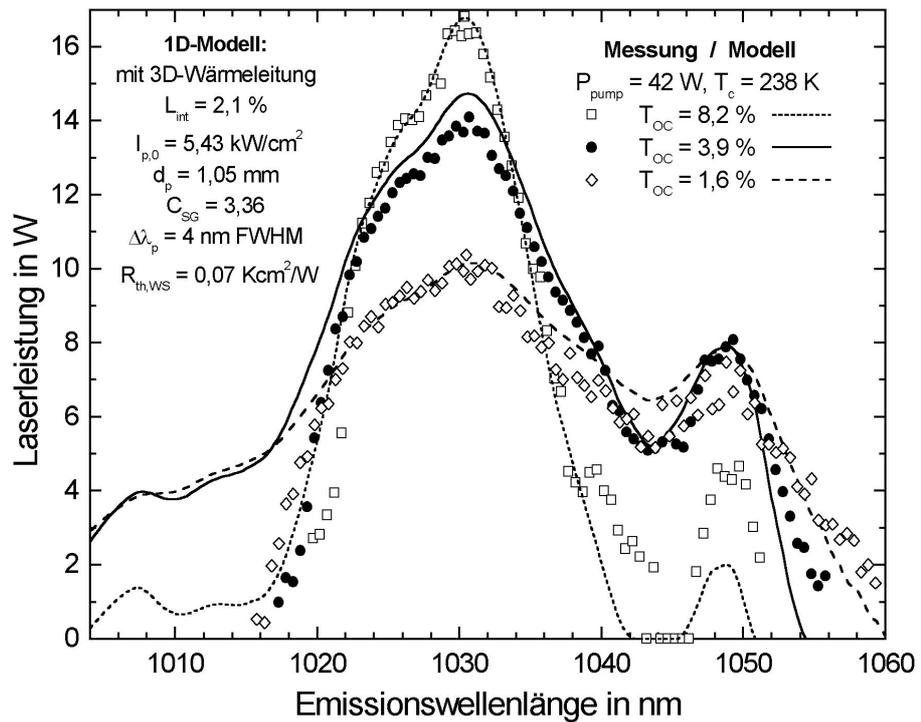


Abbildung 68: Gemessene und berechnete Durchstimmkurven des mit 37 Siemens-Laserdioden mit $M_p = 8$ gepumpten Yb:YAG- Scheibenlasers für 3 verschiedene Auskopplertransmissionen T_{OC}

Maximum auf, bei dem eine Ausgangsleistung von bis zu 8,1 W ($\eta_{opt} = 19,2 \%$) mit $T_{OC} = 3,9 \%$ extrahiert wurde. Der kontinuierliche Durchstimmbereich wächst von 1019,7-1042,7 nm ($\Delta\lambda = 23,0 \text{ nm}$) mit $T_{OC} = 8,2 \%$ über 1017,3-1055,8 nm ($\Delta\lambda = 38,5 \text{ nm}$) mit $T_{OC} = 3,9 \%$ auf 1015,7-1059,3 nm ($\Delta\lambda = 43,6 \text{ nm}$) mit $T_{OC} = 1,6 \%$. Bei $T_{OC} = 8,2 \%$ tritt ein zweiter Durchstimmbereich von 1046,7-1051,2 nm ($\Delta\lambda = 4,5 \text{ nm}$) um das Nebenmaximum herum auf. Die längste bei $T_{OC} = 1,6 \%$ gemessene Wellenlänge beträgt 1062,1 nm. Mit einem HR-Spiegel anstelle des Auskopplers wurden Wellenlängen zwischen 1006,0 nm und 1086,5 nm beobachtet. Die Halbwertsbreite der Durchstimmkurven beträgt 14,0 nm bei $T_{OC} = 8,2 \%$, 19,5 nm bei $T_{OC} = 3,9 \%$ und 33,5 nm bei $T_{OC} = 1,6 \%$. Bei dem Versuch, Wellenlängen unterhalb von 1016 nm zu erzielen, sprang die Wellenlänge auf Werte um 1030 nm zurück; dies dürfte auf eine unzureichende Unterdrückung des Birefringent-Filters zurückzuführen sein.

In Abbildung 68 sind zum Vergleich mit dem Experiment auch die Ergebnisse von 1D-Modellrechnungen unter Berücksichtigung der radialen Pumplichtverteilung und der 3D-Wärmeleitung wiedergegeben. Die resonatorinternen Verluste sind mit $L_{int} = 2,1 \%$ so gewählt, daß die Maximalleistung für $T_{OC} = 8,2 \%$ korrekt wiedergegeben wird. Bis auf den kurzwelligen Bereich ist die Übereinstimmung mit dem Experiment relativ gut; allerdings wird die Maximalleistung bei $T_{OC} = 3,9 \%$ nicht genau getroffen. Insbesondere

wird die Lage der Maxima gut reproduziert; dies läßt darauf schließen, daß die Berechnung der Emissionsquerschnitte mit Hilfe des detaillierten Gleichgewichts zuverlässige Ergebnisse liefert. Die hohen resonatorinternen Verluste werden durch den polarisierten Betrieb des Lasers hervorgerufen; dies belegen Messungen, die sowohl mit einer Brewster-Platte anstelle des Birefringent-Filters, als auch ganz ohne polarisierende Elemente im Resonator durchgeführt wurden. Im unpolarisierten Betrieb liegen die Verluste bei rund 1,0 %, wobei zu berücksichtigen ist, daß der Kristall in dem V-förmigen Resonator viermal durchlaufen wird. Durch das Einfügen einer Brewster-Platte in den Resonator steigen die Verluste auf ca. 2,2 % an; somit betragen die Depolarisationsverluste, bezogen auf einen Vierfachdurchgang, rund 1,2 %. Die statischen Depolarisationsverluste sind demgegenüber, wie pumpleistungsabhängige Messungen ergeben, vernachlässigbar klein ($<0,2$ %). Die Depolarisationsverluste steigen annähernd linear mit der Pumpleistung um etwa 0,03 %/W an.

4 Perspektiven

Die in Kapitel 3.2.2 vorgestellten Ergebnisse mit dem diodengepumpten Yb:YAG-Scheibenlaser stellen etwa den Stand der Arbeiten bis Anfang 1996 dar. Auf spätere Ergebnisse sowie auf einige weiterführende Aspekte wurde bewußt nicht eingegangen. In diesem Kapitel sollen nun kurz die ausgesparten Punkte angedeutet und ein Ausblick auf die Entwicklungspotentiale gegeben werden. Ein zentrales Entwicklungsziel ist die Steigerung der Ausgangsleistung bei hohem Wirkungsgrad, vorzugsweise im Raumtemperaturbetrieb; dies bedeutet den Vorstoß in die kW-Klasse im Multimode-Betrieb sowie Grundmode-Betrieb mit Ausgangsleistungen oberhalb von 100 W (Kap. 4.1). Hinzu kommen verschiedene gepulste Betriebsarten (Kap. 4.2), wobei die Erzeugung beziehungsweise Verstärkung von Subpikosekundenpulsen mit hoher mittlerer Leistung – beispielsweise für Anwendungen in der Materialbearbeitung – eine besonders interessante Herausforderung zu sein scheint. Weitere bedeutende Aspekte sind die Möglichkeiten der Frequenzkonversion unter Ausnutzung der besonderen Eigenschaften des Scheibenlasers (Kap. 4.3) sowie die Untersuchung alternativer laseraktiver Medien für den Einsatz im Scheibenlaser (Kap. 4.4).

4.1 Höhere Ausgangsleistungen

Viele Anwendungen in der Materialbearbeitung benötigen cw-Laserleistungen von 1 kW und mehr. In diesem Bereich dominieren traditionell CO₂-Gaslaser, die auch bei hohen Leistungen eine Strahlqualität in der Nähe der Beugungsgrenze erzeugen können. Trotz der langen Emissionswellenlänge von 10,6 µm stehen daher bei Leistungen bis ca. 3 kW (20 kW) Strahlparameterprodukte $w \cdot \Theta$ im Bereich von 4 mm·mrad (15 mm·mrad) zur Verfügung, während konventionelle lampengepumpte Festkörperlaser bei Ausgangsleistungen von 1 kW (4 kW) typischerweise nur ein $w \cdot \Theta$ von 12 mm·mrad (25 mm·mrad) erzielen. Der Vorteil, den die flexible Führung der Strahlung durch Glasfasern den Festkörperlasern bringt, kann jedoch oftmals den Nachteil der geringeren Leistungsdichte am Werkstück ausgleichen. Sollte es gelingen, einen diodengepumpten Festkörperlaser zu entwickeln, der bei mindestens 1 kW Ausgangsleistung ein $w \cdot \Theta$ von etwa 4 mm·mrad aufweist, öffnen sich diesem Einsatzbereiche, die bisher überwiegend oder ausschließlich dem CO₂-Laser vorbehalten sind. Durch Zusammenfassung der Leistung mehrerer solcher fasergekoppelter Festkörperlaser ließe sich die Gesamtleistung bei konstanter Leistungsdichte am Werkstück beliebig skalieren. Der Yb:YAG-Scheibenlaser scheint das für dieses Ziel erforderliche Potential zu besitzen; es existieren verschiedene An-

sätze, dorthin zu gelangen. Der direkteste Weg ist die Skalierung der Leistung aus einer Scheibe (Kap. 4.1.1); alternativ oder zusätzlich können mehrere Scheiben miteinander kombiniert werden (Kap. 4.1.2); daneben werden auch alternative Pumpgeometrien diskutiert (Kap. 4.1.3). Parallel ist auch die Entwicklung von effizienten diodengepumpten Lasern mit einem Strahlparameterprodukt von etwa $0,4 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ und Ausgangsleistungen im Multi-100 W-Bereich von großem Interesse (Kap. 4.1.4), beispielsweise als Grundlage für Subpikosekunden-Lasersysteme mit hoher mittlerer Leistung. Die künftigen Anwendungsfelder solcher Hochleistungs-Grundmode-Lasersysteme lassen sich heute noch nicht klar umreißen, da die notwendigen Grundlagenuntersuchungen – etwa in der Materialbearbeitung – mangels geeigneter Strahlquellen bisher kaum durchgeführt werden konnten.

4.1.1 Skalierbarkeit der Ausgangsleistung aus einer Scheibe

Die Erhöhung der Ausgangsleistung aus einer Kristallscheibe bei hohem Wirkungsgrad, die vorzugsweise bei Raumtemperatur betrieben werden sollte, erfordert eine Reihe von Verbesserungen gegenüber den in Kap. 3.2 vorgestellten Aufbauten. Der erste und wichtigste Schritt ist die Erhöhung der Anzahl der Pumplichtdurchgänge (16-fach-Durchgang); dies kann auf unterschiedliche Weise erfolgen, jedoch ist auf die sukzessive Aufweitung des Strahldurchmessers auf den fokussierenden Elementen zu achten. Idealerweise geschieht die Rückabbildung des Pumplichts auf den Kristall jeweils durch ein 1:1-Teleskop. Weiterhin sind die Montage und die Kühlung des Laserkristalls zu optimieren. Als Pumplichtquelle kommen aus Kostengründen fasergekoppelte Laserdioden allenfalls für Labormuster in Frage; es werden also Laserdiodenanordnungen benötigt, welche die erforderliche Radianz mit geringem Aufwand liefern können⁵⁸.

Auf prinzipielle Grenzen stößt die Skalierbarkeit vermutlich erst bei einem Pumpfleckdurchmesser, der zur erheblichen Verstärkung der spontanen Emission in der Scheibenebene, und damit zur Emission von „Superstrahlung“ führt. Die verstärkte spontane Emission (ASE) führt unterhalb der Laserschwelle zu einer Reduzierung der Inversion und damit zu einer Erhöhung der Schwellpumpleistungsdichte $I_{p,\text{thr}}$. Die absolute Obergrenze für Laserbetrieb ist erreicht, wenn die erhöhte Schwelle der maximal verfügbaren Pumpleistungsdichte $I_{p,\text{max}}$ entspricht. Ausgangspunkt für die Berechnung der erhöhten Schwelle in 0D-Näherung ist die mittlere Verstärkung der spontanen Emission G_{ASE} an der Laserschwelle gemäß Gl. 71:

⁵⁸ Aktuell (Stand: Mitte 1999) werden am IFSW Ausgangsleistungen von bis zu 500 W aus einer Scheibe erzielt. Hierzu wird ein Aufbau mit einem Parabolspiegel zur Pumplichtabbildung verwendet.

$$G_{ASE} = 1 + \frac{w_p^2}{2\pi} \int_0^{w_p} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{\pi-\theta} \sin(\varphi) \cdot \left(\exp[g_{thr} \cdot L_g(r, \theta, \varphi)] - 1 \right) d\varphi d\theta dr \quad (71)$$

mit:

$$g_{thr} = \frac{-\ln(L)}{d \cdot M_r} ; \quad L_g = \frac{\sqrt{w_p^2 - r^2 \cdot \sin^2(\varphi)} - r \cdot \cos(\varphi)}{\cos(\vartheta)} \quad (72)$$

Hierbei stellt L_g die Länge des optischen Weges eines an einem beliebigen, durch den Abstand von der Mitte des Pumpflecks r charakterisierten, Ort innerhalb des gepumpten Volumens in eine beliebige, durch die Richtungswinkel θ und φ bestimmte, Richtung spontan emittierten Fluoreszenzphotons dar⁵⁹. Es wird vereinfachend davon ausgegangen, daß die Fluoreszenz bis zu einem Grenzwinkel θ_{\max} durch Totalreflexion verlustfrei zwischen den Planseiten des Kristalls geführt wird; Anteile mit größerem Winkel zur Scheibenebene werden vernachlässigt. g_{thr} ist der zur Kompensation der Gesamt-Resonatorverluste $1-L$ notwendige Verstärkungskoeffizient.

Die erhöhte Schwelle wird schließlich anhand der durch G_{ASE} modifizierten Gl. 40 bestimmt; hierbei sind die Parameter n_+ , η_{abs} und G_{ASE} vom Verlustfaktor L abhängig:

$$I_{p,thr,ASE}(L, w_p) = E_{abs} \cdot n_+(L) \cdot \frac{d \cdot n_d \cdot W_{sp} \cdot G_{ASE}(L, w_p)}{\eta_{abs}(L)} \quad (73)$$

Der in Abbildung 69 in Abhängigkeit von den Resonatorverlusten $1-L$ dargestellte maximal mögliche Pumpfleckdurchmesser $2w_{p,max}$ wird durch Probieren ermittelt, wobei gilt: $I_{p,thr,ASE}(w_{p,max}) = I_{p,max}$. Da dieser Pumpfleckdurchmesser keinen sinnvollen Laserbetrieb mehr zuläßt, kann der – ebenfalls in Abbildung 69 gezeigte – Durchmesser mit verdoppelter Schwelle (bzw. $G_{ASE} = 2$) als Anhaltspunkt für eine praktische Obergrenze dienen. Zusätzlich sind in Abb. 69 auch die gemittelte Verstärkung der ASE G_{ASE} beim maximal möglichen Pumpfleckdurchmesser $2w_{p,max}$ sowie die „Pumpleistungsreserve“ $I_{p,max}/I_{p,thr,ASE}$ bei $G_{ASE} = 2$, die eine Abschätzung des erzielbaren Wirkungsgrades erlaubt, angegeben.

Für typische Parameter ($I_{p,max} = 5 \text{ kW/cm}^2$, $d = 0,2 \text{ mm}$, $M_p = 16$, $M_r = 2$, $\theta_{\max} = 34,2^\circ$, $T_{OC} = 3 \%$, $L_{int} = 0,5 \%$) ergibt sich ein Wert für $2w_{p,max}$ von etwa 69 mm; der Wert für verdoppelte Schwelle beträgt $2w_p(G_{ASE}=2) = 32,6 \text{ mm}$. Bei einer extrahierten Leistungsdichte von ca. 2 kW/cm^2 bedeutet dies eine maximale Ausgangsleistung von rund 17 kW aus einer Scheibe. Wie aus Abbildung 69 zu erkennen ist, nimmt der zulässige

⁵⁹ Vereinfachend wird hier angenommen, daß die gesamte Fluoreszenz bei der Laserwellenlänge emittiert wird. Eine eventuelle Rückkopplung durch vom Kristallrand reflektierte Fluoreszenz wird ebenfalls vernachlässigt.

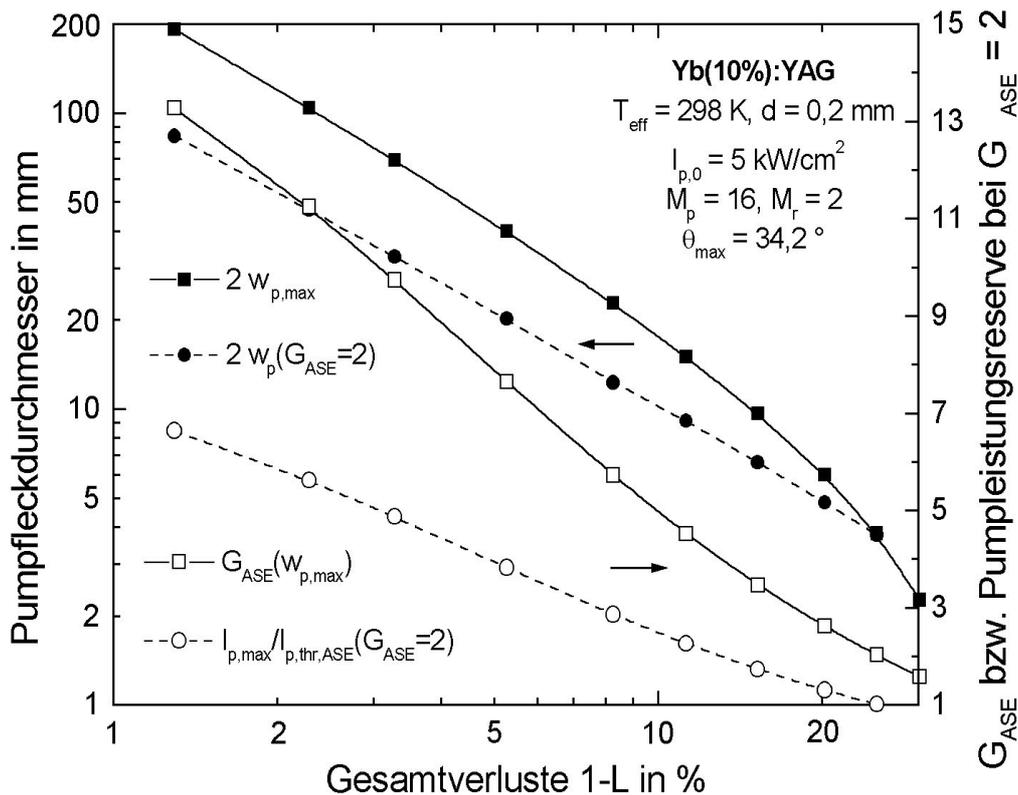


Abbildung 69: Durch radiale Superstrahlung begrenzter, maximaler Pumpfleckdurchmesser eines Yb:YAG-Scheibenlasers mit $M_p = 16$ und $d = 0,2$ mm als Funktion der Gesamt-Resonatorverluste 1-L; Details siehe Text.

Pumpfleckdurchmesser $2w_{p,max}$ (und ebenfalls $2w_p(G_{ASE}=2)$) mit steigenden Resonator-Gesamtverlusten 1-L dramatisch ab. Wird etwa – bei sonst gleichen Bedingungen wie im vorigen Beispiel – die Auskopplertransmission T_{OC} auf 20 % erhöht, so fällt $2w_{p,max}$ auf knapp 6 mm; der entsprechende Wert für $2w_p(G_{ASE}=2)$ liegt bei 4,8 mm. Die extrahierbare Leistung liegt jetzt bei lediglich etwa 180 W. Dies ist von besonderer Bedeutung für den gütegeschalteten Betrieb, bei dem die speicherbare Energie durch die bei hoher Inversion des LAM einsetzende Superstrahlung begrenzt wird. Für einen typischen Yb:YAG-Scheibenlaser (Parameter wie zuvor) dürfte die Grenze der speicherbaren Energie bei rund 50 mJ pro Kristall erreicht sein. Eine beträchtliche Verbesserung ist durch die Vermeidung der Totalreflexion des Fluoreszenzlichts in der Scheibe möglich; dies kann beispielsweise durch ein an das LAM gebondetes Material mit gleichem Brechungsindex geschehen.

Die praktischen Grenzen der Skalierbarkeit hängen von der geforderten Strahlqualität ab; für ein Strahlparameterprodukt von unter 4 mm·mrad erscheinen Pumpfleckdurchmesser von höchstens 7 mm und maximale Leistungen um 700 W als realistisch.

4.1.2 Skalierung über die Anzahl der Scheiben

Falls die aus einer Kristallscheibe extrahierbare Leistung zu gering sein sollte, oder ein kleinerer Pumpfleck – beispielsweise zur Erzielung einer hohen Strahlqualität – günstig erscheint, kann die Leistung mehrerer Scheiben kombiniert werden. Im einfachsten Fall werden die Leistungen durch die Bündelung der (kollimierten) Strahlung aus mehreren Quellen addiert, jedoch führt dies zu einer Verschlechterung der Strahlqualität. Ist dies nicht erwünscht, so kann die Strahlung aus zwei polarisierten Resonatoren mit Hilfe eines Polarisators ohne Strahlqualitätsverlust gekoppelt werden. Prinzipiell besteht auch die Möglichkeit, jeden Resonator auf eine etwas andere Emissionswellenlänge abzustimmen und die Strahlen innerhalb oder außerhalb des Resonators mit Hilfe eines Prismas oder Gitters zu vereinigen. Weiterhin besteht auch die Möglichkeit, mehrere Kristallscheiben in einen Resonator zu integrieren; allerdings verstärkt sich in diesem Fall der Einfluß der thermischen Linsen, was bei hoher Strahlqualität zu erheblichen Beugungsverlusten durch deren asphärische Anteile führen kann. Außerdem wird die mechanische Stabilität des Resonators mit wachsender Anzahl an (aktiven) Spiegeln zunehmend kritischer⁶⁰.

Durch eine geeignete Anordnung mehrerer Scheiben ergeben sich außerdem Möglichkeiten zur Vereinfachung der Pumplichtzufuhr. Insbesondere kann das Pumplicht aus einer geringeren Anzahl von Quellen auf eine größere Anzahl von Kristallen verteilt werden; dies reduziert die Zahl der benötigten optischen Komponenten bei gleichzeitig erhöhten Anforderungen an die Radianz der Pumplichtquellen.

Ab einer gewissen Zahl von Scheiben kann zu einer Oszillator/Verstärker-Anordnung (MOPA) übergegangen werden. Der Verstärker arbeitet nur effizient, wenn er im Bereich der Sättigung betrieben wird; daher werden ca. 20 Scheiben im Oszillator benötigt, wenn der Verstärker nur im Doppeldurchgang durchlaufen wird. Durch Winkelmultiplex kann jedoch – aufgrund der großen Winkelakzeptanz der Scheibe – eine hohe Anzahl an Verstärkerdurchgängen realisiert werden, so daß bereits wenige Scheiben im Oszillator ausreichen. Besonders vorteilhaft ist, daß die spektralen und temporalen Eigenschaften der Oszillatorstrahlung vom Verstärker nur wenig beeinflußt werden. Dies ermöglicht insbesondere die Skalierung der Leistung von (eventuell hochstabilen und/oder durchstimmbaren) Single-Frequency-Lasern sowie von Kurzpulslasern.

⁶⁰ Kürzlich (Stand: Mitte 1999) wurde am IFSW ein Versuchsaufbau mit 4 Scheiben und einer Ausgangsleistung von über 1000 W realisiert.

4.1.3 Alternative Pumpgeometrien

Als Alternative zum bisher experimentell untersuchten axialen Pumpen bietet sich das bereits in Kap. 2 (speziell: Kap 2.1.1.2) vorgestellte radiale Pumpen an. Da das Pumplicht bei dieser Anordnung durch Totalreflexion in der Scheibe geführt wird, entfällt die aufwendige, für das axiale Pumpen benötigte, abbildende Pumpoptik. Außerdem liegt die Laserschwelle bei großen Pumpfleckdurchmessern niedriger als beim axialen Pumpen. Die Dicke der aktiven Zone kann unter Umständen sehr gering (unter 0,1 mm) gewählt werden, was eine höhere deponierte Pumpleistungsdichte ermöglicht. Der erreichbare optisch-optische Wirkungsgrad eines radial gepumpten Multi-100 W-Scheibenlasers dürfte den eines axial gepumpten Scheibenlasers mit realistischer Anzahl an Pumplichtdurchgängen (etwa $M_p = 16$) leicht übertreffen. Für die Skalierbarkeit gilt grundsätzlich das in Kap. 4.1.1 gesagte; allerdings bestehen beim radialen Pumpen kaum Möglichkeiten, die Totalreflexion der Fluoreszenz zu reduzieren, da eben diese Totalreflexion zur Führung des Pumplichts benötigt wird. Beim radialen Pumpen muß das Pumplicht vom Rand der Scheibe zugeführt werden; dies erfordert entweder eine spezielle radiale Anordnung der Laserdioden oder fasergekoppelte Laserdioden. Das radiale Pumpprofil hängt kritisch von der Spektral- und Winkelverteilung der Pumplichtquellen ab. Um die aktive Zone auf den mittleren Bereich des Kristalls zu beschränken, sind aufwendige, diffusionsgebundene Kristalle [73] erforderlich.

Sehr interessante Möglichkeiten ergeben sich auch durch beidseitige Kühlung der Kristallscheiben mit Helium [74]. Für eine ausreichend effiziente Wärmeabfuhr wird ein hoher Gasdruck von mindestens 10 bar und eine hohe Strömungsgeschwindigkeit von ca. 100 m/s benötigt. Der Wärmeübergang ist trotzdem relativ schlecht, so daß aus einer Scheibe mit einem Pumpfleckdurchmesser von 5-6 mm schätzungsweise nur 20-30 W extrahiert werden können. Allerdings können leicht viele dünne Scheiben in geringem Abstand axial aufgereiht und gemeinsam gekühlt und gepumpt werden, so daß die Gesamtleistung durchaus im Kilowattbereich liegen kann. Die Scheiben werden entweder beidseitig AR-beschichtet oder unter Brewsterwinkel aufgestellt; da die Resonatorstrahlung durch die Scheiben hindurchtritt, sind leichte Krümmungen und Bewegungen der planparallelen Platten unkritisch. Prinzipiell kann ein solcher Scheibenstapel sowohl axial als auch radial gepumpt werden; allerdings bietet sich das axiale Pumpen besonders an, da viele Platten gleichzeitig gepumpt werden können. Die Dicke des einzelnen Stapels wird hierbei durch die Schärfentiefe des Pumplichts begrenzt, jedoch können mehrere Stapel mit Hilfe einer Zwischenabbildung gemeinsam gepumpt werden. Die Dotierung der Scheiben liegt entsprechend der geringen extrahierbaren Leistungsdichte etwa zwischen 0,5 und 1,0 at%.

4.1.4 Multi-100W-Grundmode-Betrieb

Für einige Anwendungen ist der Betrieb des Lasers im transversalen Grundmode erforderlich. Dies gilt beispielsweise, wenn keinerlei Schwankungen des Strahlprofils – durch Modenschwankungen oder (nach einer Faser) durch Speckles – zulässig sind. Diese Betriebsart ist zugleich der Ausgangspunkt für den Single-Frequency- und den modengekoppelten Betrieb. Konventionelle Lasersysteme erzielen – bis auf wenige Ausnahmen [75] – TEM₀₀-Ausgangsleistungen von deutlich unter 100 W aus dem Oszillator, wobei der Wirkungsgrad mit zunehmender Leistung meist deutlich absinkt. Eine Leistungsskalierung gestaltet sich typischerweise sehr aufwendig. Hier bietet das Scheibenlaserkonzept gute Voraussetzungen für einen effizienten Grundmode-Betrieb mit Leistungen oberhalb von 100 W⁽⁶¹⁾.

Im Hochleistungs-Grundmode-Betrieb ist auf die thermische Linse besonderer Augenmerk zu richten. Bei großen Pumpfleckdurchmessern (ab etwa 3 mm) ist eine möglichst steife Montage der Kristalle zur Minimierung der sphärischen Anteile der thermischen Linse vorzusehen. Gleichzeitig ist eine Kristalldicke deutlich unter der für optimalen Wirkungsgrad im Multimode-Betrieb erforderlichen zu wählen, um die asphärischen Anteile der thermischen Linse – und damit die Beugungsverluste – auf ein unschädliches Maß zu reduzieren. Eventuell ist die Anzahl der Pumplichtdurchgänge zu steigern, um die Kristalldicke weiter senken zu können. Eine Pumplichtverteilung mit weichem Rand wirkt sich ebenfalls günstig auf die Beugungsverluste aus. Bei Kristalldicken unterhalb von 100 µm sollte es möglich sein, mit hoher Effizienz Grundmode-Leistungen von 200 W und mehr aus einer Kristallscheibe zu erhalten.

4.2 Pulsbetrieb

Das Scheibenlaserkonzept läßt grundsätzlich alle gepulsten Betriebsarten zu, wobei sich einige spezifische Einschränkungen ergeben. Die begrenzte Skalierbarkeit aufgrund von Superstrahlung wurde bereits in Kap. 4.1.1 angesprochen. Zugleich ist die verfügbare Verstärkung im Scheibenlaser aufgrund der geringen Länge bzw. Dicke des aktiven Mediums relativ gering. Dies bedeutet einerseits eine erhöhte Empfindlichkeit gegenüber resonatorinternen Verlusten, andererseits bedingt es verhältnismäßig lange Pulsdauern – von typischerweise 100-200 ns bei Yb:YAG – im gütegeschalteten Betrieb. Um dennoch

⁶¹ Am IFSW wurden bisher (Stand: Mitte 1999) rund 100 W Ausgangsleistung mit $M^2 < 1,2$ aus einer Scheibe erzielt.

kurze Pulsdauern von unter 10 ns zu erzielen, kann Cavity-Dumping eingesetzt werden, das jedoch einen schnellen (elektrooptischen) Modulator mit zwei Schaltflanken mit Anstiegs- bzw. Abfallzeiten im Nanosekundenbereich erfordert⁶².

Gepulste Lasersysteme mit hoher Pulsenergie (> 1 J) und geringer Repetitionsrate (< 10 Hz) basieren überwiegend auf der Speicherung der durch die gepulste Anregung erzeugten Wärme im LAM; die Wärmeabfuhr geschieht hauptsächlich in den Pulspausen. Da hierfür eine hohe Wärmekapazität benötigt wird, ist diese Betriebsart aufgrund des geringen aktiven Volumens für Scheibenlaser weniger sinnvoll. Hingegen ist der Scheibenlaser gut für gepulste Systeme mit kontinuierlicher Anregung und hoher mittlerer Leistung geeignet. Je nach LAM können so Pulsenergien bis einige 100 mJ pro Scheibe erzielt werden.

Eine Besonderheit des laseraktiven Mediums Yb:YAG stellt seine hohe Sättigungsenergiedichte von ca. 8 J/cm^2 (Nd:YAG: ca. $0,5 \text{ J/cm}^2$) dar, die im Q-switch-Betrieb zu Problemen mit der Pulsbelastbarkeit der optischen Oberflächen führen kann. Eine hohe Auskopplertransmission kann dem entgegenwirken, allerdings auf Kosten des Wirkungsgrades. Vorteilhaft ist – insbesondere in Verbindung mit Laserdioden als Pumplichtquelle – die hohe Lebensdauer des oberen Laserniveaus von Yb:YAG (ca. $950 \mu\text{s}$), welche die Speicherung von hohen Pulsenergien erleichtert. Nachteilig wirkt sich dagegen der Quasi-Dreineiveaucharakter des Laserübergangs aus, der die nutzbare Speicherzeit reduziert [76].

Im modengekoppelten Betrieb sind vorzugsweise keilförmige Kristalle zu verwenden, um eine Pulsverbreiterung bzw. das Entstehen von voreilenden Pulsen durch Rückreflexe zu vermeiden. Grundsätzlich störend wirken sich – durch die Reflexion der im Resonator umlaufenden Strahlung an der gekühlten Kristallseite bedingte – Stehwelleneffekte („spatial holeburning“) aus, die das spektrale Verstärkungsprofil modulieren. Dies führt bei nicht ausreichender Stärke der Modenkopplung zum Anschwingen mehrerer, spektral separierter Gruppen von Longitudinalmoden. Mit aktivem Modenkoppeln läßt sich das volle Potential von Yb:YAG, daß aufgrund seiner großen Verstärkungsbandbreite Pulsdauern von unter 200 fs unterstützt, nicht einmal annähernd ausschöpfen; es werden allenfalls Pulsdauern im Bereich von 10 ps erzielt. In Verbindung mit passivem Modenkoppeln mit sättigbaren Absorbern („SESAMs“) kombiniert mit Solitonenbildung durch eine negative Gruppenlaufzeitdispersion (GVD) sollte sich der Yb:YAG-Scheibenlaser zur Erzeugung von Subpikosekundenpulsen mit hoher mittlerer Leistung (> 20 W) aus

⁶² In Zusammenarbeit mit der DLR, Institut für Technische Physik, wurden am IFSW sowohl zum konventionellen Güteschalten mit akustooptischem Modulator (AOM) als auch zum Cavity Dumping mit einer BBO-Pockelszelle ausführliche Untersuchungen durchgeführt.

dem Oszillator eignen [77]. Interessant erscheint auch das Konzept des nichtlinearen Auskopplers, der auf der Basis von „cascaded nonlinearities“ (Erzeugung und Rückkonversion der 2. Harmonischen) arbeitet [78].

Eine weitere Skalierung der mittleren Leistung (Größenordnung 100 W) sowie die Erzeugung von ultrakurzen Pulsen mit hoher Energie (Größenordnung einige mJ) erscheint mit Hilfe von Regenerativen Verstärkern [79] und/oder – eventuell durch Einzelpulsselektion ergänzte – Multipass-Verstärkeranordnungen auf der Basis des Scheibenlaserkonzeptes möglich⁶³.

4.3 Frequenzkonversion

Der Oberbegriff Frequenzkonversion umfaßt eine Vielzahl von auf Nichtlinearer Optik basierenden Verfahren, die durch die Art der erzeugten Frequenzen (2. bis 5. Harmonische, Summen- bzw. Differenzfrequenz oder variable „Aufspaltung“ der Pumpphotonenenergie auf zwei Photonen (OPO) etc.), die zeitliche und räumliche Struktur der eingesetzten Strahlung (ns-/ps-/fs-Pulse, cw, Multimode, TEM₀₀, Single Frequency etc.) und durch den Einsatzort des nichtlinearen Mediums (resonatorintern, extern oder im externen Resonator) sowie durch die auftretenden mittleren und Pulsspitzenleistungen unterschieden werden können. Voraussetzung für fast alle Frequenzkonversionsverfahren ist die Anpassung der Phasengeschwindigkeiten der beteiligten Wellen („Phase-matching“), was meist durch geeignete Orientierung eines doppelbrechenden nichtlinearen Mediums erreicht wird.

Besonderheiten ergeben sich für den Scheibenlaser, wie schon in Kap. 4.2 diskutiert, aufgrund seiner relativ geringen Verstärkung; diese erfordert bei resonatorinterner Frequenzkonversion geringe passive Verluste (Absorption, Streulicht, Reflexion) durch den nichtlinearen Kristall. Andererseits genügen aufgrund der hohen Leistungsüberhöhung im Resonator schon relativ kleine nichtlineare Konversionskoeffizienten. Dies trifft insbesondere bei Strahlung mit hoher Strahlqualität und Leistung zu, die erforderlichenfalls über relativ lange Strecken auf kleine Durchmesser fokussiert werden kann. Begrenzend für die Konversionseffizienz sind dann meist thermische Effekte im nichtlinearen Medium, die zur Phasenfehlانpassung führen, oder die Zerstörschwelle des nichtlinearen Kristalls. Als besonders geeignet erweisen sich daher Materialien mit sehr

⁶³ Am IFSW wurden in Zusammenarbeit mit der DLR, ITP, sowohl aktiv modengekoppelte Oszillatoren als auch – in Zusammenarbeit mit der ETH Zürich (Arbeitsgruppe Frau Prof. Keller) – ein Regenerativer Verstärker auf der Basis des Yb:YAG-Scheibenlasers realisiert.

hoher Zerstörschwelle und geringer Absorption (z.B. BBO oder LBO); andere Materialien mit höheren nichtlinearen Koeffizienten, jedoch stärkerer Absorption und geringerer Zerstörschwelle (z.B. KTP, KNbO₃ etc.) sind, abhängig von der Art des Einsatzes, tendenziell weniger geeignet.

Yb:YAG weist eine sehr große Verstärkungsbandbreite auf, so daß bei resonatorinterner Frequenzkonversion eventuell (z.B. durch zusätzliche, frequenzselektive Elemente) verhindert werden muß, daß der Resonator dem (spektral schmaleren) nichtlinearen Verlust durch Frequenzänderung ausweicht. Eine besondere Herausforderung stellt die effiziente Erzeugung von grüner cw-Laserstrahlung mit Leistungen oberhalb von 20 W dar. Hierfür eignet sich der Yb:YAG-Scheibenlaser aufgrund seines hohen Potentials für die effiziente Erzeugung von TEM₀₀-Strahlung hoher Leistung besonders. Durch Frequenzverdopplung (SHG) der Grundwelle bei 1030 nm entsteht sichtbares Licht mit einer Wellenlänge von ca. 515 nm. Die SHG kann wahlweise resonatorintern oder in einem externen Resonator erfolgen. Die Verdopplung im externen Resonator ist sehr aufwendig, da sie einen stabilen Single-Frequency-Betrieb und eine aktive Regelung der Resonatorlänge erfordert. Möglicherweise kann die Verdopplung auch extern in einem periodisch gepolten ferroelektrischen Kristall mit Quasi-Phasematching erfolgen⁶⁴.

4.4 Alternative laseraktive Materialien

Wie bereits in Kapitel 1 diskutiert, eignen sich außer Yb:YAG auch andere laseraktive Materialien für den Einsatz im Scheibenlaser. Naheliegender ist beispielsweise die Verwendung von diversen Neodym- und Ytterbium-dotierten Kristallen (und evtl. Keramiken oder Gläsern). Namentlich zu erwähnen wären hier insbesondere Nd:YAG und Nd:YVO₄: Während Nd:YAG als klassisches LAM für hohe mittlere Leistungen gut beherrscht wird, zeichnet sich das in der Herstellung und Handhabung problematischere Nd:YVO₄ durch extrem hohe Absorptions- und Emissionskoeffizienten und einen anerkannt überlegenen Wirkungsgrad bei diodengepumpten Lasern kleiner und mittlerer Leistung aus. Die natürliche Doppelbrechung von YVO₄ erweist sich im polarisierten Betrieb als vorteilhaft.

Nd:YAG kann nur bis zu einer Dotierung von etwa 1,5 at% sinnvoll eingesetzt werden; in Verbindung mit dem schmalen Absorptionspeak bei 809 nm bedeutet dies eine größere Absorptionslänge als bei mit 10 at% dotiertem Yb:YAG. Somit wird entweder ein

⁶⁴ Am IFSW wurde die resonatorinterne Frequenzverdopplung des Yb:YAG-Scheibenlasers bei Leistungen der harmonischen Strahlung bis etwa 5 W untersucht.

dickerer Kristall oder eine größere Anzahl an Pumplichtdurchgängen benötigt. Gleichzeitig liegt die relative Wärmeerzeugung bei Nd:YAG etwa dreimal höher als bei Yb:YAG, so daß die Pumpleistungsdichte im gleichen Verhältnis reduziert werden muß. Bezogen auf gleiche Ausgangsleistungen ist der Einfluß der thermischen Linse auf den Resonator daher bei Nd:YAG wesentlich stärker als bei Yb:YAG (vgl. auch Kap. 1)⁶⁵. Sofern der Pumpfleck kleiner als die Kristalldicke ist, dominiert – wie beim Stablaser – die radiale Wärmeleitung, so daß von einem Scheibenlaser im eigentlichen Sinne nicht gesprochen werden kann. Dies gilt beispielsweise für von NEC vorgestellte Untersuchungen [49], bei denen eine 2 mm dicke Nd:YAG-Scheibe mit einem 1,3 mm großen Pumpfleck betrieben wurde; die maximale Ausgangsleistung betrug 2,4 W bei einer Pumpleistung von 8,9 W und einer Beugungsmaßzahl M^2 von 1,9.

Im Gegensatz hierzu kann die Kristalldicke bei Nd:YVO₄ sehr gering gehalten werden, so daß die thermische Linse kaum eine Rolle spielt. Bezüglich der Begrenzung der Ausgangsleistung aufgrund radialer Superstrahlung gilt sinngemäß das bereits in Kap. 4.1.1 für Yb:YAG diskutierte; allerdings ist die spontane Emission im cw-Betrieb bei Nd:YVO₄ aufgrund des Vierniveaucharakters des Laserübergangs bei 1064 nm geringer als bei Yb:YAG, was eine höhere Verstärkung der spontanen Emission G_{ASE} zuläßt. Andererseits ist der Emissionsquerschnitt von Nd:YVO₄ im Vergleich zu Yb:YAG sehr groß, so daß – ohne spezielle Maßnahmen wie etwa Index-Matching – die im güteschalteten Betrieb aus einem Kristall extrahierbare Energie durch Superstrahlung auf wenige mJ limitiert wird. Von der Firma JENOPTIK Laser, Optik, Systeme GmbH wurde – in Zusammenarbeit mit dem Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart – ein kommerzieller Nd:YVO₄-Scheibenlaser mit einer nominellen Ausgangsleistung von 10 W und einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität entwickelt; im Laborbetrieb wurden bis zu 13,7 W erzielt. Aufgrund der hohen Absorption von Nd:YVO₄ wurde nur ein Vierfachdurchgang des Pumplichts benötigt; der optisch-optische Wirkungsgrad lag bei 33 %. Im Labor wurde mit einem Achtfachdurchgang ein maximaler Wirkungsgrad von 44 % bei 4,4 W Ausgangsleistung ($M^2 \approx 1,5$) erreicht [80]. Ein güteschalteter Nd:YVO₄-Scheibenlaser wurde ebenfalls von JENOPTIK entwickelt.

Am LMTB, Berlin, wurden Nd:YVO₄-Scheiben beidseitig mit Wasser gekühlt und durch eine nichtabbildende kegelförmige Anordnung von Fasern gepumpt. Die maximale cw-Ausgangsleistung betrug 8,5 W bei einer Pumpleistung von 95 W; im Pulsbetrieb mit 1 ms Pulsdauer wurde eine Pulsleistung von 100 W erreicht [81].

Unter den mit Ytterbium dotierten Materialien erscheinen die Wolframate Yb:KYW (KY(WO₄)₂) und Yb:KGW (KGd(WO₄)₂) besonders interessant, da sie – wie Nd:YVO₄

⁶⁵ Am IFSW wurden Untersuchungen an Nd:YAG-Scheibenlasern durchgeführt.

– über einen außergewöhnlich hohen Peak-Absorptionskoeffizienten verfügen. Bei ersten Laserversuchen mit einem Titan:Saphirlaser als Pumplichtquelle wurden hohe differentielle Wirkungsgrade (78 % bei KYW) erzielt [82].

Ein weiteres Material, das für den Betrieb als Scheibenlaser aufgrund seines Quasi-Dreiniveaucharakters besonders geeignet erscheint, ist Tm^{3+} :YAG, das bei 785 nm gepumpt wird und – aufgrund von partiellem Energietransfer zwischen den aktiven Ionen – mit einer theoretischen Quanteneffizienz von 2 bei der augensicheren Wellenlänge 2,02 μm emittiert. Untersuchungen hierzu wurden in Zusammenarbeit mit der Universität Hamburg, Institut für Laserphysik, durchgeführt [83]. Im Rahmen dieser Versuche erwies sich eine Dotierungskonzentration von ca. 10 at% als optimal. Eine entsprechend dotierte, 0,5 mm dicke Tm:YAG-Kristallscheibe wurde im Achtfachdurchgang mit einer fasergekoppelten Laserdiode (Hersteller: OptoPower Corp.) mit einer maximalen Leistung von 18 W gepumpt. Die mit den erforderlichen Beschichtungen versehene Scheibe wurde auf einem mit Peltierelementen gekühlten Kühlfinger montiert betrieben, dessen Temperatur während der Versuche bei ca. 243 K lag.

Die besten Resultate wurden aufgrund der auftretenden starken thermischen Linse mit sehr kurzen Resonatorlängen von ca. 30-40 mm erzielt. Unter cw-Anregung konnte nur bei einer sehr geringen Auskopplertransmission T_{OC} von 0,2 % Laserbetrieb beobachtet werden. Die maximale Ausgangsleistung betrug 1,95 W bei einer Pumpleistung von 11,4 W; die extrapolierte Schwelle liegt bei 1,56 W. Der geringe differentielle Wirkungsgrad von 20 % ist primär durch die kleine Auskopplung bedingt. Bei moduliertem Betrieb (jeweils ca. 15 ms Einschaltdauer) mit maximaler Pumpleistung und einer Auskopplertransmission T_{OC} von 1,4 % wurde ab einer Ausschaltdauer von ca. 7-8 ms Laserbetrieb beobachtet.

Wie in Abbildung 70 dargestellt, wurde bei einer Ausschaltdauer von 45 ms eine mittlere Leistung von 1,8 W – entsprechend 7,2 W während der Einschaltdauer – erreicht. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt 48 %, was in Relation zum maximal möglichen differentiellen Wirkungsgrad von 77,7 % (bei einer Quanteneffizienz von exakt 2) betrachtet, kein allzu schlechtes Resultat darstellt.

Das ungewöhnliche Verhalten des Tm:YAG-Scheibenlasers ist auf eine Wechselwirkung zwischen der komplexen inneren Dynamik des LAM, dem Resonatorstrahlungsfeld und der von beidem abhängigen Erwärmung des Kristalls zurückzuführen. Problematisch dürfte die vergleichsweise hohe Anregungsdichte sein, die beim Scheibenlaser aufgrund der geringen Länge des verstärkenden Mediums zur Kompensation der Resonatorgesamtverluste notwendig ist. Bei hohen Anregungsdichten nehmen offenbar einige störende Nebeneffekte, die den Wirkungsgrad mindern und die Wärmezeugung erhöhen, zu.

Dies erklärt auch die Notwendigkeit der extrem kleinen Auskopplung im cw-Betrieb. Ein detailliertes Verständnis der komplexen Zusammenhänge fehlt jedoch noch weitgehend.

Unter den gegebenen Randbedingungen hat sich das Scheibenlaserkonzept als weniger geeignet für die Anwendung auf Tm:YAG erwiesen. Mit einem konventionellen Laserdesign wurden an der Universität Hamburg wesentlich bessere Resultate erzielt. Sehr hohe Ausgangsleistungen von bis zu 115 W cw wurden am LLNL mit einem endgepumpten Tm(2%):YAG-Stab laser erreicht; dabei wurde bewußt auf der schwach absorbierenden Wellenlänge 805 nm angeregt („wing pumping“), um eine gleichmäßige Absorption über die Länge des Stabes von 45 mm zu erzielen; eine Senkung der Dotierungskonzentration hätte zu einer Reduzierung des interionischen Energietransfers geführt [84].

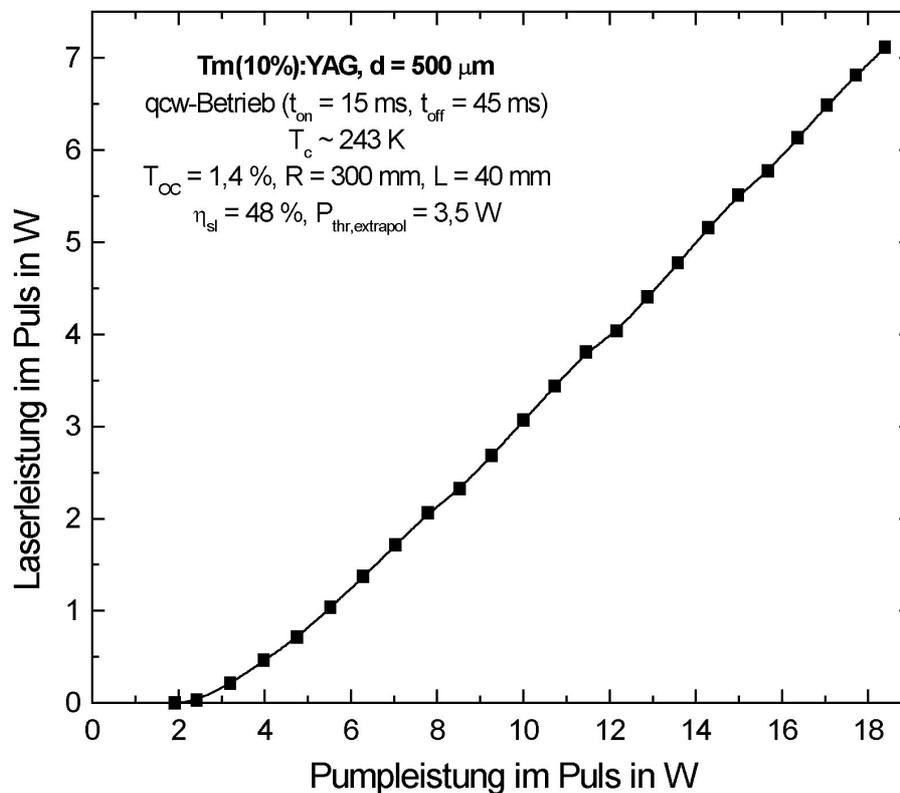


Abbildung 70: Ausgangsleistung des Tm:YAG-Scheibenlasers mit $M_p = 8$ als Funktion der Pumpleistung während der Pulsdauer von 15 ms bei einer Pausendauer von 45 ms

5 Zusammenfassung

Der Scheibenlaser stellt ein neuartiges Konzept für diodengepumpte Festkörper dar, dessen großes Potential – speziell bei der Erzeugung hoher Leistungen mit sehr guter Strahlqualität und zugleich günstigem Wirkungsgrad – im Rahmen dieser Arbeit nur angedeutet werden konnte.

Die Grundidee des Scheibenlasers liegt in der eindimensionalen, axialen Kühlung; sie erlaubt die günstige Skalierung der Ausgangsleistung über den Pumpfleckdurchmesser. Zugleich bedingt diese Art der Kühlung – abhängig von der Kristalldicke – eine nur sehr schwach ausgeprägte thermische Linse, die tendenziell mit dem Pumpfleckdurchmesser – und damit mit der Leistung – abnimmt. Die Stärke der verbleibenden, primär durch den Rand des Pumpflecks hervorgerufenen Phasenfrontstörungen kann durch eine geeignete Wahl der Kristalldicke – unter Umständen erkaufte durch eine aufwendige Pumpoptik – auf ein unschädliches Maß reduziert werden. Zusammengenommen ergibt dies außerordentlich gute Voraussetzungen zur Erzielung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität auch bei Leistungen über 100 W pro Kristall. Bei etwas geringeren Anforderungen an die Strahlqualität sollten auch 500 W und mehr pro Kristall möglich sein.

Als Voraussetzung für ein gutes Verständnis und die effiziente Auslegung und Optimierung des Scheibenlasers wurden Modelle mit unterschiedlich starken Vereinfachungen vorgestellt. Die grösste Näherung stellt das – in Kap. 2 ausführlich vorgestellte – analytisch behandelbare 0D-Modell dar; dank seiner Einfachheit ist es ein wichtiges Werkzeug für das grundlegende Verständnis des Scheibenlasers. Wesentlich realistischer ist das ebenfalls diskutierte, nur noch numerisch berechenbare, 1D-Modell, da es die axiale Temperaturverteilung im Kristall einschließlich aller damit verbundenen Parametervariationen berücksichtigt. Die Erweiterung des 1D-Modells durch die näherungsweise Berücksichtigung von 3D-Wärmeleitung und radialer Pumplichtverteilung macht es realistisch genug für direkte Vergleiche mit dem Experiment.

Yb:YAG – dessen spektroskopische und laserphysikalische Charakterisierung in Kap. 3.1 dargestellt ist – erweist sich als ein in hohem Maße für den Scheibenlaser geeignetes laseraktives Medium. Dies liegt unter anderem an seinem besonders einfachen – lediglich aus zwei, im Kristallfeld des YAG aufgespaltenen, Niveaus des Yb^{3+} -Ions bestehenden – Energieniveausystem. Mit seinem potentiellen Nachteil – der hohen, durch die thermische Bevölkung des unteren Laserniveaus bedingten, Schwellpumpleistungsdichte – kann der Scheibenlaser aufgrund seiner effizienten Kühlung gut umgehen. Wichtig für eine geringe thermische Linse sind die geringe Wärmeerzeugung von Yb:YAG sowie seine starke und breite Absorptionsbande bei 940 nm, die sich optimal zum Anregen

durch Laserdioden eignet.

Die durchgeführten und exemplarisch in Kap. 3.2 vorgestellten Versuche mit dem Yb:YAG-Scheibenlaser bestätigen weitgehend die hohen Erwartungen. Es wurde überwiegend ein Aufbau mit achtfachem Pumplichtdurchgang durch den Kristall verwendet. Die verfügbare Pumpleistung begrenzte die Ausgangsleistung auf maximal 255 W. Hierbei betrug der optisch-optische Wirkungsgrad 49,2 %; allerdings wurde der Kristall mit tiefkaltem Methanol (206 K) gekühlt. Durch Verwendung einer optimierten Pumpoptik mit 16-fach-Durchgang wird ein Wirkungsgrad von wenigstens 50 % bei Kühlung mit Wasser bei Raumtemperatur erwartet.

Der höchste Wirkungsgrad von 64,0 % wurde bei einer Ausgangsleistung von 29,7 W und einer Kühltemperatur von 199 K erreicht.

Im Grundmode-Betrieb wurden maximal 97,1 W – entsprechend einem Wirkungsgrad von 39,3 % – bei einer Beugungsmaßzahl von 1,24 erzielt; die Kühltemperatur lag bei – relativ moderaten – 264 K.

Die höchste Leistung im Single-Frequency-Betrieb betrug 27,7 W bei einem Wirkungsgrad von 31,3 %. Die Wärmesenke des Kristalls wurde dabei durch Peltier-Elemente auf einer Temperatur von 249 K gehalten.

Mit Hilfe eines Birefringent-Filters wurde eine kontinuierliche Durchstimmbarkeit des Yb:YAG-Scheibenlasers zwischen 1015,7 nm und 1059,3 nm, also um 43,6 nm, mit einer maximalen Ausgangsleistung von 10,4 W nachgewiesen. Mit einem auf 23 nm reduzierten Durchstimmbereich wurden bis zu 16,8 W – entsprechend einem Wirkungsgrad von 40,0 % – bei einer Kühltemperatur von 238 K erzielt.

Die hier vorgestellten Ergebnisse stellen nur den Ausgangspunkt für eine vielfältige Weiterentwicklung des Scheibenlaserkonzeptes dar. Zahlreiche sinnvolle Verbesserungen und potentielle Anwendungen sind bereits absehbar; weitere werden hinzukommen.

6 Literaturverzeichnis

- [1] T.H. MAIMAN: *Optical Maser Action in Ruby*. Brit. Comm. and Electronics **7**, S. 674 (1960).
- [2] A.A. KAMINSKII: *Laser Crystals*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2. Auflage (1990).
W. KOECHNER: *Solid-State Laser Engineering*. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1992).
- [3] J.E. GEUSIC, H.M. MARCOS, L.G. VANUITERT: Appl. Phys. Lett. **4**, S. 182 (1964).
- [4] A. RABL: *Solar Concentrators with Maximal Concentration for Cylindrical Absorbers*. Appl. Optics **15** (7), S. 1871-73 (1976).
A. RABL AND R. WINSTON: *Ideal Concentrators for Finite Sources and Restricted Exit Angles*. Appl. Optics **15** (11), S. 2880-83 (1976).
- [5] T.J. KANE AND R.L. BYER: Opt.Lett. **10**, S. 65 (1985).
- [6] A.C. TROPPER: *Laser Crystal Waveguides*. Laser und Optoelektronik **27** (4), S. 57-60 (1995).
D.C. HANNA, J.K. JONES, A.C. LARGE, D.P. SHEPHERD, A.C. TROPPER, P.J. CHANDLER, M.J. RODMAN, P.D. TOWNSEND UND L. ZHANG: *Quasi-three level 1.03 μm laser operation of a planar ion-implanted Yb:YAG waveguide*. Optics Comm. **99**, S. 211 (1993).
I. CHARTIER, C. WYON, D. PELENC, B. FERRAND, D.P. SHEPHERD, AND D.C. HANNA: *High Slope Efficiency and Low Threshold in a Diode Pumped Epitaxially Grown Yb:YAG Waveguide Laser*. New materials for advanced solid state lasers, B.H.T. Chai, S.A. Payne, T.Y. Fan, A. Cassanho, T.H. Allik, eds., Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **329**, S. 179-184 (1994).
D. PELENC, B. CHAMBAZ, I. CHARTIER, B. FERRAND, C. WYON, D.P. SHEPHERD, D.C. HANNA, A.C. LARGE, A.C. TROPPER: *High Slope Efficiency and Low Threshold in a Diode Pumped Epitaxially Grown Yb:YAG Waveguide Laser*. Optics Comm. **115**, S. 491-497 (1995).
- [7] J.J. ZAYHOWSKI AND C. DILL III: *Diode-Pumped Passively Q-Switched Picosecond Microchip Lasers*. Opt. Lett. **19** (18), S. 1427-29 (1994).
- [8] G.J. KINTZ AND T. BEAR: *Recent Developments in Diode Pumped Solid-State Lasers*. 1989 LEOS Annual Meeting, Orlando FL, Technical Digest, S. 252-255 (1989).
- [9] D.C. HANNA, H.M. PASK, JE. TOWNSEND, J.L. ARCHAMBAULT, L. REEKIE, AND A.C. TROPPER: *Yb-Doped Silica Cladding-Pumped Fiber Laser Pumped at 974 nm*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1994, T.Y. Fan and B.H.T. Chai (eds.), **20**, S. 86-89 (1994).
- [10] K. MANN AND H. WEBER: *Surface Heat Transfer Coefficient, Heat Efficiency, and Temperature of pulsed Solid-State Lasers*. J. Appl. Phys. **64** (3), S. 1015-1021 (1988).

- [11] R.J. BEACH, M.A. EMANUEL, W.J. BENETT, B.L. FREITAS, D. CIARLO, N.W. CARLSON, S.B. SUTTON, J.A. SKIDMORE, AND W. SOLARZ: *Improved performane of high average power semiconductor arrays for applications in diode pumped solid state lasers*. SPIE Proceedings on Laser Diode Technology and Applications VI, Los Angeles, **2148**, S. 13-29 (1994).
- [12] Produktspezifikation der Fa. Optometrech
- [13] W. KOECHNER: *Solid-State Laser Engineering*. 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, S. 398-401 (1988).
- [14] T. JENSEN, V.G. OSTROUMOV, J.-P. MEYN, G. HUBER, A.I. ZAGUMENNYI, I.A. SHCHERBAKOV: *Spectroscopic Characterization and Laser Performance of Diode-Laser-Pumped Nd:GdVO₄*. Appl. Phys. **B 58**, S. 373-379 (1994).
- [15] J. ZEHETNER: *Highly efficient diode-pumped elliptical mode Nd:YLF-laser*. Opt. Comm. **117**, S. 273-276 (1995).
- [16] R.A. FIELDS, M. BIRNBAUM, AND C.L. FINCHER: *15,8 % Efficient Diode Laser End Pumped Nd:YVO₄ Laser*. Post-Deadline Paper PD3-1 auf der CLEO'88, Anaheim, CA (1988).
- [17] M.S. KEIRSTEAD AND T.M. BEAR: *10 W, TEM₀₀ Output from a Diode-Pumped, Solid-State Laser*. Vortrag CFC3 auf der CLEO'91, Technical Digest S. 490 f (1991).
- [18] W.L. NIGHAN, JR., D. DUDLEY, M.S. KEIRSTAD, AND A.B. PETERSEN: *Highly Efficient, Diode-Bar-Pumped Nd:YVO₄ Laser with > 13 W TEM₀₀ Output*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 270 (1995).
- [19] J.-P. MEYN, B. BEIER, R. KNAPPE, K.-J. BOLLER, G. HUBER, R. WALLENSTEIN: *Efficient and Single-Frequency Nd:LaSc₃(BO₃)₄ Microchip Laser*. Vortrag CTuP4 auf der CLEO'94, Technical Digest S. 157 f (1994).
- [20] C. RAHLFF, M.H. DUNN, B.D. SINCLAIR, W. SIBBETT: *High-Power, End-Pumped Effects and Applications in Nd:YLF at 1047 and 1321 nm*. Vortrag CThG4 auf der CLEO'94, Technical Digest S. 308 f (1994).
- [21] T.S. ROSE, J.S. SWENSON, D.A. HINKLEY, AND R.A. FIELDS: *Efficient Laser Performance Using a Micro-Optic Based Pump Source*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1994, T.Y. Fan and B.H.T. Chai (eds.), **20**, S. 276-79 (1994).
Datenblatt der Firma Virgo Optics.
- [22] J.-P. MEYN, T. JENSEN, AND G. HUBER: *Spectroscopic Properties and Efficient Diode-Pumped Laser Operation of Neodymium-Doped Lanthanum Scandium Borate*. IEEE J. of Quantum Electronics **30** (4), S. 913-17 (1994).
J.-P. MEYN, G. HUBER: *A Diode-Pumped, Continuous Wave, Frequency Doubled Neodymium Lanthanum Scandium Borate Laser*. Vortrag CTuA2 auf der CLEO'94, Technical Digest S. 56 f (1994).
J.-P. MEYN: *Neodym-Lanthan-Scandium-Borat: Ein neues Material für miniaturisierte Festkörperlaser*. Dissertation Universität Hamburg (1994).

- [23] D.S. SUMIDA, T.Y. FAN: *Emission Spectra and Fluorescence Lifetime Measurements of Yb:YAG as a Function of Temperature*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1994, T.Y. Fan and B.H.T. Chai (eds.), **20**, S. 100-102 (1994).
- [24] M.D. PERRY, S.A. PAYNE, T. DITMIRE, R. BEACH, G.J. QUARLES, W. IGNATCHUK, R. OLSON, AND J. WESTON: *Better Materials Trigger Cr:LiSAF Laser Development*. Laser Focus World, Sept. 1993, S. 85-92 (1993).
S.A. PAYNE, L.L. CHASE, L.K. SMITH, W.L. KWAY, AND H.W. NEWKIRK: *Laser Performance of LiSrAlF₆:Cr³⁺*. J. Appl. Phys. **66** (3), S. 1051-56 (1989).
F. RICHTER: private Mitteilung.
- [25] S.A. PAYNE, L.L. CHASE, H.W. NEWKIRK, L.K. SMITH, AND W.F. KRUPKE: *LiCaAlF₆:Cr³⁺: A Promising New Solid-State Laser Material*. IEEE J. of Quantum Electronics **24** (11), S. 2243-52 (1988).
B.W. WOODS, S. A. PAYNE, J.E. MARION, R.S. HUGHES, AND L.E. DAVIS: *Thermomechanical and Thermo-Optical Properties of the LiCaAlF₆:Cr³⁺ Laser Material*. J. Opt. Soc. Am. B **8** (5), S. 970-77 (1991).
- [26] I.T. SOROKINA, E. SOROKIN, E. WINTNER, A. CASSANHO, H.P. JENSSEN, AND M.A. NOGINOV: *All-Solid-State Diode-Pumped cw and Mode-Locked Cr:LiSrGaF Laser*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 146 (1995).
- [27] R.C. STONEMAN AND L. ESTEROWITZ: *Efficient, Broadly Tunable, Laser-Pumped Tm:YAG and Tm:YSGG cw Lasers*. Opt. Lett. **15** (9), S. 486-88 (1990).
P.J.M. SUNI AND S.W. HENDERSON: *1-mJ/Pulse Tm:YAG Laser Pumped by a 3-W Diode Laser*. Opt. Lett. **16** (11), S. 817-19 (1991).
- [28] S.A. PAYNE, L.D. DELOACH, L.K. SMITH, W.F. KRUPKE, B.H.T. CHAI, AND G. LOUTTS: *New Ytterbium-Doped Apatite Crystals for Flexible Laser Design*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1994, T.Y. Fan and B.H.T. Chai (eds.), **20**, S. 95-99 (1994).
S.A. Payne, L.K. Smith, L.D. DeLoach, W.L.Kway, J.B. Tassano, and W.F. Krupke: *Laser, Optical, and Thermomechanical Properties of Yb-doped Fluorapatite*. IEEE J. of Quantum Electronics **30**, S. 170 (1994)
L.K. SMITH, S.A. PAYNE, W.F. KRUPKE, L.D. DELOACH, W.L. KWAY, AND B.H.T. CHAI: *Determination of Laser Efficiencies for Yb-Doped Apatite-Structure Hosts*. OSA Proc. on Advanced Solid-State Lasers, A. A. Pinto and T.Y. Fan, eds. **2**, S. 188 (1993).
- [29] S.T. LAI AND M.L SHAND: *High Efficiency cw Laser-Pumped tunable Alexandrite Laser*. J. Appl. Phys. **54** (19), S. 5642-44 (1983).
R.C. SAM: *Alexandrite Lasers*. in: Handbook of Solid State Lasers, P.K. Cheo, ed., Optical Engineering **18**, M. Dekker, Inc., S. 349ff (1989).
- [30] S.T. LAI: *Highly Efficient Emerald Laser*. J. Opt. Soc. Am. B **4** (8), S. 1286 (1987).
- [31] S.C. TIDWELL, J.F. SEAMANS UND M.S. BOWERS: *Efficient Diode-Pumped cw Nd:YAG Laser With 60 W Near-Diffraction-Limited Output*. OSA Proc. on Adv. Solid-State Lasers, A. A. Pinto and T.Y. Fan, eds. **2**, S. 14 (1993).

- [32] R.J. SHINE JR., A.J. ALFREY, AND R.L. BYER: *A 40 W cw, TEM₀₀ Mode, Diode-Laser-Pumped, Nd:YAG Slab Laser*. OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 216 (1995).
- [33] P. XIE AND T.R. GOSNELL: *Diode-Pumped, CW, Blue, Green, Orange, and Red Upconversion Fiber Lasers Operating at Room Temperature*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 101 (1995).
Y. ZHAO AND S. FLEMING: *High Efficiency Blue Pr³⁺-doped Fiber Laser with High Numerical Aperture Fiber*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 106 (1995).
D.S. FUNK, J.W. CARLSON AND J.G. EDEN: *Room Temperature Upconversion Ultraviolet (381 nm) and Violet (412 nm) Laser in Nd³⁺:ZBLAN Fiber*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 71 (1995).
- [34] H. ZELLMER, I. FREITAG, D. GOLLA, S. KNOKE, W. SCHÖNE, A. TÜNNERMANN, H. WELLING: *High Power Single-Frequency Operation of Continuous Wave Diode-Pumped Nd:YAG Ring Lasers*. Vortrag CFH5 auf der CLEO/Europe'94, Technical Digest S. 410 (1994).
- [35] B. BRAUN, F.X. GÄRTNER, U. KELLER, J.-P. MEYN, G. HUBER, AND T.H. CHIU: *Passively Q-Switched Monolithic Lasers Using an A-FPSA*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 434 (1995). Siehe auch [7].
- [36] J.-P. MEYN AND G. HUBER: *Intracavity Frequency Doubling of a Continuous Wave, Diode-Laser-Pumped Neodymium Lanthanum Scandium Borate Laser*. Opt. Lett. **19** (18), S. 1436-38 (1994).
- [37] R. BURNHAM, G. WITT, D. DI BIASE, K. LE, AND W. KOECHNER: *Diode-Pumped Solid-State Lasers with Kilowatt Average Power*. SPIE Proceedings on High-Power Gas and Solid State Lasers, M. Bahrer et al. (eds.), April 1994, Wien, **2206**, S. 389-498 (1994).
- [38] D. GOLLA, S. KNOKE, W. SCHÖNE, G. ERNST, A. TÜNNERMANN, AND H. WELLING: *Design and Operation of a 250 W cw, Diode-Laser Side-Pumped Nd:YAG Rod Laser*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 207 (1995).
D. GOLLA: *Untersuchungen der physikalisch-technischen Grundlagen von Festkörperlasern, die mit kontinuierlich arbeitenden Diodenlasern transversal angeregt werden*. Teilvorhaben im Rahmen des Verbundprojektes: Grundlagen für diodengepumpte Nd-dotierte Festkörperlaser hoher Leistung. Forschungsbericht des Laserzentrum Hannover e. V. (1994).
- [39] B. COMASKEY, G. ALBRECHT, R. BEACH, S. SUTTON: *1000 W diode-pumped folded zigzag slab laser*. Vortrag CWI5 auf der Konferenz CLEO '93, Technical Digest S. 276 (1993).

- [40] R.J. BEACH, M.A. EMANUEL, W.J. BENETT, B.L. FREITAS, D. CIARLO, N.W. CARLSON, S.B. SUTTON, J.A. SKIDMORE, AND W. SOLARZ: *Improved performance of high average power semiconductor arrays for applications in diode pumped solid state lasers*. SPIE Proceedings on Laser Diode Technology and Applications VI, Los Angeles, **2148**, S. 13-29 (1994).
- [41] M.D. PERRY, S.A. PAYNE, T. DITMIRE, R. BEACH, G.J. QUARLES, W. IGNATCHUK, R. OLSON, AND J. WESTON: *Better Materials Trigger Cr:LiSAF Laser Development*. Laser Focus World, Sept. 1993, S. 85-92 (1993).
- [42] R. BEACH, P. REICHERT, W. BENNETT, B. FREITAS, S. MITCHELL, A. VELSKO, J. DAVIN, AND R. SOLARZ: *Scalable Diode-End-Pumping Technology Applied to a 100-mJ Q-Switched Nd³⁺:YLF Laser Oscillator*. Opt. Lett. **18** (16), S. 1326 (1993).
- [43] C.D. MARSHALL, S.A. PAYNE, L.K. SMITH, R.J. BEACH, M.A. EMANUEL, J.A. SKIDMORE, H.T. POWELL, AND W.F. KRUPKE, B.H.T. CHAI: *Diode-Pumped Yb:Sr₅(PO₄)₃F Laser Performance*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers **24**, Memphis, Tennessee, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), S. 333 (1995).
- [44] U. WITTRÖCK, G. BOSTANJOGLO, S. DONG, B. EPPICH, TH. HAASE, Q. LÜ, N. MÜLLER, AND O. HOLST: *High-Power Solid State Lasers with Improved Beam Quality*. SPIE Proceedings on High-Power Gas and Solid State Lasers, M. Bahrer et al. (eds.), April 1994, Wien, **2206**, S. 396-407 (1994).
- [45] W. KOECHNER: *Solid-State Laser Engineering*. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, S. 430-432 (1992).
D.C. BROWN, J.M. KELLY, J.A. ABATE: IEEE J. QE **17**, S. 1755 (1981).
- [46] T.Y. FAN ET AL.: *InGaAs-Diode-Laser-Pumped Yb:YAG Lasers*. IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS) 1991 Annual Meeting, San José, CA, USA, LEOS '91 Conference Digest, S. 48 (1991).
P. LACOVARA, H.K. CHOI, C.A. WANG, R.L. AGGARWAL, AND T.Y. FAN: *Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser*. Opt. Lett. **16** (14), S. 1089 (1991).
P. LACOVARA, C.A. WANG, H.K. CHOI, R.L. AGGARWAL, AND T.Y. FAN: *Room-Temperature InGaAs Diode-Pumped Yb:YAG Laser*. Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest Series. **9**, S. 36 (1991).
- [47] T.Y. FAN: *Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG*. IEEE J. Quant. Electron. **29**, S. 1457 (1993).
- [48] A. GIESEN, H. HÜGEL, A. VOSS, K. WITTIG, U. BRAUCH, H. OPOWER: *Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers*. Appl. Phys. B **58**, S. 365-372 (1994).
A. GIESEN, H. HÜGEL, A. VOSS, K. WITTIG, U. BRAUCH UND H. OPOWER: *Diode-Pumped High-Power Solid-State Laser: Concept and First Results with Yb:YAG*. OSA Proceedings on Advanced Solid State Lasers, 1994, T.Y. Fan and B.T. Chai (eds.), **20**, S. 91-94 (1994).
A. GIESEN, A. VOSS, K. WITTIG, U. BRAUCH: *The Thin-Disc Laser: A Scalable Concept for Efficient Diode-Pumped Solid-State Lasers with High Beam Quality*. Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, Amsterdam

- 28.8.-2.9.1994, Technical Digest S. 79 (1994).
- A. VOSS, U. BRAUCH, A. GIESEN, M. KARSZEWSKI, CHR. STEWEN, K. WITTIG: *Efficient High-Power Diode-Pumped Thin-Disk Yb:YAG-Laser*. SPIE Proceedings on the 9th Meeting on Optical Engineering in Israel, Tel-Aviv , Nov. 1994, **2426**, S. 501-508 (1994).
- A. GIESEN, L. BERGER, U. BRAUCH, M. KARSZEWSKI, CHR. STEWEN, A. VOSS: *Recent Results of the Scalable Diode-Pumped Yb:YAG Thin Disk Laser*. OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers, 1995, B.H.T. Chai and S.A. Payne (eds.), **24**, S. 330-332 (1995).
- U. BRAUCH, A. GIESEN, M. KARSZEWSKI, CHR. STEWEN, AND A. VOSS: *Multiwatt Diode-Pumped Yb:YAG Thin Disk Laser Continuously Tunable between 1018 nm and 1053 nm*. Optics Letters, **20** (7), S. 713-715 (1995).
- A. GIESEN, U. BRAUCH, M. KARSZEWSKI, CHR. STEWEN, A. VOSS: *High-Power Near-Diffraction-Limited and Single-Frequency Operation of Yb:YAG Thin Disc Laser*. OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers, S.A. Payne and C.R. Pollock (eds.), **1**, S. 11-13 (1996).
- [49] K. UEDA AND N. UEHARA: *Laser Diode Pumped Solid State Lasers for Gravitational Wave Antenna*. SPIE Proceedings on Frequency-Stabilized Lasers and their Applications, Nov. 1992, Boston MA, **1837**, S. 336-345 (1993).
- [50] P.J. MORRIS, W. LÜTHY AND H.P. WEBER: *Operation of Resonantly Pumped Tm:Ho:YAG in Active Mirror Mode*. Opt. Comm. **104**, S. 97-101 (1993).
- [51] T. KASAMATSU AND H. SEKITA: *Laser-diode-pumped Nd:YAG active-mirror laser*. Applied Optics **36** (9), S. 1879-81 (1997).
- [52] G. HOLLEMANN ET AL.: *Effiziente diodengepumpte Scheibenlaser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung*. Laser und Optoelektronik **29** (4), S. 76-83 (1997).
- [53] U. BRAUCH, A. GIESEN, A. VOSS, K. WITTIG: *Laser Amplifying System*. US-Patent Nr. 5,553,088. Angemeldet 22.12.1993, erteilt 3.9.1996.
U. BRAUCH, A. GIESEN, A. VOß, K. WITTIG: *Laserverstärkersystem*. DE-Patent Nr. 43 22 094.0. Angemeldet 2.7.1993, Offenlegung Jan. 1995.
- [54] T.Y. FAN AND R.L. BYER: *Modeling and CW Operation of a Quasi-Three-Level 946 nm Nd:YAG Laser*. IEEE J. of Quantum Electronics **23** (5), S. 605-12 (1987).
- [55] W.P. RISK: *Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses*. J. Opt. Soc. Am. B **5**, S. 1412-23 (1988).
- [56] T. TAIRA, W.M. TULLOCH, AND R.L. BYER: *Modeling of Quasi-Three-Level Lasers and Operation of CW Yb:YAG Lasers*. Applied Optics **36** (9), S. 1867-74 (1997).
- [57] P. PETERSON, A. GAVRIELIDES, P.M. SHARMA: *CW Theory of a Laser Diode-Pumped Two-Manifold Solid State Laser*. Opt. Comm. **109**, S. 282-287 (1994).
- [58] W.F. KRUPKE AND L.L. CHASE: *Ground State Depleted (GSD) Solid State Lasers: Principles, Characteristics, and Scaling*. SPIE Proceedings on High Power and Solid State Lasers II, **1040**, S. 68-83 (1989).
- [59] W. Plaß, private Mitteilung.

- [60] W.H. PRESS, B.P. FLANNERY, S.A. TEUKOLSKY, W.T. VETTERLING: *Numerical Recipes: The Art of scientific computing (FORTRAN version)*, Cambridge Univ. Press, S. 34 ff.
- [61] G.A. SLACK AND D.W. OLIVER: *Thermal Conductivity of Garnets and Phonon Scattering by Rare-Earth Ions*. Phys. Rev. B **4**, No. 2, S. 592-609 (1971).
- [62] H.W. BRUESSELBACH ET AL.: *Low-Heat High-Power Scaling Using InGaAs-Diode-Pumped Yb:YAG Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3** (1), S. 105-15 (1997).
- [63] D.C. BROWN: *Ultrahigh-Average-Power Diode-Pumped Nd:YAG and Yb:YAG Lasers*. IEEE J. of Quantum Electronics **33** (5), S. 861-73 (1997).
- [64] D.E. MCCUMBER: *Theory of Phonon-Terminated Optical Masers*. Phys. Rev. **134** (2A), S. A299-A306 (1964).
- [65] Y.F. CHEN ET AL.: *Analytical model for output optimization of fiber-coupled laser-diodes end-pumped lasers*. SPIE Proceedings LASE '97 **2989**, S. 35-43 (1997).
- [66] N. BAZIN: *Ytterbium als Laserion (?)*. Diplomarbeit, II. Phys. Inst. d. Univ. Stuttgart (1994).
- [67] G.A. SLACK AND D.W. OLIVER: *Thermal Conductivity of Garnets and Phonon Scattering by Rare-Earth Ions*. Phys. Rev. B **4** (2), S. 592-609 (1971).
- [68] H.W. BRUESSELBACH ET AL.: *Low-Heat High-Power Scaling Using InGaAs-Diode-Pumped Yb:YAG Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3**, (1), S. 105-15 (1997).
- [69] J.A. KONINGSTEIN: *Energy Levels and Crystal-Field Calculations of Trivalent Ytterbium in Yttrium Aluminum Garnet and Yttrium Gallium Garnet*. Theoret. chim. Acta (Berl.) **3**, S. 271 (1965).
- [70] R.A. BUCHANAN, K.A. WICKERSHEIM, J.J. PEARSON, AND G.F. HERRMANN: *Energy Levels of Yb³⁺ in Gallium and Aluminum Garnets*. Phys. Rev. **159**, S. 245 (1967).
- [71] V.V. OVSYANKIN: *Spectroscopy of Collective States and Cooperative Transitions in Disordered Rare-Earth Activated Solids*. In: Spectroscopy of Solids Containing Rare Earth Ions. A.A. Kaplyanskii and R.M. Macfarlane, eds. Vol. 21 of: Modern Problems in Condensed Matter Sciences. North-Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo. S. 371ff (1993).
- [72] U. SCHIEGG: *Untersuchungen zum Single-Frequency-Betrieb von Scheibenlasern bei höchsten Leistungen*. Diplomarbeit, IFSW 97-47, Universität Stuttgart.
- [73] H.C. LEE, P.L. BROWNLIE, H.E. MEISSNER AND E.C. REA: *Diffusion bonded composites of YAG single crystals*. SPIE Proceedings on Laser-Induced Damage in Optical Materials, Oct.-Nov. 1991, Boulder CO, **1624**, S. 2-12 (1991).
- [74] C.D. MARSHALL ET AL.: *Diode-pumped gas-cooled-slab laser performance*. OSA TOPS on Advances Solid-State Lasers, 1996, S.A. Payne and. C. Pollock (eds.), **1**, S. 208-212 (1996).

- [75] Y. HIRANO ET AL.: *208-W TEM₀₀ operation of a diode-pumped Nd:YAG rod laser*. Optics Letters **24** (10), S. 679-681 (1999).
- [76] T.Y. FAN AND P. LACOVARA: *Modeling of Energy Storage Yb:YAG Lasers and Amplifiers*. OSA Proc. On Advanced Solid-State Lasers, 1992, L.L. Chase and A.A- Pinto (eds.), **13**, S. 190-193 (1992).
- [77] R. PASCHOTTA, J. AUS DER AU, G.J. SPÜHLER, F. MORIER-GENOUD, R. HÖVEL, M. MOSER, S. ERHARD, M. KARSZEWSKI, A. GIESEN, U. KELLER: *Diode-pumped passively mode-locked lasers with high average power*. Appl. Phys. B **70** (Suppl.), S. S25-S31 (2000).
J. AUS DER AU, G.J. SPÜHLER, T. SÜDMEYER, R. PASCHOTTA, R. HÖVEL, M. MOSER, S. ERHARD, M. KARSZEWSKI, A. GIESEN, U. KELLER: *16.2-W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disk laser*. Opt. Lett. **25** (11), S. 859-61 (2000).
- [78] K.A. STANKOV: Appl. Phys. B **45**, S. 191-195 (1988).
M.B. DANAILOV ET AL.: Optics Letters **19** (11), S. 792ff (1994).
V. COUDERC, A. BARTHELEMY AND V. KUBECEK: *Nonlinear Mirror Mode-Locking of a Diode Pumped Nd:YAG Laser*. Postdeadline Paper PD 4 auf der Advanced Solid-State Laser Conference 1995.
- [79] C. HÖNNINGER, G. ZHANG, M. MOSER, U. KELLER, I. JOHANNSEN, AND A. GIESEN: *Diode-pumped thin disk Yb:YAG regenerative amplifier*. Appl. Phys. B **65**, S. 423 (1997).
- [80] G. HOLLEMANN, R. KOCH, G. HERGENHAN, A. GIESEN, A. VOß, M. KARSZEWSKI: *Effiziente diodengepumpte Scheibenlaser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung*. Laser und Optoelektronik **29** (4), S. 76-83 (1997).
R. KOCH, G. HOLLEMANN, R. CLEMENS, H. VOELCKEL, A. GIESEN, A. VOSS, M. KARSZEWSKI, C. STEWEN: *Effective near diffraction limited diode pumped thin disk Nd:YVO₄ Laser*. Vortrag CFE-5 auf der CLEO '97, Baltimore 1997, OSA Technical Digest Series **11**, S. 480 (1997).
- [81] H. WEBER ET AL.: *Grundlegende Untersuchungen zu skalierbaren, diodengepumpten Nd:YVO₄-Scheibenlasern*. Verbundvorhaben: Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Kristallgeometrien zur Kohärenztransformation. Abschlußbericht des LMTB im Rahmen des VDI-Projektes: Hochleistungslaser und diodengepumpte Festkörperlaser (1998).
- [82] N.V. KULESHOV ET AL.: *CW laser performance of Yb and Er, Yb doped tungstates*. Appl. Phys. B **64**, S. 409-413 (1997).
- [83] N. BERNER, A. DIENING, E. HEUMANN, G. HUBER, A. VOSS, M. KARSZEWSKI, AND A. GIESEN: *Tm:YAG: A Comparison between Endpumped Laser-Rods and the „Thin-Disk“-Setup*. OSA Trends in Optics and Photonics on Advanced Solid-State Lasers **26**, S. 463 (1999).
- [84] E.C. HONEA ET AL.: *115-W Tm:YAG Diode-Pumped Solid-State Laser*. IEEE J. of Quantum Electronics **33** (9), S. 1592-1600 (1997).

Danksagung

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

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Hügel für die Aufnahme an seinem Institut und die damit verbundene Gelegenheit, die vorliegende Arbeit in einem günstigen, motivierenden und inspirierenden Umfeld anfertigen zu können. Weiterhin möchte ich mich für das meiner Arbeit entgegengebrachte Interesse und die fundierte, konstruktive Kritik bedanken.

Herrn Dr. A. Giesen möchte ich für die mir gebotene Möglichkeit, im Rahmen seiner Abteilung an interessanten, herausfordernden Aufgaben – so auch dem Scheibenlaser – arbeiten zu dürfen, danken. Seinem ausdauernden Engagement ist es maßgeblich zuzuschreiben, daß der Scheibenlaser heute als ein innovatives Festkörperlaserkonzept mit hohem Anwendungspotential weithin anerkannt ist.

Herzlichen Dank verdienen auch die übrigen Mitarbeiter und Kollegen am IFSW, die zu einem angenehmen, anregenden und produktiven Arbeitsklima beigetragen haben. Besonders erwähnen möchte ich die Herren Dr. W. Pläß, Dr. U. Brauch, Dr. K. Wittig, K. Contag, Dr. M. Karszewski, Dr. Chr. Stewen, I. Johannsen, Dr. M. Huonker und Dr. Chr. Schmitz, mit denen mich eine mehrjährige, vertrauensvolle Zusammenarbeit und ein fruchtbarer Ideenaustausch verbindet. Der Dank gilt auch jenen, die hier nicht namentlich genannt werden.

Nicht unerwähnt lassen möchte ich die Hilfe, die mir durch die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt und die Verwaltung des Instituts zuteil wurde; mein spezieller Dank gilt den Herren R. Greschner und M. Frank, ohne deren tatkräftige Mithilfe die Ideen nicht die erforderliche Substanz gewonnen hätten.

Last but not least richtet sich mein Dank an Herrn Prof. Dr. A. Tünnermann für die Übernahme der Mitberichterstattung für die vorliegende Arbeit.

Schramberg, im März 2002